

UNIVERZITET U BEOGRADU
FIZIČKI FAKULTET

DOKTORSKA DISERTACIJA

**VREMENSKI PROMENLJIVE KOMPONENTE FONA
U NISKOFONSKOJ PODZEMNOJ LABORATORIJI**

Mr Radomir Banjanac

Niskofonska laboratorija
za nuklearnu fiziku
Instituta za fiziku
Beograd

Beograd, 2011.

<u>Sadržaj</u>	<u>strana</u>
1. UVOD i MOTIVACIJA	1
2. TEORIJSKI ASPEKTI INTERAKCIJE ZRAČENJA SA MATERIJOM	4
2. 1. Interakcija nanelektrisanih čestica sa materijom	5
2. 1. 1. Jonizacija i ekscitacija atoma	6
2. 1. 2. Zakočno zračenje	10
2. 1. 3. Obrazovanje parova nanelektrisanih čestica	14
2. 1. 4. Anihilacija pozitrona	15
2. 1. 5. Zračenje Čerenkova	16
2. 1. 6. Rasejanje nanelektrisane čestice	17
2. 2. Interakcija fotona sa materijom	19
2. 2. 1. Fotoefekat	20
2. 2. 2. Komptonov efekat	22
2. 2. 3. Kreacija parova	24
2. 3. Nuklearne interakcije miona i neutrona	26
2. 3. 1. Fotonuklearne interakcije miona	28
2. 3. 2. Raspad miona	28
2. 3. 3. Zahvat negativnog miona	29
2. 3. 4. Spalacija i resonance	30
2. 3. 5. Rasejanja brzih neutrona	31
2. 3. 6. Zahvat termalnih neutrona	32
3. KARAKTERISTIKE NISKOFONSKE GAMA SPEKTROMETRIJE	33
3. 1. HPGe detektorski sistem	34
3. 1. 1. Komponente HPGe detektorskog sistema	34
3. 1. 2. Energetska rezolucija HPGe detektora	36
3. 1. 3. Efikasnost HPGe detektora	39

<u>Sadržaj</u>	<u>strana</u>
3. 1. 4. Vrste HPGe detektora	43
3. 1. 5. Višekanalna MCA analiza	47
3. 2. Statistika niskofonskih merenja	50
3. 2. 1. Optimizacija veličine spektra	54
3. 2. 2. Statističke granice detekcije	56
4. FON GERMANIJUMSKIH DETEKTORA GAMA ZRAČENJA	64
4. 1. <u>Komponente fona germanijumskih detektora</u>	65
4. 2. <u>Vremenski stalne komponente fona</u>	70
4. 2. 1. Radioaktivna kontaminacija detektorskog sistema	70
4. 2. 2. Ambijentalno zračenje	74
4. 2. 3. Pasivna zaštita detektora i njena kontaminacija	81
4. 3. <u>Nevremenska promenljivost stalnih komponenti</u>	86
4. 4. <u>Električni šum</u>	88
5. VREMENSKI PROMENLJIVE KOMPONENTE FONA - KOSMIČKO ZRAČENJE	91
5. 1. <u>Kosmičko zračenje kao izvor fona</u>	91
5. 1. 1. Fon indukovani neutronima	92
5. 1. 2. Fon indukovani mionima	94
5. 2. <u>Aktivna zaštita HPGe detektora</u>	99
5. 3. <u>Producija radionuklida interakcijama kosmičkog zračenja</u>	100
5. 4. <u>Fenomenologija kosmičkog zračenja</u>	102
5. 4. 1. Primarno kosmičko zračenje	102
5. 4. 2. Sekundarno kosmičko zračenje	108
5. 4. 3. Fluks kosmičkih miona	111

<u>Sadržaj</u>	<u>strana</u>
<u>5. 5. Geomagnetni efekti i uticaj atmosfere</u>	115
<u>5. 6. Vremenske varijacije kosmičkog zračenja i heliosferični efekti</u>	119
6. VREMENSKI PROMENLJIVE KOMPONENTE FONA - RADON I POTOMCI	127
<u>6. 1. Doprinos fonu od radona i potomaka</u>	127
<u>6. 2. Faktori koji utiču na koncentraciju radona u zatvorenim prostorijama</u>	130
6. 2. 1. Zemljишte kao izvor radona i poroznost zemljишta	130
6. 2. 2. Parametri sredine	133
6. 2. 3. Uticaj ventilacije	135
<u>6. 3. Varijacije koncentracije radona</u>	138
<u>6. 4. Depozicija potomaka radona</u>	140
<u>6. 5. Monitoring radona - specijalni slučajevi</u>	145
6. 5. 1. Radon i zemljotresi	146
6. 5. 2. Merenje malih aktivnosti radona	148
7. OPTIMIZACIJA NISKOFONSKIH USLOVA MERENJA FONA GAMA ZRAČENJA	151
<u>7. 1. Efekti geometrije</u>	151
7. 1. 1. Geometrija izvor - detektor	151
7. 1. 2. Geometrija samog uzorka	154
<u>7. 2. Efekti samoapsorpcije</u>	155
<u>7. 3. Optimizacija veličine detektora</u>	157
<u>7. 4. MDA i optimizacija izbora detektora</u>	159
7. 4. 1. Varijacija fona B_S sa veličinom detektora	160
7. 4. 2. Varijacija fona B_E sa veličinom detektora	161

<u>Sadržaj</u>	<u>strana</u>
8. KARAKTERISTIKE FONA NISKOFONSKE PODZEMNE LABORATORIJE U INSTITUTU ZA FIZIKU	163
<u>8. 1. Preliminarna merenja</u>	164
<u>8. 2. Opis laboratorije i prva merenja</u>	166
<u>8. 3. Monitoring kosmičkog zračenja</u>	169
8. 3. 1. Određivanje apsolutnog fluksa CR miona	172
8. 3. 2. Periodične varijacije CR miona	176
8. 3. 3. Aperiodične varijacije CR miona	182
8. 3. 4. Novi detektorski sistem	184
<u>8. 4. Monitoring radona</u>	186
8. 4. 1. Monitoring detektorima tragova	187
8. 4. 2. Dnevna varijacija radona	188
8. 4. 3. Sezonska varijacija radona	191
8. 4. 4. Indirektna merenja koncentracije radona	194
<u>8. 5. Merenje fona gama zračenja</u>	197
8. 5. 1. Opis novog HPGe detektora i prva merenja	199
8. 5. 2. Fon HPGe detektora u podzemnoj laboratoriji	200
8. 5. 3. Vremenske varijacije fona gama zračenja	205
9. ZAKLJUČAK	210
10. REFERENCE	212

1. UVOD i MOTIVACIJA

Poslednjih nekoliko decenija u svetu se intenzivno razvija nova oblast eksperimentalne fizike poznata kao neakceleratorska fizika jezgra i elementarnih čestica. Sinonimi za ovu novu oblast fizike retkih procesa su *podzemna kosmologija*, jer se mnogi nuklearni i čestični procesi relevantni za kosmologiju mogu upoznati samo u uslovima jako niskog fona ili *fizika nepostojećeg* pošto je većina fundamentalnih procesa tesno povezana sa institucijom negativnog eksperimenta u fizici, [1R1]. U osnovi nova oblast predstavlja alternativu eksperimentima fizike visokih energija koji zahtevaju upotrebu sve većih akceleratora, ali sa zajedničkim ciljem provere teorijski utemeljenog standardnog modela elementarnih čestica i njihovih interakcija.

Fizika čestica je u opsegu lako dohvataljivih vrednosti parametara i eksperimentalno i teorijski zadovoljavajuće zaokružena. Očekujući pouzdane rezultate iz CERN-a sa najvećeg eksperimenta u istoriji koji će možda otvoriti novo polje istraživanja u fizici generalno, već se publikuju radovi u kojima se prikazuju najtačniji rezultati relevantni za fiziku kosmičkog zračenja, [1R2]. I pored toga već se postavlja pitanje opravdanosti investicije u novu generaciju akceleratora jer je granica koju nameće tehnologija njihove konstrukcije očigledna.

U oblastima nuklearne fizike i fizike elementarnih čestica praktično su svi efekti prvog reda fenomenološki upoznati. Prediktivna moć standardnog modela može se dovesti u pitanje postojanjem malo verovatnih odnosno retkih procesa, malih amplituda, što su već efekti višeg reda. Ukoliko uopšte postoje, ovi efekti se manifestuju kao vrlo retki elementarni procesi koji su u ogromnom mnoštvu do sada opaženih i shvaćenih efekata prvog reda eventualno prošli nezapaženo. Takvi fundamentalni retki procesi su raspad protona, bezneutrinski dvostruki beta raspad, oscilacije solarnih neutrina, tamna materija u svemiru, i svi ovi eksperimenti se realizuju u podzemnim niskofonskim laboratorijama, [1R3]. Autentično retkim procesom smatraju se prvenstveno oni procesi koji potencijalno narušavaju standardni model, koji su zabranjeni ustoličenim zakonima održanja i čije male amplitude možda govore o nepoznatim osobinama fundamentalnih interakcija koje nisu uključene u standardni model. Odsustvo takvih retkih procesa znači potvrdu standardnog modela, a njihovo postojanje eksperimentalno potvrđeno zahteva potrebu modifikacije standardnih znanja. Retki procesi su danas prvenstveno procesi koji ne postoje ili koji još uvek ne postoje, jer odsustvo dokaza (postojanja) nije i dokaz odsustva (nepostojanja). Utvrđivanje nepostojanja, odnosno podizanje gornje granice do koje pretpostavljeni retki proces ne postoji, nije ništa manje značajno od utvrđivanja njegovog postojanja.

Osim gore navedenih, izrazito fundamentalnih procesa, status pravih retkih procesa imaju i nefundamentalni procesi čije otkriće predstavlja neku krucijalnu prekretnicu u užoj oblasti kojoj pripadaju. Tu može da se ubroji postojanje superteških elemenata u prirodi, različiti aspekti vrlo velikog broja čestičnih i nuklearnih procesa relevantnih samo u astrofizičkim uslovima i dr. Nefundamentalni retki procesi ponekad mogu iz kategorije retkih da se

ostvarenjem određenih pogodnih uslova potencijalno prevedu u kategoriju čestih procesa i u tome leži dobar deo interesa za istraživanjima u toj oblasti. Primer ovih procesa su različite vrste tzv. hladnih fuzija, [1R4].

Na drugoj strani, a skoro uporedo sa nabrojanim fundamentalnim istraživanjima, javlja se potreba za preciznom i sistematicnom kontrolom radioaktivnosti biosfere, povezanim sa radioaktivnim zagađenjem posle nuklearnih eksplozija i akcidenata. Ova vrsta primenjenih istraživanja često zahteva merenja nivoa aktivnosti reda veličine $mBqkg^{-1}$ i manja. Male aktivnosti (doze) zračenja već uzrokuju izvesne fiziološke efekte i često predhode velikim aktivnostima izvora zračenja istog sastava pa se tako pravovremeno mogu indikovati. Slučaj akcidenta u Fukušimi aktuelizuje značaj postojanja referentnih laboratorijskih u kojima se pravovremeno mogu detektovati male koncentracije radionuklida.

Primeri aplikativnih merenja ekstremno malih koncentracija prirodnih i veštačkih radionuklida su raznovrsni i svi se zasnivaju na merenjima malih aktivnosti. U arheologiji se egzaktna datiranja uzoraka organskog porekla izvode merenjem koncentracije prirodnog β^- radioaktivnog izotopa C-14 ($T_{1/2} = 5730$ god.). Najveća starost koja se može odrediti recipročno zavisi od minimalne aktivnosti ovog izotopa koja se može izmeriti i u uslovima jako niskog fona granica starosti se povećava najmanje 3 puta, do 35000 godina. Praćenje izuzetno malih aktivnosti kosmogenih izotopa omogućava upoznavanje procesa koji se odvijaju u atmosferi, hidrosferi i litosferi, a koji bitno utiču na život čoveka. Ispitivanje preraspodele i promene koncentracije primordijalnih radioaktivnosti usled delovanja čoveka takođe zahteva merenja vrlo niskih aktivnosti. Konačno, najčešća primena niskofonskih laboratorijskih plitkog profila je u selekciji ekstremno radiočistih materijala za potrebe nuklearne instrumentacije namenjene fundamentalnim merenjima u veoma dubokim niskofonskim laboratorijskim, ali i za potrebe visokih tehnologija (mikroelektronika i slično).

Zajednička osobina vrlo retkih (maloverovatnih) fundamentalnih pojava i aplikativnih merenja malih aktivnosti jeste tehnika merenja koja se u oba slučaja bazira na uslovima niskog fona svih vrsta zračenja čiji intenzitet određuje osetljivost merenja. Eksperimentalno određivanje verovatnoće svakog procesa uvek je povezano sa dva osnovna problema. Prvi ima poreklo u inherentnoj stohastičnosti svih mikroprocesa, a drugi se javlja usled neprijatne činjenice da u svakoj realnoj situaciji uvek istovremeno protiče više različitih procesa približno iste signature. Bez obzira kako konkretizovali signaturu (npr. određena energija gama zraka) uvek će postojati veći broj suštinski različitih konkurentnih procesa nerazlučivih od procesa koji nas interesuje, a koje sve zajedno zovemo fonom. Večita borba sa fonom, produženje vremena merenja, povećanje broja ispitivanih sistema i povećanje efikasnosti detekcije osnovni su instrumenti u svim potragama za retkim procesima za koje je, sa druge strane, tipična tzv. slaba statistika kada ima svega nekoliko registrovanih događaja (ako ih uopšte ima) i tada se određena tačnost rezultata merenja dostiže specijalnim metodama teorije verovatnoće i matematičke statistike.

Uslove niskog fona primenom raznovrsnih tehnika moguće je realizovati jedino u specijalnim niskofonskim laboratorijskim. Pored potrebe postizanja uslova minimalnog fona ništa manje značajan nije zahtev za stabilizacijom nivoa

fona u vremenu, jer se određena statistička tačnost rezultata, odnosno povećanje osetljivosti, postiže dugotrajnim merenjima, [1R5].

Projektni zahtev za višenamenskom laboratorijom za niskofonsku X i gama spektroskopiju, određivanje malih α i β aktivnosti, detekciju neutrona i monitoring kosmičkog zračenja, usaglašen sa ekonomskim mogućnostima, realizovan je u Institutu za fiziku u Zemunu. Dostizanje standarda ekstremne radiočistoće koja će se održavati i u slučaju globalnih akcidentalnih situacija, u kojima će inače svi drugi merni punktovi u manjoj ili većoj meri neizbežno biti kontaminirani, prirodni je cilj postojanja i naše niskofonske laboratorije.

Osnovne karakteristike niskofonske podzemne laboratorije u Zemunu, sa najranijim eksperimentalnim rezultatima, opisane su u referenci [1R6]. Tokom vremena dopunjene ih temeljnija studija svih komponenti fona gama zračenja sa posebnim akcentom na vremenski promenljive komponente. Očigledna motivacija za pisanje ove disertacije je potpuna empirijska spoznaja kojoj smo u stanju da se približimo zahvaljujući tehničkim mogućnostima kojima laboratorija danas raspolaze. Te mogućnosti su maksimalno realizovane tokom dugog perioda konstituisanja laboratorije sa stalnim unapređenjima. Za potpunu optimizaciju uslova niskofonskih merenja od posebnog su interesa vremenski promenljive komponente, kosmičko zračenje i radon, koji su studiozno i detaljno istraženi, a u okviru ove disertacije predstavljen je deo rezultata tih merenja.

Disertacija je podeljena na 10 glava. Nakon uvoda koji upravo čitate, u drugoj glavi se iznose teorijske osnove značajne za fiziku interakcija svih vrsta zračenja relevantnih za problematiku niskofonskih merenja. U trećoj glavi opisane su uopšteno karakteristike niskofonske gama spektrometrije germanijumskih detektora zajedno sa statistikom niskofonskih merenja. Sa opisom fona gama zračenja generalno uz akcenat na vremenski stalne komponente susrećete se u 4. glavi. Izdvojeno, peta i šesta glava opisuju prirodu vremenski promenljivih komponenti fona, kosmičkog zračenja i radona, respektivno. U sedmoj glavi se ukratko izlažu praktični saveti u optimizaciji niskofonskog merenja fona gama zračenja. To je osnova za potpuno razumevanje najvažnijih rezultata merenja realizovanih u kompleksu niskofonske laboratorije koji su sadržaj osme glave. Uobičajeno, najpre zaključak i na kraju spisak odabranih referenci zaokružuju disertaciju koja je pred vama.

2. TEORIJSKI ASPEKTI INTERAKCIJE ZRAČENJA SA MATERIJOM

Iako se gama spektroskopija opravdano prepoznaje kao najpouzdanija, najjednostavnija i najjeftinija tehnika radiometrije nije dovoljno poznavanje interakcija samo gama zračenja sa materijom. U slučaju prirodnih izvora radioaktivnosti, a posebno kao komponente kosmičkog zračenja, nanelektrisane čestice (elektroni, pozitroni, mioni, pioni, protoni i alfa čestice) su uvek prisutne. Zajedno sa fotonima (gama i X zračenja) ali i neutronima i neutrinima one definišu kompletan ambijent zračenja koji se neprestano međusobno transformiše, apsorbuje, kreira i anihilira. Sveukupno poznavanje njihovih interakcija neophodno je jer je materija sa kojom interaguju i detektor (kristal germanijuma, plastični scintilator ili silicijum) i apsorber (olovo, zemlja, aluminijum).

U ovom delu opisani su sa teorijskog aspekta najvažniji efekti interakcije zračenja sa materijom relevantni za problematiku niskofonskih merenja. Za početak u tabeli 2.1 sažete su glavne karakteristike najznačajnijih čestica za našu analizu.

čestica i oznaka		masa mirovanja (MeV)	nanelektrisanje (e)	srednji život (s)	spin (\hbar)
Foton	γ	$< 1 \times 10^{-18}$	0	stabilan	1
Elektron / Pozitron	e^{-+}	0.511	-1 / +1	$>4.6 \times 10^{26}$ god.	1/2
Mion	μ^{+-}	105.658	± 1	$2.19703(2) \times 10^{-6}$	1/2
Proton	p	938.272	+1	$>5.8 \times 10^{29}$ god.	1/2
Neutron	n	939.565	0	885.7(8)	1/2
Pion	π^0	134.98	0	$8.4(5) \times 10^{-17}$	1
	π^{+-}	139.57	± 1	$2.6033(5) \times 10^{-8}$	1
Kaon	K^{+-}	493.677(16)	± 1	$1,238(2) \times 10^{-8}$	1/2
	K_1^0	497.614(24)	0	$0,8953(5) \times 10^{-10}$	
	K_2^0			$5,116(20) \times 10^{-8}$	
alfa (He-4)	α	3727.3	+2	stabilna	0
elektronski neutrino	ν_e	$< 2 \times 10^{-6}$	0	stabilan	1/2

Tabela 2. 1. Glavne karakteristike najznačajnijih čestica, [2R1]

Verovatnoće interakcije tj. efikasni preseci za različite efekte uglavnom zavise od tipa upadnih čestica, njihovog nanelektrisanja, mase i energije i nanelektrisanja i rednog broja elemenata sredine kroz koju prolaze. U manjoj meri zavise od ostalih parametara koji opisuju sredinu (npr. magnetni momenti

jezgra). Procena efikasnosti za detekciju u složenijim geometrijama izvor-detektor podrazumeva upotrebu svih teorijskih i semiempirijskih znanja u simulacijama na brzim računarima. Monte-Karlo metode za proračun efikasnosti i spektralnog odziva detektora neizostavni su deo svakog ozbiljnijeg eksperimenta.

