



UNIVERZITET U NOVOM ŠADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI
FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Jan Hansman

Projektovanje izgradnje i testiranje 9'' x 9'' NaI(Tl) spektrometra oblika jame

- doktorska disertacija -

Mentor: dr. Ištvan Bikit

Novi Sad, 2015.

	S A D R Ž A J	
	PREDGOVOR	4
1.	UVOD	5
2.	OSOBI NE JEZGRA	6
2.1.	ENERGIJSKI NIVOI JEZGRA	7
2.1.1.	ALFA RASPAD	10
2.1.2.	BETA RASPAD	10
2.1.3.	GAMA ZRAČENJE	13
2.2.	JEDNAČINA RASPADA	17
3.	INTERAKCIJA GAMA ZRAČENJA SA MATERIJOM	19
3.1.	MEHANIZMI INTERAKCIJE	19
3.1.1.	VEOMA VELIKI DETEKTOR	22
3.1.2.	VEOMA MALI DETEKTOR	23
3.1.3.	REALAN DETEKTOR	23
3.2.	BREMSSTRAHLUNG	24
4.	SCINTILACIONI DETEKTORI	26
4.1.	ORGANSKI SCINTILATORI	31
4.2.	GASNI SCINTILATORI	32
4.3.	STAKLENI SCINTILATORI	33
4.4.	NEORGANSKI (KRISTALNI) SCINTILATORI	33
4.4.1.	PRAVLJENJE NaI SCINTILACIONOG DETEKTORA	38
4.5.	ZAVISNOST VISINE SIGNALA I ENERGIJE OD TIPA UPADNE ČESTICE NEORGANSKIH SCINTILATORA	39
4.6.	DETEKCIJA FOTONA I EFIKASNOST NaI(TI) DETEKTORA	41
5.	FOTOMULTIPLIKATORI	44
5.1.	FOTOKATODE	45
5.2.	SPONTANA EMISIJA ELEKTRONA	46
5.3.	IZRADA FOTOKATODA	46
5.4.	KVANTNA EFIKASNOST	47
5.5.	MULTIPLIKACIJA ELEKTRONA	48
5.5.1.	SEKUNDARNA EMISIJA ELEKTRONA	48
5.5.2.	MATERIJALI SA NEGATIVNIM AFINITETOM ZA ELEKTRONE	49
5.6.	KARAKTERISTIKE FOTOMULTIPLIKATORA	50
5.7.	OSOBI NE SIGNALA FOTOMULTIPLIKATORA	51
5.8.	NEOPHODNA POMOĆNA OPREMA ZA RAD FOTOMULTIPLIKATORA	53
5.9.	FOTODIODE KAO ZAMENA ZA FOTOMULTIPLIKATORE	55
5.10.	ANALIZA OBLIKA SIGNALA SCINTILATORA	56
6.	SPEKTROSKOPIJA SA SCINTILACIONIM DETEKTORIMA	61
6.1.	OSOBI NE SCINTILACIONIH SPEKTROMETARA GAMA ZRAKA	61
6.1.1.	ENERGIJSKA REZOLUCIJA	63
6.1.2.	LINEARNOST	66
6.1.3.	EFIKASNOST DETEKC IJE	67
6.1.4.	ODREĐIVANJE POVRŠINE PIKA	69
6.2.	KONSTRUKCIJA DETEKTORA	71

7.	<i>ELEKTRONIKA SCINTILACIONIH SISTEMA</i>	73
7.1.	VISOKI NAPON	73
7.2.	PREDPOJAČAVAČ	73
7.3.	POJAČAVAČ	73
7.4.	VIŠEKANALNI ANALIZATOR	74
8.	<i>DETEKTORSKI SISTEMI SA MALOM BRZINOM BROJANJA</i>	75
8.1.	SISTEMI SA NISKIM FONOM	77
9.	<i>PROJEKTOVANJE ZAŠTITE ZA 9``x 9`` NaI(TI) DETEKTOR OBLIKA JAME</i>	80
9.1.	INTERAKCIJE SA ZAŠTITOM DETEKTORA	80
9.2.	9``x 9`` NaI(TI) DETEKTOR OBLIKA JAME	85
9.3.	PROJEKTOVANE MOGUĆNOSTI ZAŠTITE 9``x 9`` NaI(TI) DETEKTORA	92
9.3.1.	25 cm GVOZDENA ZAŠTITA KUBNOG TIP	92
9.3.2.	15 cm OLOVNA ZAŠTITA OD OLOVNIH CIGLI - KUBNOG TIP	94
9.4.	ZAŠTITE DETEKTORA CILINDRIČNOG OBLIKA	95
9.4.1.	KOMBINOVANA Fe+Pb ZAŠTITA	95
9.4.2.	CILINDRIČNA 25 cm Fe ZAŠTITA	98
9.4.3.	CILINDRIČNA 15 cm Pb ZAŠTITA - 30/50 mm DEBLJINA SEGMENTATA	98
9.5.	CILINDRIČNA 15 cm Pb ZAŠTITA - METOD PRSTENOVA	103
10.	<i>TESTIRANJE 9``x 9`` NaI(TI) DETEKTORSKOG SISTEMA</i>	117
10.1.	REDUKCIJA FON	117
10.2.	SNIMANJE SPEKTARA TAČKASTIH IZVORA I ODREĐIVANJE EFIKASNOSTI DETEKCIJE	118
10.3.	ODREĐIVANJE NAJPOGODNIJE GEOMETRIJE VOLUMINOZNOG UZORKA	122
10.4.	PROMENA EFIKASNOSTI DETEKTORA U ZAVISNOSTI OD POLOŽAJA ZAPREMINSKOG UZORKA	126
10.5.	UPOREĐENJE EFIKASNOSTI I MDA (MINIMALNIH DETEKTABILNIH AKTIVNOSTI) NaI(TI) I HPGe DETEKTORA	129
10.6.	OBRADA SPEKTARA SNIMLJENIH NaI(TI) DETEKTOROM SOFTVEROM GENIE 2000	133
10.7.	ODREĐIVANJE KONCENTRACIJE RADONA U VAZDUHU U STAMBENIM OBJEKTIMA 2014.G.	145
10.8.	MERENJE RADIOAKTIVNOSTI NaI(TI) DETEKTOROM KALIBRISANIM GEANT4 SIMULACIJAMA	147
10.9.	DEKONVOLUCIJA SPEKTARA SNIMLJENIH NaI(TI) DETEKTOROM	148
10.10.	ODREĐIVANJE AKTIVNOSTI Pb-210 I Be-7 U MAHOVINAMA NaI(TI) DETEKTOROM	152
	ZAKLJUČAK	157
	LITERATURA	159
	BIOGRAFIJA	164

PREDGOVOR

Potreba za brzim, efikasnim, preciznim i kvalitetnim merenjem rutinskih uzoraka je cilj svake laboratorije koja se bavi uslužnim gamaspektrometrijskim merenjima. Upravo za to može služiti veliki $9'' \times 9''$ NaI(Tl) detektor velike efikasnosti. Takođe takav detektor je veoma retko uopšte u upotrebi bilo gde u svetu. Pravljenje kvalitetne zaštite za tako veliki detektor je pravi poduhvat i hvala svim zaposlenim u Laboratoriji za nuklearnu fiziku, Novi Sad na pomoći prilikom izrade zaštite i ove doktorske disertacije.

U Novom Sadu, 2015.g.

Jan Hansman

1. UVOD

Svaki tip detektora gama zraka ima određene prednosti i određene mane u odnosu na ostale tipove detektora. U početku nezamenljivi NaI(Tl) scintilacioni detektori sve više su ustupali mesto najpre Ge(Li) a sada HPGe(high-purity germanium) detektorima. U današnje vreme nadmoćna rezolucija germanijumskih detektora je praktično sasvim iz upotrebe istisnula NaI(Tl) scintilacione detektore, ali ipak u nekim poljima primene su ovi detektori još uvek nezamenljivi. Jedna od glavnih prednosti u odnosu na germanijumske detektore je mogućnost rada ovih detektora na normalnim temperaturama bez potrebe za hlađenjem na temperaturu tečnog azota. Takođe se NaI(Tl) detektori mogu napraviti u bilo kom obliku i bilo kojoj veličini što nije slučaj sa germanijumskim kristalima.

Jedna od najvećih mana NaI(Tl) je što je materijal higroskopan tj. jako upija vlagu pa detektori moraju biti jako dobro upakovani i izolovani. Već i mala količina vlage koja bi ušla u detektor bi dovela do prestanka njegovog rada.

Ranije je važna prednost NaI(Tl) detektora bila i njihova velika efikasnost u odnosu na Ge detektore, no danas se već i Ge detektori prave sa efikasnostima koje su uporedive ili čak i veće nego kod 3" x 3" NaI(Tl). Jedan takav detektor se nalazi i u Laboratoriji za nuklearnu fiziku u Novom Sadu i ima efikasnost 100,6% (detektor oznake „B“).

Od kraja 1980-ih godina u Laboratoriji za nuklearnu fiziku u Novom Sadu se nalazi i 9" x 9" NaI(Tl) koji se uglavnom koristio kao aktivna ili pasivna zaštita Ge detektora u 25 cm gvozdenoj zaštiti, no već davno je sasvim van upotrebe zbog nepostojanja pasivne zaštite za njega. Jedna od opcija bi bila staviti ovaj detektor u masivnu 25 cm Fe zaštitu, ali se tamo već nalazi Ge detektor (oznake „M“) koji je u redovnoj upotrebi. Samo stavljanje uzoraka bi bilo jako komplikovano i stavljanje ovog detektora u zaštitu bi uticalo na fon samog germanijumskog detektora. Zato je za redovnu upotrebu ovog 9" x 9" NaI(Tl) detektora potrebno napraviti posebnu zaštitu.

Sam rad se sastoji od dva glavna dela, a to su:

- 1) dizajn, projektovanje i izrada same zaštite za detektor - gde će biti predstavljeno više mogućnosti izrade zaštite, prednosti i mane svake od konfiguracija;
- 2) testiranje, kalibrisanje i stavljanje u redovnu upotrebu 9" x 9" NaI(Tl) - ovde će biti dati rezultati od prvih snimljenih spektara, preko podešavanja samog detektora pa do konačno dobijenih rezultata.

Ovako sklopljen detektorski sistem je predstavljen na 57. Međunarodnom sajmu tehnike i tehničkih dostignuća u Beogradu [48].

Na DZZ SCG XXVII u Vrnjačkoj Banji, 02.-04. oktobra 2013.g. su predstavljena dva rada [58,59] a na IV. Terrestrial Radionuclides in Environment International Conference on Environmental Protection u Veszpremu, Mađarska su takođe predstavljena dva rada [90,91].

Iz same doktorske disertacije, trenutno su objavljena dva naučna rada u međunarodnim naučnim časopisima [88,89]:

[88] **J. Hansman** - *Design and Construction of a Shield for the 9" x 9" NaI(Tl) Well Type Detector*, *Nuclear Technology & Radiation Protection: Year 2014, Vol. 29, No. 2, pp. 165-169*

[89] **J. Hansman, D. Mrdja, J. Slivka, M. Krmar, I. Bikit** - *Efficiency study of a big volume well type NaI(Tl) detector by point and voluminous sources and Monte-Carlo simulation*, *Applied Radiation and Isotopes (rad je u procesu objavljivanja)*

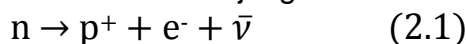
2. OSOBINE JEZGRA

Jezgro atoma se sastoji od nukleona (protona i neutrona). Osnovne osobine neutrona, protona i elektrona su date u tabeli 1.

TABELA 1 - osnovne osobine neutrona, protona i elektrona [25]

masa mirovanja	Elektron	Neutron	Proton
kg	$9,109558 \times 10^{-31}$	$1,679428 \times 10^{-27}$	$1,672622 \times 10^{-27}$
MeV	0,511	939,552	938,258
u ($1/12 C^{12} =$ 931,481 MeV)	$5,5 \times 10^{-4}$	1,008665	1,007276
naelektrisanje	- e	0	+ e

Slobodni proton, kad bi se našao van jezgra, bi se spojio sa slobodnim elektronom i tako napravio atom vodonika ili bi bio apsorbovan od strane nekog jezgra. Sa druge strane, slobodni neutron bi ili bio apsorbovan u neko jezgro ili bi se raspao prema:



tj. transformisao bi se u proton, emitujući elektron i antineutrino.

Jezgro se sastoji od ukupno A čestica ($A=N+Z$), gde su

A - maseni broj

N - broj neutrona

Z - broj protona = atomski broj elementa.

Izobari su jezgra sa istim A.

Izotopi su jezgra sa istim Z. To su jezgra istog hemijskog elementa. Imaju iste hemijske ali malo različite fizičke osobine, zbog razlike u masama. Nuklearne osobine se drastično menjaju između dva izotopa.

Izotoni su jezgra sa istim N - sa istim brojem neutrona.

Izomeri su dva različita energijska stanja istog jezgra.

Različite vrste atoma su rezultat različite kombinacije (broja) jedne vrste čestica - elektrona. Sa druge strane, različita jezgra su rezultat kombinacija dve vrste čestica - protona i neutrona. U prirodi postoji 92 elementa (plus još 20-tak veštački proizvedenih) dok poznatih jezgara ima preko 700.

Iz eksperimenata je utvrđeno da su jezgra skoro sfernog oblika, sa zapreminom proporcionalnom masenom broju A i radijusom približno

$$R \approx 1,3 \times 10^{-15} A^{1/3} \text{ u metrima} \quad (2.2)$$

Masa jezgra $M_N(A,Z)$ sa masenim brojem A i rednim brojem Z je:

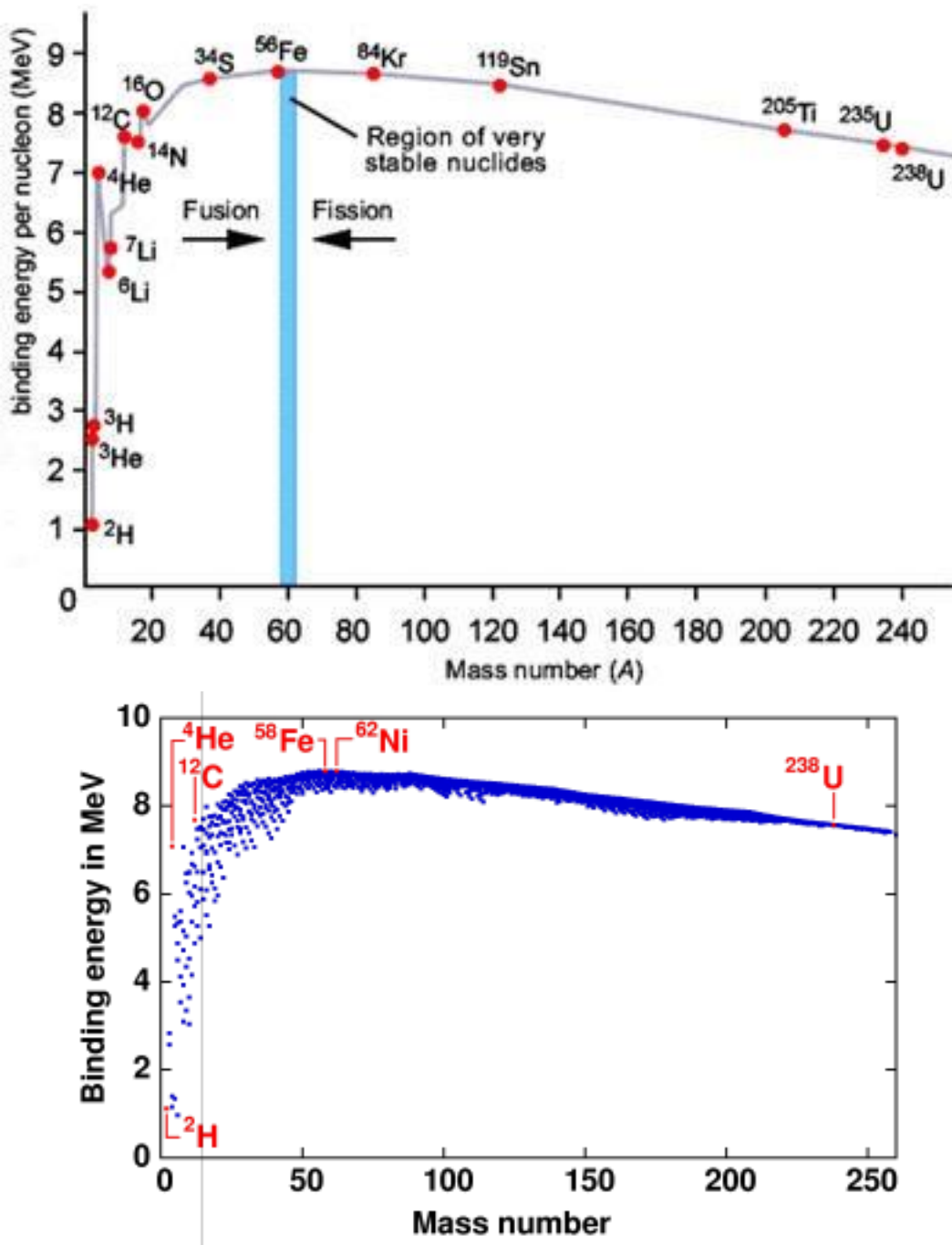
$$M_N(A,Z) = ZM_p + NM_n - B(A,Z) c^2 \quad (2.3)$$

gde su M_p = masa protona

M_n = masa neutrona

$B(A,Z)$ = energija vezivanja nukleona.

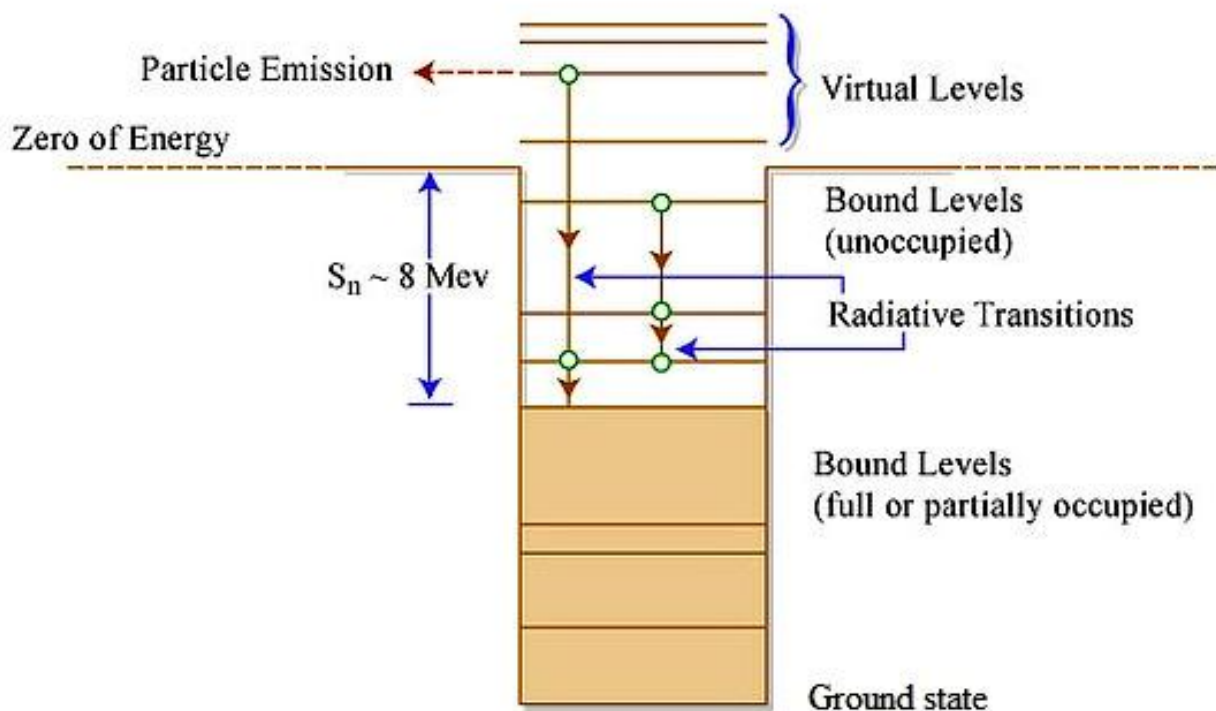
Energija vezivanja nukleona je jednaka energiji koja se oslobodi prilikom formiranja jezgra sa N neutrona i Z protona. Takođe ovo je energija koju je potrebno uložiti da bi se jezgro ponovo rastavilo na N slobodnih neutrona i Z slobodnih protona.



slika 1 - promena srednje vrednosti energije vezivanja po nukleonu sa masenim brojem A [24]

2.1. ENERGIJSKI NIVOI JEZGRA

Neutrone i protone unutar jezgra na okupu drže nuklearne sile. Prava priroda nuklearnih sila još uvek nije do kraja istražena i shvaćena, ipak većina karakteristika ponašanja i događaja u jezgru je uspešno opisana različitim nuklearnim modelima. Uspešnost svakog od modela i sama njegova primena zavisi od toga koliko dobro predviđa rezultate koji se dobijaju iz eksperimenata. Postoje puno modela, ali nijedan model još uvek ne uspeva uspešno opisati sve moguće događaje unutar jezgra. Svi modeli predpostavljaju da i jezgra, kao i atom, može da se nalazi samo u određenim diskretnim energijskim stanjima (nivoima). U zavisnosti od modela, ta stanja mogu biti pripisana ili neutronima i protonima, ili jezgru kao celini.



slika 2 - vezani i virtuelni energijski nivoi jezgra [25]

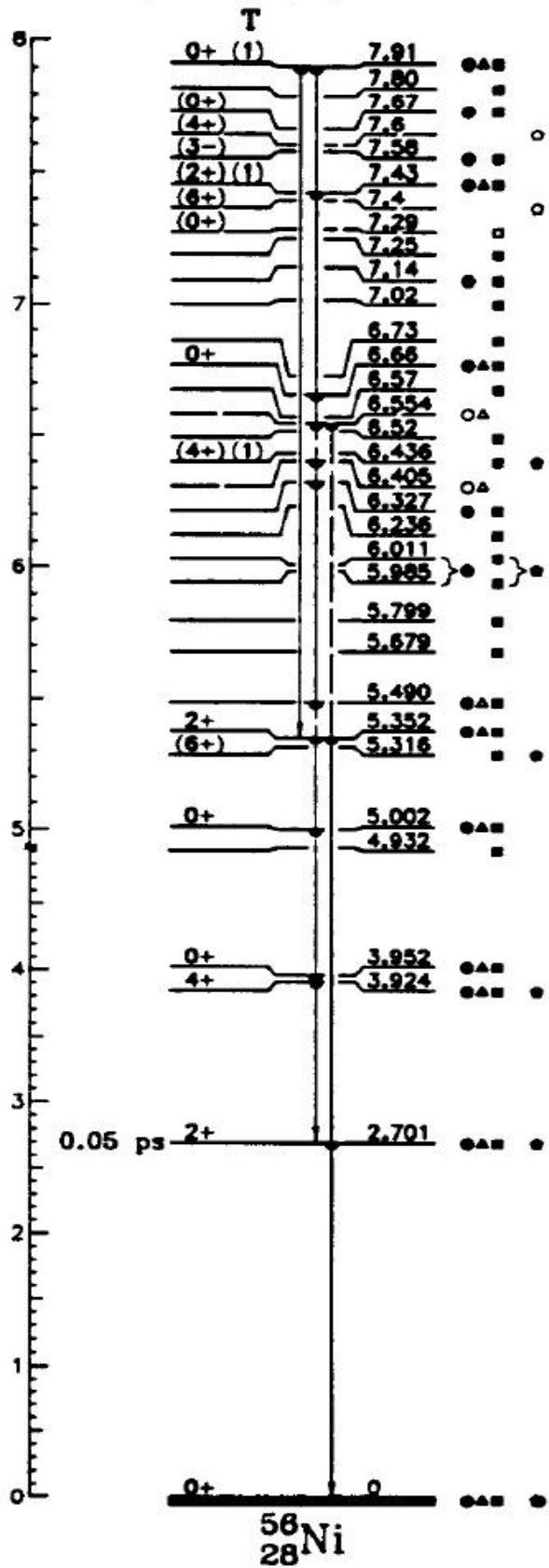
Najniže energetske stanje jezgra se naziva osnovno stanje (slika 2). Osnovno stanje je predstavljeno kao da ima negativnu energiju da bi se pokazalo da je to vezano stanje. Osnovno stanje i svi pobuđeni nivoi ispod nulte energije se nazivaju vezanim stanjima. Ako se jezgro nađe u vezanom stanju, deekscitacijom nakon 10^{-12} do 10^{-10} s prelazi na niže stanje. Deekscitacija je povezana sa emisijom fotona energije jednake razlici između energija početnog i konačnog stanja. Energijski nivoi koji se nalaze iznad nulte energije se nazivaju virtuelnim nivoima. Ako jezgro ima dovoljno energije da se pobudi do virtuelnog stanja, ili se deekscituje vraćajući se na neko od vezanih stanja ili emituje nukleon.

Rastojanja između energijskih nivoa u jezgru su reda keV ili MeV, dok su kod atoma u pitanju eV. Kako energije ekscitacije rastu, tako se rastojanja između pojedinih nivoa smanjuju (slika 3). Za veoma visoke energije ekscitacije, gustina pojedinih nivoa postaje toliko velika da je veoma teško uopšte razlikovati pojedine nivoe.

Kako se maseni broj A povećava, tako raste i broj energijskih nivoa - teža jezgra imaju više nivoa nego laka jezgra (uz neke izuzetke). Takođe kako se maseni broj A povećava, tako energija prvog pobuđenog nivoa opada kao npr.:

- Be^9 - prvi pobuđeni nivo = 1,68 MeV
- Fe^{56} - prvi pobuđeni nivo = 0,847 MeV
- U^{238} - prvi pobuđeni nivo = 0,044 MeV.

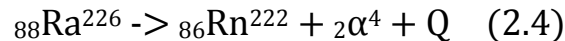
Additional levels above 8 MeV: 32 in (p,t), 19 in ($^3\text{He},n$), 8 in ($^{16}\text{O},^{14}\text{C}$).



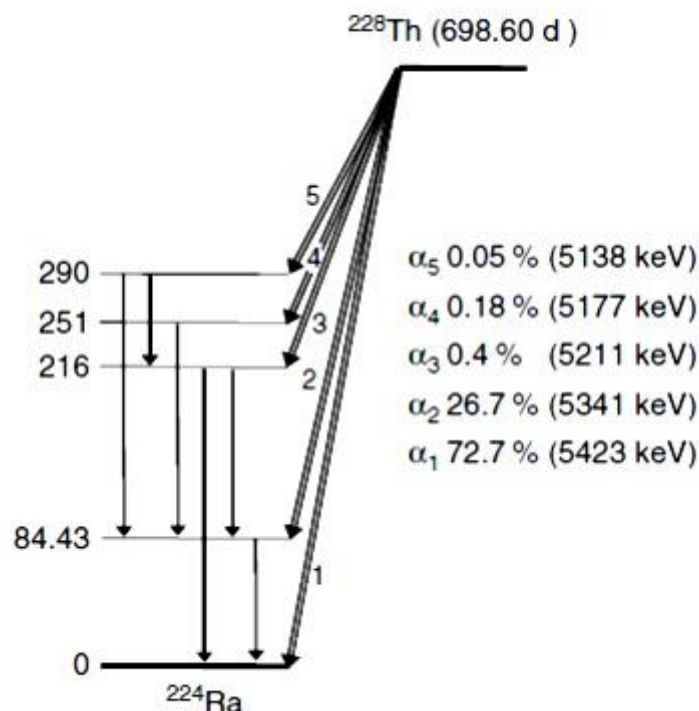
slika 3 - energijski nivoi ^{56}Ni

2.1.1. ALFA RASPAD

Alfa čestica je jezgro ${}^4_2\text{He}^{4+}$ ($2\alpha^4$) a emisija alfa čestice je najverovatniji raspad jezgara visokih atomskih brojeva $Z > 83$. Prilikom otpuštanja alfa čestice, jezgru se redni broj smanjuje za 2: $Z \rightarrow Z-2$, a maseni broj za 4: $A \rightarrow A-4$. Tipični alfa raspad je npr.:



gde je Q energija raspada, koja predstavlja energiju jednaku razlici masa između početnog jezgra i finalnih produkata reakcije. Ova energija se deli između Rn i α u određenom iznosu usled očuvanja impulsa. Zbog toga je spektar alfa zračenja monoenergetski, za razliku od beta raspada. Na slici 4 se vidi da alfa raspad prati i emisija gama zraka, osim u slučaju kada jezgro alfa raspadom prelazi direktno u osnovno stanje potomka (što je većinom slučaj, posebno kod elemenata sa nižim brojem Z).

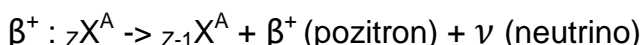


slika 4 - šema raspada ${}^{228}\text{Th}$ [29]

2.1.2. BETA RASPAD

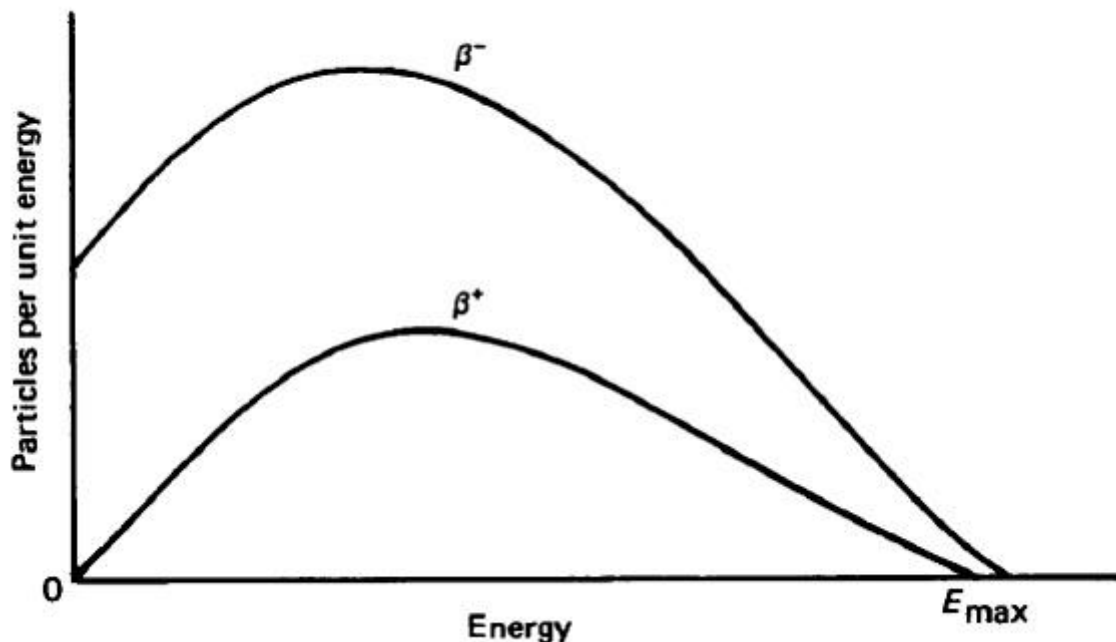
Prilikom beta raspada, jezgro emituje elektron ili pozitron i transformiše se u novi element. Prilikom raspada se emituje takođe i neutralna čestica (antineutrino ili neutrino).

Postoje dve vrste beta raspada β^- i β^+ :



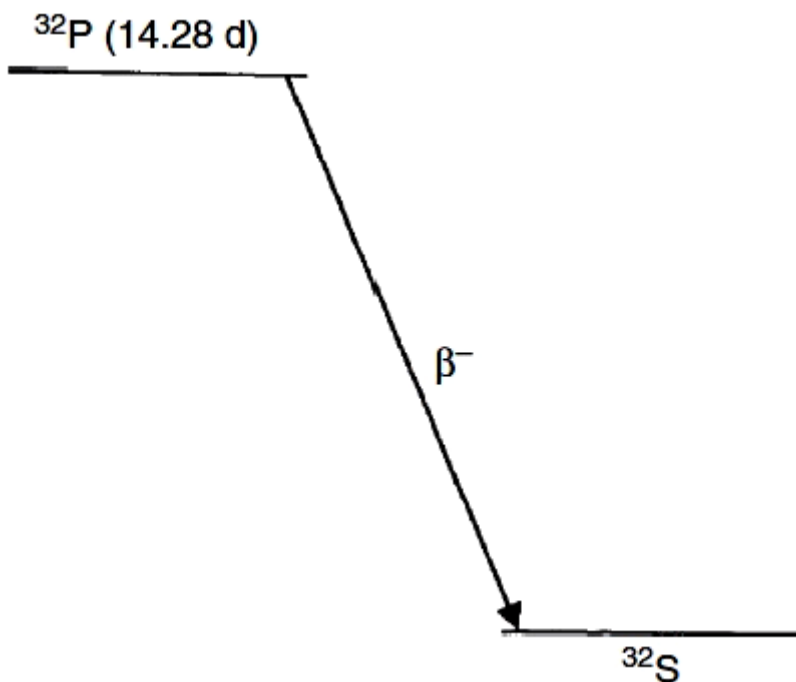
Ono što se dešava je ustvari da neutron prelazi u proton (β^-) ili suprotno, da proton prelazi u neutron (β^+ ili elektronski zahvat). β^- raspadi su karakteristični za jezgra sa viškom neutrona, dok su β^+ raspadi karakteristični za jezgra sa viškom protona. Prilikom beta

raspada, energija raspada se deli između teškog jezgra (u odnosu na ostale učesnike reakcije) i veoma lakih elektrona/pozitrona i neutrina/antineutrina. Sa aspekta gamaspektrometrije, jezgro uzima zanemarljivo malo energije raspada, dok se praktično sva energija deli između beta čestice i antineutrina (npr.) i obe čestice mogu da imaju energiju između 0% i 100% energije raspada, što čisto zavisi od statističkog ponašanja. Zbog toga spektar beta čestice nije monoenergetski nego se prostire od 0 do maksimalne energije E_{max} (slika 5).



slika 5 - tipični beta spektar (prikazani su oblici spektra, ne znači da je β^- intenzivniji od β^+)

Dosta je neobično da se raspad nekog jezgra dešava prelaskom jezgra u osnovnom stanju u drugo jezgro takođe u osnovnom stanju, mada postoje takvi slučajevi (npr. slika 6). Postoji puno tehnološki važnih čistih beta emitera koji se koristi u različite svrhe (tabela 2).



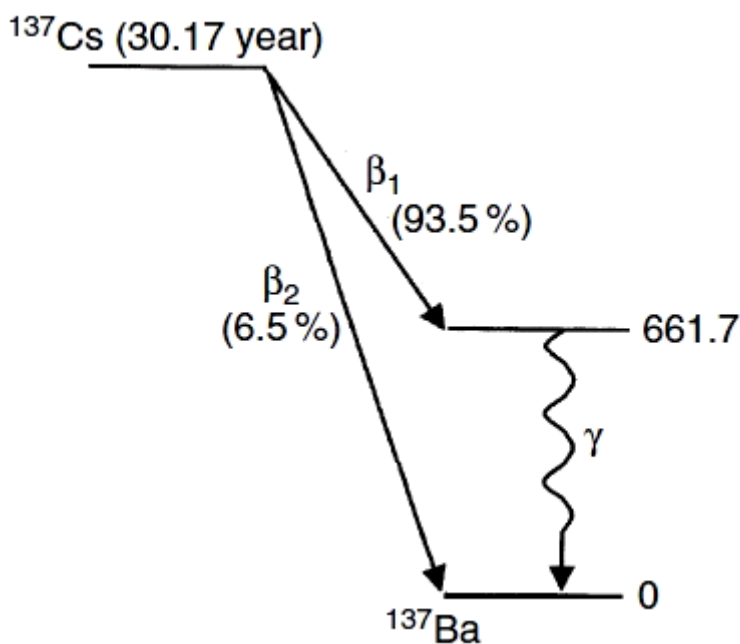
slika 6 - šema raspada čistog beta emitera

TABELA 2 - važniji čisti beta emiteri [26,27,28]

Nuklid	period poluraspada	max beta energija (keV)
H ³	12,312 (25) g	18,59
C ¹⁴	5730 (40) g	156,48
P ³²	14,262 (14) d	1710,66
S ³⁵	87,32 (16) d	167,14
Cl ³⁶	3,01 (2) x 10 ⁵ g	1142,07
Sr ⁹⁰	28,79 (6) g	546,0
Y ⁹⁰	64,00 (21) h	2282,1
Tc ⁹⁹	2,111 (12) x 10 ⁵ g	293,7
Tl ²⁰⁴	3,78 (2) g	763,72

Problem kod ovih nuklida je što nema emitovanja gama zraka pa time i nije moguće gamaspektrometrijsko merenje. Da bi se odredilo prisustvo čistih beta emitera u smeši radionuklida, potrebno je hemijski ih separirati a merenje izvršiti pomoću tečnih scintilatora.

Puno više beta raspada se ne završava odmah prelaskom u osnovno stanje potomka, nego prelaskom u neko pobuđeno stanje (slika 7).



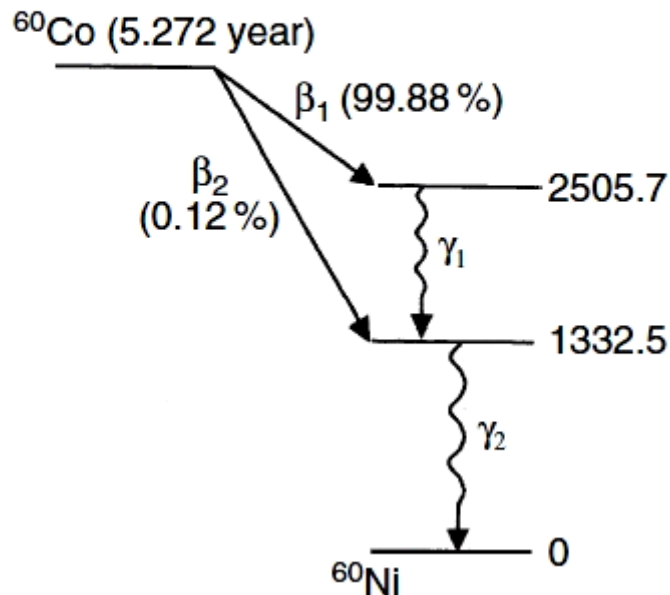
slika 7 - beta raspad praćen emisijom gama zraka (6,5% raspada prelaze direktno u osnovno stanje, ali 93,5% raspada Cs¹³⁷ završava na pobuđenom stanju Ba¹³⁷ odakle emisijom gama zraka prelazi u osnovno stanje)

Zanimljivo je da gama zrak energije 661,7 keV ustvari pripada Ba¹³⁷, ali se obično naziva i pripisuje kao Cs¹³⁷ gama i tako se i navodi u tabelama. Ako se u tabelama pogleda pod energijski nivoi, taj nivo se nalazi kod Ba¹³⁷ a ne kod Cs¹³⁷.

U ovakvom slučaju postoji samo jedan gama raspad sa energijom 661,7 keV, ali su puno češći slučajevi sa više gama raspada koji vode do osnovnog stanja (slika 8). Kao što se sa slike 8 vidi, kod Co⁶⁰ većina beta raspada ide na nivo 2505,7 keV i prelazi u osnovno stanje u dva koraka, emitujući dva gama zraka energija 1173,2 i 1332,5 keV. Gama zraci su u kaskadi i ako međunivo (1332,5 keV) ne vrši kašnjenje emisije gama zraka, govori se da su gama zraci koincidentni.

$$\gamma_1 = (2505.7 - 1332.5) = 1173.2 \text{ keV}$$

$$\gamma_2 = (1332.5 - 0) = 1332.5 \text{ keV}$$



slika 8 - beta raspad Co^{60} praćen sa više gama raspadama

Kao što jezgra koja se raspadaju sa β^- raspadom imaju višak neutrona, tako jezgra koja se raspadaju β^+ raspadom imaju manjak neutrona. Da bi do β^+ raspada moglo doći, potrebno je da se proton i elektron spoje u neutron. Pošto elektrona u jezgri nema, mora doći do kreiranja para naelektrisanja elektron+pozitron. Elektron sa protonom pravi neutron a pozitron se emituje iz jezgra. Pozitron živi veoma kratko, jako se usporava u materiji (ima kratak domet), i anihilira se sa svojom antičesticom-elektronom, emitujući pri tome dva fotona od 511 keV, praveći tako dobro poznati anihilacioni pik u gama spektrima od 511 keV. Zbog očuvanja impulsa, ova dva fotona se emituju u tačno suprotnim pravcima pod 180° .

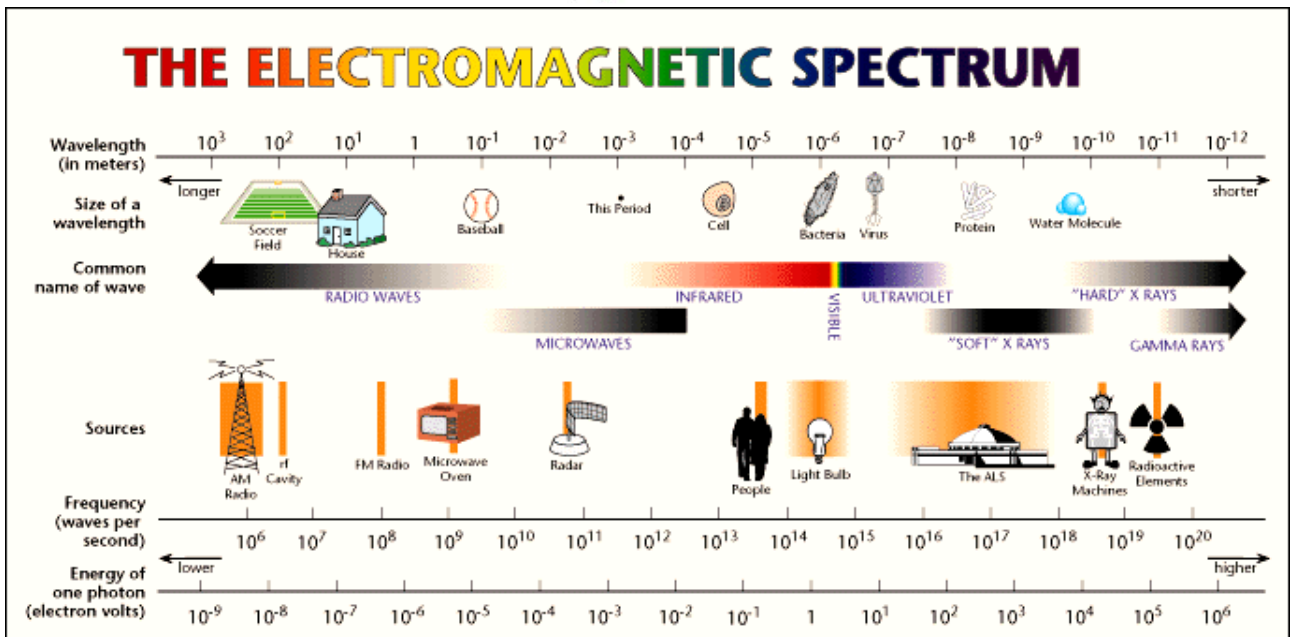
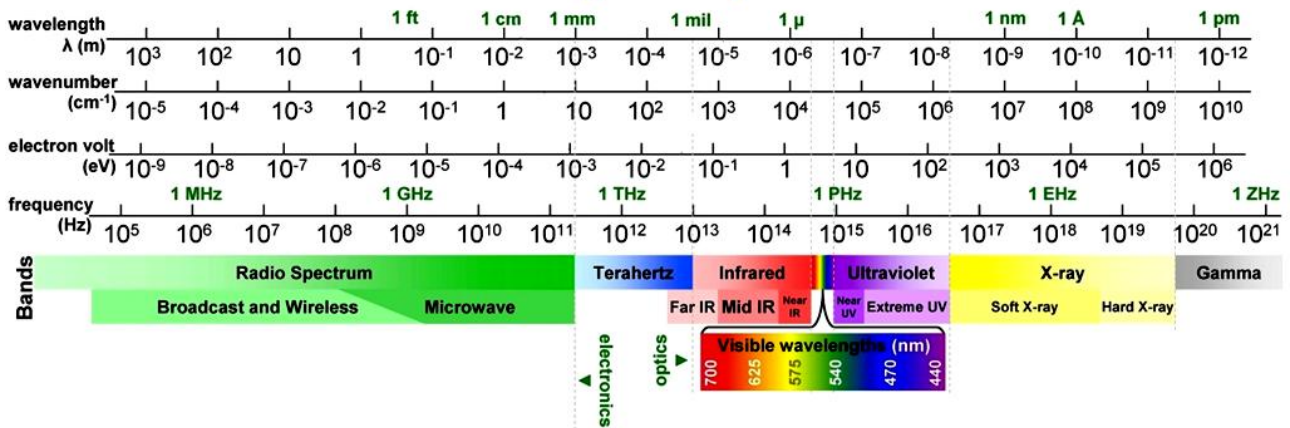
2.1.3. GAMA ZRAČENJE

Gama zračenje nije oblik raspada kao što su to alfa i beta raspad (ili i spontana fisija). Ovde ne dolazi do promene ni broja nukleona u jezgri ni tipa nukleona u jezgri, nema promene A , Z ili N . Ceo proces se ustvari sastoji od oslobađanja viška energije jezgra.

Gama zračenje je oblik elektromagnetnog zračenja, slično kao što su to radio talasi ili vidljiva svetlost. U širokom spektru elektromagnetnog zračenja, gama zračenje se nalazi na visokim energijama i kratkim talasnim dužinama (slike 9a i 9b). Talasnom dužinom ili frekvencijom se na isti način može opisati gama zračenje kao i energijom (što i jeste običaj za ostalo zračenje u elektromagnetnom spektru).

U samom spektru ima delimičnog preklapanja između X zraka viših energija ("tvrdih" - 1-100 keV) i samih gama zraka (10 - 10000 keV). Različiti naziv za istu energiju (talasnu dužinu) prosto samo pokazuje proces nastanka dotičnog zraka.

Electromagnetic spectrum



slike 9a i 9b - spektri elektromagnetnog zračenja [30, 31]

U spektrima gama zračenja, tipične energije su reda 1 MeV. U astronomiji npr., se detektuju tzv. "kosmički gama zraci" (fotoni) na mnogo višim energijama. Tako su na 1 MeV "mekani" gama zraci, srednje energije su do $3 \times 10^7 \text{ eV}$, visoke energije do 10^{10} eV , veoma visoke energije do 10^{13} eV i ultra visoke energije $> 10^{14} \text{ eV}$. Merenje viših energije se radi preko interakcije sekundarnih elektrona čija produkcija se vrši u atmosferi.

Kao što je već pomenuto, emisija gama zračenja je rezultat prelaza između pobuđenih stanja jezgra. Tehnike merenja u gama spektrometriji se zasnivaju na jedinstvenosti emitovanih gama energija u karakterizaciji porekla radioaktivnosti i u mogućnosti visoke preciznosti sa kojom te energije mogu biti izmerene.

Često je pogodno posmatrati nukleone u jezgru kao da se nalaze na različitim nivoima/luskama, slično kao što je to slučaj sa elektronima u atomu koji zauzimaju K, L, M...ljuske i koji mogu prema kvantnoj teoriji imati samo određene vrednosti energije. Tako i kod nukleona u jezgru, samo određena energetska stanja mogu biti popunjena neutronima odnosno protonima. Pobuđeno stanje jezgra je onda slučaj kada jedan ili više nukleona pređu u stanje/ljuskicu sa višom energijom.

Nuklearna energetska stanja se menjaju kako se menjaju naelektrisanje i struja u okviru jezgra. Raspored naelektrisanja rezultuje kao električni moment a raspored struja doprinosi porastu magnetnog momenta. Neutron iako nema naelektrisanje, ima magnetni moment. Oscilacije naelektrisanja odgovaraju angularnom momentu u tačno određenim

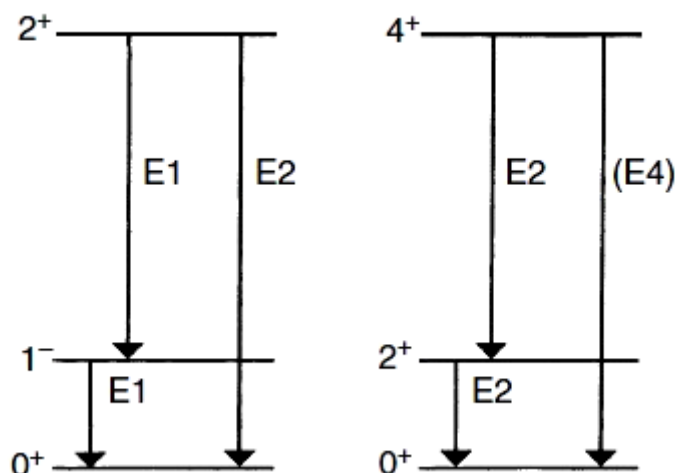
kvantnim stanjima. Ako dolazi do oscilacije jednog kvantnog stanja, tada govorimo o zračenju električnog dipola, što se označava sa E1. U slučaju da su uključena dva stanja, imamo zračenje električnog kvadrupola E2 itd. Na isti način se označavaju i promene magnetnih momenata sa M1 za magnetni dipol, M2 za magnetni kvadrupol itd.

Kao što postoji mogućnost promene ugaonog momenta, takođe može doći i do promene parnosti π . Ovaj koncept proističe iz osobina talasne funkcije i parnost može biti + ili -.

Na taj način, nuklearni prelazi mogu imati tri osobine:

- da li potiču od električnih ili magnetnih prelaza E ili M;
- multiplicitet tj. kolika je promena angularnih momenata E1, E2, E3...;
- i da li prilikom prelaza dolazi do promene parnosti.

Ove osobine se koriste prilikom određivanja pravila gama prelaza i tako se dobijaju verovatnoće svakog od prelaza. Često šeme raspada imaju obeležene osim energijskih nivoa i spinove i parnost nivoa iznad osnovnog stanja (slika 10).



slika 10 - šema prelaza sa parnošću, spinom i očekivanim multipolima prelaza

Pobuđena stanja jezgra imaju određeno vreme života a kad je u neki od prelaza uključen i određen "nivo zabrane" prema pravilima izbora, može se desiti da dotični nivo ima dugačak period poluraspada (da ima dugačko vreme života). Ako je taj period poluraspada dovoljno dugačak da bi se mogao lako meriti, takvo stanje se naziva izomerno stanje. Dužina perioda poluraspada prelaza zavisi da li je prelaz E ili M, koji je multiplicitet prelaza, zavisi od energije prelaza i od masenog broja. Dugi periodi poluraspada su puno verovatniji kod prelaza visoke multipolnosti (npr. E4, M4) i niskih energija. Mnogo gama prelaza se dešava u vremenima kraćim od 10^{-12} s i time se nalaze u "spornom" vremenu. Naime smatra se da se bez problema detektuju gama prelazi reda milisekunde i mikrosekunde, pa sve do reda 1 ns.

Nuklearni izomeri se često nazivaju i metastabilnim stanjima (označeni su ponekad sa ^m). Takav je i nivo 661,6 keV pri prelazu ¹³⁷Cs u ¹³⁷Ba i često se označava sa ^{137m}Ba. Period poluraspada je 2,55 minuta, ali se to može ustanoviti samo hemijskom separacijom Cs i Ba. Neka metastabilna stanja imaju period poluraspada i reda 10^6 godina i gama prelazi sa ovih stanja se nazivaju izomernim prelazima (isomeric transition - IT).

Nuklearni energijski nivoi nisu do beskonačnosti tačno određeni nego imaju neku konačnu određenu širinu koja je povezana sa periodom poluraspada preko Heisenberg-ovog principa neodređenosti:

$$\Delta E * \Delta t \geq h/2\pi (=6,582122 \times 10^{-16} \text{ eV s}) \quad (2.5)$$

gde su

ΔE - neodređenost energije za koju se uzima energijska rezolucija (FWHM);

Δt - neodređenost vremena koje zavisi od perioda poluraspada kao $1/\lambda = 1,4427 * t_{1/2}$;
 h - Planck-ova konstanta.

Tako će za 661,6 keV kod ^{137}Cs - ^{137}Ba sa $t_{1/2}=2,55$ min, $\Delta E=3 \times 10^{-18}$ eV što je izuzetno malo i ne doprinosi u praktičnom određivanju gama energija u radioaktivnim procesima raspada.

Emisija gama zraka je osim deekscitacijom sa nuklearnih nivoa, moguća i procesima interne konverzije (IC) i produkcijom parova.

Produkcija parova nije čest slučaj emitovanja gama zraka i moguća je samo u slučaju da je razlika između dva nivoa veća od 1022 keV, kad se taj deo energije iskoristi za kreiranje para elektron-pozitron. Ove dve čestice se izbacuju iz jezgra i zajedno dele ostatak energije raspada kao kinetičku energiju.

Interna konverzija je veoma česta. U ovom procesu, raspoloživa energija se transformiše u dodatni nuklearni elektron, koji se izbacuje iz atoma (naziva se i elektron interne konverzije). Elektron je monoenergetski i ima energiju jednaku energiji prelaza umanjenu za energiju vezivanja elektrona i mali deo energije koja se troši na uzmak jezgra. Merenje elektronskog spektra (energije elektrona) pokazuje da se pikovi nalaze tačno na mestima elektronskih ljuski (K,L,M). Izbačeni elektron iz atoma, ostavlja prazno mesto na ljusci koje se popunjava sa elektronom sa višeg stanja (sa više ljuske) što je praćeno emisijom X-zraka i/ili Auger-ovih elektrona.

Pošto je interna konverzija jedan od oblika deekscitacije a prilikom koje nema promena Z, N ili A, X-zraci koji nastaju su karakteristični za izomerno stanje pretka. Oba nivoa, i od pretka i od potomka, potiču od istog elementa. Ovo je razlika u odnosu na zahvat elektrona, gde X-zraci potiču od potomka. Zato ako se X-zraci koriste za identifikaciju, mora se znati od kog procesa potiču.

Odnos interne konverzije i emisije gama zraka se naziva koeficijent interne konverzije α :

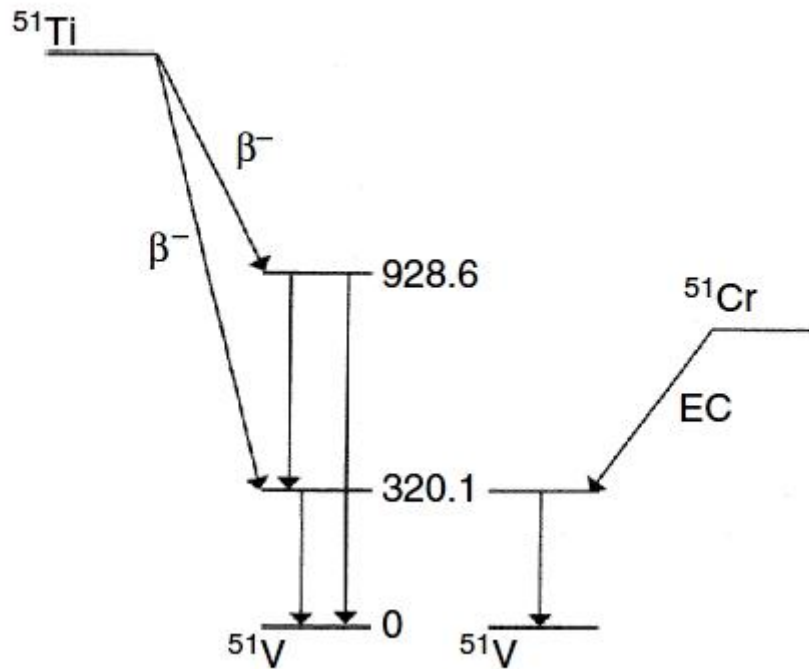
$$\alpha = \frac{\text{broj emitovanih IC elektrona}}{\text{broj emitovani gama zraka}} \quad (2.6)$$

Ovaj koeficijent se još može podeliti na α_K , α_L ...ako se posmatraju samo elektroni sa određenih nivoa. Vrednosti koeficijenta α zavise od multipolnosti, energije prelaza i atomskog broja. Koeficijent se povećava sa porastom Z i perioda poluraspada a smanjuje sa energijom ΔE (npr. kod Cs^{137} , nivo od 661,6 keV se raspada sa verovatnoćom od 93,5% ali na gama pripada 85,1% a ostalih 8,4% potiče od interne konverzije).

Napomenuto je da se gama zraci emituju sa veoma dobro određenom energijom i da su te energije osobine određenih radionuklida. Često se ipak dešava da je identifikacija radionuklida samo pomoću gama zračenja nemoguća. Ovo je slučaj kod izobarnih jezgara koja se raspadaju u isti stabilni element sa dve različite strane. Gama zračenje je rezultat prelaska između energijskih nivoa stabilnog elementa i ono je isto, bez obzira sa koje strane periodnog sistema se nalazi predak i odakle je energijski nivo popunjen (primer na slici 11 i u tabeli 3).

TABELA 3 - gama energije od dva izobarna jezgra [29]

Nuklid	energija (keV)	verovatnoća emisije, p_γ
Ti^{51}	320,084	0,931
	608,55	0,0118
	928,63	0,069
Cr^{51}	320,084	0,0987



slika 11 - šema raspada Ti^{51} i Cr^{51}

Jezgro V^{51} nastaje samo od Ti^{51} i Cr^{51} i nije moguće odrediti koji gama zrak potiče od raspada kojeg pretka na nivo u V^{51} . U slučaju da postoji neka značajna detektibilna aktivnost, ostali prelazi koji potiču od Ti^{51} bi trebali biti vidljivi u spektru i po tome bi se moglo odrediti koliki deo potiče od Ti^{51} a koliki od Cr^{51} . Moguć je i drugi slučaj a to je detekcija X-zraka koji potiču od Cr^{51} na 4,95 i 5,43 keV (zbog elektronskog zahvata EC kod Cr). Takođe je pomoću jako različitih perioda poluraspada (5,76 minut za Ti^{51} i 27,71 dan za Cr^{51}) moguće odrediti koliko raspada potiče od kojeg jezgra.

Osim opisanih alfa i beta raspada i gama emisije, postoje još i elektronski zahvat, spontana fisija, zakasnela emisija neutrona i protona, dvostruki beta raspad itd. Takođe osim gama zračenjem, fotoni se mogu emitovati i procesima:

- anihilaciono zračenje;
- bremsstrahlung-elektromagnetno zračenje nastalo interakcijom brzih elektrona sa Kulonovim(Coulomb) poljem jezgra;
(iz nemačkog bremsstrahlung-zračenje koje se usporava)
- promptni gama zraci-emituju se za vreme odigravanja nuklearne reakcije (u vremenu manjem od 10^{-14} s,energije su često i do 10 MeV);
- i
- X-zruci - nastaju prilikom preuređenja dodatnih atomskih elektrona nakon elektronskog zahvata ili unutrašnje konverzije.

2.2. JEDNAČINA RASPADA

Radionuklidi su po definiciji nestabilni i raspadaju se nekim od opisanih raspada. Količina radioaktivnosti u nekom uzorku se izražava u Bekerelima (Bq - Becquerels) što brojno odgovara broju raspada u jedinici vremena (u sekundi) i ova veličina daje ustvari kolika je aktivnost uzorka. Pošto se aktivnost menja sa vremenom, uvek se mora naglasiti i vreme merenja, odnosno vreme na koje se data aktivnost odnosi.

Brzina raspada je direktno proporcionalna broju atoma radioaktivnog elementa prisutnog u izvoru tj. aktivnost A je direktno proporcionalna broju atoma radioaktivnog elementa:

$$A = - dN / dt = \lambda N \quad (2.7)$$

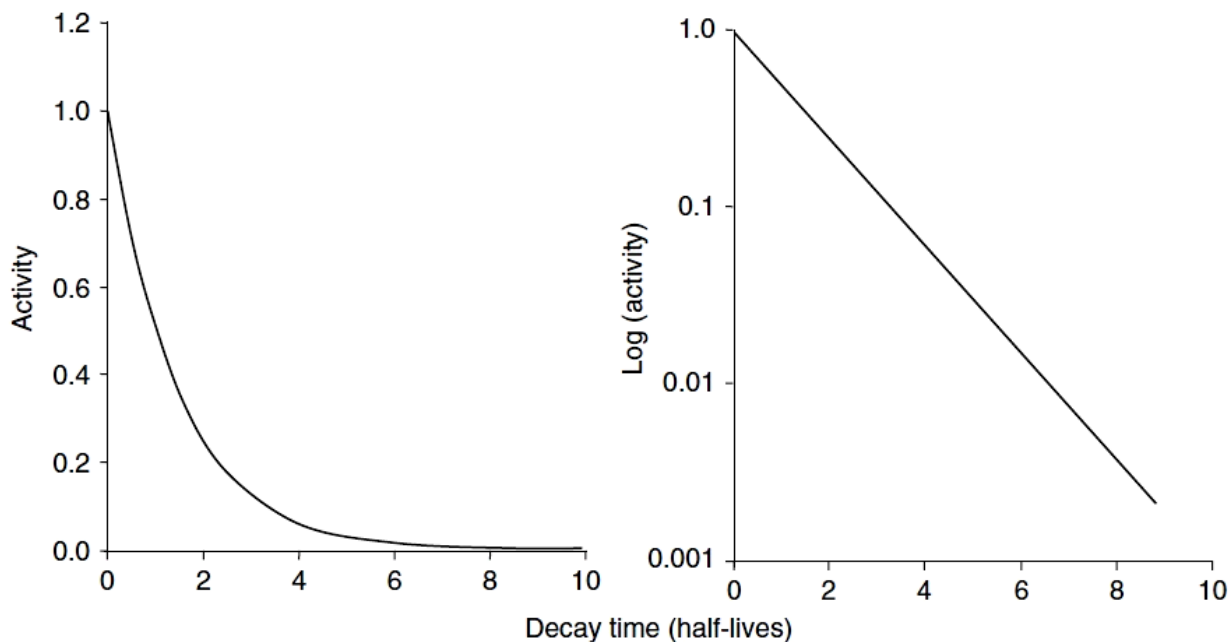
λ se naziva konstanta raspada i izražava se u jedinicama vreme⁻¹(s⁻¹,h⁻¹ ...). Recipročna vrednost ove konstante je vreme života radionuklida $\tau = 1/\lambda$. Ovo vreme predstavlja raspad izvora za faktor $e=2,718$. Mnogo češće se umesto vremena života koristi veličina period poluraspada $t_{1/2}$, koja predstavlja vreme za koje aktivnost izvora opadne na polovinu početne vrednosti:

$$\lambda = \ln 2 / t_{1/2} = 0,693 / t_{1/2} \quad (2.8)$$

Na osnovu prethodno navedenih jednačina se može pisati jednačina koja povezuje broj preostalih atoma/jezgara N_t , od početnog broja N_0 , u vremenu t sa periodom poluraspada $t_{1/2}$:

$$N_t = N_0 e^{-\frac{(\ln 2) t}{t_{1/2}}} = N_0 e^{(-\lambda t)} \Rightarrow A_t = A_0 e^{(-\lambda t)} \quad (2.9)$$

Zavisnost aktivnosti od vremena u linearnoj i logaritamskoj skali su dati na slici 12.



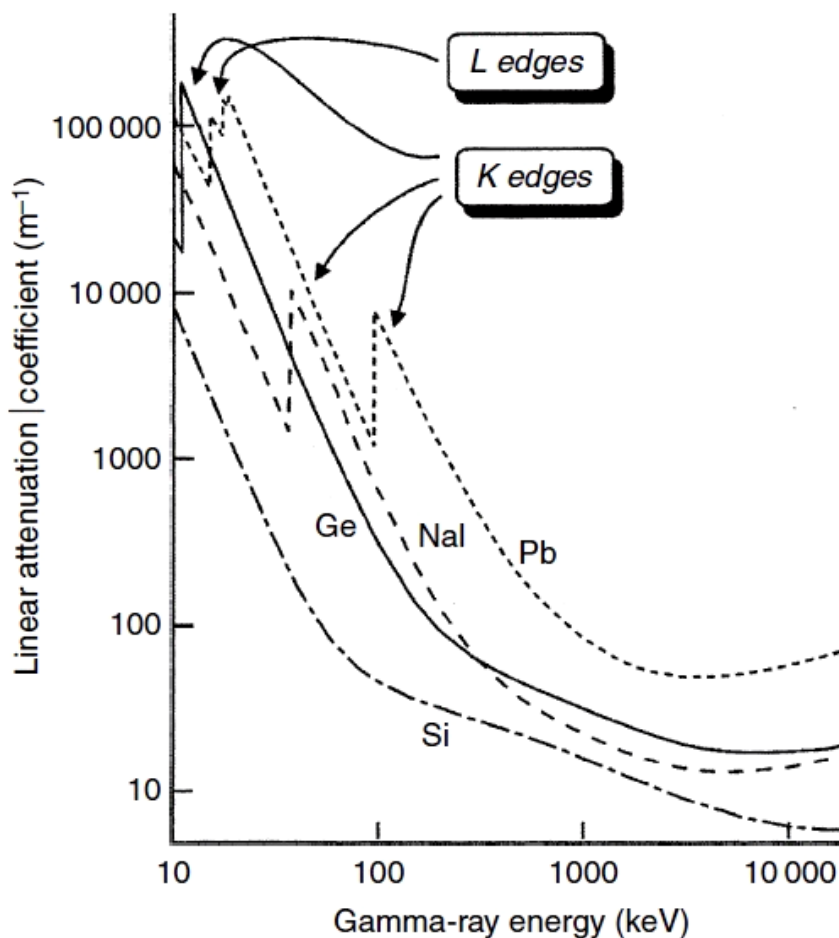
slika 12 - raspad radioaktivnog jezgra u linearnoj i logaritamskoj skali

3. INTERAKCIJA GAMA ZRAČENJA SA MATERIJOM

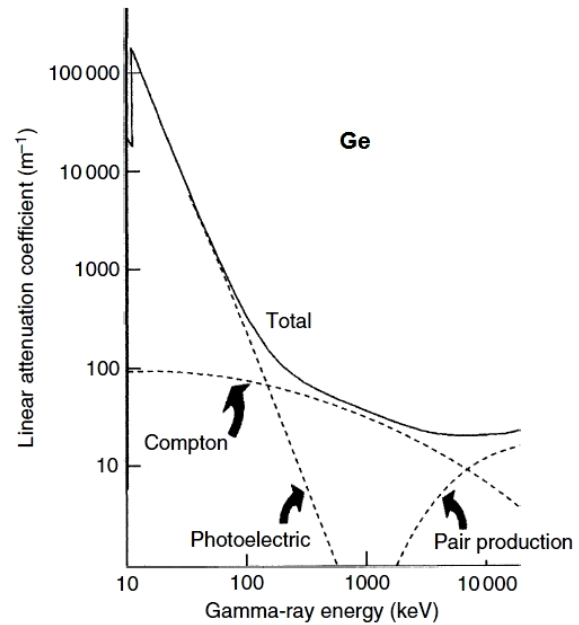
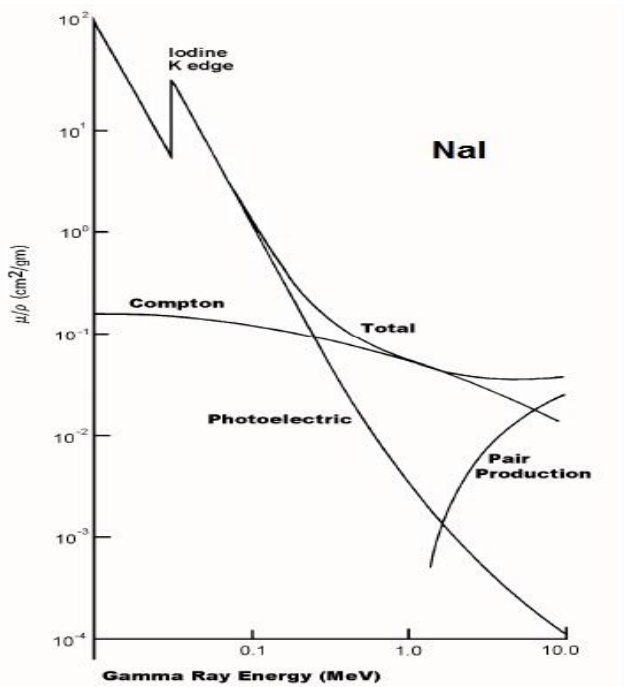
Detekcija bilo koje čestice ili zračenja zavisi od produkcije sekundarnih naelektrisanih čestica koje se sakupljaju i tako prave električni signal. Naelektrisane čestice (kao što su alfa i beta čestice) prave signal u detektoru direktnom jonizacijom ili ekscitacijom u materijalu detektora. Fotoni (gama zračenje) nemaju naelektrisanje pa i ne mogu ovako interagovati sa materijalom detektora. Zato detekcija gama zračenja zavisi od drugačijeg tipa interakcije, koja prenosi energiju gama zračenja elektronima u materijalu detektora. Ovako pobuđeni elektroni u detektoru gube svoju energiju jonizacijom i ekscitacijom atoma u detektoru stvarajući tako parove elektron-šupljina. Koeficijent apsorpcije gama zračenja u gasovima je jako mali, pa sva detekcija gama zračenja se ustvari svodi na interakciju sa čvrstim materijalima. Broj stvorenih parova elektron-šupljina zavisi od energije elektrona dobijenih u primarnoj interakciji gama zračenja i materijala detektora. Materijal za izradu detektora mora imati pogodne osobine, da bi se dobijeno naelektrisanje moglo sakupljati i pretvoriti u električni signal.

3.1. MEHANIZMI INTERAKCIJE

Stepen interakcije gama zračenja sa materijom zavisi od energije samog zračenja. Detaljni prikaz zavisnosti je predstavljen na slikama 13 i 14a i 14b, gde je prikazano kako se menja koeficijent apsorpcije nekih materijala (koji su od važnosti za gama spektrometriju) u zavisnosti od energije gama zraka [29,32,33,34].



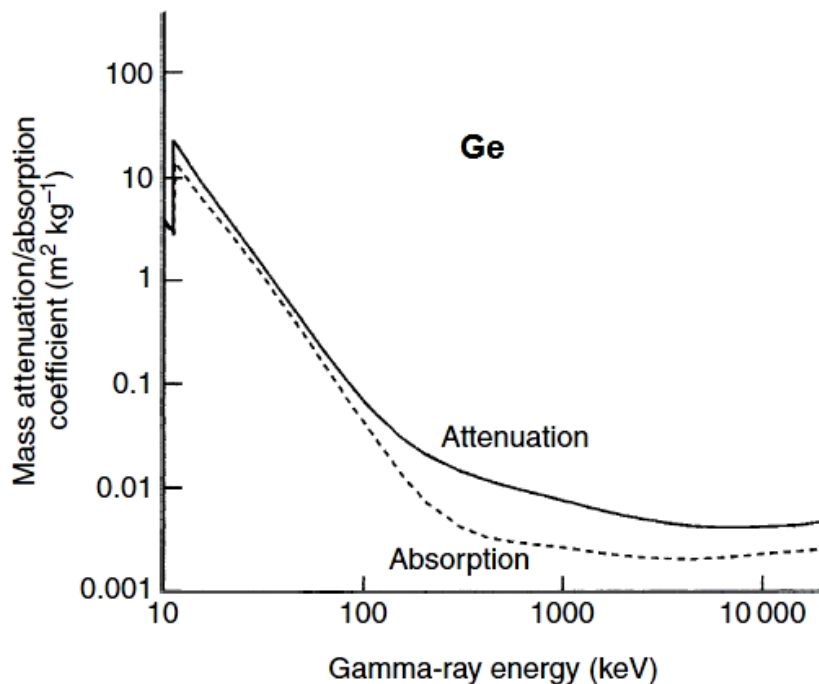
slika 13 - atenuacioni koeficijenti materijala u zavisnosti od energije



slike 14a i 14b - maseni atenuacioni koeficijenti za NaI i linearni za Ge

Verovatnoća za interakciju, koja se izražava preko atenuacionog koeficijenta, zavisi od veličine atoma sa kojim zračenje interaguje. Zato je atenuacioni koeficijent veći za materijale sa većim atomskim brojem i zato je olovo najpogodnije za izradu zaštite za detektor, dok je za izradu detektora pogodniji Ge nego NaI ili Si.

Atenuacioni koeficijent je mera smanjenja intenziteta gama zraka određene energije prilikom prolaska kroz dati materijal. Sa druge strane, apsorpcioni koeficijent je povezan sa energijom koja ostane u apsorberu prilikom prolaska gama zračenja kroz materijal. Maseni apsorpcioni i atenuacioni koeficijent za Ge su dati na slici 15.



slika 15 - maseni apsorpcioni i atenuacioni koeficijent za Ge

Ukupna kriva atenuacionog koeficijenta predstavlja sumu od interakcija preko fotoelektričnog efekta, Compton-ovog rasejanja i produkcije parova (njihov odnos je predstavljen na slikama 14a i 14b za NaI i Ge).

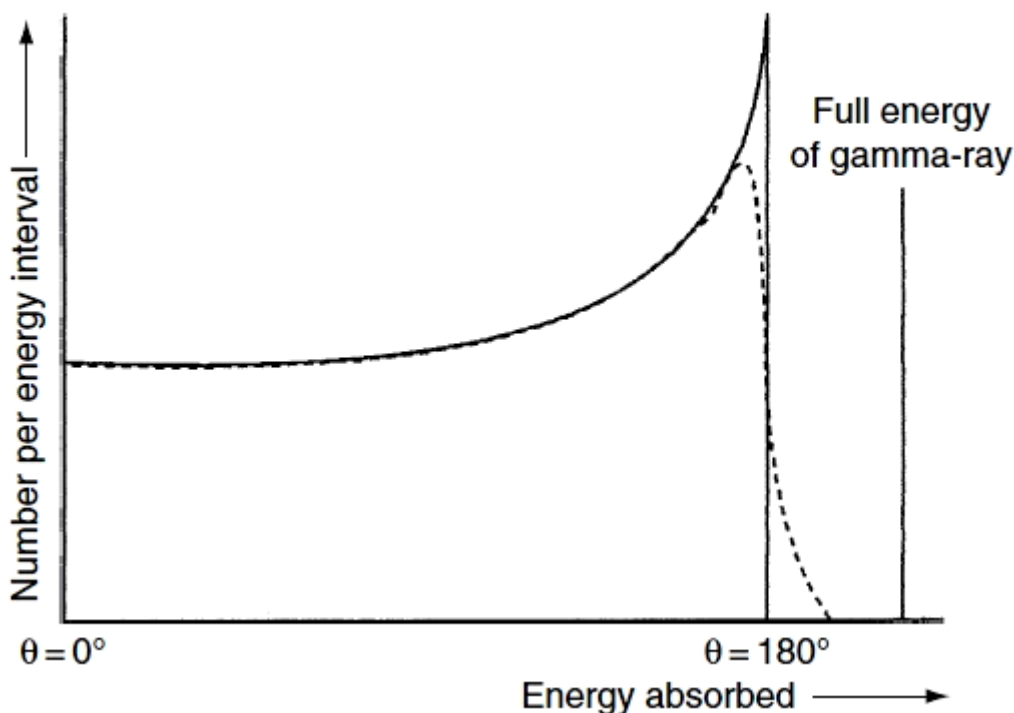
Fotoefekat je dominantan na niskim energijama a produkcija parova na visokim dok najveći doprinos na srednjim energijama potiče od Compton-ovog rasejanja. Gama zračenje može interagovati još i preko koherentnog rasejanja (Rayleigh-ovo) i preko fotonuklearnih reakcija. Koherentno rasejanje predstavlja reemisiju gama zračenja posle apsorpcije, bez promene energije ali drugačijeg pravca (doprinosi atenuaciji ali zbog promene smera, obično ne ulazi u detektor i ne pravi signal u detektoru). Presek za fotonuklearne reakcije je praktično beznačajan za gama zrake energije ispod 5 MeV pa se najčešće i ne uzima u obzir u gama spektrometriji.

Do fotoefekta dolazi prilikom interakcije gama zračenja sa nekim od vezanih elektrona u atomu. Elektron se izbacuje sa svoje ljuske sa kinetičkom energijom koja predstavlja razliku između energije gama zraka umanjenu za energiju veze elektrona. Atom ostaje u pobuđenom stanju i ili dolazi do redistribucije energije između ostalih elektrona ili neki od elektrona sa viših ljuski prelazi na upražnjeno mesto i tom prilikom dolazi do emisije karakterističnog X-zraka. U zavisnosti sa koje ljuske je izbačen elektron, dolazi do karakterističnih pikova u spektru sa K, L, M ljuske (slika 13).

Compton-ovo rasejanje predstavlja direktnu interakciju gama zraka sa elektronom, pri čemu gama zrak predaje deo svoje energije elektronu. Koliki će taj deo energije biti, zavisi od ugla rasejanja gama zraka prema formuli:

$$E_e = E_\gamma \left\{ 1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{E_\gamma(1 - \cos\theta)}{m_0 c^2}\right)} \right\} \quad (3.1)$$

gde je θ ugao rasejanja gama zraka. Kada je ugao 0° , tada je i energija elektrona jednaka 0, odnosno nema energije ostavljene u detektoru. Za $\theta=180^\circ$ E_e je još uvek manje od E_γ što znači da samo deo energije gama zraka može biti ostavljen elektronu. Za ostale uglove, energija elektrona je između ova dva ekstremna slučaja (slika 16).



slika 16 - energija predata apsorberu Compton-ovim rasejanjem u zavisnosti od ugla rasejanja

Stvaranje parova je rezultat interakcije gama zraka sa celim atomom. Proces se odigrava u Coulomb-ovom polju jezgra a rezultat interakcije je stvaranje para elektron-pozitron. Da bi stvaranje para bilo moguće, energija gama zraka mora biti veća od 1022keV. Stvaranje parova je takođe moguće i bez prisustva atoma tj elektronskog polja, ali je verovatnoća puno manja i gama zrak mora imati energiju od najmanje 4 mase mirovanja elektrona (4 puta 511 keV). Elektron i pozitron koji se stvore, dele međusobno preostalu energiju od gama zraka na jednake delove i gube tu energiju u detektoru kako se u materijalu detektora usporavaju. Pozitron se anihilira sa elektronom i oslobadaju se dva fotona po 511 keV. Ovo se događa u vremenu reda 1 ns. Skupljanje naelektrisanja u detektoru je reda 100 ns i prema tome se smatra da je stvaranje para praktično trenutno praćeno anihilacijom. Širina linije od 511 keV u spektru je приметно šira od ostalih gama linija. Razlog za to je Doppler-ovo širenje tj. ni pozitron ni elektron nisu u stanju mirovanja i nemaju kinetičku energiju tačno jednaku 0. Zato jedan emitovani foton ima malo veću a drugi malo manju energiju od 511 keV pa je zato i linija raširena. Naravno zbir tako dva stvorena fotona u anihilaciji je i dalje tačno 1022 keV.

Kao što je prikazano na slici 14b, ukupni atenuacioni koeficijent predstavlja zbir pojedinačnih koeficijenata za fotoefekat, Coptonovo rasejanje i stvaranje parova. U praksi je puno praktičnije koristiti maseni atenuacioni koeficijent, koji predstavlja prosto odnos atenuacionog koeficijenta i gustine posmatranog materijala.

Svaka interakcija gama zračenja sa materijalom detektora, rezultuje transferom energije sa gama zraka na elektron (ili elektron i pozitron). Energije čestica su od praktično 0 do skoro pune energije gama zraka, odnosno od nekoliko keV do nekoliko MeV. Za stvaranje para iona u materijalu germanijuma je potrebno 2,96 eV a kod NaI(Tl) potrebno je cca 26 eV za jedan scintilacioni foton (talasne dužine 420 nm što je približno 3 eV), iz čega se jasno vidi da u Ge primarni elektron lako pravi parove elektron-šupljina kako se rasejava unutar detektora. Način interakcije gama zraka sa materijalom detektora, određuje veličinu signala od tog gama zraka a način interakcije zavisi od energije gama zraka, atomskog broja materijala apsorbera, ugla upadnog i rasejanog zračenja. U većini slučajeva gama zrak neće biti apsorbovan nakon jedne interakcije i zbog toga je potrebno uzeti u obzir veličinu samog detektora.

3.1.1. VEOMA VELIKI DETEKTOR

Pod veoma velikim detektorom se podrazumeva detektor koji je dovoljno veliki da se ne može zanemariti da ima površinu. Zbog veličine detektora, očekuje se da svaki gama zrak ima mogućnost interagovati na bilo koji način sa materijalom detektora (fotoefekat, Compton-ovo rasejanje, stvaranje parova).

Ako se desi interakcija preko fotoefekta, kao rezultat se dobija potpuna apsorpcija gama zraka i oslobađanje fotoelektrona i Auger elektrona, koji dele međusobno ukupnu energiju gama zraka. Svi gama zraci iste energije koji interaguju na ovaj način, pošto svu energiju ostavljaju u detektoru, prave tačno isti signal na izlazu detektora.

Prilikom Compton-ovog rasejanja se emituje zakočni elektron i rasejani gama zrak sa smanjenom energijom, koji daljim Compton-ovim rasejanjima stvara još zakočnih elektrona a svaki sledeći rasejani gama zrak ima sve manje energije. Na kraju će energija gama zraka biti dovoljno smanjena da može izazvati samo fotoefekat. Na ovaj način je ukupna energija gama zraka podeljena između nekoliko zakočnih elektrona i krajnjeg fotoelektrona. Pošto je vreme za ove interakcije puno kraće od vremenskog odziva detektora, kao krajnji signal na detektoru se ponovo dobija konstantan odgovor detektora za gama zrake iste energije.