2. 1. Interakcija nanelektrisanih čestica sa materijom

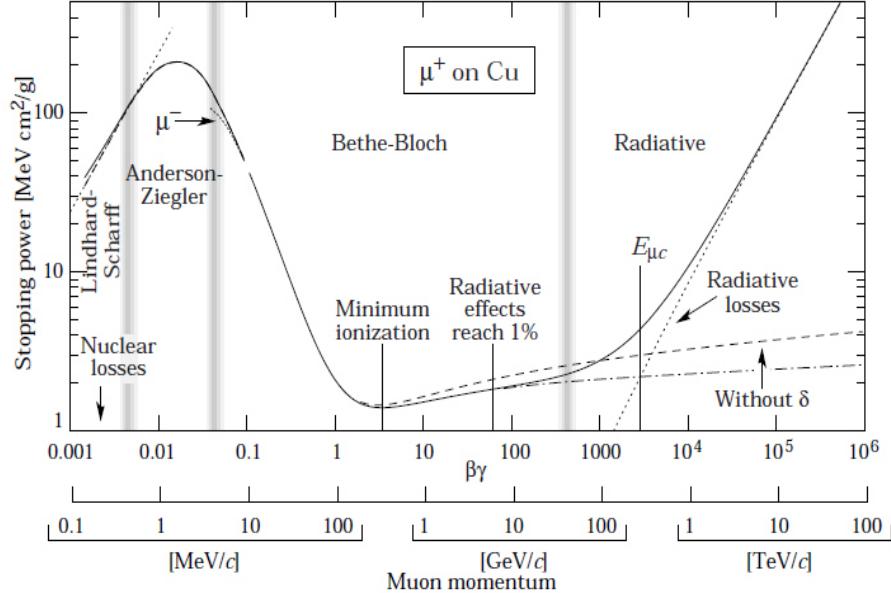
U ovu grupu spada najveći broj čestica iz tabele 2. 1. U osnovi svih interakcija nanelektrisanih čestica je elektromagnetna (EM) dugodometna Kulonova sila kojom upadna nanelektrisana čestica u zavisnosti od svog impulsa (energije) "vidi" ceo atom, valentne elektrone ili čak samo jezgro (Raderfordovo rasejanje alfa čestica). Kako je sa makroskopskog stanovišta značajna uglavnom prodornost (domet) fluksa upadnih čestica, za konkretnе sredine-materijale, kao rezultat interakcija prikazuju se mehanizmi gubitka energije za različite vrste interakcija. Glavni proces gubitka energije nanelektrisane čestice pri prolasku kroz materiju je EM interakcija sa atomskim elektronima. Kada je energija, utrošena za pobuđivanje elektrona na više nivoa ili za njihovo oslobođanje iz atoma - ionizaciju, mala u odnosu na energiju upadne čestice taj se proces može smatrati kvazielastičnim. Gubitak energije pri interakciji sa jezgrima je mali u poređenju sa gubitkom energije u interakciji sa elektronima i često se zanemaruje.

Direktno uklanjanje elektrona iz neutralnih atoma od strane upadne čestice predstavlja primarnu ionizaciju. Tragovi tako proizvedenih elektrona (tzv. delta δ elektroni) mogu se videti na snimcima napravljenim u Vilsonovoj i mehurastoj komori ili u nuklearnoj emulziji. Ionizacija proizvedena δ elektronima poznata je kao sekundarna ionizacija i teorijski se teško proučava. Kada upadna čestica nije više u stanju da ionizuje došla je do kraja puta u zaustavnom materijalu i taj put definiše njen domet. Intenzitet upadnog snopa u funkciji debljine pređenog materijala eksponencijalno opada pri čemu je koeficijent slabljenja određen relevantnim nuklearnim procesima, [2R2].

Interakcija između brze nanelektrisane čestice i jezgra može da dovede do njenog naglog usporenja. Po zakonima klasične elektrodinamike to dovodi do emisije EM zračenja, a tako izazvano zakočno zračenje je važan mehanizam gubitka energije posebno lakih nanelektrisanih čestica. Drugi oblik radijativnog gubitka energije predstavlja zračenje Čerenkova koje se javlja kao posledica longitudinalne polarizacije sredine pri prolasku nanelektrisane čestice čija je brzina veća od fazne brzine svetlosti u toj sredini.

Gubitak energije sudarom je u dobroj aproksimaciji isti za sve čestice istog nanelektrisanja i brzine i dostiže minimum na relativističkim energijama. Na nižim (nerelativističkim) energijama gubici sudarom opadaju kao $1 / v^2$, gde je v brzina čestice, odnosno linearno opadaju sa kinetičkom energijom. Ovo ponašanje se trivijalno opisuje dužim vremenom boravka čestice u blizini svakog elektrona tokom koga je transfer energije veći. Iznad minimuma gubici na zakočno zračenje postaju značajni za elektrone zbog njihove male mase. Za teške čestice (npr. alfa čestice energija nekoliko MeV) gubici energije zračenjem su zanemarljivi, ali npr. za protone nuklearne reakcije mogu biti od uticaja čak i pre nego se u energijama protona javi minimum u gubicima sudarom. Jasno je stoga da oblast energija u kojoj se može primeniti izraz za gubitke energije

sudarom (jonizacijom i ekscitacijom) zavisi od vrste čestica. Najšira oblast je za mione koji su isuviše teški za zakočno zračenje a veoma slabo interaguju sa jezgrima, slika 2. 1.



Slika 2.1. Ilustracija široke oblasti za gubitak energije sudarom za mione

Raderfordova teorija rasejanja dovoljno dobro opisuje interakciju nerelativističke teške nanelektrisane čestice na slobodnom elektronu. Najčešći energetski gubitak po jednom aktu interakcije je mali (za 90% svih sudara energetski gubici su manji od 100 eV). Za tako mali transfer energije skretanje upadne čestice je takođe malo pa se opravdano putanja (npr. alfa čestice) aproksimira pravom linijom. U gustoj sredini je, međutim, broj sudara veliki i alfa čestica brzo izgubi svu svoju kinetičku energiju kada se neutrališe i postane atom helijuma. Za karakteristične energije alfa čestica iz radioaktivnih raspada (nekoliko MeV) domet je nekoliko centimetara u vazduhu i reda mikrometra u čvrstim materijalima. Sa druge strane, značajan deo alfa čestica (oko 10%) prisutan je u fluksu primarnog kosmičkog zračenja sa energijama daleko većim od MeV pa je za objašnjenje interakcija tih čestica potrebna potpunija teorija.

2. 1. 1. Jonizacija i eksitacija atoma

Nanelektrisane čestice na putu kroz neku sredinu gube energiju najvećim delom usled pobuđivanja i jonizacije atoma. Sumiranjem doprinosa pojedinačnih interakcija sa atomima izvedena je Bete-Blobova formula za srednji ionizacioni gubitak [2R3, 2R4, 2R5]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{NZ}{A} \frac{2\pi Z'^2 e^4}{mv^2} \left[\ln \frac{2mv^2 \gamma^2 W_m}{I^2(Z)} - 2\beta^2 \right] \quad (2.1)$$

Ona određuje gubitak energije upadne čestice nanelektrisanja $Z'e$ i brzine v (brzina figuriše i u $\beta = v/c$ i $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$), po g/cm^2 puta u sredini koja se sastoji od atoma atomskog broja Z , masenog broja A , koncentracije atoma N i srednjeg ionizacionog potencijala $I(Z)$. Masa elektrona je m , a W_m je maksimalna energija koju čestica može predati elektronu. Ako je masa čestice M a njen impuls p i energija E , maksimalna kinetička energija koju može imati jonizovani elektron je:

$$W_m = \frac{2mp^2}{m^2 + M^2 + 2mE} \quad (2.2)$$

U slučaju da je upadna čestica elektron važi $W_m = E/2$, pa formula (2.1) ima tada oblik:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{NZ}{A} \frac{2\pi e^4}{mv^2} \left[\ln \frac{mv^2 \gamma^2 W_m}{I^2(Z)} + \frac{9}{8} - \beta^2 \right] \quad (2.3)$$

Kako se vidi iz (2.1) i (2.3), gustina gubitka energije L proporcionalna je sa Z/A

$$L \equiv \frac{NZ}{A} 2\pi \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 mc^2 = 0.0765 \left(\frac{2Z}{A} \right) \text{ MeV/gcm}^{-2} \quad (2.4)$$

Pri visokim energijama upadne čestice dolazi do polarizacije sredine što smanjuje ukupni ionizacioni gubitak. Tada se u (2.1) uvodi korektivni član δ koji opisuje koliko je transverzalno električno polje upadne relativističke čestice ekranirano gustinom atomskih elektrona sredine (*engleski* "density effect").

Uz zamenu iz (2.4) sledi:

$$-\frac{dE}{dx} = L \frac{Z'}{\beta^2} \left[B + 0.69 + 2 \ln \left(\frac{p}{Mc} \right) + \ln W_m - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (2.5)$$

gde je B identično sa $\ln (mc^2 / I^2)$, M je masa upadne čestice definisana relacijom $\beta\gamma = p/Mc$, a veličine sa dimenzijom energije mc^2 , W_m i I imaju vrednosti u MeV. Odgovarajuća formula za slučaj upadnih elektrona je:

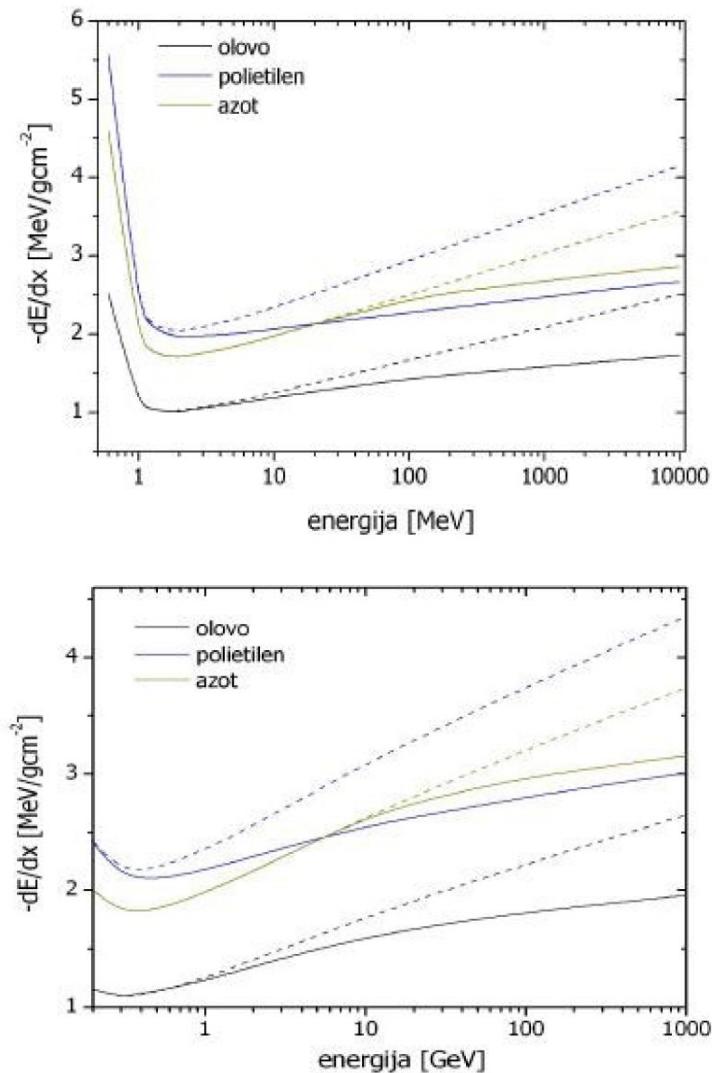
$$-\frac{dE}{dx} = \frac{L}{\beta^2} \left[B + 0.43 + 2 \ln \left(\frac{p}{mc} \right) + \ln E - \beta^2 - \delta \right] \quad (2.6)$$

Kompjuterski nacrtani grafici funkcija (2.5) i (2.6) za elektrone i mione prikazani su na slici 2. 2, [2R6].

Korekcioni faktor δ određuje se iz sledećih relacija:

$$\begin{aligned} \delta &= 4.606 y + C + a(y_1 - y)^b, \text{ za } y_0 < y < y_1 \text{ i} \\ &\delta = 4.606 y + C, \text{ za } y > y_1 \end{aligned} \quad (2.7)$$

gde je $y = \log(p/Mc)$. Koeficijenti I , L , B , C , a , b , y_1 i y_0 se određuju eksperimentalno i za neke sredine dati su u tabeli 2. 2.



Slika 2. 2. Jonizacioni gubici energije elektrona (gore) i miona (dole) u razlicitim sredinama (isprekidano su naznaceni gubici energije bez efekta polarizacije)

sredina	L	B	$-C$	a	b	y_1	y_0
gvožđe	0.0715	15.32	4.62	0.127	3.29	3	0.10
olovo	0.0608	12.81	6.93	0.0652	3.41	4	0.40
zlato	0.0615	12.89	6.31	0.0436	3.62	4	0.30
aluminijum	0.0740	16.77	4.21	0.0906	3.51	3	0.05
grafit	0.0768	18.25	3.22	0.531	2.63	2	-0.05
azot	0.0768	17.94	10.68	0.125	3.72	4	1.86
kiseonik	0.0768	17.67	10.80	0.130	3.72	4	1.90
voda	0.0853	18.35	3.47	0.519	2.69	2	0.23
polietilen	0.0876	18.95	2.94	0.393	2.86	2	0.12
NaI	0.0656	14.30	6.49	0.452	2.44	3	0.18

Tabela 2. 2. Brojne vrednosti koeficijenata u formulama (2.5), (2.6) i (2.7)

Jonizacioni gubici dati formulama (2.5) i (2.6) nazivaju se srednjim jonizacionim gubicima. U stvarnosti u tankim absorberima zbog malog efikasnog preseka i velikih transfera energije po jednoj interakciji gubici energije fluktuiraju. Verovatnoća $\omega(E_0, E, x)$ da upadna čestica energije E_0 posle prolaska kroz sloj debljine x (u g/cm^2) ima energiju u intervalu $(E, E+dE)$ zadovoljava jednačinu 2.8:

$$\frac{\partial \omega(E_0, E, x)}{\partial x} = \int_0^\infty [\omega(E_0, E+E', x)Q(E+E', E') - \omega(E_0, E, x)Q(E, E')]dE'$$

Ako se u razvoju $\omega(E_0, E+E', x)$ po E' zadržimo na prvom stepenom članu i zanemarimo zavisnost Q od energije upadne čestice, tada (2.8) može da se svede na:

$$\frac{\partial \omega(E_0, E, x)}{\partial x} = \frac{\varepsilon_a}{x} \frac{\partial \omega(E_0, E, x)}{\partial E} + \frac{1}{2} \Delta^2 \frac{\partial^2 \omega(E_0, E, x)}{\partial E^2} \quad (2.9)$$

gde je sa ε_a/x označen srednji gubitak energije iz (2.5) i

$$\Delta^2 = \int_0^\infty E'^2 Q(E, E') dE' \quad (2.10)$$

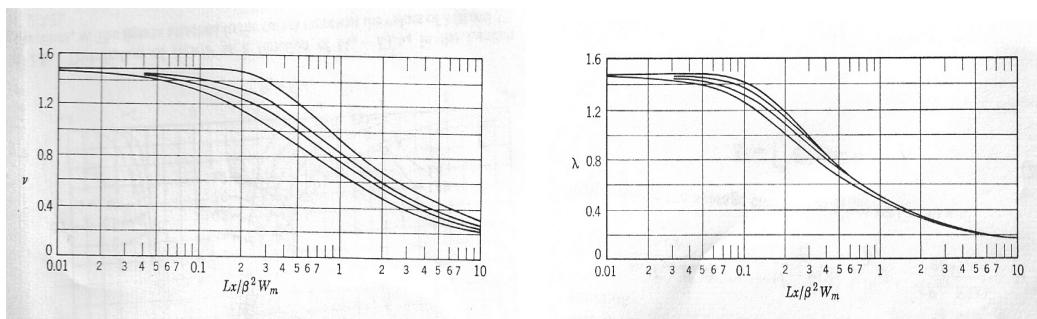
Rešenje jednačine (2.9) je:

$$\omega(E_0, E, x) = \frac{1}{(2\pi \Delta^2 x)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(E-E_a)^2}{2\Delta^2 x}\right] \quad (2.11)$$

gde je $E_a = E_0 - \varepsilon_a$, a ε_a je srednji gubitak energije. Ovakve fluktuacije nazivaju se Landauovim fluktuacijama. Međutim za dovoljno tanke apsorbere aproksimacija (2.9) nije validna i distribucija energetskih gubitaka nije više simetrična kao u (2.11). Asimetrija fluktuacija raste ako je $Lx/\beta^2 W_m$ malo. U tom slučaju najverovatniji gubitak energije ε_p se razlikuje od srednjeg gubitka ε_a , [2R7].

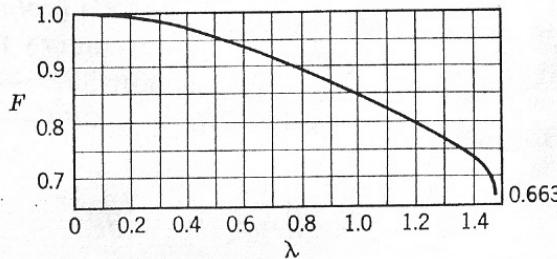
$$\varepsilon_p = \frac{Lx}{\beta^2} \left(B + 1.06 + 2 \ln \frac{p}{Mc} + \ln(Lx/\beta^2) - \beta^2 - \delta \right) \quad (2.12)$$

Raspodela gubitaka energije izražava se u formi dva parametra v i λ , koje prikazuje slika 2. 3 kao funkcije od $Lx/\beta^2 W_m$.



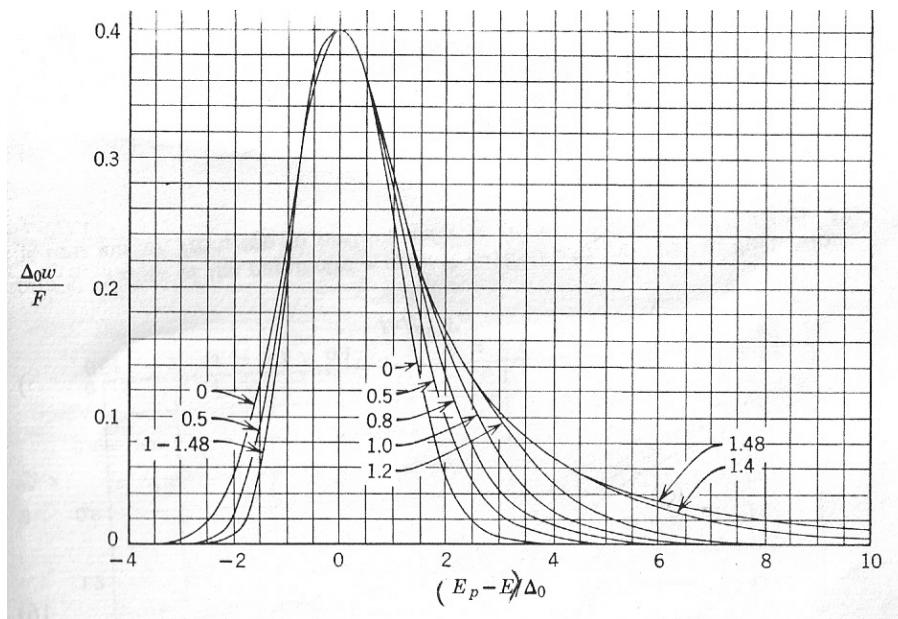
Slika 2. 3. Parametri v i λ u funkciji $(Lx)/(\beta^2 W_m)$

Ti parametri su povezani sa $\Delta_0 = L \times v / \beta^2$ i F , respektivno, dok veličinu F prikazuje slika 2. 4. Uz pomoć tih veličina na slici 2. 5 je prikazana diferencijalna verovatnoća raspodele gubitaka energije. Kada je $\lambda \approx 0$ distribucija sa poslednje slike teži Gausovoj simetričnoj raspodeli i to je ispunjeno za debele apsorbere.



Slika 2. 4. F u funkciji od λ

Na rezultate ove analize vratićemo se kada se u delu sa rezultatima merenja kosmičkog zračenja bude prikazao ΔE spektar gubitaka energije kosmičkih miona u tankim plastičnim scintilatorima.



Slika 2. 5. Diferencijalna verovatnoća raspodele gubitaka energije
(brojevi na slici odgovaraju parametru λ)

2. 1. 2. Zakočno zračenje

U klasičnoj slici Kulonovske interakcije nanelektrisane čestice sa atomom, čestica usporava što je praćeno emisijom elektromagnetskog zračenja i ovo zračenje se zbog toga naziva zakočnim zračenjem (*bremssstrahlung*). Energetski gubici usled ovog procesa najveći su za elektrone zbog njihove male mase, dok

su za mione značajni tek na visokim energijama. U Bornovskoj aproksimaciji, diferencijalni efikasni presek za zakočno zračenje elektrona energije E u polju jezgra atomskog broja Z , u analitičkoj formi Bete-Hajtlerove formule, [2R8] je:

$$\sigma_r(E, k) dk = 4Z^2 \alpha r_e^2 \frac{dk}{k} F(E, u) \quad (2.13)$$

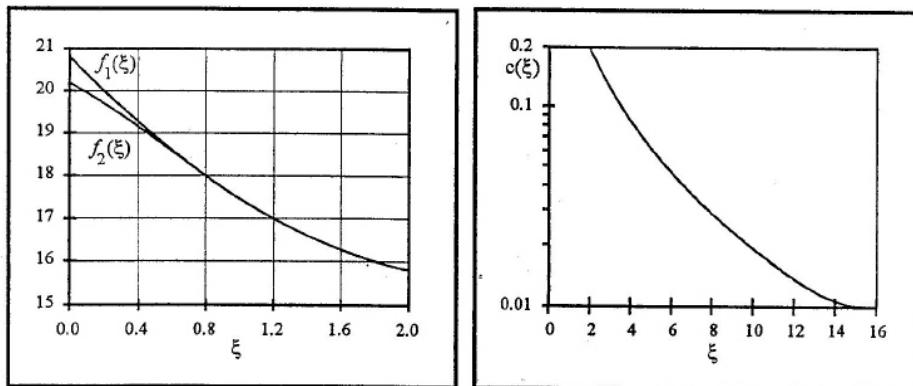
gde je u identično jednako sa k/E odnos energije emitovanog fotona k i energije upadnog elektrona E , a $\alpha = e^2/\hbar c$. Funkcija $F(E, u)$ zavisi od bezdimenzionog parametra ekraniranja ξ

$$\xi \equiv 100 \frac{mc^2}{E} \frac{u}{1-u} Z^{-1/3} \quad (2.14)$$

koji je obrnuto proporcionalan energiji upadnog elektrona i upravo proporcionalan veličini u . Ako je $\xi >> 1$ ekraniranje ne postoji, a ako je $\xi \approx 0$ radi se o potpunom ekraniranju. Za različite vrednosti parametra ξ funkcija $F(E, u)$ ima oblik:

- a) $F(E, u) = \left[1 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u) \right] \left[\ln \left(\frac{2E}{mc^2} \frac{1-u}{u} \right) - \frac{1}{2} \right]$, za $\xi \gg 1$
- b) $F(E, u) = \left[1 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u) \right] \left[\ln \left(\frac{2E}{mc^2} \frac{1-u}{u} \right) - \frac{1}{2} - c(\xi)^{-1/2} \right]$, za $2 < \xi < 15$
- c) $F(E, u) = \left[1 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u) \right] \left[\frac{f_1(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z \right] - \frac{2}{3}(1-u) \left[\frac{f_2(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z \right]$, za $\xi < 2$
- d) $F(E, u) = \left[1 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u) \right] \ln \left(191 Z^{-1/3} \right) + \frac{1}{9}(1-u)$, za $\xi \approx 0$

U ovim formulama pojavljuju se tri funkcije od ξ : $c(\xi)$, $f_1(\xi)$ i $f_2(\xi)$. Grafici ovih funkcija prikazani su na slici 2. 6.



Slika 2. 6. Funkcije $f_1(\xi)$, $f_2(\xi)$ i $c(\xi)$

U slučaju nerelativističkih energija elektrona efikasni presek zavisi od kinetičke energije $W = E - mc^2$, a ne od ukupne energije i tada je funkcija F :

$$F(W, k) = \frac{2}{3} \frac{mc^2}{W} \ln \frac{(\sqrt{W} + \sqrt{W-k})^2}{k} \quad (2.16)$$

Srednji gubitak energije na zakočno zračenje po g / cm^2 dat je sledećim izrazom:

$$-\frac{dE}{dx} = \int_0^{E-mc^2} \frac{N}{A} \sigma_r(E, k) k dk \quad (2.17)$$

Za niže energije elektrona (kada je $\zeta > 1$) efikasni presek se može naći iz (2.15a), dok se za visokoenergetske elektrone (za $\zeta < 1$) presek računa iz (2.15d).

Specifični gubitak energije po jedinici puta je onda:

$$\begin{aligned} -\frac{dE}{dx} &= 4 \frac{NZ^2}{A} \alpha r_e^2 E \left(\ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{1}{3} \right), \text{ za } mc^2 \ll E \ll 137mc^2 Z^{1/3} \\ -\frac{dE}{dx} &= 4 \frac{NZ^2}{A} \alpha r_e^2 E \left[\ln(191 Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right], \text{ za } 137mc^2 Z^{1/3} \ll E \end{aligned} \quad (2.18)$$

U slučaju kada je $E \approx 137mc^2 Z^{-1/3}$ integral (2.17) se računa numerički.

Zakočno zračenje javlja se i u sudarima elektrona sa elektronima atomskog omotača. U tom procesu efikasni presek ima isti oblik kao i u slučaju interakcija u elektromagnetskom polju jezgra, ali sada ne zavisi od Z^2 i sadrži mali korektivni član ne veći od $-\ln 2$. Specifični gubitak energije je onda proporcionalan sa Z ($Z+1$), a ne sa Z^2 . U tom slučaju korisno je uesti radijacionu jediničnu dužinu kao srednju dužinu puta za gubitak energije elektrona na zakočno zračenje ($X_0 \ln 2$ je put na kome elektron izgubi polovinu svoje energije):

$$\frac{1}{X_0} \equiv 4 \frac{NZ(Z+1)}{A} \alpha r_e^2 \ln(191 Z^{-1/3}) \quad (2.19)$$

Raspodela fotona po energijama u slučaju potpunog ekraniranja ima oblik funkcije

$$\psi_r(u) \equiv \frac{F(E, u)}{u \ln(191 Z^{-1/3})} = \frac{1}{u} \left[1 + (1-u)^2 - (1-u) \left(\frac{2}{3} - 2b \right) \right] \quad (2.20)$$

a odgovarajući srednji relativan gubitak energije po jedinici puta je

$$-\frac{X_0}{E} \frac{dE}{dx} = 1 + b \quad (2.21)$$

gde je b identički jednako $1/18 (\ln 191 Z^{-1/3})$.

Gubici energije na zakočno zračenje postaju veći od jonizacionih gubitaka posle neke kritične energije E_0 . Ova energija jednaka je ionizacionom gubitku na putu od jedne radijacione jedinice dužine. Ako je Z veće energija E_0 je manja. U praktičnim primenama koriste se približne formule za radijacionu jedinicu dužine i kritičnu energiju kao funkcije od Z :

$$X_0 \approx \frac{A}{Z(Z+1)(7 \div 5)} \cdot 10^3 \text{ g/cm}^2$$

$$\varepsilon_0 \approx \frac{(6 \div 8)}{Z+1} \cdot 10^2 \text{ MeV}$$
(2.22)

Brojne vrednosti radijacione jedinice dužine i kritične energije elektrona za različite sredine date su u tabeli 2. 3.

sredina	Z	A	X_0 [gcm ⁻²]	X_0 [cm]	kritična energija [MeV]
ugljenik	6	12.01	43.3	16.9	79
azot	7	14.01	38.6	331 m	85
kiseonik	8	16.00	34.6	258 m	75
aluminijum	13	26.98	24.3	9.1	40
gvožđe	26	55.85	13.9	1.77	20,7
vazduh	---	---	37.1	308 m	81
voda	---	---	36.4	36.4	73

Tabela 2. 3. Radijacione jedinice dužine i kritične energije elektrona za različite sredine

Kako je gubitak energije u jednoj interakciji veliki, i fluktuacija gubitaka je velika. Verovatnoća da elektron sa početnom energijom E_0 posle prolaska puta od t radijacionih jedinica ima energiju u intervalu $(E, E+dE)$ iznosi:

$$\omega(E_0, E, t) dE = \frac{dE}{E_0} \frac{\left[\ln(E_0/E) \right]^{(t/\ln 2)-1}}{\Gamma(t/\ln 2)}$$
(2.23)

gde je Γ gama funkcija.

Zakočno zračenje je dominantno prisutno u interakcijama lakših čestica (elektroni) sa materijom jer je efikasni presek za ovaj proces obrnuto сразмерan kvadratu mase čestice. Energetski gubici miona usled zakočnog zračenja mnogo su manji nego kod elektrona. Međutim, ako mioni imaju dovoljno veliku energiju zakočno zračenje postaje važno (drugi procesi daju manji doprinos gubitku energije miona). Kako su mioni i elektroni slične čestice, izraz za efikasni presek za zakočno zračenje miona ima istu formu kao i u slučaju elektrona samo umesto mase elektrona figuriše masa miona μ (R je radijus jezgra), (2.24):

$$\sigma_r(E, k) dk = 4 Z^2 \alpha \left(\frac{m}{\mu} \right)^2 r_e^2 \frac{dk}{k} \left[1 + (1-u)^2 - \frac{2}{3}(1-u) \right] \left[\ln \left(\frac{2E}{\mu c^2} \frac{\hbar}{\mu c R} \frac{1-u}{u} \right) - \frac{1}{2} \right]$$

2. 1. 3. Obrazovanje parova naelektrisanih čestica

U interakciji upadne naelektrisane čestice sa materijom može doći i do direktnе kreacije para naelektrisanih čestica, najčešće para elektron-pozitron zbog male mase elektrona, a preko emisije virtuelnog fotona. U odnosu na zakočno zračenje to je proces višeg reda, pa je efikasni presek $1/\alpha$ puta manji od efikasnog preseka za zakočno zračenje (α je konstanta fine strukture). Međutim, kod težih čestica efikasni presek za direktnu (promptnu) kreaciju para može biti i veći od preseka za zakočno zračenje jer je ovo drugo obrnuto srazmerno kvadratu mase upadne čestice, dok kod stvaranja para nema te zavisnosti.

To se može objasniti time da je presek za obrazovanje para reda $Z^2 \alpha r_e^2$ a gustina virtuelnih fotona reda α , što za efikasni presek daje $Z^2 \alpha^2 r_e^2$. Sa druge strane, efikasni presek za emisiju zakočnog zračenja naelektrisane čestice mase M je približno $Z^2 \alpha r_e^2 (m/M)^2$. Ako je $M^2 > m^2/\alpha$, direktno obrazovanje para je verovatniji proces od emisije zakočnog zračenja. Već u slučaju miona taj uslov je zadovoljen (odnos M^2 i m^2/α je oko 310). Iako je efikasni presek veći, gubici energije usled obrazovanja parova nisu znatno veći od gubitaka pri emisiji zakočnog zračenja. Energija koja se preda u procesu kreacije para je oko $(m/M)E$, gde je E energija upadne čestice, a kod bremsstrahlunga preda se približno $E/2$. Prema tome, proizvod srednjeg gubitka energije i efikasnog preseka za proces kreacije para je $Z^2 \alpha r_e^2 (m/M) E$, a za zakočno zračenje je $Z^2 r_e^2 (m/M)^2 E$. Prvo je veće od drugog ako je $M > m/\alpha$. U slučaju miona taj uslov je zadovoljen.

Računanje efikasnog preseka za stvaranje parova predstavlja složen problem, a glavni razlog je što u konačnom stanju imamo četiri čestice sa kontinualnom raspodelom energije. Teorijska razmatranja efikasnog preseka se od eksperimentalnog mogu razlikovati i za faktor 2, [2R1].

Diferencijalni efikasni presek za kreaciju elektronsko-pozitronskog para sa energijama ε_+ i ε_- zavisi od parametara

$$u_+ = \frac{\varepsilon_+ + \varepsilon_-}{E} \quad \text{i} \quad v_+ = \frac{\varepsilon_+ - \varepsilon_-}{\varepsilon_+ + \varepsilon_-} \quad (2.25)$$

gde je E energija upadne čestice mase M . Ta funkcija je složena, (2.26):

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dudv} = & \frac{2}{3\pi} (Z\alpha)^2 r_e^2 L \frac{1+(1-u)^2}{2} \left\{ [(2+v^2) + x(3+v^2)] \ln \frac{1+x}{x} - (3+v^2) \right\} + \\ & + \frac{2}{3\pi} (Z\alpha)^2 r_e^2 L \left\{ \frac{1-u}{1+x} (1-v^2) + \frac{1}{2} u^2 \left[\frac{x}{1+x} + (2+v^2) - x(3+v^2) \ln \frac{1+x}{x} \right] \right\} \end{aligned}$$

gde je

$$x = \frac{1}{4} \left(\frac{M}{m} \right)^2 \frac{u^2 (1-v^2)}{1-u}$$

Parametar L sadrži logaritamski član i odnosi se na ekraniranje jezgra elektronima iz omotača, odnosno na efektivni domet Kulonovog polja:

$$L = \ln \left[a \frac{Eu(1-v^2)}{2mc^2\sqrt{1+x}} \right] - 1 \quad , \text{ za } \frac{2}{u(1-v^2)} \frac{mc^2}{E} (1+x) \gg \alpha Z^{1/3} \quad i \approx 1$$

$$(2.27)$$

$$L = \ln \left(191 \cdot Z^{-1/3} \sqrt{1+x} \right) \quad , \text{ za } \frac{2}{u(1-v^2)} \frac{mc^2}{E} (1+x) \ll \alpha Z^{1/3}$$

Prva formula odnosi se na odsustvo ekraniranja, a druga na potpuno ekraniranje. Iz ovih relacija moguće je numeričkim računom odrediti gubitak energije usled direktnе kreacije para. Za mione energija većih od 10 GeV relativni gubitak energije $\Delta E / E$ je reda veličine 10^{-6} , što odgovara vrednostima specifičnih gubitaka na zakočno zračenje. Za visokoenergetske mione stvaranje elektronsko-pozitronskog para ima dakle bitnu ulogu. Efikasni presek za stvaranje parova je znatno veći od efikasnog preseka za zakočno zračenje i stoga visokoenergetski mioni u interakcijama sa sredinom kreiraju značajan broj elektronsko-pozitronskih parova. Iako je gubitak energije po jednoj kreaciji mali, ukupan broj nastalih parova je veliki. Sumarno u fonu gama zračenja detektuje se istaknut pik na 511 keV koji je posledica anihilacije pozitrona (sledeće poglavlje). Ovde pronalazimo prvu direktnu vezu interakcije (kosmičkih) miona i karakteristične linije fonskog spektra gama zračenja.

2. 1. 4. Anihilacija pozitrona

Visokoenergetski pozitroni se u interakcijama ponašaju kao elektroni. Sa smanjenjem kinetičke energije raste verovatnoća za njihovu anihilaciju sa elektronima iz atoma sredine. Efikasni presek za anihilaciju pozitrona energije γmc^2 sa slobodnim elektronom u miru dat je formulom, [2R9]:

$$\sigma_{an} = \pi r_e^2 \frac{1}{\gamma+1} \left[\frac{\gamma^2 + 4\gamma + 1}{\gamma^2 - 1} \ln \left(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1} \right) - \frac{\gamma + 3}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right] \quad (2.28)$$

r_e je poluprečnik čestice. Proizvod anihilacije su dva fotona koji se kreću u smeru unapred, odnosno unazad (u CM sistemu). U laboratorijskom sistemu jedan foton ima veliku energiju, a drugi energiju reda mc^2 . Za nerelativističke energije pozitrona fotoni se emituju u suprotnim smerovima pri čemu su oni polarizovani na uzajamno normalnim ravnima. Za ultrarelativističke energije pozitrona relacija (2.28) se može aproksimirati izrazom:

$$\sigma_{an} \approx \pi r_e^2 \frac{1}{\gamma} [\ln(2\gamma) - 1] \quad (2.29)$$

dok je u nerelativističkom slučaju:

$$\sigma_{an} \approx \pi r_e^2 \frac{1}{\beta} \quad (2.30)$$

Za male energije pozitrona brzina anihilacije jednaka je $(N/A) Z \pi r_e^2 e$ i ne zavisi od brzine čestice. Odavde se za prosečno vreme života pozitrona dobija oko 0.5×10^{-10} s. Stvarno vreme života je duže jer pozitron i elektron formiraju vezana stanja sa vremenima života od 1.2×10^{-10} s za stanje 1S (anihilacija u dva γ

kvanta), odnosno 1.4×10^{-7} s za stanje 3S (anihilacija u tri γ kvanta). Za tačniju analizu treba uračunati i zavisnost tih veličina od elektronske strukture atoma sredine.

Po analogiji sa fotoefektom, anihilacija se može dogoditi i sa vezanim elektronom, pri čemu se emituje jedan foton. Efikasni presek za jednofotonsku anihilaciju pozitrona sa elektronom iz K ljeske je:

$$\sigma_{an}(k) = 4\pi Z^5 \alpha^4 r_e^2 \frac{1}{\beta \gamma (\gamma + 1)^2} \left[\gamma^2 + \frac{2}{3}\gamma + \frac{4}{3} - \frac{\gamma + 2}{\beta \gamma} \ln(1 + \beta) \gamma \right] \quad (2.31)$$

U ultrarelativističkom i nerelativističkom slučaju efikasni preseci su, respektivno,

$$\sigma_{an}(k) \approx \frac{4\pi Z^5 \alpha^4 r_e^2}{\gamma}, \quad \gamma \gg 1 \quad (2.32)$$

$$\sigma_{an}(k) \approx \frac{4\pi}{3} Z^5 \alpha^4 r_e^2 \beta, \quad \beta \ll 1$$

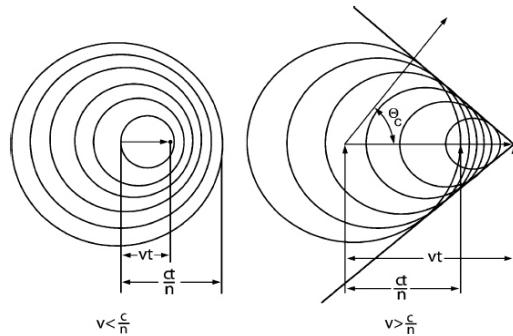
Kako je $Z^5 \alpha^4 \ll 1$, efikasni presek u ovom procesu je za dva reda veličine manji nego kod dvofotonske anihilacije.