Kod produkcije parova se takođe sva energija gama zraka predaje detektoru, bez obzira da li gama zraci nastali anihilacijom interaguju dalje sa materijalom detektora preko

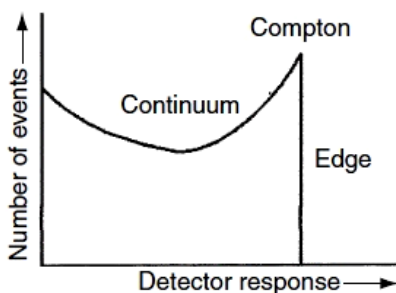
fotoefekta ili preko Compton-ovog rasejanja i zato bez obzira na različite mogućnosti interakcije, signal u detektoru od gama zraka iste energije će takođe biti isti.

U ovakvom slučaju, kad je detektor dovoljno velik, očekuje se da se spektar gama zraka sastoji samo od čistih pikova (vrhova totalne apsorpcije) sa gama energijama koji odgovaraju emitovanim gama zracima iz izvora.

3.1.2. VEOMA MALI DETEKTOR

Ovo je potpuno suprotan slučaj od prethodno opisanog i smatra se da je detektor mali, ako se u njemu može dogoditi maksimalno jedna interakcija. Dok veoma veliki detektor postoji samo u teoriji, veoma mali detektor u praksi odgovara malim planarnim detektorima predviđenim za merenje niskih energija gama zraka i za X-zračenje.

Kod veoma malog detektora će samo interakcija preko fotoefekta dovesti do apsorpcije celokupne energije gama zraka i produkcije čistog pika u energetskom spektru. Posle Compton-ovog rasejanja, samo prvi stvoreni zakočni elektroni će praviti signal u detektoru i energije će biti od 0 do neke maksimalne (slika 17). Rasejani gama zraci će pobeći iz detektora i neće doprinostiti signalu detektora.



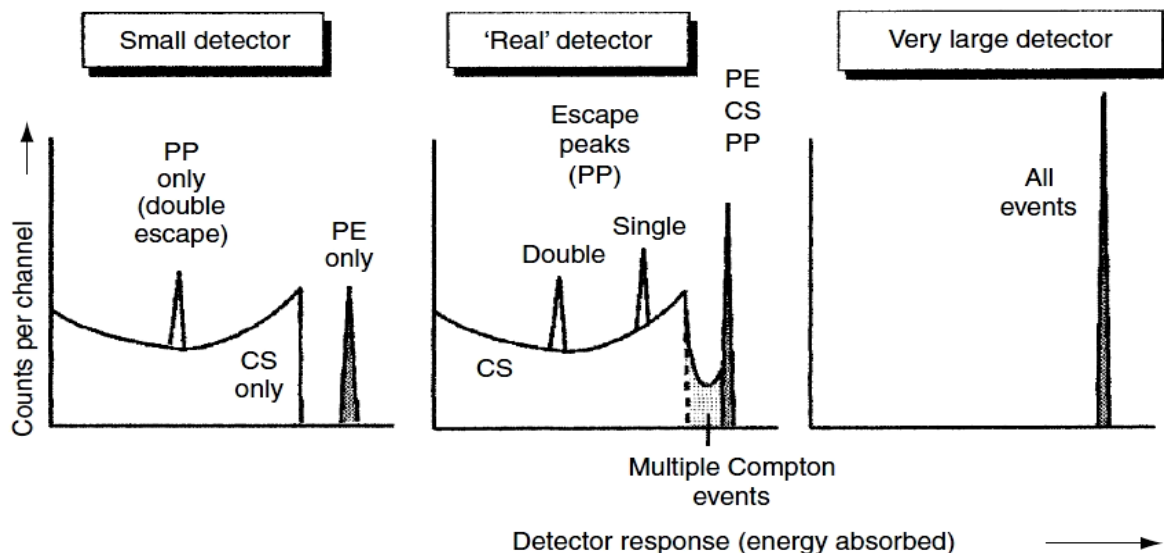
slika 17 - spektar veoma malog detektora posle Compton-ovog rasejanja

Energija apsorbovana u veoma malom detektoru posle stvaranja para, će biti ograničena samo na energiju koja ostane posle stvaranja elektron-pozitron para. Elektron i pozitron beže iz detektora pre anihilacije i u spektru ostaje samo pik tzv. "double-escape peak" tj pik dvostrukog bežanja koji predstavlja pik pune energije gama zraka umanjene za 1022 keV.

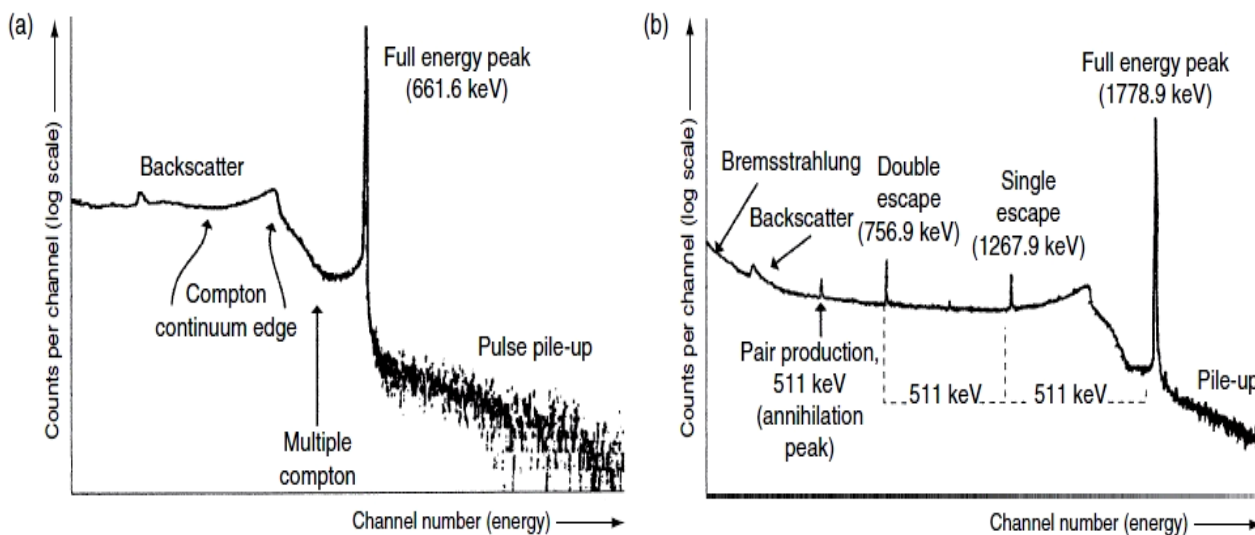
3.1.3. REALAN DETEKTOR

Realan detektor se nalazi između prethodno opisana dva ekstremna slučaja. Ovde su mogući svi slučajevi interakcije. Tako je moguće da sva Compton-ova rasejanja i svi događaji posle stvaranja para, ostanu u detektoru a takođe je moguće i da neki od gama zraka izađe van detektora i ne doprinosi signalu detektora. Višestruka rasejanja koja se dešavaju posle početnog događaja, mogu dovesti i do stvaranja signala između Comptonske ivice i vrha totalne apsorpcije i takvi događaji se nazivaju višestruki Comptonski događaji.

Posle anihilacije pozitrona iz stvaranja para, kod gama zraka energija većih od 1022 keV, može doći do bežanja jednog fotona od 511 keV i tako se dobija pik u spektru umanjeno za tih 511 keV ("single escape"). Takođe oba fotona mogu biti i samo delimično apsorbovani i tako stvarati signal negde drugde u spektru. Pikovi koji potiču od single escape događaja imaju i vlastitu Comptonsku ivicu koja se nalazi 170 keV-a ispod single escape pika.



slika 18 - spektri u detektorima različitih veličina



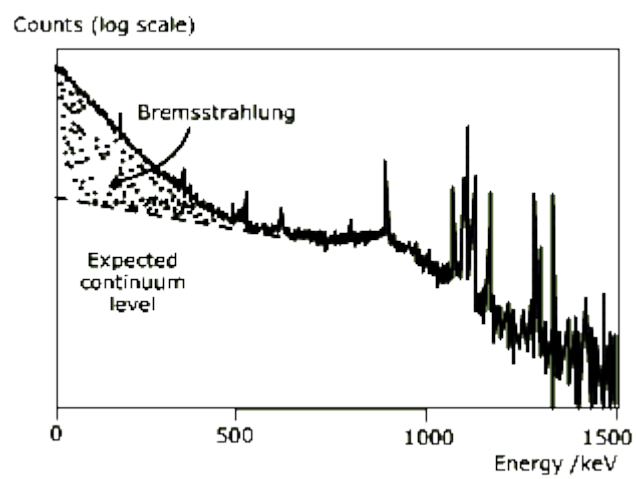
slika 19 - oblici spektra sa raznim događajima u njima

Na slici 18 su predstavljeni oblici spektara u detektorima različitih veličina a na slici 19 su dva spektra sa označenim različitim događajima.

3.2. BREMSSTRAHLUNG

Svaki izvor koji se raspada beta raspadom, će imati bremsstrahlung spekter dodat na regularan spekter gama zraka (slika 20).

U praksi, samo beta čestice sa energijama puno većim od 1 MeV, imaju značajan bremsstrahlung. Prisustvo bremsstrahlunga značajno povećava odbroj u fonu na niskim energijama i time smanjuje preciznost merenja. Bremsstrahlung nije moguće potpuno izbeći u spektru, pošto emitovane beta čestice iz izvora moraju biti negde apsorbovane i bolje je da budu apsorbovane bliže izvoru nego bliže detektoru. Zato ako se izvor stavlja na neko rastojanje od detektora, bolje je staviti neki apsorber kod izvora i deo niskoenergetskih gama zraka tako izgubiti (obično je na kraju dobitak veći nego što je izgubljeno niskoenergetskih gama zraka). Dobitak je tim veći, ako se kao apsorber beta čestica koristi materijal sa niskim Z i time se minimizira apsorpcija gama i X-zraka.

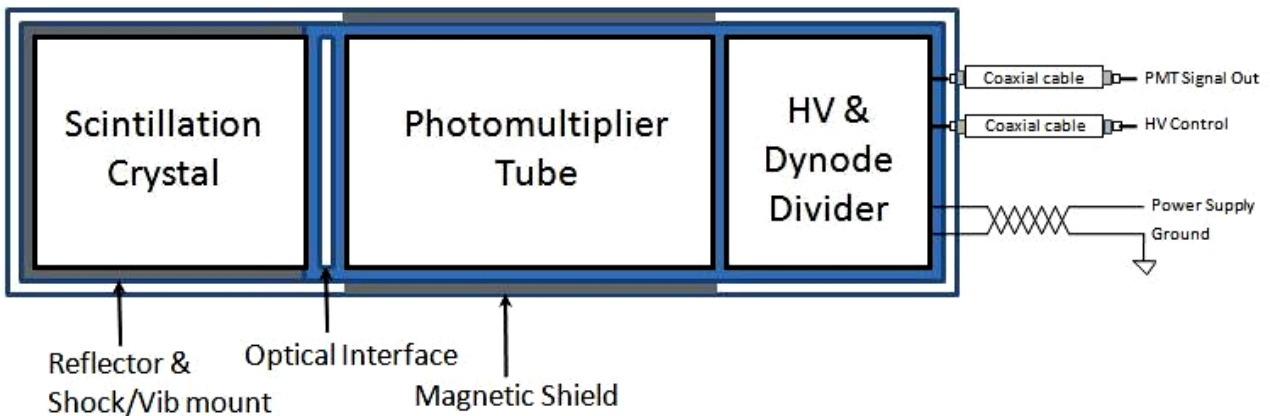


slika 20 - Bremsstrahlung deo spektra [40]

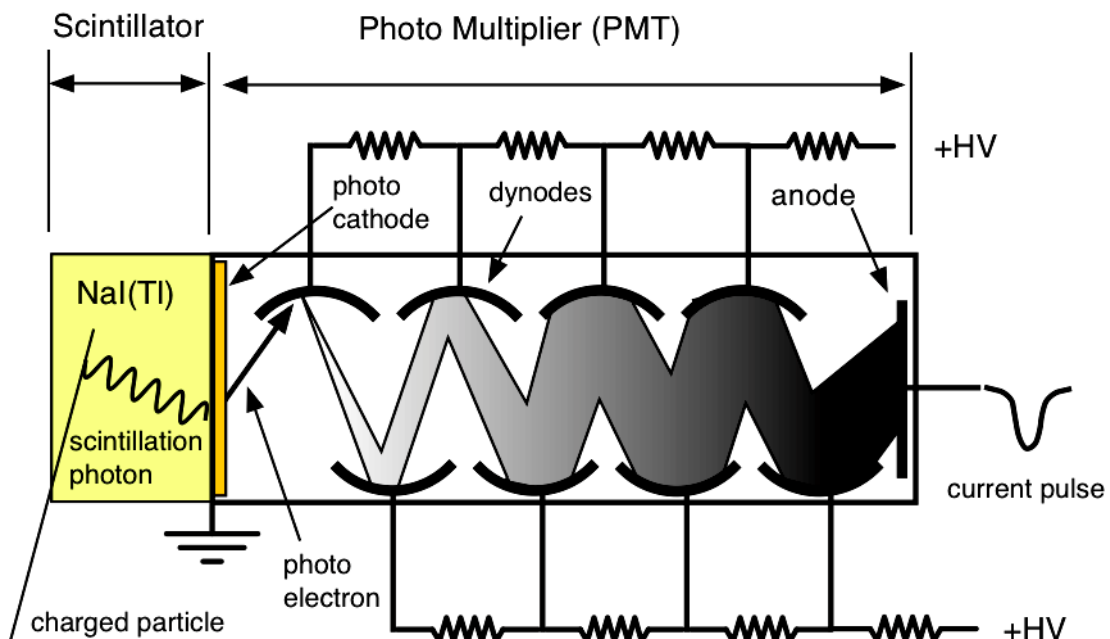
4. SCINTILACIONI DETEKTORI

Scintilatori su materijali (gasovi, tečnosti ili čvrsti materijali) koji prave svetlosti (ili iskru) prilikom prolaska jonizujućeg zračenja kroz njih. Prvi čvrsti materijal koji je bio korišćen za detekciju čestica je bio scintilator [1]. Bio je to zastor od cink sulfida u Rutherford-ovom eksperimentu (tzv. spintariskop kojeg je izumeo Crookes 1903.g.). Proces je bio dosta neprecizan i vremenski zahtevan pa je ponovna upotreba scintilatora počela ponovo tek 30-tak godina kasnije, kada je i razvoj elektronike omogućio pojačavanje svetlosti dobijene iz scintilatora (1944.g. Curran i Baker koriste prvi put fotomultiplikator umesto ljudskog oka).

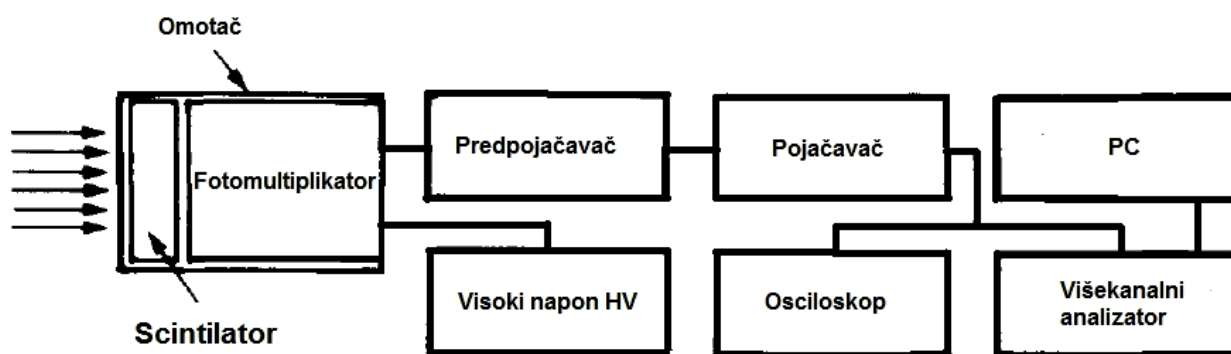
Količina svetlosti koja se napravi u scintilatoru je veoma mala i mora se pojačati pre nego što bude snimljena u obliku nekog signala. Pojačavanje svetla iz scintilatora (multiplikacija) se radi pomoću fotomultiplikatora - mala količina svetlosti se pojačava više puta i kao izlaz se dobija snažan signal. Uobičajeno pojačanje za komercijalne fotomultiplikatore je reda 10^6 . Osim fotomultiplikatora, detektorski sistem sa scintilacionim detektorom se ne razlikuje od bilo kog drugog (slike 21,22,23). [42,43]



slika 21 - prosta šema scintilacionog detektora sa fotomultiplikatorom



slika 22 - detaljnija šema sa prikazom pojačanja svetlosti u fotomultiplikatoru



slika 23 - šema povezivanja prateće elektronike u detektorski sistem

Rad scintilacionog brojača se može podeliti na dva važna dela:

- apsorpcija upadne energije zračenja od strane scintilatora i produkcija fotona u vidljivom delu elektromagnetnog spektra;
- pojačavanje svetlosti u fotomultiplikatoru i produkcija izlaznog signala.

Scintilacioni detektor se generalno sastoji od scintilacionog materijala koji je optički povezan sa fotomultiplikatorom (direktno ili preko navođenja svetlosti). Svetlost nastala prolaskom zračenja kroz scintilacioni materijal se vodi do fotomultiplikatora gde se pretvara u slabu struju fotoelektrona, koji se dalje pojačavaju u multiplikatoru elektrona. Rezultujući signal se onda vodi u sistem prateće elektronike i kompjuterski program.

Signal dobijen iz scintilatora može dati puno informacija a neke od najvažnijih su:

1) Osetljivost na energiju - iznad određene minimalne energije, većina scintilatora se ponaša praktično linearno u zavisnosti od energije koja se apsorbuje u scintilatoru tj. svetlost na izlazu iz scintilatora je direktno proporcionalna energiji pobuđenja atoma i/ili molekula scintilatora. Pošto je fotomultiplikator takođe linearan (ako je ispravno podešen), amplituda izlaznog električnog signala će takođe biti proporcionalna energiji. Zbog ove osobine se scintilatori mogu koristiti za energijsku spektrometriju.

2) Brzina (Fast time response) - scintilacioni detektori su brzi instrumenti u smislu vremena koje im je potrebno za produkciju signala i vremena potrebnog za detekciju sledećeg impulsa (brzi "recovery" i "response"). Zbog toga su ovi detektori pogodni za određivanje vremena između dva događaja i pogodni su za rad na većim brzinama brojanja jer imaju malo "mrtvo vreme"-vreme koje se izgubi dok se čeka da scintilator bude spreman za detekciju sledećeg događaja.

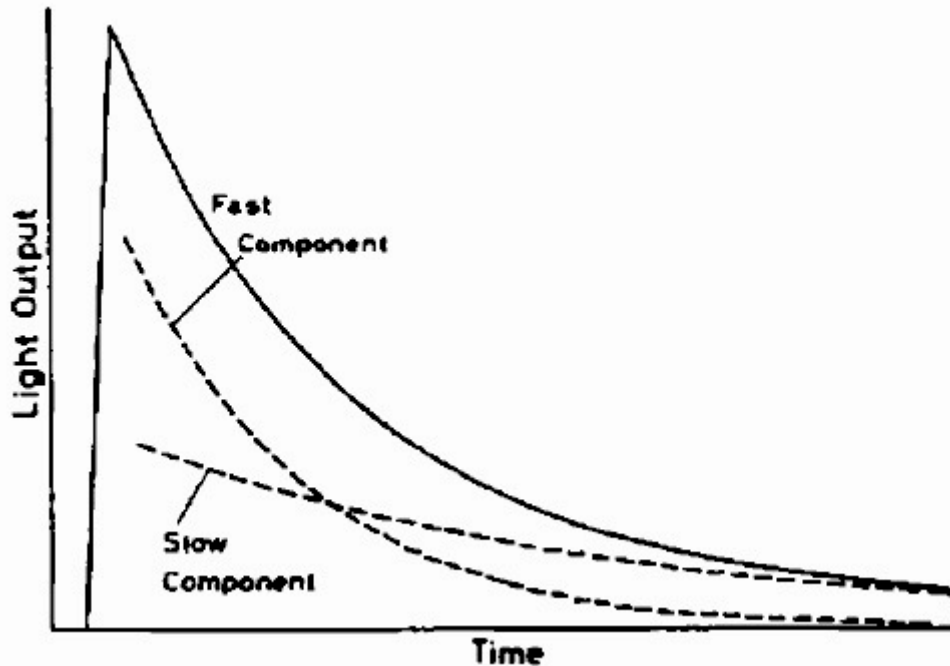
3) Određivanje oblika signala (Pulse shape discrimination) - određeni scintilacioni materijali imaju mogućnost identifikacije između različitih tipova čestica, analiziranjem oblika emitovanih svetlosnih signala. Ovo je moguće usled ekscitacije različitim mehanizmom fluorescencije u zavisnosti od jačine jonizacije određene vrste čestica.

Scintilacioni materijali imaju tzv. osobinu luminescencije. Luminescentni materijali kad se izlože određenoj energiji (svetlost, toplota, zračenje...) apsorbuju i reemituju energiju u formi vidljive svetlosti. Reemisija se dešava praktično trenutno posle apsorpcije, odnosno reda je 10^{-8} s i proces se najčešće naziva fluorescencijom. Ako je reemisija zakasnela zbog metastabilnog pobuđenog stanja, proces se naziva fosforescencija. U ovim slučajevima, vreme kašnjenja između apsorpcije i reemisije može trajati između nekoliko mikrosekundi do i čak nekoliko sati, u zavisnosti od materijala.

Broj fotona N koji se emituju za vreme t , zavisi od ukupnog broja emitovanih fotona N_0 i vremena kašnjenja τ koje se u prvoj aproksimaciji uzima da je jednako 0. Iako je ovo često dovoljno precizno, ponekad je slučaj kompleksniji i uzimaju se u obzir dve vremenske konstante - brza i spora (τ_f i τ_s) ili promptna i zakasnela komponenta:

$$N = A e^{-\frac{t}{\tau_f}} + B e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (4.1)$$

gde veličine A i B su relativni odnosi koji se razlikuju u zavisnosti od materijala. Treba napomenuti da obično je brza komponenta dominantna u odnosu na sporu (slika 24).



slika 24 - svetlost iz scintilatora podeljena na brzu i sporu komponentu - puna linija predstavlja rezultujući signal na izlazu

Iako postoji jako puno scintilacionih materijala, nisu svi pogodni za pravljenje detektora. Zahtevane dobre osobine scintilatora za izradu detektora su:

- visoka efikasnost konverzije pobuđujuće energije u fluorescentno zračenje;
- transparentnost na fluorescentno zračenje (provođenje svetlosti);
- emisija svetlosti u spektralnom obimu fotomultiplikatora;
- kratka vremenska konstanta (spora komponenta zanemarljiva u odnosu na brzu).

Scintilacioni materijali se generalno prema tipu dele na: organske kristale, organske tečnosti, plastične scintilatore, neorganske kristale, gasne i staklene scintilatore. Neke opšte osobine su date u Tabelama 4a i 4b [4,44,45,46,47].

TABELA 4a - osobine scintilatora

	Tip	Gustina (kg/m ³)	Indeks prelamanja	Temperatura topljenja/ mekšanja/ ključanja (°C)	Svetlosni izlaz (% Antracena)	Talasna dužina max emisije (nm)	Vreme raspada (ns)	odnos atoma H/C
Plastični scintilatori (poliviniltoluen) (α, β, γ , brzi neutroni, brza brojanja, vremenski)	RP-100	1,032	1,58	70	38	435	3,3	1,10
	RP-200	1,02	1,58	70	38	435	3,3	1,10
	RP-400	1,02	1,58	70	38	435	3,3	1,10
	RP-408	1,032	1,58	70	64	425	2,1	1,10
Tečni scintilatori (α, β , retko za γ i brze neutrone)	NE-216 tečni	0,885	1,523	141	78	425	3,5	1,171
	NE-221 gel	1,08	1,442	104	55	425	4	1,669
	NE-233 tečni	0,874	1,506	117	74	425	3,7	1,118
	NE-250 tečni	1,035	1,452	104	50	425	4	1,760
Dopirani tečni scintilatori	NE-311 5% B (neutroni, β)	0,91	1,411	85	65	425	3,8	1,701
	NE-313 0,5% Gd (neutroni)	0,88	1,506	136	62	425	4	1,220
	NE-316 10% Sn (γ i x-zraci)	0,93	1,496	148,5	35	425	4	1,411

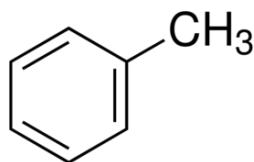
TABELA 4b - osobine scintilatora

	Tip	Gustina (kg/m ³)	Indeks prelamanja	Temperatura topljenja/ mekšanja/ kjućanja (°C)	Svetlosni izlaz (% Antracena)	Talasna max dužina max emisije (nm)	Vreme raspada (ns)	odnos atoma H/C
Stakleni scintilatori (β , brzi neutroni, spori neutroni)	NE-901 2,3% Li	2,64	1,58	1200	28	395	20-60	-
	NE-904 6,6% Li	2,5	1,55	1200	25	395	20-58	-
	NE-907 7,5% Li	2,42	1,566	1200	20	399	18-62	-
	NE-912 7,7% Li	2,3	1,55	1200	25	397	18-55	-
Kristalni scintilatori (α, β, γ , brzi neutroni, x-zraci, teške čestice)	Antracen	1,25	1,62	217	100	447	30	0,715
	Stilben	1,16	1,626	125	50	410	4,5	0,858
	NaI(Tl)	3,67	1,775	650	230	413	230	-
	NaI čisti*	3,67	1,775	651	440	303	60	-
	Li(Eu)	4,06	1,955	445	75	475	1200	-
	CsI(Tl)	4,51	1,788	620	95	580	1100	-
	CsI(Na)	4,51	1,787	621	150	420	650	-
	CsI čisti*	4,51	1,788	621	500	400	600	-
	CaF ₂ (Eu)	3,17	1,443	1418	110	435	1000	-
	CaWO ₄	6,1	1,92	1535	36	430	6000	-

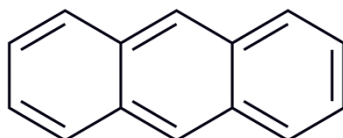
* - podaci se odnose na kristale kada se nalaze na temperaturi tečnog azota (77 K = -196°C)

4.1. ORGANSKI SCINTILATORI

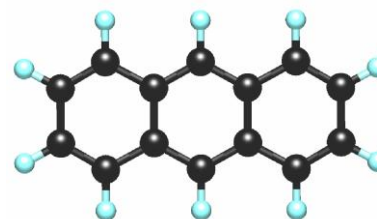
Materijali koji su efikasni organski scintilatori, pripadaju grupi aromatskih jedinjenja i sastoje se od planarnih molekula napravljenih od prstenova benzena. Tipični predstavnici su toluen i antracen (slika 25 a,b i c).



a) toluen

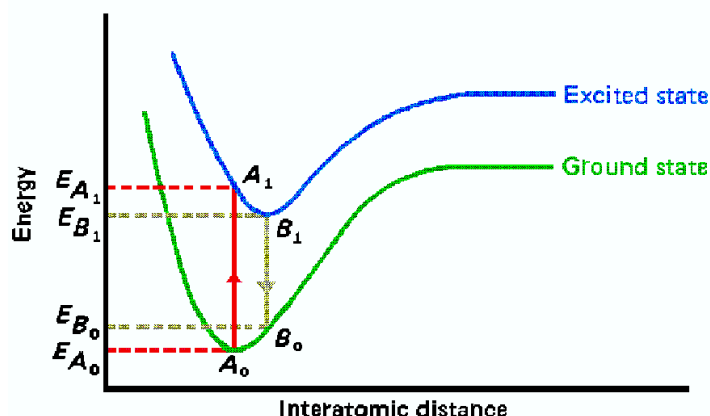


slika 25 - organski scintilatori
b) antracen



c) antracen

Organski scintilatori se obično prave kombinovanjem prikladnih jedinjenja i dele se na jedinične, binarne, tercijarne itd. u zavisnosti od broja jedinjenja u smeši. Supstanca sa najvećom koncentracijom u jedinjenju se naziva rastvarač dok se ostale supstance "rastvaraju". Najčešće korišćene komponente za organske scintilatore su: benzen (C_6H_6), toluen ($C_6H_5CH_3$), stiren monomer ($C_6H_5C_2H_3$), naftalin ($C_{10}H_8$), antracen ($C_{14}H_{10}$) itd. sve do npr. DiMePOPOP - {1,4-Di[2-(4-metil-5-feniloksazolil)]-benzen} ($C_{26}H_{20}N_2O_2$). Primena svake od komponenti može da bude razna, od primarnog ili sekundarnog rastvarača do rastvorene supstance a neka od jedinjenja su u formi kristalnog scintilatora (antracen). Produkcija svetlosti u organskim scintilatorima je rezultat molekulskih prelaza (slika 26) [50].



slika 26 - dijagram energijskih nivoa u molekulima u zavisnosti od rastojanja između atoma

Jonizujuće zračenje prolaskom kroz scintilator, predaje energiju molekulu scintilatora i pobuđuje molekul iz osnovnog nivoa A_0 u pobuđeno stanje A_1 koje nije tačka minimalne energije pobuđenog stanja. Molekul gubi preko vibracija energiju dok ne dođe u stanje sa energijom B_1 . Tada molekul prelazi u osnovno stanje sa energijom B_0 . Ovi prelazi se odigravaju u vremenu reda 10^{-8} s. Emitovani foton će imati energiju $E_{B_1}-E_{B_0}$ što je manje nego energija ekscitacije $E_{A_1}-E_{A_0}$. Ova razlika je veoma važna pošto bi inače emisijski spektar scintilatora bio koincidentan sa apsorpcionim i ne bi uopšte dolazilo do nastanka scintilacija.

Glavna razlika između organskih i neorganskih scintilatora je u vremenu odziva, koje je za organske scintilatore reda i manje od 10 ns, dok je kod neorganskih oko 1 μ s. Zato su organski scintilatori pogodni za "fast timing" merenja. Neke od glavnih osobina organskih scintilatora su dati u tabeli 5.

TABELA 5 - osobine nekih organskih scintilatora

materijal	talasna dužina max emisije (nm)	relativna efikasnost (%)	vreme raspada (ns)	gustina (10 ³ kg/m ³)
antracen	445	100	30	1,25
trans-stilben	385	60	4-8	1,16
NE 102	350-450	65	2	1,06
NE 213 (tečni)	350-450	60	2	0,867
PILOT B	350-450	68	2	1,06

Organskim kristalnim scintilatorima nije potreban aktivator za luminescenciju. U stvari, svaka nečistoća je nepoželjna zbog smanjenja svetlosnog izlaza i zbog toga materijali koji se koriste za izradu organskih kristalnih scintilatora se dodatno prečišćavaju. Najznačajniji predstavnici ove grupe su antracen i trans-stilben. Antracen ima najveću efikasnost konverzije svetlosti, ali je to i dalje tek oko trećine od NaI(Tl). Antracen se može proizvesti u raznim oblicima i veličinama, dok se trans-stilben može dobiti u raznim bojama veličine do nekoliko milimetara. Loša osobina kristala stilbena je velika osetljivost na temperaturne i mehaničke promene.

Organski tečni scintilatori se sastoje od smeše rastvarača i jedne ili više rastvorenih supstanci. Glavni rastvarači su ksilen i toluen a kao rastvorene supstance, tu su p-terfenil, PBD i POPOP. Upadno zračenje praktično svu energiju ostavlja rastvaraču, ali se luminiscencija javlja u potpunosti zahvaljujući rastvorenoj supstanci. U slučaju postojanja i druge rastvorene supstance, ona najčešće služi za "pomeranje talasne dužine" tj. povećava talasnu dužinu iz rastvarača tako da se emitovano zračenje bolje poklapa sa karakteristikama fotomultiplikatora. Tečni scintilatori su pogodni u merenjima kada je potrebno detektoru velike zapremine da se poveća efikasnost (kod merenja niskih aktivnosti H³, C¹⁴, kosmičkog zračenja, neutrona). Tečni scintilatori se mogu koristiti u veoma velikim količinama (na hiljade litara) i naravno poprimaju oblik kontejnera u kojem se nalaze. U nekim slučajevima se mogu radioizotopi i rastvoriti u samom materijalu scintilatora i time dobiti praktično 4π geometrija i time visoka efikasnost detekcije. Za detekciju neutrona, se u scintilator dodaju bor, kadmijum ili gadolinijum i time se povećava efikasnost detekcije neutrona.

Plastični scintilatori se ustvari čvrsti rastvori organskih scintilatora. Osobine su im slične osobinama tečnih organskih scintilatora, ali imaju jednu veliku prednost - nije im potreban kontejner i mogu biti oblikovani u bilo koji željeni oblik i veličinu (od tankih vlakana i listića pa na dalje). Inertni su u kontaktu sa vodom, vazduhom i većinom hemikalija i zato mogu biti korišćeni u direktnom kontaktu sa radioaktivnim uzorcima. Plastični scintilatori su takođe mešavina rastvarača i jedne ili više rastvorenih supstanci. Kao rastvarači se najčešće koriste polistiren i poliviniltoluen a kao rastvorene supstance p-terfenil i POPOP. Plastični scintilatori sa dodatkom kalaja i olova su isprobavani kao detektori X-zraka u rasponu 5-100 keV, dok se tanki filmovi plastičnih scintilatora koriste za merenja vremena preleta ("time of flight").

4.2. GASNI SCINTILATORI

Su mešavine sa plemenitim gasovima. Scintilacije su rezultat prelaza u atomima. Svetlost emitovana kod plemenitih gasova pripada ultraljubičastom delu spektra i zato se obično dodaje azot da bi se pomerila talasna dužina emitovane svetlosti. Kontejner u kojem se gas nalazi se obmotava tankim slojem fluorescentnog materijala radi postizanja istog efekta. Gasni scintilatori imaju veoma kratko vreme raspada, jako malo zavisi svetlosni izlaz po MeV-u energije od naelektrisanja i mase detektovanih čestica i imaju veoma malu efikasnost za detekciju gama zraka. Zbog svega navedenog, gasni scintilatori

su pogodni za detekciju teških naelektrisanih čestica kao što su alfa čestice, fisioni fragmenti, teški joni.

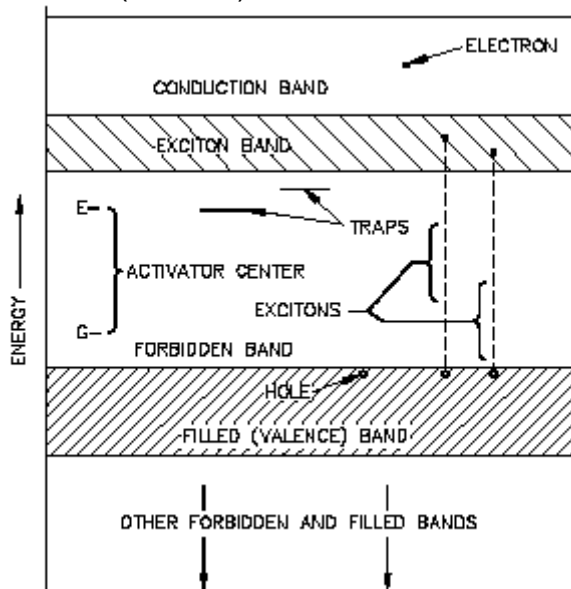
4.3. STAKLENI SCINTILATORI

Ovde spadaju cerijum aktiviran litijumom i bor aktiviran silicijumom, ali scintilatori sa borom imaju puno manji svetlosni izlaz pa se danas retko koriste. Glasni scintilatori se koriste obično za detekciju neutrona ali su osetljivi i na beta i gama zračenje. Veoma važna osobina staklenih scintilatora je njihova otpornost na praktično sve reagense osim na hlorovodoničnu kiselinu. Imaju veoma visoku tačku topljenja i veoma su postojani. Ove osobine ih čine pogodnim za korišćenje u ekstremnim uslovima. Vreme odgovora im je negde između plastičnih i neorganskih scintilatora (reda 10 ns), ali imaju veoma mali svetlosni izlaz (25-30% u odnosu na antracen). Za detekciju neutrona niskih energija se u stakleni scintilator dodaje Li^6 a razdvajanje neutronske događaja od gama zračenja se radi pomoću diskriminatora visine signala.

4.4. NEORGANSKI (KRISTALNI) SCINTILATORI

Većina neorganskih scintilatora su kristali alkalnih metala, posebno joda, koji sadrže malu koncentraciju primesa. Najznačajniji predstavnici ove grupe su NaI(Tl) , CsI(Tl) , CaI(Na) , LiI(Eu) i $\text{CaF}_2(\text{Eu})$. Element koji je napisan u zagradi je primesa ili aktivator. Iako aktivator ima malu koncentraciju $\{10^{-3} \text{ Tl u NaI(Tl)}\}$, upravo je taj aktivator odgovoran za luminescenciju kristala.

Luminescencija neorganskih scintilatora zavisi od dozvoljenih i zabranjenih energijskih nivoa u kristalu. Energijska stanja elektrona u atomu imaju diskretne energijske nivoe i na energijskom dijagramu imaju diskretne linije. U kristalu, dozvoljena energijska stanja se šire u dozvoljene zone (slika 27).



slika 27 - dozvoljene i zabranjene energijske zone kristala [49]

U osnovnom stanju kristala, najviša dozvoljena zona koja sadrži elektrone, je popunjena elektronima i naziva se valentna zona. Sledeća dozvoljena zona je prazna i naziva se provodna zona. Elektron može dobiti dovoljno energije od upadnog zračenja da bude prebačen iz valentne u provodnu zonu. Jednom kad se nađe tamo, elektron može slobodno da se kreće u kristalnoj rešetki. Pobuđeni elektron iza sebe ostavlja šupljinu u valentnoj zoni i ta šupljina takođe može da se kreće. Ponekad, energija koja se preda

elektronu, nije dovoljno velika da bi elektron bio prebačen u provodnu zonu. Tada elektron ostaje elektrostatički vezan za šupljinu u valentnoj zoni. Tako formirani par elektron-šupljina se naziva eksciton. Prema energijskim stanjima, ekscitonu odgovara energijsko stanje više od valentne, ali manje od provodne zone. Tako ekscitoni stvaraju uzanu zonu između valentne i provodne zone. Širina ekscitonske zone je reda oko 1eV, dok je razmak između valentne i provodne zone oko 8 eV.

Kao dodatka ekscitonskoj zoni, energijska stanja između valentne i provodne zone se mogu napraviti i dodavanjem primesa u kristal ili kristalnim nesavršenostima. Od velike važnosti su upravo stanja koja se kreiraju pomoću atoma aktivatora/primesa kao što je talijum TI. Atom primese se može nalaziti u osnovnom ili nekom od pobuđenih stanja. Prelazak u pobuđeno stanje može biti rezultat apsorpcije fotona, zahvata ekscitona ili zahvata elektrona ili šupljine. Prelazak atoma primese sa pobuđenog na osnovni nivo rezultuje emisijom fotona u vremenu oko 10^{-8} s (ako je prelaz dozvoljen). Ako ovaj foton ima talasnu dužinu u delu vidljive svetlosti, on doprinosi scintilaciji. Tako je produkcija scintilacija u kristalu rezultat:

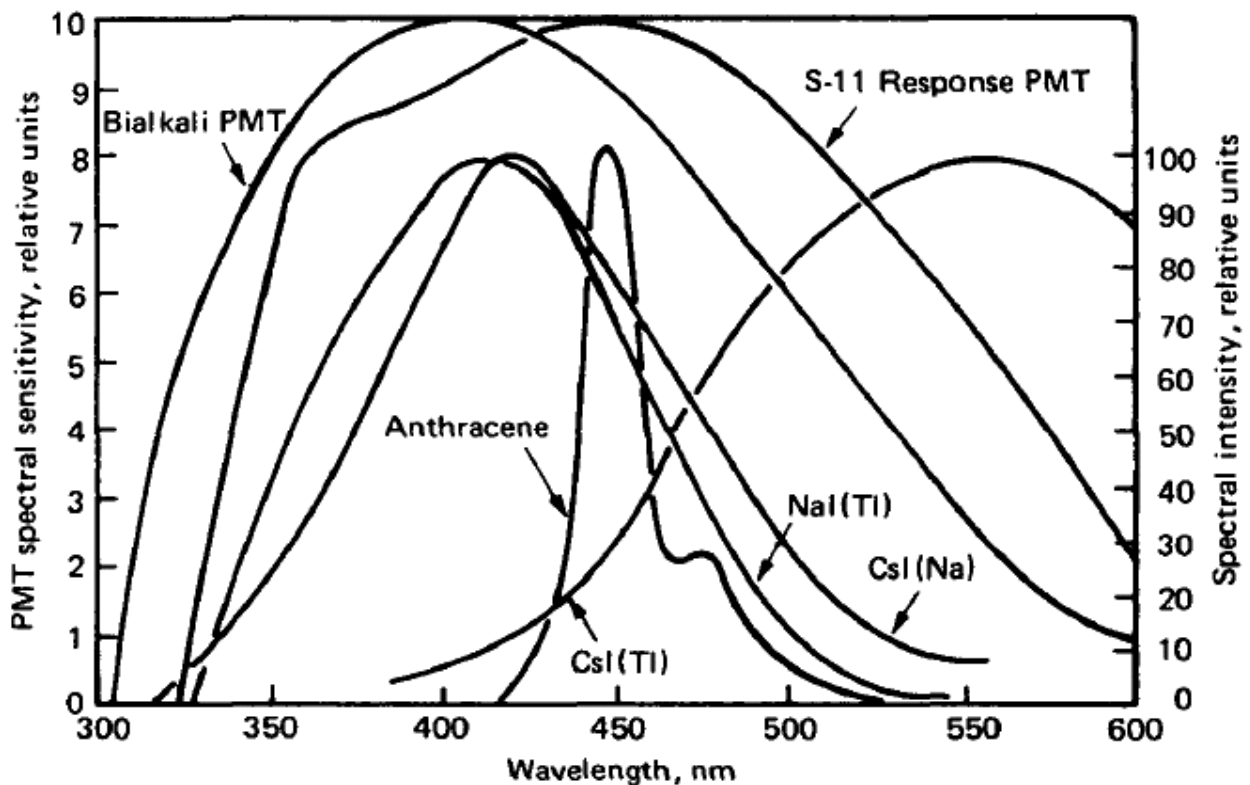
- prolaska jonizujućeg zračenja kroz kristal;
- elektrona koji se podižu u provodnu zonu;
- šupljina koji se stvaraju u valentnoj zoni;
- formiranja ekscitona,centara aktivatora/primesa koji se podižu na pobuđeni nivo apsorpcijom elektrona, šupljina i ekscitona;
- deekscitacije praćene emisijom fotona.

Svetlost koju scintilator emituje je primarno rezultat prelaza kod atoma primesa a ne od kristala. Pošto se većina upadne energije predaje samoj rešetki kristala, pojavljivanje lumescencije atoma primese znači da postoji neki metod transfera energije sa kristala na primese. Kod NaI(Tl) oko 12% upadne energije se pretvara u luminescenciju talijuma.

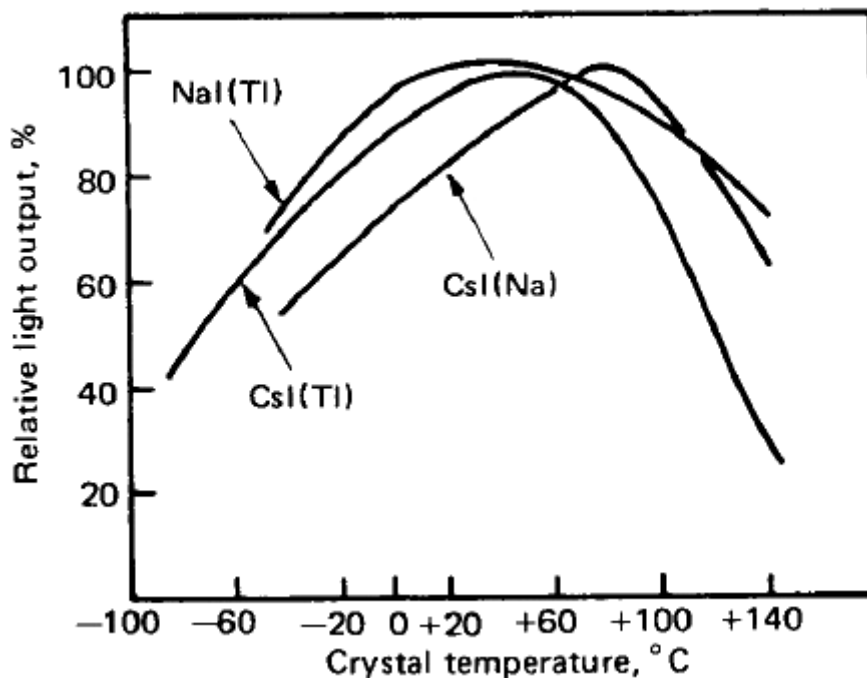
Veličina svetlosnog izlaza i talasna dužina emitovane svetlosti su najvažnije osobine scintilatora. Svetlosni izlaz utiče na broj fotoelektrona koji će biti generisani na ulazu u fotomultiplikatora što utiče na visinu signala na izlazu iz fotomultiplikatora odnosno na ulazu u sistem za brojanje i obradu signala. Poznavanje talasne dužine je neophodno za uparivanje scintilatora sa odgovarajućim fotomultiplikatorom. Na slici 28 su dati emisijski spektri nekih scintilatora i spektralni odziv materijala koji se koriste za izradu katoda fotomultiplikatora a u tabeli 6 su date glavne osobine nekih neorganskih scintilatora [51]. Svetlosni izlaz scintilatora zavisi i od temperature na kojoj se scintilator nalazi i ta zavisnost je prikazana na slici 29.

TABELA 6 - osobine nekih neorganskih scintilatora

materijal	talasna dužina max emisije (nm)	relativna efikasnost (%)	vreme raspada (μ s)	gustina (10^3 kg/m ³)
NaI(Tl)	410	100	0,23	3,67
CaF₂(Eu)	435	50	0,94	3,18
CsI(Na)	420	80	0,63	4,51
CsI(Tl)	565	45	1,00	4,51
Bi₄Ge₃O₁₂	480	8	0,30	7,13
CdWO₄	530	20	0,90	7,90
LiI(Eu)	470	30	0,94	3,49



slika 28 - emisioni spektri nekih scintilatora i spektralni odzivi materijala fotokatoda



slika 29 - zavisnost svetlosnog izlaza scintilatora od temperature [52]

Emitovani fotoni su rezultat raspada pobuđenih stanja i vreme njihove emisije zavisi od konstante raspada svih mogućih različitih energijskih stanja. Eksperimentima je dobijeno da je zavisnost emisije svetlosti eksponencijalna prema:

$$N(t) = N_0 e^{-t/T} \quad (4.2.)$$

gde su $N(t)$ - broj fotona emitovanih za vreme t a T je vreme raspada scintilatora.

Većina pobuđenih stanja u scintilatoru ima isto vreme života T . Ipak ima nekih stanja koje imaju duže vreme života i time doprinose sporoj komponenti u raspadu tzv "afterglow". Ova pojava je u većoj ili manjoj meri prisutna bukvalno u svim neorganskim scintilatorima i može biti od velike važnosti u nekim merenjima (kada se koristi integralni odbroj iz fotomultiplikatora). Dva scintilatora kod kojih je pojava afterglow-a zanemarljiva su $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ i $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}(\text{BGO})$.

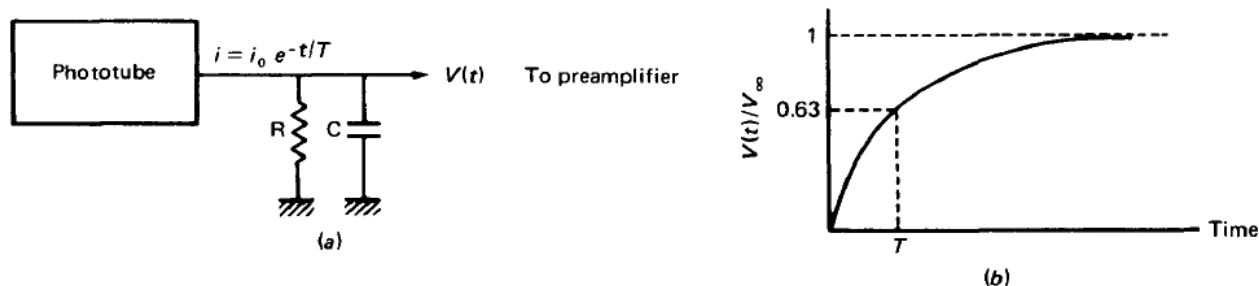
U detektorskim sistemima sa scintilatorom, proizvodnja svetlosti u kristalu prati eksponencijalnu zavisnost datu sa (4.2.), svetlost se pojačava u fotomultiplikatoru i pretvara u električni signal na izlazu koji se dalje vodi u RC kolo (slika 30). Napon koji se pri ovom procesu stvara je:

$$V(t) = V_{\infty} (e^{-t/RC} - e^{-t/T}) \quad (4.3.)$$

U praksi se bira vrednost za RC tako da bude par stotina mikrosekundi, pa za veoma kratka vremena, gde je $t \ll RC$ (što jesu vremena od interesa), (4.3.) prelazi u:

$$V(t) = V_{\infty} (1 - e^{-t/T}) \quad (4.4.)$$

Treba napomenuti da brzina kojom signal raste ("risetime") je određena vremenom raspada T . U nekim vrstama merenja (koincidentno-antikoincidentna merenja) su vremenske karakteristike rasta signala veoma važne.



slika 30 - a) RC kolo i fotomultiplikator

b) oblik naponskog signala za $RC \gg T$

Najčešće korišćeni kristalni neorganski materijal za scintilacioni detektor, jeste kristal NaI dopiran sa malom količinom (0,1%) talijuma. Velika gustina kristala ($3,67 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$), visoki broj Z joda i mogućnost izrade velikih detektora, čine interakciju gama zračenja sa detektorom veoma verovatnu i kao rezultat se dobija detektor visoke efikasnosti. U scintilacionom detektoru se detekcija gama zraka vrši u nekoliko faza:

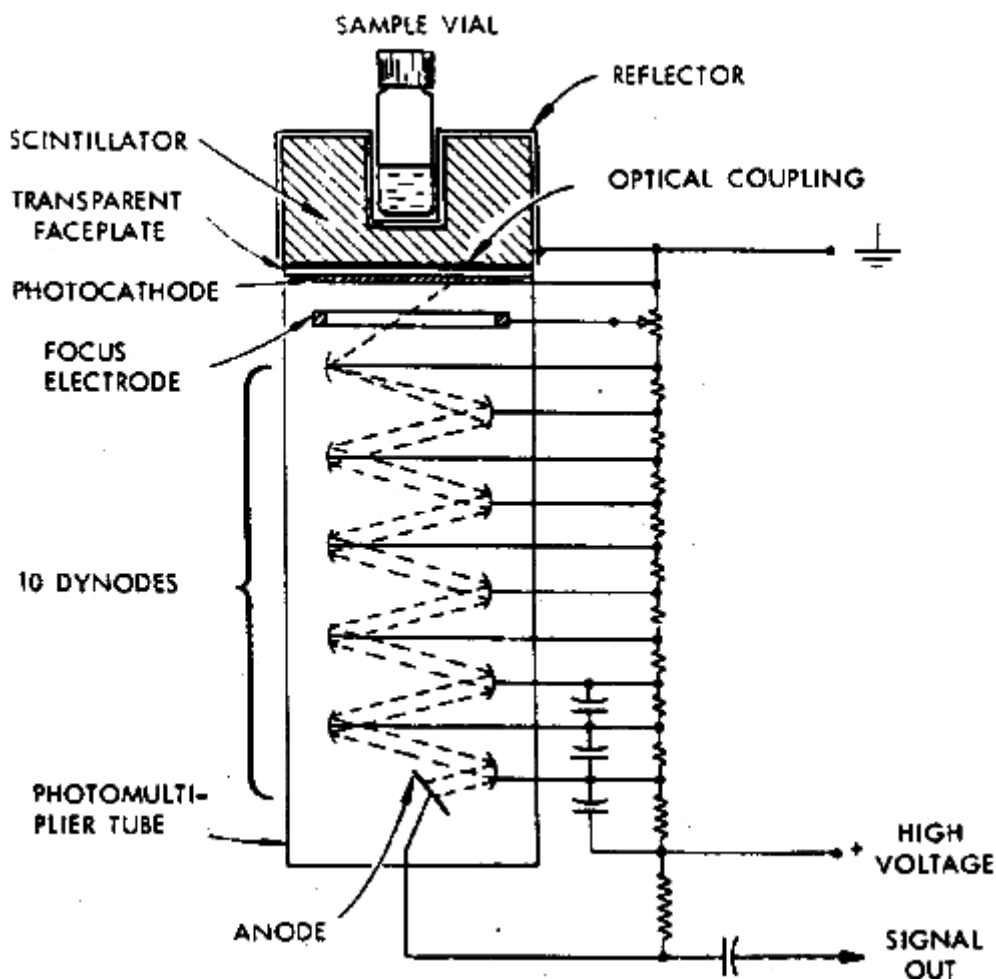
gama zračenje + NaI → elektronski pobuđeni kristal

elektronski pobuđeni kristal + TI → elektronski pobuđeni TI → fluorescencija TI

Fotoni koje emituje TI se detektuju u fotomultiplikatoru koji je optički povezan sa jednom stranom kristala (slika 39).

NaI je veoma higroskopan i mora biti spakovan u kontejner koji ne propušta vazduh, vlagu i svetlost (obično je kontejner/kućište od Al). Kristal je transparentan za fluorescentne fotone od TI i dodaje se tanak sloj reflektujućeg materijala (obično MgO) sa spoljašnje strane kristala, da bi se povećala efikasnost sakupljanja svetlosti na fotokatodi. Ako je kristal tj. detektor napravljen oblika jame, tada uzorak koji se analizira ima praktično 4π geometriju detekcije. Naravno što je veći detektor, većeg promera i debljine, to je ukupna efikasnost detekcije veća. Standardni detektor od $\text{NaI}(\text{TI})$ je cilindričnog tipa veličine $3'' \times 3''$ (345 cm^3) i upravo jedan takav je stavljen u centar $9'' \times 9''$ prilikom sastavljanja celog detektorskog sistema. Kao jedinični kristal, $\text{NaI}(\text{TI})$ može biti proizveden do veličina oko $75 \times 25 \text{ cm}$ ($30'' \times 10''$). Iako poluprovodnički detektori imaju puno bolju energijsku rezoluciju, upravo zbog mogućnosti pravljenja tako velikih kristala, $\text{NaI}(\text{TI})$ detektori su praktično nezamenljivi kad je potreban detektor velike zapremine.

Maksimum emisije svetlosti kod NaI(Tl) je na 410 nm i efikasnost konverzije svetlosti kod NaI(Tl) je najveća od svih neorganskih kristala. Osim pomenute higroskopnosti, NaI ima još nekoliko loših osobina a to su osetljivost na temperaturu i temperaturne promene a takođe i NaI kristal uvek sadrži malu količinu kalijuma a time i K^{40} , što doprinosi određenom fonu samog detektora.



slika 31 - scintilacioni detektor oblika jame povezan sa fotomultiplikatorom

CsI(Tl) ima veću gustinu ($4,51 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$) i veći broj Z u odnosu na NaI(Tl), pa prema tome i veću efikasnost detekcije gama zraka, ali na sobnoj temperaturi je efikasnost konverzije svetlosti kod CsI(Tl) samo oko 45% u odnosu na NaI(Tl). Na temperaturi tečnog azota, svetlosni izlaz CsI postaje otprilike jednak NaI(Tl) na sobnoj temperaturi, ali se i maksimum emisije svetlosti pomera sa 420 na 600 nm. CsI nije higroskopan, mekši je i plastičniji od NaI, bolje podnosi vibracije, udarce i velike i nagle temperaturne promene. Sve ove osobine ga čine pogodnim za izradu detektora u svemiru. Takođe ne sadrži kalijum.

CsI(Na) ima istu gustinu kao i CsI(Tl), ali ima bolju svetlosnu konverziju (oko 85% od NaI(Tl)). Emisioni spektar se proteže od 320-540 nm. Materijal je blago higroskopan.

$\text{CaF}_2(\text{Eu})$ se sastoji od materijala niskog atomskog broja i zbog toga je pogodan za detekciju beta čestica i X-zraka. Može biti oblikovan u bilo koju geometriju drobljenjem i poliranjem. Jako je nerastvorljiv i inertan, te je pogodan za merenja tečnih radioizotopa. Svetlosna konverzija je oko 50% u odnosu na NaI(Tl) a spektar obuhvata 405-490 nm.

$\text{LiI}(\text{Eu})$ je efikasan detektor za termalne neutrone i to preko reakcije ${}^6_3\text{Li}(n,\alpha){}^3_1\text{H}$. Scintilaciju proizvode obe naelektrisane čestice - i alfa čestica i jezgro tricijuma. Gustina LiI je $4,06 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ a vreme raspada oko 1,1 μs . Maksimum emisionog spektra je na 470

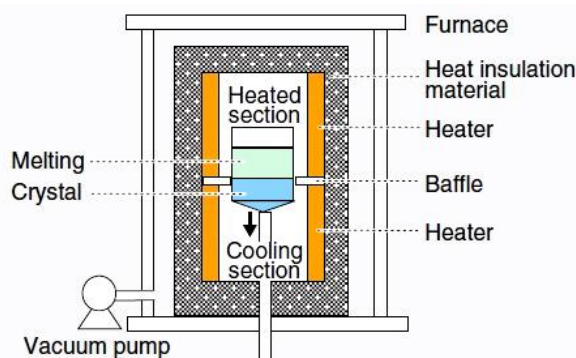
nm a svetlosna konverzija je oko 30% od NaI(Tl). Veoma je higroskopan i podležan oštećenju od zračenja kao rezultat izlaganja neutronima.

Postoji još mnogo scintilatora koji su proizvedeni sa specifičnom namenama. Najznačajniji među njima su BGO($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), CdWO_4 i $\text{CaF}_2:\text{UF}_4:\text{CeF}_3$, gde ovaj poslednji sadrži oko 2% UF_4 a Ce služi za fluorescenciju. Koristi se u detekciji fisionih fragmenata. BGO emituje fotone u rasponu 375-650 nm sa maksimumom na 480 nm. Ima veliku gustinu ($7,13 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$), veliko Z i visoku tačku topljenja ($1050 \text{ }^\circ\text{C}$). Takođe ima visoku otpornost na zračenje tj. može se koristiti za detekciju visokih aktivnosti, visoku efikasnost scintilacije i dobru energijsku rezoluciju između 5-20 MeV. Materijal je čvrst i nije higroskopan. BGO se koristi u fizici čestica, u svemiru, u medicinskoj fizici kao PET detektor (positron emission tomography).

4.4.1. PRAVLJENJE NaI SCINTILACIONOG DETEKTORA

1948.g. je otkriveno da dodavanjem malih količina Tl u kristal NaI dolazi do efikasnog scintilacionog efekta unutar kristala. Uskoro posle toga je i počela proizvodnja NaI(Tl) kristala veličina od 1'' do 3'' u prečniku za potrebe eksperimenata u nuklearnoj fizici i merenja zračenja. 1970-tih godina se počelo sa proizvodnjom kristala NaI(Tl) do veličine 5'' i takođe se počelo sa proizvodnjom različitih oblika kristala tipa mozaika. U današnje vreme se u komercijalne svrhe proizvode kristali veličina do 30'' a u fabrici HORIBA [53] je proizveden kristal NaI(Tl) prečnika 31'' (787 mm) i težine 500 kg.

NaI(Tl) kristal se proizvodi metodom Bridgeman-Stockbarger, koja se sastoji u izvlačenju kristala nadole tj. retorta sa kristalom se popunjava sirovim materijalom na taj način, što se sirovi materijal zagreva u peći na visokoj temperaturi i onda se postepeno stvrdnjava laganim spuštanjem u deo za hlađenje (slike 32a i 32b).



slika 32a - šema proizvodnje kristala



slika 32b - peć za proizvodnju kristala

Prilikom proizvodnje NaI(Tl) kristala se jako pazi da prisustvo kalijuma a posebno izotopa K^{40} bude što manje i da ne predje 2 ppm-a (2 dela na milion) da ne bi došlo do povećanja brojanja fona. Zbog zahtevnih osobina NaI, kristali moraju biti stalno čuvani u apsolutno suvim uslovima. Posle punjenja peći sirovim materijalom i talijumom, prvo se vrši vakuumsko sušenje i odstranjivanje vlage. Od kvaliteta ovog procesa zavise kasnije optički kvalitet dobijenog kristala. U sledećem koraku se peć sa materijalom zagreva do otprilike $700 \text{ }^\circ\text{C}$ da bi došlo do potpunog topljenja ubačenog materijala. Pomoću dizalice unutar peći, se retorta sa kristalom polako spušta u niži deo peći sa nižom temperaturom gde dolazi do očvršćavanja kristala. Proces se nastavlja dok se ne stvrdne ceo kristal i može da traje i 30 dana. Na ovaj način se dobija šipka veličine 240-500 kg koja se obrađuje kaljenjem sledećih oko mesec dana da bi se dobio kristal.

Kao što je već napomenuto, talijuma u kristal NaI se dodaje oko 0,1% i talijum služi kao aktivator. Efikasnost konverzije gama zraka kod NaI(Tl) je oko 13% a talasna dužina emitovane svetlosti je oko 420 nm. Svetlost ovako dobijena je suviše slaba i da bi se dobio signal koji se može koristiti, svetlost se vodi iz detektora u fotomultiplikator.

Za proizvodnju gama kamera koje se koriste u medicinskoj fizici, proizvode se tzv. gama ploče koje se seku od velike šipke NaI a zatim se obrađuju i poliraju u željeni oblik. Gama ploče se proizvode do prečnika 220 mm i debljine 8 mm ili do veličina 500 mm x 600 mm i debljine do 25 mm. Svi procesi prilikom proizvodnje se vrše u suvim sobama sa vrlo niskom vlažnošću gde do stvaranja vlage dolazi tek na -30°C ili niže.

4.5. ZAVISNOST VISINE SIGNALA I ENERGIJE OD TIPA UPADNE ČESTICE NEORGANSKIH SCINTILATORA

Da bi bilo moguće meriti energiju upadne čestice pomoću scintilacionog detektora, mora biti poznata zavisnost između visine signala i deponovane energije u scintilatoru. Pošto je visina signala proporcionalna izlazu iz fotomultiplikatora a izlaz fotomultiplikatora je proporcionalan svetlosti koju pravi scintilator, neophodno je poznavati efikasnost konverzije svetlosti scintilatora u funkciji od tipa i energije upadnog zračenja.

Pošto se neutroni detektuju indirektno, preko naelektrisanih čestica koje se stvaraju kao rezultat nuklearnih reakcija, odgovor scintilatora na neutrone, ustvari se svodi na odgovor prema alfa česticama i protonima.

Detekcija brzih i visokoenergetskih neutrona se ustvari vrši preko protona iz procesa rasejanja (n,p). Najpogodniji su plastični i ostali organski scintilatori za ove vrste procesa, pošto sadrže visoke koncentracije materijala sa vodonikom. Ovi materijali imaju dobru karakteristiku što se background od gama zraka može odbaciti elektronikom, veoma se lako njima barata i mogu sa napraviti u različitim geometrijama.

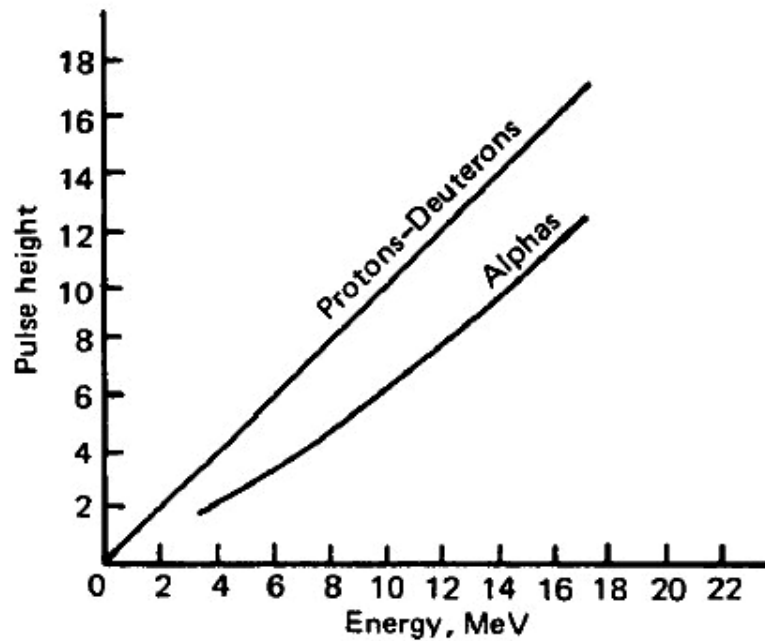
Za detekciju termalnih neutrona se koristi LiI(Eu) i generalno ovaj materijal ima iste karakteristike kao i NaI(Tl). Detekcija se najefikasnije vrši preko reakcija (n, γ) ili (n, α). 2 cm debeo kristal LiI(Eu) ima efikasnost oko 90% za termalne neutrone, ali takođe je osetljiv i na gama zračenje, koje predstavlja izvor fona detektora. Time se prednosti LiI(Eu) delimično poništavaju. Zbog toga se često za detekciju termalnih neutrona koriste stakleni ili tečni scintilatori obogaćeni sa ^6Li ili sa ^{10}B , iako su i oni delimično osetljivi na beta i gama zračenje.

Za naelektrisane čestice (protone i deuterone), odgovor scintilatora je proporcionalan energiji čestice, barem za energije > 1 MeV. Za alfa čestice, proporcionalnost počinje na oko 15 MeV (slika 33).

Za detekciju teških jona, scintilatori se obično ne koriste zbog slabog odziva svetlosti na ove čestice i zbog velike nelinearnosti odziva. U slučaju da se ipak mora koristiti scintilator za detekciju ovih čestica, koriste se NaI(Tl) ili eventualno ZnS.

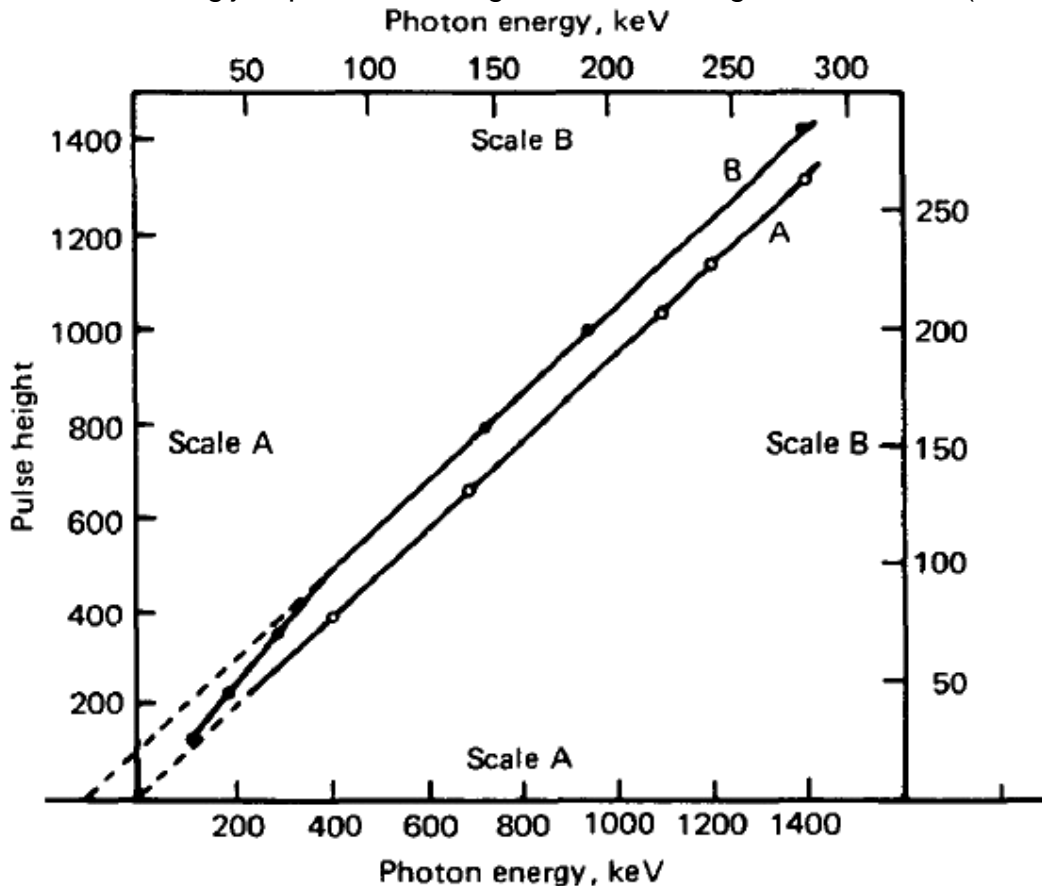
Efikasnost scintilatora za detekciju elektrona je praktično 100% jer praktično jako malo elektrona koji upadnu u detektor neće na kraju proizvesti signal. Ipak, zbog svoje male mase, elektroni su pogodni za reakciju rasejanja pod velikim uglovima u materiji. Ovo može doprineti da upadni elektron bude rasejan unazad ili u stranu van detektora, pre nego što svu svoju energiju ostavi u detektoru. Rasejanje unazad (backscattering) jako zavisi od atomskog broja materijala i jako raste sa porastom Z. Pošto organski scintilatori imaju najniže Z, najpogodniji su za detekciju elektrona. Tako npr. kod beta izvora na malim rastojanjima od NaI (materijal sa visokim Z), 80% - 90% upadnih elektrona bude rasejano unazad, dok je kod plastičnih scintilatora to slučaj sa samo oko 8% upadnih elektrona. Ovo se još može smanjiti kolimisanjem izvora ili korišćenjem 4π geometrije. Sa izvorom van detektora, organski scintilatori ipak imaju najbolje osobine. Neorganski scintilatori su pogodni za korišćenje prilikom detekcije elektrona visokih energija, jer ovakvi elektroni

gube energiju uglavnom preko bremsstrahlung-a i preko produkcije elektronskih lavina, pa su materijali sa visokim Z izuzetno pogodni za detekciju.



slika 33 - zavisnost visine signala od energije kod NaI(Tl) za naelektrisane čestice

Gama zraci se najefikasnije detektuju pomoću materijala scintilatora sa visokim Z i zbog toga se najčešće koristi NaI(Tl). Zavisnost izlaza NaI(Tl) od gama zračenja je linearna, osim za energije ispod 400 keV, gde dolazi do blage nelinearnosti (slika 34).



slika 34 - zavisnost visine signala od energije fotona za NaI(Tl); region ispod 300 keV-a je predstavljen krivom i skalama obeleženim sa B

4.6. DETEKCIJA FOTONA I EFIKASNOST NaI(Tl) DETEKTORA

Od svih scintilacionih materijala, NaI(Tl) se najčešće koristi za detekciju gama zračenja i to kada energijska rezolucija nije od velike važnosti za merenje. U odnosu na Ge detektore, NaI(Tl) ima nekoliko prednosti:

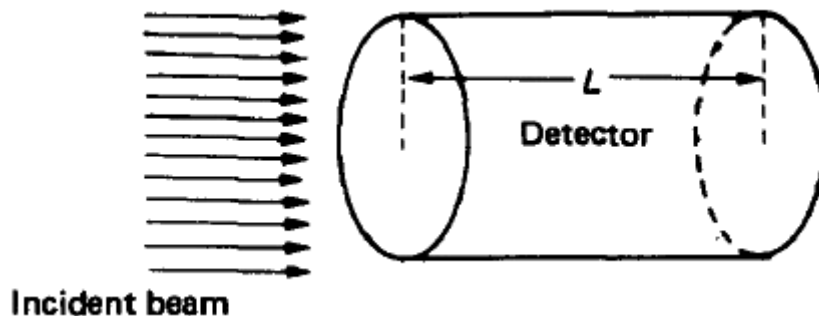
- može biti napravljen u praktično bilo kom obliku i veličini i sve te veličine su komercijalno dostupne;
- ima jako visoku efikasnost;
- košta puno manje od poluprovodničkih detektora;

Loša osobina NaI(Tl) osim slabe energijske rezolucije jeste i obavezno spajanje kristala sa fotomultiplikatorom, te osetljivost na vlagu.

Na tržištu su dostupni i sami kristali NaI(Tl) različitih veličina a takođe i gotove konfiguracije gde je kristal već spojen sa fotomultiplikatorom. Cela konfiguracija je obično zatvorena u aluminijumskom kućištu a često je kućište i dodatno hromirano zbog lakšeg održavanja. Sam fotomultiplikator je presvučen antimagnetskim μ -metalom zbog smanjivanja perturbacija uzrokovanih električnim i magnetnim poljem koje okružuje detektorski sistem.

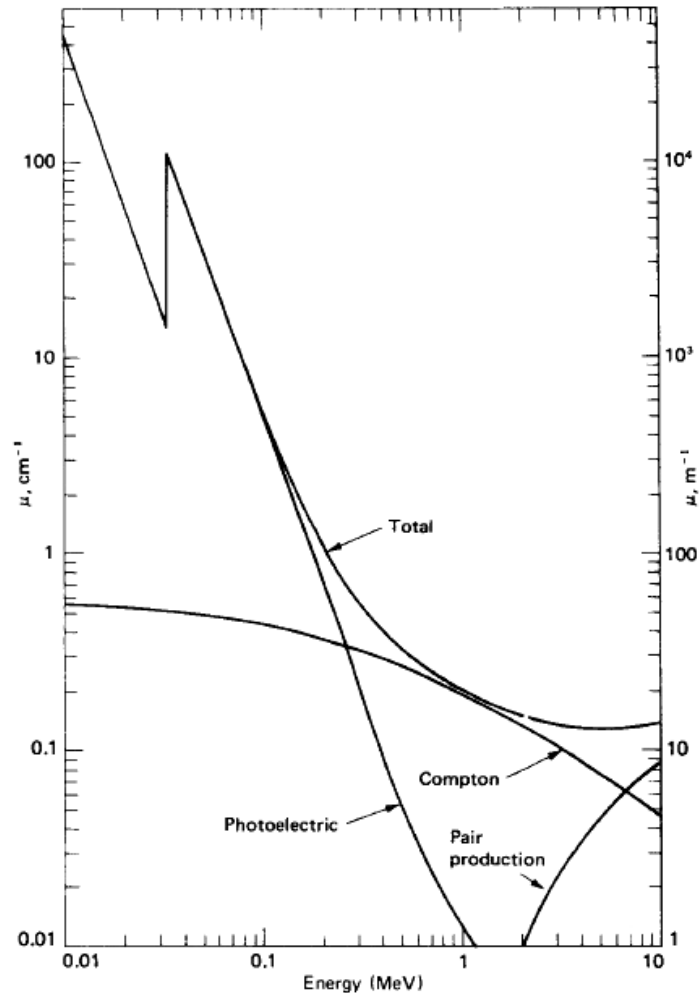
Prednja strana detektorskog sistema se često naziva "prozor" kroz koji fotoni prolaze pre nego što uđu u sam kristal. Potrebno je da taj prozor bude što je tanji mogući, da bi se smanjio broj interakcija upadnih fotona sa materijalom samog prozora. Komercijalni NaI(Tl) detektori obično imaju aluminijumski prozor debljine 0,5 mm (0,02 inča) dok sistemi predviđeni za detekciju X-zraka imaju berilijumski prozor debljine oko 0,13 mm (0,005 inča). Berilijum je jako pogodan materijal zbog niskog atomskog broja ($Z=4$) i zbog toga jako malo apsorbuje upadne fotone.

Efikasnost NaI(Tl) detektora (slika 35) u suštini zavisi kao $1 - e^{-\mu(E)L}$ gde su:
 $\mu(E)$ - totalni atenuacioni koeficijent u NaI za fotone energije E (slika 36);
 L - dužina kristala detektora.



slika 35 - skica geometrije upadnih fotona i kristala detektora

Efikasnost detekcije se povećava sa veličinom kristala, ali takođe se tada povećava i odbroj u fonu. Odbroj u fonu je relativno proporcionalan sa veličinom kristala, dok efikasnost detektora raste sporije sa porastom veličine kristala. Zbog toga je iz praktičnih razloga često ograničena veličina kristala koja može da se upotrebi za određeni eksperiment.



slika 36 - linearni atenuacioni koeficijenti za NaI

Izračunata apsolutna ukupna efikasnost NaI kristala je data na slici 37 za različita rastojanja izvor-detektor. Izračunavanje se vrši integraljenjem jednačine:

$$\varepsilon(E) = \frac{\int_0^{\theta_0} S \{1 - e^{-\mu(E)r(\theta)}\} \frac{1}{2} \sin \theta \, d\theta}{\frac{S}{2} \int_0^{\theta_0} \sin \theta \, d\theta} \quad (4.5.)$$

ili

$$\varepsilon(E) = \frac{\int_{\theta_1}^{\theta_0} \left\{ 1 - e^{-\frac{\mu(E)L}{\cos \theta}} \right\} \sin \theta \, d\theta}{1 - \cos \theta_0} + \frac{\int_{\theta_1}^{\theta_0} \left\{ 1 - e^{-\mu(E) \left[\frac{R}{\sin \theta} - \frac{d}{\cos \theta} \right]} \right\} \sin \theta \, d\theta}{1 - \cos \theta_0} \quad (4.6.)$$

gde su:

S - broj emitovanih čestica iz izvora po sekundi;

$\mu(E)$ - totalni linearni atenuacioni koeficijent;

θ - ugao emitovanja fotona;

$r(\theta)$ - neto count rate pod uglom θ ;

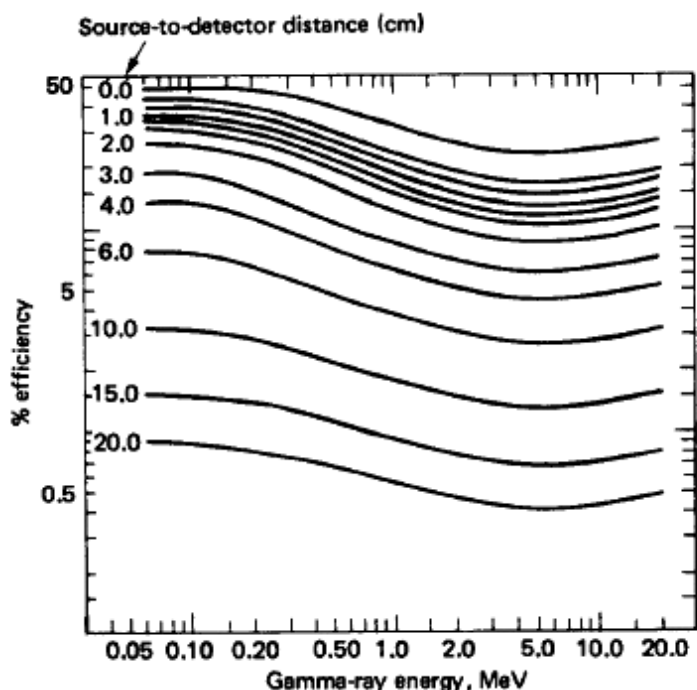
L - dužina kristala detektora;

R - radijus detektora;

d - rastojanje izvora od detektora;

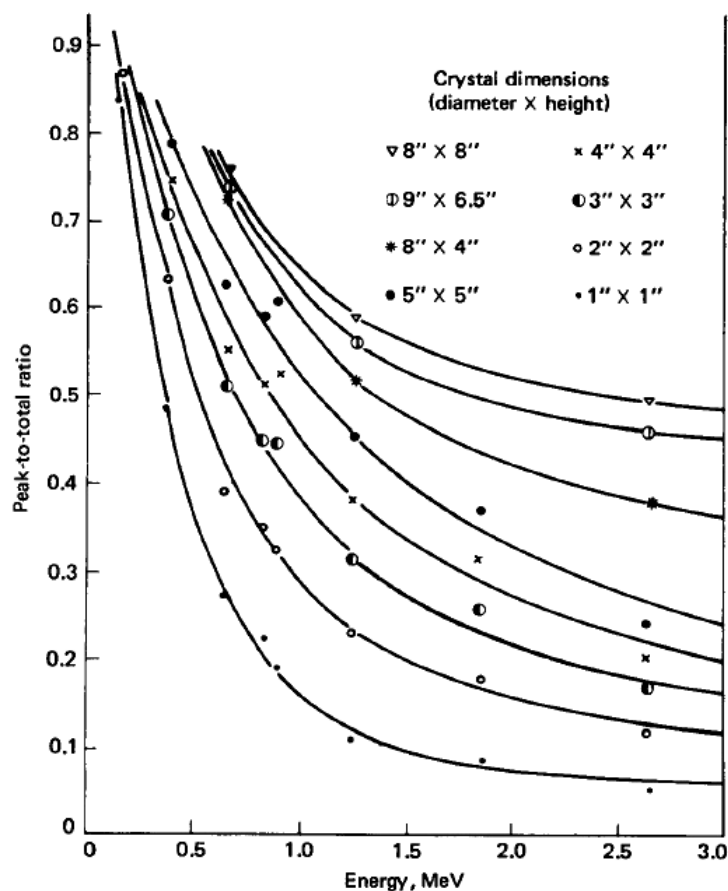
$\theta_1 - \tan^{-1} \left[\frac{R}{d+L} \right]$;

$\theta_0 - \tan^{-1} \left[\frac{R}{d} \right]$.



slika 37 - izračunata apsolutna ukupna efikasnost za 3'' x 3'' NaI(Tl) za različita rastojanja izvor-detektor

Na slici 37 se vidi da efikasnost detektora opada sa energijom do negde 5 MeV, dok na višim energijama od 5 MeV, efikasnost ponovo raste zbog povećanja verovatnoće stvaranja parova. Na slici 38 je predstavljeno kako se menja odnos peak-to-total za različite veličine detektora, za izvor postavljen na 10 cm od detektora.

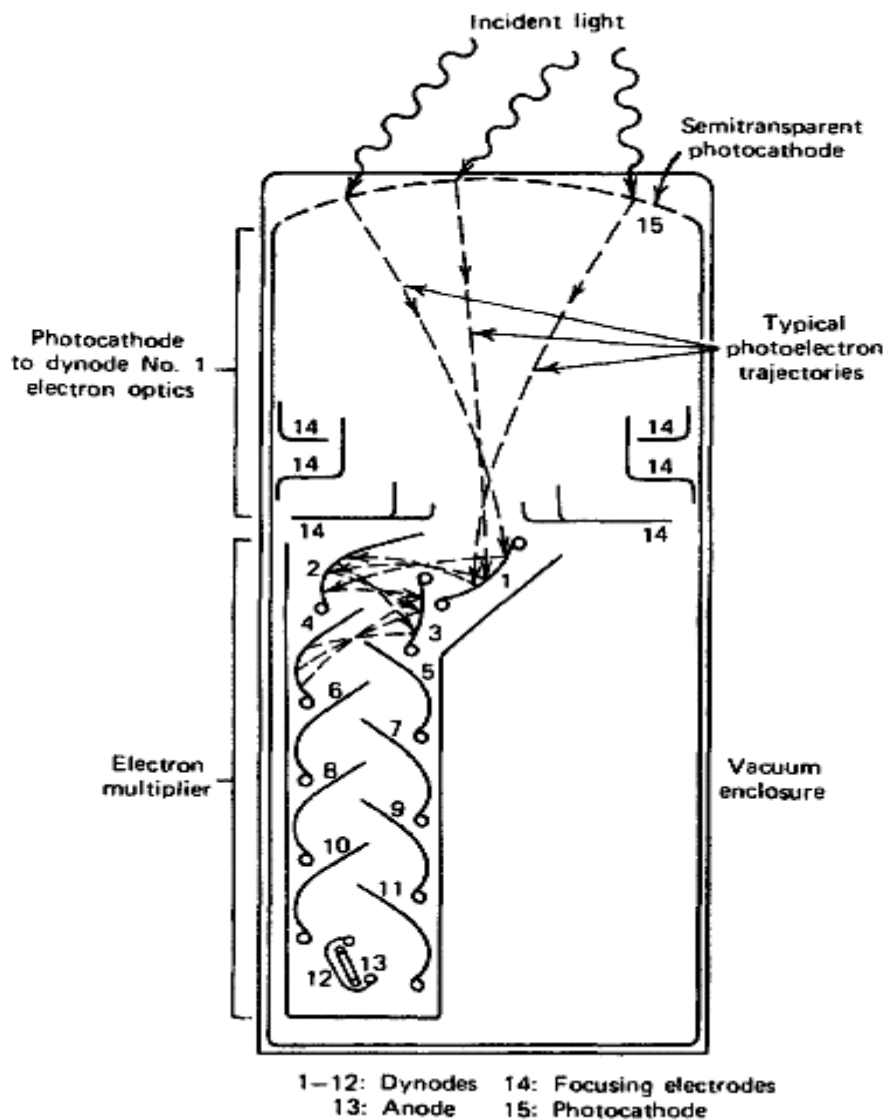


slika 38 - odnos peak-to-total za različite veličine NaI(Tl) za izvor na 10 cm od detektora

5. FOTOMULTIPLIKATORI

Široka upotreba scintilacionih brojača u detekciji zračenja i spektroskopiji, ne bi bila moguća bez upotrebe uređaja koji pretvaraju veoma slabe svetlosne signale iz izlaza scintilatora u odgovarajući električni signal. U ovu svrhu se koriste fotomultiplikatori, koji pretvaraju svetlosni signal od nekoliko stotina fotona u strujni signal koji se može dalje upotrebiti a bez dodavanja značajnog šuma samom signalu iz scintilatora. Ponekad se umesto fotomultiplikatora, u sprezi sa scintilatorima, koriste poluprovodničke fotodiode, ali fotomultiplikatorske cevi i dalje prevlađuju u upotrebi. Postoji izuzetno puno različitih modela komercijalnih fotomultiplikatora, čija osetljivost ide od ultraljubičastog, vidljivog pa do bliskog infracrvenog dela elektromagnetnog spektra. Osim u ovim slučajevima, fotomultiplikatori imaju primenu i u optičkoj spektroskopiji, laserskim merenjima i u astronomiji. Detaljan opis karakteristika različitih fotomultiplikatorskih cevi se može naći u npr. [54,55,56,57].

Jednostavan šematski prikaz fotomultiplikatorske cevi je prikazan na slici 39.



slika 39 - šematski prikaz fotomultiplikatorske cevi

Spoljašnji omotač fotomultiplikatora je obično staklena cev koja služi da zadrži vakuum unutar fotomultiplikatora, koji je potreban da bi niskoenergetski elektroni mogli biti efikasno

ubrzani unutrašnjim električnim poljem. Dve glavne komponente unutar fotomultiplikatora su fotoosetljivi sloj koji se naziva još i fotokatoda koji je spojen sa delom za multiplikaciju elektrona. Fotokatoda služi da pretvori što je više moguće upadnih fotona svetlosti u niskoenergetske elektrone. Ako svetlost predstavlja signal iz scintilatora, produkovani fotoelektroni će davati signal istog vremenskog trajanja. Pošto samo nekoliko stotina fotoelektrona daju tipičan signal, njihovo naelektrisanje je suviše malo da bi poslužilo kao pogodan električni signal. Deo za umnožavanje elektrona u fotomultiplikatoru je napravljen u takvoj geometriji da efikasno sakuplja fotoelektrone a istovremeno služi i kao pojačavač za uvećanje broja fotoelektrona. Posle pojačanja u fotomultiplikatoru, tipični signal iz scintilatora se uvećava na 10^7 - 10^{10} elektrona, sakuplja se na anodi izlaza fotomultiplikatora i služi kao signal koji predstavlja originalni događaj zabeležen u scintilatoru.

Pojačanje naelektrisanja u fotomultiplikatoru se dešava u veoma linearnom obliku i tako izlazni signal na anodi ostaje proporcionalan broju originalnih fotoelektrona u širokom obimu veličina signala. Tipični fotomultiplikatori, posle ozračivanja kratkim svetlosnim impulsom, daju elektronski signal dužine nekoliko nanosekundi, nakon vremena kašnjenja od 20-50 ns.

5.1. FOTOKATODE

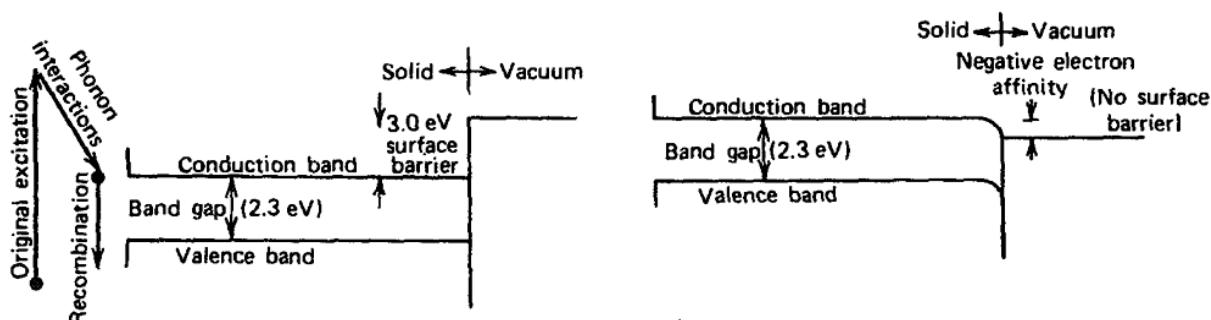
Prvi process koji se odigrava u fotomultiplikatoru, jeste konverzija upadnih fotona svetlosti u elektrone. Ovaj proces fotoemisije se može rastaviti u 3 faze:

- 1) apsorpcija upadnog fotona i transfer njegove energije elektronu kroz fotoemisivni materijal;
- 2) migracija elektrona ka površini fotokatode;
- 3) bežanje elektrona sa površine fotokatode.

Energija koju foton može predati elektronu u prvom koraku, je data kvantom energije fotona $h\nu$. Za plavu svetlost, koja je tipična prilikom emisije većine scintilatora, kvant energije iznosi oko 3 eV. U drugom koraku, deo te energije će se izgubiti u sudarima elektron-elektron prilikom migracije. Na kraju, u trećem koraku, mora ostati viška energije kod elektrona, da bi sam elektron mogao savladati potencijalnu barijeru koja uvek postoji prilikom prelaska iz materijala u vakuum. Ova potencijalna barijera je obično veća od 3-4 eV za većinu metala, ali može biti i niža, oko 1,5-2 eV za pažljivo pripremljene poluprovodničke materijale.

Konačna veličina potencijalne barijere daje minimum potrebne energije koju mora imati dolazni foton svetlosti, čak i ako bi svi ostali procesi gubitaka energije bili jednaki nuli. Sve fotokateode zbog toga imaju ograničenje na velikim talasnim dužinama (malim ν) koje se obično nalazi u crvenom ili bliskom infracrvenom delu spektra. Čak i za veće energije svetlosnih fotona, površinska barijera bi trebala biti što je moguće niža, da bi došlo do emisije što većeg broja elektrona. Nivo gubitaka energije prilikom migracije elektrona ka površini, bi trebao biti što je moguće manji, da bi dubina na kojoj elektroni nastaju u katodi bila što veća a da još uvek imaju dovoljnu energiju da savladaju potencijalnu barijeru (*dubina bežanja*). Gubici energije u metalima su relativno veliki, i elektroni mogu preći najviše nekoliko nanometara pre nego što im energija opadne ispod nivoa potencijalne barijere. Zbog toga samo veoma tanak sloj metala, od nekoliko nanometara od površine, će doprinosti proizvodnji fotoelektrona u metalima. Kod poluprovodnika, gubitak energije je puno manji i dubina sa koje elektroni mogu izaći iz materijala je i do 25 nanometara. Ovo je i dalje mala debljina za materijal fotokatode, koja bi bila polupropusna i manje od polovine vidljive svetlosti bi dovelo do interakcije sa fotosenzitivnim materijalom fotokatode. Zbog toga fotokateode ne mogu pretvoriti svu vidljivu svetlost što padne fotokatodu u elektrone, bez obzira koliko niska potencijalna barijera bila.

Da bi upadni foton svetlosti bio apsorbovan u poluprovodniku, njegova energija mora biti veća od širine zabranjene zone E_g . Proces apsorpcije je ustvari dizanje elektrona iz normalno popunjene valentne zone u provodnu zonu. U veoma kratkom vremenu, reda pikosekunde, elektroni brzo gube energiju preko fononskih interakcija sa kristalom dok njihova energija ne opadne do donjeg nivoa provodne zone. Ako elektron treba da pobjegne van materijala poluprovodnika, mora do površine stići dovoljno brzo, pre nego što u fononskim interakcijama izgubi energiju i padne na dno provodne zone. Na dnu provodne zone elektron ostaje oko 100 pikosekundi, pre nego što se rekombinuje sa šupljinom i padne natrag u valentnu zonu. Upotreba materijala sa negativnim elektronskim afinitetom dovodi do puno veće dubine bežanja elektrona i dozvolivši čak i elektronima koji padnu na dno provodne zone da imaju mogućnost izaći van materijala (slika 40).



slika 40 - struktura zona blizu površine materijala za poluprovodnike (levo) i za materijale sa negativnim afinitetom za elektrone (desno)

5.2. SPONTANA EMISIJA ELEKTRONA

Prisustvo potencijalne barijere dovodi do jedne važne osobine fotokatoda-termičkog šuma. Provodni elektroni u materijalu fotokatore će uvek imati neku termalnu kinetičku energiju, koja na sobnoj temperature iznosi oko 0,025 eV. Distribucija ovih elektrona je široka i elektroni koji se nalaze na gornjem delu distribucije, mogu imati energiju koja prelazi potencijalnu barijeru. Ako se ti elektroni nalaze blizu površine, mogu izaći iz materijala i dovesti do porasta spontanog termalno indukovanoog signala. U metalima, termalna emisija je niska ($\sim 100/m^2s$) zbog relativno visoke potencijalne barijere. Kod poluprovodnika, niža potencijalna barijera dovodi do termalne emisije reda $10^6-10^8/m^2s$. Nadmoćna fotoosetljivost poluprovodnika je tako dostignuta po cenu višeg šuma od termalne emisije. U teoriji, nivo termalne emisije bi trebao rasti eksponencijalno sa temperaturom fotokatore, ali je u praksi potvrđeno da iako do rasta emisije sa temperaturom zaista dolazi, zavisnost je puno blaža od teorijski predviđene.

5.3. IZRADA FOTOKATODA

Fotokatode se mogu praviti ili neprozirne ili sa poluprozirnim slojevima. Svaki od tih tipova se može koristiti u drugačijoj geometriji. Neprozirne fotokatode se prave sa debljinom većom nego što je maksimalna dubina bežanja elektrona i nalaze se na debelom materijalu sa zadnje strane. Fotoelektroni se sakupljaju sa iste površine na koju pada svetlost. Poluprozirne fotokatode obično nisu deblje od dubine bežanja elektrona i nalaze se na prozirn materijalu (stakleni prozor). Svetlost prvo prolazi kroz prozirni sloj i ulazi u poluprozirni sloj fotokatore a elektroni se sakupljaju sa suprotne strane. Fotokatode sa poluprozirnim slojem se češće koriste prilikom izrade fotomultiplikatora za scintilacione brojače.

Važna osobina fotokatore je uniformnost debljine materijala na celoj površini fotokatore. Varijacije u debljini sloja materijala dovodi do promene osetljivosti fotokatore i

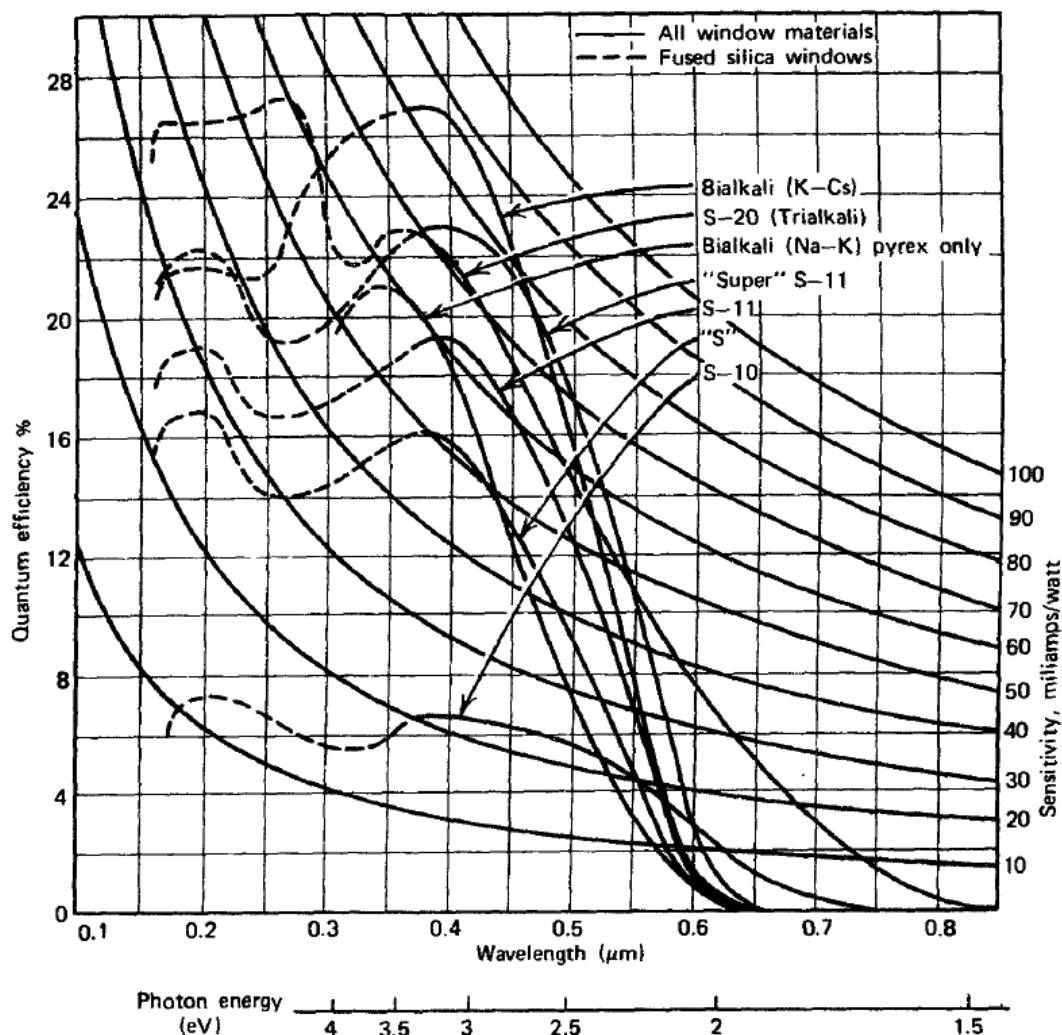
to može biti jedan od izvora gubitka rezolucije scintilacionog brojača. Ovaj problem je posebno važan za fotomultiplikatore velikog prečnika.

5.4.KVANTNA EFIKASNOST

Osetljivost fotokatoda se može izraziti na više načina. Tradicionalni način je izražavanje ukupne efikasnosti fotokatode u smislu struje koju proizvede jedinični fluks svetlosti na površini fotokatode (ampere na lumen). Veći značaj u brojanju scintilatora ima kvantna efikasnost (QE) fotokatode koja se definiše kao:

$$QE = \frac{\text{broj emitovanih fotoelektrona}}{\text{broj upadnih fotona}} \quad (5.1.)$$

Za idealnu fotokatodu bi kvantna efikasnost bila 100%.Zbog raznih ograničenja koji su ranije navedeni,u praksi,maksimalna kvantna efikasnost fotokatoda iznosi 20-30%.



slika 41 - spektralna osetljivost često upotrebljivanih materijala fotokatode za izradu fotomultiplikatora. Upotreba silikonskih (kvarcnih) prozora je potrebna da bi se proširio odgovor fotomultiplikatora na ultraljubičastu oblast spektra

Kvantna efikasnost fotokatode jako zavisi od talasne dužine upadne svetlosti (slika 41). Za određivanje kvantne efikasnosti za određeni scintilator,ove krive se moraju usrednjiti za emisioni spektar datog scintilatora. Jedna od važnih stvari prilikom odabiranja

fotokatode jeste i odabiranje visoke kvantne efikasnosti na talasnim dužinama na kojima se nalazi emisioni spektar scintilatora.

Osetljivost na velikim talasnim dužinama (niskim energijama) na kraju skale, je limitirana apsorpcijom svetlosti u fotokaturi i niskom energijom fotoelektrona. Na dovoljno visokim talasnim dužinama, elektroni više nemaju dovoljno energije za bežanje sa površine fotokature i signal na izlazu fotokature pada na nulu. Signal sa drugog kraja spektra obično nije funkcija fotokature nego prozora kroz koji svetlost mora proći do fotoemisivnog sloja. Za normalno staklo, kraj će biti u region oko 350 nm što je obično dovoljno dobro za većinu scintilacionih materijala. Nekim scintilatorima, značajan deo emisionog spektra se nalazi u ultraljubičastom delu spektra i za tu primenu se moraju koristiti specijalni fotomultiplikatori koji imaju ulazni prozor od kvarca, da bi se osetljivost proširila do talasnih dužina oko 160 nm.

Alternativni način za merenje kvantne efikasnosti fotomultiplikatora se ponekad koristi kod scintilatora. Broj stvorenih fotoelektrona po jedinici ostavljene energije u scintilatoru optički spojenim sa fotokaturom, je proporcionalan kvantnoj efikasnosti usrednjenoj po celom emisionom spektru scintilatora. Zbog razprostranjenosti upotrebe NaI(Tl), standard je broj produkovanih fotoelektrona iz date fotokature po keV izgubljene energije brzih elektrona u NaI(Tl) kristalu, iz kojeg se praktično sva svetlost sakupi. Za fotokature sa kvantnom efikasnošću 25-30%, merenja daju oko 8-10 fotoelektrona po keV- u izgubljene energije [60]. Recipročna vrednost ove veličina, tj. prosečna vrednost gubitka energije da bi se kreirao fotoelektron, iznosi oko 100-120 eV.

Prvi materijali koji su dali kvantnu efikasnost oko 30% u plavom delu spektra su bili multialkalni materijali bazirani na Na_2KSb koji se aktiviraju sa malom količinom cezijuma. Kasnije su počeli da se koriste bialkali bazirani na K_2CsSb aktivirani kiseonikom i cezijumom, koji daju još veću efikasnost u plavom delu spektra. Takođe termička emisija bialkalnih fotokatura je puno manja nego kod multialkalnih materijala što doprinosi nižem šumu fotokature.

5.5. MULTIPLIKACIJA ELEKTRONA

5.5.1. SEKUNDARNA EMISIJA ELEKTRONA

Deo multiplikacije fotomultiplikatora se zasniva na fenomenu emisije sekundarnih elektrona. Elektroni sa fotokature se ubrzavaju i udaraju o površinu electrode (dinode). Ako se materijal od kojeg je dinoda napravljena dobro odabere, energija oslobođena od strane upadnog elektrona može rezultovati reemisijom više od jednog elektrona sa površine.

Elektroni prilikom napuštanja fotokature imaju kinetičku energiju do 1 eV. Ako se prva dinoda drži na pozitivnom naponu od nekoliko stotina volti, kinetička energija elektrona po dolasku na dinodu će biti određena praktično potpuno samo veličinom ubrzavajućeg napona. Pravljenje ekscitovanog elektrona na materijalu dinode zahteva energiju barem jednaku širini potencijalne barijere, koja je tipično oko 2-3 eV. Zbog toga je teoretski moguće da upadni elektron kreira oko 30 ekscitovanih elektrona na 100 V ubrzavajućeg napona. Pošto je smer kretanja ovih elektrona proizvoljan/slučajan, mnogi od njih neće doći do površine usled deekscitacije. Ostali koji do površine dođu, će izgubiti energiju i neće moći savladati potencijalnu barijeru na površini te neće moći ni pobeći iz materijala. Zbog toga samo mali deo ekscitovanih elektrona na kraju i doprinosi sekundarnim elektronima sa površine dinode.

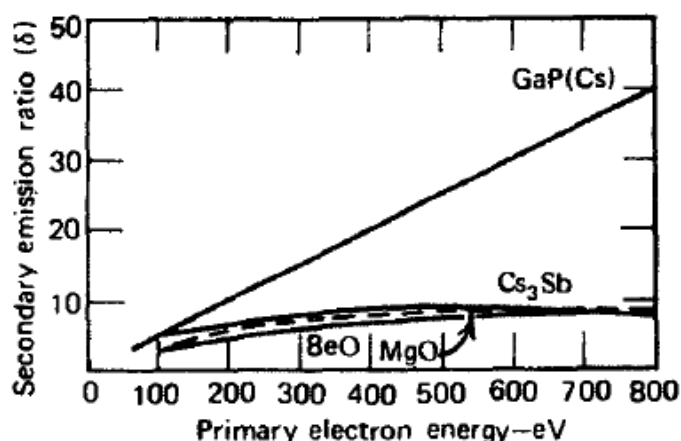
Prinos sekundarnih elektrona je funkcija energije upadnih elektrona. Ako elektroni imaju relativno nisku energiju kada udare u površinu dinode, mali broj elektrona će biti pobuđen kroz potencijalnu barijeru između valentne i provodne zone. Istovremeno, pošto dubina proboja nije velika, većina ekscitovanih elektrona će biti blizu površine. Za upadne elektrone visokih energija, više pobuđenih elektrona će biti produkovano na dinodi, ali i na

većoj dubini. Pošto se verovatnoća bežanja elektrona smanjuje sa dubinom, posmatrani prinos sekundarnih elektrona će biti maksimalan sa optimalnom energijom upadnih elektrona.

Ukupni faktor multiplikacije za jednu dinodu je:

$$\delta = \frac{\text{broj emitovanih sekundarnih elektrona}}{\text{primarni upadni elektron}} \quad (5.2.)$$

i treba da bude što je moguće veći za dostizanje maksimalnog pojačanja fotomultiplikatora. Grafik zavisnosti faktora multiplikacije dinode od upadne energije elektrona je dat na slici 42 za različite konvencionalne materijale. Maksimalni faktor multiplikacije iznosi oko 10 za upadnu energiju 1 keV, ali tipične vrednosti su oko 4-6 za međudinodne potencijale od par stotina volti.



slika 42 - prinos sekundarnoj emisiji elektrona za standardne materijale dinoda (donje tri krive) i za NEA materijal(GaP(Cs))

5.5.2. MATERIJALI SA NEGATIVNIM AFINITETOM ZA ELEKTRONE

Prinos sekundarnoj emisiji dinode može biti značajno uvećan ako se koriste materijali sa negativnim afinitetom za elektrone. Najkorišćeniji ovakav materijal jeste galijum fosfid GaP, sa koncentracijom dopiranja oko 10^{19} atoma/cm³ sa p-tipom materijala (najčešće cink). Cink stvara akceptorska mesta u galijum fosfidu a onda se tanki, praktično monoatomski sloj elektropozitivnog materijala (obično cezijum) nanosi na površinu. Akceptor na površini privlače elektrone iz elektropozitivnog cezijuma, stvarajući tako jonizovane atome cezijuma na površini koji su pod uticajem elektrostatičke sile (ovaj efekat je prikazan na slici 40). Elektroni u ovakvim materijalima imaju oko 100 puta duže vreme da dođu do površine materijala, nego kod standardnih poluprovodnika. Zato će i srednja dubina bežanja elektrona biti mnogo veća i može dostići nekoliko stotina nanometara.

Ekscitovani elektroni koji se stvaraju duboko u materijalu dinode, i dalje imaju verovatnoću da izađu iz dinode. Zbog toga prinos sekundarnih elektrona nastavlja da raste is a porastom energije primarnih elektrona (slika 50 - za GaP(Cs)). Prinos sekundarnih elektrona dostiže i 50-60 već sa naponom od 100V a i mnogo veće vrednosti se mogu dostići sa većim vrednostima primenjenog napona u fotomultiplikatoru.

Da bi se u fotomultiplikatoru dostigao prinos elektrona reda 10^6 , svi fotomultiplikatori uvećanje broja elektrona vrše iz više faza. Elektroni koji napuštaju fotokatodu se privlače prvom dinodom i prave δ elektrona za svaki upadni fotoelektron. Sekundarni elektroni koji se prave na površini prve dinode imaju niske energije reda eV. Zbog toga se lako navode

elektrostatičkim poljem između prve i druge dinode. Ovaj proces se ponavlja između svake dve naredne dinode koliko god je puta potrebno. Ako u fotomultiplikatoru postoji N faza, ukupan prinos fotomultiplikatora će biti:

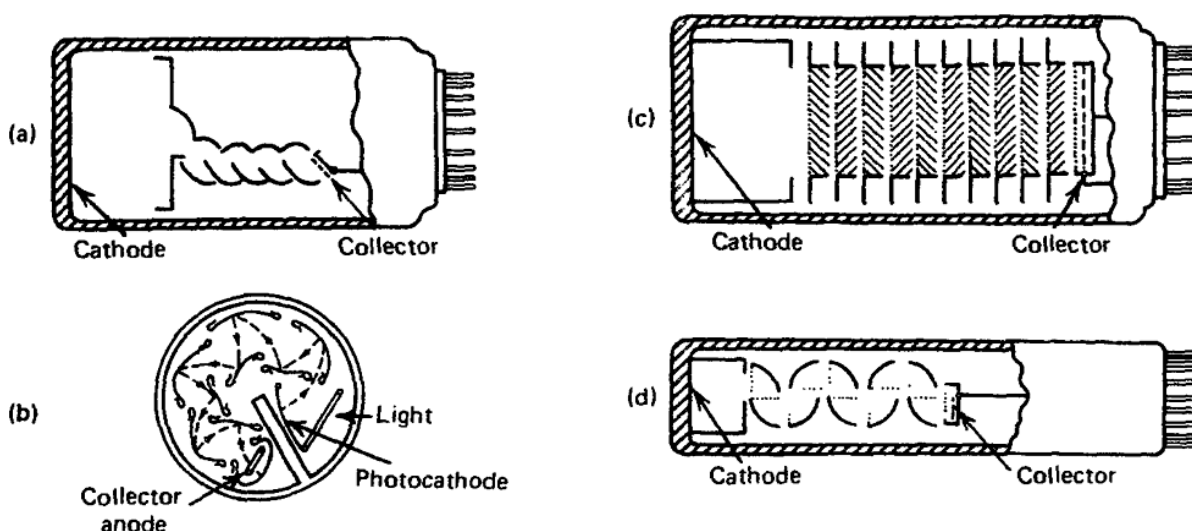
$$\text{ukupan prinos} = \alpha \delta^N \quad (5.3.)$$

gde je α deo fotoelektrona koji se sakupe u multiplikatoru. Konvencionalne dinode imaju tipične vrednosti $\alpha=1$ a $\delta=5$. Prinos fotomultiplikatora od deset faza onda iznosi 5^{10} tj oko 10^7 . Ako se koriste materijali sa negativnim afinitetom za elektrone, gde je $\delta=55$, isti taj prinos se može dobiti već sa 4 faze.

Ukupan prinos fotomultiplikatora zavisi i od primenjenog napona a i broj δ nije sasvim linearno zavistan od napona. Da jeste, sa 10 faza u multiplikatoru, zavisnost ukupnog prinosa bi bila V^{10} , ali tipično je reda V^6 - V^9 .

5.6. KARAKTERISTIKE FOTOMULTIPLIKATORA

Na slici 43 su predstavljene karakteristične konstrukcije fotomultiplikatora. Sve konstrukcije se sastoje od poluprozirnih fotokatoda, regiona za sakupljanje fotoelektrona između fotokatode i prve dinode, višefaznog multiplikatora i anode za kolekciju pojačanog naelektrisanja. Ovakve konstrukcije se zatvaraju u vakumirano staklo. Fotomultiplikatori sa ravnim prozorom na kraju se najčešće koriste za scintilacione brojače, zbog jednostavnog montiranja scintilacionog kristala direktno na kraj prozora fotokatode. Komercijalno su dostupni fotomultiplikatori promera od nekoliko milimetara do 20 centimetara a najčešće korišćeni su 2 inčni (5 cm). Fotomultiplikatori sa kvadratnom ili heksagonalnom fotokatodom su takođe dostupni za specijalne primene.



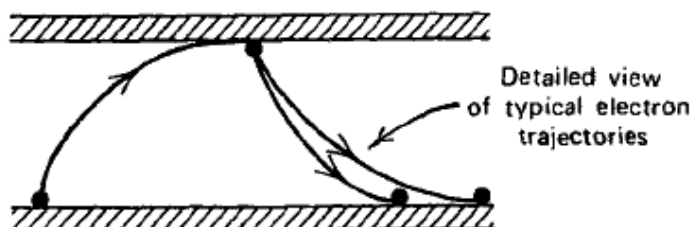
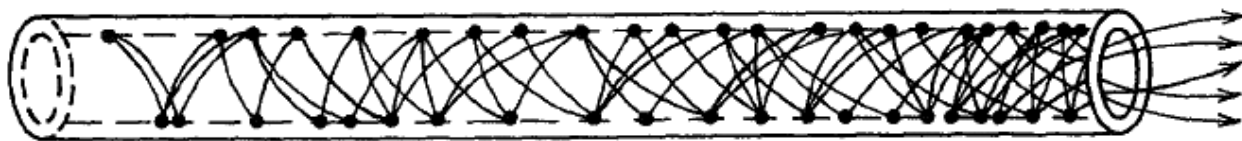
slika 43 - tipične konfiguracije fotomultiplikatora
a) fokusiran linearan; b) cirkularan; c) venecijanerski; d) rešetkasti

Venecijanski tip fotomultiplikatora (slika 43c) je najstariji model. Ima relativno spori odgovor zbog slabog električnog polja na površini dinoda. Slične osobine ima takođe i rešetkasti tip (slika 43d), ali se ovaj tip još uvek koristi posebno za fotomultiplikatore velikog prečnika. Fokusirano-linearan i cirkularan tip multiplikatora imaju puno brže vreme odgovora i češće se koriste.

Fotomultiplikatori trebaju biti dobro zaštićeni od vibracija, potresa i udaraca, da ne bi došlo do fizičkih oštećenja unutrašnjih komponenti ili usled vibracija da ne bi došlo do

stvaranja lažnih signala na izlazu. Za ekstremne uslove, većina proizvođača pravi fotomultiplikatore koji su otporni na teške uslove rada.

Drugi tip specijalizovanog elektronskog multiplikatora je predstavljen na slici 44.



slika 44 - elektronski multiplikator u obliku cevi

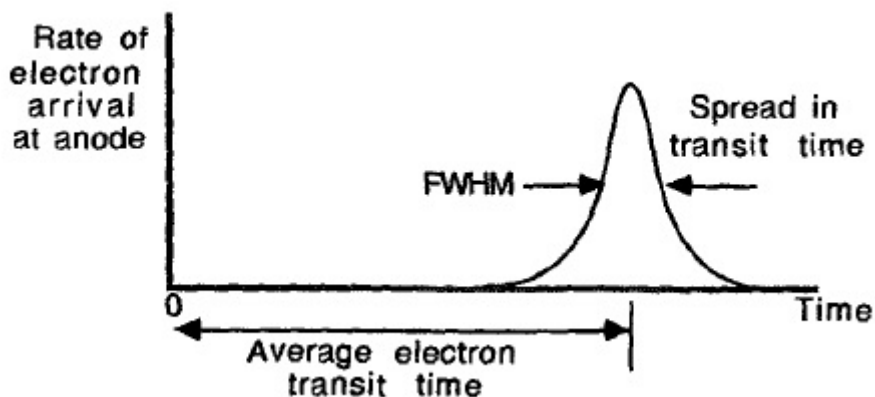
Ovakav multiplikator je veoma jednostavan. Sastoji se od staklene cevi, koja je iznutra obložena materijalom koji je dobar sekundarni emiter elektrona. Potencijalna razlika je duž cevi i tako se elektroni privlače od ulaza do izlaza iz cevi. Elektroni koji uđu u cev će udariti u zid cevi i time doprineti povećanju broja sekundarnih elektrona, koji će biti dalje ubrzani po dužini cevi, takođe će udariti u zid i dalje doprinositi povećanju broja elektrona. Ovakav uređaj se bukvalno ponaša kao fotomultiplikator, ali sa kontinualnim dinodama. Broj sudara upadnog elektrona sa zidovima cevi zavisi od orijentacije i putanje samog elektrona. Pri dovoljno visokim vrednostima napona na krajevima cevi, prinos elektrona na izlazu može dostići i 10^6 do 10^7 .

Klasteri od više hiljada ovakvih cevi se mogu napraviti u obliku mikrokanalske ploče, gde je svaki kanal (cev) malog promera ($15-50 \mu\text{m}$) i ponaša se kao nezavisni multiplikator. Fotomultiplikatori bazirani na mikrokanalskim pločama imaju odlične vremenske osobine, pošto vreme prolaska elektrona kroz njih je reda nekoliko nanosekundi u poređenju sa $20-50 \text{ ns}$ za konvencionalne multiplikatore.

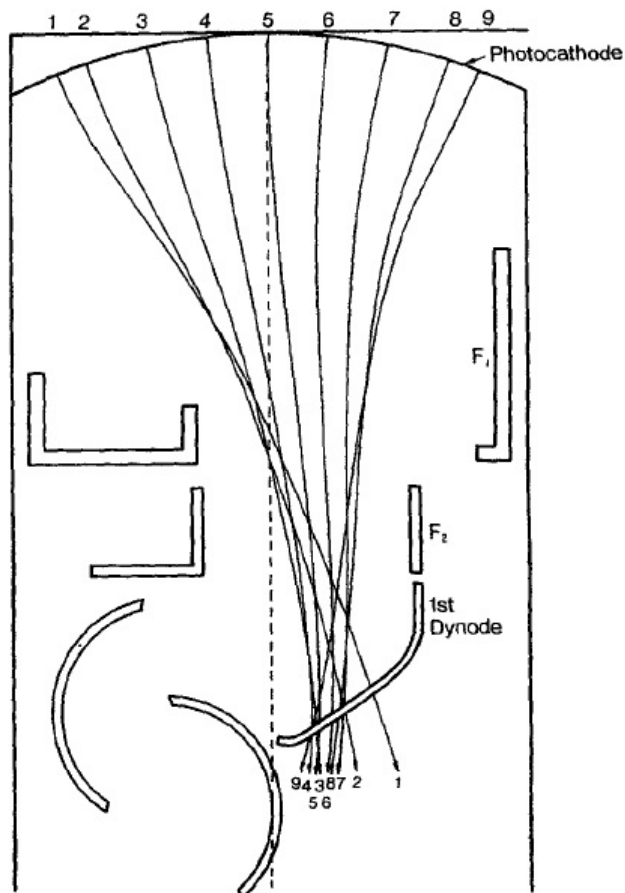
5.7. OSOBINE SIGNALA FOTOMULTIPLIKATORA

Zbog kratkog vremena potrebnog za fotoemisiju u fotokatodi ili za sekundarnu emisiju na dinodama (reda $0,1 \text{ ns}$), vremenske karakteristike fotomultiplikatora su određene dominantno trajektorijama elektrona. Vreme prolaska elektrona u fotomultiplikatoru se definiše kao prosečna vremenska razlika između dolaska upadnog fotona na fotokatodu i kolekcije naelektrisanja na anodi i prosečno iznosi $20-80 \text{ ns}$. Za većinu primena, ovo vreme prolaska nema veći značaj, pošto je uvek konstantno i samo doprinosi fiksnom kašnjenju signala. Tipični vremenski odgovor fotomultiplikatora je predstavljen na slici 45.

Region od fotokatode do prve dinode je kritičan u određivanju vremenskih karakteristika fotomultiplikatora. Da bi došlo do uniformnog sakupljanja naelektrisanja sa velike površine fotokatode, rastojanje do prve dinode je jako veliko u poređenju sa rastojanjem između pojedinih dinoda (slika 46).



slika 45 - tipični vremenski odgovor fotomultiplikatora



slika 46 - putanje elektrona od fotokatode do prve dinode

Zbog razlike u putanjama fotoelektrona, centar fotokatode i jedan njen kraj su dominantni za posmatranje raspodele vremena prolaska. Fotokatoda je obično minimalno zakrivljena, zbog smanjenja raspodele vremena prolaska. Obično je površina koja ide do scintilatora sasvim ravna a drugi kraj prozora je blago konkavan. Na razliku u vremenima prolaska takođe utiču i razlike u brzinama fotoelektrona koji napuštaju fotokatodu. Ovaj efekat se svodi na minimum korišćenjem velike razlike napona između fotokatode i prve dinode. Kada se fotomultiplikatori koriste sa sporim neorganskim scintilatorima, fotomultiplikatori su dovoljno brzi i ne doprinose značajno vremenu odgovora celog sistema. Fotomultiplikatori mogu imati značajnu uticaj na vremenske osobine sistema samo u sprezi sa scintilatorima sa kratkim "vremenom raspada", koji daju brze signale. Detaljne osobine raznih vrsta i oblika fotomultiplikatora se mogu naći u katalogima proizvođača kao npr u [61].

Svi komercijalni fotomultiplikatori u svojim specifikacijama imaju naznačeno koji je optimalan napon za njihovo korišćenje, maksimalan napon i koji napon se preporučuje između fotokatode i prve dinode i između dinoda. Prilikom standardnog korišćenja sa scintilacionim detektorima, operacioni mod fotomultiplikatora je obično daleko od maksimalnih vrednosti koje predpisuje proizvođač.

Specifikacije koje se dobijaju od proizvođača najčešće sadrže sledeće informacije:

- 1) *Ukupna svetlosna osetljivost* - odnos izmerene struje anode na radnom naponu sa svetlosnim fluksom volframovog svetlosnog izvora na specifičnoj temperature fotokatode. Ovaj odnos predstavlja ukupnu očekivanu struju iz fotomultiplikatora po jedinici upadne svetlosti. Jedinice su amper po lumenu (A/lm).
- 2) *Svetlosna osetljivost katode* - predstavlja samo karakteristiku fotokatode i ne zavisi od structure elektronskog multiplikatora. Jedinice su takođe A/lm.
- 3) *Ukupna osetljivost na zračenje* - odnos struje anode sa jačinom zračenja na datoj talasnoj dužini koja upada na fotokatodu. Jedinice su amper po vatu (A/W).
- 4) *Tamna struja* - je struja anode merena bez osvetljenja fotokatode.
- 5) *Brzina rasta signala anode* - vreme potrebno da izlazni signal poraste od 10% do 90% visine pika, kada se fotokatoda osvetli kratkotrajnim svetlom.
- 6) *Širina signala anode* - vreme izlaznog signala na polovini maksimuma amplitude.

Linearnost fotomultiplikatora je izuzetno važna karakteristika fotomultiplikatora. Faktor multiplikacije elektrona u skoro svim fotomultiplikatorima ostaje praktično konstantan za signale od pojedinačnog fotoelektrona do više hiljada fotoelektrona. Amplituda sakupljenih signala na anodi ovako ostaje linearno zavisna od broja fotoelektrona i time od intenziteta svetlosti iz scintilatora. Nelinearnosti se mogu javiti samo kod izuzetno jakih signala.

Šum fotomultiplikatora obično potiče od termalnih elektrona koji se spontano emituju sa fotokatode. Ovakvi signali potiču od jednog fotoelektrona pa zbog toga signali leže na donjem delu skale i lako se odstrane diskriminatorom, pošto signali dobijeni iz scintilatora potiču od velikog broja fotoelektrona. U eksperimentima gde se posmatraju veoma niske energije i događaji koji potiču od pojedinačnih fotoelektrona, šum fotomultiplikatora se ne može zanemariti, nego se mora svesti na najmanju moguću meru. Obično se tada biraju fotomultiplikatori sa cevima što je moguće manjeg prečnika i sa bialkalnim materijalima, koji imaju najmanji šum. Tipične vrednosti spontane emisije na sobnim temperaturama su 10^2 - 10^4 elektrona/cm².

U vreme kada se ne koriste, fotomultiplikatori treba da stoje na tamnom mestu. Izlaganje sobnoj svetlosti i bez napona, dovodi do povećanja "tamnih" signala prilikom daljeg rada fotomultiplikatora.

Sledeći izvor šuma potiče od prirodne radioaktivnosti u sastavu samog fotomultiplikatora i to najviše od ⁴⁰K i ²³²Th koji se nalaze u staklenom omotaču. Beta čestice koje nastaju u radioaktivnom raspadu, dovode do povećanja Cherenkov-ljevog zračenja, koje može osloboditi fotoelektrone iz fotokatode na isti način kao i scintilacioni događaji. Za primenu u uslovima ultra niskih fonova, koriste se specijalni fotomultiplikatori sa staklenim delovima specijalno napravljenim sa izuzetno nisko-aktivnim staklom. Scintilacioni događaji i Cherenkov-ljevo zračenje u staklu fotomultiplikatora može biti proizvedeno i kosmičkim zračenjem, ali ovako stvoreni signali odgovaraju događajima sa po nekoliko fotoelektrona i obično se lako odbace pomoću diskriminatora.

Izvor šuma fotomultiplikatora može poticati i od zakasnelih signala, odnosno signala koji prate glavni signal posle kratkog vremena kašnjenja, što se dešava usled zakasnele emisije u strukturi multiplikatora. Kašnjenje signala zavisi od karakteristika vremena prelaza elektrona i iznosi oko 20-50 ns. Amplitude ovakvih signala su obično jako male jer potiču praktično od jednog fotona. Zakasneli signali mogu biti proizvedeni i zbog nesavršenog vakuuma u cevi fotomultiplikatora, gde se zaostali gas jonizuje prilikom prolaska elektrona kroz multiplikator. Pozitivni joni će se kretati u suprotnom smeru i mogu dospeti tako do

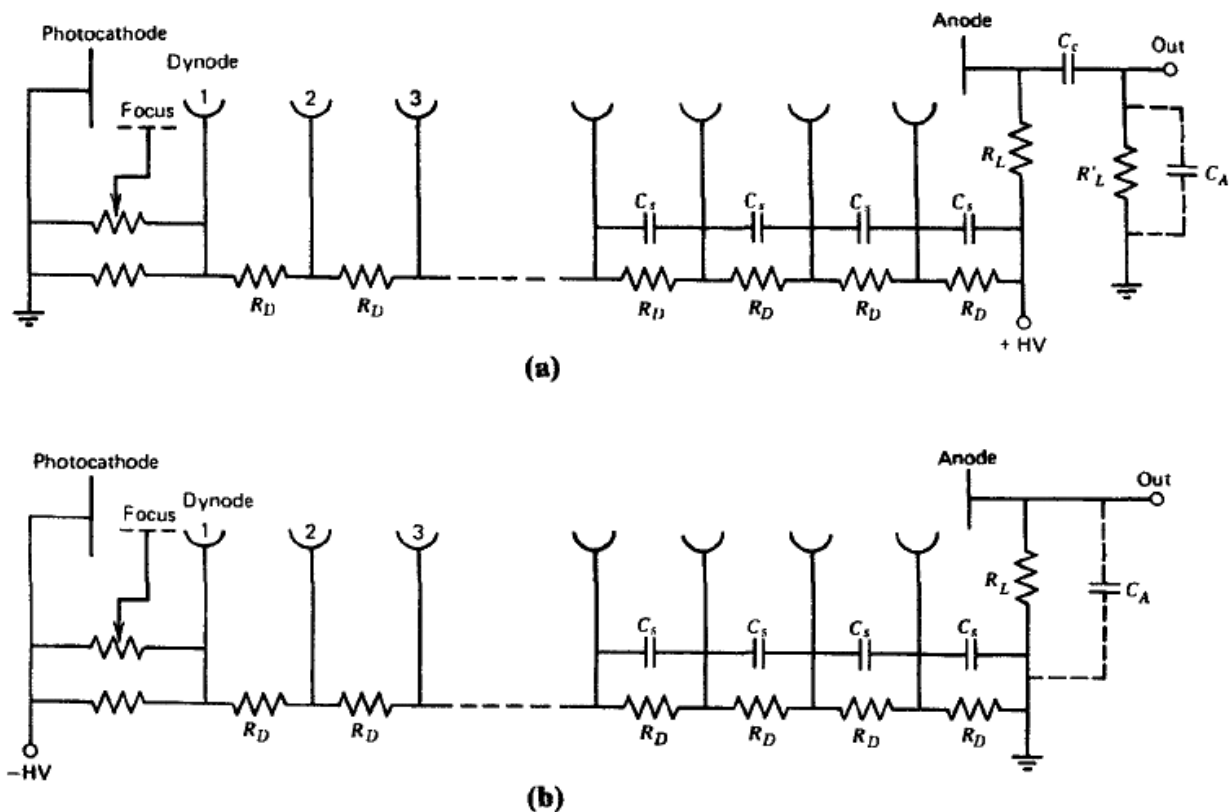
fotokatode, oslobađajući sa nje na stotine fotoelektrona, pa će tako dobijen signal biti znatno veći. Vreme dolaska jona na fotokatodu je reda mikrosekundi i tako stvoren signal značajno kasni za originalnim signalom.

Osetljivost fotokatoda, posebno onih sa velikim poluprečnikom, nije ni blizu uniformna po celoj površini fotokatode, što dalje rezultuje neuniformnom kolekcijom fotoelektrona na prvoj dinodi sa cele površine fotokatode. Signal na anodi zbog toga može da se razlikuje i za 30-40%, u zavisnosti od pozicije osvetljenja fotokatode i time doprinosi smanjenju energijske rezolucije sistema. Smanjenje ovog problema se delimično rešava postavljanjem svetlosne cevi između scintilatora i kraja prozora fotomultiplikatora (ovo je važno za scintilatore koji imaju osobinu da rasipaju svetlost od događaja po celoj površini fotokatode).

Prilikom velikih brzina brojanja, gain fotomultiplikatora se može promeniti usled promene potencijala između dinoda. Samom fotomultiplikatoru često je potrebno i po nekoliko sati da se vrati na zadata podešavanja, ali se ovi efekti svode na minimum samim dizajnom fotomultiplikatora, tako da promene gain-a budu do 1% prilikom brzina brojanja do 10^4 po sekundi.

5.8. NEOPHODNA POMOĆNA OPREMA ZA RAD FOTOMULTIPLIKATORA

Spoljašnji izvor napona mora biti spojen na fotomultiplikator i to tako da ispravno budu povezani fotokatoda i ostatak dela multiplikatora. Pošto elektroni moraju biti privučeni, prva dinoda mora biti na pozitivnom naponu u odnosu na fotokatodu i svaka sledeća dinoda mora biti na pozitivnom naponu u odnosu na prethodnu dinodu. Da bi sakupljanje elektrona bilo efikasno, napon između fotokatode i prve dinode treba biti nekoliko puta veći nego napon između dinoda. Iako je moguće korišćenje više zasebnih izvora napona, obično se napajanje vrši jednim zajedničkim izvorom napona (kao primer je dat na slici 47).



slika 47 - tipično povezivanje visokog napona na fotomultiplikator sa
a) pozitivnim visokim naponom i b) negativnim visokim naponom

Polaritet (+ ili -) visokog napona fotomultiplikatora se može praktično proizvoljno birati. Ako se fotokatoda uzemlji, na anodu se kači pozitivan napon. Isti međudinodni napon se može postići i ako se uzemlji anoda a negativan visok napon se kači onda na fotokatodu. Obe ove mogućnosti su u ravnopravnoj upotrebi kod fotomultiplikatora a sama primena jedne ili druge mogućnosti zavisi od proizvođača fotomultiplikatora. Slučajna upotreba pogrešnog polariteta obično nema fatalan ishod po fotomultiplikator, ali neće dolaziti do sakupljanja elektrona pa tako ni fotomultiplikator neće raditi. Jednostavniji način je dizajn sa uzemljenom fotokatodom i korišćenjem pozitivnog polariteta napona, zbog toga što se sa fotokatodom zajednički onda uzemljuje i kristal scintilatora. U suprotnom slučaju se mora obratiti pažnja da ne dođe do proboja i curenja visokog napona između fotokatode, preko staklenog omotača u kristal scintilatora.

Pošto je fotomultiplikator (pojačanje/gain) izuzetno osetljiv na promene napona, veoma je važno da izvor visokog bude stabilan i bez oscilacija vrednosti napona. Promene u vrednosti napona mogu jako da utiču na energijsku rezoluciju scintilacionog brojača. Velika zavisnost promene vrednosti napona i gain-a fotomultiplikatora su od velike pomoći prilikom nameštanja brojačkog sistema. Često se fotomultiplikator može koristiti i na naponima koji su van opsega preporučenih vrednosti, pošto linearnost i odnos jačine signala u odnosu na šum nisu puno narušeni.

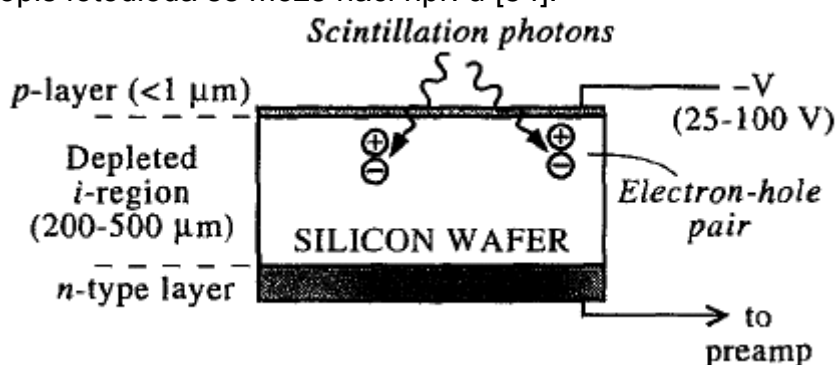
Elektronska optika fotomultiplikatora je osetljiva na magnetno polje, zbog niskih energija elektrona (reda 100 eV) koji se kreću između dinoda. Čak i zemljino magnetno polje može da ima uticaj na putanju elektrona. U slučajevima kada se fotomultiplikator koristi u blizini nekog magnetnog polja, mora se imati u vidu da je potrebno postaviti zaštitu od magnetnog polja oko fotomultiplikatora. Zaštita se obično pravi u obliku cilindra od metala (77% nikl, 16% gvožđe, 5% bakar i 2% hrom i molibden) koji se stavlja oko staklenog dela fotomultiplikatora. Za većinu fotomultiplikatora, ova zaštita mora biti na potencijalu fotokatode da bi se izbegao šum od elektroluminescencije u staklenom omotaču fotomultiplikatora.

5.9. FOTODIODE KAO ZAMENA ZA FOTOMULTIPLIKATORE

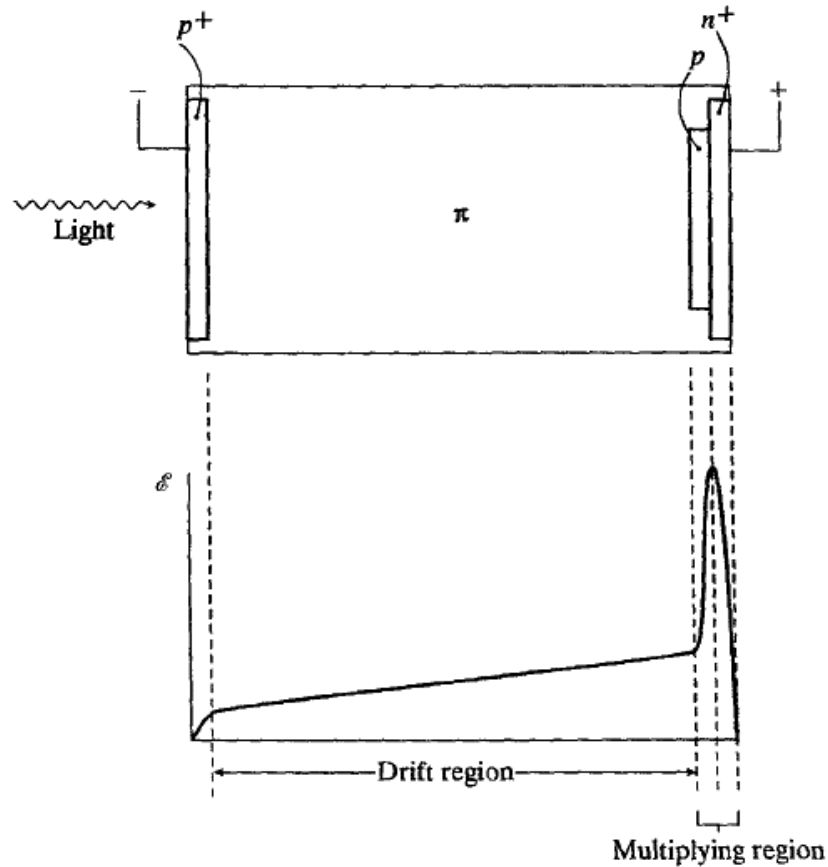
Fotodiode se u nekim primenama koriste umesto fotomultiplikatora. Prednosti fotodioda su veća kvantna efikasnost (a time i veća energijska rezolucija), manja potrošnja struje, manje dimenzije (kompaktnost), neosetljivost na spoljašnje magnetno polje. Zbog malih dimenzija vremenski odgovor im je kao i kod fotomultiplikatora ili čak i bolji i često se koriste u koincidentnim merenjima.

Postoje dva dizajna fotodioda. Konvencionalne fotodiode koje direktno konvertuju optičke fotone iz scintilatora u parove elektron-šupljina koji se posle sakupljaju. Fotodiode sa efektom lavine koriste jako električno polje koje umnožava broj nosilaca naelektrisanja koji se sakupljaju na izlazu.

Detaljniji opis fotodioda se može naći npr. u [54].



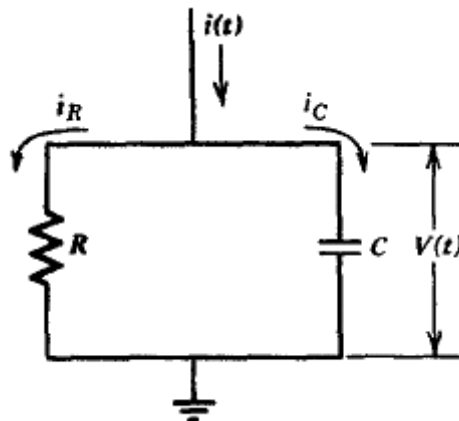
slika 48 - konvencionalna fotodioda



slika 49 - šema fotodiode sa efektom lavine

5.10. ANALIZA OBLIKA SIGNALA SCINTILATORA

Oblik signala koji se produkuje na anodi fotomultiplikatora kao posledica scintilacionog događaja, zavisi od vremenske konstante anodnog kola. Moguća su dva ekstremna slučaja. Prvi slučaj odgovara situaciji kada se vremenska konstanta odabere jako velika u poređenju sa vremenom raspada u scintilatoru. Ovo se koristi kada je od važnosti dobra rezolucija visine signala a brzina brojanja nije velika. Drugi slučaj je da je vremenska konstanta anodnog kola puno manja od vremena raspada u scintilatoru, što se koristi u brzim vremenskim aplikacijama sa velikim brzinama brojanja. Naravno tada dolazi do smanjenja visine signala i rezolucije signala.



slika 50 - prikaz idealiziranog anodnog kola

Prikaz idealiziranog anodnog kola je dat na slici 50. C predstavlja kapacitivnost anode, zajedno sa kapacitivnošću celog kola. R može predstavljati otpornik, ili ako otpornika nema, predstavlja otpor celog kola. Struja koja prolazi ovakvim kolom $i(t)$ jeste struja od pojedinačnih signala, za koju se predpostavlja da počinje sa vremenom $t=0$. Oblik $i(t)$ ima uticaj na oblik anodnog signala, i za pojednostavljenu analizu se uzima tipični elektronski signal koji prati scintilacioni događaj. Komponenta emitovane svetlosti iz većine scintilatora može biti predstavljena kao jednostavni eksponencijalni raspad. Ako je vreme prolaska kroz fotomultiplikator malo u odnosu na vreme raspada, realistični model elektronske struje koja dolazi na anodu može da se predstavi kao:

$$i(t) = i_0 e^{-\lambda t} \quad (5.4.)$$

gde je λ konstanta raspada scintilatora. Početna struja i_0 se može izraziti kao ukupno naelektrisanje Q sakupljeno tokom celog pulsa:

$$Q = \int_0^{\infty} i(t) dt = i_0 \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt = \frac{i_0}{\lambda} \Rightarrow i_0 = \lambda Q \Rightarrow i(t) = \lambda Q e^{-\lambda t} \quad (5.5.)$$

Da bi se odredio naponski signal $V(t)$ koji se očekuje na anodi, ukupna struja je zbir struja koje kroz kondenzator i_C i kroz otpornik i_R :

$$i(t) = i_C + i_R = C \frac{dV(t)}{dt} + \frac{V(t)}{R} \quad (5.6.)$$

Deljenjem cele jednačine sa C i ubacivanjem izraza za $i(t)$ dobija se:

$$\frac{dV(t)}{dt} + \frac{1}{RC} V(t) = \frac{\lambda Q}{C} e^{-\lambda t} \quad (5.7.)$$

Rešenje za uslov $V(0) = 0$ je:

$$V(t) = \frac{1}{\lambda - \theta} \frac{\lambda Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t}) \quad (5.8.)$$

gde je $\theta = \frac{1}{RC}$ recipročna vrednost konstante anode.

1) Velika vremenska konstanta

Ako je anodna vremenska konstanta puno veća od vremena raspada scintilatora, onda je $\theta \ll \lambda$ pa se jednačina (5.8.) svodi na:

$$V(t) \cong \frac{Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t}) \quad (5.9.)$$

$$V(t) \cong \frac{Q}{C} (1 - e^{-\lambda t}) \quad \text{za kratka vremena } (t \ll \frac{1}{\theta}) \quad (5.10.)$$

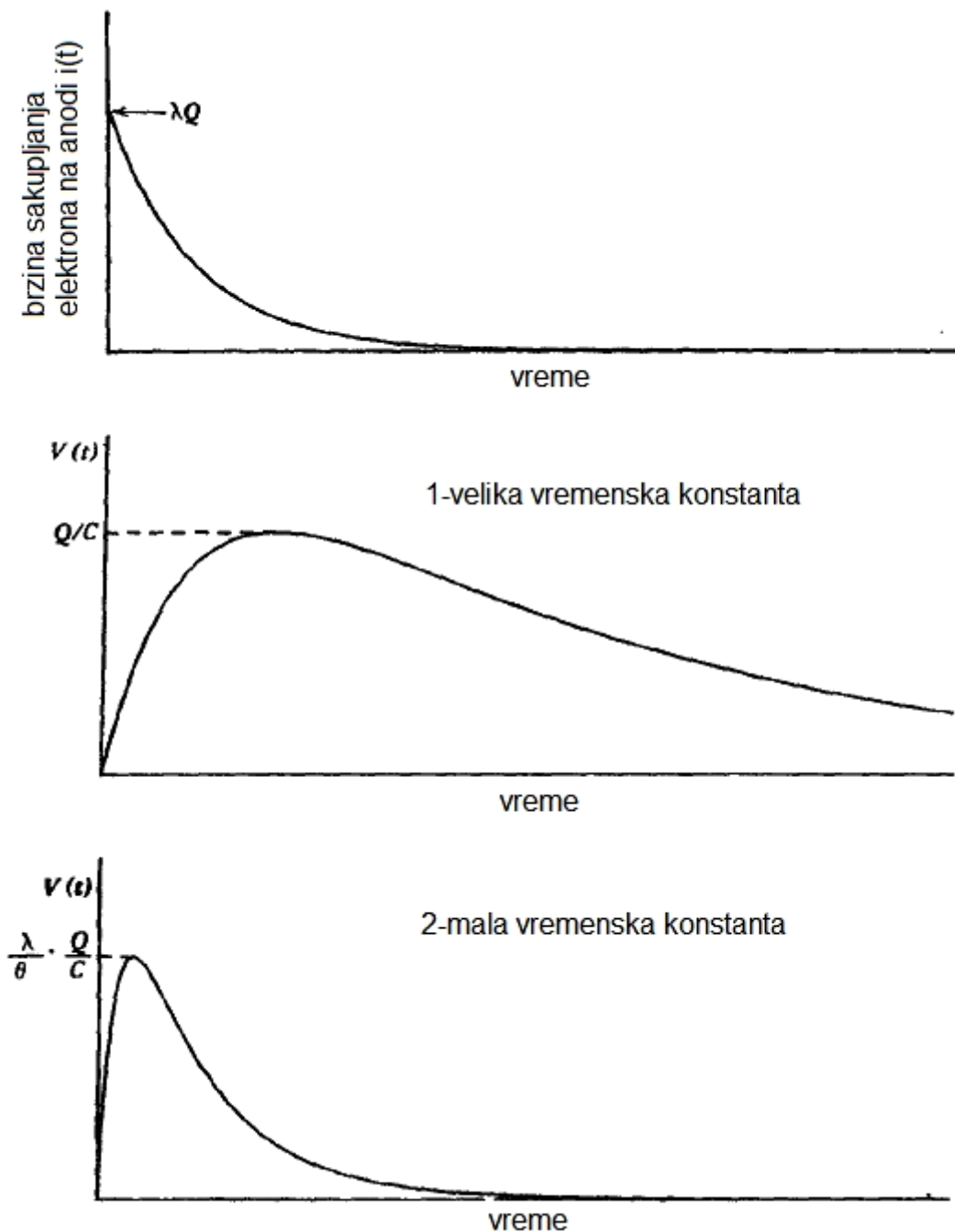
$$V(t) \cong \frac{Q}{C} e^{-\theta t} \quad \text{za dovoljno dugačka vremena } (t \gg \frac{1}{\lambda}) \quad (5.11.)$$

a) početak signala vremenski zavisi kao $(1 - e^{-\lambda t})$ pa je time vreme rasta signala određeno konstantom raspada scintilatora λ . Brzi scintilatori imaju velike vrednosti λ što dovodi do brzog rasta signala.

b) rep signala vremenski zavisi kao $e^{-\theta t}$ i određen je vremenskom konstantom anodnog kola $RC = \frac{1}{\theta}$.

c) amplituda signala je data sa Q/C , ali se ova vrednost dostiže samo za $\theta \ll \lambda$.

Većina brojanja scintilatora radi u ovakvom modu pošto je visina signala maksimalna a šum ima mali efekat na degradaciju signala i na njegovu visinu. Takođe amplitude signala nije osetljiva na promene otpora kola i na male promene vremenskih karakteristika elektronskih signala. Prilikom podešavanja, vremenska konstanta se bira da bude najmanje 5-10 puta veća od vremena raspada scintilatora, ali ne sme biti suviše velika da bi se sprečilo preklapanje repa jednog signala sa sledećim signalom, prilikom većih brzina brojanja sistema. Vremenska konstanta koja je određena proizvodom RC se može menjati promenom otpora ili kapacitivnosti, ali se to obično radi promenom otpora R, jer se kapacitivnost drži na što manjoj vrednosti zbog maksimiziranja amplitude signala (Q/C).



slika 51 - prikaz oblika signala za različite vremenske konstante

2) Mala vremenska konstanta

Ovo je suprotan slučaj od prethodnog - vremenska konstanta anode je mala u poređenju sa vremenom raspada scintilatora - $\theta \gg \lambda$, pa se jednačina (5.8.) svodi na:

$$V(t) = \frac{\lambda Q}{\theta C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t}) \quad (5.12.)$$

$$V(t) = \frac{\lambda Q}{\theta C} (1 - e^{-\theta t}) \quad \text{za kratka vremena } (t \ll \frac{1}{\lambda}) \quad (5.13.)$$

$$V(t) = \frac{\lambda Q}{\theta C} e^{-\lambda t} \quad \text{za dovoljno dugačka vremena } (t \gg \frac{1}{\theta}) \quad (5.14.)$$

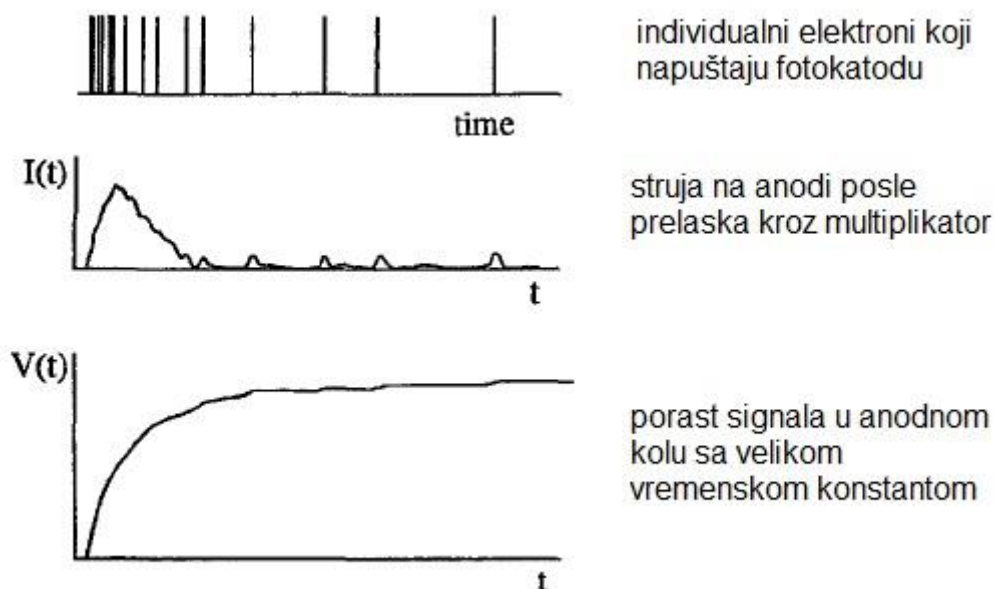
a) početak signala vremenski zavisi kao $(1 - e^{-\theta t})$ pa je time vreme rasta signala određeno vremenskom konstantom anode $RC = \frac{1}{\theta}$.

b) rep signala vremenski zavisi kao $e^{-\lambda t}$ i identično zavisi kao i svetlost iz scintilatora.

c) amplituda signala je data sa $\frac{\lambda Q}{\theta C}$, puno je manja od maksimuma u prethodnom slučaju Q/C , zbog $\lambda \ll \theta$.

Signal mnogo kraće traje nego u slučaju 1, i oblikom je približniji obliku signala iz scintilatora i sve više liči na signal iz scintilatora što je vremenska konstanta fotomultiplikatora manja. Smanjenje vremenske konstante jako utiče i redukuje amplitudu signala, koja linearno zavisi od vremenske konstante a inverzno od vremena raspada scintilatora.

Ovo je pojednostavljeni model gde se pretpostavlja da je struja $i(t)$ kontinuirana i da ima gladak oblik, što ne predstavlja realan slučaj, pošto struja anode automatski raste sa dolaskom diskretnih fotoelektrona. U slučaju 1, ovi pojedinačni slučajevi smo izglašeni integracijom struje. U slučaju 2, ne dolazi do integrisanja struje i oblik signala je puno osetljiviji na fluktuacije i statističku prirodu produkcije fotoelektrona. Ove fluktuacije imaju najveći uticaj na slabe signale iz scintilatora koji se produkuju malim brojem fotoelektrona. Ovi efekti su ilustrovani na slici 52.



slika 52 - efekti uticaja pojedinačnih fotoelektrona na struju i napon

Kad je vremenska konstanta anode veoma mala, ne dolazi do značajne integracije struje i amplituda signala utiču samo fotoelektroni sakupljeni prilikom početne faze

scintilacionog događaja. Svetlost koja se generiše kasnije u raspadu scintilatora, ne doprinosi veličini signala. Sa dovoljno velikom vremenskom konstantom anode, dolazi do potpune integracije svog svetla koje dolazi iz scintilatora i statističke fluktuacije signala se svode na minimum. I kad se odabere velika vremenska konstanta anode, efektivni broj fotoelektrona koji doprinose signalu, može biti ograničen pomoću elektronike za oblik signala (pulse shaping). Da bi se izbeglo narušavanje energijske rezolucije "shaping time" se mora odabrati da bude nekoliko puta duže od vremena raspada scintilatora. Da bi amplitudi signala doprinosilo 95% svetlosti iz scintilatora, efektivno vreme integracije mora biti najmanje 3 puta veće od konstante raspada scintilatora. Za NaI(Tl) sa vremenom raspada od 230 ns, minimalna širina signala treba biti 690 ns za praktično kompletnu integraciju svetlosti. Da bi se izbegli gubici do 10% signala na porast signala, brzine brojanja moraju biti manje od 74000/s. Za veće brzine brojanja se moraju koristiti druge vrste scintilacionih materijala ili se mora upotrebiti kompleksna elektronika za obradu signala.

Umesto tradicionalnih fotomultiplikatora, u novije vreme se koriste i tzv. hibridni fotomultiplikatori ili hibridne fotodiode (više o njima se može naći u npr. [62,63,64]).

6. SPEKTROSKOPIJA SA SCINTILACIONIM DETEKTORIMA

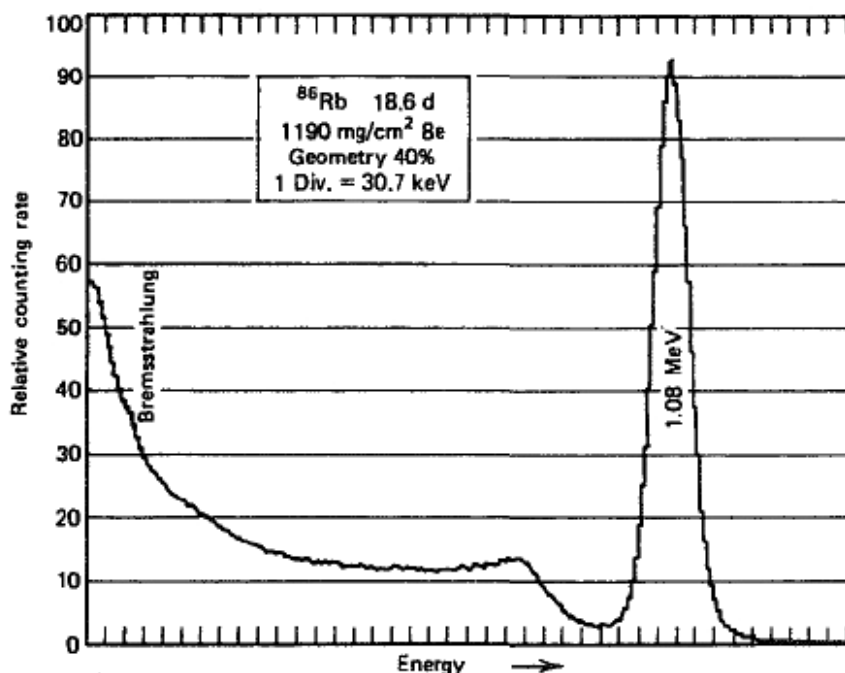
Početak 1950-ih su postali lako dostupni i rasprostranjeni scintilacioni NaI(Tl) detektori koji su omogućili spektroskopiju gama zraka sa relativno malim, čak i prenosnim instrumentima. Detektori su imali visoku efikasnost detekcije gama zraka i istovremeno dovoljno dobru energijsku rezoluciju da bi mogli razdvojiti gama linije različitih energija iz izvora. Od tada do danas se spektroskopija gama zraka jako razvila uz primenu u raznim segmentima tehnike i života.

Iako su NaI(Tl) bili praktično prvi čvrsti detektori koji su korišćeni za detekciju gama zraka, i dalje su ostali najpopularniji i najrašireniji u upotrebi i to zbog odličnog prinosa svetlosti, linearnosti i visokog atomskog broja joda u sastavu scintilatora. CsI i neki novi scintilatori su našli svoju primenu, ali još uvek čine mali udeo u korišćenju u odnosu na NaI(Tl).

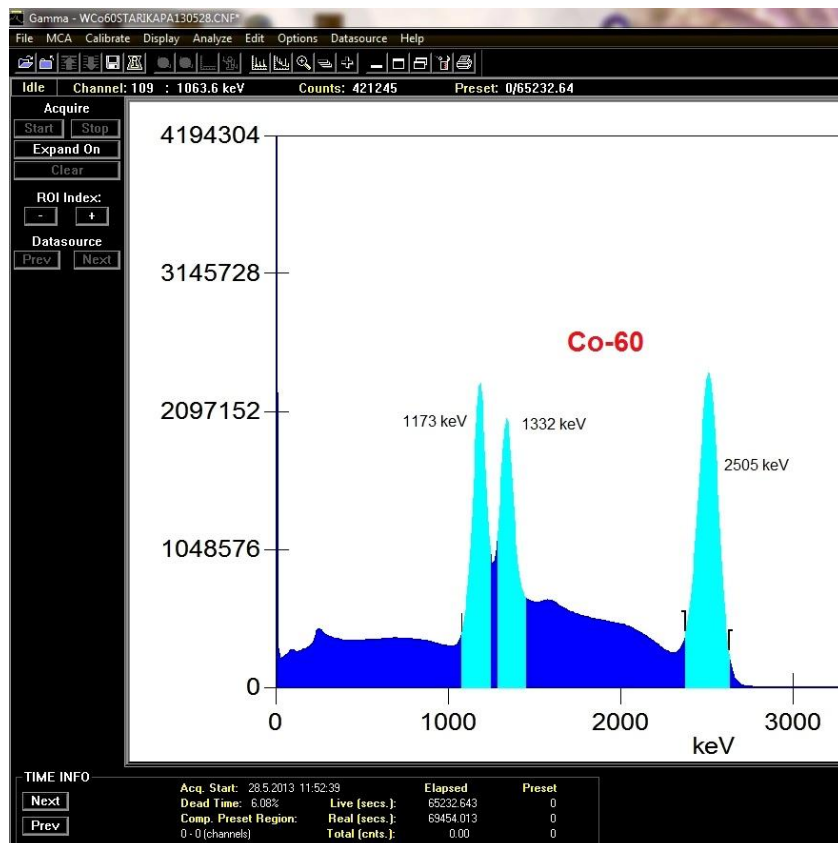
I X-zraci i gama zraci nisu naelektrisani i ne stvaraju direktnu jonizaciju materijala kroz koji prolaze. Zbog toga detekcija gama zraka direktno zavisi od interakcije gama fotona sa materijalom detektora i transfera dela ili cele energije fotona elektronu u materijalu apsorbera (detektora). Pošto primarni gama zraci nisu direktno „vidljivi“ u detektoru, samo nastali elektroni mogu dati informaciju o prirodi upadnog gama zračenja. Maksimum energije tih elektrona je jednak energiji gama zraka i elektroni će svoju energiju gubiti na isti način kao bilo koji elektron/beta čestica. Interakcije gama zraka i elektrona sa materijalom su opisani u poglavlju 3 ovog rada (fotoefekat, Compton-ovo rasejanje, proizvodnja parova...). Takođe su opisani i slučajevi realnog detektora i veoma velikog odnosno slučajeva veoma malog detektora.

6.1. OSOBINE SCINTILACIONIH SPEKTROMETARA GAMA ZRAKA

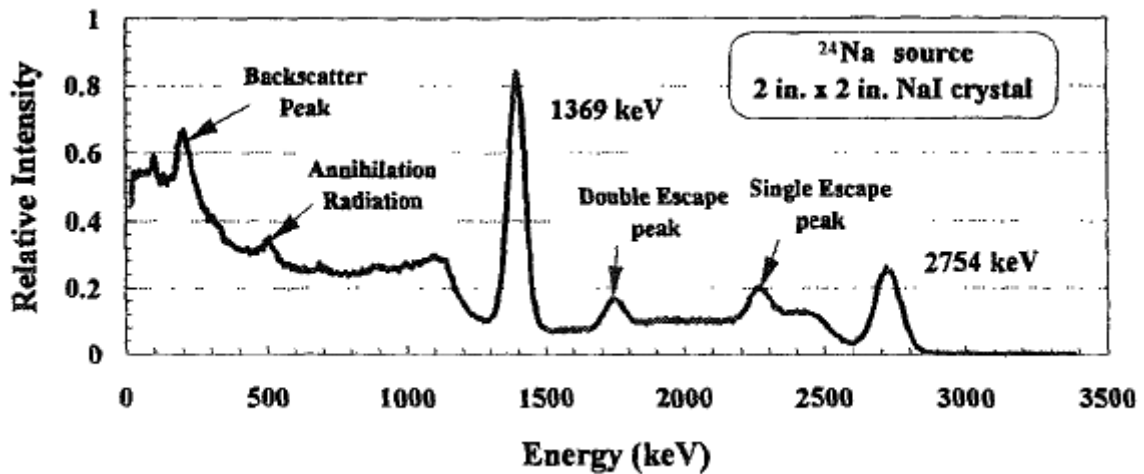
Uticao raznih faktora koji utiču na oblik signala NaI(Tl) scintilatora i katalog sa eksperimentalnim podacima i izmerenim spektrima na 3" x 3" NaI(Tl) detektoru su dati u [65] što može biti od pomoći prilikom puštanja u rad novog NaI(Tl) detektora. Primeri sa različitim osobinama su dati na spektrima na slikama 53, 54 i 55.



slika 53 - prinos niskim energijama spektra NaI(Tl) od bremsstrahlung-a

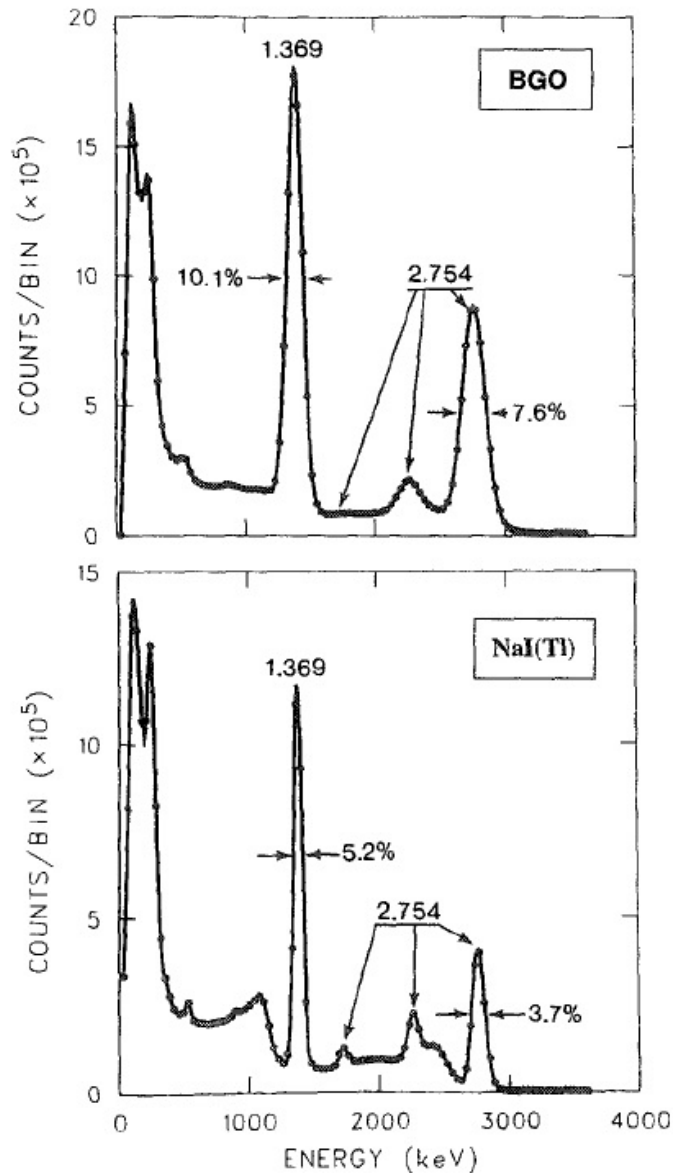


slika 54 - spektar Co^{60} snimljen na $9'' \times 9''$ NaI(Tl) sa izraženim sumiranjem koincidentnih linija ($1173 \text{ keV} + 1332 \text{ keV} = 2505 \text{ keV}$)



slika 55 - spektar Na^{24} sa efektima pikova jednostrukog i dvostrukog bežanja elektrona

Upoređenje spektara iz NaI(Tl) i BGO detektora je dato na slici 56 gde se vidi bolja energijska rezolucija NaI(Tl) usled manjih širina linija. BGO detektori sa druge strane imaju veću efikasnost, posebno na višim energijama.



slika 56 - upoređenje spektara NaI(Tl) i BGO detektora

Usled nedostatka pogodnih izvora, često nije moguće eksperimentalno izmeriti osobine detektora svih energija u region od interesa. Tada se pristupa modeliranju korišćenjem Monte Carlo metode (više o tome se može pronaći u [66]).