2. 1. 5. Zračenje Čerenkova

Kada nanelektrisana čestica prolazi kroz dielektričnu sredinu-medijum (npr. staklo) sa brzinom koja je veća od fazne brzine svetlosti kroz taj medijum, emituje se zračenje duž njene putanje. Prolazeći kroz sredinu indeksa prelamanja n brzinom većom od c/n električno polje polariše medijum, ali nakon prolaska čestice medijum relaksira u početno stanje. Ova promena polarizacije medijuma je EM perturbacija tj. po Hajgensovom principu EM talas, slika 2.7. Očigledna geometrija emisije zračenja Čerenkova, sa slike 2.7, daje vrednost ugla θ_c između pravca talasa i kretanja čestice:

$$\cos(\theta_c) = \frac{(c/n)t}{v t} = \frac{c}{nv} \quad (2.33)$$

Zračenje Čerenkova se sastoji u kontinualnoj emisiji, u najvećem delu njegovog spektra optičkih fotona plave svetlosti, u pravcu definisanom jednačinom 2.33.



Slika 2.7. Geometrija kretanja "spore" (levo) i "brze" (desno) nanelektrisane čestice kroz sredinu indeksa prelamanja n

Kako je glavni uslov da bi došlo do ove vrste zračenja dovoljno velika brzina upadne čestice za konkretni medijum postoji energetski prag koji je npr. za elektrone u vodi 264 keV, a za protone je nepunih pola GeV, [2R10]. U poređenju sa ostalim modovima gubitak energije zračenjem Čerenkova, posebno za čestice teže od elektrona se zanemaruje, međutim nezavisnim poznavanjem energije nanelektrisanje čestice efektom Čerenkova se može odrediti vrsta (masa) čestice.

2. 1. 6. Rasejanje nanelektrisane čestice

Kada se nađe u Kulonovom polju jezgra ili nanelektrisane čestice, upadna nanelektrisana čestica menja svoju putanju u zavisnosti od parametra sudara (najmanjeg međusobnog rastojanja) dve čestice, njihovih masa i brzina. U sistemu centra mase, ugao rasejanja θ je:

$$\tan \frac{\theta}{2} = \frac{ZZ' e^2}{M v^2 b} \quad (2.34)$$

gde su b parametar sudara, Z i Z' nanelektrisanja čestica, M je masa i v relativna brzina. Diferencijalni efikasni presek za rasejanje dat je Raderfordovom formulom:

$$\sigma(\theta) d\Omega = 2\pi b db = \frac{Z^2 Z'^2 e^4}{4(Mv^2)^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} d\Omega \quad (2.35)$$

U slučaju elektrona kao upadne čestice Z' je jednak jedinici pa diferencijalni efikasni presek ima oblik:

$$\sigma(\theta) d\Omega = \frac{Z^2 r_e^2}{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}} d\Omega \quad (2.36)$$

gde je $r_e = e^2 / mc^2$ klasični radijus elektrona. U sudaru elektron predaje deo svoje energije meti i ovo se izražava transferom impulsa q koji zavisi od početnog impulsa p i ugla rasejanja θ :

$$q = 2p \sin \frac{\theta}{2} \quad (2.37)$$

Gornje formule važe za tačkasta nanelektrisanja koja se kreću nerelativističkim brzinama. Nekoliko korekcija se mora uračunati u slučaju relativističkih čestica, odnosno za opisivanje realnih uslova rasejanja. Za relativističke čestice, izraz za efikasni presek (2.35) množi se faktorom $(1 - \beta^2 \sin^2 \theta/2)^{1/2}$ (Motova formula):

$$\sigma_M(\theta) = \frac{Z^2 Z'^2 e^4}{4 p^2 v^2} \frac{1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (2.38)$$

U laboratorijskom sistemu ugao rasejanja je θ_0 a efikasni presek je:

$$\sigma(\theta_0) = \sigma(\theta) \left(1 + \frac{2E_0}{M} \sin^2 \frac{\theta_0}{2} \right)^{-1} \quad (2.39)$$

Dodatna korekcija uračunava konačnu veličinu jezgra-mete preko nuklearnog form-faktora, a koji opisuje raspodelu nanelektrisanja u jezgru, [2R11]

$$\sigma_F(\theta_0) = \sigma(\theta_0) \left[F_1^2 + \frac{q_0^2}{4M^2} \left[2(F_1 + \mu F_2)^2 \tan^2 \frac{\theta_0}{2} + \mu^2 F_2^2 \right] \right]^{-1} \quad (2.40)$$

gde su q_0 predati impuls u laboratorijskom sistemu, F_1 magnetni form-faktor i F_2 form-faktor nanelektrisanja. Treća važna korekcija odnosi se na ekraniranje polja jezgra elektronima u omotaču atoma:

$$\sigma(\theta_0) = \sigma_F(\theta_0) \left(1 + \frac{1}{q_0 a} \right)^{-2} \quad (2.41)$$

gde je a radijus ekraniranja, definisan kao eksponent u izrazu za efektivni potencijal polja:

$$V_{\text{eff}} = \frac{Ze^2}{r} e^{-rl/a} \quad (2.42)$$

Radijus ekraniranja zavisi od Z kao $a = \hbar^2/(me^2) Z^{1/3} = 0.529 \times 10^{-8} Z^{1/3} \text{ cm}$.

Ako nanelektrisana čestica preda malu količinu energije, ugao njenog rasejanja biće takođe mali. U tom slučaju formula (2.38) može se aproksimirati kao:

$$\sigma_M(\theta) \approx \frac{2\pi Z^2 Z'^2 e^4}{p^2 v^2 \theta^3} \quad (2.43)$$

Odavde sledi da verovatnoća da se čestica nakon prolaska kroz sloj sredine, čija je debljina $x \text{ gcm}^{-2}$, raseje pod uglom većim od θ iznosi:

$$P_s(\theta, x) = 4\pi \frac{N_A}{A} \left(\frac{Z' Ze^2}{pv \theta} \right)^2 x \quad (2.44)$$

gde su A maseni broj jezgra-mete i N_A Avogadrov broj. Ukupno odstupanje od prvobitne putanje čestice, koje je uzrokovano statistički akumuliranim rasejanjima na malim uglovima, naziva se *višestrukim rasejanjem*. Srednji kvadratni ugao višestrukog rasejanja čestice, nakon njenog prolaska kroz sloj debljine x , dobija se iz izraza:

$$\langle \theta^2 \rangle = 8\pi \frac{N_A}{A} \left(\frac{Z' Ze^2}{pv} \right)^2 \ln \left(\frac{\theta_2}{\theta_1} \right) x \quad (2.45)$$

gde su θ_1 i θ_2 minimalna i maksimalna vrednost promene ugla. Upoređivanjem ugla rasejanja za pojedinačno, odnosno višestruko rasejanje, vidi se da je ovo drugo $2\ln(\theta_2/\theta_1)$ puta veće. Osim toga, srednji kvadratni ugao rasejanja raste proporcionalno korenju iz x . Veza karakterističnog ugla i energije E_s je preko relacije:

$$\langle \theta^2 \rangle = \left(\frac{E_s}{vp} \right)^2 \frac{x}{X_s} \quad (2.46)$$

gde su:

$$E_s = \left(\frac{4\pi \hbar c}{e^2} \right)^{1/2} mc^2 Z'^2 = 21 Z'^2 \text{ MeV} \quad (2.47)$$

$$\frac{1}{X_s} = 4 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{N_A Z^2}{A} r_e^2 \ln \left(\frac{\theta_2}{\theta_1} \right)^{1/2} \quad (2.48)$$

r_e je klasični radijus elektrona.

Minimalni ugao rasejanja zavisi od radijusa ekraniranja a :

$$\theta_1 = \frac{\hbar}{ap} = \frac{e^2}{\hbar c} Z^{1/3} \frac{mc}{p} \quad (2.49)$$

dok maksimalni ugao rasejanja zavisi od radijusa jezgra-mete $r_0 A^{1/3}$ (gde je r_0 između 1.2 i 1.5 fm):

$$\theta_2 = \frac{\hbar}{pr_0 A^{1/3}} = \frac{\hbar}{mcr_0 A^{1/3}} \frac{mc}{p} \quad (2.50)$$

Iz poslednje 2 relacije se dobija:

$$\left(\frac{\theta_2}{\theta_1} \right)^{1/2} = \left[\frac{\hbar c}{e^2} \left(\frac{1}{ZA} \right)^{1/3} \frac{\hbar}{mcr_0} \right]^{1/2} \approx 2,1 \cdot 10^2 Z^{-1/3} \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/6} \quad (2.51)$$

$(\theta_2/\theta_1)^{1/2}$ približno određuje broj pojedinačnih rasejanja u višestrukom rasejanju. Smenom (2.49) u (2.44) dobija se debljina sloja u kome se čestica raseje pod uglom većim od θ_1 , uz uslov $P(\theta_1, x) = 1$:

$$x \approx \frac{A}{Z^{4/3}} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \frac{1}{4\pi r_e^2 Z'^2 N_A} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^2 \approx \left(\frac{v}{c} \right)^2 10^{-5} \text{ gcm}^{-2} \quad (2.52)$$

Ovako mala veličina x znači da je višestruko rasejanje važno u većini slučajeva rasejanja nanelektrisanih čestica, osim u slučaju velikih uglova.

2. 2. Interakcija fotona sa materijom

Interakcija fotona sa sredinom razlikuje se od procesa u kojima učestvuju nanelektrisane čestice jer se pri svakoj interakciji foton ili apsorbuje ili raseje pod velikim uglom. Zakon slabljenja snopa fotona ima eksponencijalnu formu:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.53)$$

gde je μ linearni apsorpcioni koeficijent, a x debljina sloja apsorbera. μ je proporcionalan sumi efikasnih preseka za pojedinačne interakcije:

$$\mu = \frac{N}{A} \sum_i \sigma_i \quad (2.54)$$

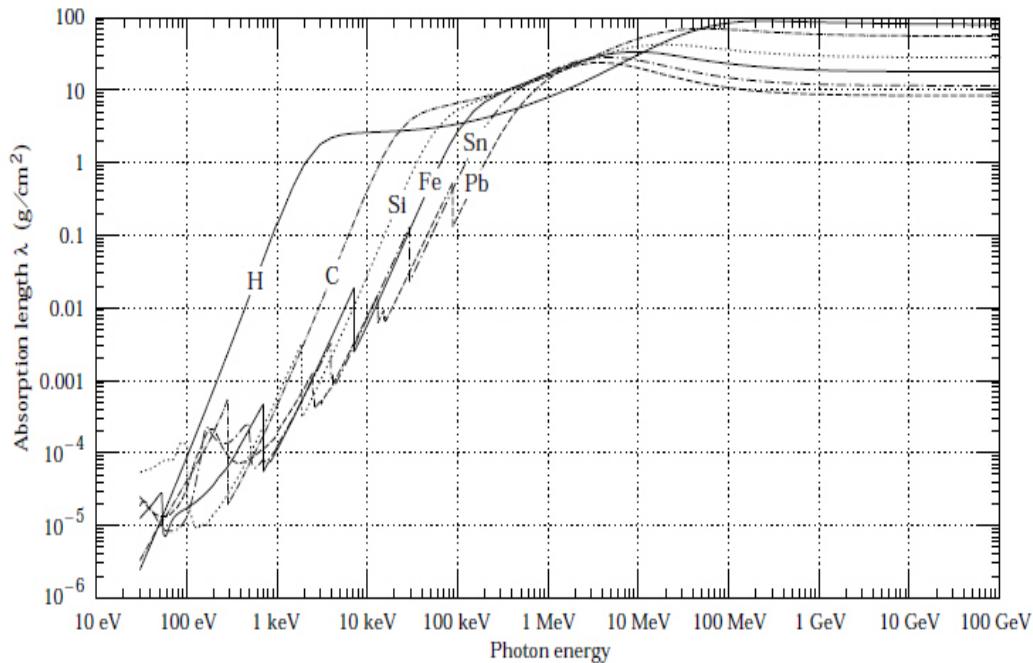
gde je σ_i efikasnji presek i -tog procesa, a N je koncentracija atoma u dатој sredini. Totalni linearni apsorpcioni koeficijent definisan je jednačinom:

$$\mu_{TOT} = \sum_i \mu_i \quad (2.55)$$

Pored linearne apsorpcionog koeficijenta definise se i maseni apsorpcioni koeficijent $\mu_{i\rho}$ kojim se eliminiše zavisnost od agregatnog stanja supstance i karakteristika kristalne rešetke.

$$\mu_{i\rho} = \mu_i / \rho \quad (2.56)$$

Apsorpciona dužina (ili masena atenuaciona dužina) λ je recipročna vrednost masenog apsorpcionog koeficijenta i funkcija je energije fotona, a slika 2. 8 je prikazuje za nekoliko karakterističnih elemenata.



Slika 2. 8. Apsorpciona dužina u funkciji energije fotona

Jasno, od energije fotona zavisi koji procesi su dominantni: fotoefekat, proizvodnja parova ili rasejanje (Rejljevo, Tompsonovo, Komptonovo ili nuklearno rezonantno rasejanje). Sa stanovišta energije deponovane u apsorberu i specifičnog gubitka energije, efekti koji potiču usled Rejljevog i Tomsonovog rasejanja su zanemarivi. U oblasti energija fotona većih od 100 keV efikasni preseci za Rejljevo i Tomsonovo rasejanje su respektivno, 2 odnosno 4 reda veličine manji od efikasnog preseka za Komptonov efekat pa ova dva efekta nećemo razmatrati.

2. 2. 1. Fotoefekat

Fotoefekat je proces interakcije upadnog fotona i vezanog elektrona u atomu pri čemu se foton apsorbuje a njegovu kinetičku energiju, umanjenu za iznos vezivne energije elektrona, odnese taj izbačeni elektron. Za malu energiju upadnog fotona elektron može samo preći u pobuđeno stanje, a za dovoljno veliku energiju fotona elektron napušta atom i postaje tzv. fotoelektron. Kada je reč o gama zracima njihova energija je dovoljno velika da se iz atoma izbije najače vezani elektron iz K ljske. Šupljine se popunjavaju rearanžiranjem ostalih elektrona u atomu a posledično emitovano X zračenje se apsorbuje novim fotoelektričnim efektima ali sada sa slabije vezanim elektronima. Alternativno se umesto X zraka ponekad može emitovati Ožeov elektron.

Za fotone sa energijom k efikasni presek za fotoelektrični efekat iz K ljudske atoma dat je sledećim izrazom, [2R12]:

$$\sigma_K = \sigma_T \frac{64}{Z^2} \left(\frac{\hbar c}{e^2} \right)^3 \left(\frac{E_K}{k} \right)^{7/2} g(\eta) \quad (2.57)$$

gde je

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 \quad (2.58)$$

efikasni presek za Tompsonovo rasejanje ($r_e = e^2/mc^2$ je klasični radijus elektrona). E_K je energija ionizacije elektrona K ljudske, a $g(\eta)$ popravka u odnosu na Bornovsku aproksimaciju:

$$g(\eta) = 2\pi \sqrt{\frac{E_K}{k}} \frac{\exp(-4\eta \operatorname{arccot}\eta)}{1 - e^{-2\pi\eta}}, \text{ uz } \eta = \sqrt{\frac{E_K}{k - E_K}} = \frac{Z_{\text{eff}} e^2}{\hbar v} \quad (2.59)$$

gde je $k \cdot E_K$ kinetička energija elektrona a v njegova brzina. Faktor $g(\eta)$ ima značaj ako je energija fotona bliska vezivnoj energiji elektrona (za $\eta \rightarrow \infty$, $g(\infty) = 0.12$), ali i za $k=50$ E_K kada $g(\eta)$ ima vrednost 2/3.

Za energije fotona manje od izlaznog rada K ljudske, efikasni presek za fotoefekat zavisi od izlaznog rada L, M, \dots ljudski. Preseci za fotoefekat iz drugih ljudskih mogu se približno odrediti ako se malo modifikuje energija ionizacije elektrona i efektivni atomski broj Z_{eff} . Ako se uračuna ionizacija elektrona u svim ljudskama u atomu ukupni efikasni presek je

$$\sigma_F \approx \frac{5}{4} \sigma_K \quad (2.60)$$

Ako elektroni imaju relativističke energije efikasni presek za fotoefekat, u Bornovskoj aproksimaciji, određen je formulom 2.61:

$$\sigma_K = \sigma_T \frac{3}{2} Z^5 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{mc^2}{k} \right)^5 \left(\gamma^2 - 1 \right)^{3/2} \left[\frac{4}{3} + \gamma \frac{\gamma - 2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{2\gamma} \frac{\ln \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma - \sqrt{\gamma^2 - 1}}}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right) \right]$$

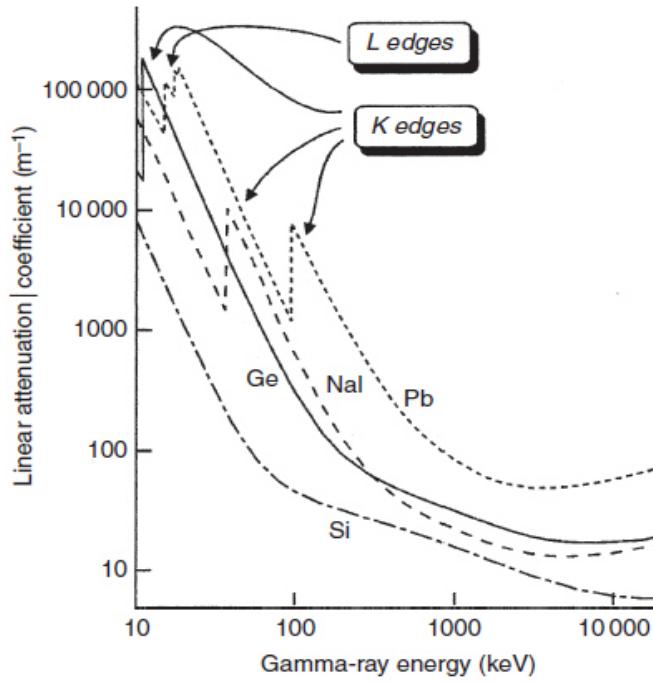
gde je

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} = \frac{k + mc^2}{mc^2} \quad (2.62)$$

a što se u slučaju $k \gg mc^2$ svodi na

$$\sigma_K = \sigma_T \frac{3}{2} Z^5 \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \frac{mc^2}{k} \quad (2.63)$$

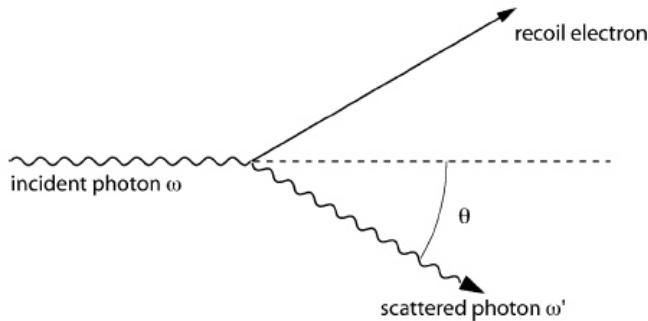
Iz (2.63) jasno sledi da u oblasti energija od interesa pored energije fotona na verovatnoću apsorpcije (detekcije) značajno utiče i redni broj sredine, slika 2.9.