6.1.1. ENERGIJSKA REZOLUCIJA

Za razliku od teorijskog modela interakcije zračenja sa materijalom detektora i teorijskog oblika spektra (opisano u glavi 3 i 9), usled konačne energijske rezolucije detektora, dolazi do efekta "razmazivanja" linija u spektru, što dovodi do pojave da linije u spektru nisu uzorne i oštre, nego da imaju određenu širinu. Energijska rezolucija R se definiše kao:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \quad (6.1.)$$

gde su: FWHM - širina linija na polovini visine;

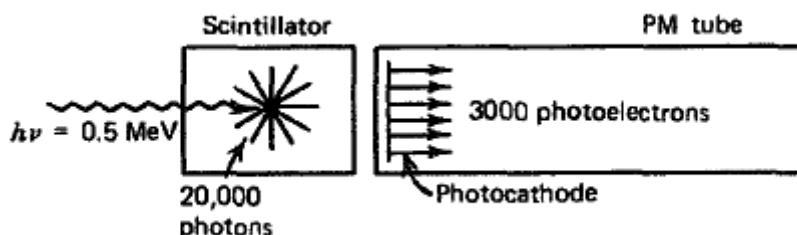
H_0 - srednja vrednost visine signala odgovarajuće linije;

Energijska rezolucija scintilacionih detektora je puno manja od većine detektora koji se koriste (posebno od Ge detektora), što dovodi do relativno širokih pikova u spektru.

Konačna energijska rezolucija detektora se sastoji od zbira doprinosa pojedinačnih efekata kao što su: statistika prikupljanja naelektrisanja, elektronski šum, varijacije u efikasnosti sakupljanja naelektrisanja u celoj zapremini detektora, male promene u parametrima detektora prilikom merenja itd. Kod scintilacionih detektora, važan doprinos daje i fluktuacija doprinosa u samom fotomultiplikatoru a takođe i tačna proporcionalnost između upadne energije i doprinosa produkovane svetlosti.

Za većinu primena scintilacionih detektora, najvažnija je prva navedena stavka - statistika prikupljanja naelektrisanja. Elektronski šum je obično zanemarljiv, dok varijacije u kolekciji svetlosti mogu predstavljati značajan problem.

Statistika prikupljanja naelektrisanja se najjednostavnije može predstaviti pomoću ilustrovanog primera (slika 57).



slika 57 - statistika prikupljanja naelektrisanja

Pretpostavka je da su upadni gama zraci u materijal scintilatora energije 0,5 MeV-a. Ako u NaI(Tl) detektoru efikasnost proizvodnje scintilacije je 12%, što znači da će od upadnih 500 keV-a, 60 keV-a biti konvertovano u vidljivu svetlost sa prosečnom energijom fotona oko 3 eV. Tako biva stvoreno oko 20000 scintilacionih fotona po jednom signalu. Sa mogućnošću gubitaka svetlosti na površini kristala i na spoju kristala sa fotokatodom, npr. 15000 fotona dolazi do fotokatode. Pošto je kvantna efikasnost fotokatode za scintilacioni spektar 20%, dolazi se do 3000 fotoelektrona koji će biti produkovani po jednom upadnom signalu. Ovo je minimalni broj elektrona u lancu signala, pošto dalje u fotomultiplikatoru dolazi do umnožavanja broja elektrona. Amplituda signala na izlasku iz fotomultiplikatora je proporcionalna broju ovih fotoelektrona. Za ponovljene događaje sa istom upadnom energijom u kristal scintilatora, amplituda signala će varirati u zavisnosti od statističkih varijacija broja sakupljenih fotoelektrona od svakog pojedinačnog događaja. Ako se pretpostavi da se događaji pokoravaju Poisson-ovoj distribuciji, standardna devijacija onda iznosi 1,8% srednje vrednosti ($\sqrt{3000}$). Energijska rezolucija se definiše u formi FWHM i za pretpostavljeni Gaussian-ski oblik, FWHM iznosi 2,35 vrednosti standardne devijacije, odnosno za ovaj primer bi to bilo 4,3%.

Pošto je FWHM proporcionalna korenu energije gama zraka, a visina signala je direktno proporcionalna energiji:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{H_0} = K \frac{\sqrt{E}}{E} = \frac{K}{\sqrt{E}} \quad (6.2.)$$

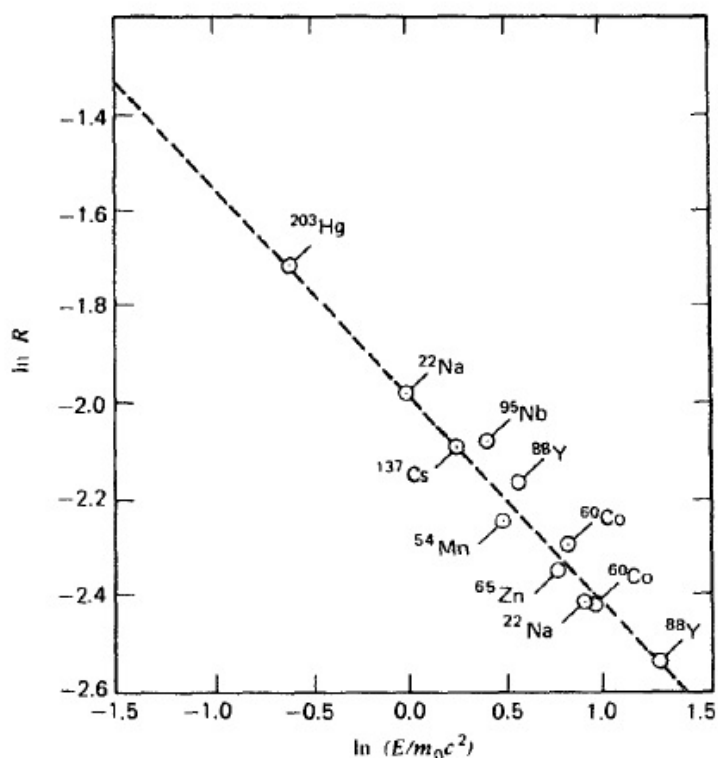
gde je K konstanta proporcionalnosti. Energijska rezolucija je inverzno proporcionalna korenu energije gama zraka. Ako se (6.2.) logaritmuje, dobija se:

$$\ln R = \ln K - \frac{1}{2} \ln E \quad (6.3.)$$

što znači da je grafik zavisnosti $\ln R$ od $\ln E$, ravna linija sa nagibom $-\frac{1}{2}$ (slika 58). Preciznije slaganje teorijskih i eksperimentalnih vrednosti se dobija ako se uzme

$$R = \frac{\sqrt{(\alpha + \beta E)}}{E} \quad (6.4.)$$

gde su α i β specifične konstante kombinacije scintilatora i fotomultiplikatora.



slika 58 - eksperimentalno izmerena zavisnost energijske rezolucije NaI(Tl) detektora [67,68]

Ostali izvori smanjenja energijske rezolucije se obično dele u tri grupe:

- I) oni koji potiču od samog kristala detektora - ovde spadaju lokalne fluktuacije u efikasnosti samog kristala, koje su sa današnjim modernim tehnikama proizvodnje scintilacionih kristala, izuzetno mali. Veći značaj ima nesavršenost refleksije površine samog kristala što dovodi do neuniformne kolekcije svetlosti, posebno kod velikih kristala.
- II) oni koji potiču od fotomultiplikatora - razlike u performansama fotomultiplikatora su prisutne čak i između dva ista modela od istog proizvođača fotomultiplikatora [69].
- III) transferni gubici - potiču od promenljive verovatnoće produkcije fotona u scintilatoru i kolekcije fotoelektrona na prvoj dinodi.

Zbog promene energijske rezolucije detektora sa energijom, za upoređenje se kao standard obično navodi energijska rezolucija za Cs^{137} na 661,6 keV-a. Posle se za ostale energije, rezolucija može proceniti iz (6.2.).

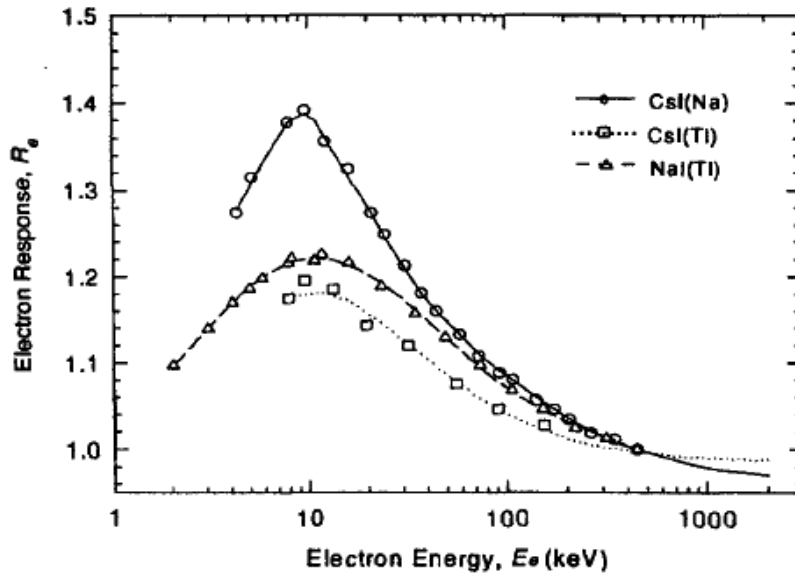
Kvalitetni NaI(Tl) sa kvalitetnim fotomultiplikatorima mogu dostići energijsku rezoluciju 6-7% na 661,6 keV-a. Ako je oblik kristala komplikovaniji od običnog cilindra obično je rezolucija lošija zbog poteškoća u uniformnoj kolekciji fotona, dok je za well type detektore često za nekoliko procenata veća nego kod ekvivalentnog cilindričnog kristala (kod našeg 9'' x 9'' well type detektora je oko 12% za tačkasti izvor a oko 10% za standardni voluminozni uzorak 72x62 mm).

U merenjima scintilacionim detektorima koja traju jako dugo, može doći do smanjenja rezolucije detektora usled oscilacija u električnim kolima i fotomultiplikatoru. Postoje elektronske metode za sprečavanje ove pojave, ali one dobro funkcionišu samo u slučaju da postoji jaka, izolovana linija u spektru. Ako te linije nema i ako je odbroj u spektru relativno mali, ovakav metod je nepraktičan.

Alternativna metoda je korišćenje ekstremno stabilnog dodatnog izvora svetlosti konstantnog intenziteta koji daje veštački pik u spektru. Ovakav svetlosni izvor se sastoji od radioaktivnog izvora sa odgovarajućim fosforom ili od elektronskog izvora ili od kombinacije navedenih mogućnosti.

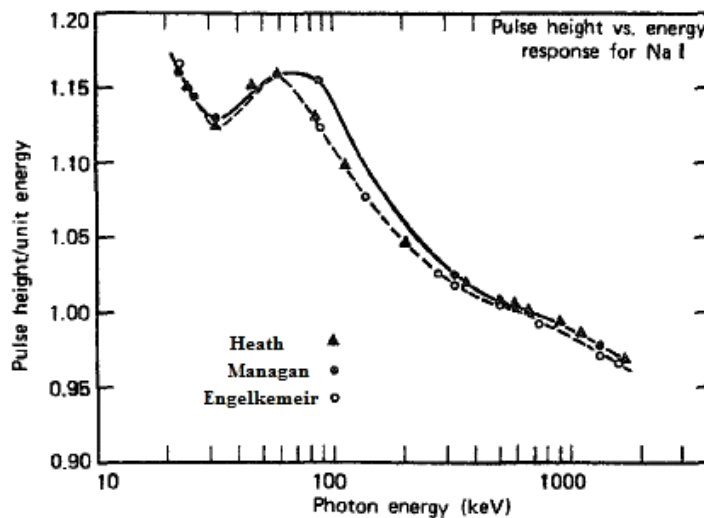
6.1.2. LINEARNOST

Za sve scintilatore, efikasnost ili količina generisane svetlosti po jedinici gubitka energije (dL/dE) zavisi kako od tipa čestice, tako i od njene kinetičke energije. Za idealan spektrometar bi dL/dE bilo konstantno i nezavisno od energije čestice i ukupan doprinos svetlosti bi bio direktno proporcionalan energiji upadne čestice i odgovor scintilatora bi bio savršeno linearan.

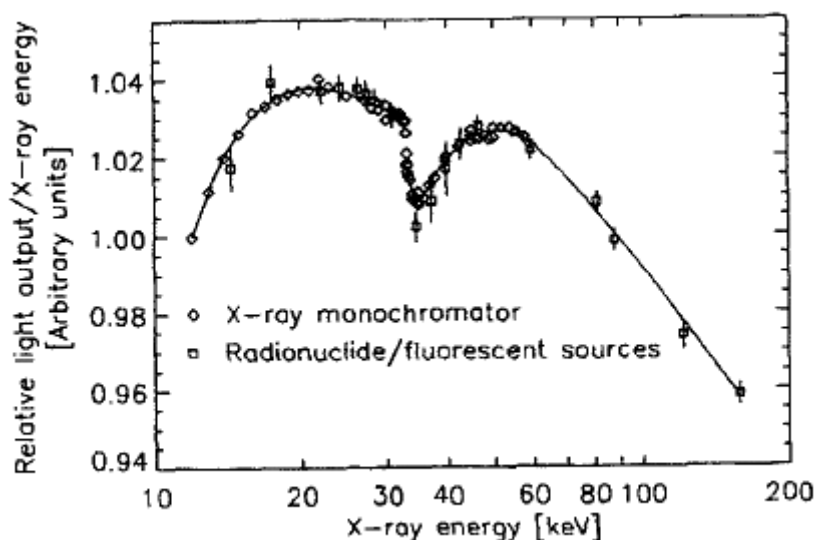


slika 59 - zavisnost efikasnosti NaI(Tl) od energije elektrona

Za elektrone u NaI(Tl), efikasnost blago varira u zavisnosti od energije elektrona (slika 59) što treba uzeti u obzir prilikom direktne spektroskopije elektrona. Kod merenja gama zračenja, monoenergetski gama zraci prave razne kombinacije sekundarnih elektrona u širokom spektru energija, što dovodi do određene nelinearnosti u efikasnosti scintilatora. Na slici 60 su prikazani neki eksperimentalni rezultati za merenje linearnosti sa gama zracima na NaI(Tl) [65], dok je na slici 61 prikazan izmeren relativni svetlosni izlaz iz NaI(Tl) na niskim energijama. Očigledan je pad u okolini K-ljuske apsorpcije joda [70].



slika 60 - izmerena linearnost za NaI(Tl)



slika 61 - svetlosni izlaz NaI(Tl) na niskim energijama

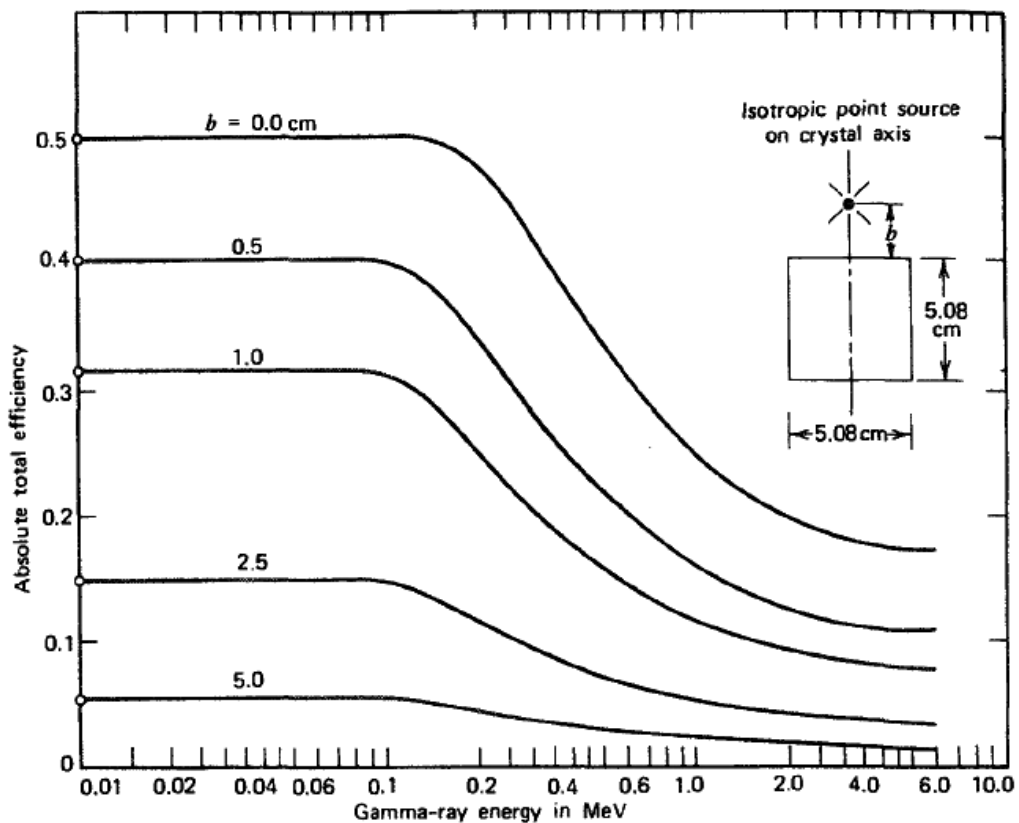
6.1.3. EFIKASNOST DETEKCIJE

Jedna od važnih prednosti upotrebe scintilacionih kristala za gamaspektrometrijska merenja, jeste činjenica da se standardni oblici detektora mogu masovno proizvesti sa praktično identičnim osobinama. Pošto se dimenzije kristala mogu kontrolisati sa izuzetno malim odstupanjima, verovatnoća interakcije gama zraka će biti identična za sve kristale iste veličine i oblika. Veoma je česta upotreba NaI(Tl) detektora različitih oblika i veličina za merenje apsolutnog intenziteta izvora gama zraka i postoji jako puno podataka i radova objavljenih u vezi efikasnosti detekcije za NaI(Tl) scintilatore. U rutinskoj upotrebi se nalazi samo nekoliko različitih tipova NaI(Tl) kristala i prilično je jednostavno pretpostaviti kakve osobine će određeni sistem imati.

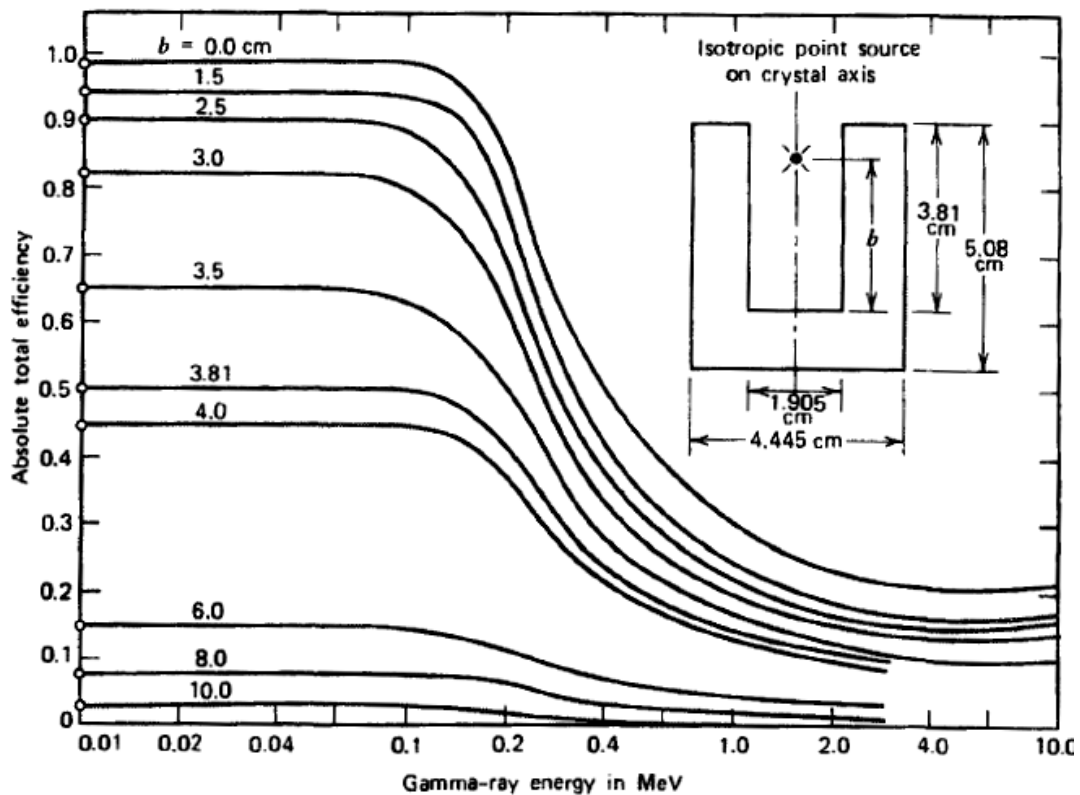
U širokoj upotrebi detekcije gama zračenja su dva oblika kristala. Cilindrični oblik kristala je lak za proizvodnju, zatvaranje u omotač i spajanje sa fotomultiplikatorom. Ako odnos visine i prečnika kristala nije jako velik, kolekcija svetlosti u ovoj geometriji je izuzetno dobra. U slučaju da je prečnik kristala veći od visine samog kristala, rezolucija signala se može poboljšati ugrađivanjem svetlosne cevi između kristala i fotomultiplikatora, da bi se svetlost ravnomernije rasporedila iz scintilacionog događaja po celoj fotokatodi.

Kristal oblika jame je takođe cilindričnog oblika, ali sa cilindričnom jamom koja se obično nalazi po osi samog cilindra kristala. Prednost ovakve konfiguracije geometrije je visoka efikasnost brojanja, koja se postiže stavljanjem uzorka unutar jame. U ovakvom položaju, praktično svi gama zraci koji izlaze iz uzorka, barem delimično prolaze i kroz kristal scintilatora. Za niskoenergetske gama zrake, efikasnost u ovakvoj geometriji je skoro 100%. Na višim energijama, prosečna dužina putanje gama zraka kroz kristal je malo manje nego da gama zrak spolja upada u kristal.

Podaci dobijeni za efikasnost detektora se najčešće predstavljaju grafički, kao funkcija efikasnosti od energije gama zraka. Neki primeri su dati na slikama 62 i 63 [71].



slika 62 - izračunata apsolutna efikasnost 5,08 cm x 5,08 cm cilindričnog NaI(Tl) za različite vrednosti položaja izvora



slika 63 - izračunata apsolutna efikasnost NaI(Tl) oblika jame za različite vrednosti položaja izvora

Da ne bi dolazilo do zabuna, za svaki tip podataka o efikasnosti, moraju biti tačno naznačeni svi parametri detektorskog sistema. Takođe se mora naglasiti da li se podaci odnose na apsolutnu ili tzv. unutrašnju (intrinsic) efikasnost, koji tip događaja je detektovan u sistemu i da li je u pitanju efikasnost pika ili totalna efikasnost. Osim veličine i oblika kristala koji se koristi, na efikasnost brojanja uticaj ima i debljina kristala, posebno u pravcu upadnih gama zraka.

Efikasnost jako zavisi i od veličina i same fizičke prirode izvora. Dostupnost podataka je jako velika, ali za jednostavne slučajeve kao što je izotropni tačkasti izvor na određenom rastojanju po osi detektora. Druga česta opcija jeste paralelan snop uniformnih gama zraka koji padaju na jednu površinu detektora (što je ekvivalentno tačkastom izvoru na beskonačnoj udaljenosti) ili kolimisani snop koji pada na jednu tačku površine detektora. Mali broj podataka se odnosi na voluminozne izvore/uzorke i na specifične geometrijske postavke izvor-detektor, što ustvari je i od najvećeg interesa prilikom svakodnevne upotrebe detektora za merenje rutinskih uzoraka iz uvoza i životne sredine.

Ne treba zaboraviti ni na apsorpciju između izvora gama zraka i scintilacionog kristala, što takođe utiče na efikasnost detekcije a često je čak zanemaren i sam omotač kućišta kristala i samoapsorpcija u voluminoznom uzorku.

Postoje generalno dva metoda određivanja efikasnosti detektorskog sistema. Najbolje je to uraditi direktnim merenjem odgovarajuće brzine brojanja izvora gama zraka poznatih aktivnosti. Kompleti standardnih izvora gama zraka sa poznatom apsolutnom aktivnošću su dostupni sa velikom preciznošću (odstupanje ispod 1%). Ako se poseduje set izvora koji pokrivaju ceo energijski interval od interesa, kriva efikasnosti datog detektorskog sistema može eksperimentalno biti određena. U većini slučajeva ipak kalibrisani izvori ne pokrivaju ceo energijski interval od interesa i retko kad predstavljaju geometrijsku postavku koja se u datom eksperimentu (ili svakodnevnim merenjima) koristi. Tada je potrebno koristiti publikovane podatke za datu situaciju i ekstrapolacijom/interpolacijom krive efikasnosti pokriti ceo energijski interval od interesa.

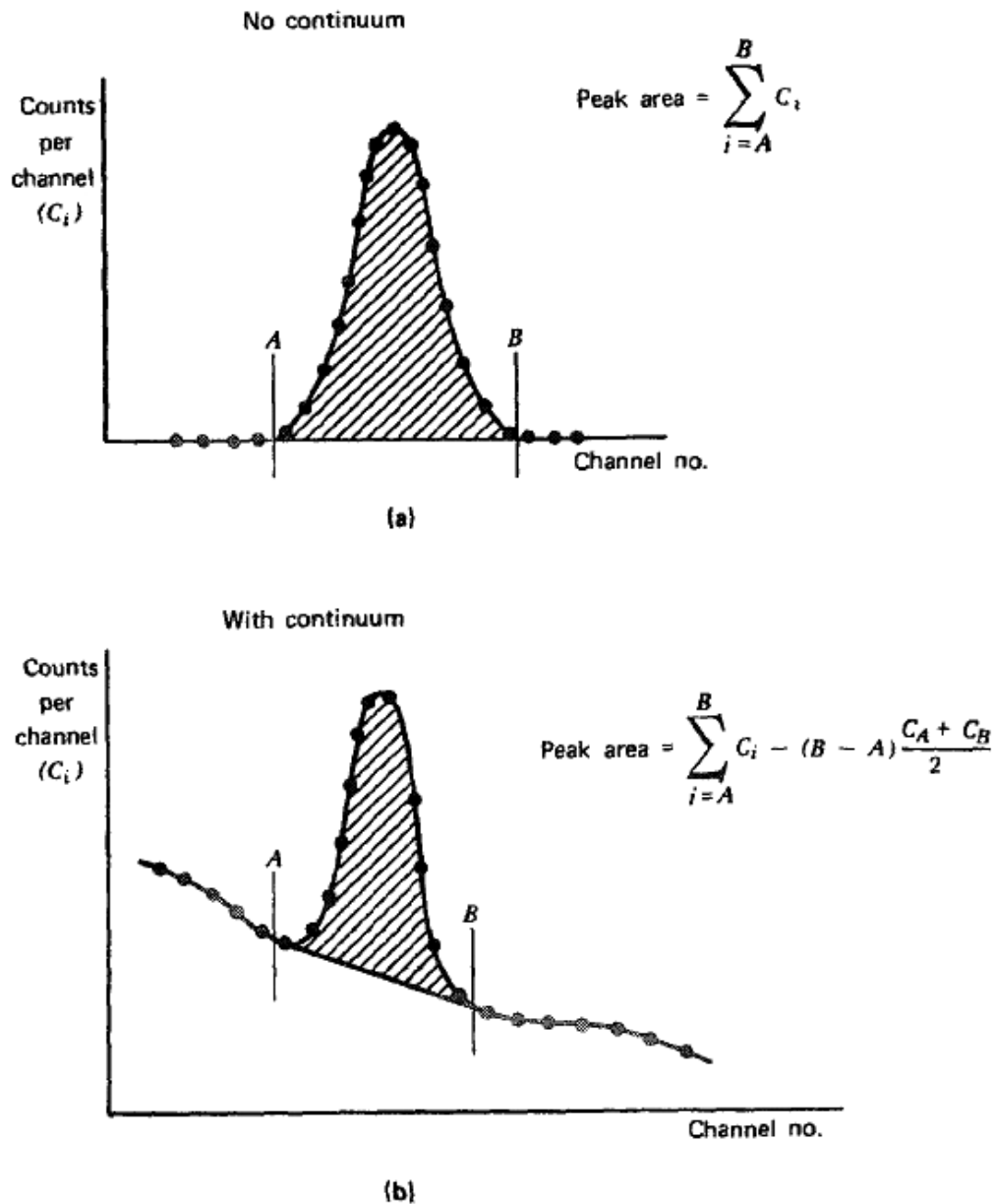
Drugi metod određivanja krive efikasnosti se sastoji u izračunavanju zasnovanom na poznatim osobinama interakcija gama zraka. Za jednostavne geometrije, ovo se još i može uraditi, ali najčešće se pristupa Monte Carlo kalkulacijama, koje simuliraju ponašanje gama zraka zasnovanih na individualnim verovatnoćama fotoefekta, Compton-ovog rasejanja i produkcije parova. Pošto su Monte Carlo kalkulacije ustvari kompjuterski eksperiment, dobijeni rezultati podležu statističkim nesigurnostima koje zavise od broja događaja koji su uzeti u kalkulacije. Takođe rezultati se odnose na specifičnu geometriju detektora i energiju gama zraka i ne mogu biti dalje generalizovani.

Tabele i grafici sa efikasnošću NaI(Tl) detektora se mogu naći u npr. [65],[72]. Pregled i upoređenje eksperimentalnih i Monte Carlo dobijenih rezultata je dat u [73], za well tip scintilacionih detektora [74] a za ostale oblike kristala u [75],[76],[77].

Kada uzorak koji emituje gama zrake nije zanemarljivo mali, samoapsorpcija u uzorku može značajno smanjiti efikasnost koja bi se dobila iz tačkastog izvora. Obično se u ovakvim slučajevima primenjuje neki korekcionni faktor, koji zavisi od vrste i veličine uzorka (npr. [78,79]).

6.1.4. ODREĐIVANJE POVRŠINE PIKA

Da bi se mogli primeniti podaci za efikasnost određenog sistema za neku liniju u spektru, mora se odrediti prvo površina ispod pika u spektru. Čak i kada se oduzme fon, praktično sve linije će još uvek ležati na nekom kontinuumu koji potiče od raznih događaja u samom detektorskom sistemu. Zbog toga nije uvek jednostavno odrediti tačan broj događaja koji odgovara nekoj liniji u spektru.



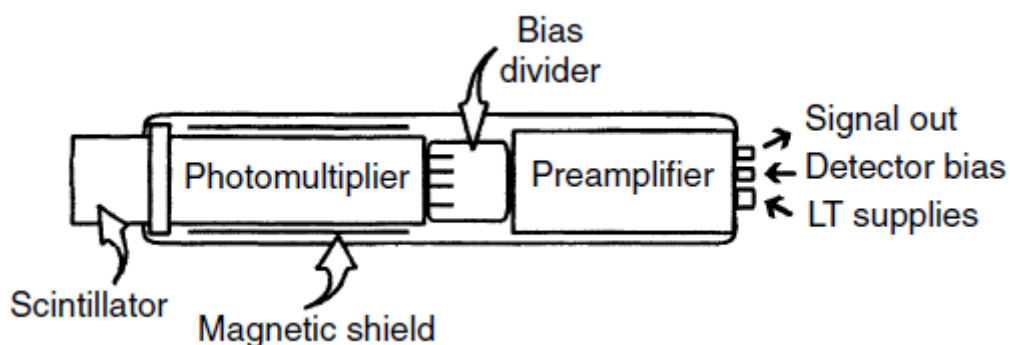
slika 64 - metode određivanja površine linije kada
a) nije prisutan fon i b) fon nije zanemarljiv

Kada je linija u spektru izolovana i ne nalazi se na fonu, određivanje površine linije je jednostavno (slika 64a). Ako se linija nalazi na fonu (što i jeste uvek slučaj), moraju se oduzeti neželjeni događaji koji potiču od fona (slika 64b). Za fon ispod pika se pretpostavlja oblik, ali najčešće je linearna interpolacija sasvim dovoljna i zadovoljavajuća. Programima za obradu spektra je obično jednostavno oduzeti prethodno snimljeni fon od samog spektra uzorka [10].

Kod jako bliskih linija i linija koje se preklapaju se koriste kompleksne metode za određivanje individualnih doprinosa svake od bliskih linija u spektru. Metode se sastoje u fitovanju analitičkog oblika svih linija koje se preklapaju, a za NaI(Tl) zadovoljavajući rezultati se dobijaju fitovanjem na Gauss-ovu krivu. Kompleksniji oblici su ponekad potrebni kada su u pitanju spektri snimljeni sa visokom brzinom brojanja ili pod nekim specifičnim uslovima [80].

6.2. KONSTRUKCIJA DETEKTORA

Tipična kompletna konfiguracija scintilacionog detektora gama zraka je data na slici 65.



slika 65 - tipična konfiguracija scintilacionog detektora

Deo svetlosti koja se ne emituje u pravcu fotokatode, će biti izgubljen sa površine kristala i neće doprineti signalu detektora. Ovo se minimizira opkoljavanjem detektora sa svih strana reflektujućim materijalom i to se obično koristi difuzni materijal a ne sjajni. Izlazna strana kristala je presvučena magnezijumom ili aluminijum oksidom i kao takav se kristal montira u aluminijumsko kućište.

Kao što je već napomenuto, materijal scintilatora je higroskopan i od jako velike važnosti je da bude hermetički zatvoren u kućištu. Ako je konfiguracija detektora konačna, često se scintilator montira direktno na fotomultiplikator a ako je predviđeno da se kristal može odvajati od fotomultiplikatora, tada se na kraj aluminijumskog kućišta stavlja tanki prozor od stakla ili kvarca koji je hermetički zatvoren sa aluminijumskim kućištem. U ovakvom slučaju se fotomultiplikator montira na prozor.

Transfer elektrona sa dinode na dinodu fotomultiplikatora je pod uticajem magnetnog polja i tipično je da se fotomultiplikator zaštiti od magnetnog polja pravljenjem oklopnog cilindra od visokopermeabilnog materijala (npr. legura nikla i gvožđa).

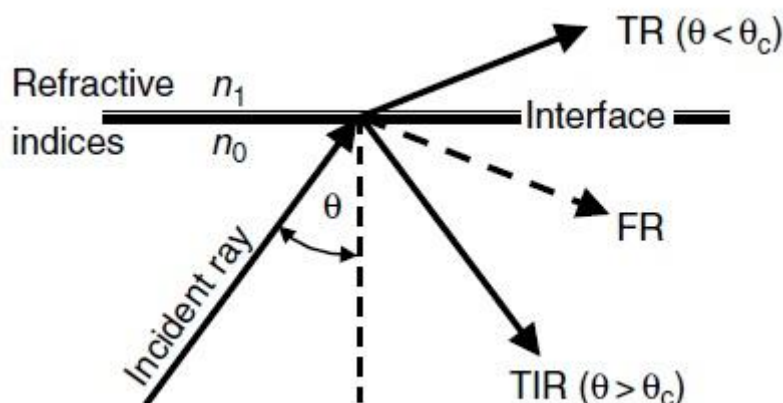
Komunikacija između fotomultiplikatora i spoljašnjosti se vrši pomoću pinova (izvoda) koji se nalaze na kraju fotomultiplikatora. Kroz ove kontakte se vrši i napajanje dinoda i anode naponom. Fotomultiplikatori nisu otporni na vibracije i mehaničke udarce i moraju se zaštititi od toga a po potrebi mogu se napraviti fotomultiplikatori otporni na udarce za korišćenje u ekstremnim uslovima.

Standardni oblik scintilacionog detektora jeste jednostavan cilindar sa visinom jednakom prečniku detektora. Kristali se prave sa jako dobrom preciznošću i reproducibilnih dimenzija pa se zbog toga uvodi pojam "standardnog detektora". Tipična veličina NaI(Tl) detektora je 3'' x 3'' ali u upotrebi su i 1'' x 1'', 2'' x 2'' i detektori sličnih dimenzija oblika jame.

Za potrebe detekcije niskoenergetskih X-zraka, detektori se prave sa prozorom na prednjoj strani i to najčešće sa prozorom od berilijuma ili ugljeničnih vlakana. Zbog visokog atomskog broja NaI(Tl), X-zruci će biti kompletno apsorbovani u tankom sloju scintilatora i zbog toga se detektori za X-zrake prave tanki, debljine obično 1 ili 2 mm.

Prilikom prolaska svetlosti kroz materiju, postoji verovatnoća gubitka svetlosti usled refleksije na površini materijala. Svetlost koja pada na površinu materijala pod uglom većim od kritičnog ugla, će biti potpuno reflektovana unazad (TIR slika 66). Ako je upadni ugao θ manji od kritičnog ugla, praktično sva svetlost će proći kroz graničnu površinu (TR slika 66). Mala količina svetlosti će biti reflektovana nazad - Fresnelova refleksija (FR). Kritični ugao zavisi od indeksa prelamanja materijala kroz koje svetlost prolazi:

$$\theta_c = \sin^{-1} (n_1/n_0) \quad (6.5.)$$



slika 66 - refleksija i prolazak svetlosti kroz površinu

Da bi se gubici prilikom prolaska svetlosti sveli na minimum, indeksi prelamanja bi trebali biti što je više moguće isti. Indeks prelamanja NaI(Tl) iznosi 1,85 a za većinu stakala je oko 1,5 i za ta dva materijala bi kritični ugao bio 54 stepena. Ako se pretpostavi da svetlost iz scintilatora pada pod svim mogućim uglovima, praktično 60% svetlosti će biti reflektovana nazad u scintilator. Da bi se ovo svelo na najmanju moguću meru, scintilator se optički spaja sa fotomultiplikatorom korišćenjem visoko-viskozno silikonskog ulja (ili epoksi cementa). Pošto je kvalitet ovog spoja izuzetno važan, ne treba sa lakoćom pristupiti odvajanju scintilatora od fotomultiplikatora, ali sa druge strane, kod starih detektora može doći do poboljšanja kvaliteta detektora ako se ovaj spoj između scintilatora i fotomultiplikatora obnovi.

Neki materijali scintilatora su kruti i kristal može vrlo lako da se ošteti. Ovo često ne dovodi sasvim do prestanka rada scintilatora (naravno dovodi do lošije rezolucije detektora) osim ako ne dođe do oštećenja i fotomultiplikatora. Oštećeni kristal nije moguće popraviti i mora se zameniti drugim.

Kolekcija svetlosti nije uniformna u celoj zapremini detektora. Za velike detektore, posebno one komplikovanih oblika, sakupljanje svetlosti iz scintilatora se poboljšava korišćenjem više od jednog fotomultiplikatora, raspoređenih oko kristala. Kod situacija kada nema dovoljno mesta za fotomultiplikator, kristal se sa fotomultiplikatorom (ili više njih) spaja preko svetlosnih cevi. Svetlosne cevi se takođe i kod veoma tankih detektora za poboljšanje rezolucije. Uloga svetlosnih cevi je da rašire svetlost po celoj površini fotokatode.

7. ELEKTRONIKA SCINTILACIONIH SISTEMA

U poređenju sa ostalim izvorima šuma, elektronski šum kod scintilacionih detektora ne predstavlja značajan problem. Veći značaj ima naprimer nestabilnost visokog napona koja dovodi do struje curenja u sistemu. Prioriteti odabira elektronskih modula za scintilacione sisteme se razlikuju od onih za visoko-rezolucione (poluprovodničke) sisteme.

7.1. VISOKI NAPON

Visoki naponi koji se koriste za poluprovodničke detektore, nisu zadovoljavajući za korišćenje kod scintilacionih detektora. Fotomultiplikatorima je potrebna veća struja nego što izvori napona za poluprovodnike mogu da obezbede i reda je nekoliko miliampera. Takođe je važna i stabilnost samog napona iz izvora.

Kao što je već prikazano, multiplikacioni faktor elektrona na dinodama zavisi od razlike napona između pojedinih dinoda i ukupni faktor multiplikacije G celog fotomultiplikatora zavisi od ukupnog anodno-katodnog napona V kao

$$G \propto V^N \quad (7.1.)$$

gde je N broj dinoda u lancu. Obično je 6-9 dinoda u lancu pa je time i zavisnost reda V^6 do V^9 . Iz to gaje očigledno da mala promena u naponu stvara veliku promenu proporcionalnosti fotomultiplikatora što dalje dovodi do dodatnog smanjenja rezolucije sistema. Upravo zbog toga je stabilnost izvora visokog napona scintilacionog detektora od većeg značaja nego kod poluprovodničkih sistema. Obično je regulacija napona oko 0,001% a temperaturna stabilnost +0,005% po °C za razliku od 0,1% i 0,08% koliko je kod poluprovodničkih detektora. Dugoročna stabilnost je takođe jako važna i reda je 0,01% za 1h odnosno 0,03% za 24h.

Korisno je da izvor visokog napona ima opciju da se koristi i kao izvor pozitivnog i kao izvor negativnog napona i tako da se uklopi sa raznim fotomultiplikatorima. Često, visoki naponi koji se koriste sa fotomultiplikatorima, imaju prekidač za povećanje napona u koracima po 500 ili čak i 1000V, što ne bi bilo pogodno za korišćenje kod poluprovodničkih detektora gde treba izbegavati nagle promene velikih razlika napona.

7.2. PREDPOJAČAVAČ

Strujni signal na izlazu anode fotomultiplikatora, kao i kod svih detektora, mora biti integraljen da bi se dobio koristan signal. Pošto elektronski šum kod scintilacionih sistema ne predstavlja problem, predpojačavači kod ovakvih sistema ne moraju imati specifičiranu upotrebu za nizak šum. U redovnoj upotrebi su sva tri tipa predpojačavača-naponski, strujni i osetljivi na naelektrisanje. Za normalan rad u gama spektrometriji se koriste naponski i osetljivi na naelektrisanje a za primenu kod brzih vremenskih signala se koriste strujni predpojačavači. Takođe su u upotrebi i predpojačavači koji su ugrađeni u fotomultiplikator ili u pojačavač. Kod fotomultiplikatora koji imaju zasebne izvode sa poslednje dinode i sa anode bolje je uzimati signal sa poslednje dinode za gamaspektrometriju a signal sa anode za vremenske spektre.

7.3. POJAČAVAČ

Kao i predpojačavač, i pojačavač takođe ne mora biti specifičan za nizak šum kod upotrebe sa scintilacionim detektorima, za razliku od upotrebe kod poluprovodničkih detektora. I u katalogima proizvođača je obično naznačeno za koju vrstu rada je predviđen koji pojačavač. Tipičan jednostavan pojačavač poništava „pole-zero“ i automatski podešava „base line“ a „pulse shaping“ često nije ni moguće podešavati. Zbog brzog rasta

scintilacionih signala, vremenska konstanta pojačavača scintilacionih detektora je obično od 0,2 do 3 μ s.

Usled razvoja detektorskih sistema i kompjutera, u današnje vreme je moguće direktno povezati jednostavan scintilacioni sistem sa kompjuterom i dobiti funkcionalni portabl sistem. Npr. ORTEC digiBASE™ sistem ima predpojačavač, visoki napon i procesor digitalnih signala upakovan u bazu fotomultiplikatora i jednim USB kablom se povezuje sa kompjuterom sa odgovarajućim softverom. [81]

7.4. VIŠEKANALNI ANALIZATOR

Scintilaciona spektrometrija nema posebne zahteve kod višekanalnih analizatora. Zbog slabe rezolucije, spektar može biti puno manji tj. može se koristiti manji broj kanala. Generalno se uzima da je dovoljno uzeti 4 kanala za svaki FWHM, što za NaI(Tl) se dobija da za rezoluciju od 7% na 661,6 keV, već 128 kanala je dovoljno da obuhvati spektar do 1480 keV ($661,6 \times 0,07 \times 128/4$), ali u praksi se koristi veći broj kanala. Ipak treba imati u vidu da veći broj kanala daje manji odbroj u svakom kanalu i zbog toga nema smisla koristiti veliki broj kanala za snimanje spektra. Kod višekanalnih analizatora sa ograničenim brojem kanala a gde je moguće povezati ruter, više scintilacionih detektora može biti povezano na jedan višekanalni sistem. Iako je nezgodno da na svakom od tih detektora radi druga osoba, ovo je pogodno u slučajevima višedetektorskih sistema.

Spektrometrija scintilacionim detektorima je ograničena na relativno jednostavna merenja nekoliko radionuklida i često se zbog toga merenje na višekanalnom sistemu vrši samo u određenom malom delu prethodno nameštene pozicije u spektru. Treba obratiti posebnu pažnju prilikom korišćenja programa za analizu scintilacionih spektara, jer je većina tih programa namenjena za korišćenje sa poluprovodničkim detektorima i ne može se primeniti na scintilacione spektre (programi ScintiVision-32, GammaVision, Genie2000).

Zbog zavisnosti širine linija NaI(Tl) spektara od energije, linije na niskim energijama su uzane a na visokim energijama su široke, što predstavlja problem prilikom rada na širokom energijskom opsegu. Ako se odabere veliki spektar, linije na niskim energijama će imati višak kanala u njima a sa druge strane, linije na visokim energijama će biti raširene na veliki broj kanala pa neće biti pronađeni prilikom pokretanja dela softvera za određivanje linija u spektru. Ako se softver podesi za visoke energije, linije na niskim energijama će se spojiti zajedno. Kod nekih softvera se koristi tzv QCC (Quadratic Compression Conversion) koji signale iz ADC-a koristi na takav način da širini kanala pripisuje odgovarajuću širinu linije pa time sve linije u QCC spektru imaju isti FWHM što se tiče broja kanala. Na ovaj način se linije na visokim energijama koje su obično raširene na veći broj kanala, stisnute u manji broj kanala sa većim brojem odbroja u njima, što omogućava jednostavniju analizu spektara. Iako zanimljiva kao ideja, ovaj način nije do sada ušao u značajniju primenu.

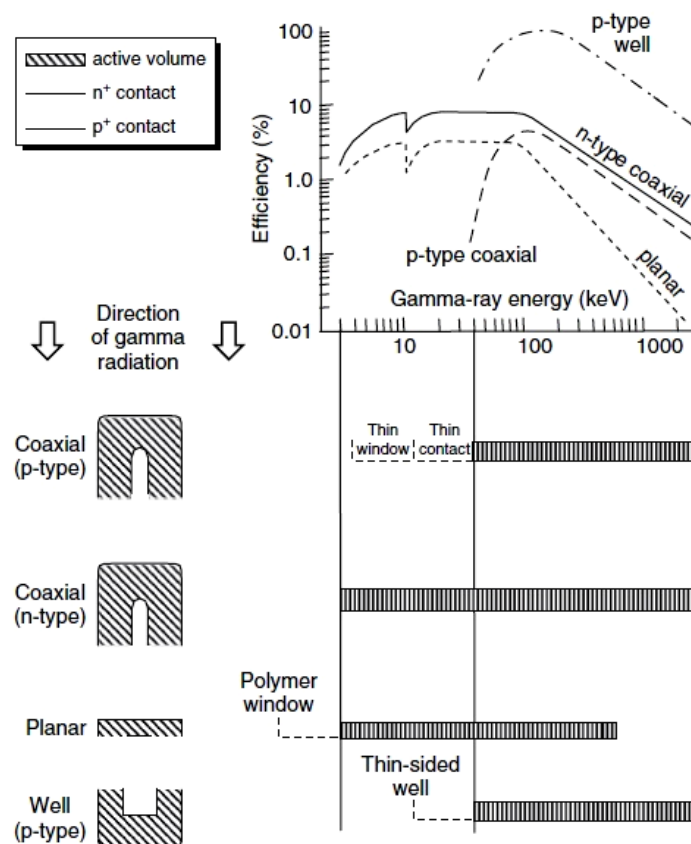
8. DETEKTORSKI SISTEMI SA MALOM BRZINOM BROJANJA

Većina gama spektrometrijskih laboratorija se bavi merenjem niskih nivoa radioaktivnosti ili tzv. merenjem uzoraka iz prirode (hrana, stočna hrana, građevinski materijal, industrijske sirovine, zemljište, otpad itd.). Neka od fundamentalnih istraživanja se baziraju na ekstremno slabim merenjima intenziteta gama zraka i često se javlja potreba za merenjem izuzetno niskih nivoa aktivnosti širokog spektra radionuklida. Iako jako različita, sva ova merenja i istraživanja spadaju u grupu sa malom brzinom brojanja, gde su same brzine brojanja ispod 100000 odbroja po sekundi. Da bi se moglo uopšte govoriti o detekciji niskih aktivnosti u uzorku, osnovno je sniziti fon samog detektorskog sistema na najmanju moguću meru, gde je posebno važno izgraditi kvalitetnu pasivnu zaštitu za sam detektor.

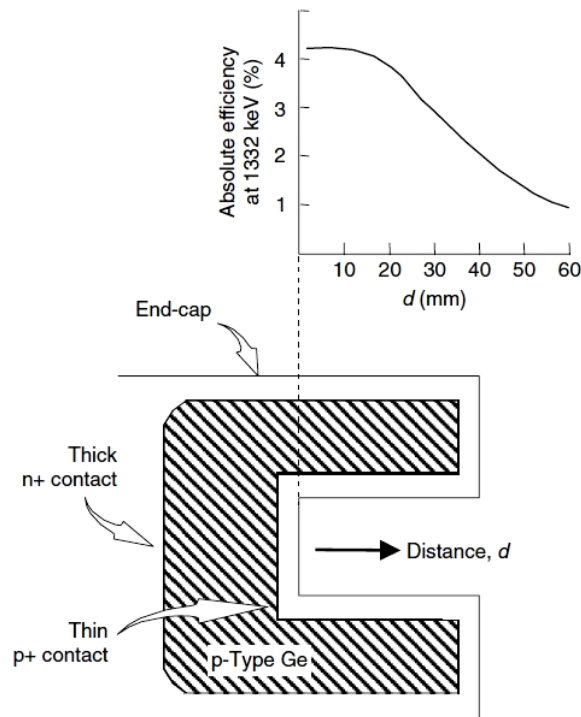
Veliki procenat radionuklida emituje veći broj gama zraka na različitim energijama. Često je korisnije koristiti gama zrake viših energija, iako imaju nižu verovatnoću emisije, zato što je i fon na višim energijama puno manji pa posmatrana linija leži na manjem fonu. Sa druge strane, gama zraci na nižim energijama imaju manju širinu linije, ali leže na višem kontinuumu. Postoje dva razloga zašto se ispod gama linija u spektru uvek nalazi i kontinuum:

- 1) nepotpuna apsorpcija gama zraka usled Compton-ovog rasejanja - preovlađuje u uzorcima koji sadrže značajnije nivoe radioaktivnosti;
- 2) interakcija kosmičkih zraka - preovlađuje u sistemima sa niskim fonovima.

Efekat na samu brzinu brojanja celog detektorskog sistema i dostizanje što niže minimalne detektabilne aktivnosti (MDA) veoma zavisi i od samog oblika i veličine detektora (slika 67 i 68).



slika 67 - opšte konfiguracije detektora sa šematskim krivama efikasnosti i opsezima energija u kojima se mogu koristiti



slika 68 - efikasnost tačkastog izvora na 1332 keV-a kao funkcija udaljenosti od dna jame tipičnog Ge detektora well tipa [preuzeto sa sajta Canberra-e]

Prema podacima proizvođača Canberra, efikasnost Germanijumskog detektora oblika jame(well) je oko pet puta bolja nego 80% koaksijalnog germanijumskog detektora. Međutim kapacitivnost well detektora je veća nego kod koaksijalnog detektora što rezultuje lošijom(većom) rezolucijom pa se automatski time dobija gora MDA i može se zaključiti da poboljšanje vrednosti MDA se ne može ostvariti samo oslanjajući se na poboljšanje efikasnosti detekcije.

Ograničenja well detektora potiču naravno i od same veličine jame, kao što je prikazano na slici 68, gde se vidi da se samo 4-5 cm uzorka nalazi u samom najosetljivijem region. Za većinu primena, a posebno kod merenja uzoraka iz životne sredine, uzorci su puno veći. Neki proizvođači detektora (npr. Princeton Gamma-Tech Inc. koji je od jula 2012.g. pripojen firmi Thermo Fisher Scientific [82]) proizvode detektore oblika jame sa otvorom kroz ceo detektor, čime se omogućuje postavka voluminoznog uzorka u deo detektora sa najvećom efikasnošću. Rezolucija ovakvih detektora je uporediva sa konvencionalnim detektorima well tipa.

Jedan od velikih problema kod detektora oblika jame jeste pravo koincidentno sumiranje. Naime, prostorni ugao između detektora i uzorka je skoro punih 4π , pa verovatnoća koincidentnog sumiranja postaje praktično 1. Generisanje kalibracione krive efikasnosti u ovakvom slučaju je jako problematično i bilo bi poželjno određivati aktivnosti u uzorku direktnim upoređivanjem sa standardnim izvorom istih karakteristika.

Detektori oblika jame imaju značajnu prednost u efikasnosti detekcije, ali ova prednost je ograničena ili čak i poništena ograničenjem veličine uzorka i velikim povećanjem koincidentnog sumiranja u detektoru. Kupovina detektora ovakvog tipa bi se trebala dobro razmotriti, uzimajući u obzir šeme raspada radionuklida i vrste uzoraka koji se planiraju meriti ovakvim sistemom. U svakom slučaju, detektori oblika jame imaju važnu primenu kao npr. LSCE u Francuskoj [83].

8.1. SISTEMI SA NISKIM FONOM

Pošto fon samog detektora ima jako veliki uticaj na MDA celog sistema, podrazumeva se da prvo sami detektori moraju biti projektovani sa niskim fonom a takođe moraju i sami detektori biti smešteni u okruženje sa niskim fonom. Zato je često potrebno odrediti odakle fon detektora potiče, što ponekad nije ni toliko jednostavno kao što se na prvi pogled čini. Želja za što nižim fonom detektorskog sistema potiče od želje za snižavanjem MDA kod merenih uzoraka, usled merenja veoma malih uzoraka a sa ciljem niskih MDA i usled istraživanja retkih događaja (npr. dvostruki beta raspad).

Fonsko zračenje može poticati od sledećih izvora:

- 1) radionuklidi koji se nalaze u materijalima samog detektorskog sistema;
- 2) radionuklidi iz okruženja detektora, uključujući i vazduh;
- 3) interakcija kosmičkih zraka sa detektorom i sa okolinom detektora;
- 4) radiounuklidi generisani interakcijom kosmičkih zraka sa detektorom i okolinom.

Važnost uticaja na sam fon navedenih izvora zračenja zavisi od konstrukcije samog detektora, zaštite i lokacije detektora. Sistemi sa izuzetno niskim ("ultra-low") fonom se obično smeštaju ispod površine zemlje. Fon tipičnog detektora potiče po 10% od samih materijala detektora i radona u vazduhu a po 40% od okruženja detektora i od interakcija kosmičkih zraka. Snižavanje uticaja navedenih delova na fon detektora potiče od odabira dobre pasivne zaštite tj. odabira materijala za izradu same pasivne zaštite detektora. Fonski spektar germanijumskog detektora je opisan u npr. [84].

Glavni zadatak pasivne zaštite detektora je smanjenje broja spoljašnjih gama zraka da dođu do detektora. To ustvari znači opkoljavanje detektora sa materijalom sa visokim brojem Z, što u praksi najčešće predstavlja olovo. Obično se za standardne zaštite koristi 10 cm olova ili eventualno 15 cm za veoma nizak fon. Ređe se koriste zaštite sa 5 cm olova, no i samih 5 cm olova je sasvim dovoljno zaustavljanje gama zraka niskih energija. Ako su u posmatranom spektru od značaja i gama zraci viših energija, zaštita od 5 cm olova nije dovoljna.

Problem sa olovom su radioaktivne nečistoće. Iako se hemijskim prečišćavanjem mogu ukloniti većina izotopa nečistoća, Pb^{210} koje potiče iz U^{238} nije moguće odkloniti i ono će uvek biti prisutno, makar u tragovima, u samoj rudi olova. Često gama zraci od Pb^{210} na 46,54 keV-a i ne predstavljaju veliki problem (ako se ne posmatra niskoenergetski deo spektra), ali potomak Pb^{210} je Bi^{210} (perioda poluraspada 5,013 dana) koji emituje beta čestice sa maksimumom energije na 1161 keV što će rezultovati u bremstrahlung kontinuumu koji će se protezati sve do niskih energija. Praktično svo novo olovo sadrži i Pb^{210} barem u tragovima. Dobra stvar je jedino što ovo olovo ima period poluraspada od 22,3 godine, pa je moguće pronaći staro olovo, staro stotinu ili nekoliko stotina godina, kojemu je aktivnost puno manja nego kod novog olova. Ovog materijala nema jako puno i usled ekonomičnosti se često koristi unutrašnji sloj od starog olova (25-50 mm) dok je spoljašnji sloj do željenih 10-15 cm napravljen od novog, modernog olova. Staro olovo je prihvatljivo ako ima manje od 25 Bq Pb^{210} po kilogramu olova, ali često bude slučaj i sa puno manje, reda 5-10 Bg/kg [85,86].

U poglavlju 3, deo 3.2., je opisano kako se mogu redukovati X-zraci od Pb na energijama 72 do 87 keV-a, pomoću pasivne zaštite obložene iznutra materijalom sa relativno niskim brojem Z. Ovaj materijal će takođe apsorbovati i gama liniju od Pb^{210} i redukovati bremstrahlung od Bi^{210} . Ipak, stavljanje materijala sa niskim Z blizu detektora dovodi do značajnog povećanja zakočnog zračenja. Debljina slojeva materijala sa niskim Z između detektora i pasivne zaštite se zato bira kao kompromis između redukovanja fona apsorpcijom X-zraka i Pb^{210} sa jedne i povećanjem fona preko povećanja zakočnog zračenja sa druge strane. U ovu svrhu se često koristio kadmijum, koji se sve češće izbegava zbog svoje toksičnosti i velikog preseka za apsorpciju termalnih neutrona koja rezultuje linijom u spektru na 558,4 keV-a. Sada se obično u ovu svrhu koristi sloj

kalaja, koji ima slične osobine X-zraka, ali puno manji presek za apsorpciju neutrona. Osim kalaja, kao drugi sloj se obično koristi bakar. Slojevi kalaja i bakra se biraju u zavisnosti od osobina celog detektorskog sistema a obično su reda oko 1-2 mm. Situacija je potpuno drugačija u laboratorijama duboko pod zemljom, gde se koristi čak i do 15 cm (!) unutrašnjeg sloja bakra.

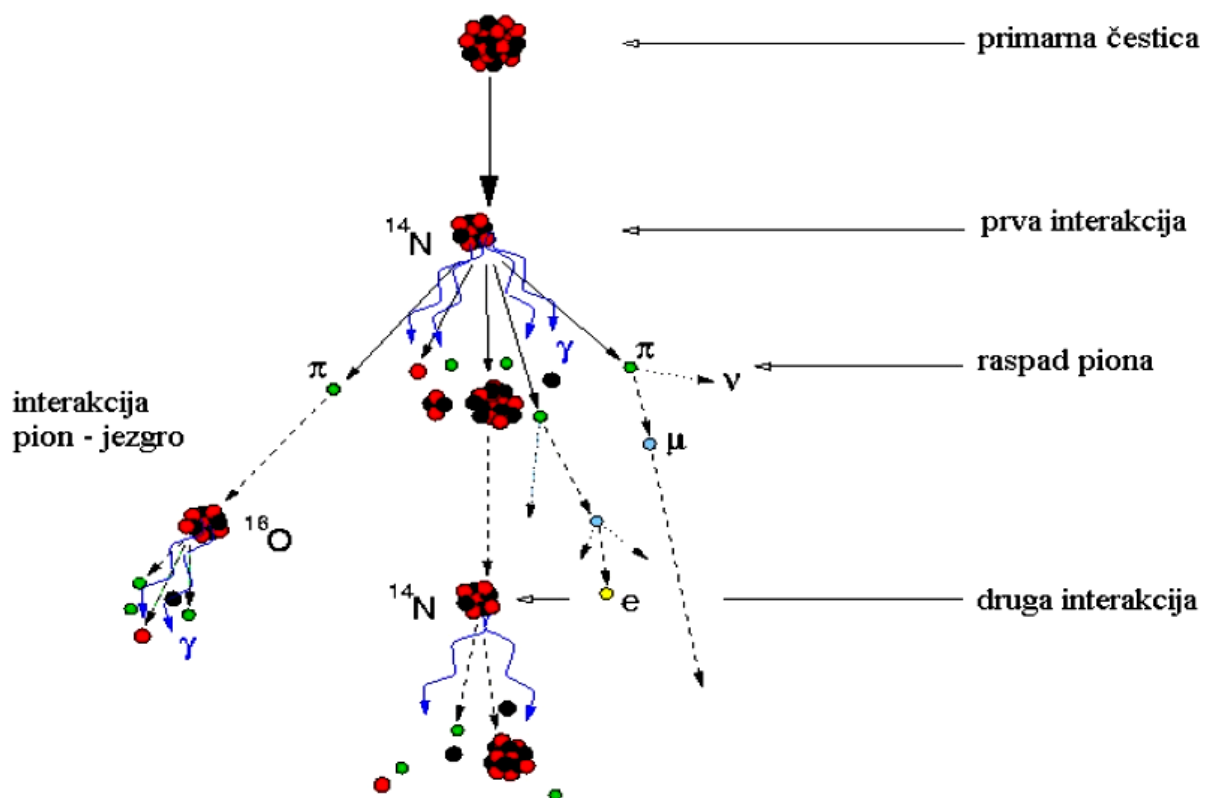
Sledeći značajan prinos fonu detektora može poticati od radionuklida u vazduhu. Tu se posebno misli na radon Rn^{222} i toron Rn^{220} , koji su prisutni u vazduhu kao posledica emanacije gasa iz zemlje i građevinskog materijala zgrade, a koji potiču iz lanaca U^{238} i Th^{232} . Ni radon ni toron nemaju značajne gama linije, ali zato ih imaju njihovi potomci, koji se mogu apsorbovati na čestice prašine u vazduhu i na površinu detektora i zaštite i dovesti do povećanja odbroja u fonu na gama linijama koji potiču od Pb^{214} , Bi^{214} i Pb^{210} (iz niza U^{238}), odnosno Pb^{212} , Bi^{212} i Tl^{208} (iz niza Th^{232}). Problem sa radonom je u tome, što njegova koncentracija u vazduhu vaoma varira u zavisnosti od perioda dana, godišnjeg doba, atmosferskog pritiska, brzine vetra, temperature itd. Zbog toga je teško snimiti fon koji pokriva sve moguće slučajeve promene radona.

Smanjivanje problema uticaja radona na fon detektora se vrši na nekoliko načina:

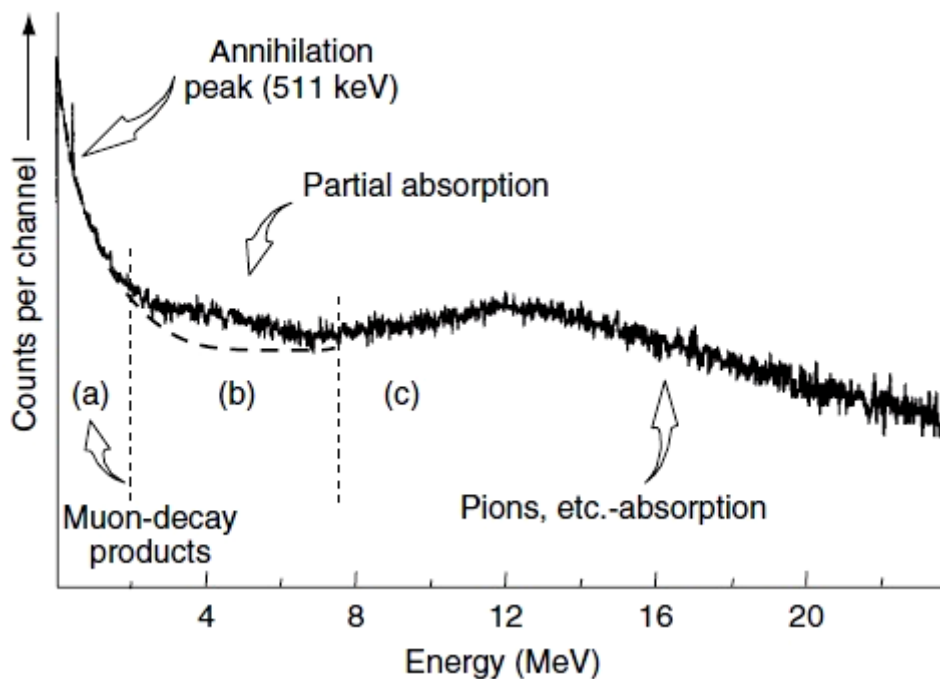
- 1) pravljenje zaštite koja ne propušta vazduh;
- 2) vođenje isparenog azota iz Dewar-ovog suda za hlađenje detektora unutar zaštite (moguće je za germanijumske detektore sa malom aktivnom zapreminom zaštite);
- 3) ispiranje zaštite azotom ili smešom vazduha prečišćenom od radona;
- 4) popunjavanje slobodnog prostora u zaštiti detektora zatvorenim plastičnim vrećicama napunjenim azotom.

Najčešće korišćena opcija kod germanijumskih detektora je opcija pod brojem 2, dok su ostale nepraktične i malo korišćene. Treba imati i na umu da je ispareni azot iz Dewar-ovog suda hladan i da će imati osobinu da ispadne iz zaštite sa donje strane ili da se ne popne sasvim do vrha zaštite, ako se uvodi crevo sa donje strane. Zbog toga bi bilo bolje da se crevo sa gasnim azotom vodi sa gornje strane zaštite, ali je ovo obično nepraktično. U laboratorijama sa ultra niskim fonom je obično praksa da se ne samo detektor, nego cela laboratorija ispira sa pročišćenim vazduhom.

Na zemljinu gornju površinu atmosphere padaju kosmički zraci koji sadrže oko 70% protona, 20% alfa čestica i 10% ostalih teških, jonizovanih čestica. Njihove energije su veoma visoke: 10^4 GeV do oko 10^{10} GeV. U gornjim slojevima atmosphere, na oko 25 km od površine, interakcijom ovih čestice proizvodi se sekundarno zračenje različitog porekla, ali najviše se stvaraju pioni. Pioni dalje interaguju i stvaraju oko 70% miona, dok ostalih 30% se sastoji od niskoenergetskih fotona, elektrona i pozitrona. Mioni su veoma prodorni i glavni su izvor brzih neutrona koji aktiviraju i eksituju detektor i samu okolinu detektora. Interakcija kosmičkog zračenja je prikazana na slici 69 a na slici 70 je prikazan fonski spektar sa pionima. Deo spektra do 2000 keV (ili malo više) je takozvani "normalni" okvir spektra u kojem se nalaze praktično sve gama linije iz fona. Od 2-7 MeV-a je kontinuum koji odgovara kosmičkim česticama koje su prošle samo kroz deo detektora, dok široki pik na oko 13 MeV-a odgovara pionima i ostalim česticama koje prolaze kroz detektor. Analiza indukovane aktivnosti kosmičkim neutronima u gamaspektroskopskim sistemima je bila i tema doktorskog rada Nikole Jovančevića[17].



slika 69 - interakcija kosmičkog zračenja u atmosferi



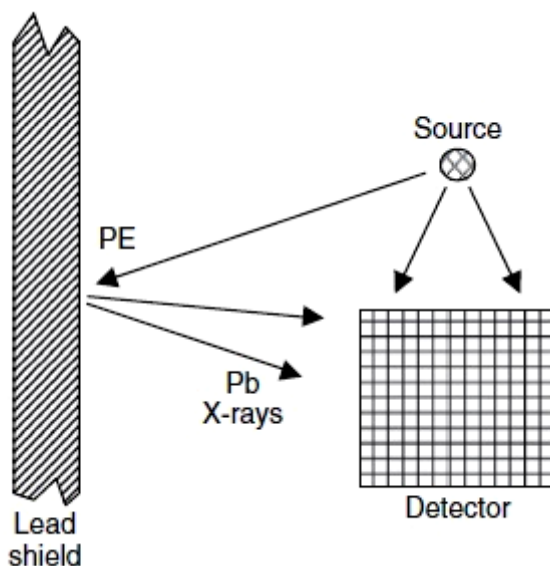
slika 70 - fonski spektar germanijumskog detektora sa energijama puno većim nego kod normalne spektrometrije gama zraka

9. PROJEKTOVANJE ZAŠTITE ZA 9''x 9'' NaI(Tl) DETEKTOR OBLIKA JAME

9.1. INTERAKCIJE SA ZAŠTITOM DETEKTORA

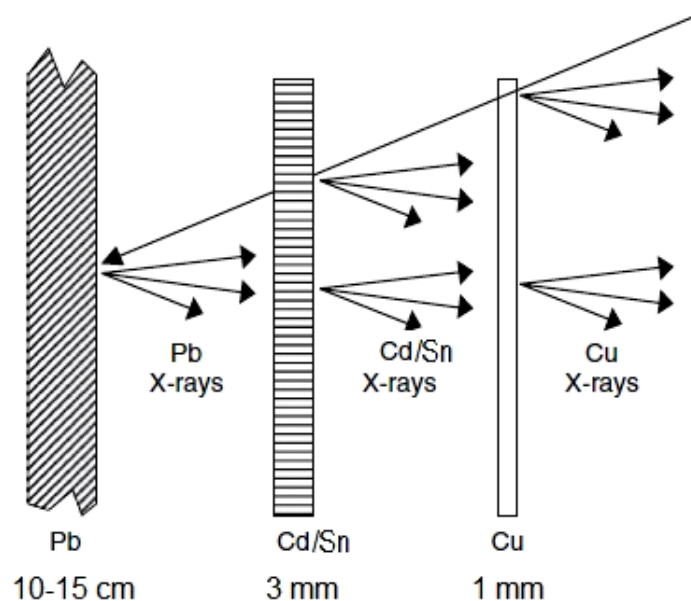
Teorijski, u spektru iznad energijskog pika, se ne očekuje brojanje događaja (osim prirodnog fona). No to nije slučaj, nego dolazi do sumiranja gama zraka različitih energija. Kontinuum iznad energijskog pika (slika 19), može poticati od *slučajnog sumiranja (pile-up)* kada se usled određene verovatnoće dva gama zraka saberu i detektuju kao jedan ili od *pravog koincidentnog sumiranja*, koje zavisi od šeme raspada nuklida i geometrije izvor-detektor. Osim ovih slučajeva, postoji još i slučajevi koje je nemoguće izbeći a potiču od interakcije gama zraka iz izvora sa materijalom zaštite detektora, kriostata, kape detektora, nosača izvora/uzorka itd.

Kao materijal za zaštitu detektora se najčešće koristi olovo i upravo sa ovim olovom je najverovatnija fotoelektrična interakcija, prilikom koje dolazi do emisije karakterističnih X-zraka (X-zruci od Pb). Ovi X-zruci od Pb imaju veliku verovatnoću da će izaći iz zaštite i da će biti detektovani u spektru (slika 71). X-zruci od Pb se nalaze u regionu od 70-85 keV i prave veliki problem zaklanjajući ostale događaje u tom delu spektra. Ovo ne predstavlja problem u slučaju da region niskih energija (do 100 keV) nije od interesa.



slika 71 - fotoelektrična interakcija sa emisijom Pb X-zraka

Rešenje za ovaj problem se može relativno jednostavno rešiti tzv. lining-om - stavljanjem tankih limova određenih materijala između zida od Pb i detektora. To se najčešće radi pokrivanjem olova slojem od oko 3 mm Cd koji apsorbuje X-zrake od Pb i sam Cd dalje emituje svoje X-zrake koji su na nižim energijama (energija X-zraka zavisi od rednog broja materijala). Na sloj od Cd se dodaje još i oko 1 mm tanak lim/sloj od Cu koji apsorbuje X-zrake od Cd i dalje emituje svoje X-zrake koji se nalaze u regionu ispod 10 keV i najčešće su suviše nisko da bi predstavljali problem (slika 72). Ako se žele odstraniti i ovi X-zruci, konačni unutrašnji sloj se stavlja da bude od plastičnih masa.



slika 72 - šematski prikaz lining-a zaštite detektora



slika 73 i 74 - postavljeni limovi od Sn i od Cu oko 9'' x 9'' NaI(Tl)

Pošto je Cd toksičan, puno češće se umesto Cd koristi kalaj Sn (što i jeste slučaj kod svih detektora u Laboratoriji za nuklearnu fiziku, Novi Sad). U komercijalnim zaštitama je sloj Sn debljine 1 mm a sloj Cu 1,5 mm i oba su zalivena jedan preko drugog na olovo [36].

Prilikom pravljenja zaštite livenjem Pb iz segmenata i slojevi tankih limova se takođe moraju ubaciti. Lim bilo koje debljine od Cu nije problem kupiti, ali je sa limom od Sn sasvim drugačiji slučaj. Tanka folija ili lim od Sn se ne može ni pronaći kod nas a od proizvođača iz inostranstva, nabavka bi koštala između 880-4031 \$ (slike 75 i 76).

Zbog svega toga je autor ovog rada odlučio da sam kod kuće, na šporetu na čvrsto gorivo, zagreje kalaj i napravi tanke limove, koji su ispali debljine između 2-3 mm. Problem kod kalaja je da je jako krt dok je hladan i u slučaju valjanja lima, dolazi do lomljenja, pucanja i krunjenja samog materijala. Potraga za firmom koja bi toplo izvaljala komad lima od kalaja za potrebe laboratorije, je završen neuspešno. Ako bi se neka firma toga i prihvatila, to bi radili samo za velike količine a ne za ovako male komade (1 m x 0,35 m je veličina izlivenog lima koji je iskorišćen). Zbog nemogućnosti u domaćim uslovima topljenja tolike količine kalaja istovremeno i izlivanja iz jednog dela, napravljena su tri

zasebna komada lima sa tanjim krajevima, koji su posle preklopljeni i zalepljeni, tek toliko da stoje jedan do drugog. Naime za ove potrebe je važna isključivo debljina materijala a nije važno iz koliko slojeva se sastoji. Tačka topljenja kalaja je 232 °C. Komadi i kalajne šipke su stavljane na improvizovane bakarne limove i posle topljenja kalaja, kalaj je razliven po celom limu i ostavljen da se hladi. Zbog različitog indeksa širenja i skupljanja bakra i kalaja, bakreni lim sa otopljenim kalajem je uronjen u hladnu vodu, čime je došlo da istovremenog stvrdnjavanja kalaja u lim i njegovog odlepljivanja od bakarnog lima. U slučaju da se ovo ne uradi, dešava se da se kalaj i bakar zaleme jedan za drugi i da ih nije moguće odvojiti. To takođe ne mora predstavljati problem, pošto ionako treba postaviti i bakarni lim između sloja kalaja i detektora, ali je puno jednostavnije za rad sa pojedinačnim limovima nego sa slepljenim. Lakše se materijali mogu iseći i oblikovati (potrebno je saviti ih u cilindrični oblik). Samo savijanje zajednički slepljenih bakra i kalaja nije moguće uraditi ručno ili je moguće uz veliki napor, ali ih tada nije moguće lepo oblikovati.

Bakarni lim i kalaj su kupljeni od firme Rajan doo,Zemun Polje [39] - slika 77.



Torrey S Crane
 492 Summer ST
 Plantsville, CT 06479
 Phone: 860 628-4778
 Fax: 860 628-7817

Invoice

Sold FACULTY OF SCIENCES

To: LABORATORY FOR NUCLEAR PHYSICS
 TRG DOSITEJA OBRADOVICA 4
 21000 NOVI SAD,
 Serbia-Montenegro

Ship FACULTY OF SCIENCES

To: LABORATORY FOR NUCLEAR PHYSICS
 TRG DOSITEJA OBRADOVICA 4
 21000 NOVI SAD,
 Serbia-Montenegro

Invoice Number:	12145	Salesman:	house
Invoice Date:	11/05/12	Terms:	Net 30 Days
Customer:	2362	Packing List:	12145
Order No:	6249	PO Number:	PROFORMA INVOICE

<u>Item</u>	<u>Quantity</u>	<u>Description</u>	<u>Revision</u>	<u>Unit Price</u>	<u>Amount</u>
1	15	3099900401600 - GRADE A TIN 0.040" T X 12.00" W X #15 LB. COIL. 1 COIL		\$58.7500 / EA	\$881.25

Sub-total:	\$881.25
Sales Tax:	\$0.00
Shipped Via CUSTOMER:	\$0.00
Invoice Total:	\$881.25
Paid To Date:	\$0.00
Balance Due:	\$881.25

slika 75 - proforma invoice za kalajni lim od firme Torrey S Crane,USA [37]



The World's Manufacturer of Engineered & Advanced Materials

MERELEX CORPORATION • 10884 WEYBURN AVE. LOS ANGELES, CA 90024
TEL. 310-208-0551 • FAX 310-208-0351 • E-MAIL: orders@americanelements.com

Customer Service Representative

Sonae Lofland

Telephone: 310-208-7130

Fax: 310-564-0482

Email: sonae.lofland@americanelements.com

PRO FORMA INVOICE: 121018SL03

TO: Jan Hansman
Laboratory for Nuclear Physics
Trg Dositeja Obradovica 4
Novi Sad, 21000
Serbia

PHONE: +381 (0) 21 485-2823

FAX: +381 (0) 21 458-135

EMAIL: jan.hansman@df.uns.ac.rs

RE: Tin Metal Foil

QUOTE VALIDITY: November 1, 2012

DATE: October 18, 2012

PAYMENT TERMS:

CIA by Wire Transfer to:

Northern Trust, NA

700 Brickell Ave.

Miami, FL 33131

SWIFT CODE: CNORUS3M

ABA No. 066-009-650

For Credit to:

Account Name: Merelex Corporation

Account No: 70905363

Reference Invoice #: 121018SL03

* The payer to bare all bank service charges

or

Credit Card (Visa, MasterCard or American Express)

SHIPPING TERMS

FOB Los Angeles, CA

<u>MATERIAL</u>	<u>DESCRIPTION</u>	<u>QTY</u>	<u>UNIT PRICE</u>	<u>TOTAL</u>
Tin Metal Foil PN: SN-M-02M-F.040T Purity: 99% (metals basis)	Thickness: 1mm Size: 300mm x 300mm	10 pieces	\$ 368.40 / piece	\$ 3,684.00
Shipping & Handling				\$ 347.20
TOTAL				\$ 4,031.20

* All prices quoted in USD(\$) *

**Unless stated otherwise, products are shipped from the US. Shipping does not include any applicable import duties and/or taxes into Serbia*

slika 76 - proforma invoice za kalajni lim od firme American Elements,USA [38]



RAJAN d.o.o.
TRGOVINSKO PREDUZEĆE
Slobodana Bajića br. 12
11185 Zemun Polje

Tel: 011.3756929
011.3753817
011.3752815
Fax: 011.3754898

Powered by **METALonline** | www.metalionline.com | E-mail: metalionline1@gmail.com | Tel: 011.3347348 | Mob: 060.3347348

PREDRAČUN br. 4975.