Slika 2. 9. Linearni apsorpcioni (atenuacioni) koeficijent u funkciji energije gama zračenja za karakteristične materijale: silicijum, germanijum, natrijumjodid i olovo

2. 2. 2. Komptonov efekat

Kod Komptonovog efekta upadni foton se rasejava na slobodnom ili slabo vezanom elektronu, slika 2.10.



Slika 2. 10. Geometrija Komptonovog rasejanja

Diferencijalni efikasni presek za rasejanje fotona energije k_0 pod uglom θ u prostornom uglu $d\Omega$ određen je sledećim izrazom, izvedenim iz Klajn-Nišinine formule, [2R13]:

$$d\sigma_c = \frac{r_e^2}{2} \frac{k^2}{k_0^2} \left(\frac{k_0}{k} + \frac{k}{k_0} - \sin^2 \Theta \right) d\Omega \quad (2.64)$$

gde je r_e poluprečnik elektrona. Energija rasejanog fotona k jednoznačno je određena uglom rasejanja Θ :

$$k = \frac{k_0}{1+q(1-\cos\Theta)} , \quad q \equiv \frac{k_0}{mc^2} \quad (2.65)$$

Ugaona raspodela $d\sigma_C$ dobija se smenom k iz (2.64) u (2.65):

$$d\sigma_C = \frac{r_e^2}{2} \frac{1+\cos^2\Theta}{[1+q(1-\cos\Theta)]^2} \left\{ 1 + \frac{q^2(1-\cos\Theta)^2}{(1-\cos^2\Theta)[1+q(1-\cos\Theta)]} \right\} d\Omega \quad (2.66)$$

Za male vrednosti q ugaona raspodela sledi zakon $(1+\cos^2\Theta)$. Za veće vrednosti q efikasni presek je relativno mali za uglove $\theta > (mc^2/k_0)^{1/2}$.

Energetska raspodela rasejanih fotona dobija se rešavanjem (2.65) po Θ i zatim smenom u (2.66):

$$d\sigma_C = 2\pi r_e^2 \frac{dk}{k} \frac{1}{q} \left[1 + \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 - \frac{2(q+1)}{q^2} + \frac{1+2q}{q^2} \frac{k}{k_0} + \frac{1}{q^2} \frac{k_0}{k} \right] \quad (2.67)$$

Za male vrednosti q energija k je distribuirana u blizini k_0 . Sa porastom q srednja energija rasejanih fotona ide od k_0 do

$$\langle k \rangle = \frac{\frac{4}{3} - \frac{3}{2}q}{\ln(2q+1) + \frac{1}{2}} k_0 , \quad \text{za } q \gg 1 \quad (2.68)$$

Totalni efikasni presek za Komptonovo rasejanje je:

$$\sigma_C = r_e^2 \frac{1}{q} \left[\left(1 - \frac{2(q+1)}{q^2} \right) \ln(2q+1) + \frac{1}{2} + \frac{4}{q} - \frac{1}{2(2q+1)^2} \right] \quad (2.69)$$

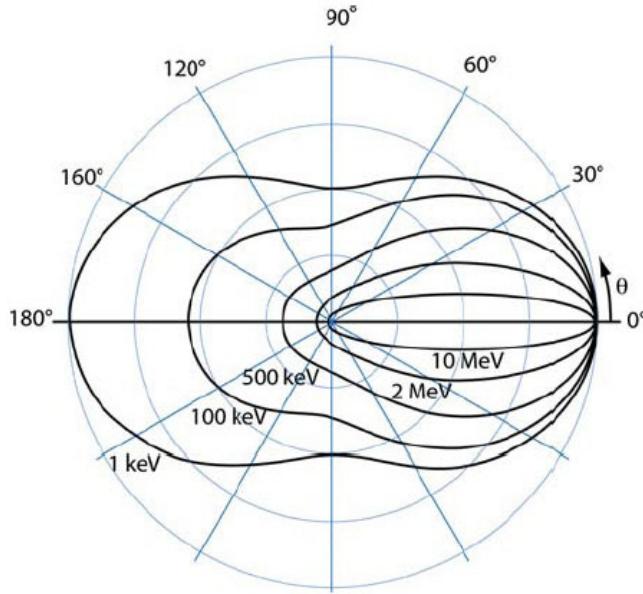
U dva krajnja slučaja σ_C se može uprostiti:

$$\begin{aligned} \sigma_C &\approx \sigma_T \left(1 - 2q + \frac{26}{5}q^2 + \dots \right) , \quad \text{za } q \ll 1 \\ \sigma_C &\approx \sigma_T \frac{3}{8q} \left(\ln 2q + \frac{1}{2} \right) , \quad \text{za } q \gg 1 . \end{aligned} \quad (2.70)$$

Sa povećanjem energije fotona efikasni presek za Komptonovo rasejanje opada od σ_T do σ_C iz formule (2.70).

Fotoefekat dominira na energijama fotona do stotinak keV, a za veće energije raste značaj Komptonovog rasejanja. Mogućnost da fotoelektron izleti iz detektora je mala čak i za male energije fotona kada se fotoefekat događa u blizini same površine detektora. Kod Komptonovog rasejanja deo energije upadnog fotona (gama zraka) nosi rasejani foton za koji je detektorska sredina

transparentnija od fotoelektrona. Zbog toga je vrlo značajna ugaona raspodela rasejanih fotona koja je funkcija energije fotona, koju ilustruje slika 2. 11. Za male energije upadnog fotona (do 10-tak keV) verovatnoće rasejanja unazad i unapred su podjednake, dok za veće energije dominira rasejanje unapred.



Slika 2 . 11. Verovatnoća Komptonovog rasejanja (krive) u polarnim koordinatama za razne energije upadnih fotona

2. 2. 3. Kreacija parova

Proizvodnja elektronsko pozitronskog para u Kulonovom polju jezgra moguća je samo ako foton ima dovoljno energije. Taj prag energije određen je sumom energije mirovanja elektrona i pozitrona i energijom uzmačnog jezgra. Iz zakona održanja energije i impulsa izračunava se energija praga:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 + 2 \frac{m_e^2}{m_{\text{nucleus}}} c^2 \quad (2.71)$$

Pošto je masa jezgra mnogo veća od mase elektrona, efektivni prag je:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 \quad (2.72)$$

U slučaju Kulonovog polja samo elektrona, energetski prag je duplo veći pa je i ovaj proces manje verovatan od predhodnog, jer iz 2.71 sledi:

$$E_\gamma \geq 4m_e c^2 \quad (2.73)$$

Teorijski posmatrano, ako se u procesu emisije zakočnog zračenja upadni elektron zameni pozitronom i onda takav događaj posmatra u suprotnom smeru, dobiće se proces obrazovanja para elektron-pozitron. Saglasno principu detaljnog balansa za ova dva procesa, koji imaju *crossing* simetriju, njihovi efikasni preseci uzajamno se odnose se kao:

$$\sigma_{pair}(k, E) = \sigma_r(E, k) \frac{E^2}{k^2} \quad (2.74)$$

gde je E energija jedne od obrazovanih čestica a k energija fotona. Uz $v \equiv E/k$, diferencijalni efikasni presek je sada, slično formuli (2.13):

$$\sigma_{pair}(k, E) = 4\alpha Z^2 r_e^2 \frac{dE}{k} G(k, v) \quad (2.75)$$

Po analogiji sa (2.14) uvodi se faktor ekraniranja ξ

$$\xi \equiv 100 \frac{mc^2}{kv} \frac{1}{1-v} Z^{-1/3} \quad (2.76)$$

Slučaj $\xi \gg 1$ odgovara odsustvu ekraniranja, a $\xi \approx 0$ odgovara potpunom ekraniranju. Isto tako, definiše se i funkcija $G(k, v)$, [2.77]:

a) $G(k, v) = \left[v^2 + (1-v)^2 + \frac{2}{3}v(1-v) \right] \left[\ln \left(\frac{2k}{mc^2} \right) v(1-v) - \frac{1}{2} \right] , \text{ za } \xi \gg 1$

b) $G(k, v) = \left[v^2 + (1-v)^2 + \frac{2}{3}v(1-v) \right] \left[\ln \left(\frac{2k}{mc^2} \right) v(1-v) - \frac{1}{2} - c(\xi) \right] , \text{ za } 2 < \xi < 15$

c) $G(k, v) = \left[v^2 + (1-v)^2 \right] \left[\frac{f_1(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z \right] + \frac{2}{3}v(1-v) \left[\frac{f_2(\xi)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z \right] , \text{ za } \xi < 2$

d) $G(k, v) = \left[v^2 + (1-v)^2 + \frac{2}{3}v(1-v) \right] \ln(191 Z^{-1/3}) - \frac{1}{9}v(1-v) , \text{ za } \xi \approx 0$

Totalni presek dobija se integracijom izraza (2.75):

$$\sigma_{pair}(k) = 4\alpha Z^2 r_e^2 \cdot \left(\frac{7}{9} \ln \frac{2k}{mc^2} - \frac{109}{54} \right) , \text{ za } mc^2 \ll k \ll 137mc^2 Z^{1/3}$$

$$\sigma_{pair}(k) = 4\alpha Z^2 r_e^2 \cdot \left[\frac{7}{9} \ln(191 Z^{-1/3}) - \frac{1}{54} \right] , \text{ za } k \gg 137mc^2 Z^{1/3} \quad (2.78)$$

Energetski spektar elektronsko-pozitronskog para je u dobroj aproksimaciji konstantna funkcija. Spektar je opisan, u slučaju potpunog ekraniranja, funkcijom

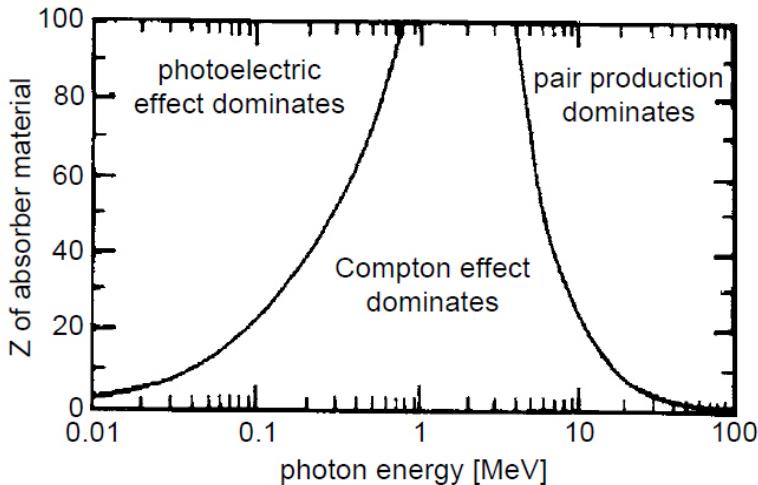
$$\psi_{pair}(v) = \frac{G(k, v)}{\ln(191 Z^{-1/3})} = v^2 + (1-v)^2 + \left(\frac{2}{3} - 2b \right) v(1-v) \quad (2.79)$$

Funkcija je simetrična na smenu $v \rightarrow (1-v)$. Ugaona raspodela je kolimisana prema napred, i to više što je energija fotona veća. Srednja kvadratna vrednost ugla razletanja elektrona i pozitrona u odnosu na pravac upadnog fotona je

$$\langle \Theta^2 \rangle^{1/2} = g(k, E, Z) \frac{mc^2}{k} \ln \left(\frac{k}{mc^2} \right) \quad (2.80)$$

gde funkcija $g(k, E, Z)$ ima vrednost između 0.5 i 5. Ova funkcija zavisi od ν gde je $\nu = E/k$, a slabo zavisi od Z .

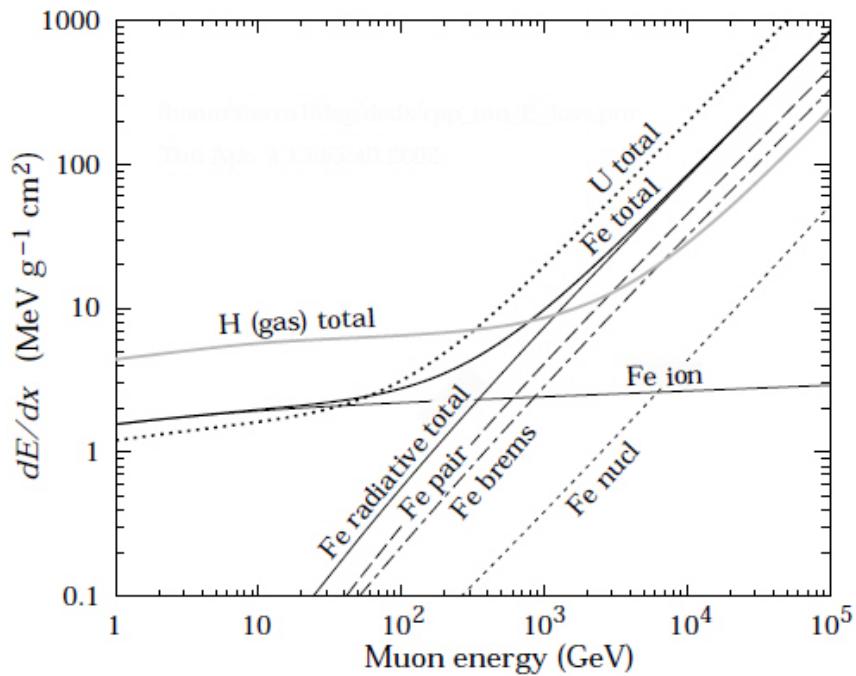
U eksperimentalnim uslovima način interakcije gama zračenja osim energije zavisi i od rednog broja sredine. Više detalja, za karakteristične materijale koji se koriste u gama spektrometriji, prikazano je u narednim poglavljima. Ovde slika 2. 12 ilustruje oblasti u kojima glavni efekti interakcije gama zračenja dominiraju u zavisnosti od njihove energije i rednog broja sredine sa kojom interaguju, [2R14].



Slika 2. 12. Oblasti dominacije 3 efekta interakcije gama zračenja, po Z i E_γ

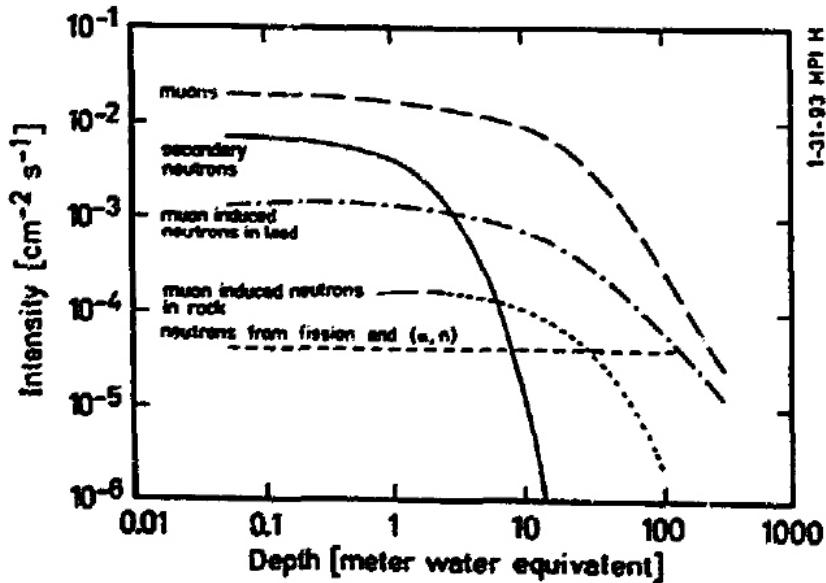
2. 3. Nuklearne interakcije miona i neutrona

U opštem smislu nuklearne interakcije obuhvataju i jake nuklearne sile kojima dominantno interaguju hadroni i slabe nuklearne sile odgovorne za raspad svih nestabilnih čestica. Kako je akcenat u ovoj disertaciji samo na komponentama kosmičkog zračenja koje su i eksperimentalno merene, a to je sekundarno kosmičko zračenje koje stiže na površinu zemlje (mioni, neutroni, fotoni i elektroni) ovom prilikom izostavićemo teorijsko razmatranje hadronskih interakcija jakim nuklearnim silama. U petoj glavi koja se detaljnije bavi fenomenologijom kosmičkog zračenja biće objašnjena samo priroda ovih interakcija. Uz sliku 2.1 pomenuto je da mioni dominantno gube energiju EM interakcijama i da veoma slabo interaguju sa jezgrima. U osnovi ovog razmatranja ponovo je zavisnost preseka za svaku vrstu interakcije od energije miona. Kako je srednja energija miona na površini zemlje oko 4 GeV jasno je da razmatranja na koji način mioni gube svoju energiju treba fokusirati na tu oblast energija. Sa slike 2. 13 je očigledno da nuklearne interakcije miona u odnosu na EM interakcije, opisane u odeljku 2.1 na tim energijama možemo zanemariti.



Slika 2. 13. Doprinosi gubitku energije miona u gvožđu, vodoniku i uranu

Poslednja slika ilustruje koliki je doprinos, od raznih procesa, gubicima energije miona u gvožđu, vodoniku i uranu. Slična situacija je i za materijale koji su u realnom eksperimentu prisutni u neposrednoj okolini germanijumskog detektora, zamlji, betonu, bakru i olovu, i u kojima mioni proizvode posebnu komponentu fona. Mioni tako u olovu i stenama produkuju tzv. tercijarnu komponentu neutrona koja već u plitkim podzemnim laboratorijama, u ukupnom fluksu neutrona postaje značajna, slika 2. 14, [2R15].



Slika 2. 14. Promena intenziteta miona i neutrona sa debljinom pokrivenog sloja

Gornja slika prikazuje promenu intenziteta miona i sekundarnih neutrona iz kosmičkog zračenja u funkciji debljine pokrivnog sloja zemlje (ekvivalentno izražene u metrima vode). Prikazana je i promena fluksa tercijarnih neutrona nastalih interakcijom miona u olovu (koje najčešće štiti germanijumski detektor) i okolnoj steni (pokrivnom sloju zemlje). Na petnaestak metara vodenog ekvivalenta sekundarna komponenta neutrona je praktično potpuno apsorbovana, dok je na znatno većim dubinama (većim od 200 m.w.e) atenuacijom miona, jedina preostala komponenta neutrona je iz fisije i (α , n) nuklearnih reakcija.

U plitkim podzemnim laboratorijama (do 50 m.w.e) fluks miona je relativno malo atenuiran u odnosu na površinu pa se značaj mionskih nuklearnih reakcija ogleda u stvaranju tercijarnih neutrona u olovu. Neutroni su zbog prirode svoje interakcije veoma "neprijatna" komponenta fona a verovatnoća njihove produkcije od miona značajno raste sa rednim brojem mete. Oni se proizvode zahvatom negativnog miona, fotonuklearnim reakcijama brzih miona, čak i fotofisijom realnih i virtualnih fotona pridruženih brzim mionima. Smanjenje fluksa tercijarnih neutrona otvara i pitanje optimizacije debljine pasivne zaštite (olova) germanijumskih detektora.