„Laboratorija za nuklearnu fiziku“

Zemun Polje,

(Mesto i datum izdavanja predračuna)

03.10.2012

(Datum prijema zahteva)

(Uslovi plaćanja)

Kupac:

jan.hansman@df.uns.ac.rs

Adresa:

Poštanski broj:

Mesto:

PIB:

Tel/Fax:

Šifra delatnosti:

Redni broj	Artikal	Naziv artikla	JM	Količina	Cena	PDV	Rabat	Iznos
1.	3.00kg	Sn kalaj 60%	KG	3.00	1350.00	20%		4050.00
2.	0.3m.	Pb olovo rolna 0.80mm.	KG	3.50	440.00	20%		1540.00
3.	4.1m.	Cu folija 0.2x400	KG	3.00	1190.00	20%		3570.00
4.	3.3m.	Cu lim rolna 0.5x333	KG	5.50	970.00	20%		5335.00
5.								
6.								
7.								
Ukupan iznos:								14495.00
Odobren rabat:								
Svega (poreska osnovica):								
PDV – opsta stopa 20%:								2899.00
PDV – posebna stopa 8%:								
TOTAL:								17394.00

Za Uplatu: 17394.00

Slovima: _____

Otpremnica:

Model:

Napomena o poreskom oslobodjenju

Predračun je punovažan bez pečata i potpisa

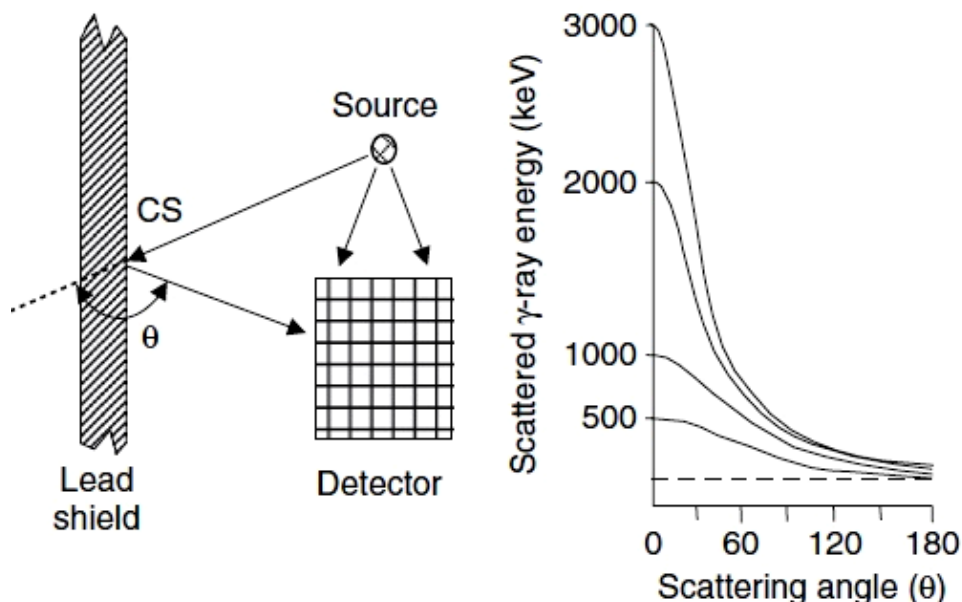
Napomena:Prevoz je uracunat u kilazu..

Faktursao

Tekući račun: 355-1002168-42 Matični broj: 06319262 Šifra delatnosti: 51700 PIB: 100106683 PDV Potvrda: 134227101
180-1181210004839-59

slika 77 - predračun i porudžbenica od firme Rajan doo,Zemun Polje

Prilikom normalne raspodele položaja izvora u odnosu na detektor i zaštitu (slika 78), većina gama zraka biva rasejana i to pod velikim uglom. Zavisnost između energije rasejanog gama zraka u zavisnosti od ugla rasejanja je data na drugom delu slike 78 i pokazuje da bez obzira na primarnu energiju gama zraka, rasejani gama zraci (posebno oni pod uglovima većim od 120°) imaju energiju oko 200-300 keV. Jedino što može da pomogne u ovom slučaju, je da zaštita bude puno veća od detektora (što najčešće i jeste slučaj).



slika 78 - rasejani gama zraci od zaštite i zavisnost njihove energije od ugla rasejanja

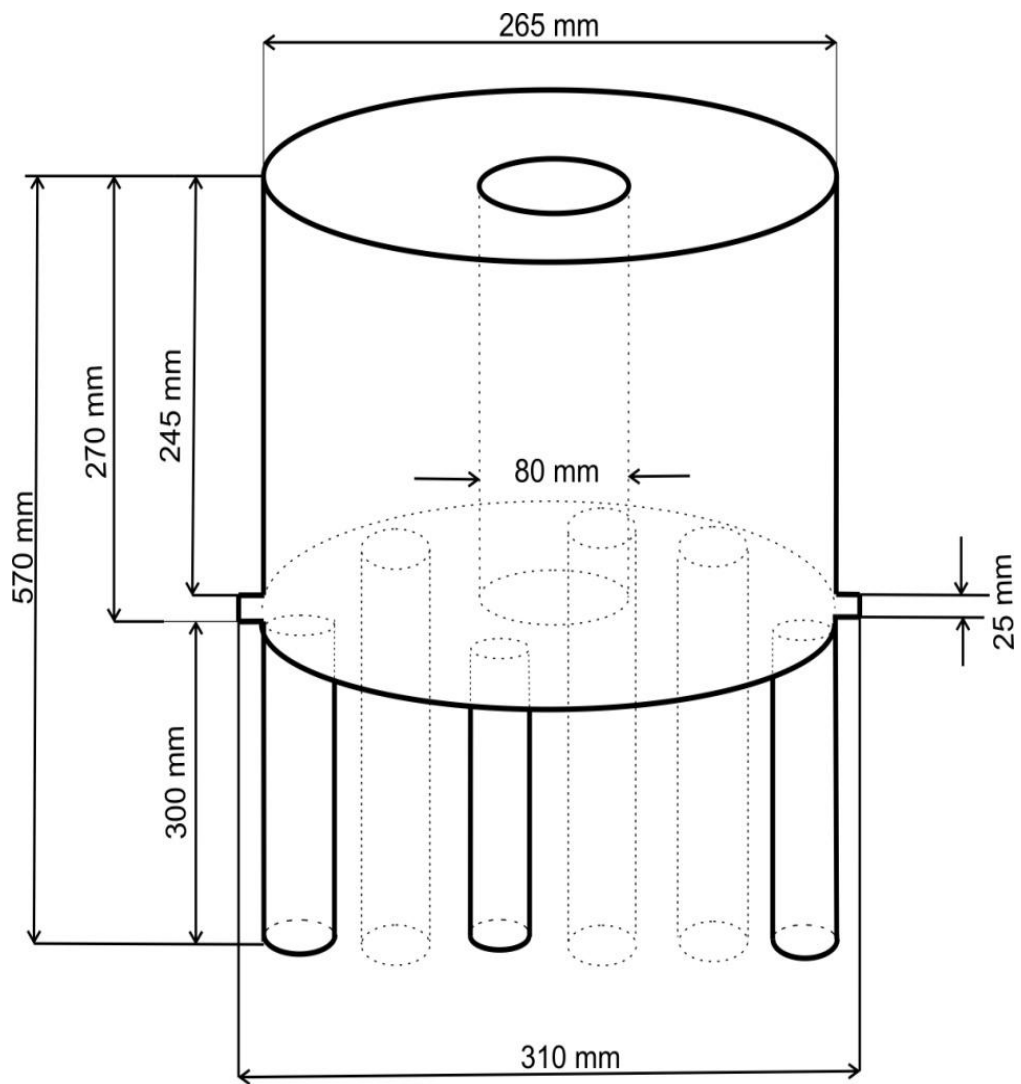
Produkcija parova u materijalu zaštite doprinosi povećanju pika na 511 keV u spektru, ali ovde može biti detektovan samo jedan foton od 511 keV, jer se drugi emituje pod uglom od 180° i ne može doći do detektora. Ipak linija na 511 keV ne može biti tek tako zanemarena u spektru, pošto se može desiti da se npr. izvor raspada pozitronskim raspadom.

9.2. 9'' x 9'' NaI(Tl) DETEKTOR OBLIKA JAME

Šematski prikaz 9'' x 9'' NaI(Tl) detektora oblika jame, koji postoji u Laboratoriji za nuklearnu fiziku, Novi Sad je prikazan na slici 79. Dimenzije navedene na slici 79 predstavljaju spoljašnje dimenzije detektora a ne dimenzije samog kristala NaI(Tl). Na slikama 80, 81, 82 i 83 je dat sam izgled detektora sa brojem modela i oznakom proizvođača.

9'' x 9'' NaI(Tl) detektor je kupljen 30.01.1990 godine (slika 84), ali osim tog podatka u arhivi Laboratorije i Departmana ne postoje nikakvi drugi podaci o samom detektoru. Nema podataka ni o veličini samog kristala ni fabričkih podataka o osobinama detektora.

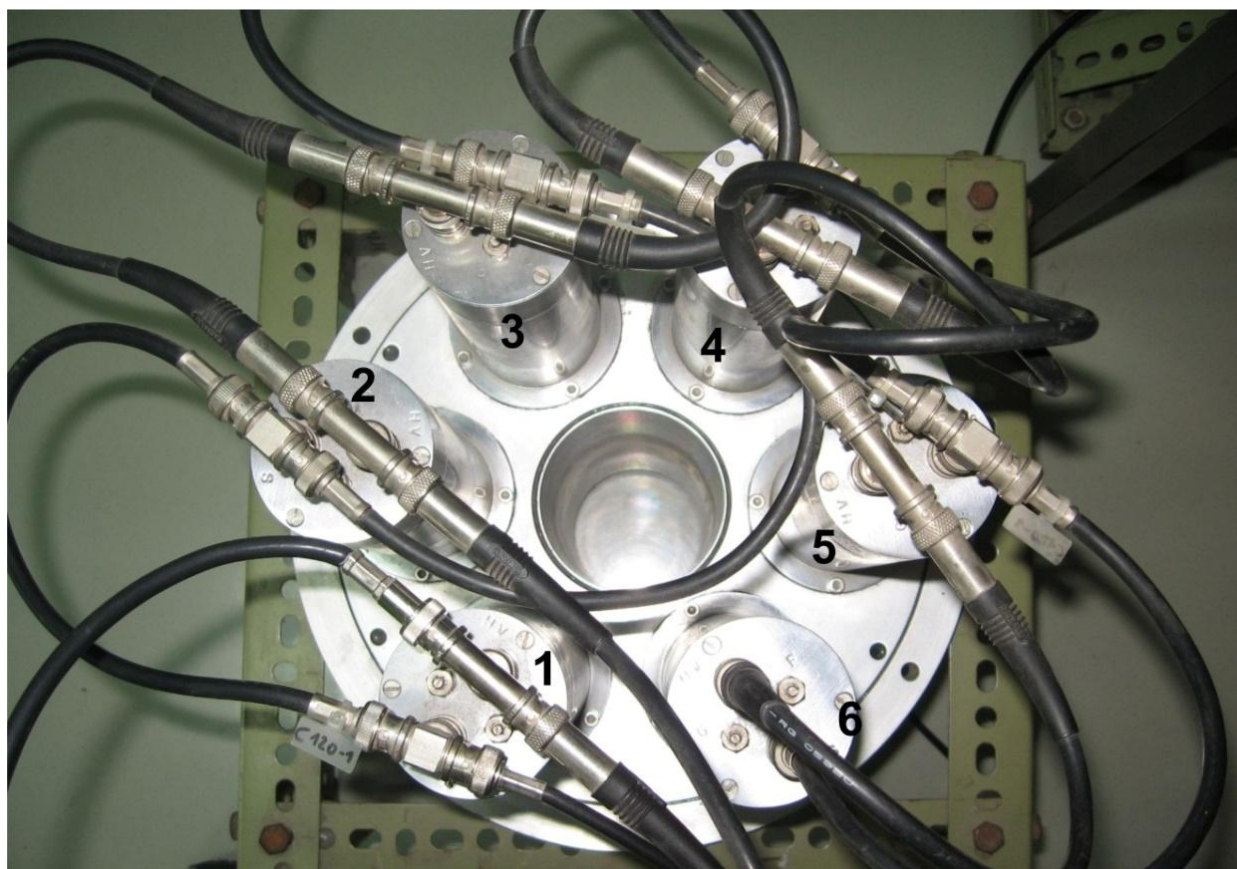
Početakom 1990-ih je ovaj veliki 9'' x 9'' NaI(Tl) detektor korišćen u eksperimentima u laboratoriji, kao aktivna i/ili pasivna zaštita HPGe detektora. Takav detektorski sistem je bio smešten u 25 cm gvozdeni zaštitu koja postoji u Laboratoriji za nuklearnu fiziku, Novi Sad od 1984.g. Posle završenih eksperimenata sredinom 1990-ih g., ovaj veliki detektor je izvađen iz zaštite i nije bio dalje korišćen ni u naučne ni u komercijalne svrhe.



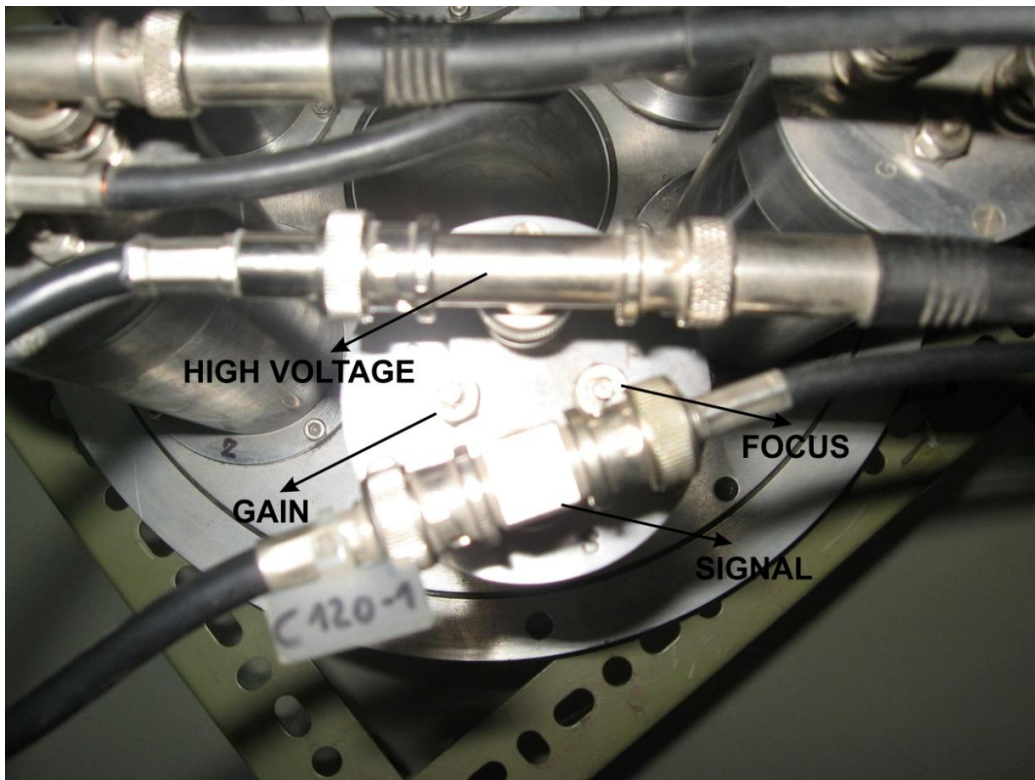
slika 79 - šematski prikaz 9`x 9` NaI(Tl) detektora oblika jame



slika 80 - 9`` x 9`` NaI(Tl) detektor okrenut fotomultiplikatorima gore



slika 81 - oznake fotomultiplikatora prilikom testiranja signala i visokog napona
(pod 1 je označen fotomultiplikator na koji se prvi dovodi visoki napon)



slika 82 - oznake pojedinih priključaka na svakom od fotomultiplikatora



slika 83 - oznaka proizvođača i modela detektora

JACQUES BERAHA

PRODUCTS FOR RESEARCH

Goethestr.3 D-8037 Olching b.Muenchen
Tel.:(49)-8142-14057 Telex: 5270709
Fax :(49)-8142-1090
Bank: POSTGIROAMT MUENCHEN
Konto: 2093 54-803 BLZ:70010080

Filipa Filipovica 49
YU-11000 Beograd
Telef.:(38)-11-458-148
Fax : (38)-11-458-148
Telex:72708

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PMF - INSTITUT ZA FIZIKU
Dr.Istvan Bikit

ul. Dr Ilije Djuricica 4
YU-21000 NOVI SAD

Olching,31.01.90

PONUĐA - PROFORMA INVOICE Q042-0190

Zahvaljujemo na Vasem upitu i u skladu sa dogovorom preko telefona imamo cast da Vam napravimo sledecu ponudu:

Pos	Qty	Item/Description	Total
1	1	NaI(Tl) scintillation Crystal. Type: 36M6BW36/2B-X Size: 9"dia x 9" thick. Mounted in a low background steel hermetically sealed housing with a well of 80.2 mm dia. Designed as a matched window line assembly. 6 each 2" dia PMT's, model EMI or equivalent selected on low background, with external mu-shieldings are mounted and provided with built in low background voltage dividers. All materials will be selected on low background. Designed aproximately as per reference drawing S 2401. FWHM for 662 keV = 12 % or better.....	
2	1	Anti Compton Analyzer Type NC-26R. Description as per enclosed literature.	
3	1	Installation on site in Yugoslavia.	
			Total Price USD 41.950,-
Approx Gross Weight: 50 kg			

USLOVI: Vaznost ponude 30 dana

Cena: FOB Holandski Aerodrom Cena transporta je cca 400 USD.

Isporuka:10 Nedelje nakon prispeca uplate odnosno obavestenja o otvorenom akreditivu.

Placanje:Unapred ili pomocu neopozivog potvrđenog akreditiva.
U slucaju placanja akreditivom sve bankarske troskove u vezi sa njim, kako u SFRJ tako i u inostranstvu placa kupac.

Garancija: 1 Godina. Servis u Novom Sadu i Beogradu.

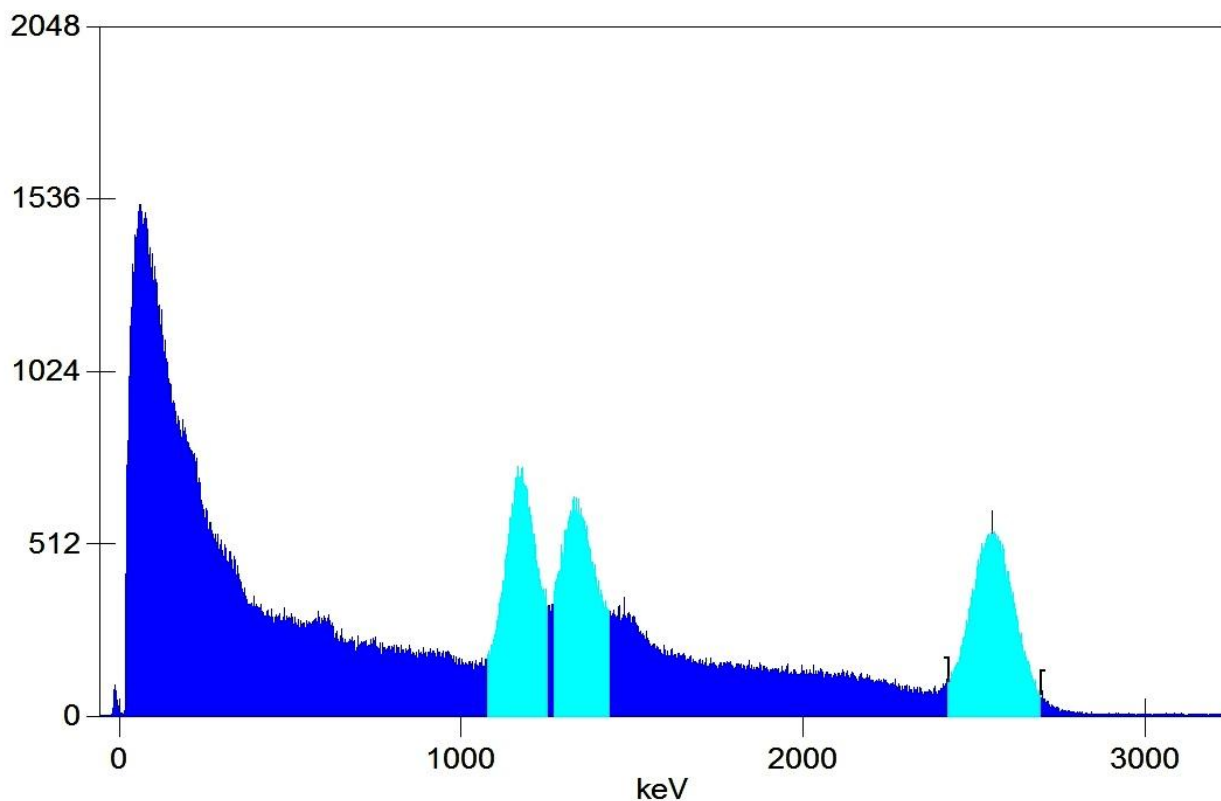
Bili bismo Veoma pocastvovani ako dobijemo Vasu porucbinu.
Sa postovanjem,

Jacques R. Beraha

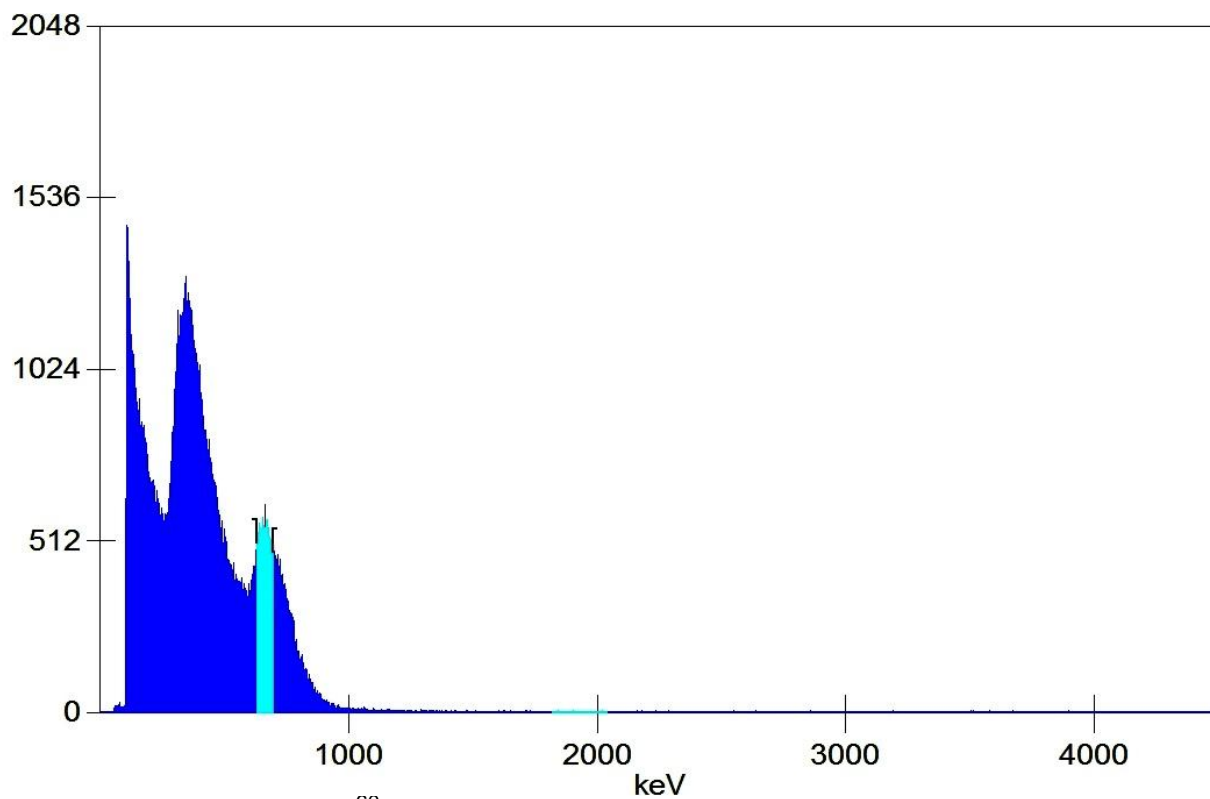
Jacques Beraha, Dipl.Ing.
Sales Engineer

slika 84 - ponuda za kupovinu 9`x 9` NaI(Tl) detektora

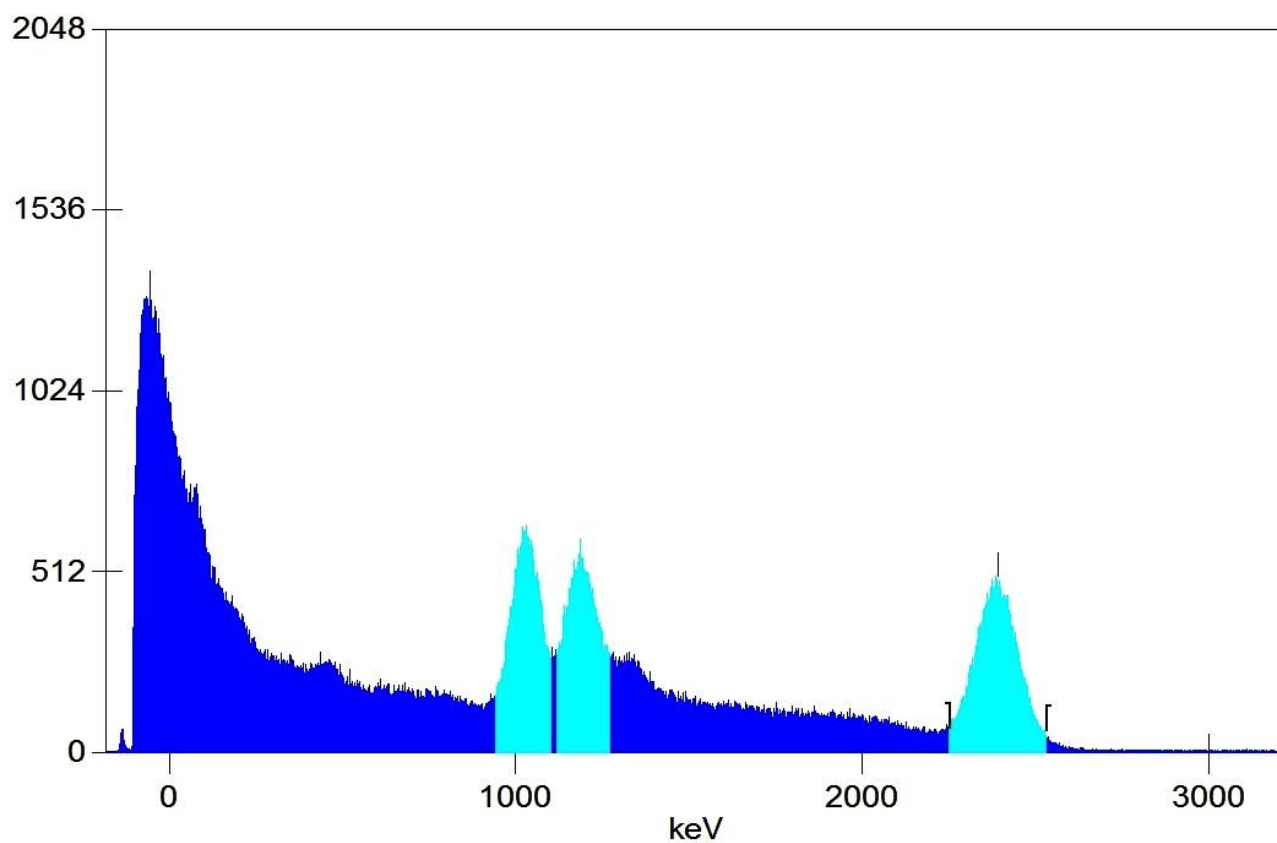
Pre uopšte samog početka projektovanja i izgradnje pasivne zaštite za ovaj detektor, bilo je potrebno proveriti ispravnost rada celog detektora i svakog od pojedinačnih visokih napona i fotomultiplikatora. To je urađeno pomoću tačkastog izvora Co^{60} . Svaki pojedinačni fotomultiplikator je bio zasebno priključen na visoki napon i sa njega se vodio signal u Canberra Multiport II Multichannel Analyzer i dalje u kompjuter sa softverom Genie 2000 [22,10]. Pomoću gain i fokus dugmeta na svakom od fotomultiplikatora (slika 82), podešeno je da se položaj signala u spektru nalazi na istom kanalu spektra. Posle toga su svih 6 fotomultiplikatora spojeni na zajednički visoki napon iz Canberra Model 3002D high voltage power supply [23a]. Takođe je u jamu od detektora, ubačen standardni 3''x 3'' NaI(Tl) detektor, koji ima poseban visoki napon Canberra Model 3005 high voltage power supply [23b]. Signali iz "velikog" i "malog" detektora se sakupljaju u pojačavaču Canberra model 2022 [21] i kao jedan zajednički signal se vode u multiport i dalje u kompjuter sa softverom Genie 2000. Visoki napon na 9''x 9'' NaI(Tl) detektoru je podešen na 1000 V a na 3''x 3'' NaI(Tl) detektoru na 680 V. Veoma važno je dobro i precizno podesiti visoke napone na oba detektora, pošto već i najmanje odstupanje od 1 V može dovesti do širenja i razmazivanja linija u spektru. Testiranje celog sistema i visokih napona je urađeno i sa tačkastim izvorom Co^{60} i sa zapreminskim izvorom Cs^{137} . Na slici 85 je dat spektar Co^{60} sa svim uključenim fotomultiplikatorima bez prethodnog finog podešavanja gain-a i fokusa. Na slici 86 je dat prikaz spektra Co^{60} prilikom uključenog samo jednog fotomultiplikatora, dok je na slici 87 dat spektar Co^{60} sa svim uključenim fotomultiplikatorima i sa svim podešavanjima. Razlike u osobinama linija u spektru pre i posle podešavanja su date u Tabeli 7.



slika 85 - integralni spektar (sa svim fotomultiplikatorima) Co^{60}
-pre podešavanja fotomultiplikatora-



slika 86 - Co^{60} sa samo jednim uključenim fotomultiplikatorom



slika 87 - Co^{60} posle podešavanja svih fotomultiplikatora

TABELA 7 - upoređenja širina linija Co⁶⁰ pre i posle podešavanja fotomultiplikatora

gama linija (keV)	FWHM pre podešavanja (keV)	FWHM posle podešavanja (keV)
1173	72,2 (6,15 %)	67,5 (5,8 %)
1332	64,6 (4,85 %)	56,1 (4,2 %)
2505	123,5 (4,93 %)	105,3 (4,2 %)
gama linija (keV)	FWTM pre podešavanja (keV)	FWTM posle podešavanja (keV)
1173	133,6 (11,4 %)	119,6 (10,2 %)
1332	122 (9,2 %)	110,4 (8,3 %)
2505	215,6 (8,6 %)	198,3 (7,9 %)

***napomena:**

prikazani spektri na slikama 85, 86 i 87 i rezultati u tabeli 7 se odnose na 9``x 9`` NaI(Tl) detektor (Annulus) bez zaštite i bez prikličenog 3``x 3`` NaI(Tl) detektora (Plug).

9.3. PROJEKTOVANE MOGUĆNOSTI ZAŠTITE 9``x 9`` NaI(Tl) DETEKTORA

Najekonomičnija zaštita detektora, u pogledu potrošnje materijala za sam štit, jeste sferičnog oblika. Međutim sa ovakvim oblikom zaštite je komplikovano raditi i kompleksno je za izradu. Puno jednostavnije za izradu jeste zaštita kubnog ili cilindričnog oblika. Zaštitu kubnog oblika je teorijski lako napraviti, praktično pomoću bušilice i testere. Potrebno je iseći metalne ploče na željenu veličinu i izbušiti rupe za šrafove, ventilaciju i za sprovođenje kablova. Takođe potrebno je napraviti otvor za pristupanje detektoru tj. za mogućnost promene uzoraka. Izuzetno je nezgodno otvarati celu jednu stranu zaštite, pošto se često radi o velikim masama i od više od hiljadu kilograma (ili čak i nekoliko hiljada kilograma). Zbog tih razloga je i potrebno napraviti otvor za promenu uzoraka dovoljno velikim za jednostavan pristup detektoru a opet i dovoljno mali da bi otvor bio jednostavan za otvaranje.

9.3.1. 25 cm GVOZDENA ZAŠTITA KUBNOG TIPA

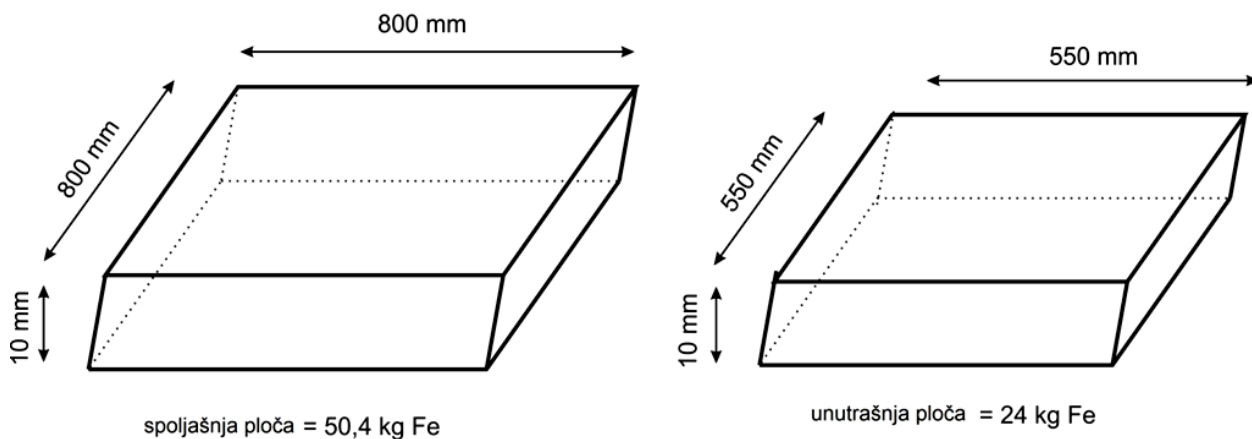
U Laboratoriji za Nuklearnu fiziku, Novi Sad, postoji gvozdена zaštita za detektor, debljine zidova 25 cm. Težina cele zaštite je oko 20 t, aktivna zapremina 1 m³ a spoljašnji zidovi su 1,5 m x 1,5 m. Unutar zaštite se nalazi HPGe detektor relativne efikasnosti 22,4%. 9``x 9`` NaI(Tl) detektor se u vreme korišćenja (1990-ih godina) takođe nalazio unutar ove gvozdene zaštite i većinom je u eksperimentima služio kao aktivna zaštita za HPGe detektor. Da bi se omogućilo korišćenje NaI(Tl) detektora u svakodnevnom radu, smeštanje ovog sistema u gvozdenu komoru zajedno sa germanijumskim detektorom ne dolazi u obzir. Problema ima više. Osim što bi bila komplikovana promena uzoraka, takođe bi došlo do promene fona HPGe detektora (zbog prisustva K⁴⁰) u samom materijalu NaI(Tl) detektora i takođe bi pojedini uzorci stavljeni na oba detektora unutar jedne zaštite doveli do pojave lažnih linija u spektru svakog od detektora.

U slučaju izgradnje gvozdene zaštite kubnog tipa, potrebno je sastaviti 25 cm debele gvozdene zidove oko detektora, počevši od unutrašnje ploče dimenzija 550x550x10 mm i uvećavajući svaku ploču za po 10 mm u dužinu i visinu, dok se ne dođe do spoljašnje ploče dimenzija 800x800x10 mm (slika 88). Ukupna masa ovakve zaštite bi

bila oko 5500 kg. Osim velikih dimenzija ovakve zaštite i relativno komplikovanog spajanja pojedinih delova, potrebno je napraviti otvor za pristup detektoru i uzorcima, jer je nezgodno otvarati ceo zid zaštite (cca 900 kg) samo zbog promene uzorka. Zbog velike mase celokupne zaštite bilo bi potrebno ispod same zaštite i ojačati podove i okolne zidove i time rasporediti težinu na veću površinu.

Od izgradnje ovakvog tipa zaštite se odustalo osim nekih navedenih razloga i zbog nedostatka prostora u samoj laboratoriji.

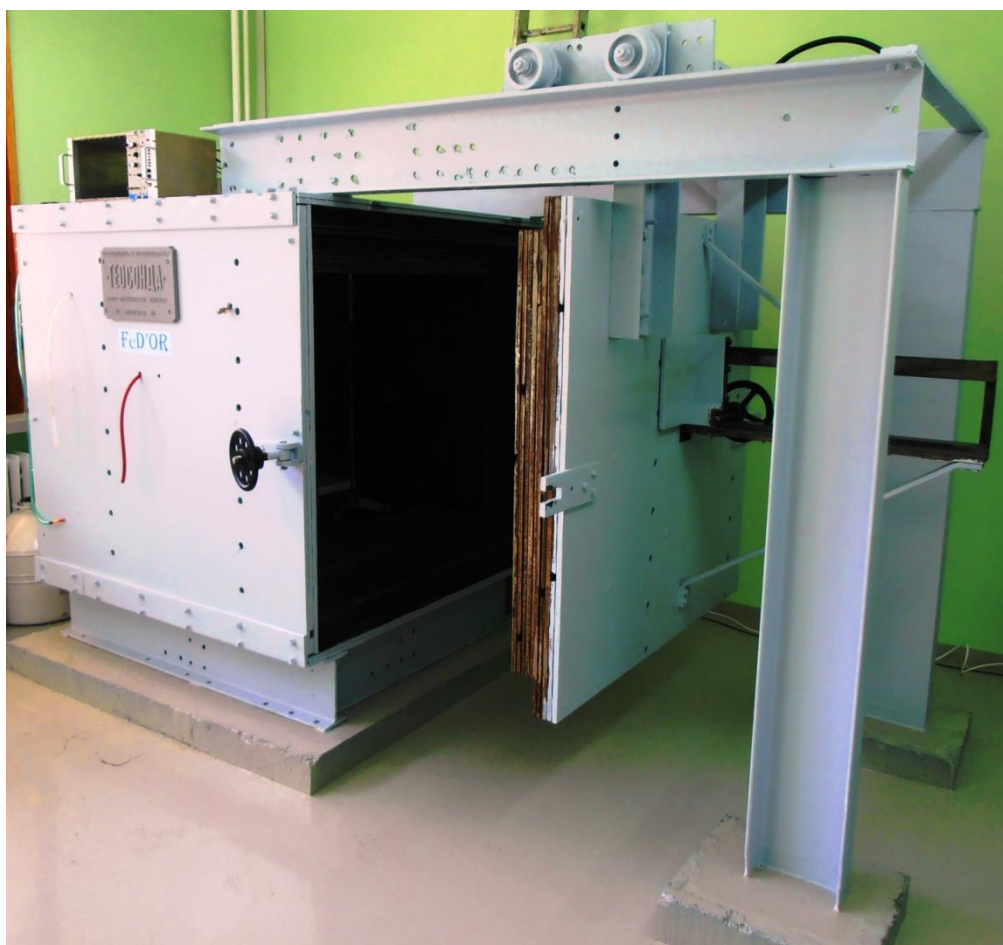
Fe 250 mm - oblika kocke



jedna strana = cca 900 kg

ukupna težina zaštite = cca 5500 kg

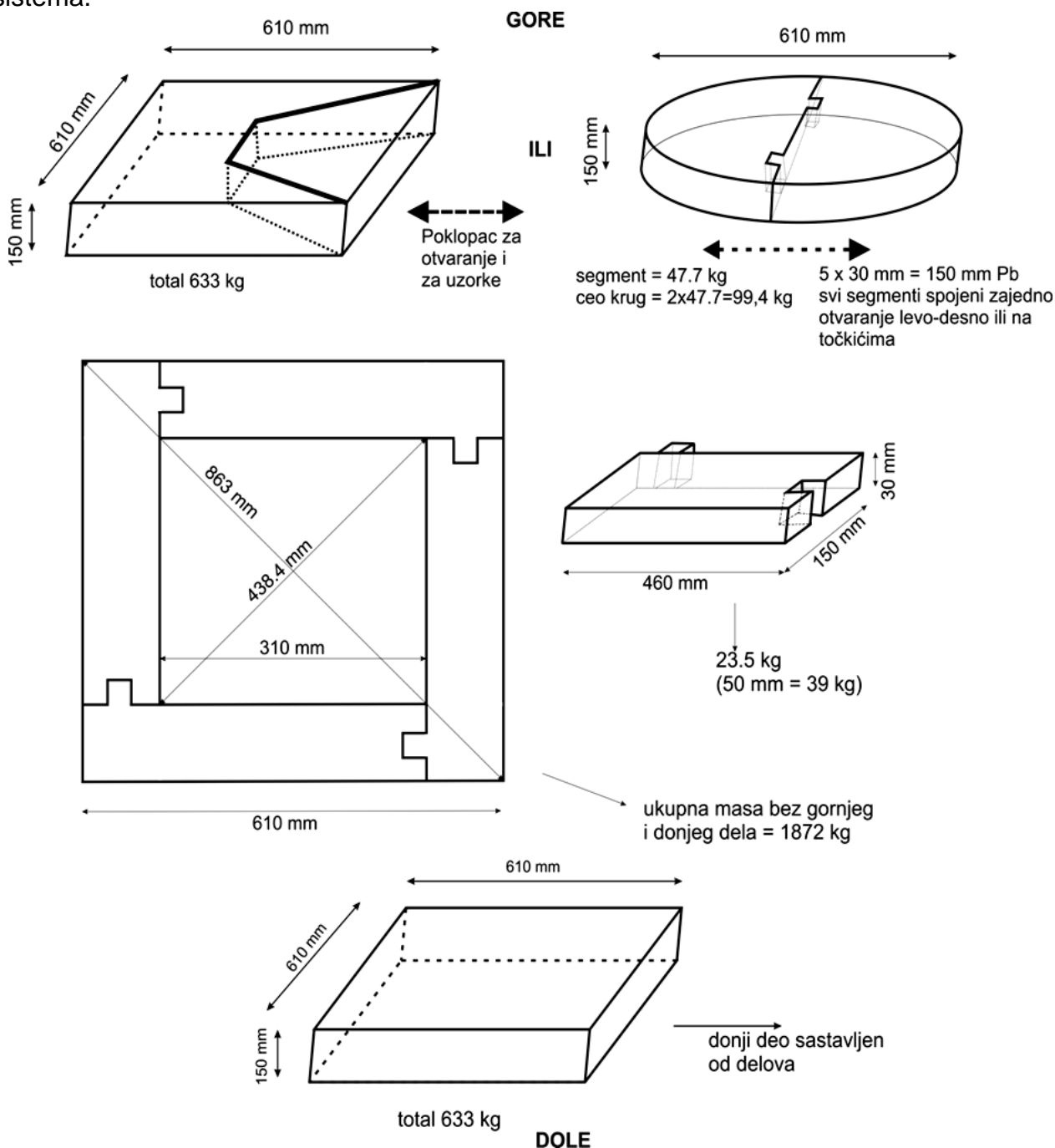
slika 88 - skice unutrašnje i spoljašnje ploče za gvozdenu zaštitu



slika 89 - postojeća gvozdena zaštita

9.3.2. 15 cm OLOVNA ZAŠTITA OD OLOVNIH CIGLI - KUBNOG TIP

Veoma jednostavan a često i praktičan metod za pasivnu zaštitu detektora jeste konstrukcija zaštite od olovnih cigli [87]. U obzir su bile uzete mogućnosti izgradnje zaštite detektora od olovnih cigli debljine 30 ili 50 mm. No pošto je ideja bila da se 9'' x 9'' NaI(Tl) detektor postavi u vertikalni položaj, sa ovakvim tipom konstrukcije bi se morao praviti poseban sto sa velikim otvorom koji bi služio kao držač celog detektorskog sistema. Jedna od mana takve postavke jeste što se unutar same zaštite više ne nalazi samo detektor sa ispitivanim uzorkom, nego je tu još i dodatni stalak koji bi morao biti napravljen od čvrstog materijala (čelik, gvožđe...) a koji bi svojim prirodnim sastavom mogao uticati na fon celog sistema.



slika 90 - jednostavan šematski prikaz zaštite detektora pomoću olovnih cigli

Takođe i jedna od mana ovakvog sistema je veća potrošnja sirovine i specifičan oblik olovnih cigli ako se hoće izbeći da postoje pukotine/otvori između susednih cigli. To je moguće uraditi i korišćenjem većeg broja manjih olovnih cigli kako ne bi došlo do preklapanja otvora između cigli. Ovakav metod ima manu u tome što zbog puno delova nije jednostavan za prenošenje i posle sleganja materijala, ponovo sastavljanje cele zaštite bi se moralo uraditi tako što bi se svaka olovna cigla morala vratiti na isto mesto.

Jednostavan šematski prikaz konstrukcije zaštite detektora od olovnih cigli je prikazan na slici 90. Ukupna masa celokupne zaštite napravljene na ovakav način bi bila okolo 3100 kg.

9.4. ZAŠTITE DETEKTORA CILINDRIČNOG OBLIKA

Zaštita detektora se najčešće pravi cilindričnog oblika. Retko kada su u pitanju izrade zaštita domaće proizvodnje. Obično se za određeni tip detektora naručuje gotova, izlivena zaštita za detektor direktno od proizvođača kao što je npr. Kolga Shield [36]. Tako kupljena zaštita detektora je sertifikovana da je napravljena od niskofonskog, starog olova koje je 100% zatvoreno u gvozdeni nosač sa slojevima kalaja i bakra odgovarajućih debljina. Dostupne su različite opcije i oblici same zaštite i različitih nosača detektora a takođe i različiti načini otvaranja same zaštite detektora.

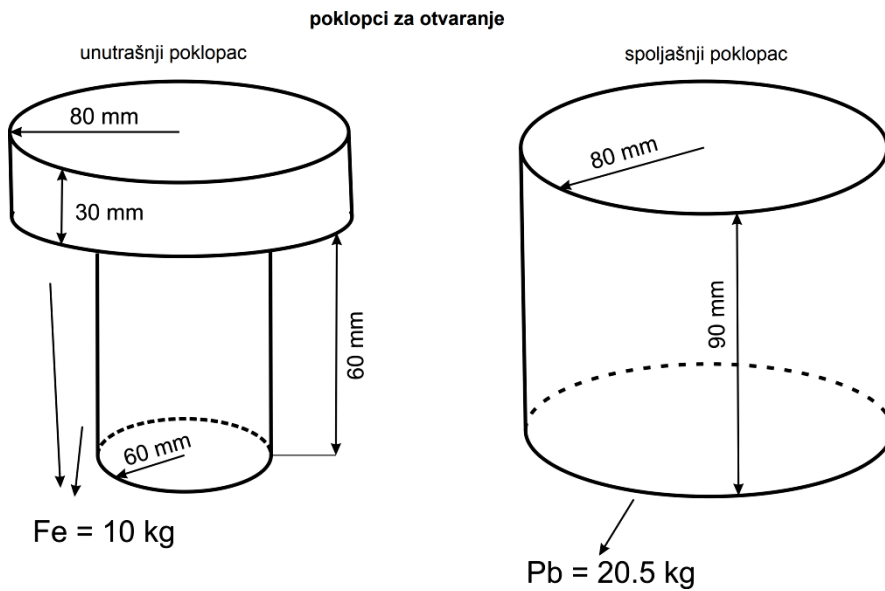
Zaposleni u Kolga Shield-u su veoma profesionalni i izlaze u susret svim zahtevima naručioca. Autor ove disertacije između ostalih dužuje zahvalnost i zaposlenima u ovoj kompaniji i to posebno Michael Catalano Sr.-u i Lee Nemeth-u na strpljenju i sugestijama.

9.4.1. KOMBINOVANA Fe+Pb ZAŠTITA

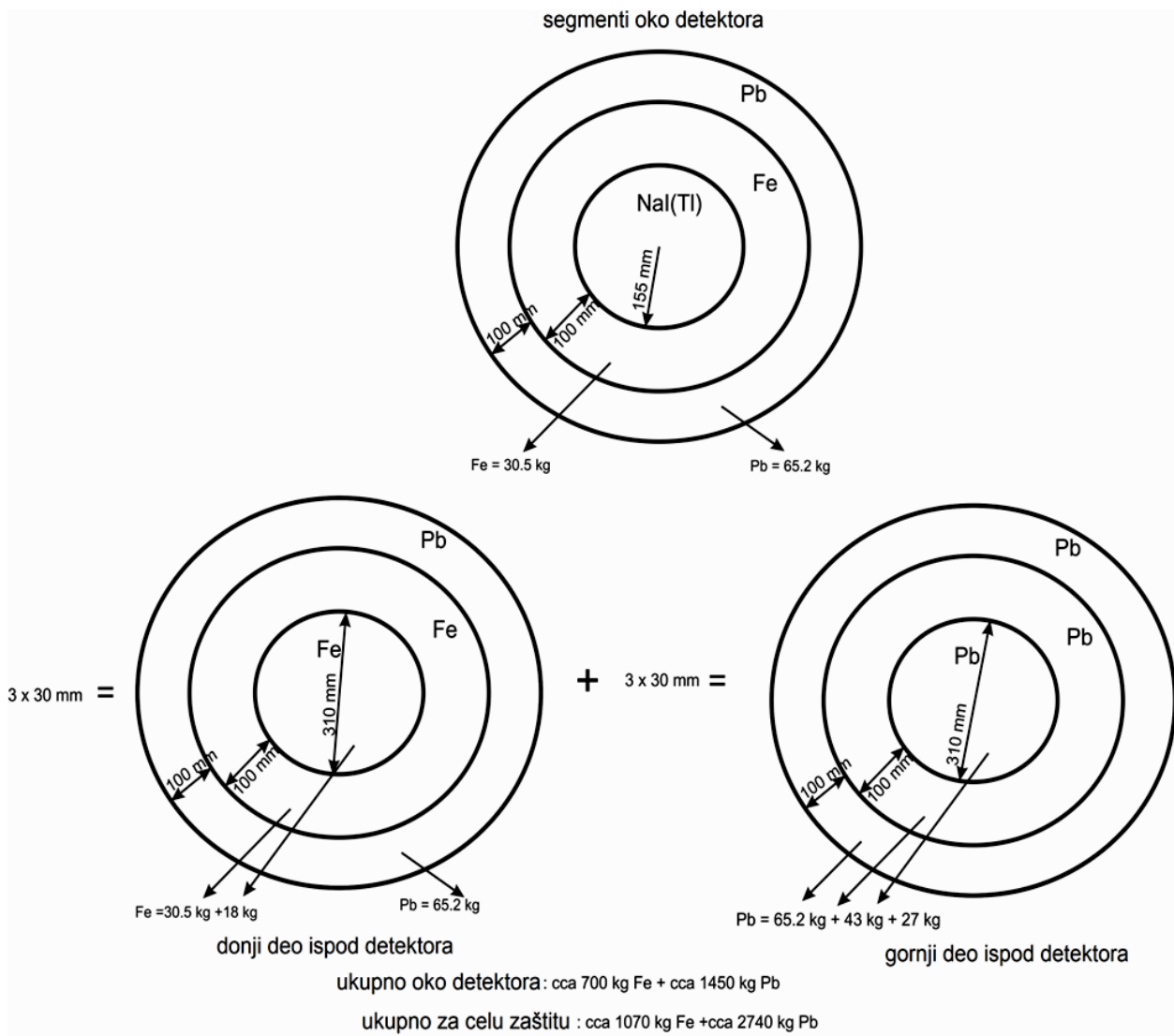
Izuzetno zanimljiva ideja jeste konstruisanje zaštite detektora koristeći oba materijala koji se najčešće koriste - i olovo i gvožđe u jednoj zaštiti. Ova ideja je pažljivo razmatrana, ali se na kraju od nje odustalo iz više razloga. Prvo, ovakva zaštita bi bila suviše velika i ne bi se uklopila u raspored slobodnog prostora u laboratoriji. Drugo, zbog specifičnosti ovakve konstrukcije i zahteva da unutrašnji sloj bude od materijala sa manjim Z, gvožđe bi moralo biti korišćeno kao unutrašnji a olovo kao spoljašnji sloj. Time bi potrošnja materijala značajno se uvećala i količina materijala i sama cena izrade bi bili veći nego prilikom izrade zaštite detektora samo od olova. Ukupno bi bilo potrošeno oko 2740 kg olova i oko 1070 kg gvožđa što je čak za 120 kg olova više nego što je na kraju potrošeno za izradu zaštite samo od olova, gde takođe gvožđe uopšte i nije upotrebljeno.

Prednosti ovakvog sistema su što nije potrebno koristiti dodatne unutrašnje slojeve od kalaja i/ili kadmijuma i bakra, pošto X-zraci od Fe imaju energije ispod 7,1 keV [27] što je dovoljno nisko da bi bilo odsečeno diskriminatorom a takođe i energije ovih X-zraka se ne preklapaju sa gama zracima.

Šematski prikaz delova za zaštitu je prikazan na slikama 91, 92 i 93 (*napomena: slikama 92 i 93 su promenjena mesta zbog rasporeda na stranama. Logičan sled prikaza bi bio da se šema sa slike 92 nalazi posle šeme delova sa slike 93*).



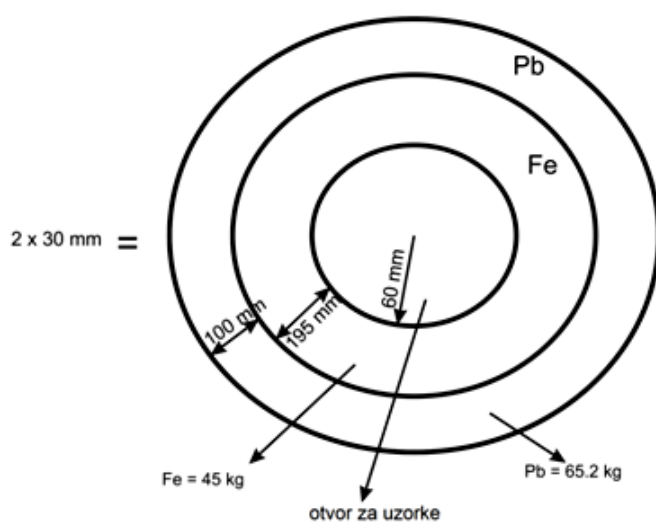
slika 91 - poklopci za promenu uzoraka i otvaranje



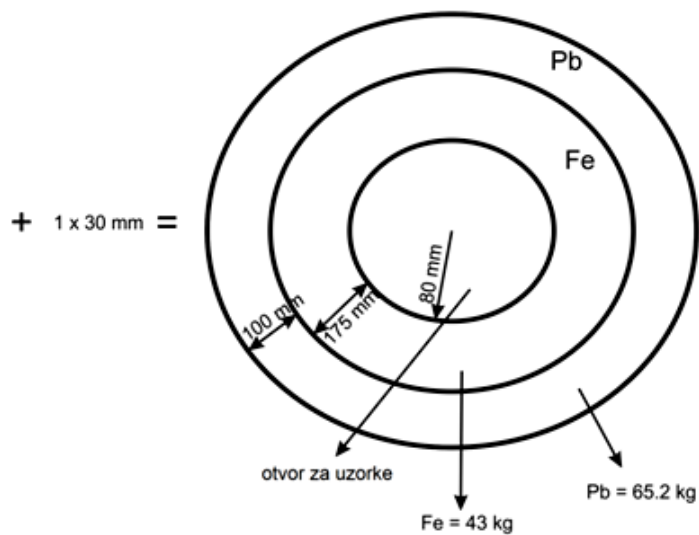
slika 92 - segmenti Fe+Pb zaštite oko i ispod detektora

Fe+Pb segmenti iznad detektora

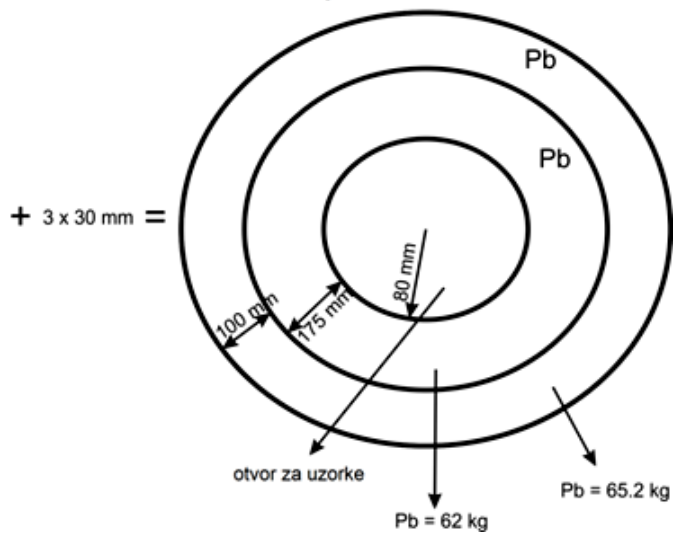
gornji deo iznad detektora



srednji deo iznad detektora



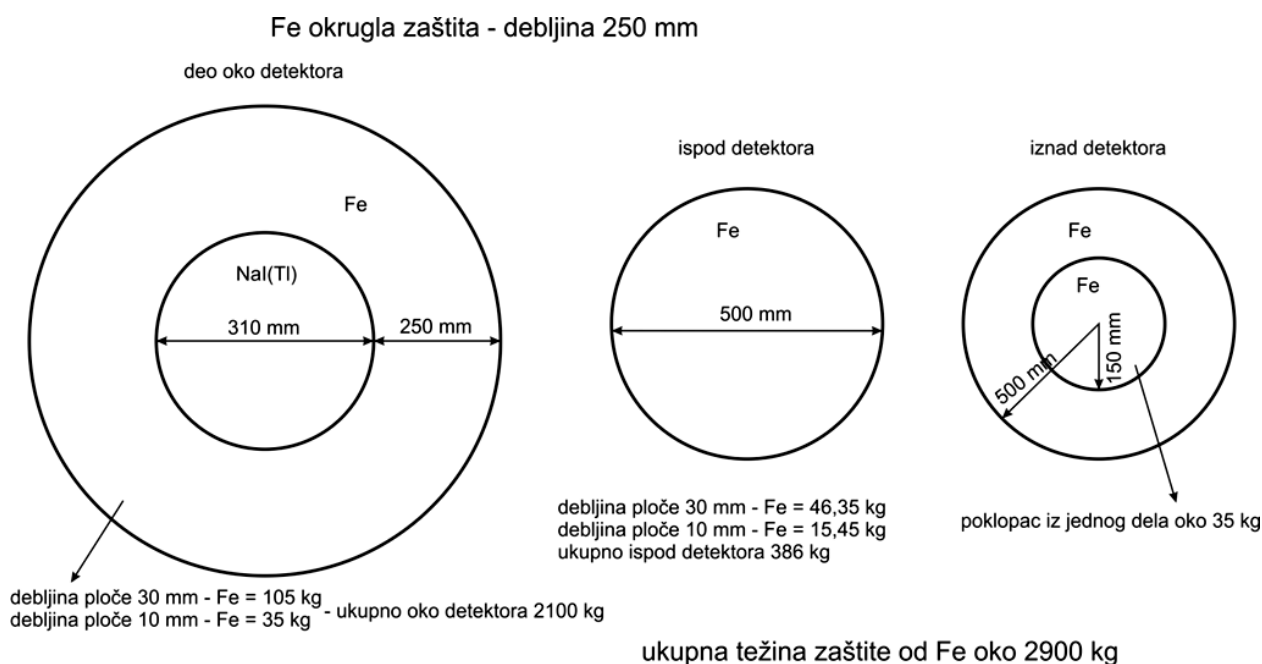
donji deo iznad detektora



slika 93 - segmenti Fe+Pb zaštite iznad detektora

9.4.2. CILINDRIČNA 25 cm Fe ZAŠTITA

Neke prednosti i mane gvozdених заштита су већ наведене у 9.2.1. и у 9.3.1.. Важна предност код гвожђа jeste и његова релативно лака доступност и ниска цена у односу на олово. Посебно ако се не би водило рачуна о старости гвожђа (ако се не би користило искључиво гвожђе изливено пре II.свetskог рата) што изузетно утиче и на саму цену и на доступност овог материјала. Узимајући у обзир цене обичног гвожђа, овакав тип заштите би захтевао најмања материјална улагања. Било би потребно само гвоzdене плоче исећи на жељену величину (нпр. плазма секачем) што је релативно једноставно и не захтева претходно прављење модела и калупа и такође не захтева топљење, изливање и даљу обраду употребивих делова. Укупна маса целе заштите би била око 2900-3000 kg.



slika 94 - једноставна шема делова за гвоzdenu заштиту детектора цилиндричног облика

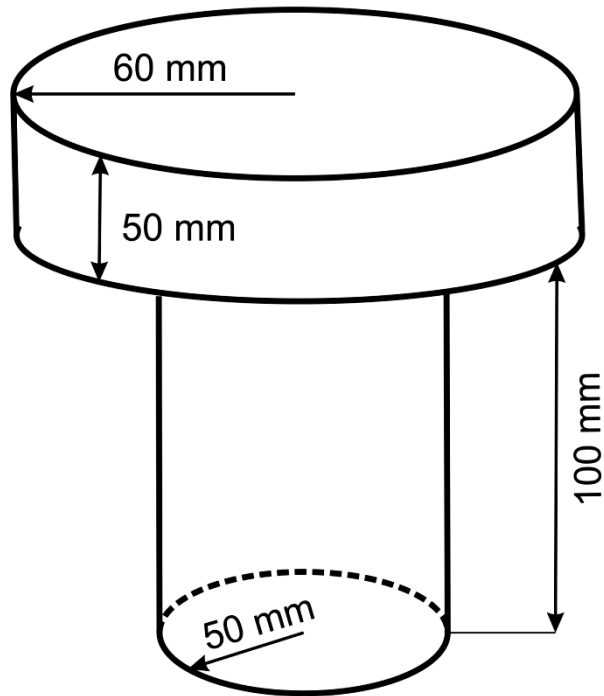
9.4.3. CILINDRIČNA 15 cm Pb ZAŠTITA - 30 mm/50 mm DEBLJINA SEGMENTATA

U ovom delu će biti na једноставan način predstavljena mogućnost izgradnje olovne заштите детектора од делова специфичног облика који у неку руку и јесу као велике оловне cigle које се уклапају једна у другу. Теоријски на папиру оваква заштита не изгледа компликовано, али је у пракси изузетно непрктична због великог броја делова који се требају уклапати један у други. То није могуће урадити само изливањем сваког дела, него захтева фину обраду сваког појединачног комада, што би на крају јако утицало на цену израде целокупне заштите. Због тога се одустало од овог метода и одлучено је да се заштита детектора направи од оловних прстенова, што ће бити описано детаљно у следећем поглављу.

Na slikama 95,96,97,98,99,100,101 i 102 su dati primeri mogućnosti rešavanja заштите детектора на начин специфичних облика оловних cigli (slike 95,96,97 i 98 за делове деblјине 50 mm а slike 99,100,101 i 102 за делове деblјине 30 mm).

Укупна маса целе заштите би била у оба случаја око 2600-2700 kg.

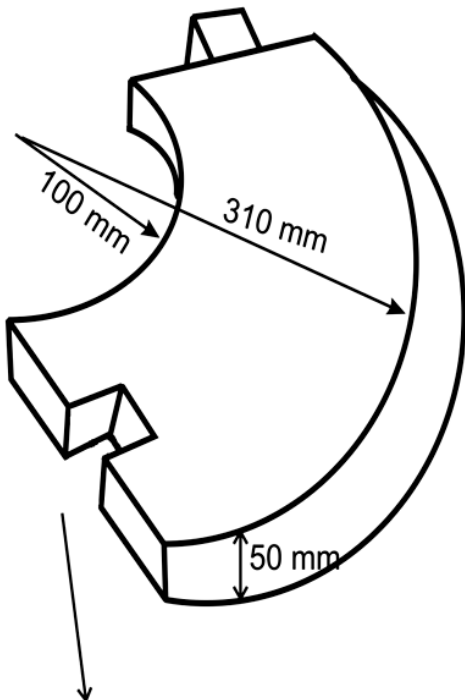
POKLOPAC ZA STAVLJANJE UZORKA



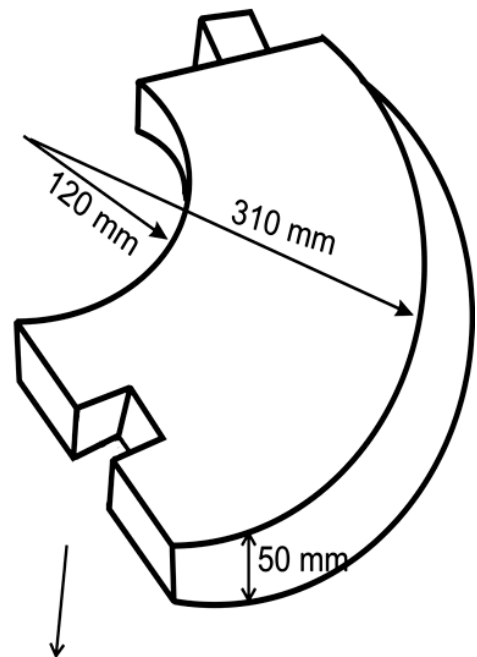
ukupna težina poklopca = 15,3 kg

slika 95 - poklopac za uzorke (slojevi po 50 mm)

GORNJI DEO IZNAD DETEKTORA



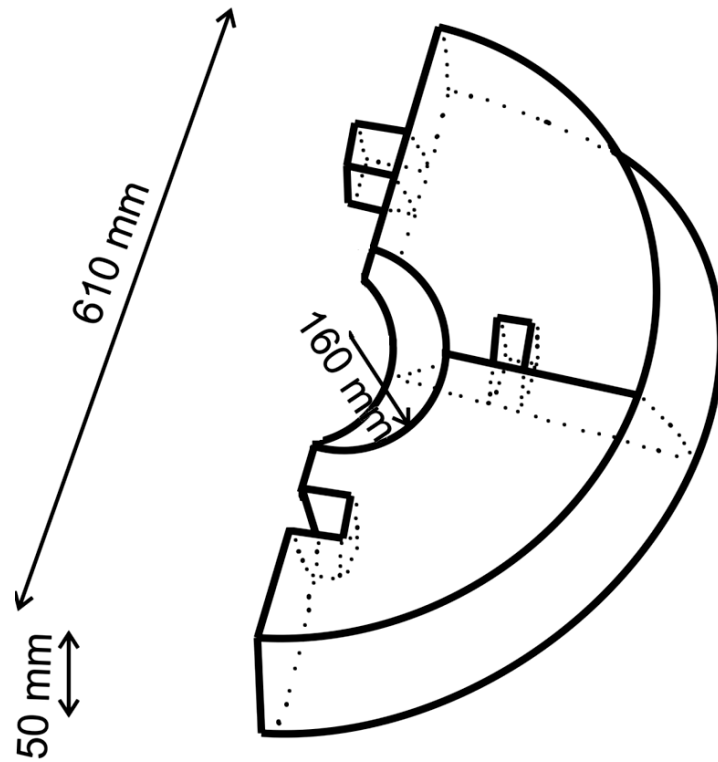
38,5 kg po komadu
(ceo prsten sadrži 4 komada)



36,5 kg po komadu
(ceo prsten sadrži 4 komada)

slika 96 - delovi iznad detektora sa otvorom za poklopac (slojevi 50 mm)

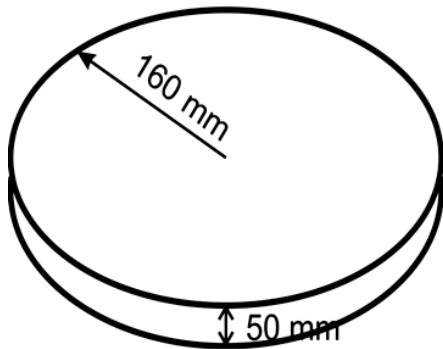
DEO OKO DETEKTORA



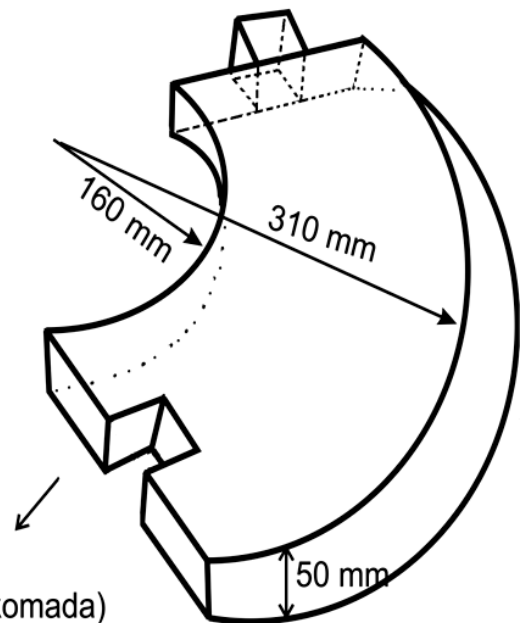
ceo krug od Pb = 125,6 kg
četrvtina kruga = 31,4 kg

slika 97 - deo oko NaI(Tl) detektora (slojevi 50 mm)

DONJI DEO ISPOD DETEKTORA



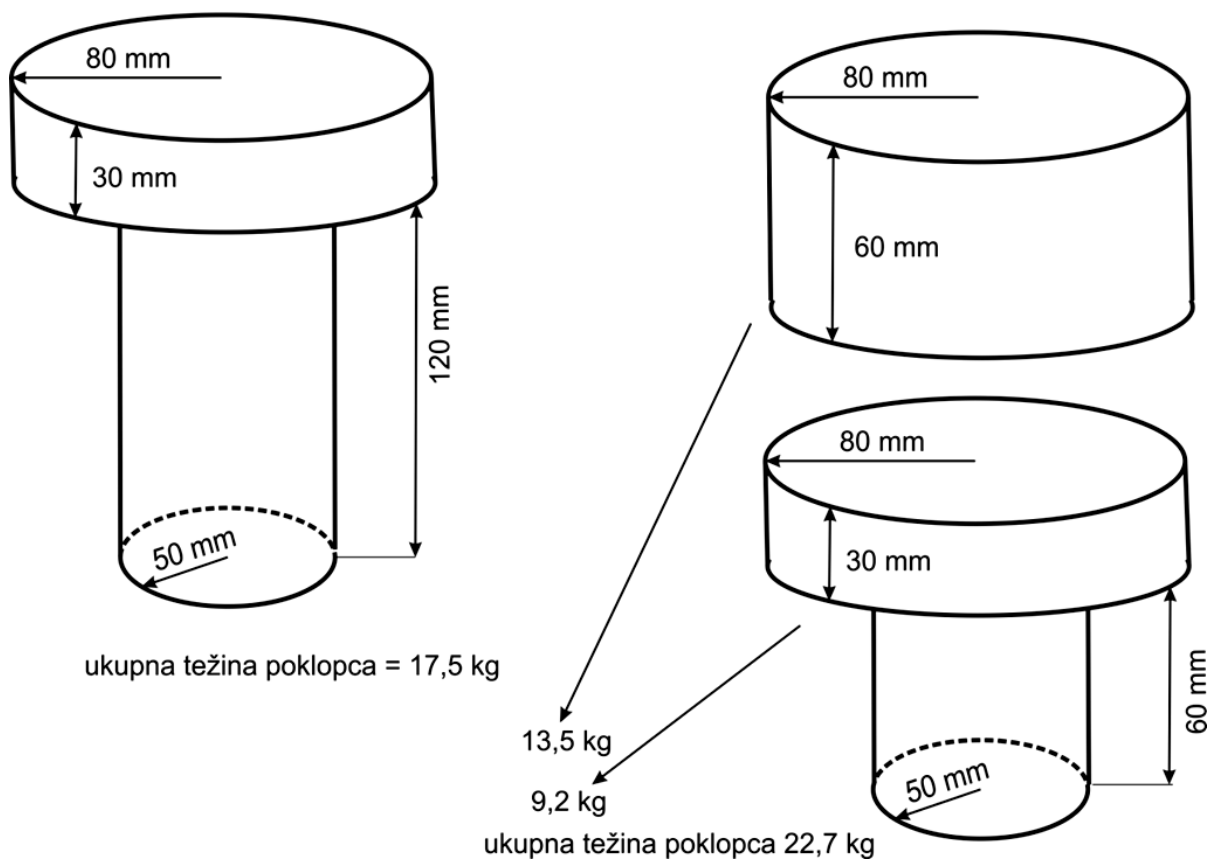
45,6 kg



32 kg po komadu
(ceo prsten sadži 4 komada)

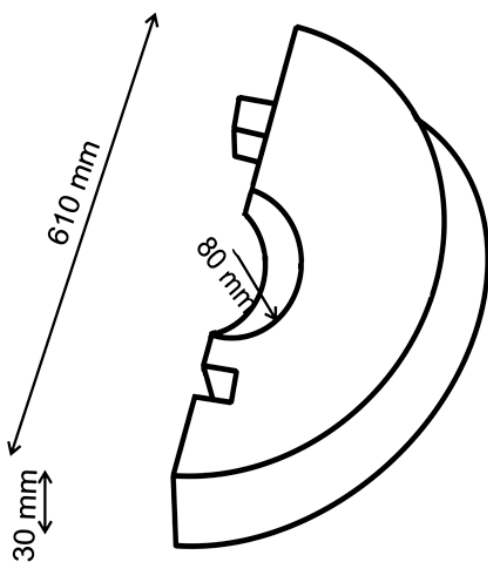
slika 98 - deo ispod detektora (slojevi 50 mm)

POKLOPAC ZA STAVLJANJE UZORKA



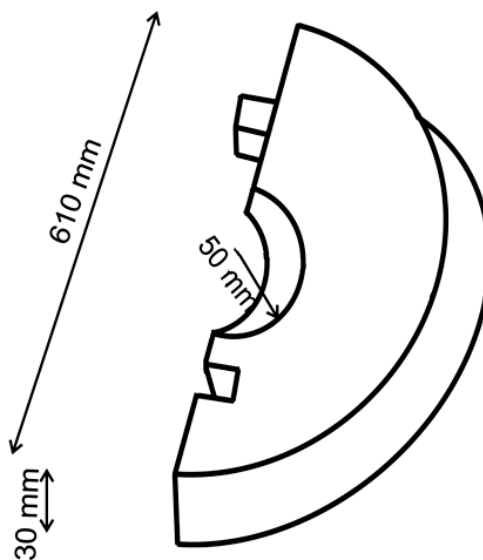
slika 99 - dve mogućnosti izrade poklopca za promenu uzoraka (slojevi 30 mm)

GORNJI DEO IZNAD
DETEKTORA - VEĆI OTVOR



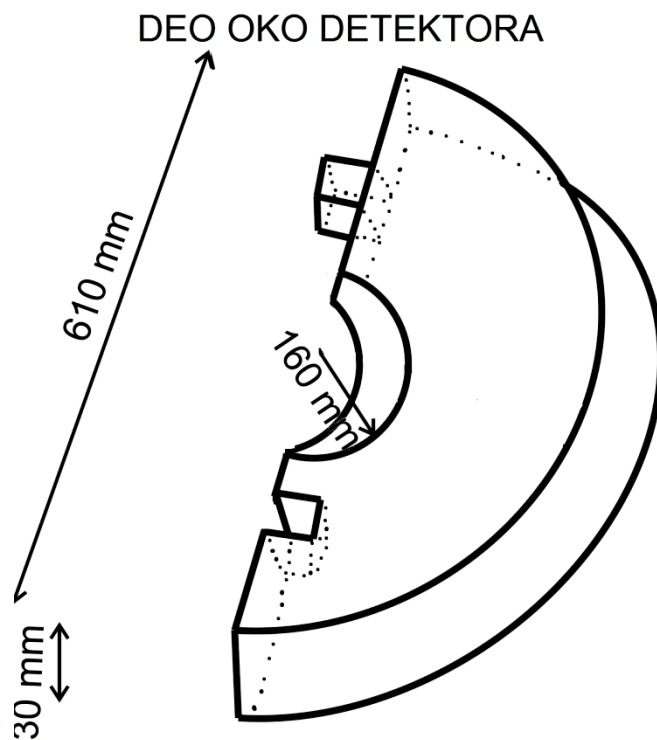
ceo krug od Pb = 96 kg
polovina kruga = 48 kg

GORNJI DEO IZNAD
DETEKTORA - MANJI OTVOR



ceo krug od Pb = 100 kg
polovina kruga = 50 kg

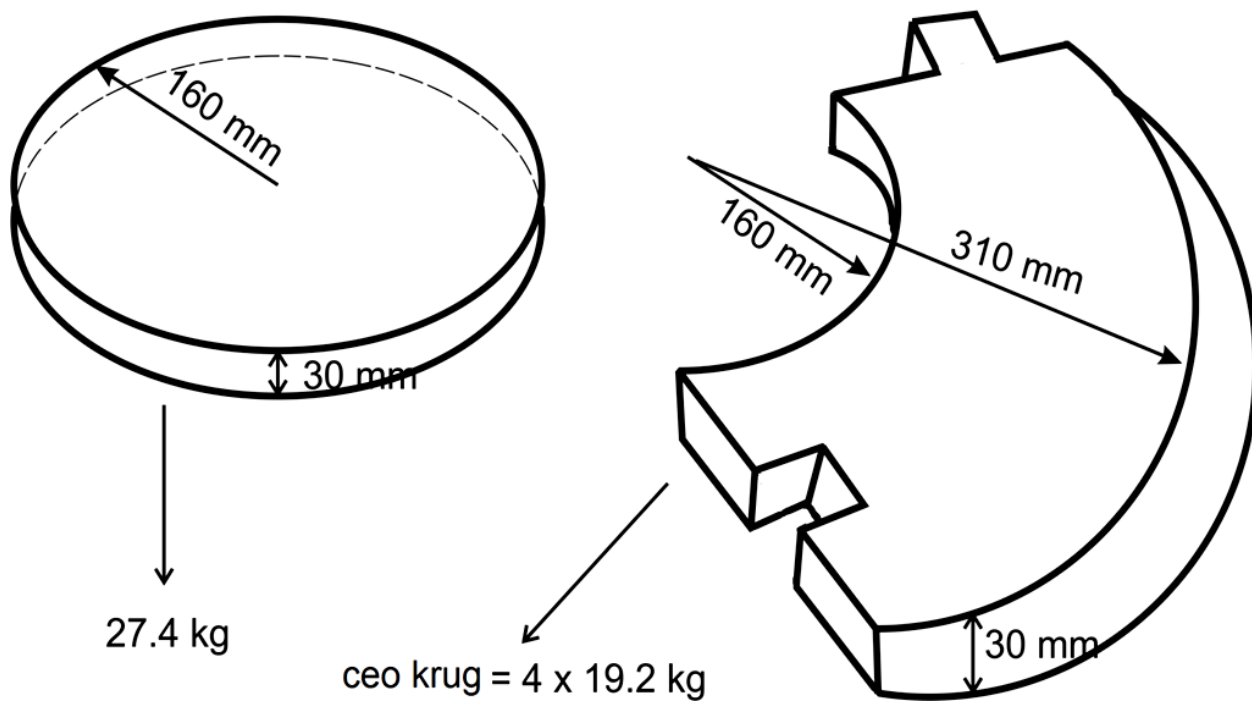
slika 100 - delovi iznad detektora sa otvorima za poklopac (slojevi 30 mm)



ceo krug od Pb = 72 kg
 polovina kruga = 36 kg

slika 101 - deo oko detektora NaI(Tl) (slojevi 30 mm)

ISPOD DETEKTORA

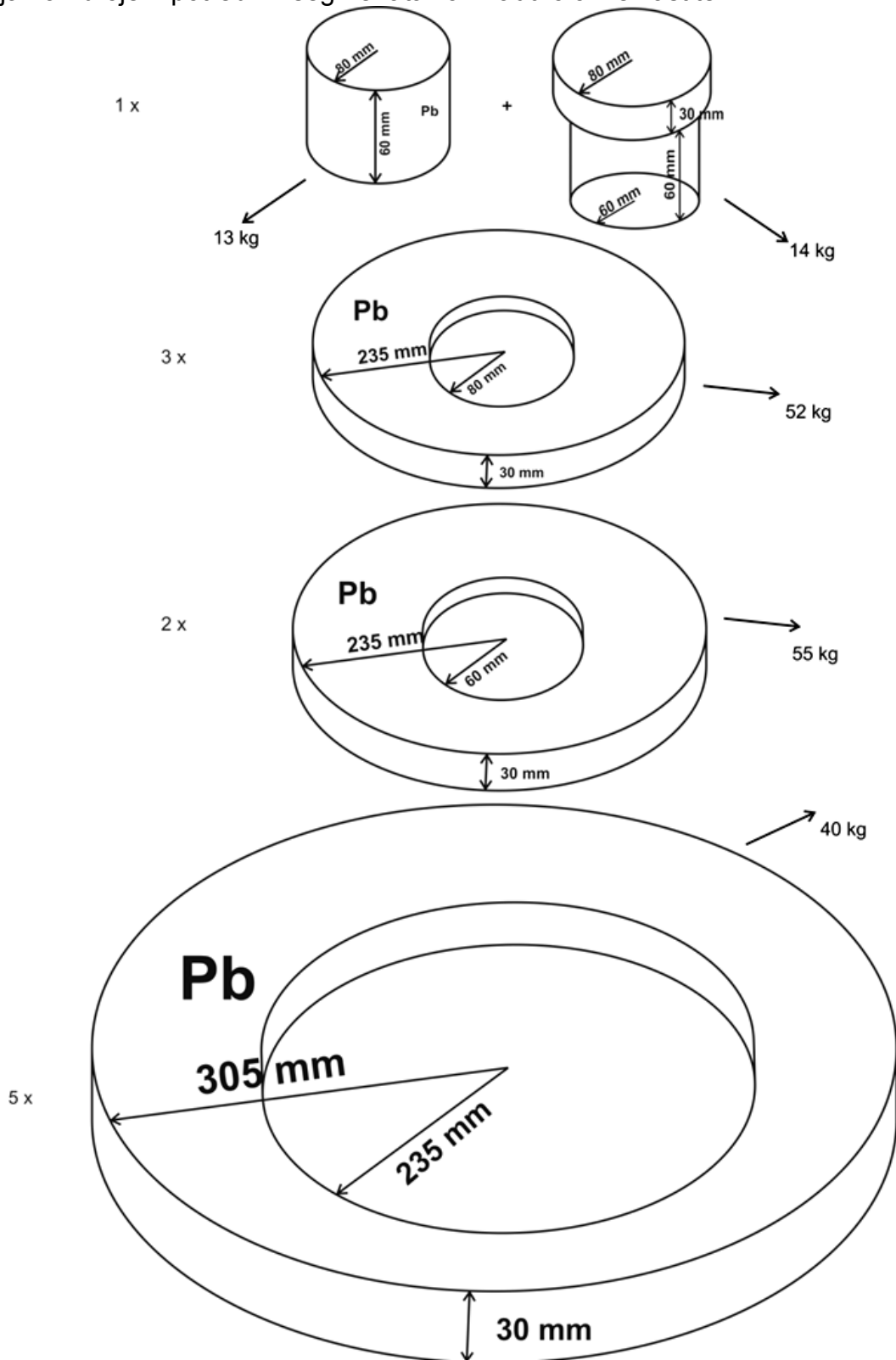


slika 102 - deo ispod detektora (slojevi 30 mm)

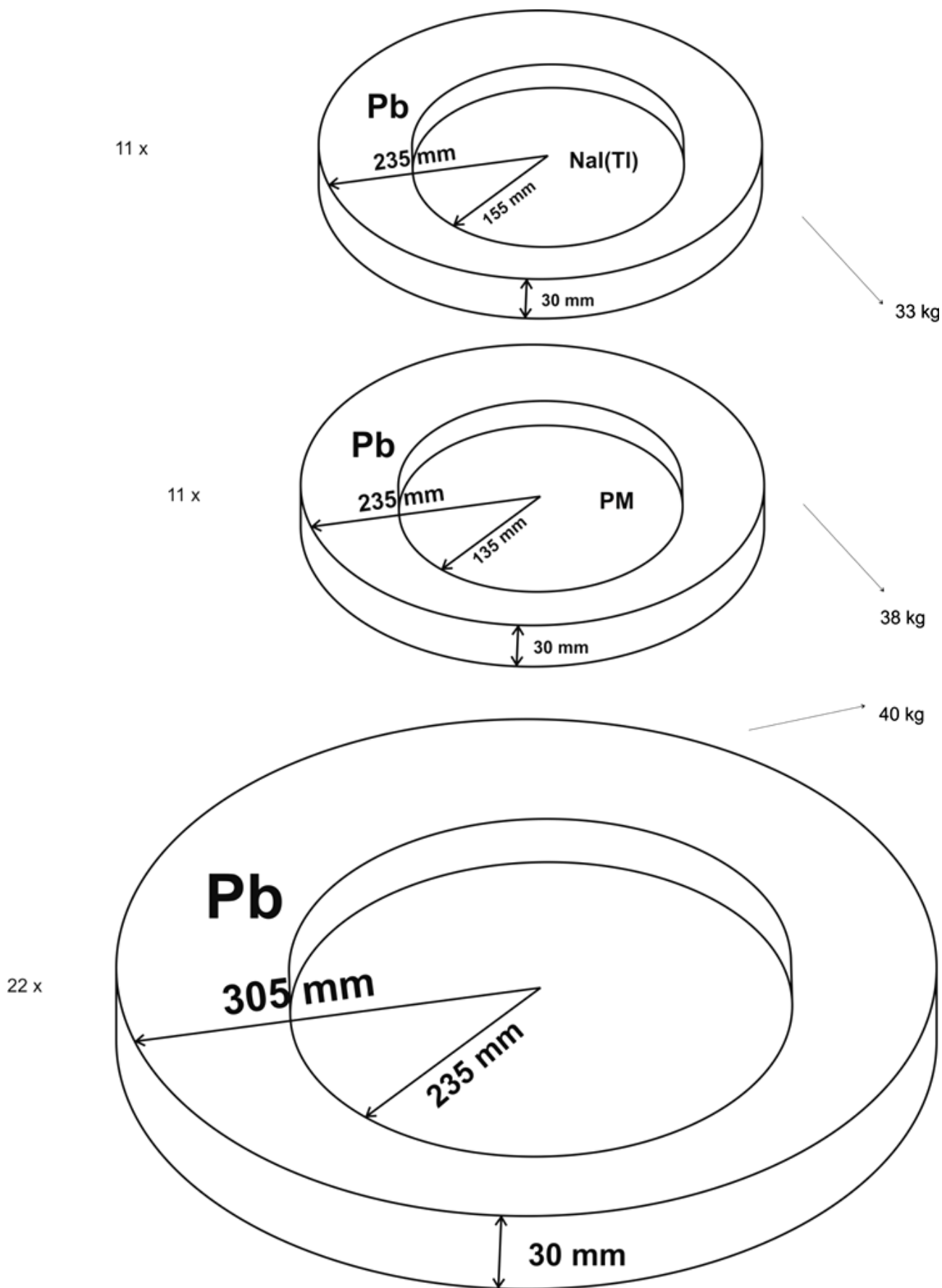
9.5. CILINDRIČNA 15 cm Pb ZAŠTITA - METOD PRSTENOVA

Posle detaljne analize i dogovora, u laboratoriji je odlučeno da se pristupi izgradnji olovne zaštite cilindričnog oblika sa debljinom zidova od olova 15 cm.