U aspektu naslova ove disertacije značajno je primetiti da je najveći broj plitko ukopanih podzemnih laboratorijskih uslova da je fluks sekundarnih neutrona u tim laboratorijama zanemariv. Kako neutroni u odnosu na mione mnogo jače "osećaju" periodične promene izazvane modulacijom Sunčeve aktivnosti ili aperiodične (Forbušovi padovi), jasno je da će se usled tih promena, manjih u podzemnim laboratorijama, komponente fona koje potiču od neutrona u fonu podzemnih laboratorijskih uslova manje menjati.

2. 3. 1. Fotonuklearne interakcije miona

Mioni dovoljno visokih energija interaguju sa nukleonima jezgara preko virtualnih fotona. Ukupni efikasni presek po nukleonom za mione energija većih od 30 GeV izražava se relacijom (za E u GeV i presek u μb):

$$\sigma = 0.3(E/30)^{0.25} \quad (2.81)$$

Može se smatrati da je presek konstantan do energija od oko 60 GeV i da iznosi $0.3 \mu b$ po nukleonom, [2R16]. Makroskopski presek za mione do 30 GeV u olovu je samo $2 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$ i veoma sporo raste sa energijom miona. Uprkos malom preseku za visokoenergetske mione ovaj proces doprinosi gubitku energije miona do 5% ukupnih gubitaka energije.

2. 3. 2. Raspad miona

Raspad miona je veoma poznat proces slabih nuklearnih sila koji može da se desi u letu ili kada se mion zaustavi izgubivši svoju kinetičku energiju. Relativistička dilatacija vremena usled velike brzine kojom se kreću kosmički mioni produžuje relativno veliko vreme života miona od 2. 197 μs , tabela 2. 1. Šema raspada je dobro poznata za negativni i pozitivni mion:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.82)$$

Raspad miona koji prati i emisija fotona dešava se u 1.4(4)% slučajeva. Postoji kinematička granica koja je za impuls elektrona (pozitrona) u sistemu mirovanja miona data kao:

$$p_0 = \frac{1}{2} Mc \left(1 - \frac{m^2}{M^2} \right) = 52.8 \text{ MeV/c} \quad (2.83)$$

ako se razmatra bezmaseni neutrino. Standardni model slabih nuklearnih sila V-A za spektar impulsa elektrona (pozitrona), zanemarujući član m/E , dobija:

$$p(x) = \frac{M^5 g_\mu^2 c^4}{16\pi^3 \hbar^7} \left[(1-x) + \rho \frac{2}{9} (4x-3) \right] x^2 \quad (2.84)$$

gde je $x = 2 p_e / Mc$. Dobro slaganje sa eksperimentom pokazuje se za $\rho = 3/4$. Ako se mion raspada u materijalu sa velikim rednim brojem (olovo) većina pozitrona i elektrona ima dovoljno veliku energiju za kreiranje EM pljuskova čestica.

Detaljnim simulacijama Cernovskim paketom GEANT pokazuje se da je doprinos fonu gama zračenja od strane miona raspadom miona minoran.

2. 3. 3. Zahvat negativnog miona

Konkurentan proces raspadu negativnog miona je njegov zahvat na jezgru kada se kreira mionski atom. Uслед 207 puta veće mase miona u odnosu na elektron postoji velika verovatnoća, posebno za teža jezgra, da se mion "nađe u jezgru" i tako dolazi do zahvata na jednom protonu iz jezgra po šemi:

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu \quad (2.85)$$

Relativno dugo vreme života miona upravo dozvoljava mogućnost zahvata pre samog raspada miona.

Prosta kinematička računica pokazuje da slobodan neutron može primiti samo 537 MeV kinetičke energije dok preostali deo odnosi mionski neutrino. Međutim, u jezgru se na samo jezgro prenese od 10 do 20 MeV početne energije pošto proton nije u miru. Vezivna energija negativnih miona u teškim jezgrima je relativno visoka, (10.66 MeV u olovu) i to pojačava verovatnoću zahvata u odnosu na raspad. Pokazuje se da se mionski zahvat bez raspada događa u olovu, gvožđu i bakru u 97%, 96% i 90 % slučajeva, respektivno, [2R17]. Kako su ovo upravo materijali koji u znatnoj količini čine pasivnu zaštitu germanijumskih detektora lako se zaključuje da je dominantan način stvaranja tercijarnih neutrona od miona upravo zahvat negativnih miona. Kako je emisija nanelektrisanih čestica manje verovatna zbog kulonovske barijere, po jednom zahvatu se oslobođa više od jednog neutrona, i za olovu je srednji broj emitovanih neutrona 1.64(16). Određeni su i multipliciteti, tako da je verovatnoća da se ne emituje nijedan neutron 0.6%, za jedan je 59.1 %, za dva 23.6 %, za tri 5.1% i za četiri 12.4 %. Spektar emitovanih neutrona iz olova u oblasti merenih energija neutrona od 1 do 4 MeV ima oblik, [2R18]:

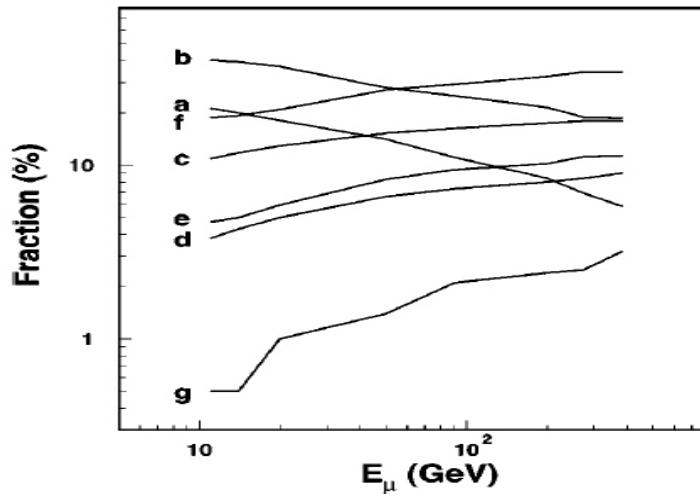
$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{5/11} e^{-E/\theta} \quad (2.86)$$

gde je θ efektivna temperatura neutrona i iznosi 1.22 MeV. Deo neutronske spektra iznad 4.5 MeV opada eksponencijalno, $dN / dE \propto \exp(-E / E_d)$, pri čemu je "brzina opadanja" E_d jednaka 8(1) MeV za opseg energija neutrona od 4.5 do 20 MeV i 8.6(5) MeV za energije neutrona od 10 do 50 MeV.

Iako alternativno moguće, deekscitacija jezgra emisijom gama zračenja niti emisija X zračenja iz mionskog atoma, nisu prisutne u fonskim spektrima germanijumskih detektora. Detaljnija teorijska analiza zahvata miona (na srpskom jeziku) nedavno je objavljena, [2R19].

2. 3. 4. Spalacija i rezonance

Iako se zahvatom miona dominantno kreiraju neutroni u površinskim i plitkim podzemnim laboratorijama, ukupno generisani spektar neutrona dopunjaju i druge mionske interakcije na jezgrima, posebno u oblasti većih energija miona. One poseban značaj dobijaju u dubokim podzemnim laboratorijama u koje dospevaju samo mioni vrlo visokih energija. Slika 2. 15, [2R20], ilustruje rezultate simulacije kojom su analizirani uticaji pojedinih mionskih procesa na produkciju neutrona u zavisnosti od energije miona.



Slika 2. 15. Poreklo neutrona: **a** - direktna spalacija mionima, **b** - realna fotonuklearna dezintegracija, **c** - neutronska spalacija, **d** - protonска spalacija, **e** - spalacija sa π^+ , **f** - spalacija sa π^- i zahvat i **g** - ostali procesi

Spalacione reakcije miona imaju energetski prag između 5 i 10 MeV, dok efikasni presek dostiže pik u opsegu od 30 do 70 MeV i postaje konstantan za energije miona veće od 1 GeV. Sa slike 2. 15 se vidi da na većim energijama miona počinju da se odvijaju i produkcije piona fotonuklearnim reakcijama i spalacije negativnih piona.

Na još nižim energijama miona dešava se produkcija neutrona preko gigantskih rezonanci s maksimalnim presecima u oblasti od 20 do 30 MeV.

Teorijski proračuni mionskih procesa veoma su komplikovani jer se mora voditi računa i o prostiranju svih produkata mionskih interakcija koje se često višestruko multipliciraju. Neutroni ne moraju biti generisani samo izmenom virtuelnog fotona nego i realnih fotona koji onda uračunavaju zakočno zračenje i kreaciju parova što već na prvi pogled stvara kompleksnu fenomenologiju.

2. 3. 5. Rasejanja brzih neutrona

“Neprijatnost” prisustva neutrona u niskofonskim laboratorijama, posebno u onim najdubljim u kojima se traga za slabo interagujućim masivnim česticama (WIMP-ovima), upravo je njihova priroda. Kao elektroneutralne čestice neutroni lako dospevaju u blizinu jezgara (npr. olova ili germanijuma) i nakon rasejanja uzmačna jezgra imaju identičnu signaturu kao i očekivani vimpovi, [2R21]. Sličan problem je i u eksperimentima sa neutrino oscilacijama koji se zasniva na detekciji neutrona produkovanih interakcijama neutrina na protonima.

Prilikom prolaska kroz materiju neutroni, u odsustvu EM interakcija, praktično interaguju samo sa atomskim jezgrom jer je interakcija sa elektronima zanemarljiva zbog velike razlike u masama odnosno zanemarivog transfera energije. Tendencija je da se široko polje interakcija svih čestica pa i neutrona fokusira na oblast energija u kojima egzistiraju čestice na dubini plitkih niskofonskih laboratorijskih jezgara. Kako je dominantan izvor neutrona na površini i u plitkim laboratorijskim jezgama zahvat negativnog miona to su energije neutrona u domenu nekoliko MeV, pa su moguća elastična i neelastična rasejanja neutrona sa poljem jezgra, ali i direktnе i nuklearne reakcije preko formiranja složenog jezgra.

Elastičnim rasejanjem neutrona na jezgru menjaju se pravci kretanja i brzine neutrona, ali se struktura jezgra ne menja. Ukupna kinetička energija (praktično samo energija inicijalnog neutrona) održava se i deli se na rasejani neutron i uzmačno jezgro. Ova vrsta rasejanja značajna je za mete od lakog materijala kada neutroni mogu predati jezgru veliki deo svoje početne energije. Velikim transferom energije neutroni se usporavaju u materijalima (malog Z) koje zbog toga zovemo moderatorima (usporivačima). Energije neutrona prilikom elastičnog rasejanja su nerelativističke pa je jednostavno izraziti energiju neutrona nakon skretanja u polju jezgra, E_{nf} , [2R22]:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2} = \frac{1}{2}[1 + \alpha + (1 - \alpha) \cos \theta] \quad (2.87)$$

gde su E_{ni} početna energija neutrona, θ ugao rasejanja u sistemu centra masa, A je atomska masa jezgra-mete dok je $\alpha = (A - 1)^2 / (A + 1)^2$. Ugao rasejanja Ψ u laboratorijskom sistemu je:

$$\cos \psi = \frac{1 + A \cos \theta}{\sqrt{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}} \quad (2.88)$$

U neelastičnom rasejanju dolazi do ekscitacije jezgra, pa je ovaj proces praćen emisijom gama zračenja nakon deeksitacije. U zavisnosti od detalja nuklearne strukture konkretno pobuđeno stanje konkretnog jezgra živi konkretno

vreme, a monoenergetsko gama zračenje je karakteristika procesa. Početnu kinetičku energiju neutrona ponovo odnose uzmaknuto jezgro i neutron ali se deo utroši i na ekscitaciju konkretnog stanja. Stoga je ovo proces sa energetskim pragom koga mogu da iniciraju samo neutroni energija većih od praga. Primenom zakona održanja energije i impulsa za neelastično rasejanje se dobijaju slične relacije za energiju rasejanog neutrona i ugao skretanja:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos\theta}{(A+1)^2} \quad (2.89)$$

$$\cos\psi = \frac{1 + \gamma \cos\theta}{\sqrt{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos\theta}} \quad (2.90)$$

$$\gamma = A\sqrt{1 - [(A+1)/A]Q/E_{ni}} \quad (2.91)$$

gde je Q energija pobude jezgra i ona je u vezi sa energijom praga E_0 preko relacije $E_0 = Q(A+1)/A$.

Neelastična rasejanja se najčešće označavaju sa $X(n, n')$ gde je X jezgro a razlika između n i n' naglašava razliku između neelastičnog i elastičnog rasejanja.

2. 3. 6. Zahvat termalnih neutrona

Nakon niza rasejanja početna energija neutrona se smanjuje i teži termalizaciji tj. termodinamičkoj ravnoteži. Pri energijama manjim od 0.5 keV brzina neutrona je dovoljno mala i u blizini jezgra neutron može biti zahvaćen. Zahvatom, neutron biva vezan u novo složeno jezgro koje je najčešće pobuđeno. Energija pobude nastalog složenog jezgra jednaka je zbiru kinetičke energije neutrona i vezivne energije neutrona. U zavisnosti od detalja nuklearne strukture složenog jezgra ono ima konačno vreme života, kada se deekscituje emisijom gama zraka, alfa čestice, protona, neutrona ili se cepta na fisione fragmente što direktno zavisi od energije pobude, pri čemu konkretni proces degradacije složenog jezgra ne zavisi od načina njegovog formiranja.

Zahvat termalnih neutrona se najčešće označava kao $X(n, Y)$, gde Y može biti gama zrak, alfa čestica, neutron, proton, ili fisioni fragmenti.

Zbog izuzetno malog dometa emitovanih alfa čestica i posebno fisionih fragmenata ovi procesi ne zaslužuju detaljniju analizu kao ni relativno retki rezonantni procesi na tačno određenim energijama neutrona i u određenim sredinama koje najčešće nisu prisutne u okolini niskofonskih gama spektrometara.

3. KARAKTERISTIKE NISKOFONSKE GAMA SPEKTROMETRIJE

Zajednička osobina vrlo retkih (maloverovatnih) fundamentalnih pojava i aplikativnih merenja malih aktivnosti jeste tehnika merenja koja se u oba slučaja bazira na uslovima niskog fona svih vrsta zračenja čiji intenzitet određuje osetljivost merenja. Eksperimentalno određivanje verovatnoće svakog procesa uvek je povezano sa dva osnovna problema. Prvi ima poreklo u inherentnoj stohastičnosti svih mikroprocesa, a drugi se javlja usled neprijatne činjenice da u svakoj realnoj situaciji uvek istovremeno protiče više različitih procesa približno iste signature. Bez obzira kako konkretizovali signaturu (npr. određena energija gama zraka) uvek će postojati veći broj suštinski različitih konkurentnih procesa nerazlučivih od procesa koji nas interesuje, a koje sve zajedno zovemo fonom. Večita borba sa fonom, produženje vremena merenja, povećanje broja ispitivanih sistema i povećanje efikasnosti detekcije osnovni su instrumenti u svim potragama za retkim procesima.

Ukratko bi se moglo reći da je priroda niskofonskih kako aplikativnih merenja tako i retkih nuklearnih procesa takva da se nizak fon i njegova konstantnost tokom vremena merenja ultimativno zahtevaju u cilju povećanja osetljivosti merenja.

Da bi se intervenisalo na smanjenju fona u specifičnom eksperimentu, fundamentalnom ili praktičnom, potrebno je dobro poznavati poreklo svih komponenti fona koje su svojstvene izabranoj vrsti spektroskopije. Kako se gama zračenje najčešće koristi kao signaturno zračenje retkih procesa i pošto je germanijumski (HPGe) detektor najčešće korišćen spektrometar u studijama ovih procesa, logičan je izbor da se akcenat stavi na opis postupaka za sniženje fona kod tog tipa detektora. Zaključci izvedeni za gama spektroskopiju germanijumskih detektora u osnovi se mogu primeniti i na druge detektorske sisteme. Poznavanje svih konstantnih komponenti fona neophodno je da bi se eventualne vremenske varijacije fona mogle povezati sa vremenski promenljivim komponentama. Za obe grupe komponenti koristi se ceo korpus znanja interakcija čestica sa materijom, izloženih u glavi 2, kako u analizi rezultata merenja tako i u simulacijama specifičnih eksperimenata.

Na fon detektora utiču mnogi faktori, geografska lokacija merenja, vrsta, debljina i geometrija upotrebljenih zaštitnih materijala kao i relativna pozicija detektora u odnosu na njegovu zaštitu. Od značaja su i datum, vreme i dužina trajanja merenja, pa čak i vremenske prilike tokom vremena merenja. Ali pre upoznavanja sa konkretnim komponentama fona koje na specifičan način doprinose ukupnom fonu potrebno je razumeti takođe specifičan odziv svakog germanijumskog detektora koji u opštem smislu direktno zavisi od energije gama zračenja koje do njega dospeva.

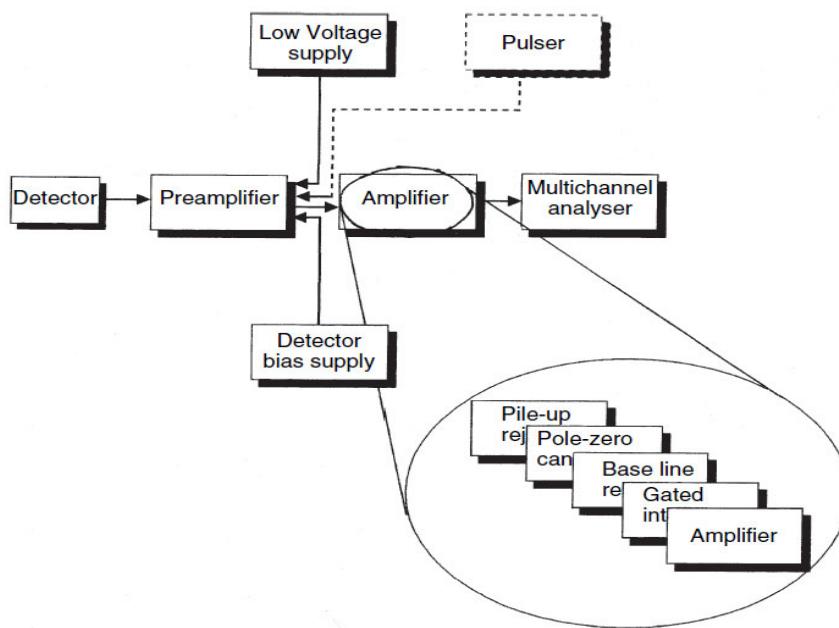
Retke nuklearne procese i merenja malih aktivnosti uzajamno povezuje i slaba statistika kada u rezultatu merenja ima svega nekoliko registrovanih događaja (ako ih uopšte ima) i tada se određena tačnost rezultata merenja dostiže specijalnim metodama teorije verovatnoće i matematičke statistike. Definišu se statističke veličine na "granici detekcije" koje su neophodne za samu interpretaciju rezultata merenja a koje su u neposrednoj vezi sa nivoom fona.

3. 1. HPGe detektorski sistem

Izbor konkretnog detektora nije jednostavan jer njegove brojne karakteristike (tip, energetski opseg, rezolucija, veličina, oblik i efikasnost) koje je moguće izabrati u širokom opsegu u značajnoj meri određuju njegovu namenu. Opis rada samog HPGe detektora i celog detektorskog sistema osnova su na kojoj se bazira izbor konkretnog detektora pri čemu je akcenat stavljen na niskofonska merenja.

3. 1. 1. Komponente HPGe detektorskog sistema

Princip rada svih poluprovodničkih detektorova zasniva se na formiranju parova elektron-šupljina u samom kristalu (germanijuma ili silicijuma) nakon njegovog ozračivanja gama jonizujućim zračenjem. Primenom spoljašnjeg električnog polja na krajevima kristala, kreirana slobodna nanelektrisanja (elektroni i šupljine) sakupljaju se na elektrodama. Konverzija sakupljenog nanelektrisanja u naponski signal vrši se pomoću predpojačivača, a amplituda naponskog signala je proporcionalna apsorbovanoj energiji gama zračenja. Procesiranjem naponskog signala dalje kroz sistem zadržava se glavna osobina gama zračenja, koje je po svojoj prirodi monoenergetsko, pa se u spektrima izdvajaju karakteristične linije koje još nazivamo pikovi (gausijani) ili vrhovi potpune apsorpcije. Slika 3. 1. prikazuje tipičnu šemu HPGe detektorskog sistema.



Slika 3. 1. Tipična šema HPGe detektorskog sistema

Svi tipovi germanijumskih detektora su dakle poluprovodnici koji u suštini predstavljaju velike inverzno polarizovane diode. Kristal germanijuma može biti **p**- ili **n**- tipa što zavisi od vrste primesa atoma donora odnosno akceptora u kristalu. Silicijumski detektori koji se koriste za detekciju alfa čestica i drugog kratkodometnog zračenja nisu bili pogodni za detekciju daleko prodornijeg gama

zračenja. Pored većeg atomskog broja germanijuma (za Ge je 32, za Si je 14) i srazmerno veće gustine (za Ge je 5.32 gcm^{-3} , za Si je 2.33 gcm^{-3}) što je oko 60 puta povećavalo efikasnost fotofekta, bilo je potrebno povećati i aktivnu zapreminu detektora da bi se moglo u potpunosti apsorbovati i gama zračenje najvećih energija od nekoliko MeV. Kako je debljina aktivnog sloja (*engl. depleted region*) obrnuto srazmerna koncentraciji rezidualnih primesa, nekoliko centimetara debljine potrebnih za apsorpciju gama zračenja realizovalo se na dva načina. Prvi način je podrazumevao kompenzaciju već postojećih primesa dopiranim atomima litijuma (postupak driftovanja litijumskih jona) nakon procesa rasta kristala germanijuma i tako dobijeni detektori su bili prva generacija Ge(Li) detektora. Drugi način je zahtevao dodatne tehnike rafinacije kristala u cilju smanjenja početne koncentracije primesa. Postignuta koncentracija nečistoća u kristalu germanijuma manja je od $10^9 \text{ atoma po cm}^3$ pa je nova vrsta detektora nazvana HPGe (*engl. high purity*) detektorima visoke čistoće.

Da bi se germanijumska dioda povezala sa električnim kolom koje prihvata signale od detektora neophodno je na diodu postaviti odgovarajuće električne kontakte. To se postiže ili tankim slojem driftovanog litijuma koji je N+ kontakt ili tankim slojem jonskog implantata koji je P+ kontakt. Tipične debljine su za N+ kontakte 0,7 mm i 0,3 μm za P+ kontakte. Za detektore p tipa upotrebljava se tanak litijumom driftovan kontakt na spoljašnjoj površini kristala i tanak jonski implantski kontakt u unutrašnjoj šupljini kristala. Ovaj drugi služi za povezivanje sa elektrodom dok se za detektore n tipa koriste obrnuti kontakti.

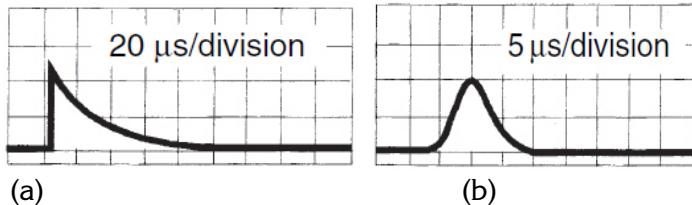
Jedan od nedostataka HPGe detektora je potreba za njegovim hlađenjem tokom merenja, što je daleko manje zahtevno od konstantne potrebe hlađenja Ge(Li) detektora. Zbog veoma malog energetskog procepa između valentne i provodne zone u kristalu (0.7 eV), detektor se mora hladiti jer je na sobnoj temperaturi suviše velika inverzna struja curenja. Porastom temperature povećava se broj slobodnih nosilaca nanelektrisanja generisanih termičkim kretanjem i tok ovako nastalih elektrona i šupljina naziva se struja curenja i ona predstavlja električni šum u naponskom signalu pri merenju jonizujućeg zračenja. Za hlađenje detektora najčešće se koristi tečni azot (LN₂) koji ključa na -196 °C (77 K) čime se struja curenja redukuje na opseg od 10^{-12} A do 10^{-9} A .

Radni (operacioni) visoki naponi kojima se napajaju HPGe detektori najčešće su oko 3000V, primenjeni na svega nekoliko centimetara debljine kristala, stvarajući pritom dovoljna jaka električna polja potrebna za kolekciju slobodnog nanelektrisanja. Da bi se izbegla i minimalna površinska kontaminacija kristala koja bi dovila do nepoželjne površinske struje curenja, ali i zbog terminalne izolacije od okoline, ohlađeni Ge kristal se smešta u vakuumirano kućište.

U cilju prenosa signala sa što manje gubitaka (minimizovanja kapacitivnosti kablova) veza detektora i predpojačivača je i fizički najneposrednija. Za druge vrste detektora (npr. plastične i tečne scintilatore) smanjenje gubitaka u transferu signala kroz kabal je od manjeg značaja jer je inicijalni signal iz detektora (fotomultiplikatora) dovoljno velike amplitude. Niskofonski uslovi, međutim, nameću prvi kompromis pošto je predpojačivač u neposrednom kontaktu sa detektorm pa su njegove radioaktivne nečistoće potencijalno značajan izvor neželenog zračenja (fona), i zbog toga se fabrički ili odmiče

dovoljno daleko od kristala ili se dodatno štiti olovom, (detaljnije u narednoj glavi u poglavlju 4. 2. 1).

Dalje pojačanje amplitude naponskog signala vrši se pojačivačem (*engl. amplifier*) i što je još važnije njegovo oblikovanje potrebno za konačnu analizu višekanalnim analizatorima. U tu svrhu koriste se konkretnе mogućnosti pojačivača koje se prilagođavaju uslovima merenja. Sa jedne strane, aktiviranjem pajlap kola (*engl. pile-up rejection*) odbacuju se signali koji nasedaju jedan na drugi ali to nije karakteristika niskofonskih uslova kada je ukupan rejt (*engl. count rate - brzina brojanja*) fona i izvora mali pa je malo verovatno da može doći do koincidentnog sumiranja.



Slika 3. 2. Tipični oblici izlaznih signala iz predpojačivača (a) i pojačivača (b)

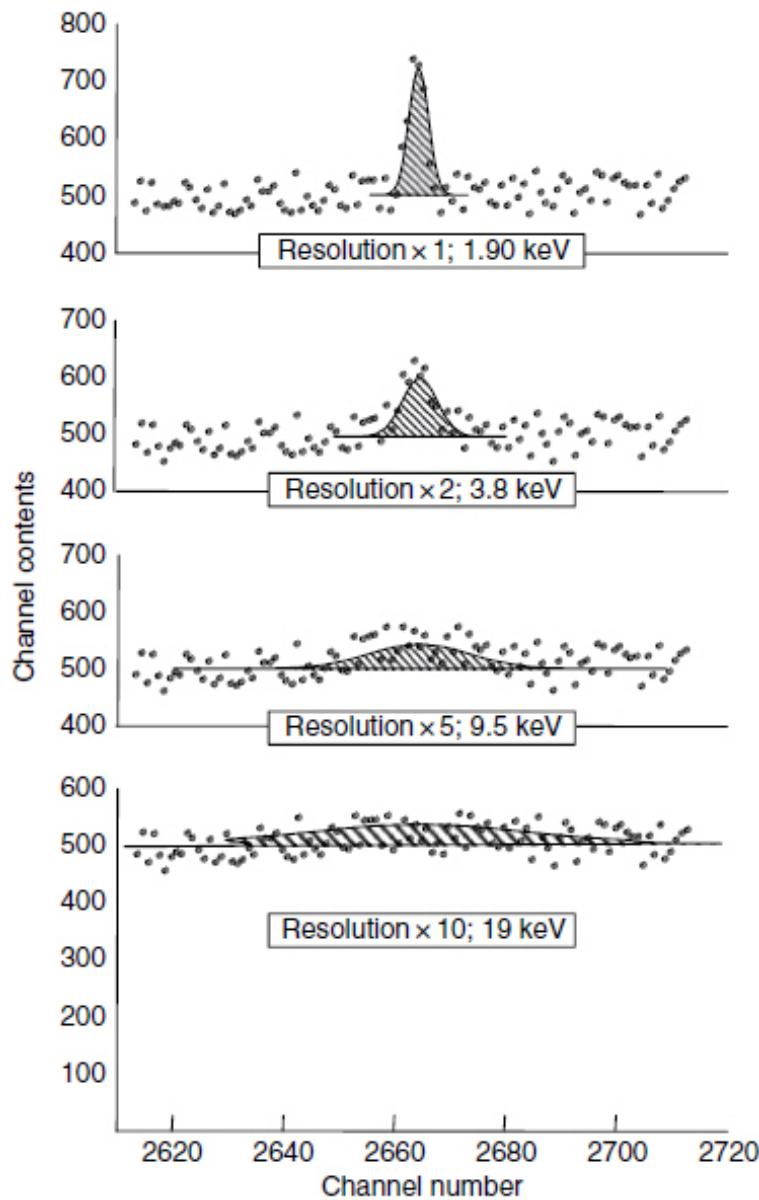
Sa druge strane su podešavanja oblika izlaznog signala iz pojačivača preko “pole-zero”, “base-line” kola na pojačivaču rutinske operacije koje se u praksi izvode uz pomoć digitalnih osciloskopa. Krajnji cilj je podesiti izlazne signale iz pojačivača koji će sa najmanje šuma preneti informaciju o energiji upadnog gama zračenja do analizatora, slika 3. 2. Samoj višekanalnoj analizi signala, (Multichannel analyser sa slike 3. 1.) posvetićemo kasnije posebnu pažnju imajući pri tom u vidu glavnu karakteristiku HPGe detektora, njihovu visoku rezoluciju.

3. 1. 2. Energetska rezolucija HPGe detektora

Energija potrebna za formiranje jednog para elektron-šupljina za oko 10 puta je manja od energije potrebne za ionizaciju gasa što je prednost svih poluprovodničkih detektora u odnosu na gasne. Broj tih parova, stvorenih totalnom apsorpcijom fotona u detektoru, proporcionalan je energiji upadnog fotona a za germanijum na temperaturi od 77 K dovoljno je svega 2.96 eV za kreaciju jednog para elektron-šupljina. Znači ionizacijom gama zraka energije 1 MeV stvara se oko 330 000 parova elektron-šupljina amplitude oko 0.053 pC/MeV. Nakon pojačanja od 2 V/pC na izlazu iz predpojačivača dobija se naponski signal amplitude oko 0.1 V koji je proporcionalan energiji fotona od 1 MeV. Upravo veliki broj nosilaca nanelektrisanja stvoren u HPGe detektoru smanjuje statističke fluktuacije koje dominantno utiču na fluktuaciju amplitude naponskog signala koji se u spektru vidi kao širina linije (koja je obrnuto proporcionalna rezoluciji). Posledica ove inherentne osobine germanijuma je mnogo bolja energetska rezolucija HPGe detektora u odnosu na rezoluciju gasnih i scintilacionih detektora. Tako je prednost NaI scintilatora kao detektora gama zračenja u odnosu na HPGe u vidu veće efikasnosti (gustine i atomskog broja), poništena značajno boljom rezolucijom HPGe detektora. Na primer, energetska rezolucija NaI detektora za fotone energije 1.33 MeV je oko 4 % (50 keV), dok je rezolucija HPGe detektora 0.13 % (1.8 keV). Razlog tome je što je za

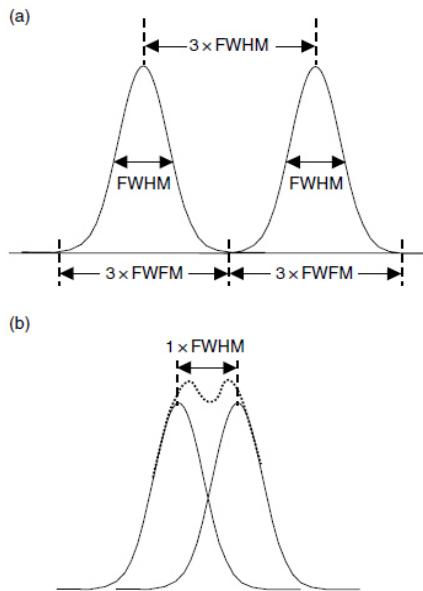
produkciju jednog fotoelektrona na fotokatodi fotomultiplikatora kod NaI detektora potrebna energija od 170 eV.

Ova razlika rezolucije dva tipa detektora gama zračenja se posebno ističe u praktičnim merenjima kada se mere izvori malih aktivnosti na relativno visokom fonu, i tada bi u slučaju NaI detektora bilo nemoguće izdvojiti pik od fluktuacije fona, slika 3. 3, [3R1].



Slika 3. 3. Uticaj rezolucije na mogućnost izdvajanja pika od fluktuacija fona.
Išrafirani pikovi su iste površine od 1000 odbroja na srednjem fonu od 500 odbroja po kanalu. Prva gornja slika odgovara realnom slučaju HPGe detektoru.

Prednost visoke rezolucije se posebno ističe u analizi spektara kod linija koje potiču od fotona bliskih energija kada je ta razlika nekoliko keV, slika 3. 4.



Slika 3. 4. Primeri bliskih pikova u spektru gama zračenja čije se energije razlikuju $3 \times \text{FWHM}$ (od 3 do 9 keV zavisno od energije) (a) i $1 \times \text{FWHM}$ (od 1 do 3 keV) (b)

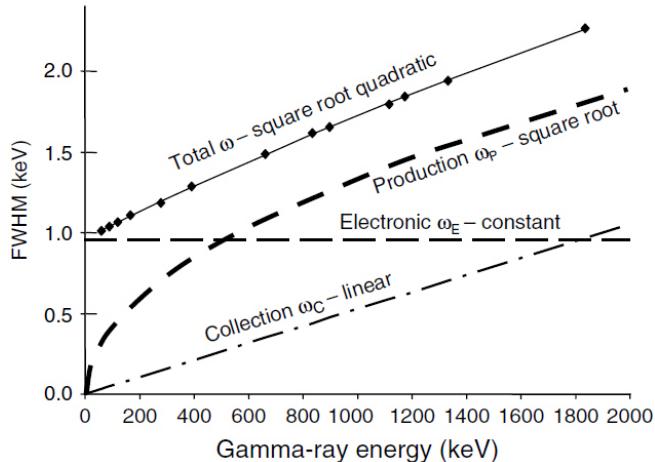
Idealno bi bilo kada bi se svaki monoenergetski foton detektovao sa istom amplitudom naponskog signala, bez fluktuacija, koji bi u spektru predstavljao delta funkciju. U praksi su pikovi prošireni u nekoliko kanala što je posledica nekoliko razloga. Prvi razlog je neodređenost same energije fotona koja se naziva intrinskična jer je karakteristika samog izvora zračenja ali se ona zanemaruje u odnosu na preostale tri. Neodređenost u broju proizvedenih elektron-šupljina parova, o kojoj je već bilo reči, (ω_p), varijacija efikasnosti kolekcije nanelektrisanja u detektoru (ω_C) i elektronski šum koji je posledica procesiranja signala kroz elektronske komponente (ω_E) sumarno daju rezoluciju detektora, relacija 3.1.

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_C^2 + \omega_E^2 \quad (3.1)$$

pri čemu je ukupna rezolucija ω proporcionalna punoj širini na polovini maksimuma linije (FWHM sa slike 3. 4 (a)) i ona je približno linearno rastuća funkcija energije gama zračenja, slika 3. 5.

Na nižim energijama dominiraju fluktuacije usled elektronskog i kolekcionog šuma, dok je na većim energijama dominantan uticaj statističkih fluktuacija. Značajno je primetiti da se u opsegu energija gama zračenja do oko 2 MeV rezolucija poveća za faktor malo veći od 2.

Inače, nekompletne kolekcije kreiranog nanelektrisanja, ω_C , posebno je izražena kod detektora velikih radnih zapremina i sa slabim električnim poljem. Detektori manjih radnih zapremina obično imaju bolju energetsку rezoluciju, najpre usled manjeg kapaciteta a elektronski šum raste sa kapacitetom detektora, odnosno zbog manjih linearnih dimenzija gde su efekti gubitaka nosilaca usled rekombinacije manji. To otvara nova pitanja o osobinama HPGe detektora, pitanja o efikasnosti, veličini i vrstama detektora.



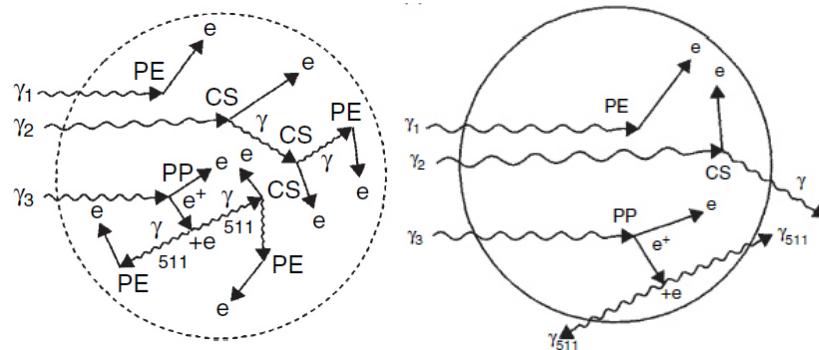
Slika 3. 5. Zavisnost rezolucije HPGe detektora od energije gama zračenja

3. 1. 3. Efikasnost HPGe detektora

Podrazumevajući da je ukupna (totalna) efikasnost detekcije proizvod geometrijske i unutrašnje efikasnosti mogu se razmatrati posebno uticaji geometrije izvor-detektor i osobine samog detektora. Znajući da se za svako gama zračenje poznate energije mogu izračunati preseci za karakteristične procese kojima gama zračenje interaguje sa germanijumom ($Z=32$), opisane detaljno u poglavlju 2. 2, spektralni odziv detektora umnogome zavisi i od veličine samog detektora. Razmatramo 3 varijante: veliki, mali i detektor realne veličine. Prepostavljamo da monoenergetski fotoni obeleženi sa γ_1 , γ_2 i γ_3 dominantno interaguju redom fotoefektom, Komptonovim rasejanjem i kreacijom para elektron-pozitron.

a) veliki germanijumski detektor

Prvi foton γ_1 , male energije, interagujući fotoefektom celokupnu svoju energiju prenosi na fotoelektron koji kolekcijom na elektrodi detektora doprinosi fotopiku. U velikom detektoru malo je verovatno da oslobođeni X zrak iz atoma germanijuma izbegne detekciju, slika 3. 6. U slučaju kada se inicijalno desi Komptonovo rasejanje, rasejani foton bi mogao ponovo da se komptonovski raseje, ali i u slučaju višestrukog rasejanja najverovatnije se poslednje rasejani foton, sa najmanjom energijom, apsorbuje fotoefektom. U dovoljno velikom detektoru se ponovo apsorbuje celokupna početna energija fotona i za gama zračenje iste energije očekuje se uvek isti odgovor detektora, detekcija celokupne energije, pošto je vreme kolekcije nanelektrisanja veće od vremena trajanja svih rasejanja. Isprekidana kružnica na slici 3. 6 ilustruje da je za veliki detektor površina detektora dovoljno daleko da kroz nju ne mogu da pobegnu ni rasejani komptonovski fotoni, ali ni anihilacioni fotoni nakon kreacije para elektron-pozitron. Ovi poslednji se preko Komptonovog rasejanja i konačno fotoefekta potpuno apsorbuju, pa je odziv velikog detektora jednoznačan, za gama zračenje bilo koje energije u spektru se dobije jedan pik potpune apsorpcije.