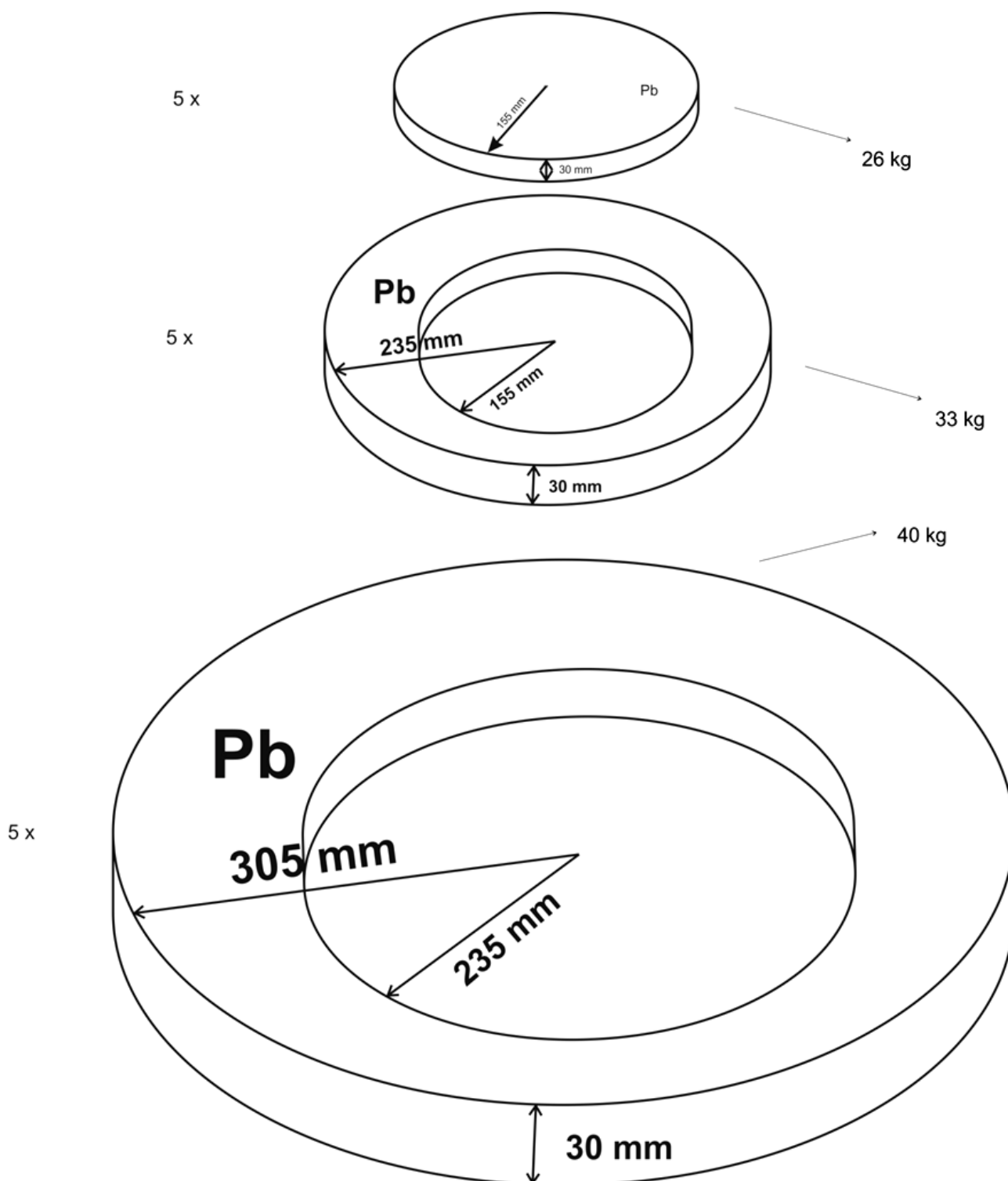
Na slikama 103,104 i 105 su šematski predstavljene izgledi prstenova sa dimenzijama i brojem potrebnih segmenata za izradu olovne zaštite.



slika 103 - olovni segmenti za deo iznad detektora



slika 104 - segmenti oko detektora i fotomultiplikatora

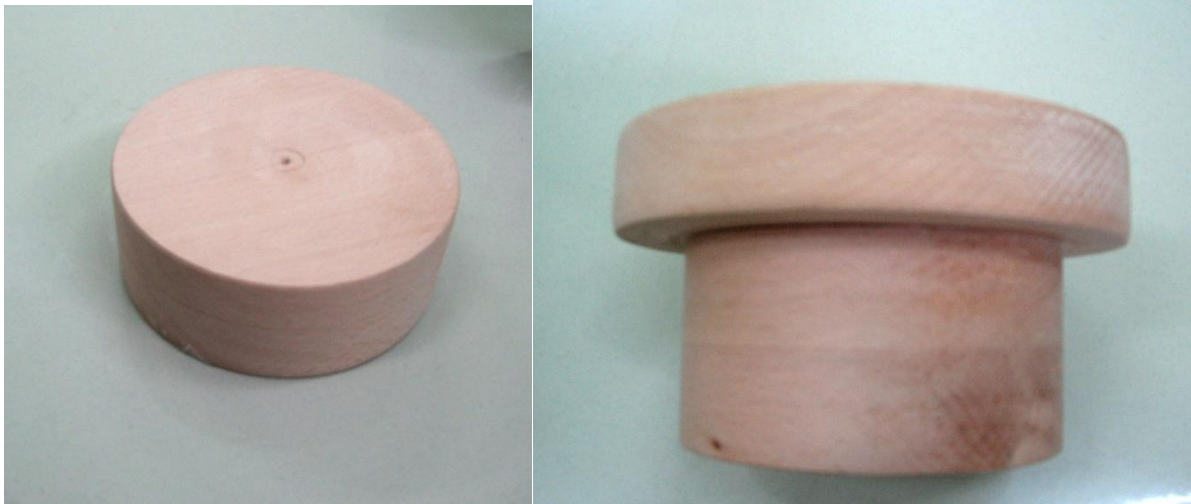


slika 105 - segmenti ispod detektora

Kao prvi korak, preduzeto je pravljenje drvenih modela prstenova. Osim da bi se videlo kako će to izgledati, ovi drveni prstenovi su poslužili i kao modeli u livnici, za utiskanje u pesak za kalupe u koje je sipano otopljeno olovo. Drveni modeli su izrađeni od tvrdog, kuvanog bukovog drveta. Bukove daske su kupljene debljine 5 cm i širine 10 cm. Daske su slepljene lepkom na željenu širinu i posle sušenja su obrađene na debljinu od 3 cm. Celokupnu obradu drveta, isecanje i pravljenje drvenih modela je radio gospodin Kevenški Pavel, Kosovska 26, Bački Petrovac, po nacrtu autora doktorske disertacije i ovom prilikom mu se autor još jednom puno zahvaljuje na odličnom i profesionalno urađenom

poslu. Na sledećim slikama(106,107 i 108) su prikazani izgledi drvenih modela po završetku obrade i pre transporta istih u livnicu. Kuvano bukovo drvo je korišćeno na predlog gospodina Kevenkog, zbog svojih dobrih karakteristika na promenu temperature i svoje dobre izdržljivosti na mehaničke promene. Lepak korišćen za lepljenje dasaka je odabran tako da spoj između dasaka posle sušenja lepka bude praktično jači od samih vlakana drveta i da se taj spoj ne može nikada polomiti.

Kada je završena izrada drvenih modela, pristupilo se traženju otpadnog, starog olova za kupovinu i traženju livnice koja bi pristala uraditi ugovoreni posao. Tu je bilo najviše problema. Kontaktirano je bezbroj livnica, otpada, otkupljivača sekundarnih sirovina. Puno firme uopšte ne postoje, neke su zatvorene, druge postoje samo na papiru. U tabeli 8 su navedene sve firme koje su kontaktirane i razlozi zašto nije sklopljen dogovor upravo sa navedenom firmom.



slika 106 - poklopci



slika 107 - prstenovi iznad detektora sa otvorima za poklopce



slika 108 - krug ispod detektora, prstenovi oko detektora i spoljašnji prsten oko celog unutrašnjeg olovnog cilindra

TABELA 8 - spisak kontaktiranih firmi za kupovinu olova i livenje

Redni broj	Naziv firme	Razlog
1	Metal Commerc, Bate Brkića 34, Novi Sad (Mileve Marić 9) tel: 021/6301-233, 021/6301-947, mob: 063/522-061 stovarište Rumenka, Industrijska Zona mob: 063/11-52-801	nemaju starog/otpadnog olova
2	Doo Đaković, Temerinski put 18 , Novi Sad tel: 021/6412-152, 021/6412-154 fax: 021/6412-284, mob: 063/593-357	staro olovo = cca 100 kg mesečno - rezervisano za fabriku akumulatora
3	Camaro Metall Ns d.o.o., Novosadska bb, 21235 Temerin tel: 021 21 00 140, fax: 021 840 637 PJ Čačak bul Oslobođilaca 102(kružni put), tel: 021 21 00 140	nemaju starog/otpadnog olova

4	CENTAR ZA RECIKLAŽU DOO Tome Buše 14 11250 Železnik, Beograd PJ Novi Sad, Privrednikova 5 Tel: 011 2580 586 Fax: 011 2577 315	nemaju starog/otpadnog olova ili ga imaju zanemarljivo malo
5	Livnica Švabić, Dunavska BB, Beočin tel: 021/871-625	livnica je zatvorena
6	Metalum AD, Kisački Put bb, Rumenka tel: 021/6215-407, 021/6216-014	na brojeve telefona se niko ne javlja, na navedenoj adresi ne postoji livnica
7	Fasil AD, Svetolika Lazarevića 18, 31230 Arilje tel: 031/89-11-31, 031/89-16-51	ne rade sa olovom
8	DIP DOO, Temerinska 30, Novi Sad Tel: 021 547 770, 547 796 Fax: 021 549 129 Mob: 063 553 891	ne rade sa olovom
9	Slr Livac, Titelski red 70A, Zrenjanin tel: 023/510-353, mob: 063/554-765, 063/857-14-89	ne bi želeli da rade sa olovom/razmisliće
10	SZR Greksa, Hurbanova 15, Kisač tel: 021/82-82-38 mob: 064/19-08-781	bave se mesingom, nisu hteli liti olovo
11	Tehnomag NS, Šekspirova 11, Novi Sad tel: 021/468-843, 021/468-566 livnica: 23.oktobra 41, Temerin	niko se ne javlja na telefone
12	Livnica Strong, Veljka Petrovića 15, Pančevo tel: 013/320-235 mob: 063/371-371	ne rade sa olovom
13	Melting, Šabački put bb, Loznica(Zajača) Rudnici i topionica Zajača, Jovana Cvijića 11, Loznica tel: 015/882-132, 015/882-858	rade na veliko/razmisliće
14	Livnica Eliv, Kralja Milana 47, Šabac tel: 015/260-118, 015/353-136 fax: 015/322-577 mob: 063/810-8009	LIVENJE ODLIVAKA OD OLOVA PO PORUDŽBINI
15	Neotehnika, Narodnog Fronta 10, Novi Sad tel: 021/47-21-764, 021/47-50-916 Livnica Žabalj	LIVENJE ODLIVAKA OD OLOVA PO PORUDŽBINI

Na kraju se izbor praktično sveo na dve firme pod rednim brojevima 14 i 15 iz tabele 8. Posebna pogodnost kod obe firme je što nije potrebno zasebno kupovati olovo, nego svaka od firmi sama obezbeđuje staro olovo. Za livenje olovnih prstenova za zaštitu detektora je odabrana firma Neotehnika, Novi Sad, prosto zbog blizine i njihovog obećanja da će posao biti završen u roku od mesec dana od sklapanja ugovora. Firma Livnica Eliv, Šabac je imala malo povoljniju samu cenu izrade, ali uzimajući u obzir transport odlivaka iz Šabca i nekoliko obaveznih odlazaka prilikom izrade odlivaka, konačna cena bi praktično

došla na isto. Posle dogovora sa direktorom firme Neotehnika, sklopljen je i konačni ugovor sa ovom firmom. Račun je plaćen 80% avansno i 20% posle završetka ugovorenog posla.

Konačan dogovor i ugovor sa firmom Neotehnika je potpisan u septembru 2012.g. uz vremenski rok od mesec dana. No odlivci su bili završeni tek krajem decembra 2012.g. kada su i prevezeni u laboratoriju. Tada je ustanovljeno da je nekoliko izlivenih olovnih prstenova iskrivljeno i da dimenzije koje su bile tražene, nisu ispoštovane. Svi olovni prstenovi su vraćeni nazad u livnicu na pretapanje i dalju obradu (šmirglanje i obrađivanje ivica i otvora) - slike 109 i 110. Ispravni delovi su konačno završeni i isporučeni Laboratoriji za nuklearnu fiziku 31.decembra 2012.g. U januaru 2013.g. je izvršeno sklapanje celokupne olovne zaštite, stavljanje kalajnog i bakarnog lima između olova i detektora i izvršeni su prvi testovi 9`` x 9`` NaI(Tl) detektora u olovnoj zaštiti. Izrada kalajnog lima i isecanje kupljenog bakarnog lima na željene dimenzije su opisani u poglavlju 3.2. na strani 26.



Univerzitet u Novom Sadu
Prirodno-matematički fakultet
Departman za fiziku
Katedra za nuklearnu fiziku
Laboratorija za ispitivanje radioaktivnosti uzoraka i doze
jonizujućeg i nejonizujućeg zračenja
21000 Novi Sad, Trg D.Obradovića 4
TEL:021 455 318
FAX:021 459 367
Žiro račun: 840-1711666-19



REKLAMACIJA IZLIVENIH KOMADA OLOVA PO MODELIMA

Izliveni prstenovi od olova nemaju obrađene ivice, vire komadi metala, ivice nisu ravne, čak su na nekim mestima i deformisane. Potrebno je da izliveni prstenovi lagano ulaze jedan u drugi kao što je to slučaj sa drvenim kalupima. To kod olovnih odlivaka nije slučaj. Po par milimetara sa svake strane su delovi veći (ili otvori manji) pa se izliveni delovi ne uklapaju jedan u drugi.

Unutrašnja strana manjih prstenova je važno da bude ravna (bez opiljaka i komadića koji vire) pošto uređaj treba da bude smešten unutra koji ne sme da se ogrebe o oštru neravnu ivicu.

Osim toga, dva velika i jedan mali prsten su jako iskrivljeni i time sasvim neupotrebljivi za nas.

Oba od dva mala poklopca su dosta veća od otvora u segmentima i nije moguće uopšte staviti ih u otvor. Pošto ti poklopci treba da se skidaju i stavljaju po nekoliko puta dnevno, potrebno je da imaju nekoliko (2-3) milimetara prostora od ivice da bi se njima lako mogli rukovati.

U Novom Sadu,
24.12.2012.



Laboratorija za nuklearnu fiziku
Novi Sad

Hausman

slika 109 - reklamacija za izliveni komade olova

PREDMET:

IZJAVA

Ovim putem izjavljujemo da uvažavamo Vašu reklamaciju od 24.12.2012 god. za isporučene olovne komponente po otpremnici br 01128-039-2012 od 21.12.2012 i izjavljujemo da ćemo u što kraćem vremenskom periodu otkloniti nastale nedostatke i isporučiti Vam komponente po zahtevu i datoj ponudi.

Novi Sad, 26.12.2012

Odgovorno lice:

Nemanja Kežić



slika 110 - izjava izvođača radova o otklanjanju nedostataka

Pre sklapanja same olovne zaštite, na gornji olovni deo iznad detektora su pričvršćeni limovi od kalaja i bakra (takođe i na unutrašnji poklopac)(slika 111) i isečen je deo od jednog unutrašnjeg i jednog spoljašnjeg prstena, širine 2 cm, koji se nalaze ispod detektora(slika 112). Ovaj otvor je predviđen za vođenje kablova od Nal(TI) detektora do pojačavača i izvora visokog napona. Na poklopce za otvaranje zaštite za stavljanje uzoraka su montirane metalne drške i pričvršćene sa samoreznim šrafovim(slika 113).



slika 111 - montiranje kalajnog i bakarnog lima na gornji olovni deo iznad detektora



slika 112 - isečeni delovi olovnih prstenova za sprovođenje kablova



slika 113 - poklopci sa montiranim metalnim drškama

Pre sklapanja celokupne zaštite za detektor, na predviđeno mesto u laboratoriji, postavljeni su dupli debeli kartoni ispod gvozdene ploče debljine 1 cm a takođe isti takvi kartoni su stavljani i između gvozdene ploče i olovnih segmenata zaštite detektora. Gvozdena ploča je korišćena zbog ravnomerne raspodele pritiska na pod laboratorije a kartoni za balansiranje, izravnjavanje eventualnih neravnina i prigušenje eventualnih oscilacija cele zaštite. Ispod spoljašnjih olovnih prstenova su postavljeni gvozdeni komadi debljine nekoliko milimetara da bi se izbeglo poklapanje otvora između dva prstena unutrašnjeg i spoljašnjeg cilindra.



slika 114 - kartoni i gvozdena ploča ispod olovne zaštite



slika 115 - olovni delovi ispod detektora

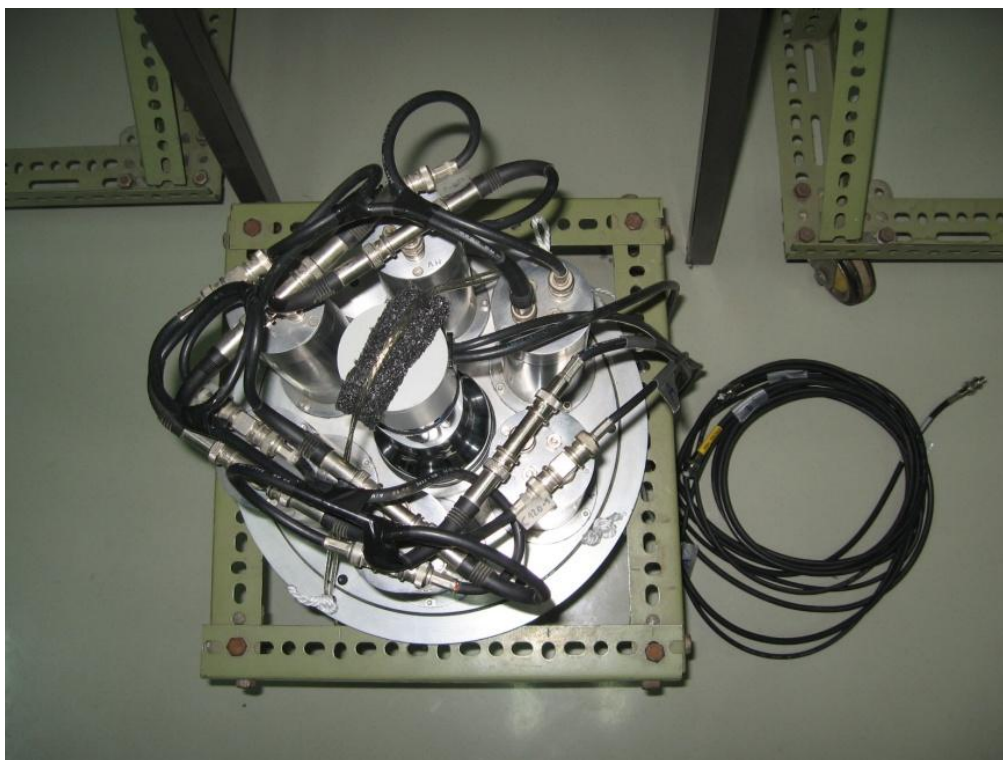


slika 116 - otvor za sprovođenje kablova



slika 117 - donji prstenovi oko fotomultiplikatora imaju za 4 cm manji prečnik otvora nego prstenovi oko Nal(Tl) - ovakav sklop je omogućio da ti prstenovi posluže i kao nosači celog detektorskog sistema

Kao što je prikazano na slikama 117 i 119, olovni segmenti koji su postavljeni oko fotomultiplikatora, imaju 4 cm manji prečnik od prstenova oko samog kristala detektora i samim tim služe takođe i kao nosač za ceo detektorski sistem. Ispod malog 3'' x 3'' Nal(Tl) detektora je postavljen nosač napravljen od sunđera a kao „osigurač“ takođe je postavljen sunđer i kanap koji služe da nose detektor i time spreče pritisak postavljenog uzorka na sam detektor. U ovakvoj konfiguraciji, celu težinu nose kanap i sunđer a detektor je praktično slobodan i neopterećen dodatnom težinom.



slika 118 - držač 3'' x 3'' Nal(Tl) detektora



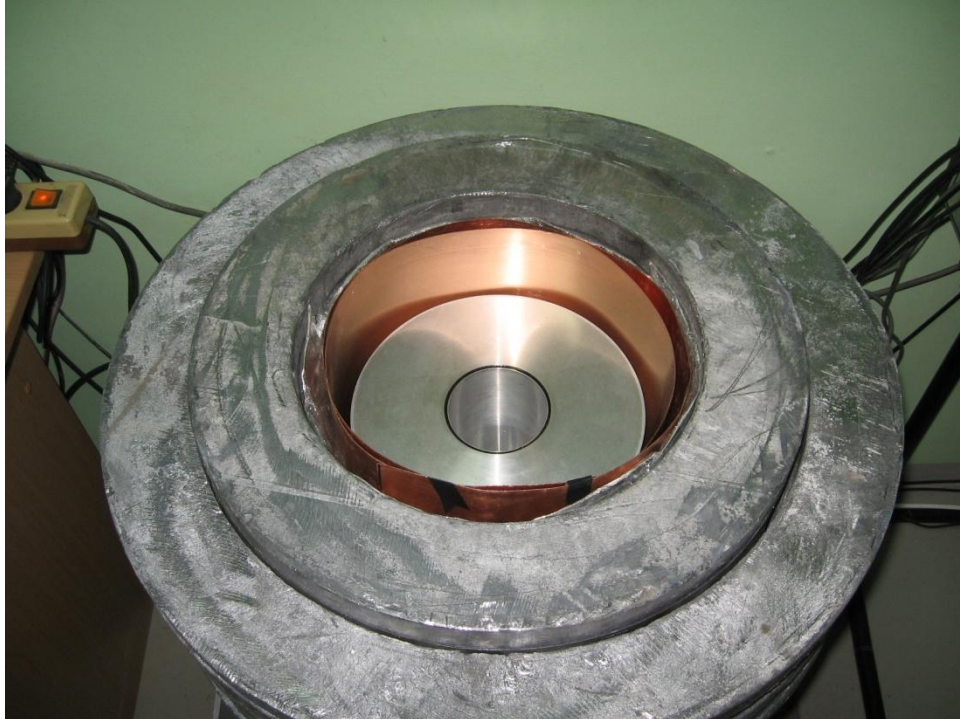
slika 119 - 9``x 9`` NaI(Tl) detektor sa spuštenim fotomultiplikatorima u olovo

Najkomplikovaniji deo sastavljanja cele zaštite i detektorskog sistema je bilo smeštanje samog detektora u zaštitu tj. okretanje fotomultiplikatora sa donje strane i spuštanje u olovnu zaštitu. Kao držači detektora je iskorišćena debela užad koja je dovoljno jaka da izdrži težinu celog detektora, koji je polako okrenut i postavljen na olovnu zaštitu. Kablovi od signala i visokih napona su provučeni kroz predviđeni otvor i ceo detektor je polagano spušten na svoje mesto u olovnu zaštitu. Ovaj proces su uradili dr.Dušan Mrđa i autor ovog rada. Bilo je izuzetno važno da prilikom celog ovog procesa ne dodje do mehaničkih udaraca i oštećenja ni fotomultiplikatora ni samog kristala detektora i taj zadatak je uspešno završen. Nakon smeštanja detektora na olovni nosač, pristupilo se slaganju preostalih olovnih segmenata oko detektora. To je takođe moralo biti izvršeno izuzetno pažljivo, bez ikakvih kontakata olovnih prstenova sa detektorom. U ovom procesu je autoru pomogao majstor Departmana za Fiziku - gospodin Zoran Bubanj (slika 120). Po završetku slaganja olovnih prstenova oko detektora, smešteni su kalajni (2 cm) i bakarni lim (1 cm) između olovne zaštite i detektora (slika 121).

Za kraj je ostalo samo još postaviti gornji deo olovnih segmenata iznad detektora, koji su sa unutrašnje strane takođe obloženi limom od kalaja i bakra. Olovni prstenovi su centrirani da bi otvor za poklopce i pristup detektoru bio poravnat i time je izgradnja celokupne olovne zaštite za detektor privedena kraju (januar 2013.g.).



slika 120 - završetak postavljanja olovnih segmenata oko detektora



slika 121 - postavljeni kalajni i bakarni lim između olova i detektora



slika 122 - postavljanje olovnih delova iznad detektora



slika 123 - izgled otvora sa poklopcima za promenu uzoraka

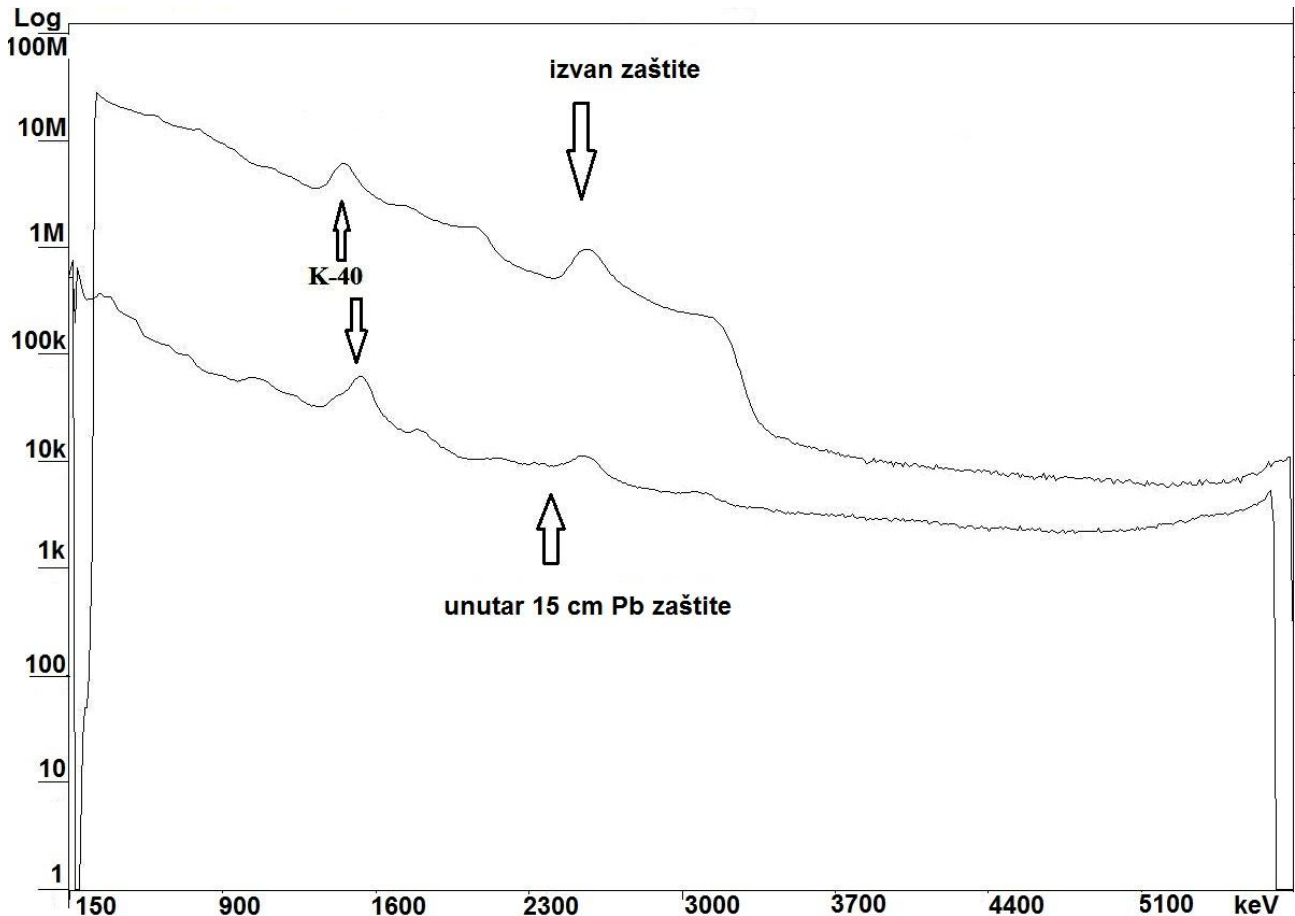


slika 124 - sastavljena olovna zaštita za 9``x 9`` NaI(Tl) detektor sa pripadajućim elektronskim komponentama

10. TESTIRANJE 9``x 9`` NaI(Tl) DETEKTORSKOG SISTEMA

10.1. REDUKCIJA FONA

Kada se u laboratoriji uvede u rad detektor u novoj zaštiti, prvi test koji praktično mora da se uradi jeste testiranje performansi i detektora i konstruisane zaštite. Takođe, ako postoje fabrički podaci o detektoru, preporučljivo je uporediti dobijene rezultate sa fabričkim (to u ovom slučaju nije moguće, pošto u arhivi laboratorije ne postoje nikakvi fabrički podaci o karakteristikama 9``x 9`` NaI(Tl) detektora osim računa o kupovini detektora 1990.g.).



slika 125 - odnos spektara fona 9``x 9`` NaI(Tl) detektora unutar i izvan konstruisane olovne zaštite

(odbroji spektara su dati u Log skali da bi mogli biti prikazani na jednoj slici)

Na slici 125 su upoređeni spektri 9``x 9`` NaI(Tl) detektora unutar 15 cm olovne zaštite i izvan zaštite sa markiranom linijom na 1460.8 keV od K^{40} a u Tabeli 9 su dati numerički podaci o odnosima između fonskih spektara unutar i van zaštite. Kao što se može videti, neke linije su unutar zaštite redukovane i skoro 200 puta, ukupna brzina brojanja je smanjena 132.7 puta dok je linija K^{40} redukovana 97.3 puta.

TABELA 9 - odnos fonskih spektara ^{90}Sr / ^{90}Y Nal(Tl) detektora izvan (I_{out}) i unutar zaštite (I_{in})

	izvan zaštite	unutar zaštite	$I_{\text{out}}/I_{\text{in}}$
	t = 62565 s (30.95 % dead time)	t = 517526 s (0.11% dead time)	
	I_{out} (counts/s)*	I_{in} (counts/s)	
280 - 5000 keV	2641.0	20.8	127.0
280 - 3000 keV	2626.5	19.8	132.7
280 - 600 keV	1081.6	8.9	121.5
600-1000 keV	815.6	4.5	181.2
1000-2000 keV	649.3	5.3	122.5
2000-3000 keV	127.4	1.43	89.1
U-238/Bi-214 (609.3 keV)	313.5	1.64	191.2
Cs-137 (661.6 keV)	159.2	0.86	185.1
K-40 (1460.8 keV)	227.6	2.34	97.3
U-238/Bi-214 (1764.5 keV)	66.5	0.52	127.9
Th-232/Tl-208 (2614.5 keV)	41.2	0.54	76.3
Th-232/Tl-208 (3197.7 keV=583.2+2614.5 keV)	12.2	0.32	38.1

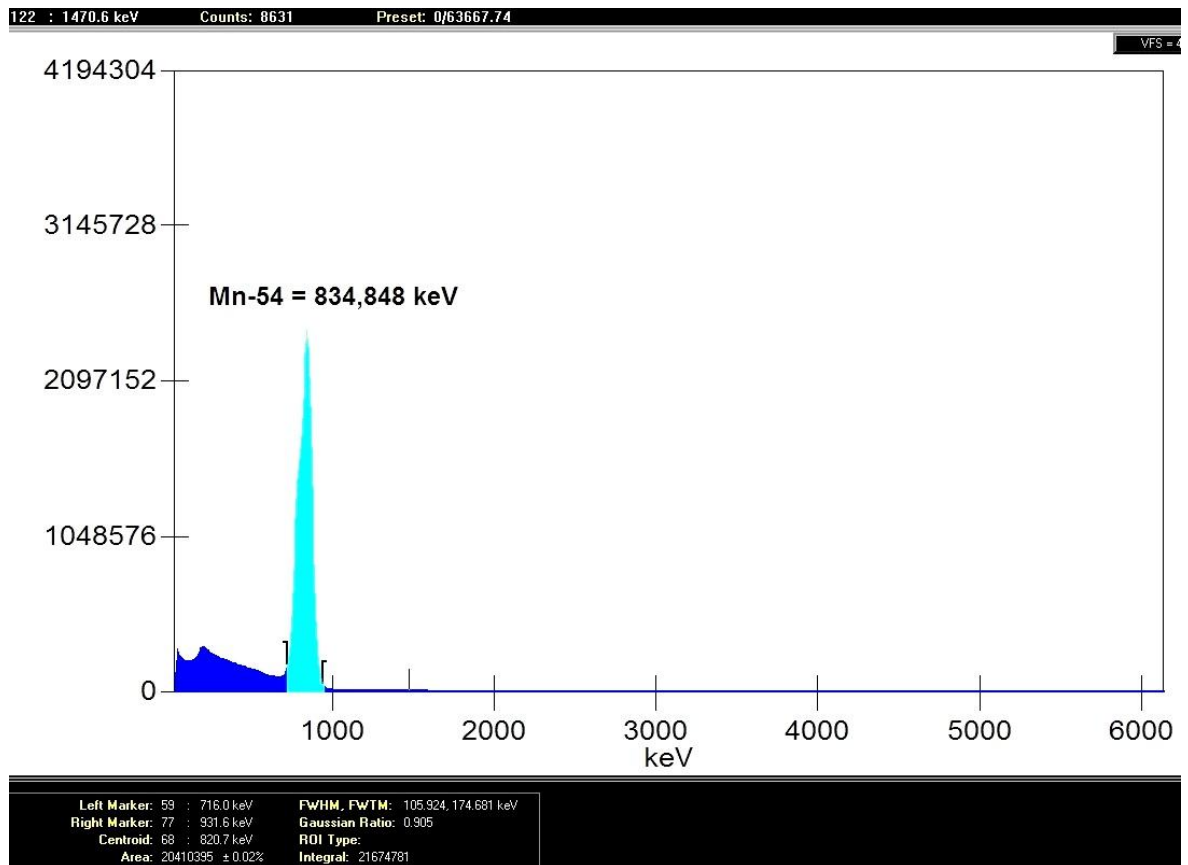
*brzina brojanja je korigovana na mrtvo vreme

Iz navedenih rezultata se vidi da novodizajnirana zaštita ima veoma zadovoljavajuće karakteristike i da je kupovina materijala u lokalnim prodavnicama i na otpadu bila dobra odluka. U materijalu od kojeg je načinjena zaštita za detektor, nisu pronađeni tragovi kontaminacije i uzimajući u obzir da nije bio poznat kvalitet olova kupljenog na otpadu pre sastavljanje same zaštite, možemo biti zadovoljni konačnim proizvodom.

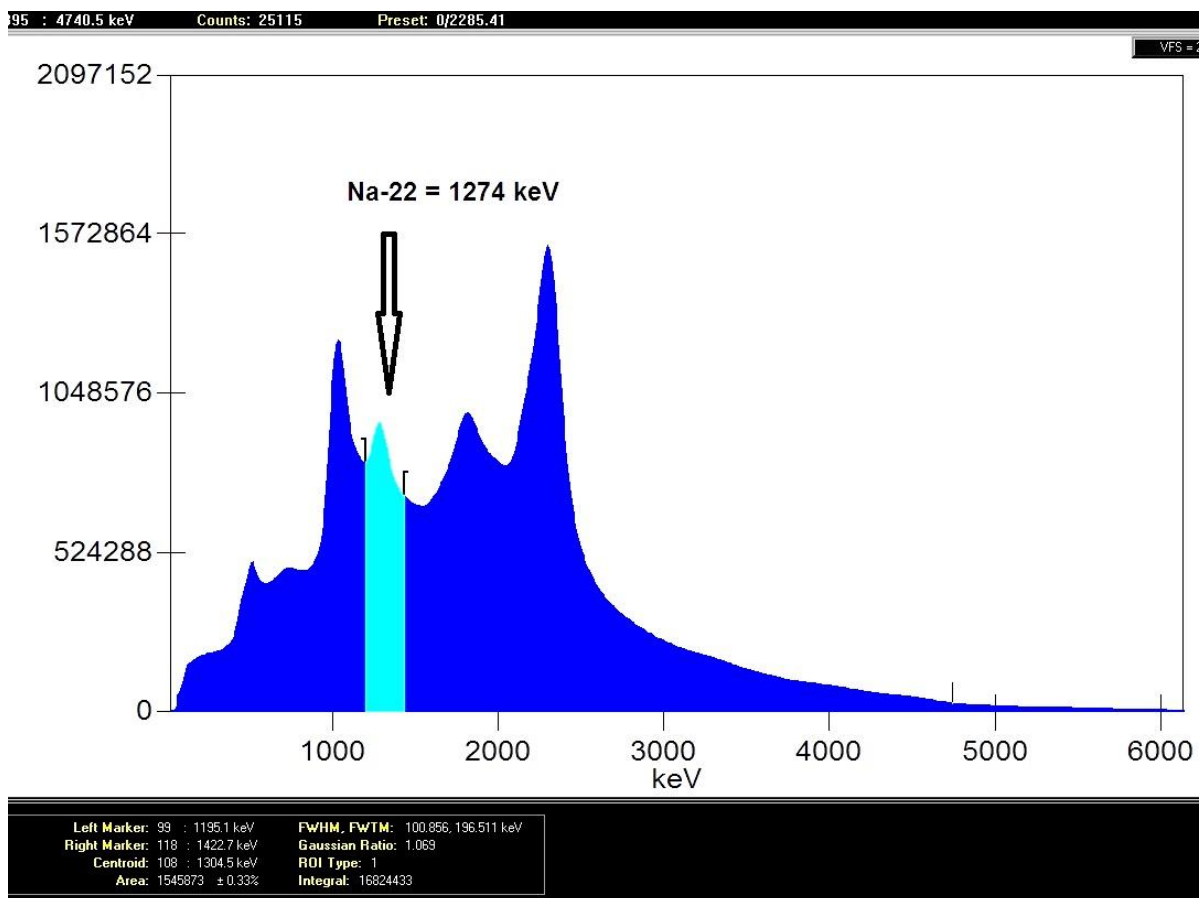
10.2. SNIMANJE SPEKTARA TAČKASTIH IZVORA I ODREĐIVANJE EFIKASNOSTI DETEKCIJE

Prvi korak kod svih detektora za određivanje efikasnosti samog detektorskog sistema, jeste snimanje tačkastih izvora poznatih, sertifikovanih aktivnosti. U zavisnosti od jačine i starosti raspoloživih izvora, snimanje spektara se vrši na samoj kapi detektora (unutar jame detektora) ili na nekom određenom rastojanju (10 cm, 25 cm...). To je naravno urađeno i u ovom slučaju, ali bez puno uspeha. Naime, usled velike efikasnosti brojanja detektorskog sistema, ne mogu se koristiti jaki izvori nego u opticaj ulaze samo slabi izvori aktivnosti reda oko 1000 Bq. Sa druge strane, zbog slabe rezolucije Nal(Tl) detektora, pogodno je uzeti samo izvore koji emituju jednu gama liniju u spektru. U slučaju postojanja više gama linija, dolazi do koincidentnog sumiranja linija u snimljenom spektru i time se gube događaji iz fotovrha. Zadovoljavajuće osobine od izvora koji se nalaze u Laboratoriji za nuklearnu fiziku, Novi Sad ima nažalost samo izvor Mn-54 (datum proizvodnje 15.02.2005., početne aktivnosti 473 kBq, emituje gama liniju na 834,848 keV). Svi ostali izvori su ili suviše slabi ili suviše jaki te nije moguće napraviti krivu efikasnosti za tačkaste izvore na celom rasponu energija. Na slici 126 je prikazan spektar Mn-54 gde se lepo vidi gama linija u spektru a na slici 127 je spektar Na-22 sa sumiranim linijama.

U slučaju Na-22 da bi se dobila čista linija na 511 keV i na 1274 keV, potrebno je postaviti izvor sasvim van jame detektora (25 cm ili više) i time se smanjuje i mrtvo vreme detektora i količina sumiranih događaja.



slika 126 - spektar tačkastog izvora Mn-54 unutar jame



slika 127 - spektar tačkastog izvora Na-22 unutar jame

Zbog navedenih osobina i izvora i detektora, snimljeni su spektri tačkastih izvora Mn-54, Co-60 i Na-22 na različitim rastojanjima/dubinama od dna jame detektora i na taj način su određene zavisnosti promene efikasnosti detekcije od položaja tačkastog izvora [89]. Aktivnosti korišćenih tačkastih izvora na datum merenja su bili: Mn-54=396 Bq, Co-60=2795 Bq i Na-22=27200 Bq sa neodređenošću od 1,5% za svaki od izvora. Mrtvo vreme detektora prilikom snimanja spektara je bilo do 6% za izvor Na-22, dok je kod ostala dva izvora mrtvo vreme detektora bilo ispod 0,5%. Vremena snimanja pojedinih spektara su bila ograničena na 600 sekundi. Kao držač izvora unutar jame detektora su poslužile dve cevi od debelog kartona, od kojih je jedna služila kao držač izvora a druga kao marker sa obeleženim rastojanjem od dna jame detektora (u cm).

Snimanje spektara je izvršeno za sva tri izvora u koracima po 1 cm, počevši od 0 cm (izvor na kapi unutrašnjeg 3`x3`` NaI(Tl) detektora) pa sve do 20 cm kada se izvor već nalazi na 2 cm izvan jame detektora. Dobijeni rezultati su dati u Tabeli 10 i na graficima na slici 129.

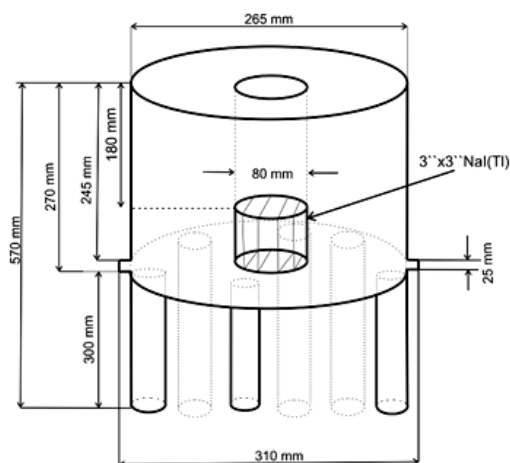
TABELA 10 - Efikasnosti detektora oblika jame na različitim rastojanjima za tačkaste izvore Mn-54, Co-60 i Na-22

h (cm)	Efikasnost											
	Mn-54	Co-60			Na-22							
	834.8	1173	1332	2505	511	763	1022	1274	1533	1785	2037	2548
0	0.567(9)	0.109(12)	0.088(11)	0.206(16)	0.019(6)	0.011(5)	0.086(9)	0.043(8)	0.000(3)	0.045(8)	0.012(6)	0.160(11)
1	0.552(9)	0.103(11)	0.089(11)	0.194(15)	0.022(6)	0.011(5)	0.087(9)	0.047(8)	0.000(3)	0.048(8)	0.014(6)	0.151(11)
2	0.535(9)	0.104(11)	0.088(11)	0.179(15)	0.026(6)	0.012(5)	0.093(9)	0.048(8)	0.000(3)	0.046(8)	0.016(6)	0.134(10)
3	0.532(9)	0.104(11)	0.090(11)	0.175(14)	0.026(6)	0.013(5)	0.093(9)	0.053(8)	0.000(3)	0.043(8)	0.014(6)	0.132(10)
4	0.528(9)	0.111(12)	0.093(11)	0.166(14)	0.029(6)	0.013(5)	0.093(9)	0.049(8)	0.000(3)	0.043(8)	0.013(6)	0.127(10)
5	0.522(9)	0.111(12)	0.102(11)	0.162(14)	0.031(7)	0.012(5)	0.094(9)	0.050(8)	0.000(3)	0.044(8)	0.013(6)	0.131(10)
6	0.515(9)	0.109(12)	0.101(11)	0.162(14)	0.032(7)	0.013(5)	0.101(9)	0.048(8)	0.000(3)	0.046(8)	0.013(6)	0.125(10)
7	0.510(9)	0.115(12)	0.104(11)	0.158(14)	0.035(7)	0.014(5)	0.098(9)	0.044(8)	0.000(3)	0.051(8)	0.012(6)	0.130(10)
8	0.501(9)	0.115(12)	0.105(11)	0.152(13)	0.044(7)	0.013(5)	0.100(9)	0.044(8)	0.000(3)	0.056(8)	0.010(5)	0.117(10)
9	0.487(9)	0.117(12)	0.106(12)	0.144(13)	0.057(8)	0.013(5)	0.093(9)	0.044(8)	0.001(3)	0.063(8)	0.012(6)	0.103(10)
10	0.469(8)	0.124(13)	0.113(12)	0.134(13)	0.067(8)	0.014(5)	0.094(9)	0.041(8)	0.001(3)	0.074(8)	0.012(6)	0.094(9)
11	0.454(8)	0.131(13)	0.118(12)	0.130(12)	0.087(9)	0.018(6)	0.087(9)	0.044(8)	0.002(4)	0.086(9)	0.014(6)	0.073(8)
12	0.437(8)	0.135(13)	0.123(12)	0.112(11)	0.108(9)	0.024(6)	0.079(8)	0.041(8)	0.002(4)	0.091(9)	0.012(6)	0.066(8)
13	0.406(8)	0.135(13)	0.126(12)	0.104(11)	0.137(10)	0.026(6)	0.068(8)	0.041(8)	0.004(4)	0.103(9)	0.011(5)	0.055(8)
14	0.375(7)	0.141(13)	0.129(12)	0.086(10)	0.179(11)	0.028(6)	0.052(7)	0.039(7)	0.005(4)	0.111(9)	0.012(6)	0.030(6)
15	0.342(7)	0.137(13)	0.123(12)	0.072(9)	0.228(11)	0.032(7)	0.035(7)	0.038(7)	0.006(5)	0.119(9)	0.013(6)	0.014(5)
16	0.299(7)	0.134(13)	0.121(12)	0.058(8)	0.285(12)	0.031(7)	0.009(5)	0.040(7)	0.005(4)	0.116(9)	0.005(4)	0.003(4)
17	0.267(6)	0.127(13)	0.115(12)	0.043(7)	0.302(12)	0.016(5)	0.000(3)	0.047(8)	0.006(5)	0.085(9)	0.000(2)	0.000(2)
18	0.231(6)	0.122(12)	0.110(11)	0.029(6)	0.307(12)	0.014(5)	0.000(3)	0.047(8)	0.009(5)	0.077(8)	0.000(2)	0.000(2)
19	0.203(5)	0.118(12)	0.101(11)	0.025(5)	0.295(12)	0.013(5)	0.000(3)	0.053(8)	0.009(5)	0.063(8)	0.000(2)	0.000(2)
20	0.172(5)	0.105(12)	0.093(11)	0.018(4)	0.278(12)	0.011(5)	0.001(3)	0.059(8)	0.009(5)	0.044(8)	0.000(2)	0.000(2)

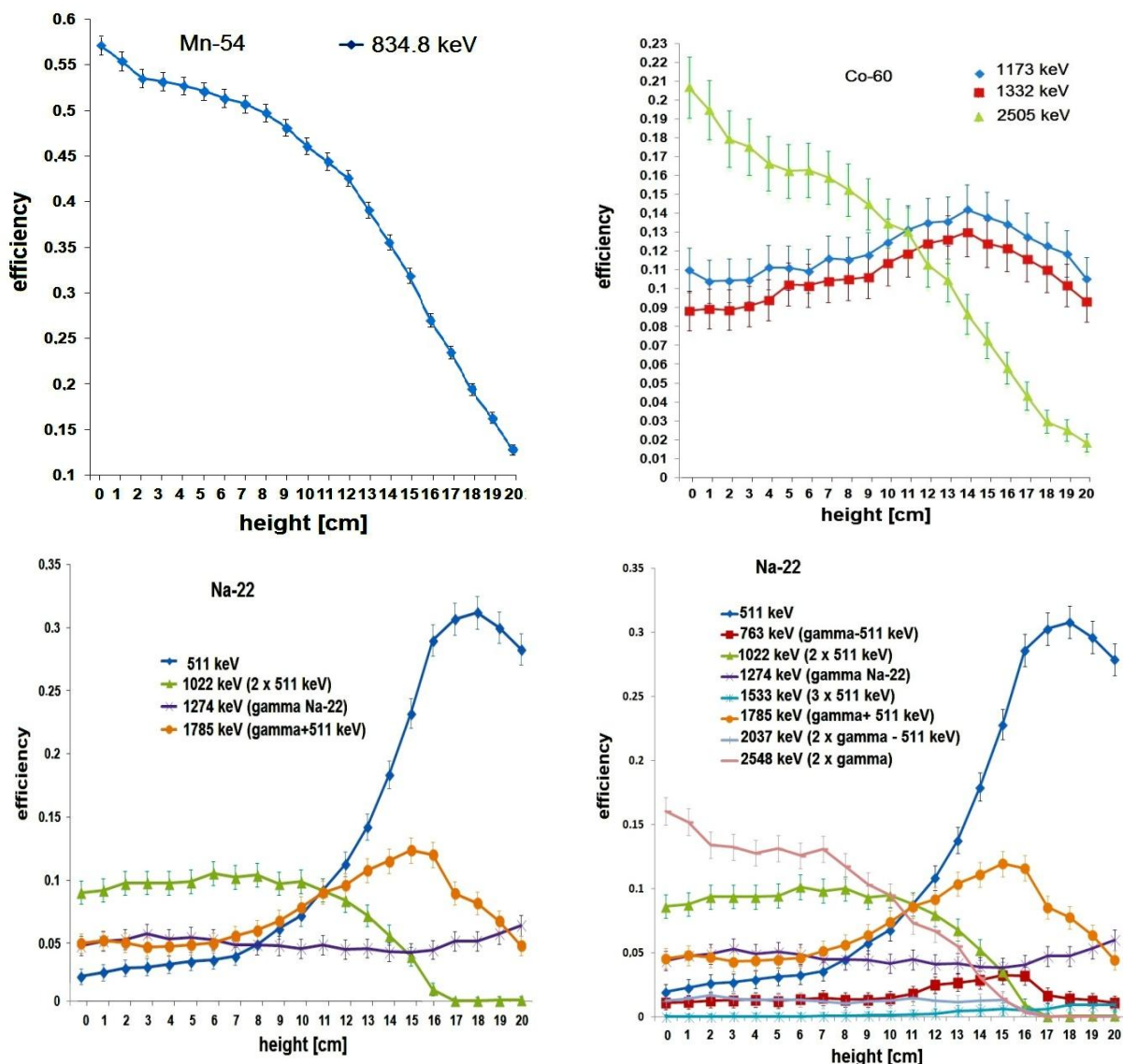
Najjednostavniji slučaj jeste kod izvora Mn-54, koji emituje samo jednu gama liniju na 834,8 keV-a. Efikasnost detekcije je najveća kada se izvor nalazi duboko unutar jame detektora i smanjuje se sa povećanjem rastojanja izvora od dna jame detektora. Efikasnost se smanjuje polako do prvih 10 cm rastojanja kada počinje naglo da opada sa povećanjem rastojanja.

Co-60 emituje dve gama linije (1173 keV i 1332 keV) a zbog velike verovatnoće sumiranja ovih linija, u spektru je prisutna takođe i linija na 2505 keV(1173+1332). Ponašanje sumirane linije na 2505 keV je slično kao i linije kod Mn-54. Najveća efikasnost detekcije jeste kada je izvor duboko unutar jame detektora i opada kako se povećava rastojanje. Linije na 1173 keV i 1332 keV se ponašaju međusobno slično i pokazuju trend laganog povećanja efikasnost detekcije sve do nekih 14 cm, dok posle toga dolazi do laganog opadanja efikasnosti. Iznenađujuće je da je efikasnost detekcije na linijama 1173 keV i 1332 keV i na nekoliko cm izvan jame detektora (posle visine od 18 cm) uporediva

sa vrednostima kada se izvor nalazi unutar jame detektora. Može se zaključiti, da u ovakvom slučaju, najbolji položaj izvora je negde između 12-15 cm visine, gde je verovatnoća koincidentnog sumiranja linija puno manja i slabo utiče na pojedinačne linije u spektru.



slika 128 - detektorski sistem sa navedenim dimenzijama



slika 129 - zavisnost efikasnosti detektora oblika jame od položaja tačkastih izvora

Najkompleksniji slučaj je za izvor Na-22. Obično se u spektru Na-22 nalaze anihilaciona linija (511 keV) i gama linija (1274 keV). Zbog konfiguracije detektora (oblika jame) u spektrima snimanim na $9^{\circ} \times 9^{\circ}$ NaI(Tl) u spektrima su prisutne i linije 1022 keV (2 x 511 keV), 1785 keV (gama+511 keV) i slabe linije na 763 keV (gama-511 keV), 1533 keV (3 x 511 keV), 2037 keV (2 x gama - 511 keV) i 2548 keV (2 x gama). Rezultati zavisnosti efikasnosti od položaja izvora Na-22 su prikazani na graficima 3 i 4, slika 129.

Interesantnim se pokazalo, da je efikasnost detekcije gama linije (1274 keV) praktično konstantna i skoro da se ne menja u zavisnosti od položaja samog izvora. To se može objasniti relativno ravnomernim "rasipanjem" linije koja se kombinuje sa bežanjem 511 keV, sabiranjem sa 511 keV i sabiranjem same linije sa sobom (2548 keV). Efikasnost anihilacione linije na 511 keV je relativno konstantna do visine od 8 cm kad počinje rapidno rasti do 18 cm (dubina jame detektora) kad počinje polako opadati.

Linija od 1022 keV (2 x 511) je takođe konstantna do odprilike 10 cm kad počinje veoma brzo opadati sve do 0 kad se tačkasti izvor nađe izvan jame detektora. Ponašanje linija kod kojih se 511 keV sabira ili oduzima (1785 keV i 763 keV) je praktično isto kao i kod 1022 keV. Takođe vredna pomena je i linija kada se sabiraju dve gama linije (2548 keV), kod koje efikasnost opada od najveće vrednosti kada se izvor nalazi duboko unutar jame detektora do 0 kada se izvor nađe na poziciji izvan jame detektora. Ostale linije u spektru, kao što su npr. 1533 keV i 2037 keV imaju isuviše malu verovatnoću detekcije da bi se o njima mogao izvući neki definitivni zaključak.

Kao što je pokazano, efikasnost velikog NaI(Tl) detektora oblika jame zavisi ne samo od pozicije izvora unutar jame detektora, nego i od radioaktivnosti samog izvora, broja fotopikova u spektru a i od šeme raspada snimanog izvora (da li su linije koincidentne ili ne, da li postoji neka ugaona zavisnost između njih ili ne...).

Kad je radioaktivni izvor relativno slab, sa malom brzinom brojanja, tada postoji veoma mala ili čak i nikakva verovatnoća sumiranja gama linija u spektru, pa su i dobijeni rezultati relativno jednostavni (Mn-54). Puno više problema nastaje kada se snima spektar sa velikom brzinom brojanja (Na-22) i kada dve linije na 511 keV imaju jaku ugaonu zavisnost emisije (180°). U takvom slučaju, čisti fotopik, bez koincidentnih sumiranja se može dobiti samo u slučaju da se radioaktivni izvor postavi sasvim izvan jame detektora i to na što je veće moguće rastojanje. Sa izvorom unutar jame detektora, uvek će biti gubitaka na sumiranje linija u spektru što dovodi do komplikovanog određivanja stvarne aktivnosti radioaktivnog izvora. Zato je čak ponekad bolje se zadovoljiti snimajući spektar duže vreme, sa izvorom dalje od jame detektora, samo da bi se izbegla kompleksna sumiranja u snimljenom spektru.

10.3. ODREĐIVANJE NAJPOGODNIJE GEOMETRIJE VOLUMINOZNOG UZORKA

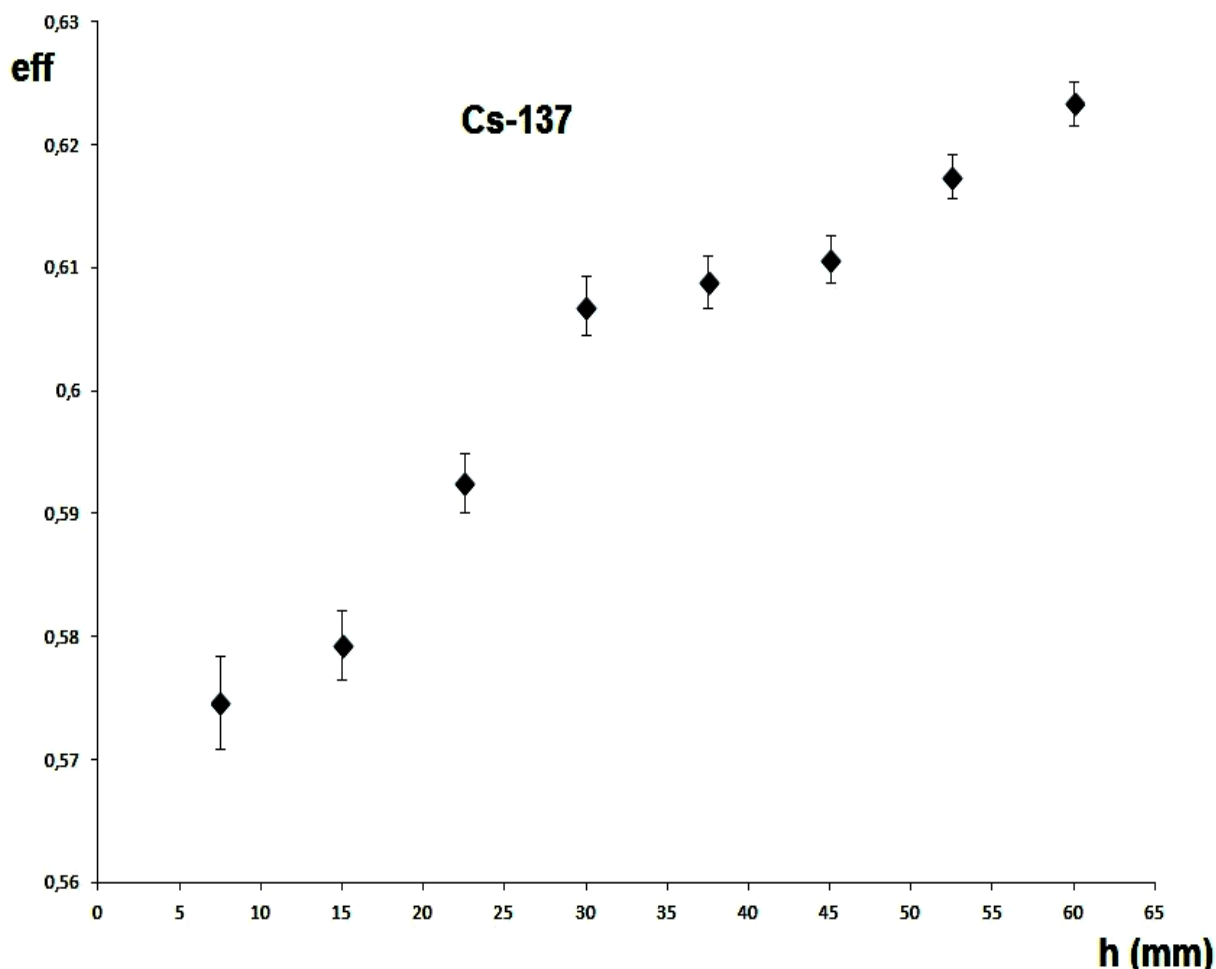
Određivanje aktivnosti voluminoznih uzoraka je puno kompleksnije od slučaja sa tačkastim izvorom. Samoapsorpcija zračenja u samom uzorku često nimalo nije zanemarljiva i zavisi od matrice ispitivanog uzorka, rednog broja, hemijskog sastava, gustine itd. Potrebno je pronaći pravi balans između veličine i količine uzorka koje doprinose bržem brojanju u spektru i navedenih efekata smanjenja brzine brojanja. Kod detektora cilindričnog oblika, najbolje zapreminske konfiguracije su tipa marinelija ili tipa nekog cilindra određene visine i prečnika koji je obično jednak prečniku kristala detektora. U slučaju detektora well tipa, geometrija tipa marinelija naravno ne dolazi u obzir, nego je moguće koristiti samo cilindričnu geometriju, ali je potrebno odrediti prečnik i visinu cilindra.

Ispitivanja su vršena sa dva tipa uzorka. Jonoizmenjivačkom smolom koja sadrži u sebi Cs-137 (aktivnosti 17300 Bq/kg) i Co-60 (aktivnosti 1430 Bq/kg) na dan merenja (28.03.2014.) i KCl (K-40 aktivnosti 16300 Bq/kg). Uzorci su upakovani u kutijice prečnika 72 mm i visine 7,5; 15; 22,5; 30; 37,5; 45; 52,5 i 60 mm. Takođe je supstanca KCl

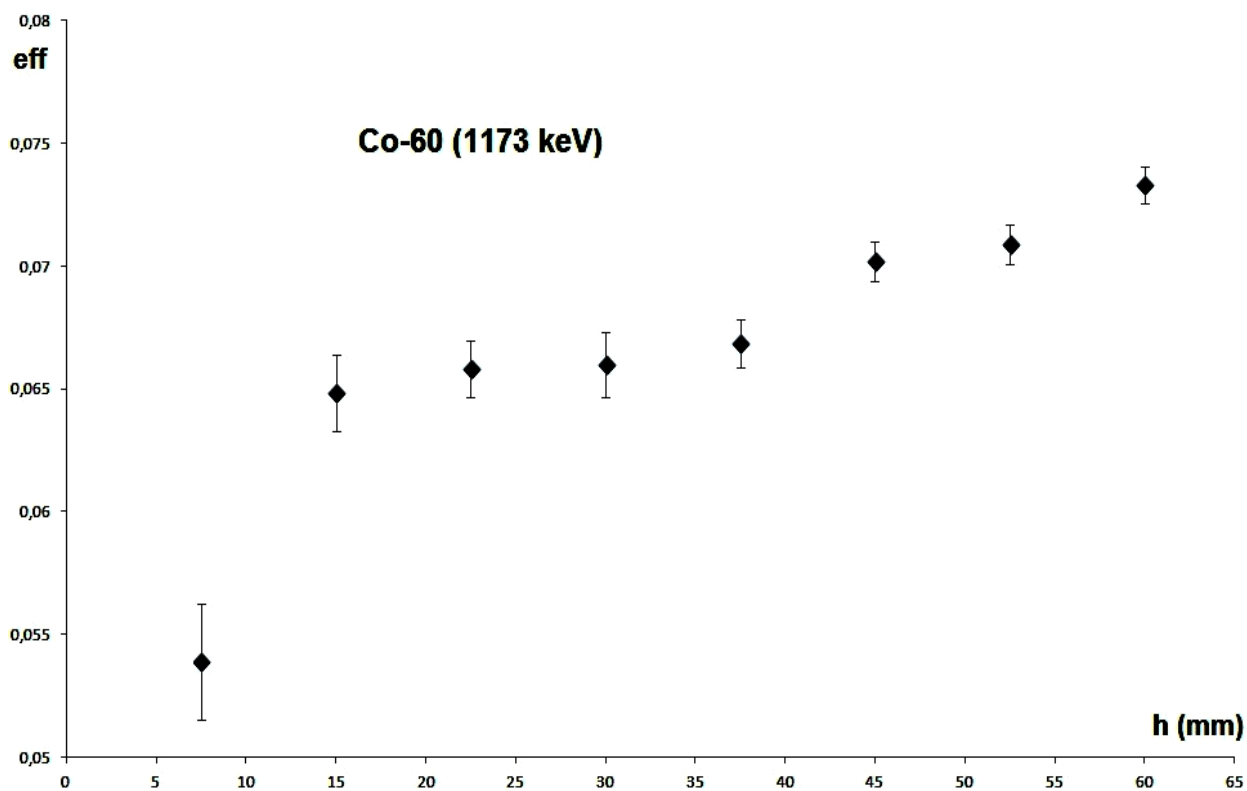
stavljena u cilindrične geometrije visine 107 mm i prečnika 50 mm i 220x30 mm. Poslednje dve geometrije nisu iskorišćene za uzorak sa Cs i Co zbog nedovoljne količine materijala. Rezultati merenja su predstavljeni u Tabeli 11 i graficima na slikama 130.

TABELA 11 - Efikasnosti detektora oblika jame za različite geometrije uzoraka CsCo i KCl

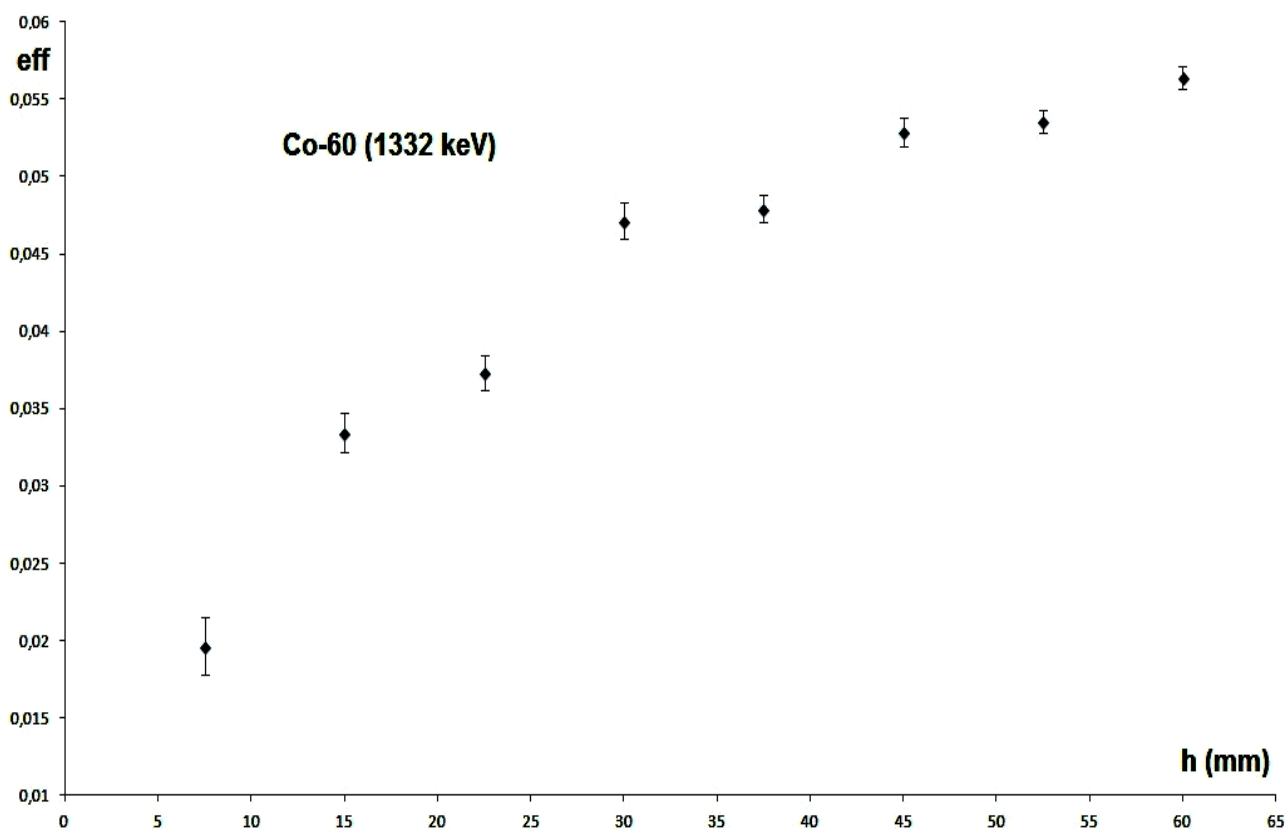
h x R (mm)	masa uzorka (g)		Cs-137	Co-60			K-40
	CsCo	KCl	661	1173	1332	2505	1460.8
7.5 x 72	22.9	23.8	0.574(4)	0.0539(24)	0.0196(18)	0.1531(19)	0.245(4)
15 x 72	42.2	47.2	0.579(3)	0.0648(15)	0.0334(12)	0.1698(14)	0.2439(27)
22.5 x 72	65.1	71.0	0.5925(23)	0.0658(12)	0.0372(11)	0.1732(12)	0.2523(22)
30 x 72	67.2	126.6	0.6069(24)	0.0659(13)	0.0471(12)	0.1951(12)	0.2549(19)
37.5 x 72	90.1	150.4	0.6088(21)	0.0668(10)	0.0479(9)	0.1964(12)	0.2657(18)
45 x 72	109.4	173.8	0.6107(19)	0.0701(8)	0.0529(9)	0.2047(10)	0.2760(17)
52.5 x 72	132.3	197.6	0.6174(18)	0.0708(8)	0.0535(8)	0.2210(10)	0.2918(17)
60 x 72	134.8	252.8	0.6234(18)	0.0732(8)	0.0564(7)	0.2416(11)	0.2945(14)
107 x 50	-	250.0	-	-	-	-	0.2905(14)
220 x 30	-	178.0	-	-	-	-	0.2374(15)



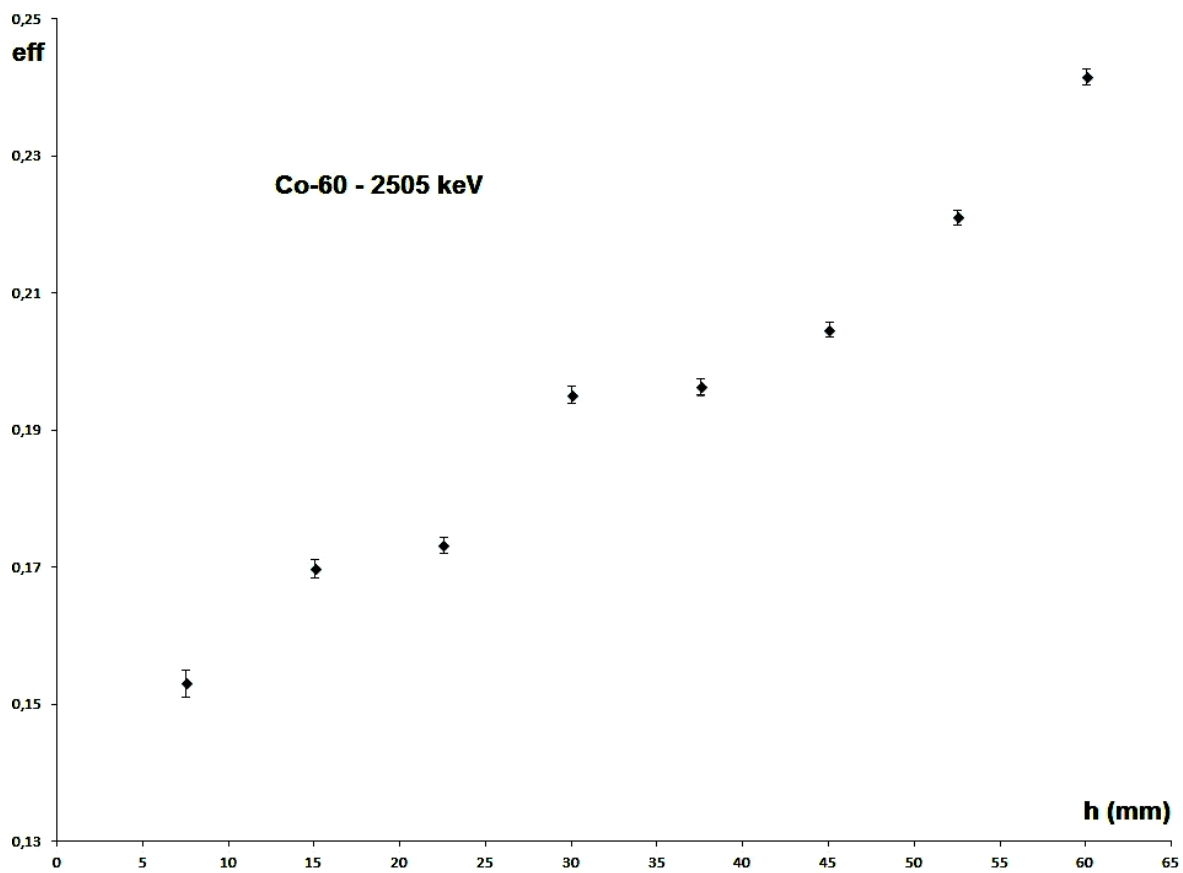
slika 130a - zavisnost promene efikasnosti za Cs-137(661,6 keV) od visine uzorka



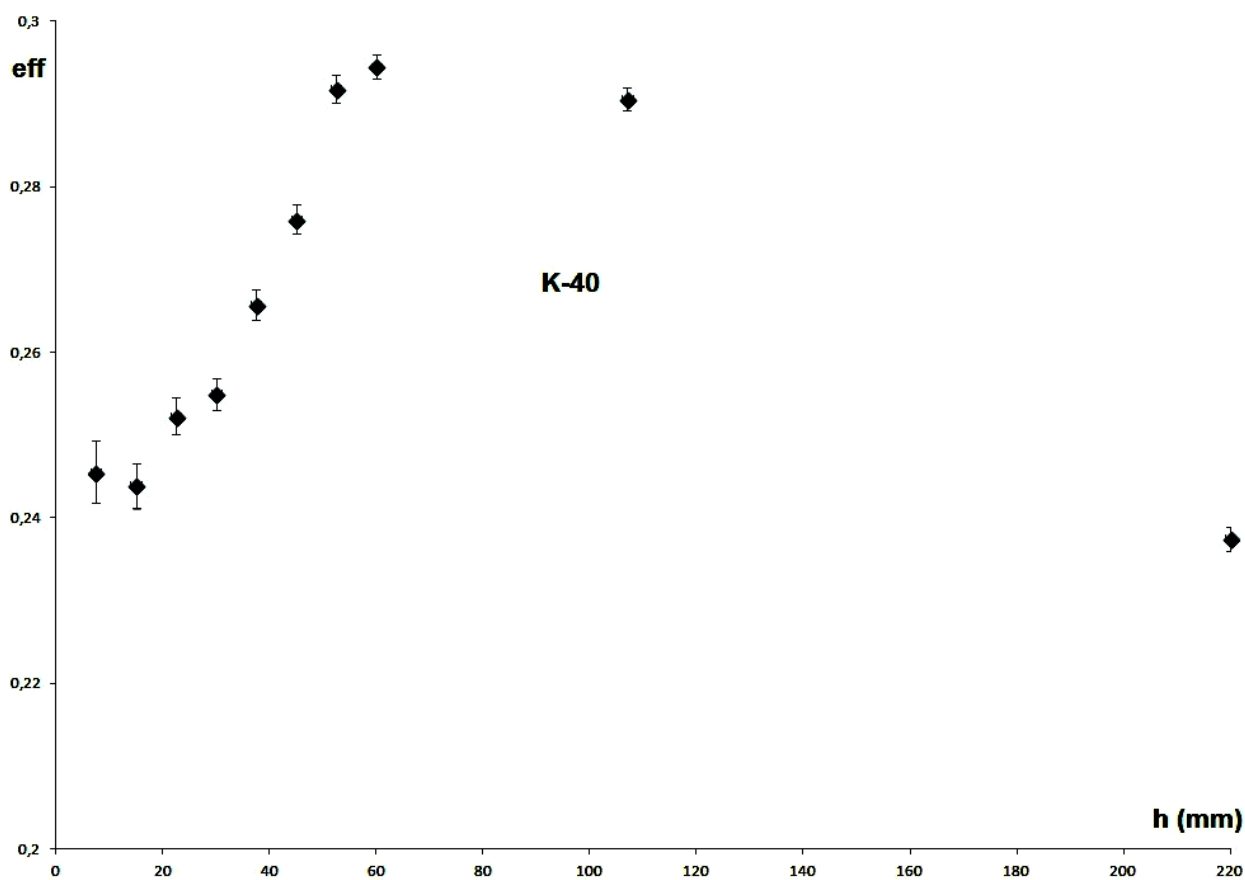
slika 130b - zavisnost promene efikasnosti za Co-60 (1173 keV) od visine uzorka



slika 130c - zavisnost promene efikasnosti za Co-60 (1332 keV) od visine uzorka



slika 130d - zavisnost promene efikasnosti za Co-60 (2505 keV) od visine uzorka



slika 130e - zavisnost promene efikasnosti za K-40 (1460,8 keV) od visine uzorka

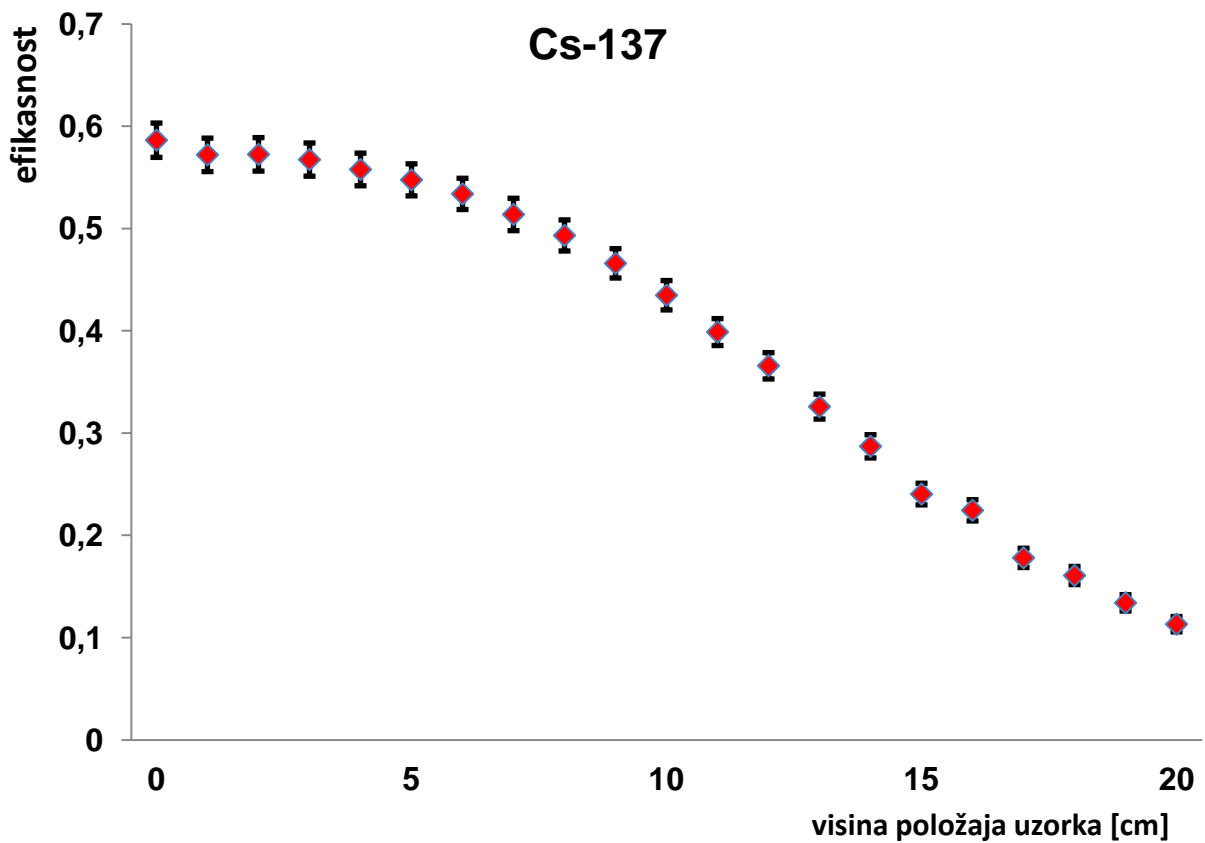
Na osnovu dobijenih rezultata, za uzorak CsCo se ne može sa sigurnošću zaključiti da je najpogodnija geometrija za merenje upravo 60x72 mm (visina x prečnik), iako je od odabranih upravo tada dobijena najveća efikasnost detekcije. Nažalost autor nije imao pristupa većoj količina datog materijala da bi isprobao još neke različite geometrije i za ovaj materijal. U slučaju KCl, upravo ovakva postavka uzorka je dala najbolje rezultate i pokazala se najboljim izborom za sledeće eksperimente, pa se stoga da zaključiti da je ipak geometrija 60x72 mm izbor i za ostale tipove uzoraka.

10.4. PROMENA EFIKASNOSTI DETEKTORA U ZAVISNOSTI OD POLOŽAJA ZAPREMINSKOG UZORKA

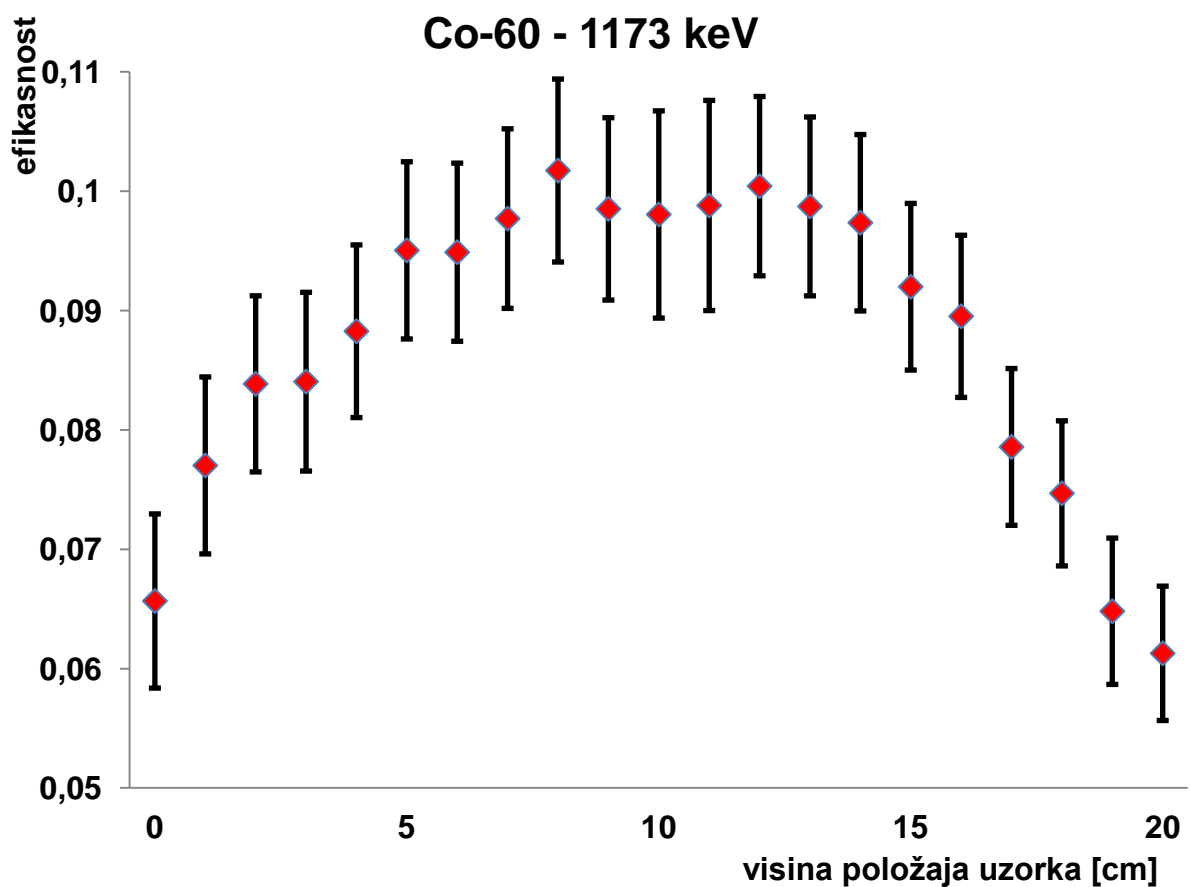
Ispitivanja su vršena sa ista ona dva tipa uzorka kao što su navedena i u prethodnom poglavlju. Jonoizmenjivačka smola sadrži u sebi Cs-137 (aktivnosti 17300 Bq/kg) i Co-60 (aktivnosti 1430 Bq/kg) na dan merenja (28.03.2014.) i KCl (K-40 aktivnosti 16300 Bq/kg). Uzorci su upakovani u kutijice prečnika 72 mm i visine 60 mm. Mase ispitivanih uzoraka su 134,8 g za CsCo i 252,8 g za KCl. Rezultati su dati u Tabeli 12 i na graficima na slikama 131a-131e.

TABELA 12 - Promena efikasnosti detektora oblika jame u zavisnosti od položaja zapreminskog uzorka unutar jame detektora

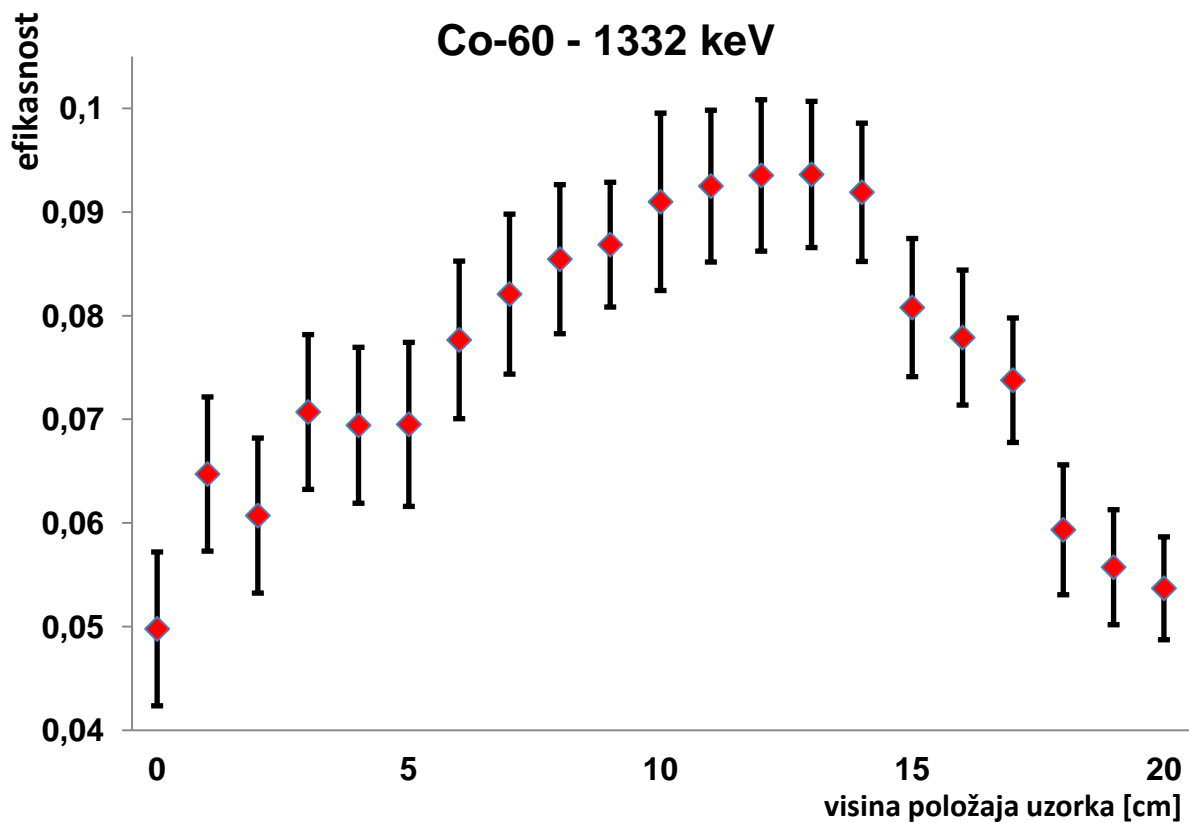
h (cm)	Cs-137	Co-60			K-40
	661	1173	1332	2505	1460.8
0	0,586(17)	0,065(7)	0,049(7)	0,167(8)	0,287(13)
1	0,572(16)	0,077(7)	0,065(7)	0,168(8)	0,292(13)
2	0,572(16)	0,084(7)	0,061(7)	0,169(8)	0,292(13)
3	0,567(16)	0,084(7)	0,071(7)	0,157(8)	0,287(13)
4	0,557(16)	0,088(7)	0,069(8)	0,156(8)	0,288(13)
5	0,547(16)	0,095(7)	0,069(8)	0,154(7)	0,282(12)
6	0,533(15)	0,095(7)	0,078(8)	0,151(7)	0,275(12)
7	0,513(16)	0,097(8)	0,082(8)	0,142(7)	0,267(12)
8	0,493(15)	0,102(8)	0,085(7)	0,123(7)	0,254(12)
9	0,466(14)	0,098(8)	0,087(6)	0,111(6)	0,243(11)
10	0,435(14)	0,098(9)	0,091(9)	0,099(6)	0,226(11)
11	0,399(13)	0,099(9)	0,093(7)	0,081(5)	0,208(11)
12	0,366(13)	0,100(8)	0,094(7)	0,072(5)	0,192(10)
13	0,326(12)	0,099(8)	0,094(7)	0,057(5)	0,166(10)
14	0,287(11)	0,097(7)	0,092(7)	0,045(4)	0,154(9)
15	0,240(11)	0,092(7)	0,081(7)	0,034(4)	0,131(9)
16	0,225(10)	0,089(7)	0,078(7)	0,031(3)	0,116(8)
17	0,178(9)	0,078(7)	0,074(6)	0,019(3)	0,103(8)
18	0,161(9)	0,075(6)	0,059(6)	0,017(3)	0,087(7)
19	0,134(8)	0,065(6)	0,056(6)	0,011(2)	0,076(7)
20	0,113(7)	0,061(6)	0,054(5)	0,008(2)	0,063(6)



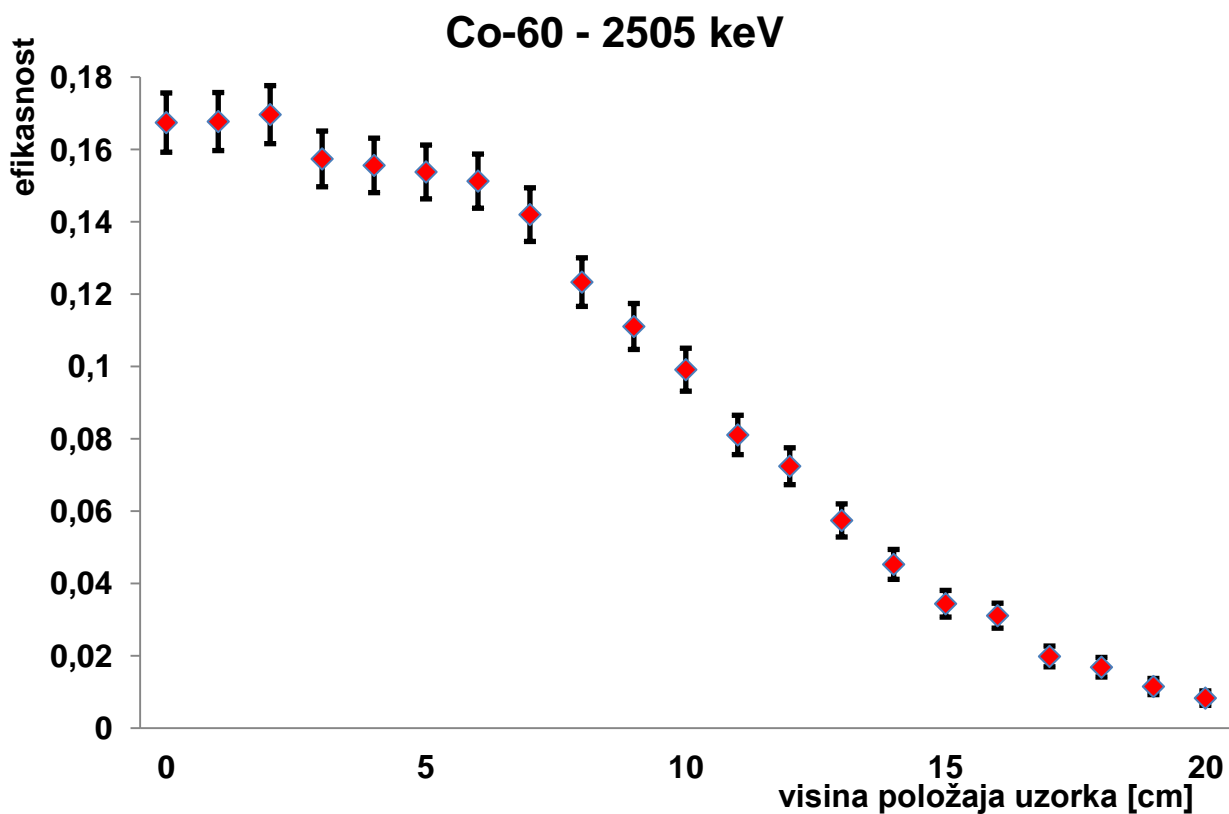
slika 131a - zavisnost efikasnosti detektora za Cs-137 od visine položaja uzorka



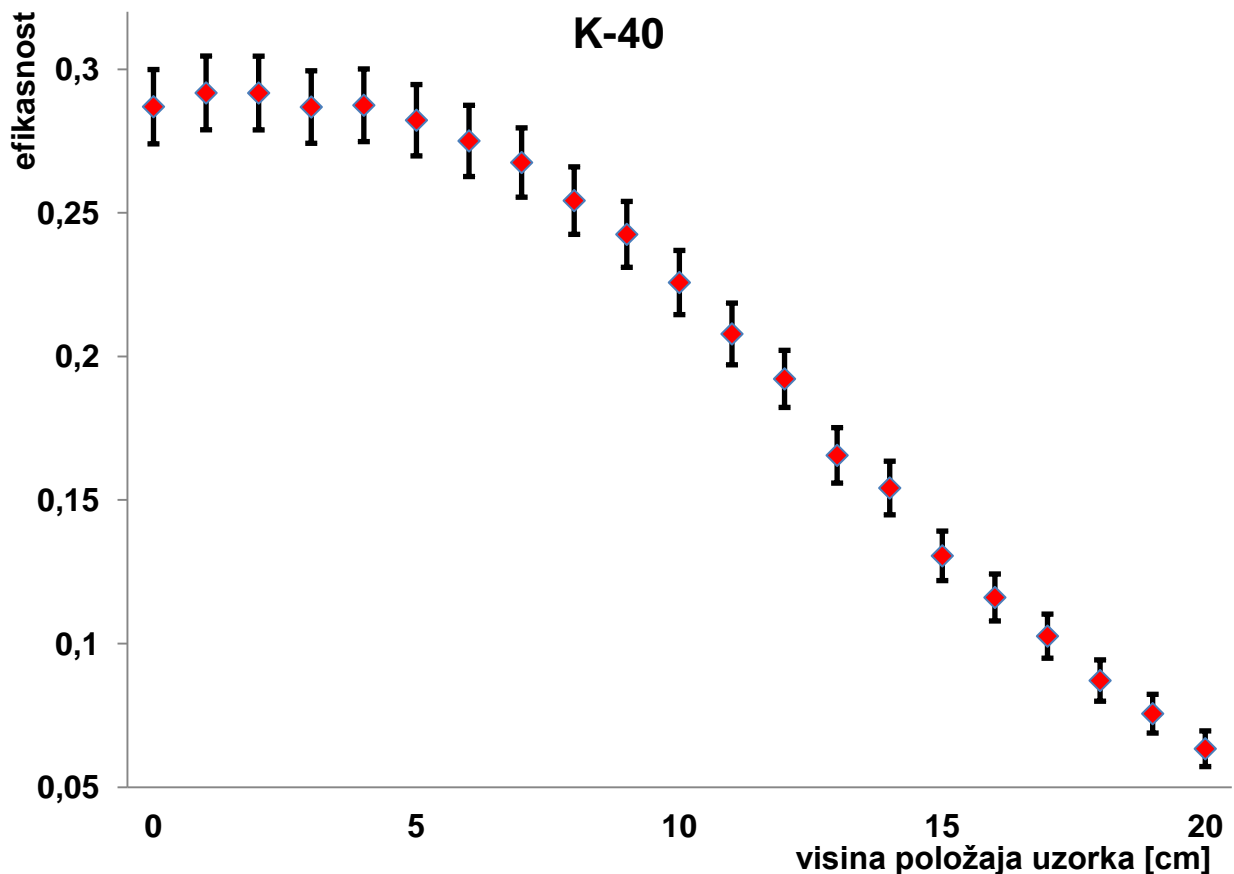
slika 131b - zavisnost efikasnosti detektora za Co-60 (1173 keV) od visine položaja uzorka



slika 131c - zavisnost efikasnosti detektora za Co-60 (1332 keV) od visine položaja uzorka



slika 131d - zavisnost efikasnosti detektora za Co-60 (2505 keV) od visine položaja uzorka



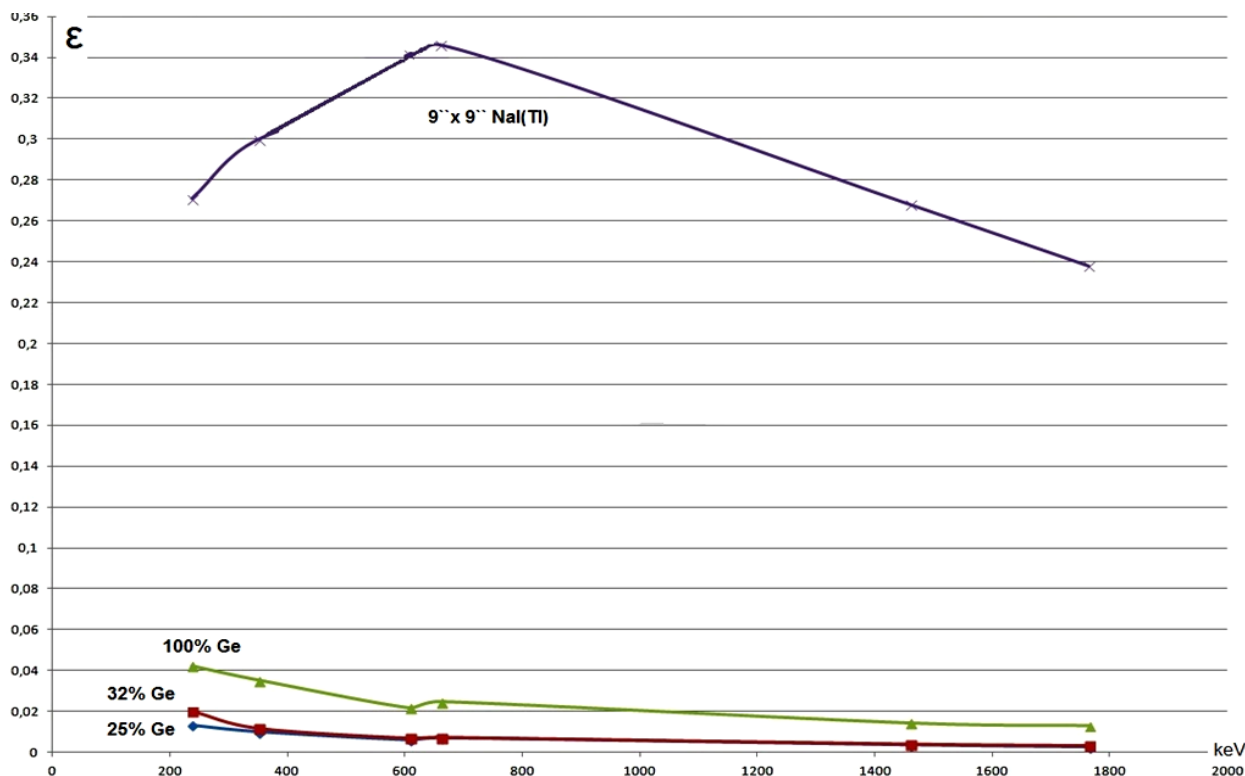
slika 131e - zavisnost efikasnosti detektora za K-40 od visine položaja uzorka

Kao što se i dalo pretpostaviti, posebno posmatrajući prethodno navedene eksperimente, najbolji položaj uzorka jeste kad se nalazi na samom dnu jame detektora, tj. na kapi malog 3''x 3'' NaI(Tl) detektora. Naravno to je slučaj samo kada su u pitanju uzorci koji sadrže samo jednu gama liniju u spektru ili u slučaju radioizotopa koji emituju samo jednu gama liniju (grafici za Cs-137 i K-40). Takođe se ovakav zaključak može navesti i za zbirnu liniju Co-60 (2505 keV). Usled slabog razlaganja NaI(Tl) detektora i velike verovatnoće sumiranja gama linija kod detektora oblika jame, kod relativno bliskih linija kao što su linije Co-60 (1173 i 1332 keV), puno pogodniji položaj za određivanje aktivnosti uzorka u ovakvom slučaju jeste kada se uzorak nalazi negde oko sredine jame detektora. Linije Co-60 su u tada dovoljno razdvojene da bi se mogle sa zadovoljavajućom preciznošću i sigurnošću odrediti površine linija u spektru.

U slučaju merenja uzorka nepoznatog sastava i aktivnosti, preporuka bi bila da se uzorak podigne 7-10 cm, tako da se nalazi na sredini jame detektora. Kada se snimaju spektri uzoraka iz prirode, gde se očekuje prisustvo prirodnih radionuklida i eventualno Cs-137, uzorak se slobodno može smestiti na kapu malog NaI(Tl) detektora.

10.5. UPOREĐENJE EFIKASNOSTI I MDA (MINIMALNIH DETEKTABILNIH AKTIVNOSTI) NaI(Tl) I HPGe DETEKTORA

Efikasnost detekcije praktično 4π NaI(Tl) detektora je neuporedivo veća u odnosu na standardne germanijumske detektore. Iz eksperimentalnih podataka dobijenih snimanjem voluminoznih uzoraka u Laboratoriji za nuklearnu fiziku, Novi Sad dobijeni su rezultati za efikasnost predstavljeni na slici 132, gde se vidi da je efikasnost velikog 9''x 9'' NaI(Tl) detektora za 20-100 puta veća nego efikasnost tipičnog germanijumskog detektora.



slika 132 - upoređenje efikasnosti NaI(Tl) i HPGe detektora

Uzimajući u obzir ovako visoku efikasnost detekcije, može se zaključiti takođe da će ovakav detektorski sistem imati i niske vrednosti MDA (minimalnih detektabilnih aktivnosti) u upoređenju sa germanijumskim detektorima. MDA su izračunate prema [92,93]:

$$MDA = \frac{2,71 + 4,65 \sqrt{I_B t}}{\varepsilon t p_\gamma} \quad (10.1.)$$

gde su:

I_B - odbroj posmatrane linije u spektru fona;

t - vreme merenja spektra;

ε - efikasnost detekcije na datoj energiji;

p_γ - kvantni prinos.

U Tabeli 13 su predstavljeni rezultati za MDA za različite intervale vremena na određenim linijama u spektru kod 9''x9'' NaI(Tl) detektora i 25% HPGe detektora.

Iz rezultata iz Tabele 13 je jasno da su vrednosti MDA za NaI(Tl) sistem puno niže tj. iste vrednosti MDA kao kod HPGe detektora se ovakvim detektorskim sistemom mogu dostići za kraće vreme merenja i time omogućiti brži i efikasniji rad laboratorije i mogućnost merenja više uzoraka u toku radnog dana.

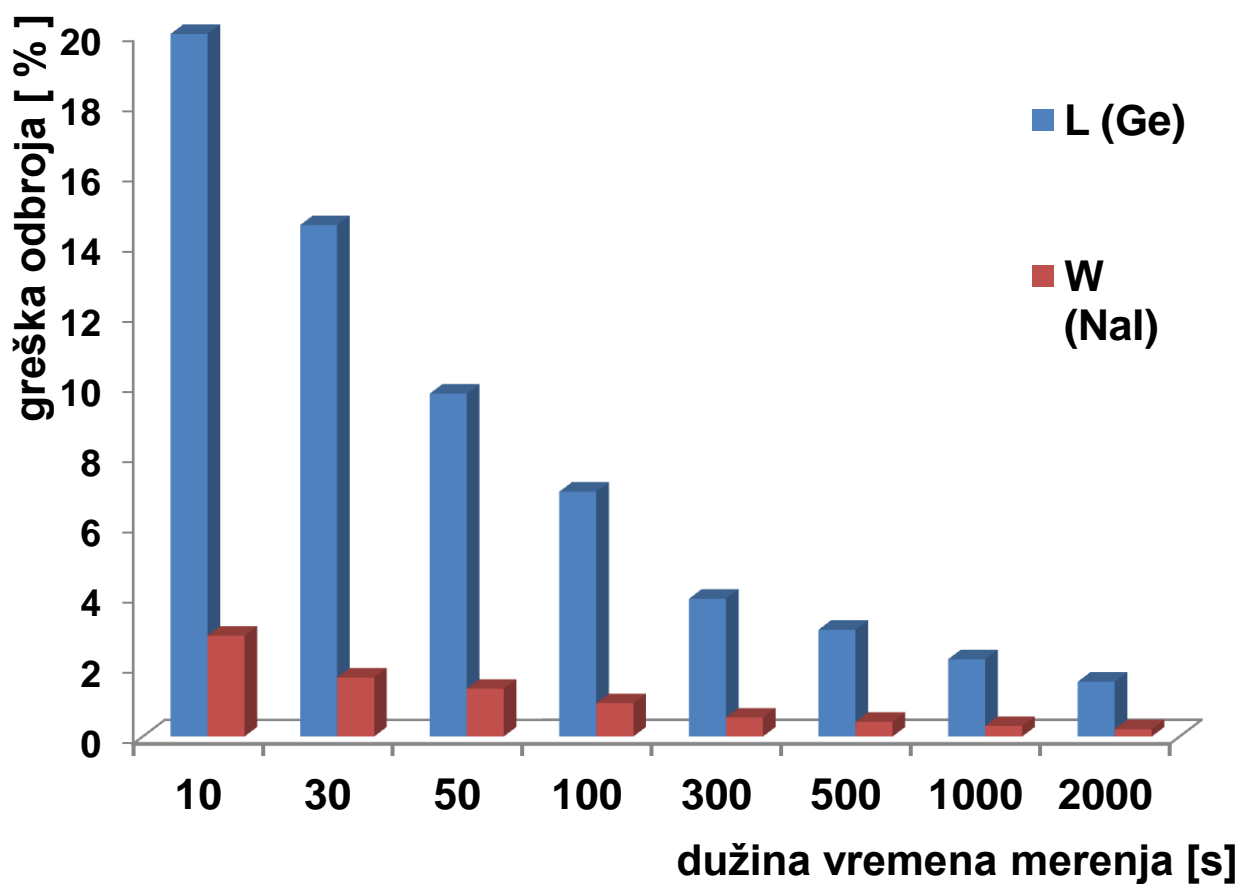
TABELA 13 - poređenje MDA

za vreme merenja od 1h			
IZOTOP	ENERGIJA (keV)	MDA 25% Ge [Bq]	MDA 9``x 9`` NaI(Tl) [Bq]
Pb ²¹⁴ /Ra ²²⁶	238,4	1,74	1,267
Pb ²¹⁴ /Ra ²²⁶	351,9	2,36	1,110
Bi ²¹⁴ /Ra ²²⁶	609,3	2,55	0,735
Cs ¹³⁷	661,6	0,87	0,308
K ⁴⁰	1460,8	12,2	7,693
Bi ²¹⁴ /Ra ²²⁶	1764,5	8,15	1,962
za vreme merenja od 1 dan			
IZOTOP	ENERGIJA (keV)	MDA 25% Ge [Bq]	MDA 9``x 9`` NaI(Tl) [Bq]
Pb ²¹⁴ /Ra ²²⁶	238,4	0,33	0,257
Pb ²¹⁴ /Ra ²²⁶	351,9	0,45	0,254
Bi ²¹⁴ /Ra ²²⁶	609,3	0,48	0,149
Cs ¹³⁷	661,6	0,16	0,063
K ⁴⁰	1460,8	2,18	1,567
Bi ²¹⁴ /Ra ²²⁶	1764,5	1,35	0,482
za vreme merenja od 1 mesec			
IZOTOP	ENERGIJA (keV)	MDA 25% Ge [Bq]	MDA 9``x 9`` NaI(Tl) [Bq]
Pb ²¹⁴ /Ra ²²⁶	238,4	0,060	0,047
Pb ²¹⁴ /Ra ²²⁶	351,9	0,082	0,041
Bi ²¹⁴ /Ra ²²⁶	609,3	0,085	0,027
Cs ¹³⁷	661,6	0,028	0,008
K ⁴⁰	1460,8	0,387	0,286
Bi ²¹⁴ /Ra ²²⁶	1764,5	0,235	0,072
za vreme merenja od 1 godinu			
IZOTOP	ENERGIJA (keV)	MDA 25% Ge [Bq]	MDA 9``x 9`` NaI(Tl) [Bq]
Pb ²¹⁴ /Ra ²²⁶	238,4	0,0171	0,0135
Pb ²¹⁴ /Ra ²²⁶	351,9	0,0231	0,0118
Bi ²¹⁴ /Ra ²²⁶	609,3	0,0243	0,0078
Cs ¹³⁷	661,6	0,0079	0,0033
K ⁴⁰	1460,8	0,1103	0,0819
Bi ²¹⁴ /Ra ²²⁶	1764,5	0,0669	0,0207

Još jedan pokazatelj velike efikasnosti brojanja 9``x 9`` NaI(Tl) detektora jeste upoređenje greške merenja za jako kratka vremena merenja. Uzet je uzorak KCl, koji je upakovan u cilindričnu geometriju promera 72 mm a visine 60 mm. Masa uzorka je bila 252,8 g. Spektri su snimani na detektoru oznake L efikasnosti 32% i na 9``x 9`` NaI(Tl) detektoru. Vreme snimanja spektara je bilo 10,30,50,100,300,500,1000 i 2000 sekundi. Vrednost greški odbroja za određeno vreme merenja je predstavljena na grafiku/slici 133 i u tabeli 14. Na prvi pogled se vidi da je vreme potrebno da se dostigne praktično ista vrednost odbroja i ista greška merenja, na germanijumskom detektoru 2000 sekundi dok je na 9``x 9`` NaI(Tl) detektoru ta vrednost SAMO 30 sekundi!

TABELA 14 - razlika u greškama odbroja na detektorima L (Ge) i W(Nal(Tl)) za uzorak KCl

vreme merenja [s]	L detektor [counts]	L detektor greška merenja [%]	W detektor [counts]	W detektor greška merenja [%]
10	25 (5)	20	1433 (41)	2,87
30	61 (9)	14,56	4290 (72)	1,68
50	105 (10)	9,76	6863 (93)	1,36
100	206 (14)	6,97	13857 (132)	0,95
300	650 (25)	3,92	42503 (230)	0,54
500	1100 (33)	3,04	70487 (296)	0,42
1000	2103 (46)	2,2	139404 (418)	0,3
2000	4124 (64)	1,56	280736 (590)	0,21



slika 133 - razlika u greškama odbroja na detektorima L (Ge) i W(Nal(Tl)) za navedena vremena merenja

10.6. OBRADA SPEKTARA SNIMLJENIH NaI(TI) DETEKTOROM SOFTVEROM GENIE 2000

Za potrebe automatske obrade spektara softverom Genie 2000, potrebno je odrediti efikasnost detektora za željenu geometriju uzorka. Efikasnosti na različitim energijama od interesa se određuju pomoću standardnih referentnih uzoraka, bilo da su u pitanju radioaktivni izvori ili materijali koji u svom sastavu sadrže značajne količine radioaktivnih elemenata. Svaki od takvih materijala mora biti sertifikovan, najčešće od strane proizvođača ili od IAEA. U slučaju 9"x9" NaI(TI) detektora, korišćeni su uranijumska i torijumska ruda kupljeni od IAEA i hemijski čist KCl. Osobine referentnih materijala kupljenih od IAEA se mogu pronaći na [94,95,96]

Sertifikovana vrednost aktivnosti U^{238} je 4940(30) Bq/kg sa Ra^{226} i Pb^{210} u ravnoteži, dok je aktivnost Th^{232} 3250(90) Bq/kg. Aktivnost K^{40} u čistom KCl-u je 16300(200) Bq/kg.

Sva tri materijala su upakovana u standardnu geometriju promera 72 mm i visine 60 mm (2 kutijice po 30 mm). Mase uzoraka su približno jednake te nije potrebna korekcija na gustinu i sastav materijala (masa KCl = 252,8 g, U = 260,4 g, Th = 263,0 g). Iz snimljenih spektara svakog od navedenih materijala su određene efikasnosti detekcije na 1460,8 keV za K^{40} , 1764,5 keV za U^{238}/Ra^{226} i 3197 keV za Th^{232} (sumirana linija od 583 i 2614 keV iz Tl^{208}). Takođe je snimljen i fonski spektar koji je oduziman od snimljenih spektara pojedinih uzoraka. Rezultati su dati u Tabelama 15, 16A, 16B i 16C i na graficima na slikama 134-139. Vremena merenja navedena u tabelama se odnose na spektre snimljene na NaI(TI) detektoru.

TABELA 15 - referentni materijali

uzorak	aktivnost (Bq/kg)	vreme merenja (s)	odbroj (c)	odbroj (c/s)	efikasnost
KCl - 1460,8 keV	16300(200)	72638	10228657	140,82	0,320(4)
U - 1764,5 keV	4940(30)	74455	7199786	96,7	0,488(3)
Th - 3197 keV	3250(90)	67373	1056257	15,67	0,0221(5)
FON - WB131017					
KCl - 1460,8 keV	-	67257	60375	0,898	-
U - 1764,5 keV	-		2153	0,032	-
Th - 3197 keV	-		1328	0,0198	-

Efikasnost za svaku energiju iz Tabele 15 je izračunata iz:

$$\varepsilon = \frac{I_U - I_B}{A m p_\gamma} \quad (10.2)$$

gde su:

ε - efikasnost

I_U - odbroj izvora/uzorka

I_B - odbroj fona

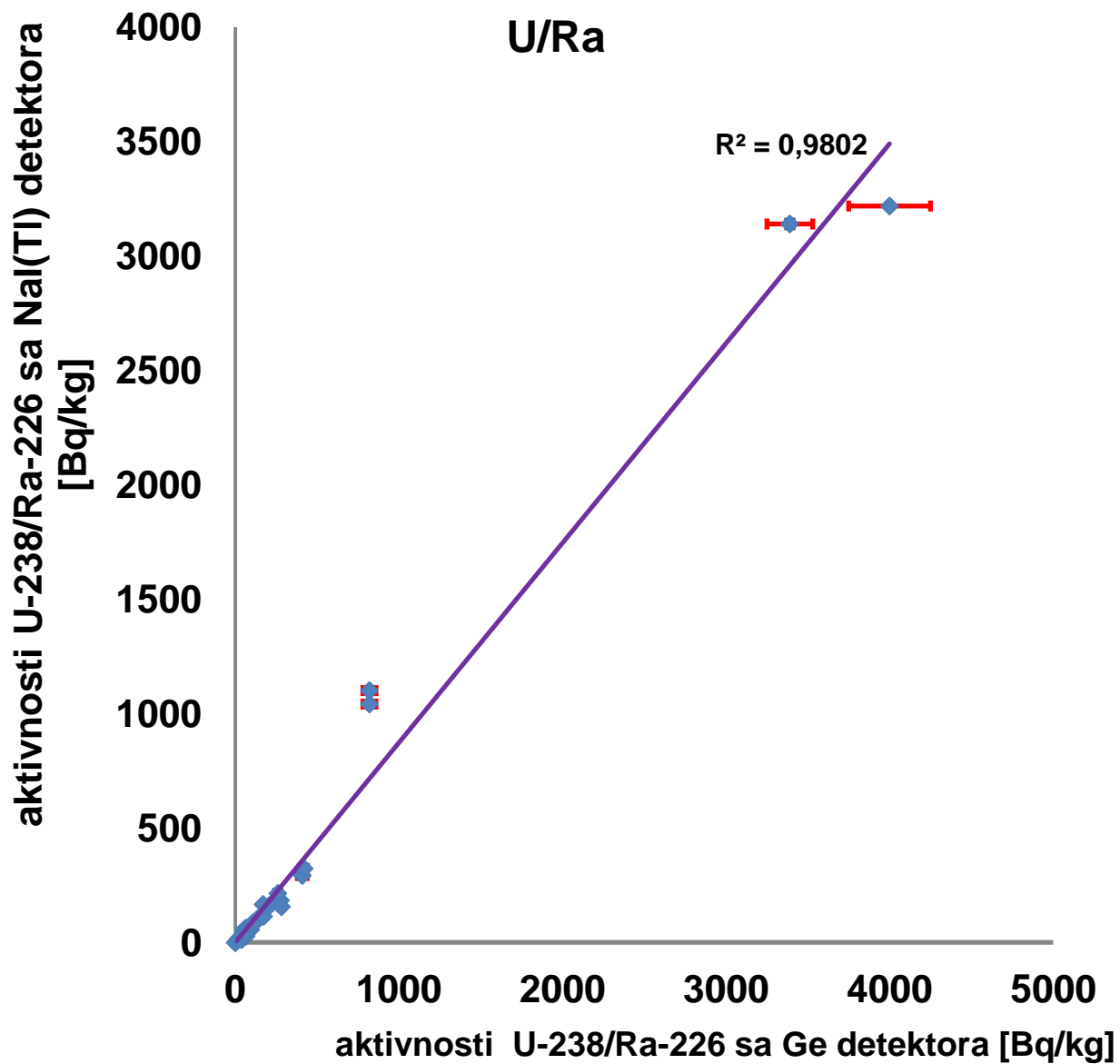
A - aktivnost izvora

m - masa uzorka/izvora

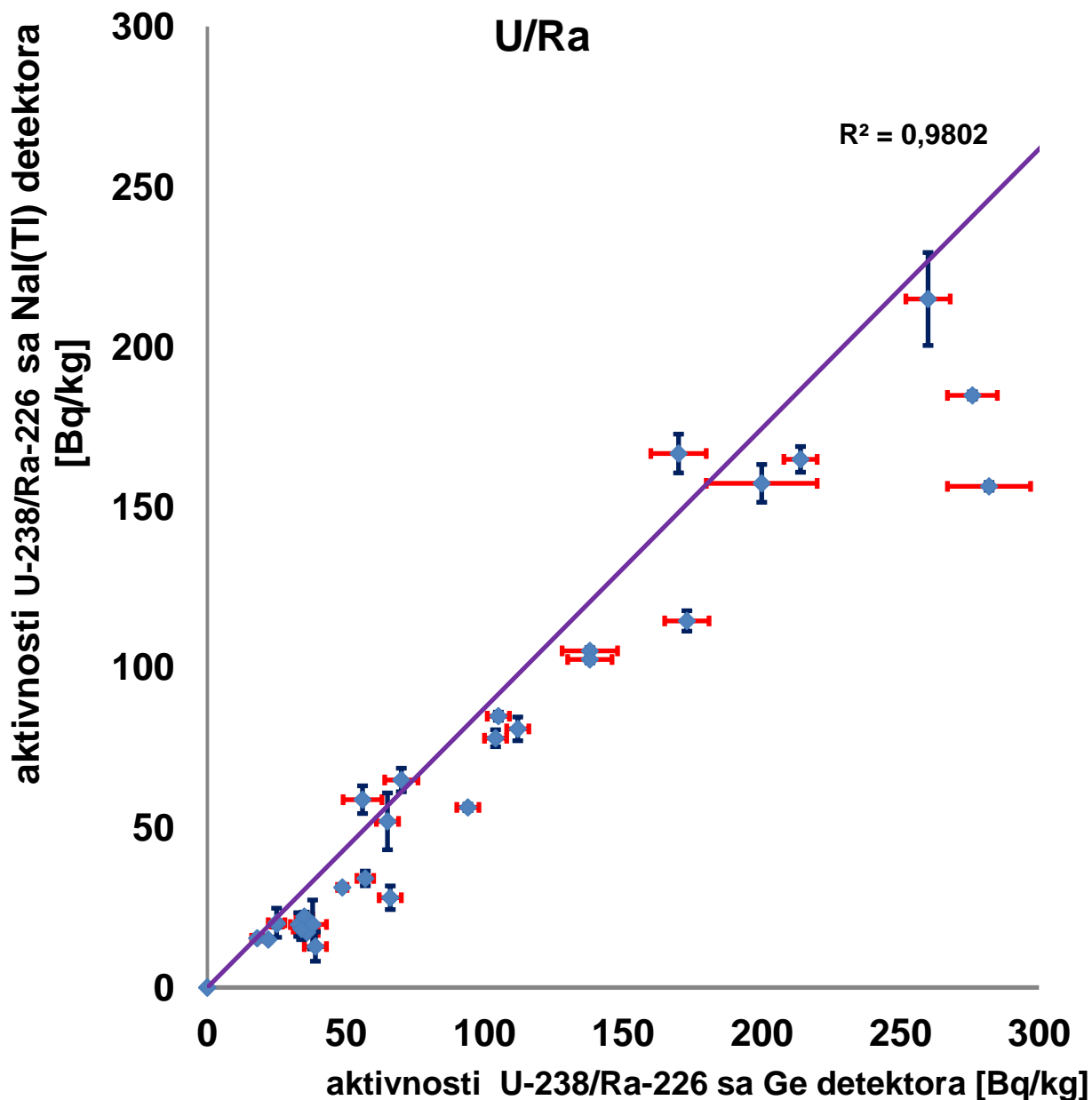
p_γ - kvantni prinos.

TABELA 16A - rezultati aktivnosti U²³⁸ uzoraka snimljenih NaI(Tl) i Ge detektorom

uzorak/šifra spektra	masa (g)	vreme merenja (s)	aktivnost U (Ge detektor)	aktivnost U (NaI(Tl) detektor)
WKAOLIN61457	314,2	74809	138 (10)	105,1 (12)
WABRPESAK140407	499,1	60507	820 (40)	1043 (3)
WMAP1152	209,9	67542	36 (4)	17,2 (5)
WABRPESAK50%	499,1	60088	410 (30)	293 (10)
WKCI+CaO25-75	252,8	68135	0 (< MDA)	0 (< MDA)
WKCI+CaO50-50	252,8	77015	0 (< MDA)	0 (< MDA)
WZIRKON61959	612,3	65513	4000 (250)	3219 (4)
W61981abrpesak	499,1	67565	820 (40)	1101 (3)
Wabrpesak+CaO-50-50	330,7	62934	421 (20)	324 (10)
Wabrpesak+CaO-25-75	223	74064	200 (20)	157 (6)
WMAP-CaO-50-50	210,8	76197	18 (2)	15,4 (5)
WNPK62758 (NPK8-15-15)	248,8	69424	276 (9)	184,8 (11)
WABRPESAK+CaO4%	139,5	73275	33 (3)	20 (4)
WMESAVINA (KCl,Pesak,MAP,CaO)	125	74174	35 (3)	22,1 (14)
W7230x2MOSSOIL	189,1	67090	25,1 (20)	19,83 (10)
W7230x2IRISHSEA	214,7	65536	22,0 (5)	14,9 (6)
W63008MINAZEL	198,7	3545	66 (4)	28 (4)
W63013GLINA	211,7	3181	56 (7)	59 (4)
W63389ABRPESAK	480	2434	25 (3)	20 (4)
W63391PERLIT	273,4	2500	70 (6)	65 (4)
W63408KAOLIN	305,3	70527	94 (4)	56,2 (10)
W63412KAOLIN	324,4	3409	170 (10)	167 (6)
W63413KAMEN	482,9	3810	34 (3)	18 (3)
W63713KAOLIN	400,2	7006	214 (6)	165 (4)
W63722KAOLIN	338	75243	138 (8)	102,4 (11)
W63725PESAK	475,6	2328	38 (5)	20 (7)
W63801ZIRCON	209,9	6845	3390 (140)	3141 (16)
W63830PESAK	472,3	6645	65 (4)	52 (9)
W63911APESAK	444,5	4134	39 (4)	13 (4)
W63911BPESAK	505,5	3901	57 (3)	34,1 (23)
W63939SORB	72,5	3187	260 (8)	215 (14)
W64137ACARBOPROP	417,2	3422	112 (4)	81 (4)
W64137BSINTERLIT	391,4	64869	282 (15)	156,5 (12)
WGRADJ2-plocica	262,6	63545	48,7 (17)	31,3 (6)
WGRADJ4-plocica	274	6502	104 (4)	77,8 (26)
W64848BENTONIT	257,9	7480	173 (8)	114 (3)
W65097BENTONIT	237	71793	105 (4)	84,7 (13)



slika 134 - zavisnost izmerenih aktivnosti radionuklida U^{238}/Ra^{226} u uzorcima iz Tabele 16A detektorima Ge i NaI(Tl)

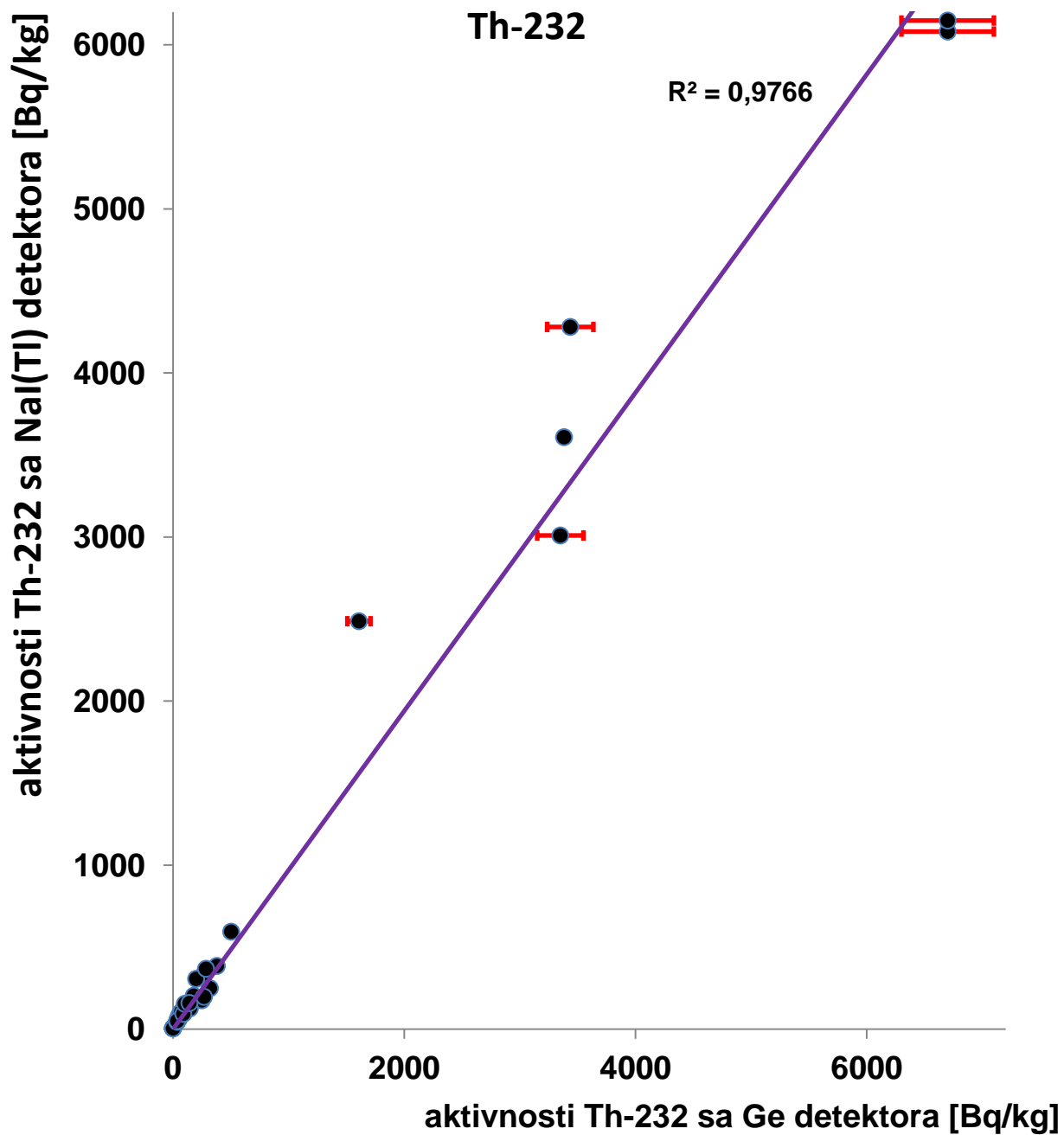


slika 135 - zavisnost izmerenih aktivnosti radionuklida U^{238}/Ra^{226} u uzorcima iz Tabele 16A detektorima Ge i NaI(Tl) - do 300 Bq/kg

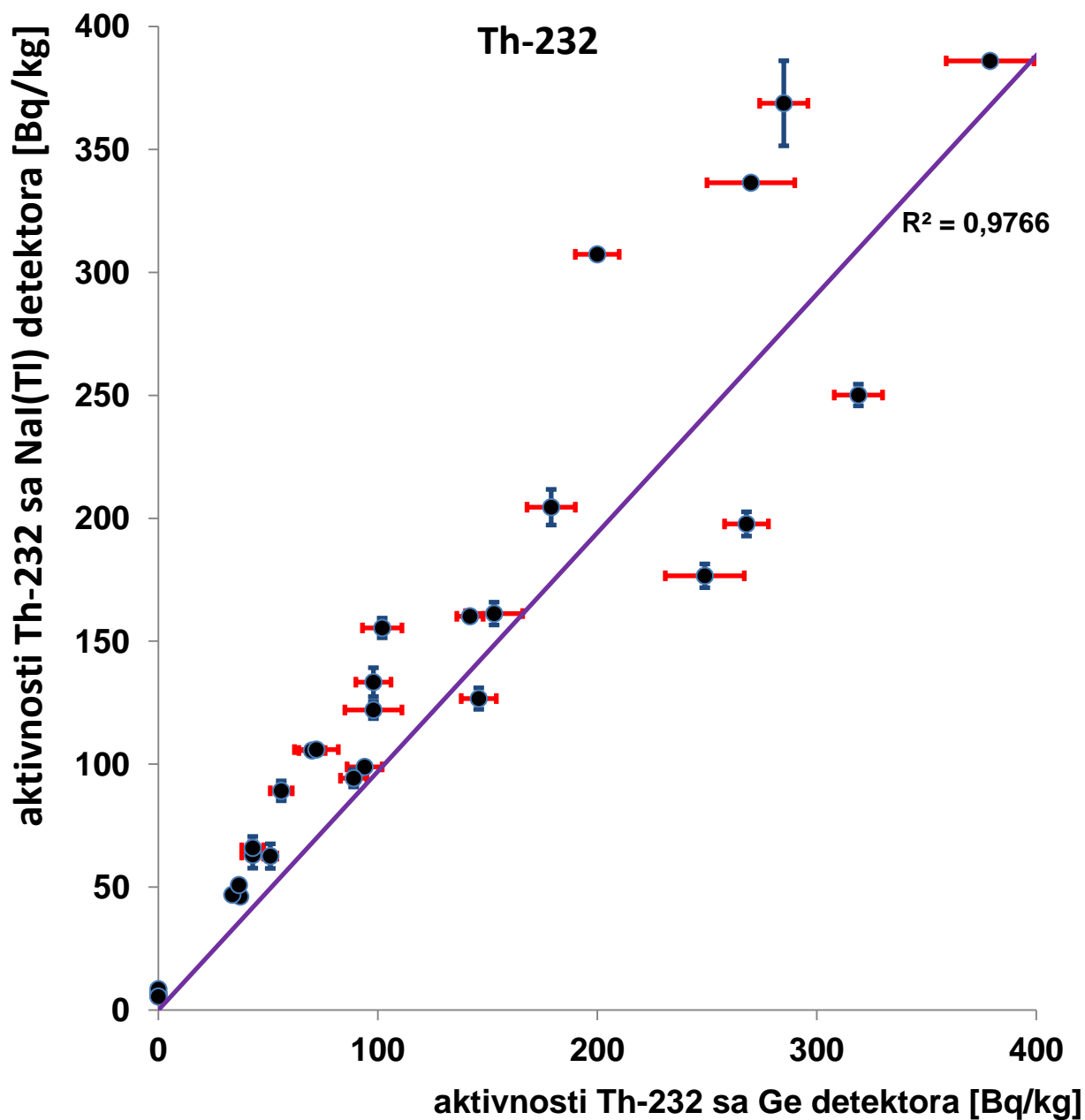
Može se zaključiti da NaI(Tl) detektor daje malo manje vrednosti aktivnosti radionuklida U^{238}/Ra^{226} od vrednosti dobijenih sa Ge detektora. Potrebno je uraditi seriju merenja sa standardima koji sadrže U^{238}/Ra^{226} i bolje odrediti tačnu efikasnost detektora NaI(Tl) na posmatranoj energiji - 1764,5 keV i ako je to moguće, uraditi sa različitim vrstama materijala sa različitim gustinama.

TABELA 16B - rezultati aktivnosti Th²³² uzoraka snimljenih NaI(Tl) i Ge detektorom

uzorak/šifra spektra	masa (g)	vreme merenja (s)	aktivnost Th (Ge detektor)	aktivnost Th (NaI(Tl) detektor)
WKAOLIN61457	314,2	74809	94 (8)	99,0 (10)
WABRPESAK140407	499,1	60507	6700 (400)	6082 (7)
WMAP1152	209,9	67542	0 (< MDA)	6,8 (6)
WABRPESAK50%	499,1	60088	3350 (200)	3010 (5)
WKCI+CaO25-75	252,8	68135	0 (< MDA)	6,0 (5)
WKCI+CaO50-50	252,8	77015	0 (< MDA)	7,00 (5)
WZIRKON61959	612,3	65513	379 (20)	386,0 (15)
W61981abrpesak	499,1	67565	6700 (400)	6149 (7)
Wabrpesak+CaO-50-50	330,7	62934	3436 (200)	4281 (6)
Wabrpesak+CaO-25-75	223	74064	1608 (100)	2487 (5)
WMAP-CaO-50-50	210,8	76197	0 (< MDA)	8,6 (6)
WNPK62758 (NPK8-15-15)	248,8	69424	0 (< MDA)	5,6 (6)
WABRPESAK+CaO4%	139,5	73275	270 (20)	336,5 (13)
WMESAVINA (KCI,Pesak,MAP,CaO)	125	74174	200 (10)	307,4 (10)
W7230x2MOSSOIL	189,1	67090	37 (2)	46,2 (11)
W7230x2IRISHSEA	214,7	65536	33,7 (10)	47,0 (11)
W63008MINAZEL	198,7	3545	43 (5)	63 (5)
W63013GLINA	211,7	3181	43 (5)	66 (5)
W63389ABRPESAK	480	2434	98 (8)	133 (6)
W63391PERLIT	273,4	2500	51 (3)	63 (5)
W63408KAOLIN	305,3	70527	70 (6)	105,6 (10)
W63412KAOLIN	324,4	3409	56 (5)	89 (4)
W63413KAMEN	482,9	3810	153 (13)	161 (5)
W63713KAOLIN	400,2	7006	98 (13)	122 (4)
W63722KAOLIN	338	75243	72 (10)	106,0 (11)
W63725PESAK	475,6	2328	179 (11)	205 (7)
W63801ZIRCON	209,9	6845	503 (14)	595 (9)
W63830PESAK	472,3	6645	319 (11)	250 (4)
W63911APESAK	444,5	4134	249 (18)	177 (5)
W63911BPESAK	505,5	3901	268 (10)	198 (5)
W63939SORB	72,5	3187	285 (11)	369 (17)
W64137ACARBOPROP	417,2	3422	146 (8)	127 (4)
W64137BSINTERLIT	391,4	64869	3382 (17)	3609 (18)
WGRADJ2-plocica	262,6	63545	36,7 (17)	50,9 (9)
WGRADJ4-plocica	274	6502	89 (6)	94 (4)
W64848BENTONIT	257,9	7480	102 (9)	155 (4)
W65097BENTONIT	237	71793	142 (6)	160,2 (13)



slika 136 - zavisnost izmerenih aktivnosti radionuklida Th^{232} u uzorcima iz Tabele 16B detektorima Ge i NaI(Tl)

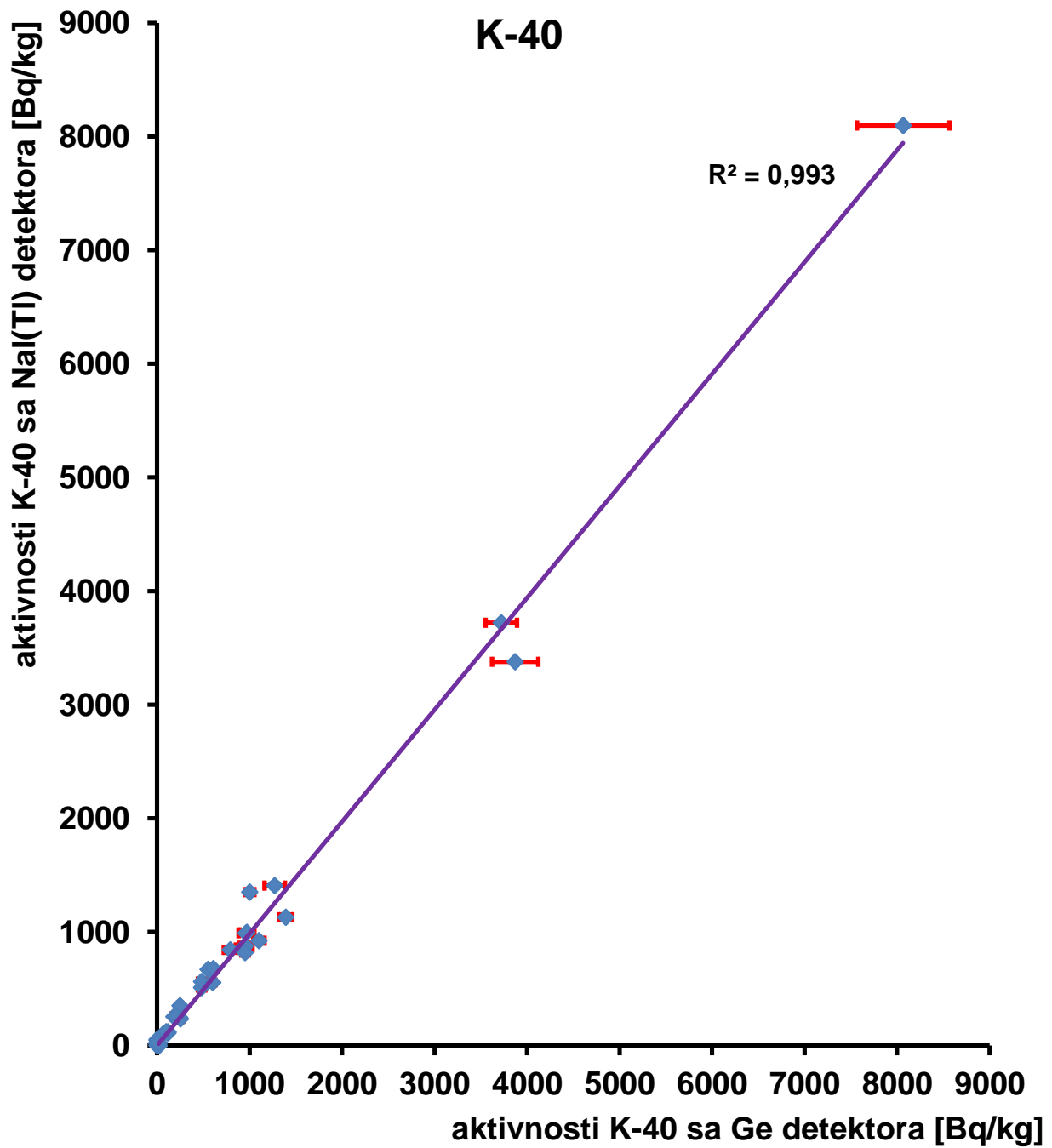


slika 137 - zavisnost izmerenih aktivnosti radionuklida Th^{232} u uzorcima iz Tabele 16B detektorima Ge i NaI(Tl) - do 400 Bq/kg

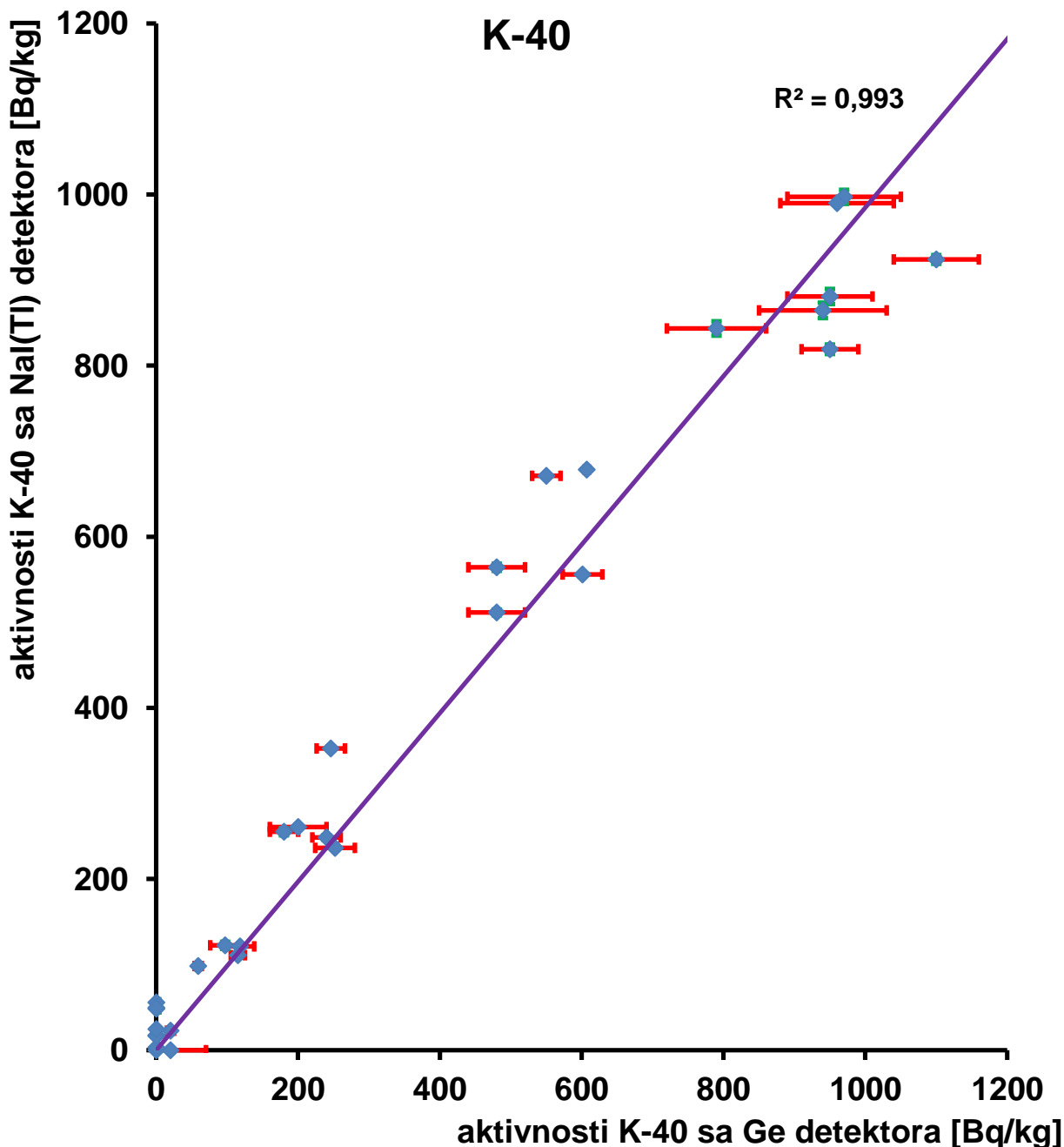
Za razliku od slučaja sa $\text{U}^{238}/\text{Ra}^{226}$, kod Th^{232} je suprotna situacija, odnosno dobijene vrednosti sa NaI(Tl) detektora su u proseku malo veće od aktivnosti dobijenih na Ge detektoru. Takođe važi i ovde ista konstatacija, da je potrebno uraditi seriju merenja sa različitim standardima i tako tačnije odrediti efikasnost detektora za Th^{232} .

TABELA 16C - rezultati aktivnosti K⁴⁰ uzoraka snimljenih NaI(Tl) i Ge detektorom

uzorak/šifra spektra	masa (g)	vreme merenja (s)	aktivnost K (Ge detektor)	aktivnost K (NaI(Tl) detektor)
WKAOLIN61457	314,2	74809	1390 (70)	1130,5 (18)
WABRPESAK140407	499,1	60507	480 (40)	512 (3)
WMAP1152	209,9	67542	118 (20)	121,4 (9)
WABRPESAK50%	499,1	60088	240 (20)	248,7 (26)
WKCI+CaO25-75	252,8	68135	3870 (250)	3378,5 (27)
WKCI+CaO50-50	252,8	77015	8066 (500)	8098 (5)
WZIRKON61959	612,3	65513	0 (< MDA)	0 (< MDA)
W61981abrpesak	499,1	67565	480 (40)	564 (4)
Wabrpesak+CaO-50-50	330,7	62934	246 (20)	352,7 (24)
Wabrpesak+CaO-25-75	223	74064	115 (10)	111,1 (8)
WMAP-CaO-50-50	210,8	76197	59 (5)	98,4 (7)
WNPK62758 (NPK8-15-15)	248,8	69424	3720 (170)	3722 (3)
WABRPESAK+CaO4%	139,5	73275	20 (5)	22,86 (25)
WMESAVINA (KCl,Pesak,MAP,CaO)	125	74174	1000 (50)	1352 (3)
W7230x2MOSSOIL	189,1	67090	550 (20)	671,4 (17)
W7230x2IRISHSEA	214,7	65536	607 (3)	678,6 (16)
W63008MINAZEL	198,7	3545	790 (70)	844 (8)
W63013GLINA	211,7	3181	940 (90)	865 (9)
W63389ABRPESAK	480	2434	0 (< MDA)	49 (4)
W63391PERLIT	273,4	2500	950 (60)	881 (9)
W63408KAOLIN	305,3	70527	252 (28)	236,5 (13)
W63412KAOLIN	324,4	3409	970 (80)	997 (8)
W63413KAMEN	482,9	3810	0 (< MDA)	56 (4)
W63713KAOLIN	400,2	7006	1100 (60)	924 (5)
W63722KAOLIN	338	75243	960 (80)	990,1 (16)
W63725PESAK	475,6	2328	0 (< MDA)	50 (5)
W63801ZIRCON	209,9	6845	20 (50)	0 (< MDA)
W63830PESAK	472,3	6645	0 (< MDA)	3,2 (20)
W63911APESAK	444,5	4134	0 (< MDA)	17,4 (10)
W63911BPESAK	505,5	3901	0 (< MDA)	16,7 (10)
W63939SORB	72,5	3187	1270 (110)	1409 (20)
W64137ACARBOPROP	417,2	3422	97 (21)	123 (4)
W64137BSINTERLIT	391,4	64869	0 (< MDA)	24,72 (16)
WGRADJ2-plocica	262,6	63545	601 (28)	556,1 (14)
WGRADJ4-plocica	274	6502	950 (40)	819 (5)
W64848BENTONIT	257,9	7480	180 (20)	255 (4)
W65097BENTONIT	237	71793	200 (40)	260,9 (15)



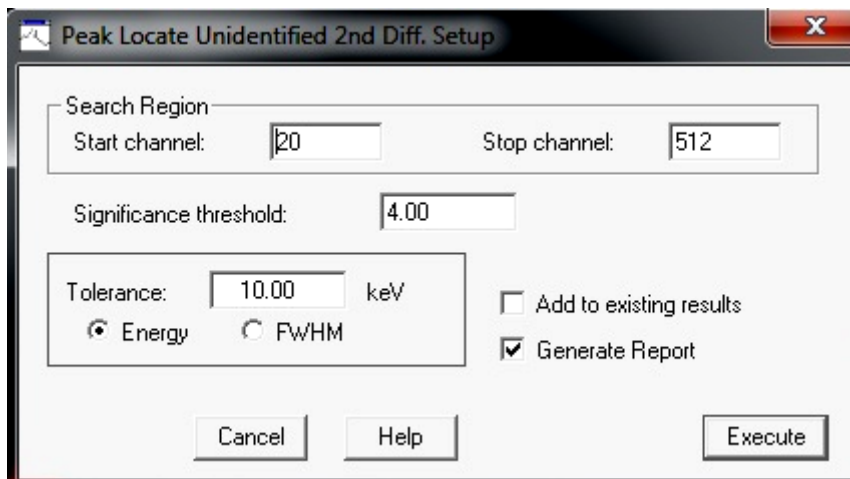
slika 138 - zavisnost izmerenih aktivnosti radionuklida K^{40} u uzorcima iz Tabele 16C detektorima Ge i NaI(Tl)



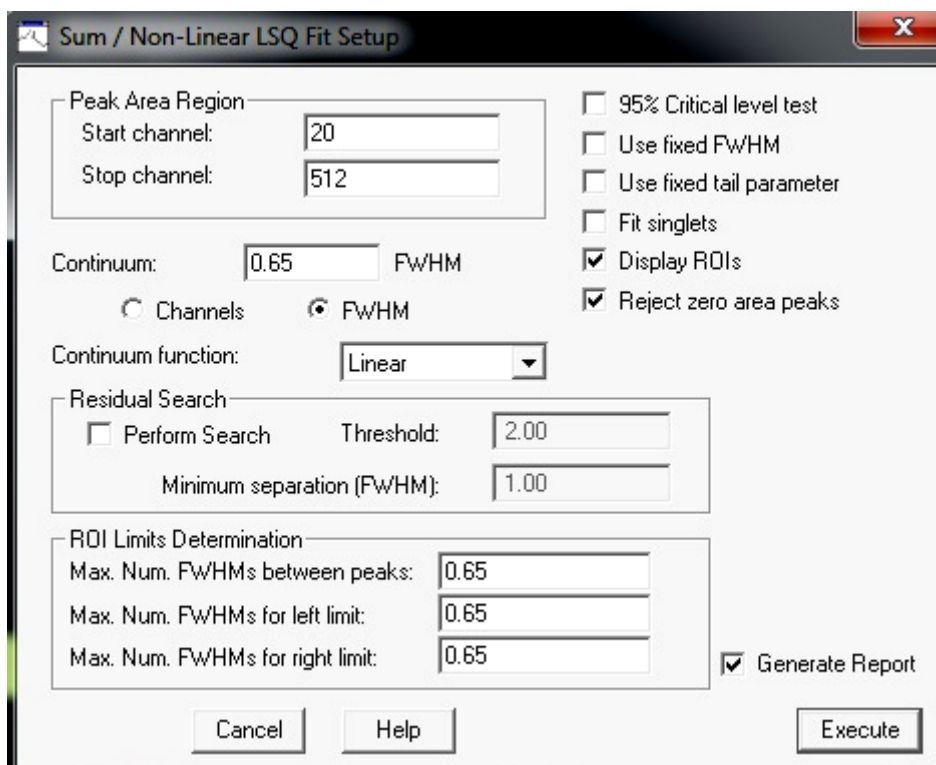
slika 139 - zavisnost izmerenih aktivnosti radionuklida K^{40} u uzorcima iz Tabele 16C detektorima Ge i NaI(Tl) - do 1200 Bq/kg

Kao što je i očekivano, najbolje slaganje rezultata je dobijeno za aktivnosti radionuklida K^{40} . To naravno ne znači da nije potrebno usavršavanje i kontrola dobijenih rezultata dodatnim merenjima standard i proširenje efikasnosti na različite tipove materijala sa različitim gustinama.

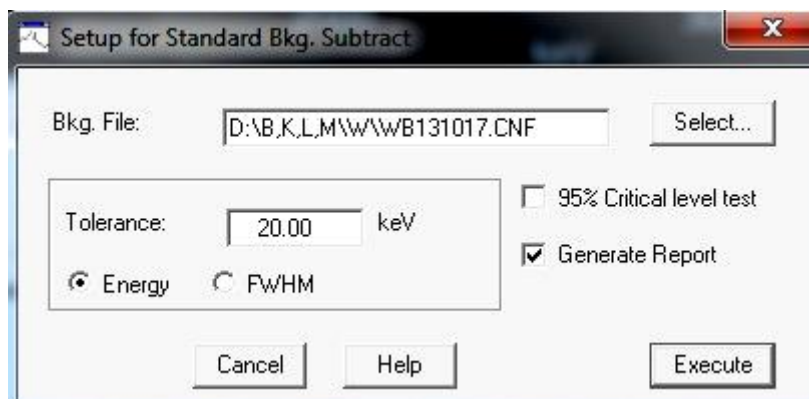
Pošto su na ovaj način određene vrednosti efikasnosti detektora na gama linijama od interesa, i prekontrolisane dobijene vrednosti preko raznih uzoraka, uz ostale uslove koje softver Genie 2000 zahteva, može se napraviti i procedura za poluautomatsku obradu snimljenih spektara sa NaI(Tl) detektora. Na sledećim slikama (140a - 140g) su predstavljeni pojedini koraci procedure sa navedenim vrednostima (koji su podložni promeni u zavisnosti od situacije):



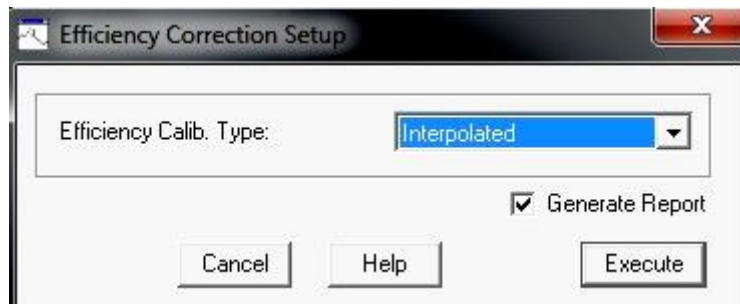
slika 140a - peak locate



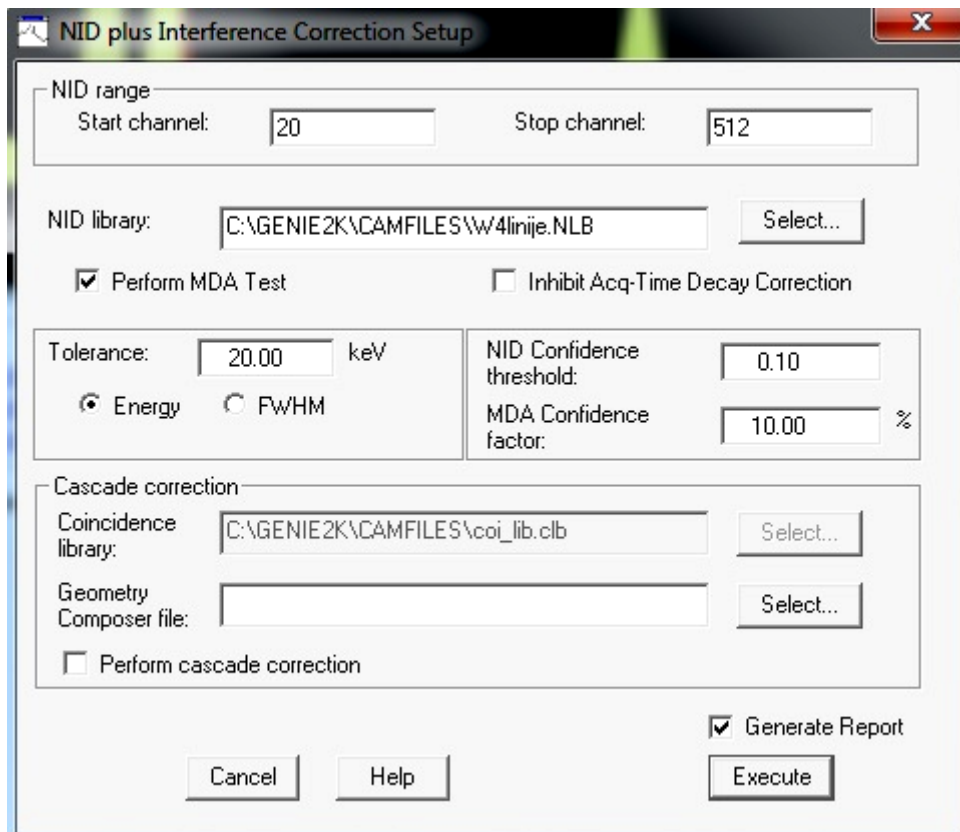
slika 140b - peak area



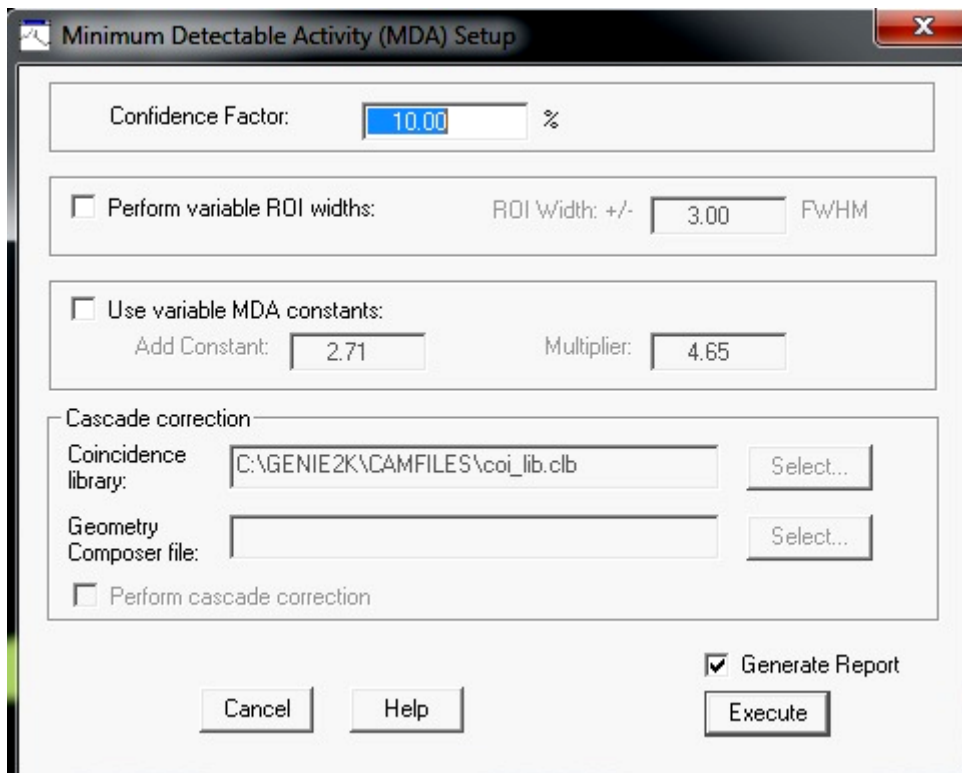
slika 140c - background subtract



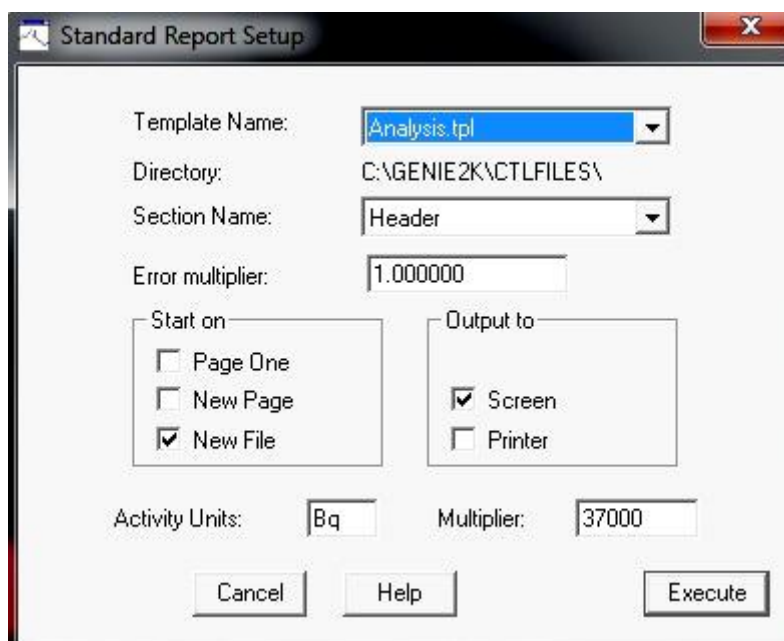
slika 140d - efficiency correction



slika 140e - nuclide identification



slika 140f - MDA setup



slika 140g - report

10.7. ODREĐIVANJE KONCENTRACIJE RADONA U VAZDUHU U STAMBENIM OBJEKTIMA 2014.G.

U okviru monitoringa 2014.g. jedan deo merenja je posvećen i merenjima koncentracije aktivnosti radona u vazduhu u stambenim objektima, sa posebnim osvrtom na vrtiće i škole. Monitoringom su obuhvaćeni veći gradovi u Srbiji. U okviru ranijih merenja koncentracije aktivnosti radona, korišćeni su ili uređaj RAD7 ili su izlagani ugljeni kanistri mereni na germanijumskim detektorima. Ovo je prvi put da su neka od merenja izvršena na NaI(Tl) detektoru. Pošto je promer jame detektora manji od prečnika ugljenog kanistera, određivanje koncentracije radona se vrši postavljanjem kanistera gore na vrh

detektora, iznad jame samog detektora. Na isti način je određena i efikasnost samog detektorskog sistema, postavljanjem kalibracionog izvora u isti položaj.

Metod merenje ugljenih kanistera na NaI(Tl) detektoru se pokayao izuzetno uspešnim iz više razloga. Jedna od najvećih prednosti je skraćivanje vremena merenja sa 3000 s (koliko iznosi na Ge detektorima) na samo 1000 s. Čak i ovako sa 3 puta kraćim vremenom merenja, dobijeni su rezultati koji imaju nekoliko puta manju vrednost greške merenja nego što je to slučaj sa rezultatima sa Ge detektora.

Kod određivanja koncentracije aktivnosti radona na Ge detektorima, očitavaju se vrednosti za tri gama linije na 295; 351,9 i 609,3 keV-a. Kod NaI(Tl) detektora je to promenjeno i uzimaju se u obzir samo dve linije na 609,3 i 1764,5 keV-a.

Dobijeni rezultati koncentracije aktivnosti radona su navedeni u Tabeli 17.

Detaljan postupak izračunavanja koncentracije aktivnosti radona iz odbroja ugljenih kanistera je opisan u [97].

TABELA 17 - rezultati merenja koncentracije radona u stambenim objektima za potrebe monitoring 2014.g.

r.br.	lokacija	izmerena vrednost [Bq/m ³]
1	Svetosavska 25A, Sremska Kamenica (podrum)	181 (3)
2	Dalmatinska 20, Veternik (soba iznad podruma)	103 (3)
3	Sonje Marinković 6, Novi Sad (soba iznad podruma)	82 (3)
4	Elektronski fakultet - A.Medvedljeva 14, Niš (magacin prizemlje)	80 (4)
5	Pariske Komune 1, Niš (podrum)	64 (3)
6	Lale Popovića 7, Niš (prizemlje)	82 (3)
7	Koste Trifkovića 92, Subotica (prizemlje)	69 (3)
8	Gimnazija - Petefi Šandora 1, Subotica (prizemlje)	79 (4)
9	Gradska kuća - Trg Slobode 1, Subotica (podrum)	114 (5)
10	Somborski put 32, Subotica (podrum)	106 (6)
11	Moše Pijade 22, Subotica (podrum)	264 (9)
12	vrtić Alisa - Aksentije Marodića BB, Subotica (prizemlje)	173 (6)
13	Umetnička škola - Veliki park 3, Užice	171 (5)
14	OŠ Slobodan Sekulić - Norveških interniraca 18, Užice	41 (2)
15	Medicinska škola - Nemanjina 148, Užice (suteran)	108 (4)
16	vrtić Bambi - Dositejeva 8, Užice (prizemlje)	129 (4)
17	vrtić Neven - Ljubiše Vesnića 11, Užice (prizemlje)	31 (2)
18	Ekonomska škola - Trg Svetog Save 6, Užice (prizemlje)	287 (7)
19	OŠ Dušan Jerković, Trg Svetog Save 22, Užice (prizemlje)	125 (4)
20	OŠ Nada Matić - Hadži Melentijeva BB, Užice (prizemlje)	157 (5)
21	OŠ Desanka Maksimović - Dositejeva 4, Zaječar (prizemlje)	516 (7)
22	Kumrovačka 25, Zaječar (podrum)	486 (7)
23	OŠ Đura Jakšić - Lenjinova 1, Zaječar (prizemlje)	151 (4)
24	vrtić Maslačak - Naselje Ključ 3, Zaječar (prizemlje)	90 (3)
25	vrtić Svitac - Naselje Plaža Lamela 13, Zaječar (prizemlje)	206 (4)
26	Nikole Pašića 194A, Zaječar (suteran)	1047 (10)
27	Nikole Pašića 194A, Zaječar (spavaća soba)	38 (2)
28	Omladinska 13, Zaječar (podrum)	226 (5)
29	Crmorečka 14, Zaječar (prizemlje)	168 (4)

10.8. MERENJE RADIOAKTIVNOSTI NaI(TI) DETEKTOROM KALIBRISANIM GEANT4 SIMULACIJAMA

Iako se efikasnost detekcije može odrediti eksperimentalno, pomoću odgovarajućih zapreminskih referentnih izvora, zbog različitostima u sastavu i geometriji merenih uzoraka, često u praksi nije moguće uraditi eksperimentalno određivanje efikasnosti za svaku mogućnost. Jedan od rešenja ovog problema može biti korišćenje Monte-Carlo simulacija.

Međutim da bi se pristupilo simulacijama, potrebno je prvo uporediti određene rezultate dobijene eksperimentalno sa simuliranim rezultatima. To je moguće uraditi odgovarajućim zapreminskim izvorima sa poznatim aktivnostima prirodnih radioizotopa kao što su K^{40} , U^{238} i Th^{232} . Ako je slaganje između ovako dobijenih rezultata dobro, može se pretpostaviti da će dobijeni simulirani rezultati se dobro slagati i u ostalim slučajevima različitih matrica i geometrija a bez prethodne eksperimentalne provere dobijenih rezultata.

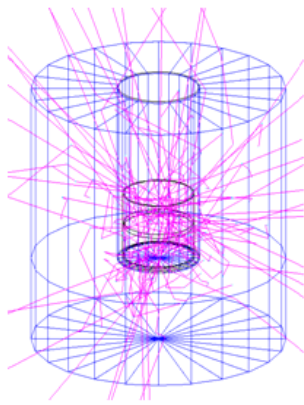
Eksperimentalno određene efikasnosti gama zraka za upoređenje sa simuliranim vrednostima su za energije K^{40} (1460,8 keV), Bi^{212}/Th^{232} (238,6 keV) i Th^{234}/U^{238} (63,3; 92,6 i 92,8 keV). Kao zapreminski uzorci sa poznatim aktivnostima su korišćeni KCl, abrazivni pesak (Al_2O_3) i mono amonijum fosfat ($NH_4H_2PO_4$), upakovani u plastične cilindrične kutijice 70 mm prečnika i visine 60 mm. Za dobijanje nižih aktivnosti radionuklida u uzorcima, korišćeno je razblaživanje navedenih materijala sa čistim prahom CaO, ali su geometrije uzoraka ostale iste. Rezultati su prikazani u Tabeli 18.

TABELA 18 - sastavi, aktivnosti i dobijene aktivnosti korišćenih zapreminskih uzoraka

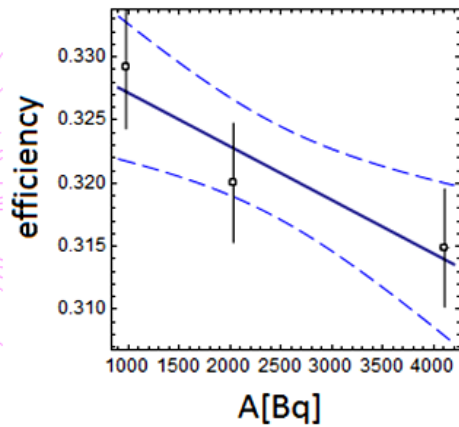
sastav zapreminskog uzorka	aktivnost K^{40} [Bq]	efikasnost na 1460,8 keV
KCl (252.8 g)	4110(40)	0.315(5)
KCl (124.8g) + CaO (60 g)	2030(20)	0.320(5)
KCl (60 g)+CaO (90g)	975(10)	0.329(5)
sastav zapreminskog uzorka	aktivnost Th^{232} [Bq]	efikasnost na 238,6 keV
Al_2O_3 (499.1 g)	3880(60)	0.420(10)
Al_2O_3 (256 g) + CaO (74.7g)	1992(29)	0.390(10)
Al_2O_3 (120g) + CaO (103g)	934(14)	0.410(10)
Al_2O_3 (20g)+ CaO(119.5g)	155,6(24)	0.520(12)
sastav zapreminskog uzorka	aktivnost U^{238} [Bq]	efikasnost na 63-93 keV
$NH_4H_2PO_4$ (209.9 g)	360(30)	0.66(6)
$NH_4H_2PO_4$ (104.4g) + CaO(105.8g)	179(15)	0.69(6)
$NH_4H_2PO_4$ (74.4g) + CaO(119.6g)	128(11)	0.68(6)

U slučaju Th^{234}/U^{238} 3 gama zraka (63,29 keV, 92,56 keV, 92,78 keV) su očitavani kao jedna zajednička gama linija.

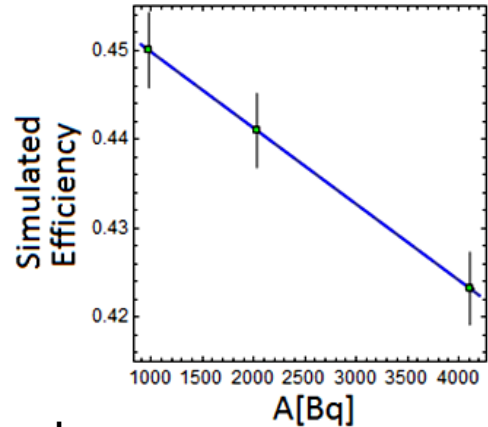
Za sve navedene matrice zapreminskih izvora su urađene monte-Carlo simulacije softverom GEANT4 [98] (slika 141). Ukupan broj generisanih fotona u svakoj simulaciji je bio 10^5 . Osim detalja detektora i geometrije izvora, ulazni parametri za simulacije su bili energija emitovanih fotona i sastav i gustina matrice materijala. Relativna odstupanja simuliranih od eksperimentalnih rezultata su data u Tabeli 19.



a



b



slika 141 a) simulacija fotona energije 1460,8 keV energije, emitovanih iz cilindričnog izvora sa KCl, smešten unutar jame NaI(Tl) detektora
 b) eksperimentalne i simulirane efikasnosti na 1460,8 keV dobijene iz različitih izvora (najmanja aktivnost K^{40} odgovara najvećem sadržaju CaO u uzorku)

TABELA 19 - odstupanja simuliranih od eksperimentalnih rezultata

sastav zapreminskog uzorka	relativna odstupanja [%] 1460,8 keV
KCl (252,8 g)	34
KCl (124,8g) + CaO (60 g)	38
KCl (60 g)+CaO (90g)	37
sastav zapreminskog uzorka	relativna odstupanja [%] 238,6 keV
Al_2O_3 (499,1 g)	52
Al_2O_3 (256 g) + CaO (74,7g)	64
Al_2O_3 (120g) + CaO (103g)	50
Al_2O_3 (20g)+ CaO(119,5g)	30
sastav zapreminskog uzorka	relativna odstupanja [%] 63-93 keV
$NH_4H_2PO_4$ (209,9 g)	5
$NH_4H_2PO_4$ (104,4g) + CaO(105,8g)	-5
$NH_4H_2PO_4$ (74,4g) + CaO(119,6g)	3

Kao što je prikazano u Tabeli 19, simulirane efikasnosti su u dobrom slaganju sa eksperimentalnim vrednostima na niskim energijama (63-93 keV). Ipak, na višim energijama dolazi do puno većih odstupanja 35-50 %, što je mogući doprinos efekta energijski zavisnog doprinosa fotona i nekompletne kolekcije svetlosti u zapremini detektora a ovi efekti nisu bili uzeti u obzir prilikom simulacija. Takođe u simulacijama nisu uzeti u obzir efekti koincidentnog sumiranja.

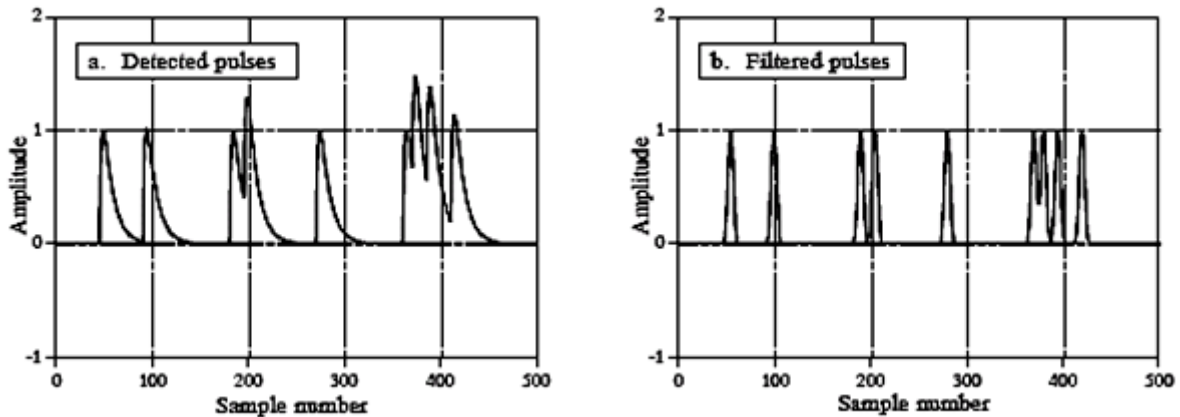
10.9. DEKONVOLUCIJA SPEKTARA SNIMLJENIH NaI(Tl) DETEKTOROM

Dekonvolucija je prosek filtracije spektara da bi se kompenzovao efekat konvolucije, tj. sabiranja signala. Krajnji cilj dekonvolucije jeste dobijanje prvobitnog signala, koji je

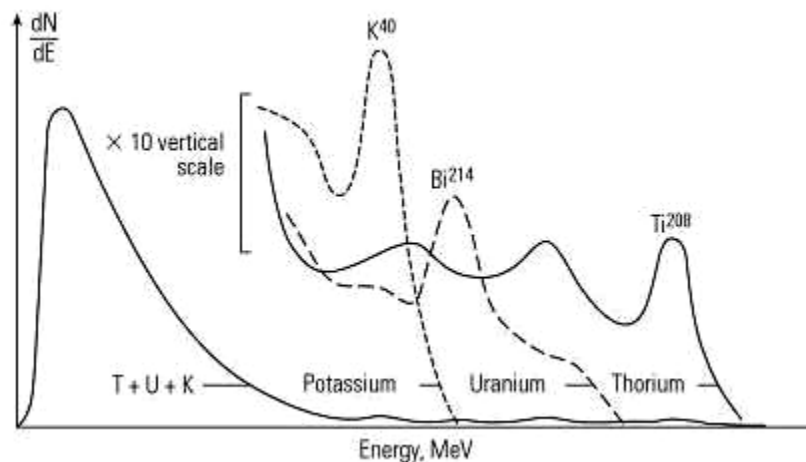
postojao pre nego što je došlo do sabiranja sa drugim signalima i najviše se ova metoda koristi prilikom obrade signala/spektara.

Obično, kao predmet dekonvolucije je traženje rešenja za jednačinu oblika $a*b=c$, a najčešće kod merenja u fizici je to $a*b+\epsilon=c$, gde su
 c - snimljeni signal/spektar;
 a - signal koji se želi odrediti, ali je sabran sa signalom b;
 ϵ - šum/fon.

Da bi se dekonvolucija spektara a mogla sprovesti, potrebno je poznavati fon ϵ i spektar b. U slučaju da ovi parametri nisu poznati, potrebno ih je proceniti, što se obično radi raznim statističkim metodama.

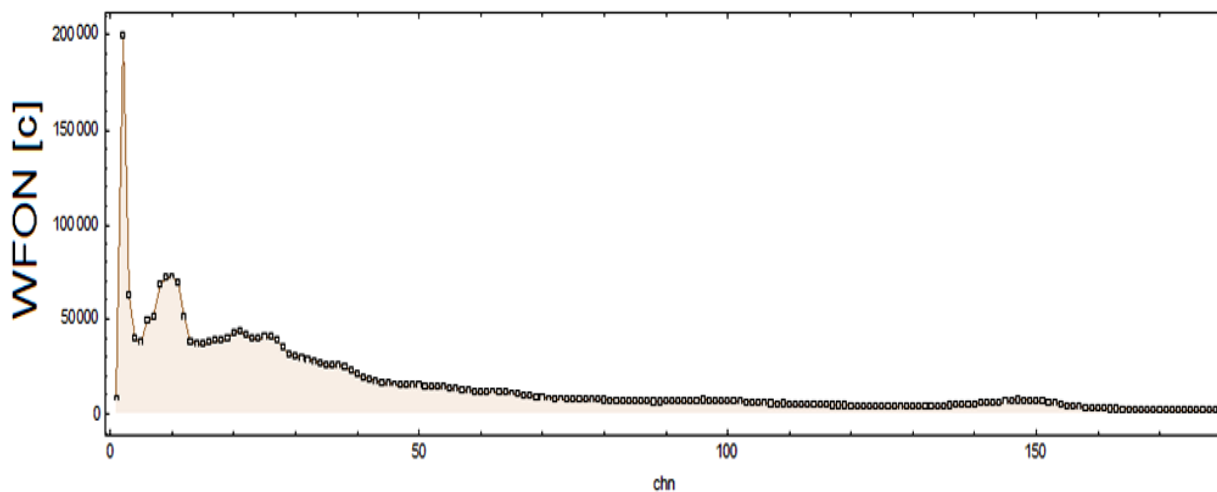


slika 142 - primer dekonvolucije spektra - snimljeni spektar je prikazan na a) dok je filtriran spektar prikazan pod b)

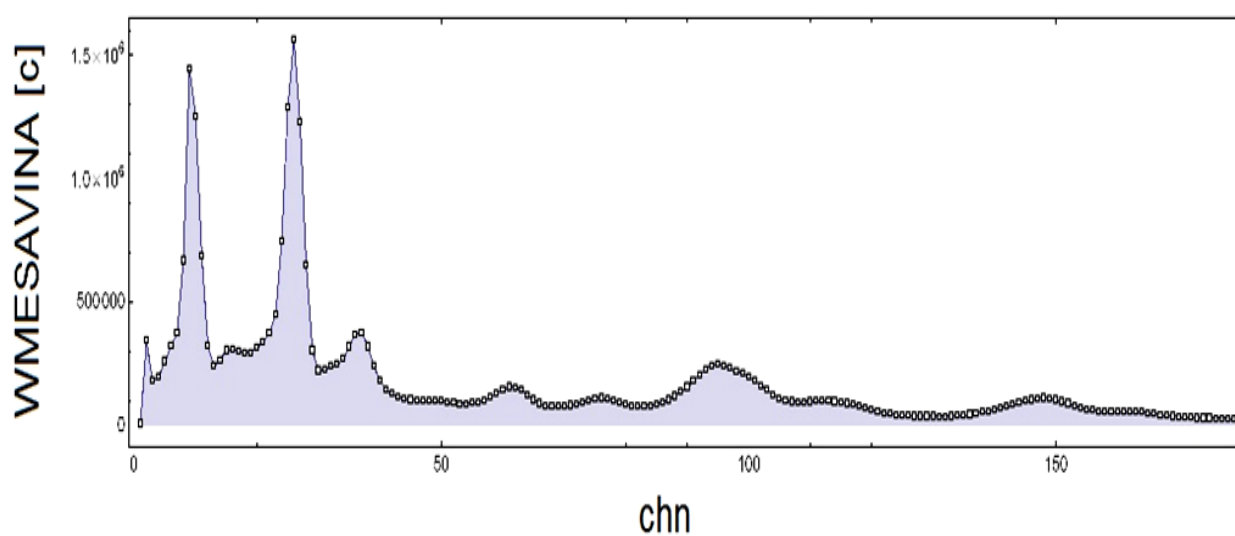


slika 142c - šematski spektar prirodne radioaktivnosti dobijen NaI(Tl) detektorom

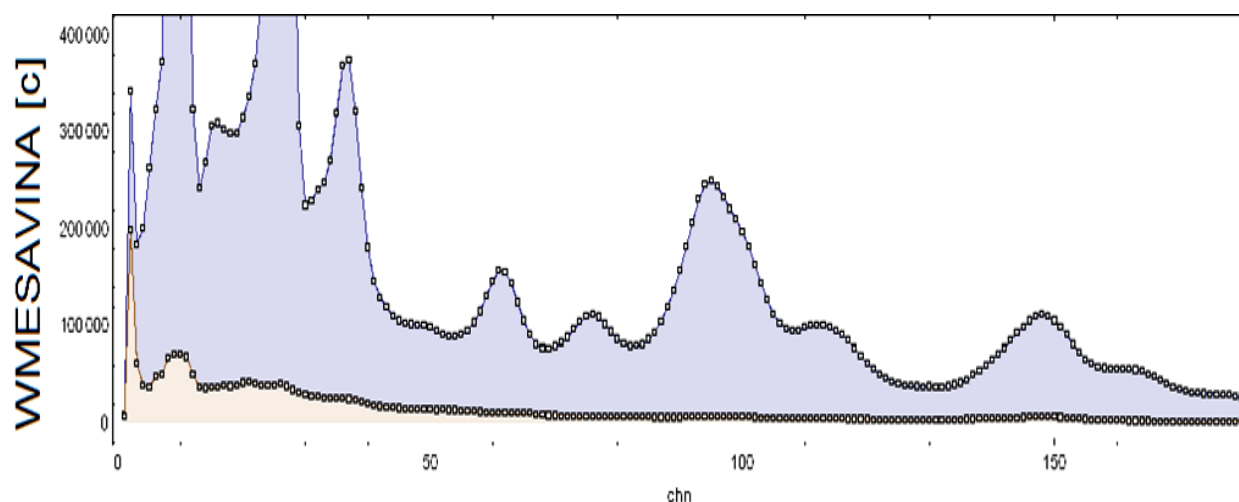
Uzorci i spektri korišćeni za dekonvoluciju spektara kod NaI(Tl) detektora su opisani u poglavlju 10.8. Pojedinačno su snimljeni spektri KCl, abrazivnog peska Al_2O_3 i MAP đubriva $NH_4H_2PO_4$ poznatih aktivnosti. Osim čistih uzoraka, izvršeno je i snimanje razblaženih uzoraka sa određenim učešćem posmatranog materijala u smeši sa hemijski čistim CaO (ovako dobijeni uzorci takođe imaju poznatu aktivnost - koja je određena i prostom masenom proporcijom i iz snimljenog spektra na Ge detektoru). CaO je odabran zbog praktično zanemarljivog sadržaja radionuklida u svom sastavu. U mešavini uzoraka je korišćeno 27 g abrazivnog peska, 15 g MAP-a , 15 g KCl-a i 80 g CaO. Naravno od svakog snimljenog spektra je oduzet i fon detektora (slika 143).



slika 143 - fon NaI(Tl) detektora

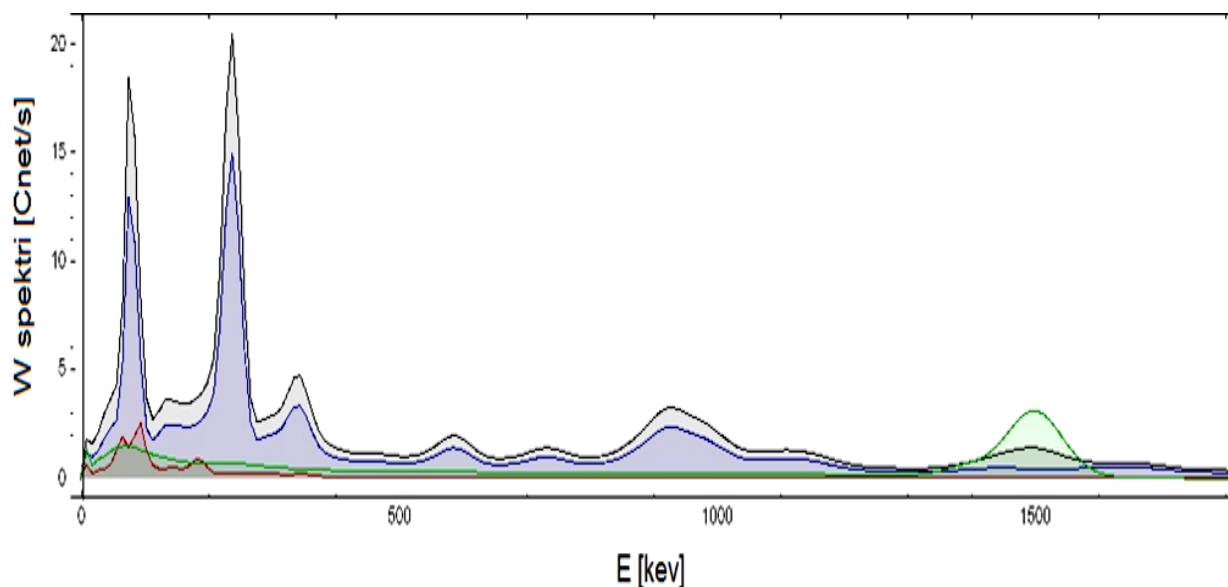


slika 144 - spektar "mešavine" uzoraka

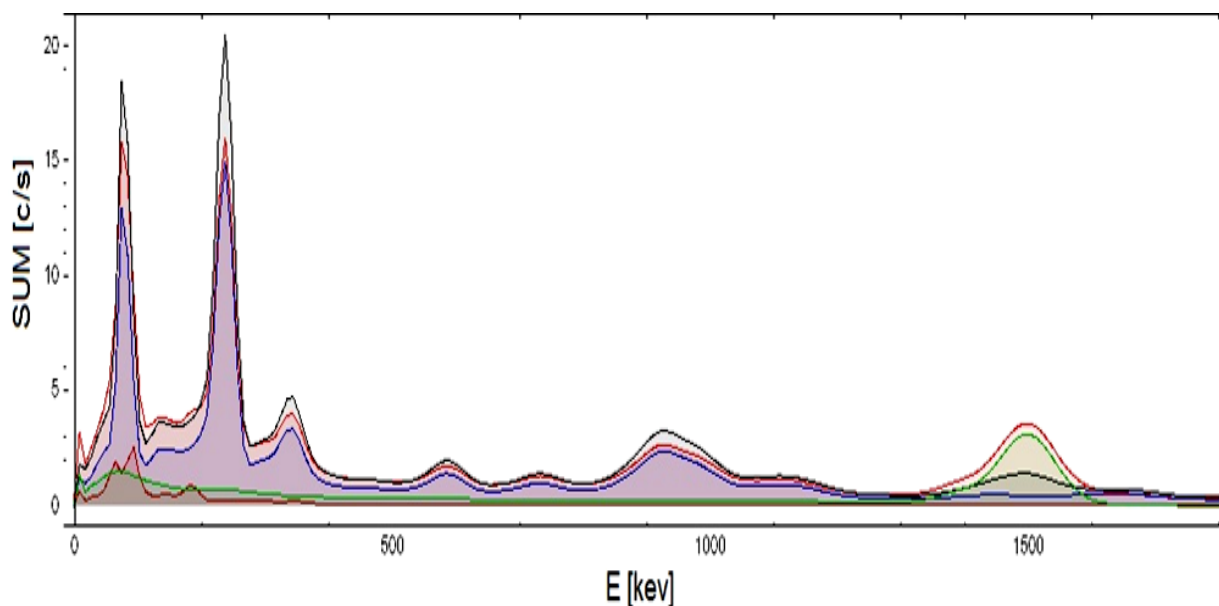


slika 145 - upoređenje fona i posmatranog spektra mešavine uzoraka

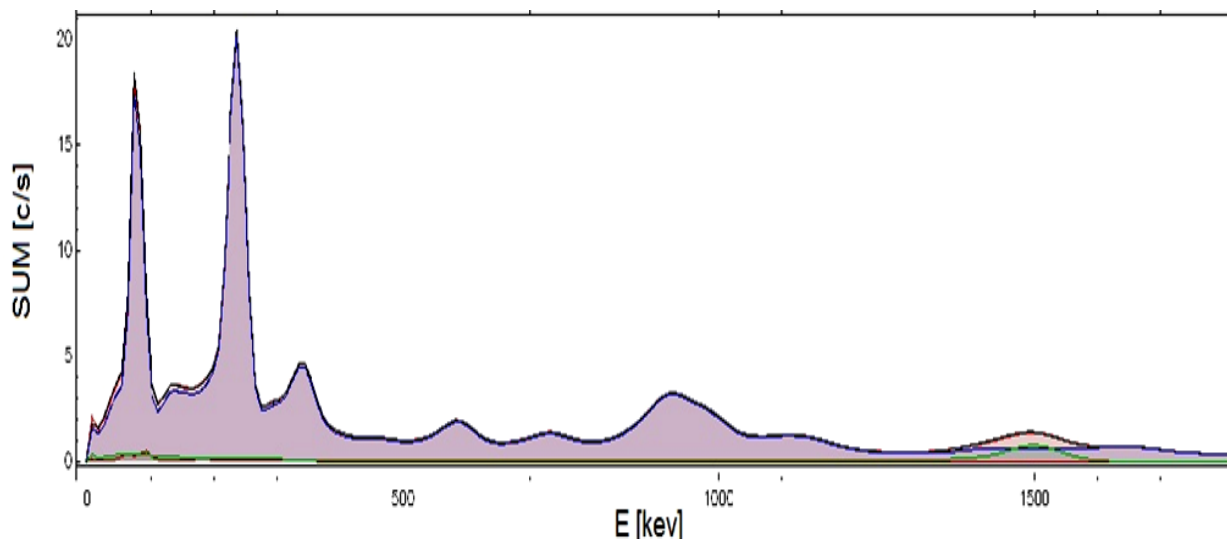
Kao komponentni spektri su snimljeni spektri uzoraka sa 20.0 g abrazivnog peska + 119.5 g CaO, 75.0 g MAP + CaO 119.6 g i 60 g KCL + 90 g CaO respektivno.



slika 146 - mix uzorak=crno, abrazivni pesak=plavo, KCl=zeleno, MAP=crveno



slika 147 - u odnosu na sliku 146 je gornjom crvenom bojom predstavljen sabran spektar od pojedinačnih uzoraka



slika 148 - odnos sabranog spektra u odnosu na snimljeni spektar kada su podešeni parametri (mase uzoraka)

Na slici 148 su prikazani spektri pojedinačnih uzoraka i odnos sabranih pojedinačnih spektara sa snimljenim "mix" uzorkom. Razlike su jako male i mogu se uočiti samo ako se spektri jako uvećaju. Rezultati dobijeni dekonvolucijom spektara i direktnim merenjem su dati u tabeli 20 i iz njih se vidi izuzetno dobro slaganje merenih i dekonvoluiranih/simuliranih vrednosti.

TABELA 20 - izmerene i simulirane vrednosti aktivnosti u uzorcima

uzorak	izmerene/očekivane vrednosti aktivnosti [Bq]	simulirane / fit aktivnosti [Bq]
abrazivni pesak (Th-232)	209,9 (20)	209,8 (20)
MAP (Th-234)	25,7 (22)	29,9 (26)
KCl	243,9 (29)	247,8 (29)

10.10. ODREĐIVANJE AKTIVNOSTI Pb-210 I Be-7 U MAHOVINAMA NaI(Tl) DETEKTOROM

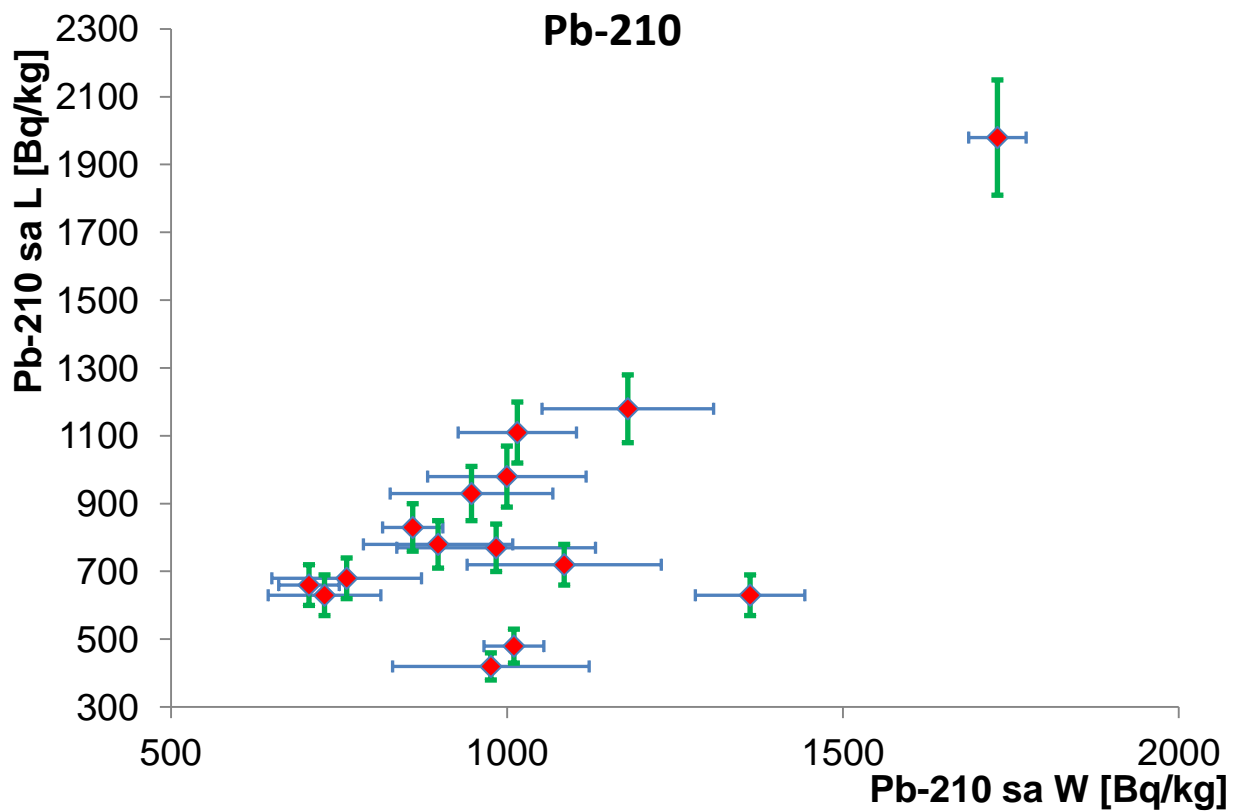
Poznato je da su mahovine jako puno korišćene za određivanje depozicije radioaktivnih elemenata i teških metala na nekom području. Takođe se zna da mahovine većinu svojih potreba za vodom i nutritijentima uzimaju iz atmosfere a zbog nedostatka korenovog sistema, uzimanje nutritijenata iz zemljišta je praktično zanemarivo [99,100,101].

Zbog specifičnog spektra i prisustva samo radionuklida Pb^{210} , Be^7 i K^{40} (i Cs^{137} u tragovima) može se za određivanje koncentracije navedenih radionuklida koristiti i NaI(Tl) detektor. Mahovine sakupljene na različitim lokacijama u Srbiji su očišćene od primesa i osušene do stalne mase. Posle toga su upakovane u standardnu geometriju visine 62 mm i promera 70 mm. Ovako pripremljeni uzorci su snimani na germanijumskom detektoru sa berilijumskim prozorom i posle toga na 9"x9" NaI(Tl) detektoru. Zbog nepostojanja standard koji bi mogao biti upotrebljen za određivanje efikasnosti NaI(Tl) detektora za gama linije Pb^{210} i Be^7 , uzet je jedan nasumičan uzorak mahovina sa aktivnostima određenim na germanijumskom detektoru, koji je poslužio kao standard za određivanje efikasnosti NaI(Tl) sistema. Zbog toga je i greška merenja sa NaI(Tl) detektora toliko velika, veća nego kod Ge detektora. Naime na grešku merenja/efikasnosti NaI(Tl) detektora dominantno utiče greška merenja sa Ge detektora, dok je doprinos konačnoj

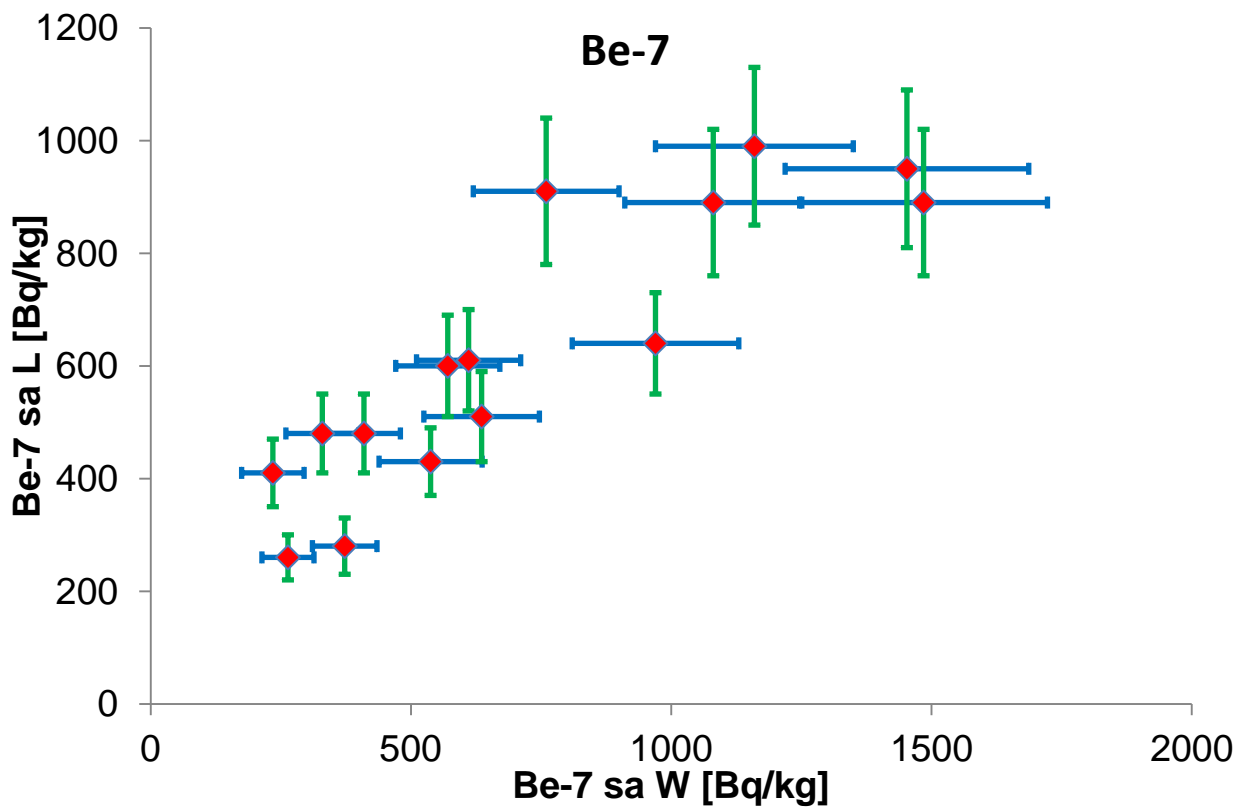
mernoj nesigurnosti sa samog NaI(Tl) detektora izuzetno malii iznosi nekoliko procenata. Na osnovu ovih podataka su određene koncentracije aktivnosti radionuklida u ostalim uzorcima mahovina. Rezultati su predstavljeni u tabeli 21 i na graficima na slikama 149-152.

TABELA 21 - upoređenje rezultata aktivnosti uzoraka mahovina sa dve vrste detektora

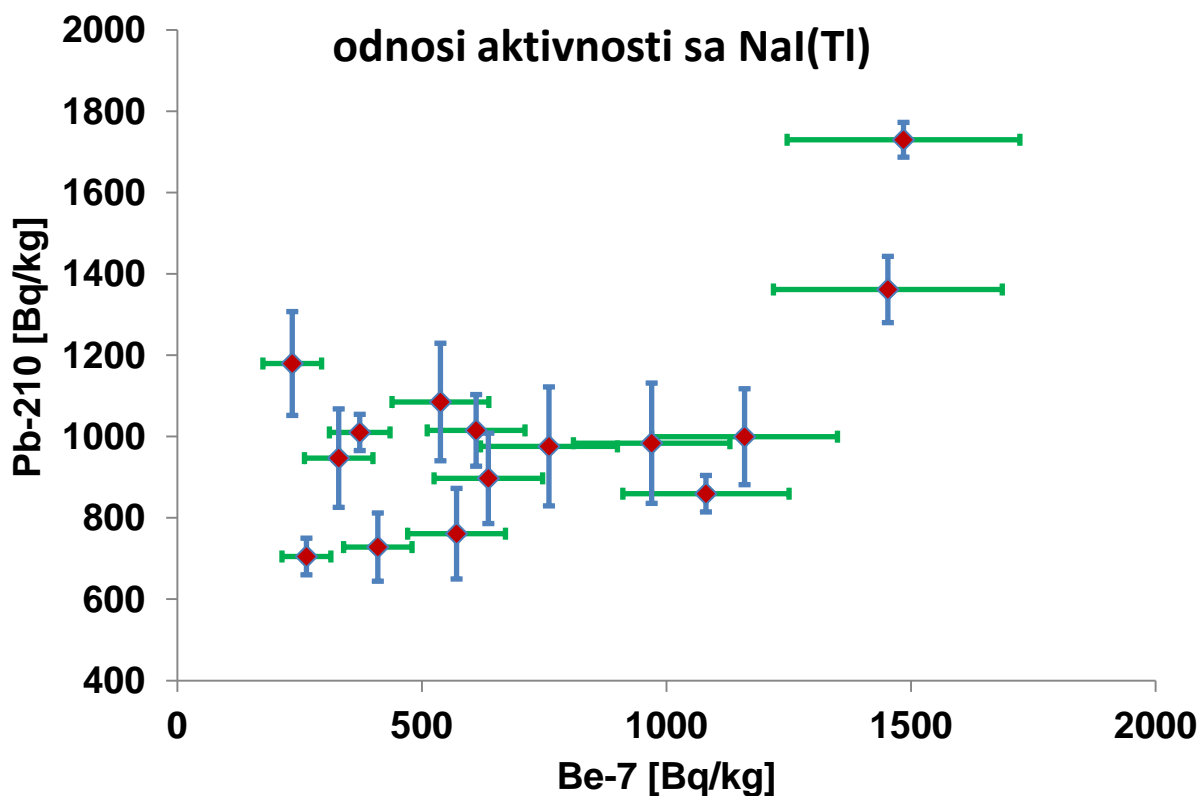
uzorak	aktivnost Pb ²¹⁰ sa Ge detektora	aktivnost Pb ²¹⁰ sa NaI(Tl) detektora	aktivnost Be ⁷ sa Ge detektora	aktivnost Be ⁷ sa NaI(Tl) detektora
Maričevićeva jaruga-trava	420 (40)	980 (150)	910 (130)	760 (88)
Kraljeva stolica - drvo	720 (60)	1090 (150)	430 (60)	538 (60)
Kraljeva stolica - panj	930 (80)	950 (120)	480 (70)	330 (63)
Kraljeva stolica - otvoreno nebo	980 (90)	1000 (120)	990 (140)	1160 (63)
Zmajevac - stablo	660 (60)	705 (50)	260 (40)	264 (23)
Zmajevac - panj	1110 (90)	1016 (90)	610 (90)	611 (41)
Zmajevac - amfiteatar otvoreno nebo	830 (70)	860 (45)	890 (130)	1081 (24)
Brankovac- stablo	1180 (100)	1180 (130)	410 (60)	235 (54)
Brankovac- stablo proplanak	680 (60)	761 (110)	600 (90)	571 (59)
Brankovac- šuma panj	630 (60)	729 (84)	480 (70)	410 (45)
Brankovac- otvoreno nebo	770 (70)	984 (150)	640 (90)	970 (55)
Letenka-krov	1980 (170)	1730 (43)	890 (130)	1485 (240)
Letenka- otvoreno nebo	630 (60)	1360 (80)	950 (140)	1453 (230)
Letenka-stablo	480 (50)	1010 (45)	280 (50)	373 (60)
Letenka-šuma panj	780 (70)	900 (110)	510 (80)	636 (110)



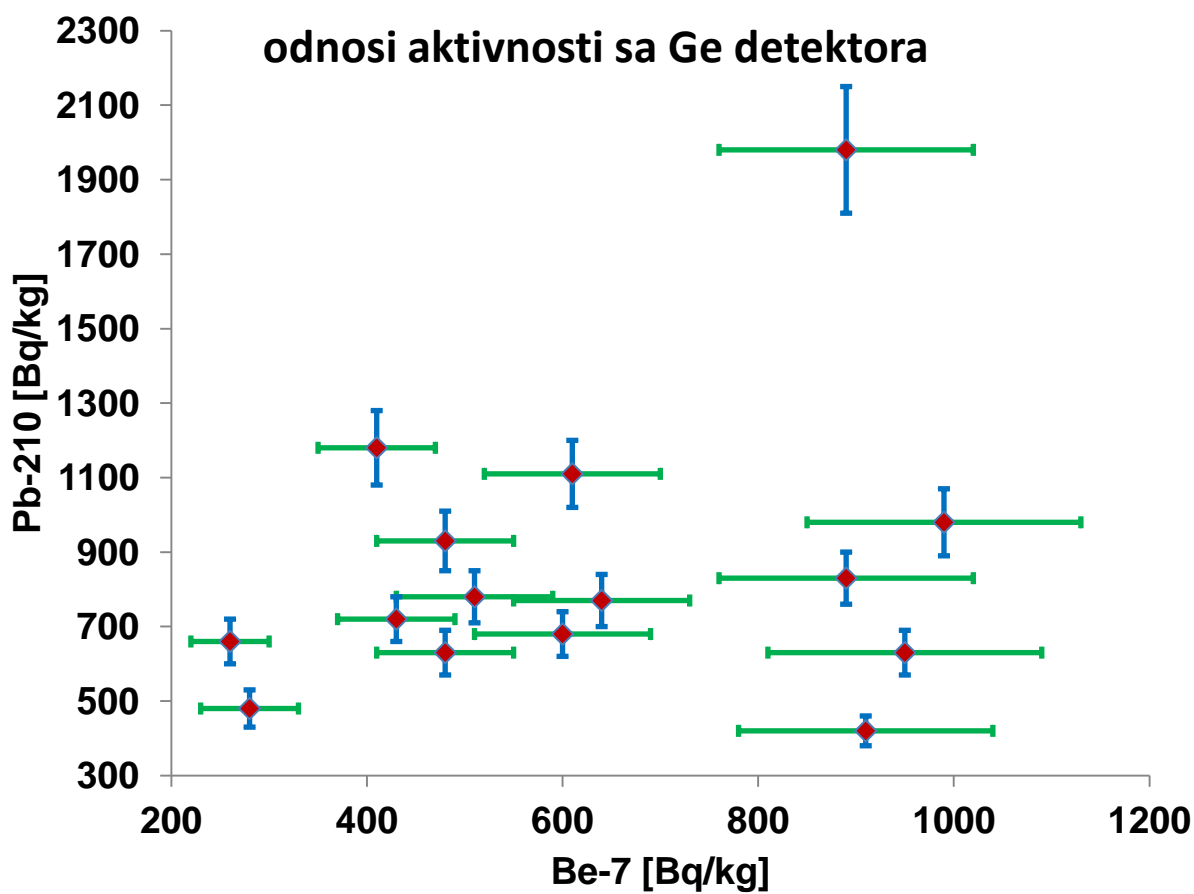
slika 149 - odnosi aktivnosti Pb^{210} mereni na L(germanijum) i W (NaI(Tl)) detektoru



slika 150 - odnosi aktivnosti Be^7 mereni na L(germanijum) i W (NaI(Tl)) detektoru



slika 151 - odnosi aktivnosti Pb^{210} i Be^7 u uzorcima sa W (NaI(Tl)) detektora



slika 152 - odnosi aktivnosti Pb^{210} i Be^7 u uzorcima sa L (germanijum) detektora

S obzirom na raspoloživost standard i određivanje efikasnosti NaI(Tl) detektora u slučaju uzorka mahovina, slaganje sa dobijenim vrednostima na dva različita detektora je sasvim zadovoljavajuće. Čak i odnosi između radionuklida Pb^{210} i Be^7 su bolje grupisani na NaI(Tl) nego na Ge detektoru.

U narednom period je u planu i prvobitno oduzimanje snimljenog fona od spektra uzorka mahovina i na taj način obrađivanje dobijenog spektra. Rezultat prvobitnog oduzimanja fona (kanal od kanala u spektru) bi trebao biti čisti spektar koji potiče samo od radionuklida u uzorku i Comptonovih rasejanja, koji bi na taj način bili puno bolje određeni a time i omogućili preciznije određivanje koncentracije aktivnosti, posebno kod Pb^{210} .

ZAKLJUČAK

U tabeli 22 su predstavljene razlike između NaI(Tl) i HPGe detektora. Ako se planira raditi spektroskopija puno radionuklida, usled dobre rezolucije, poluprovodnički detektor je logičan izbor. U ostalim situacijama, gde je potrebno meriti samo jedan ili eventualno dva radionuklida pa stoga energijska rezolucija nije od velikog značaja, scintilacioni detektorski sistem može biti jako dobra jeftina opcija za rad.

Tabela 22 - upoređenje NaI(Tl) i HPGe detektora

NaI(Tl)	HPGe
jeftiniji (x 10)	
efikasniji (x 10)	
dostupan u većim zapreminama	
operabilan na sobnoj temperaturi	operabilan na niskim temperaturama (77K)
osetljiv na temperaturu	neosetljiv na temperaturu
osetljiv na napon anode (V')	neosetljiv na napon
slaba energijska rezolucija	dobra energijska rezolucija

U početnim danima visokorezolucionih germanijumskih detektora, smatralo se da je bolje imati NaI detektor sa slabom rezolucijom i velikom statistikom brojanja nego Ge detektor sa dobrom rezolucijom ali malom brzinom brojanja (danas već postoje i germanijumski detektori sa efikasnostima sličnim NaI). Naravno bolja rezolucija daje mogućnost boljeg određivanja površine pika i nižih granica detekcije nego kod NaI a razlog je da iako odbroja pod vrhom ima manje, koncentrisani su u nekoliko kanala, za razliku od spektra NaI, gde su linije raširene kroz mnogo kanala. Zato je jednostavnija detekcija linija kod germanijumskih detektora. I pored toga, NaI detektori su danas još uvek u širokoj upotrebi posebno za male brzine brojanja gde nije od važnosti visoka rezolucija i gde visoka cena poluprovodničkih detektora nije opravdana. Takođe scintilacioni detektori se koriste u slučajevima kada spektrometrijski zahtevi nisu visoki, kod anti-Comptonskih sistema i sistema za snižavanje fona.

Kao što je pokazano u rezultatima rada, novi detektorski sistem sa velikim NaI(Tl) detektorom oblika jame će sigurno i u budućnosti imati veoma široku primenu u radu Laboratorije za nuklearnu fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu. Daleko od toga da su sva moguća ispitavanja i podešavanja detektorskog sistema završena. Potrebno je još puno toga da bi se sistem doterao do savršenstva. Ovo do sada je praktično bilo samo grubo ispitivanje i podešavanje sa sitnim finim detaljima. Svaki novi izmereni referentni materijal može samo doprineti poboljšanju kvaliteta rada detektorskog sistema, usavršavanju kriva efikasnosti i proširivanju rada NaI(Tl) sistema na nova područja rada.

Što se tiče same pasivne zaštite detektora, možemo biti zadovoljni funkcionalnošću i karakteristikama zaštite. U fonskom spektru praktično osim linije K^{40} koja potiče od samog detektora NaI(Tl) i koju nije moguće izbeći.

Rezultati merenja dobijeni sa NaI(Tl) detektorskog sistema možda čak i prevazilaze početna očekivanja. Posebno je to slučaj sa merenjima radona, gde se ovaj detektorski sistem pokazao kao veoma efikasan, brz i pouzdan. Jako zanimljivi rezultati su dobijeni snimanjem tačkastih izvora i pomeranjem istih po dubini jame detektora. Iako se očekuje da efikasnost sistema opada sa udaljavanjem od dna jame detektora, to se pokazalo tačnim samo u ograničenom broju slučajeva i to kad su upitanju relativno slabi tačkasti izvori koji emituju samo jednu gama liniju u spektru. U svim ostalim slučajevima, efikasnosti detekcije uopšte ne prate očekivani trend.

U daljim istraživanjima, potrebno je veću pažnju posvetiti tačnom određivanju efikasnosti sistema za standardno korišćenu geometriju uzoraka (70x60 mm). Ako i nije moguće imati više referentnih materijala aktivnosti pojedinih radionuklida, možda je rešenje u snimanju jednog referentnog materijala iz više serija i usrednjavanje dobijenih vrednosti za efikasnost detekcije na određenoj energiji. Druga mogućnost je nabavka drugih referentnih materijala sa pogodnim osobinama.

Iako se najviše problema očekivalo sa radom Genie-2000 softvera kod spektara sa scintilacionih detektora, ispostavilo se da sa malo podešavanja, i ovaj softver može da radi osim na sakupljanju, i na obradi spektara. Postoji jako puno ograničenja u upotrebi ovako velikog detektora zajedno sa softverom Genie-2000 najviše zbog nemogućnosti razlaganja spektra na pojedine linije i skidanje doprinosa Comptonске ivice jedne linije na odbroj prethodne linije u spektru. Za tako dubinsku analizu postoje komercijalni softveri koji rade na taj način, ali koji su trenutno nedostupni u Laboratoriji za nuklearnu fiziku.

Dekonvolucijom spektara, rastavljanjem na delove i sabiranjem pojedinačnih spektara su dobijeni rezultati koji pokazuju izuzetno dobro slaganje teorijskog i eksperimentalnog dela, uz napomenu da čak i nisu korišćeni standardni materijali nego redovni uzorci koji su bili u tom trenutku dostupni.

Najveće pozitivno iznenađenje je dobijeno snimanjem spektara mahovina i određivanjem koncentracije aktivnosti Be^7 i Pb^{210} . Iako potpuno neočekivano, izuzetno dobri rezultati su dobijeni čak i za niske energije i Pb^{210} . Posebno treba napomenuti da se vreme merenja kod mahovina skraćuje na ovaj način čak i do 10 puta a dobijeni rezultati imaju mernu nesigurnost još manju nego što je slučaj sa rezultatima sa germanijumskih detektora.

LITERATURA

- 1 E. Rutherford, *The scattering of alpha and beta particles by matter and the structure of the atom*, *Philosophical Magazine*, volume 21 ,1911
- 2 J.Slivka,I.Bikit,M.Vesković,Lj.Čonkić-GAMA SPEKTROMETRIJA,specijalne metode i primene, Univerzitet u Novom Sadu ,2000
- 3 Páll Theodórsson- *Measurement of Weak Radioactivity*, Science Institute, University of Iceland, 1996.
- 4 Leo,W.R.-*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, 1994.
- 5 www.canberra.com
- 6 EG&G ORTEC modular pulse-processing electronics and semiconductor radiation detectors
- 7 EG&G ORTEC applied nuclear spectroscopy
- 8 www.ortec-online.com
- 9 EG&G ORTEC - RADIATION DETECTION, MEASUREMENT, ANALYSIS 1983/84
- 10 GENIE 2000 SPECTROSCOPY SOFTWARE 3.0, OPERATIONS MANUAL, CANBERRA INDUSTRIES 2004
- 11 Dušan Mrđa - *Analiza metoda redukcije fona germanijumskih spektrometara*, doktorska disertacija, Novi Sad 2007
- 12 Dušan Mrđa - *Komparativna studija pasivnih zaštita za gama spektrometre*, magistarska teza, Novi Sad 2004
- 13 LOW LEVEL GAMMA SPECTROSCOPY, CANBERRA, USA
- 14 ULTRA LOW BACKGROUND DETECTOR SYSTEMS, CANBERRA, USA
- 15 D.Mrđa,I.Bikit,I.Aničin,J.Slivka,J.Hansman,N.Žikić-Todorović, E.Varga, S.Ćurčić, J.Puzović-BACKGROUND REDUCTION USING Fe AND Pb SHIELDING, Fifth General Conference of the Balkan Physical Union BPU-5, Vrnjačka Banja 2003., Serbian Physical Society, Belgrade, 2003
- 16 G.F.Knoll-Radiation Detection and Measurement, Third Edition-Wiley, 2000
- 17 Nikola Jovančević - *Analiza neutronima generisane aktivnosti u niskofonskim gamaspektroskopskim sistemima*, doktorska disertacija, Novi Sad 2010
- 18 CANBERRA SYSTEM CONSIDERATIONS with High Resolution Detectors - applications note
- 19 CANBERRA - PRODUCT CATALOG, EDITION TWELVE
- 20 CANBERRA NUCLEAR PRODUCTS GROUP - EDITION EIGHT
- 21 CANBERRA SPECTROSCOPY AMPLIFIER - operator`s manual - model 2022
- 22 CANBERRA MULTIPOINT II MULTICHANNEL ANALYZER - user`s manual
- 23 CANBERRA 0-5 kV H.V. POWER SUPPLY - operator`s manual
- 24 a) Canberra Model 3002D high voltage power supply
- 25 b) Canberra Model 3005 high voltage power supply
- 26 www.einstein-online.info
- 27 Nicholas Tsoulfanidis-*Measurement and Detection of Radiation*, Second Edition, Taylor&Francis, 1995, USA
- 28 C. M. Lederer and V. S. Shirley, ed, - *Table of isotopes (seventh edition)*, Wiley-Interscience, New York, 1978
- 29 R.B. Firestone, V.S. Shirley, S.Y.F. Chu, C.M. Baglin, and J. Zipkin- *Table of Isotopes*, John Wiley and Sons, New York , 1996
- 30 <http://ie.lbl.gov/toi/>
- 31 Gordon R.Gilmore -*Practical Gamma-ray Spectrometry 2nd Edition*, Nuclear Training Services Ltd, Warrington, UK, John Wiley & Sons Ltd, 2008
- 32 Lawrence Berkeley National Laboratory - <http://www.lbl.gov/>
- 33 Politecnico di Torino-Physics Department - <http://areweb.polito.it>

- 32 G. Nelson and D. Reilly- *Gamma-Ray Interactions with Matter*
 33 Daniel R. McAlister- *Gamma Ray Attenuation Properties of Common Shielding*
 34 *Materials*, 1955 University Lane Lisle, IL 60532, USA
 35 Andrius Poškus- *Attenuation of gamma rays*, Vilnius University,2009
 36 Nafaa Reguigui- *Gamma Ray Spectrometry-Practical Information*,2006
 37 <http://detectorshield.com> -
 38 Detector Shield,141 South Main Street,Beacon Falls,Connecticut,USA
 39 <http://www.cranesolder.com/> -
 40 The Torrey S. Crane Company, 492 Summer Street,P.O.Box 374,Plantsville,
 41 Connecticut 06479, USA
 42 <http://www.americanelements.com/> -
 43 American Elements , US Corporate Headquarters, 1093 Broxton Ave. Suite 2000
 44 Los Angeles, CA 90024 , USA
 45 <http://www.rajan.rs/index.html> , <http://metalionline.com/> -
 46 Rajan doo, Slobodana Bajića 12, 11185 Zemun Polje
 47 www.gammaspec.org - The University of Liverpool, Department of Physics
 48 Dorin N. Poenaru and Walter Greiner-*Experimental Techniques in Nuclear Physics*,
 49 Walter de Gruyter,Berlin New York , 1997
 50 <http://wanda.fiu.edu/> - Florida International University
 51 <http://www.hqtek.com/index.html> -
 52 HQTek Electronics and Supplies LP, 20418 Autumn Terrace Lane, Katy,TX 77450
 53 <http://www.detectors.saint-gobain.com> -
 54 Saint-Gobain Crystals , 17900 Great Lakes Pkwy,Hiram, OH 44234-9681,USA
 55 <http://www.rexon.com/plastics.htm> -
 56 Rexon, 24500 Highpoint Rd., Beachwood, Ohio 44122, USA
 57 <http://www.scionix.nl/> - Scionix, P.O.Box 143, 3980 CC Bunnik,Regulierering
 58 5,3981 LA Bunnik, Netherlands
 59 <http://www.bio.huji.ac.il/>; <http://www4.uwm.edu/> -
 60 University of Wisconsin-Milwaukee,P.O. Box 413,Milwaukee, WI 53201,USA
 61 www.begradskisajamtehnike.rs - 57. Međunarodni sajam tehnike i tehničkih
 62 dostignuća (UFI) ,13.-17.05.2013., Beograd
 63 <http://openticle.com/2007/11/18/scintillation-counter/> - Online Article
 64 S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics*, Wiley-Interscience, 1969
 65 R.L.Heath,R.Hofstadter, E.B.Hughes -
 66 *Inorganic scintillators: A review of techniques and applications*,*Nuclear Instruments*
 67 *and Methods*, Volume 162,Issues 1–3,1–15 June 1979,Pages 431–476
 68 K.D.Ianakiev, B. S. Alexandrov, P.B.Littlewood, and M.C.Browne -
 69 *Temperature behavior of NaI (TI) scintillation detectors* ,
 70 *Nuclear Nonproliferation Division*, Los Alamos National Laboratory,Los Alamos, NM
 71 87545, USA & Cavendish Laboratory, Cambridge University, Cambridge, UK
 72 <http://www.horiba.com> - HORIBA, Ltd.Head Office and factory,601-8510 Kyoto
 73 Minami-ku,Higashi 2 Kisshoin Palace,Japan
 74 <http://www.bo.infn.it/ams/Hamamatsu-PMT.pdf>
 75 Photomultiplier tubes, Hamamatsu,1998, Japan
 76 <http://www.edmundoptics.com>
 77 Edmund Optics, 101 East Gloucester Pike, Barrington, NJ 08007-1380 USA
 78 http://psec.uchicago.edu/links/pmt_handbook_complete.pdf
 79 Photomultiplier Tubes - Basics and Applications,Third Edition,2006
 80 Hamamatsu Photonics K.K.
 81 *A Summary of the Design, Development, and Testing of Photomultiplier Tubes and*
 82 *Base Electronics for the BTeV Experiment*
 83 Tim Brennan, Teacher Fellow, 2000-2001,Fermi National Accelerator Laboratory

- Jan Hansman, Ištvan Bikit, Jaroslav Slivka, Miroslav Vesković, Miodrag Krmar,
 Nataša Todorović, Dušan Mrđa, Sofija Forkapić, Jovana Nikolov -
 58 Projektovanje zaštite za niskofonski spektrometar WETYN
 (Well Type Sodium Iodide),
 XXVII SIMPOZIJUM DRUŠTVA ZA ZAŠTITU OD ZRAČENJA SRBIJE I CRNE
 GORE, Vrnjačka Banja, 2 – 4. oktobar 2013.
- Jan Hansman, Ištvan Bikit, Jaroslav Slivka, Miroslav Vesković, Miodrag Krmar,
 Nataša Todorović, Dušan Mrđa, Sofija Forkapić, Jovana Nikolov -
 59 Testiranje 9`x 9`` NaI(Tl) spektrometra oblika jame,
 XXVII SIMPOZIJUM DRUŠTVA ZA ZAŠTITU OD ZRAČENJA SRBIJE I CRNE
 GORE, Vrnjačka Banja, 2 – 4. oktobar 2013.
- S.Sasaki, H.Tawara, K.Saito, M.Miyajima and E.Shibamura - Average Energies
 60 Required per Scintillation Photon and Energy Resolutions in NaI(Tl) and CsI(Tl)
 Crystals for Gamma Rays, High Energy Accelerator Research Organization (KEK),
 1-1 Oho, Tsukuba, Ibaraki 305-0801, Japan
- Photomultiplier Tubes Catalogue - Photonis S.A.S., Avenue Roger Roncier BP 520,
 61 19106 BRIVE Cedex, France/1000 New Holland Avenue, 17601 LANCASTER, PA
 United States of America
- Hamamatsu Photonics, R10467 hybrid PMTs, data sheet
 62 X. Michalet, A. Cheng, J. Antelman, Motohiro Suyama, Katsuhiko Arisaka, Shimon
 63 Weiss, Hybrid photodetector for single-molecule spectroscopy and microscopy.
 Proc.SPIE 6862 (2007)
- R.A. La Rue, K.A. Costello, G.A. Davis, J.P. Edgecumbe, V.W. Aebi, Photon
 64 Counting III-V Hybrid Photomultipliers Using Transmission Mode Photocathodes.
 IEEE Transactions on Electron Devices 44, 672-678 (1997)
- R.L.Heath - Scintillation Spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalogue, 2nd edition,
 65 Idaho National Engineering & Environmental Laboratory
- Shi HX, Chen BX, Li TZ, Yun D-Precise Monte Carlo simulation of gamma-ray
 66 response functions for an NaI(Tl) detector, Department of Engineering Physics,
 Tsinghua University, Beijing, China, Appl Radiat Isot. 2002 Oct;57(4):517-24.
- R.J.D. Beattie, J. Byrne - A Monte Carlo program for evaluating the response of a
 67 scintillation counter to monoenergetic gamma rays, School of Mathematical and
 Physical Sciences, University of Sussex, Falmer, Brighton, Sussex, England,
 Nuclear Instruments and Methods, Volume 104, Issue 1, 1 October 1972, 163–168
- Kunio Kaminishi - Analytic Calculation of Photofractions for NaI(Tl) Scintillation
 68 Crystals to Monoenergetic Gamma Rays, Department of Applied Physics, Faculty of
 Engineering, Miyazaki University, Jpn. J. Appl. Phys. 18 (1979) pp. 423-428
- D. E. Persyk and T. E. Moi. State-of-the-art photomultipliers for Anger cameras.
 69 IEEE Transactions on Nuclear Science, 25:615-619, 1978
- L.R. Wayne, W.A. Heindl, P.L. Hink, R.E. Rothschild -
 70 RESPONSE OF NAI(TL) TO X-RAYS AND ELECTRONS, Nuclear instruments &
 methods in physics research. Section A, Accelerators, spectrometers, detectors and
 associated equipment, 411(2-3), 1998, pp. 351-364
- B.J.Snyder-Calculation of gamma ray scintillation detector efficiencies and
 71 photofractions by Monte Carlo methods, Ph.D.Dissertation, The University of
 Michigan, 1965
- C.C.Grosjean, W.Bossaert - Table of Absolute Detection Efficiencies of Cylindrical
 72 Scintillation Gamma-Ray Detectors, Computing Laboratory, University of
 Ghent, 1965

- 73 *B.Grosswendt,E.Waibel - Monte Carlo calculation of the intrinsic gamma ray efficiencies of cylindrical NaI(Tl) detectors, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Germany, Nuclear Instruments and Methods, Volume 133, Issue 1, 15 February 1976, Pages 25–28*
- 74 *R. Rieppo & P. Holmberg - Comparison of efficiency values for through-well and well-type NaI-detectors, Department of Physics, University of Oulu, Oulu, Finland & Department of Medical Physics, University of Helsinki, Helsinki, Finland, Nuclear Instruments and Methods, Volume 155, Issues 1–2, 15 September 1978, Pages 111–113*
- 75 *R. Rieppo - A relationship between the point and extended volume source geometries in the calculation of the efficiency values for NaI detectors, Department of Physics, University of Oulu, Oulu, Finland, Nuclear Instruments and Methods, Volume 146, Issue 3, 1 November 1977, Pages 557–559*
- 76 *R. Rieppo - Calculated photopeak efficiencies of NaI-crystals for a 4π -detecting geometry, Department of Physics, University of Oulu, Oulu, Finland, Nuclear Instruments and Methods, Volume 115, Issue 2, 1 March 1974, Pages 541–543*
- 77 *R. Rieppo - Calculated photopeak efficiencies of NaI(Tl)-scintillation detectors with self-absorption in the source, Department of Physics, University of Oulu, Oulu, Finland, Nuclear Instruments and Methods, Volume 107, Issue 2, 1 March 1973, Pages 209–212*
- 78 *R.B. Galloway - Correction for sample self-absorption in activity determination by gamma spectrometry, Department of Physics, University of Edinburgh, James Clerk Maxwell Building, Mayfield Road, Edinburgh EH9 3JZ, UK, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 300, Issue 2, 15 January 1991, Pages 367–373*
- 79 *Y.S. Horowitz, S. Mordechai, A. Dubi - Gamma-ray self-absorption corrections for $E_\gamma > 0.6$ MeV and $\mu < 3$ cm⁻¹, Department of Physics, Ben Gurion University of the Negev, Beersheva, Israel, Nuclear Instruments and Methods, Volume 122, November–December 1974, Pages 399–404*
- 80 *T.S.Mudhole, N.Umakantha - On the shape of the photopeak in a NaI(Tl) scintillation detector, Department of Physics, Karnatak University, Dharwar, India, Nuclear Instruments and Methods, Volume 116, Issue 2, 1 April 1974, Pages 401–403*
- 81 *ORTEC digiBASE™ - www.ortec-online.com/download/digiBASE.pdf*
- 82 *Princeton Gamma-Tech - part of Thermo Fisher Scientific www.pgt.com & www.thermoscientific.com/en*
- 83 *J.-L. Reyss, S. Schmidt, F. Legeleux, P. Bonté - Large, low background well-type detectors for measurements of environmental radioactivity, Centre des Faibles Radioactivités (CFR), Domaine du CNRS, Avenue de la Terrasse, 91 198 Gif sur Yvette Cedex, France, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 357, Issues 2–3, 21 April 1995, Pages 391-397*
- 84 *P.Bossew - A very long-term HPGe-background gamma spectrum, Department of Physics and Biophysics, University of Salzburg, Hellbrunner Strasse 34, A-5020 Salzburg, Austria & Institute of Risk Research, University of Vienna, Vienna, Austria, Applied Radiation and Isotopes 62 (2005) 635–644*
- 85 *Jan Verplancke - Low level gamma spectroscopy: low, lower, lowest, Canberra Semiconductor NV, Lammerdries 25, B-2250 Olen, Belgium, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 312, Issues 1–2, 1 February 1992, Pages 174–182*

- 86 M. Laubenstein et al. - *Underground measurements of radioactivity, Applied Radiation and Isotopes, Volume 61, Issues 2–3, August–September 2004, Pages 167–172*
- 87 S. L. Snyder and J. S. Duval - *Design and Construction of a Gamma-ray Spectrometer System for Determining Natural Radioelement Concentrations in Geological Samples at the U.S. Geological Survey in Reston, Virginia, U.S. Geological Survey, MS 954, 12201 Sunrise Valley Drive, Reston, VA 20192, U.S. Geological Survey Open-File Report 03-029*
- 88 **J. Hansman** - *Design and Construction of a Shield for the 9" x 9" NaI(Tl) Well Type Detector, Nuclear Technology & Radiation Protection: Year 2014, Vol. 29, No. 2, pp. 165-169*
- 89 **J. Hansman, D. Mrdja, J. Slivka, M. Krmar, I. Bikit** - *Efficiency study of a big volume well type NaI(Tl) detector by point and voluminous sources and Monte-Carlo simulation, Applied Radiation and Isotopes (rad je u procesu objavljivanja)*
- 90 **Jan Hansman, Miodrag Krmar, Ágota Koszorús, Brankica Andjelic** - *Dependence of well type NaI(Tl) detector efficiency from source position, IV. Terrestrial Radionuclides in Environment International Conference on Environmental Protection, Veszprem, Hungary*
- 91 **Jan Hansman, Dusan Mrdja, Istvan Bikit, Jaroslav Slivka, Kristina Bikit, Jovana Nikolov, Sofija Forkapic, Natasa Todorovic** - *Environmental radioactivity measurement by NaI(Tl) calibrated with Geant 4 simulation, IV. Terrestrial Radionuclides in Environment International Conference on Environmental Protection, Veszprem, Hungary*
- 92 Rybach, L., 1988. *Determination of the heat production rate. In: Haenel, R., Rybach, L., Stegena, L. (Eds.), Handbook of Terrestrial Heat-Flow Density Determination. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, pp. 125-142*
- 93 P. Chiozzi et al. - *Laboratory application of NaI(Tl) g-ray spectrometry to studies of natural radioactivity in geophysics, Applied Radiation and Isotopes 53 (2000) 127-132*
- 94 <http://nucleus.iaea.org/rpst/ReferenceProducts/ReferenceMaterials/Radionuclides/index.htm>
- 95 <http://nucleus.iaea.org/rpst/ReferenceProducts/ReferenceMaterials/Radionuclides/IAEA-RGTh-1.htm>
- 96 <http://nucleus.iaea.org/rpst/ReferenceProducts/ReferenceMaterials/Radionuclides/IAEA-RGU-1.htm>
- 97 Sofija Forkapić - *Istraživanje gasovitih radioaktivnih produkata uranijuma i torijuma - doktorska disertacija, Novi Sad, 2013*
- 98 Geant4 User's Guide for Application Developers, Geant4 Collaboration, Version: geant4 9.6.0, (2012), <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/>
- 99 M. Krmar, D. Radnović, J. Hansman - *Correlation of unsupported ^{210}Pb activity in soil and moss, Journal of Environmental Radioactivity, Volume 129, March 2014, Pages 23-26*
- 100 Krmar, M., Radnovic, D., Mihailovic, T., Lalic, B., Slivka, J., Bikit, I., 2009. *Temporal variations of ^7Be , ^{210}Pb and ^{137}Cs in moss samples over 14 month period. Appl. Radiat. Isot. 67, 1139-1147*
- 101 Krmar, M., Wattanavatee, K., Radnovic, D., Slivka, J., Bhongsuwan, T., Frontasyeva, M.V., Pavlov, S.S., 2013. *Airborne radionuclides in mosses collected at different latitudes. J. Environ. Radioact. 117, 45-48*

BIOGRAFIJA



Jan Hansman je rođen 17.11.1977.godine u Novom Sadu. Osnovnu školu i gimnaziju je završio u Bačkom Petrovcu gde i živi. Studije fizike je upisao 1996.godine i diplomirao u januaru 2003.godine na Katedri za nuklearnu fiziku sa temom "Redukcija fona primenom Fe i Pb zaštite" i prosečnom ocenom 8,2. Master studije je upisao 2010.godine a master rad odbranio u junu 2011.godine sa temom "Istraživanje kvaliteta gamaspektrometrijskih merenja" i prosečnom ocenom 8,75. Doktorske studije je upisao 2011.godine.

Od 2003.godine radi kao stručni saradnik u Laboratoriji za nuklearnu fiziku.

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

TD

Tip zapisa:

TZ

Vrsta rada:

VR

Autor:

AU

Mentor:

MN

Naslov rada:

NR

Jezik publikacije:

JP

Jezik izvoda:

JI

Zemlja publikovanja:

ZP

Uže geografsko područje:

UGP

Godina:

GO

Izdavač:

IZ

Mesto i adresa:

MA

Fizički opis rada:

FO

Naučna oblast:

NO

Naučna disciplina:

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

PO,UDK

Čuva se:

ČU

Važna napomena:

VN

Izvod:

IZ

Monografska dokumentacija

Tekstualni štampani materijal

Doktorska disertacija

Jan Hansman 2D/11

Dr. Ištvan Bikit

Projektovanje izgradnje i testiranje 9`x 9` NaI(Tl) spektrometra oblika jame

srpski (latinica)

srpski/engleski

Srbija

Vojvodina

2015

Autorski reprint

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

10 poglavlja, 22 tabele, 152 slike, 168 strana, 101 referenca

Nuklearna fizika

Gamaspektrometrija

gamaspektrometrija, NaI(Tl),

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

nema

Predmet istraživanja doktorske disertacije je konstruisanje, izgradnja i uvođenje u rutinski rad, kao i naučna istraživanja detektorskog sistema, kome će kao osnova poslužiti 9`x 9` NaI(Tl) spektrometar oblika jame. Pomenuti detektorski sistem će zbog veličine aktivne zapremine kao i njenog specifičnog oblika (oblika jame) posedovati najveću efikasnost detekcije u poređenju sa svim gamaspektrometrijskim sistemima trenutno u upotrebi u Laboratoriji za nuklearnu fiziku, Prirodno-matematičkog fakulteta, Univerziteta u Novom Sadu i šire. Gamaspektroskopija je nedestruktivna metoda koja se može primeniti za određivanje niskih aktivnosti uzoraka bez prethodne hemijske pripreme i predstavlja zlatni standard u radioekološkim istraživanjima, kontroli životne sredine itd. Detektorski sistem velike efikasnosti koji je tokom izrade doktorata

pušten u rad, omogućuje značnu redukciju vremena merenja kao i sniženje minimalnih detektabilnih aktivnosti. Na ovaj način je Laboratorija za nuklearnu fiziku dobila detekcioni sistem pomoću kojeg je moguće vršiti analizu uzoraka niske aktivnosti u naučne svrhe kao i za rutinsku kontrolu uzoraka iz životne sredine.

Za upotrebu $9'' \times 9''$ NaI(Tl) spektrometra oblika jame u rutinskim merenjima radiološke kontrole uzoraka niskih aktivnosti, izvršena je neophodna adekvatna kalibracija efikasnosti detektorskog sistema i to na razne oblike matrica uzoraka i na taj način su rezultati merenja načinjeni uporedivim sa akreditovanim poluprovodničkim sistemima Laboratorije za nuklearnu fiziku.

*Datum prihvatanja teme od NN
veća:*

DP

Datum odbrane:

DO

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

Dr Miodrag Krmar - redovni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

član:

Dr Ištvan Bikit - redovni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

član:

Dr Dušan Mrđa - vanredni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

član:

Dr Vladimir Udovičić - viši naučni saradnik Instituta za Fiziku, Beograd

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

Monograph publication

DT

Type of record:

Textual printed material

TR

Content code:

Doctor of science,thesis

CC

Author:

Jan Hansman, 2D/11

AU

Mentor/comentor:

PhD Istvan Bikit

MN

Title:

Design,construction and testing 9``x 9`` NaI(Tl) well type spectrometer

TI

Language of text:

Serbian (Latin)

LT

Language of abstract:

English

LA

Country of publication:

Serbia

CP

Locality of publication:

Vojvodina

LP

Publication year:

2015

PY

Publisher:

Author's reprint

PU

Publication place:

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PP

Physical description:

10/ 22 /152 /168 /101

PD

Scientific field:

Nuclear physics

SF

Scientific discipline:

Gammaspectrometry

SD

Subject/ Key words:

gammaspectrometry,NaI(Tl)

SKW,UC

Holding data:

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note:

none

N

Abstract:

AB

Subject of doctoral dissertation research is the design, construction and implementation in routine work, as well as scientific research of detector system, as the basis on well-type 9``x 9`` NaI (Tl) spectrometer . The aforementioned detector system, due to the size of the active volume as well as its specific form (well) possess the highest detection efficiency compared with all gammaspectrometric systems currently in use at the Laboratory of Nuclear Physics, Faculty of Science, University of Novi Sad and beyond. Gammaspektroskopija is a non-destructive method that can be applied for the determination of low activity samples without chemical preparation and is the gold standard in radioecological studies, environmental control and so on.

The detector systems high efficiency, which was during the preparation of doctoral dissertation put into operation, allows

significant reduction in measurement time as well as lowering the minimum detectable activity. In this way, the Laboratory for Nuclear Physics get detection system which can be used for the analysis of samples of low activity for scientific purposes as well as for routine control of environmental samples.

For use well type 9''x 9'' NaI (TI) spectrometer in routine measurements of radiological samples of low activity, there was a need adequate calibration of the detector efficiency of the system with various forms of sample matrix thus the results of measurements made comparable with accredited semiconductor systems in Laboratory for Nuclear physics.

May 27th, 2014.

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

DE

Thesis defend board:

DB

President:

Member:

Member:

Member:

Dr Miodrag Krmar, Faculty of Sciences, Novi Sad

Dr Istvan Bikit, Faculty of Sciences, Novi Sad

Dr Dušan Mrđa, Faculty of Sciences, Novi Sad

Dr Vladimir Udovičić, Institute of Physics, Belgrade