Slika 3. 6. *Veliki detektor*

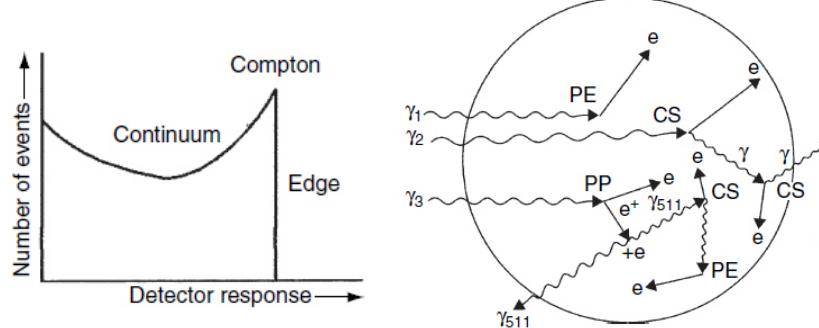
Slika 3. 7. *Mali detektor*

PE - fotoefekat, CS - Komptonovo rasejanje, PP - kreacija para elektron-pozitron

b) mali germanijumski detektor

Za dovoljno mali detektor se može reći da je realniji slučaj od velikog jer u praksi odgovara planarnim detektorima X zračenja koji su relativno tanki. Sada će se potpuno apsorbovati fotoefekatom samo fotonii dovoljno male energije, na slici 3. 7 puna kružnica označava realnu površinu detektora. Međutim, za veoma tanke detektore odnos površine i zapreminе detektora je maksimalan pa se povećava verovatnoća da se fotoefekat desi do same površine što omogućava da detekciju izbegne X zračenje iz germanijuma (energija od 9.88 keV do 11 keV) pa će se za toliko manju energiju od fotopika nagraditi novi pik u spektru smanjujući pri tom intenzitet detektovanog fotopika.

Višestruko Komptonovo rasejanje se ne može desiti jer rasejeni foton lako napušta aktivnu zapreminu detektora, a pošto se početna energija fotona distribuira između elektrona i rasejanog fotona to je odziv detektora, koji apsorbuje samo elektron, promenljiv i u spektru se obrazuje Komptonov kontinuum. Slično je i za kreaciju parova pri čemu se u spektru osim malo verovatnog pika potpune apsorpcije pojavljuju 2 nova, koji su za 511 keV (SE) tj. 1022 keV (DE) pomereni ka nižim energijama u odnosu na inicijalnu energiju fotona. Oni odgovaraju situaciji kada samo jedan ili što je još verovatnije, čak oba anihilaciona fotona izbegnu detekciju. Očigledno je odziv detektora sada daleko kompleksniji, slika 3. 8. Komptonova ivica je karakterističan završetak dela spektra od jednostrukog komptonovskog rasejanja koja odgovara fotonima rasejanim unazad pri čemu se elektronu prenosi maksimalna energija.

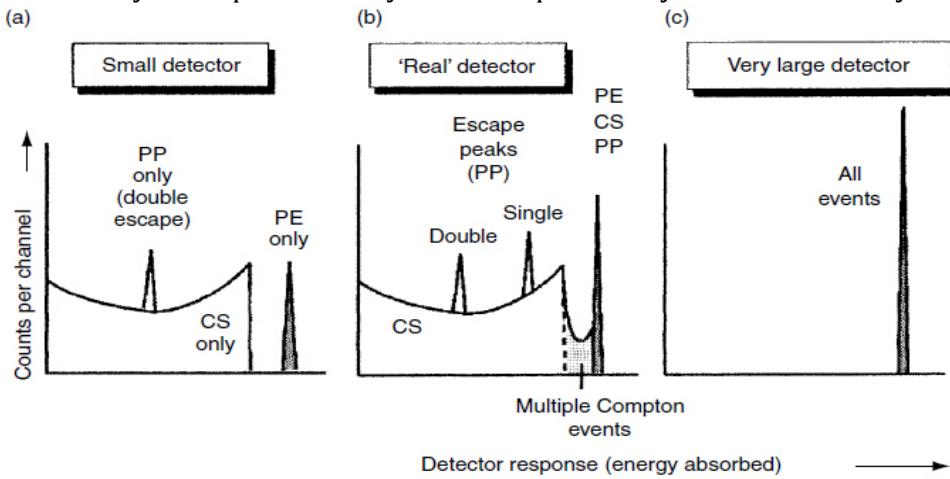


Slika 3. 8. *Odziv malog detektora*

Slika 3. 9. *Realni detektor*

c) germanijumski detektor realnih dimenzija

Realan detektor podrazumeva situaciju između dve krajnosti, velikog i malog detektora, slika 3. 9. Glavna razlika u odnosu na mali detektor je što se povećava mogućnost višestrukih rasejanja nakon prvog Komptonovog, pošto je detektor dovoljno veliki. U spektru višestruko rasejani fotoni smešteni su između Komptonove ivice i pika pune apsorpcije. U slučaju fotona visoke energije kada je kreacija parova moguća, realnija situacija je da se jedan anihilacioni foton apsorbuje a drugi izbegne detekciju. Osim SE (engl. single escape) pika na energiji E = 511 keV u odnosu na početnu energiju fotona E, u spektru je prisutna Komptonova ivica od SE pika na 170 keV niže, kao i kontinuum kao posledica nepotpune apsorpcije oba anihilaciona fotona. Slika 3. 10 obuhvata sva tri opisana slučaja uz napomenu da je redosled prikazivanja detektora izmenjen.

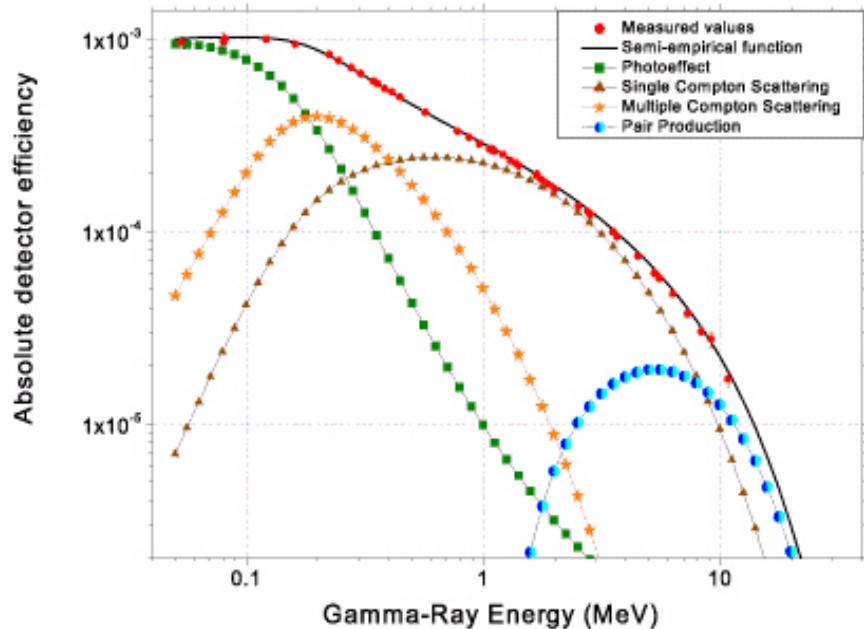


Slika 3. 10. *Očekivani odziv detektora različitih veličina za fotone visoke energije*

Idealno bi bilo da je unutrašnja efikasnost detekcije maksimalna za gama zračenja od interesa, a istovremeno da je minimalna za sve ostalo prisutno zračenje, ali takvo "filtriranje" po energijama nije realno, jer detektor ne razlikuje poreklo zračenja koje dospeva u njegovu aktivnu zapreminu.

Praktično, totalna efikasnost detekcije ϵ predstavlja vezu izvora gama zračenja (u vidu aktivnosti izvora, A_C^*) i odgovora detektora (u vidu intenziteta detektovane linije, A), $A = \epsilon A_C^*$. Veličina A_C^* je modifikovana aktivnost i predstavlja brzinu emisije zračenja iz realnog izvora mase m, na energiji fotona E_γ za koju verovatnoća emisije p_γ zavisi od šeme raspada konkretnog izotopa, $A_C^* = A_C m p_\gamma$. U praktičnim merenjima geometrija izvor-detektor je poznata, pa se merenjem u istoj geometriji kalibracionim RA izvorima različitih energija gama zračenja može empirijski utvrditi kriva efikasnosti u funkciji energije fotona. Dobijena kriva je, pored rezolucije, glavna karakteristika HPGe detektora.

Efikasnost se računa za vrhove potpune apsorpcije i oblik krive efikasnosti je suma doprinosa svih procesa (fotoefekta, Komptonovog rasejanja i kreacije parova) kojima fotoni određene energije interaguju u germanijumu. Slika 3. 11. ilustruje krivu efikasnosti izmerenu za 46 različitih energija gama zračenja iz tačkastih kalibracionih izvora u istoj geometriji, zajedno sa izračunatim doprinosima pojedinih procesa, [3R2].

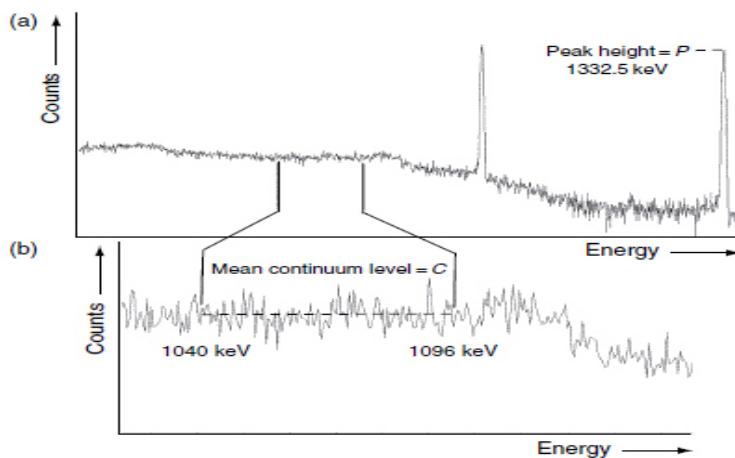


Slika 3. 11. Tipična kriva (unutrašnje) efikasnosti u funkciji energije gama zračenja (za n tip HPGe detektora)

Zbog masovne upotrebe cilindričnih NaI scintilatora dimenzija 76mm x 76mm pre pojave Ge detektora, a u cilju jednostavnije interpretacije, efikasnost se definije relativno samo za jednu energiju. Definisana je relativna efikasnost Ge detektora u odnosu na opisani NaI detektor merenjem intenziteta linije iz tačkastog izvora Co-60 (1332.5 keV) osnosimetrično na 25 cm od detektora.

Kalibracionu krivu efikasnosti neophodno je odrediti za svaku geometriju koja se u praktičnim merenjima koristi, a najčešće geometrije izvor-detektor su: tačkasti izvori u osi detektora na određenom rastojanju, cilindrični voluminozni izvori na kapi detektora ili na definisanom rastojanju u osi detektora, ili voluminozni izvor u Marineli posudi. Mereći u istoj geometriji izvor nepoznate aktivnosti, izračunava se njegova aktivnost iz podatka o efikasnosti za energiju njegovog gama zračenja dobijenu interpolacijom (fitovanjem) eksperimentalnih rezultata (kao na slici 3. 11). Samo fitovanje do danas nije jednoznačno utvrđeno, jer se ponekad zadovoljavajući rezultat postiže jednostavnijim funkcijama sa manjim brojem parametara (obično polinomima trećeg ili četvrtog reda u log-log skali), dok je zadovoljavajući fit podataka sa slike 3. 11. postignut semiempirijskom funkcijom sa 13 parametara, pa izbor zavisi od konkretnog merenja, [3R3]. Analizirajući sliku 3.11. značajno je primetiti da u domenu srednjih energija koje su karakteristične za spektar fona gama zračenja (300 keV do 2700 keV) dominira jednostruko i višestruko Komptonovo rasejanje, a čiji je relativni udeo direktno zavisao od veličine detektora. Posledica toga je visok kontinuum kod HPGe detektora, značajno veći u odnosu na NaI detektore, koji predstavlja osnovnu i uvek prisutnu smetnju u identifikaciji pikova malih intenziteta. Kao dodatna karakteristika svakog HPGe detektora definije se i količnik visine vrha pune apsorpcije linije iz Co-60 na 1332.5 keV i srednjeg

Komptonovog kontinuuma od iste linije, P/C (*engl.* Peak to Compton ratio), slika 3. 12.

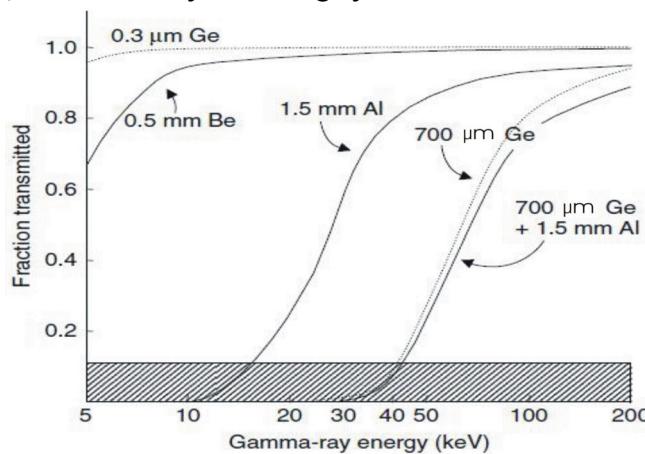


Slika 3. 12. *Ilustracija definicije veličine P/C. Spektar Co-60 i visina vrha pune apsorpcije na 1332.5 keV označen sa P (a), uvećan deo kontinuuma između 1040 keV i 1096 keV koji odgovara Komptonovom rasejanju fotona energije 1332.5 keV čija je srednja vrednost C (b)*

Varijetet veličina HPGe detektora, njegovog oblika, vrste i debljine materijala ulaznog prozora, ili oblika kriostata utiče na precizan oblik krive efikasnosti (posebno u domenu malih energija), kao i na raspoloživu geometriju izvor-detektor i ukupan opseg merljivih energija. To je sadržaj narednog poglavlja.

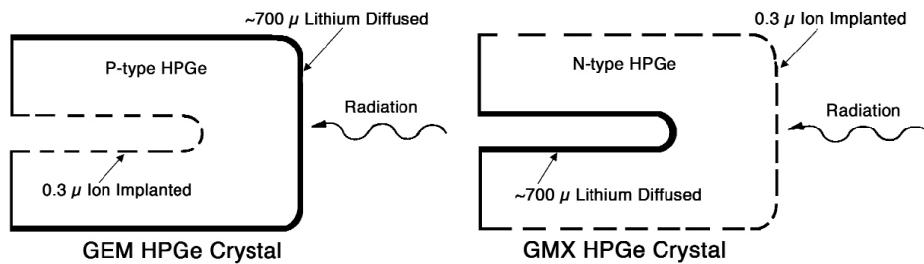
3. 1. 4. Vrste HPGe detektora

U odnosu na oblik krive efikasnosti prikazan na slici 3. 11. koji je karakterističan za HPGe detektore n tipa, kod detektora p tipa razlika se uočava u domenu malih energija ispod 100 keV gde dominira fotoelektrični efekat (koji grubo zavisi kao $Z^{4.5}$). Apsorpcija niskoenergetskih fotona u materijalima visokog Z je velika i oblik krive efikasnosti značajno zavisi od debljine ulaznog prozora (kape detektora) i vrste materijala od koga je izrađen, slika 3. 13.



Slika 3. 13. *Transparentnost niskoenergetskog gama zračenja u zavisnosti od debljine i vrste materijala kape detektora*

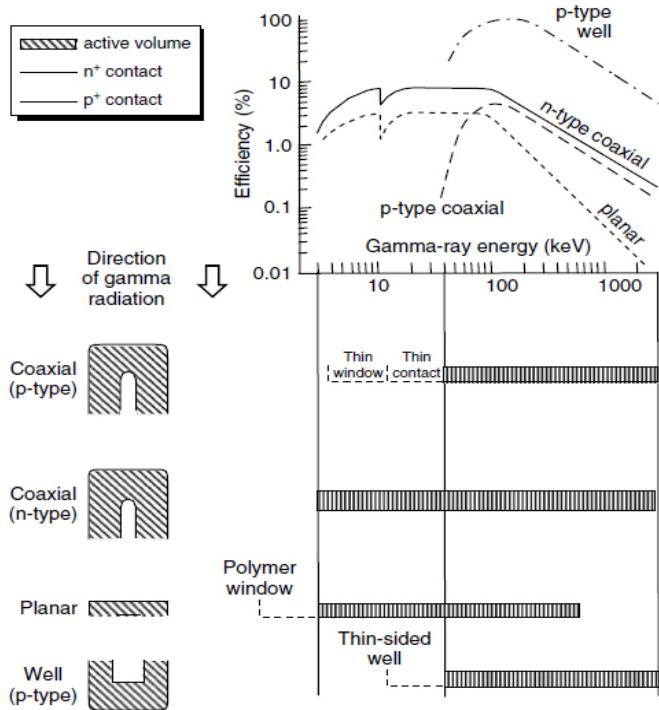
Tipični detektori imaju kapu od aluminijuma ili magnezijuma debljine oko 1,5 mm koja je za energije fotona manje od 40 keV značajno manje propusna od berilijumske kape debljine 0,5 mm, ali se u praktičnoj manipulaciji sa izvorima zračenja posebna pažnja mora obratiti na mehaničku osetljivost Be prozora. Takođe, kao što se vidi na slici 3. 13, drastična razlika u transparentnosti uočava se za tipični litijumski n+ kontakt koji proizvodi neaktivni sloj u germaniju debljine oko 0,7 mm, za razliku od sloja debljine svega 0,3 μm neaktivnog Ge koji se dobija jonskom implantacijom p+ sloja. Kao što je već napomenuto, za detektore p tipa upotrebljava se litijumom driftovan kontakt na spoljašnjoj površini kristala i tanak jonski implantski kontakt u unutrašnjoj šupljini kristala, dok se za detektore n tipa koriste obrnuti kontakti, slika 3. 14.



Slika 3. 14. Standardni GEM koaksijalni HPGe detektor (proizvođača ORTEC):
P-tipa (levo), N-tipa (desno)

U kombinaciji sa izborom kape detektora od tankog berilijuma ili u poslednje vreme od kompozitnih karbonskih (polimernih) materijala postiže se drastična razlika u efikasnosti detekcije na malim energijama. Za detektore n tipa, kao na slici 3. 11, karakteristična je transparentnost na malim energijama i tada je kriva efikasnosti približno ravna u niskoenergetskom delu, dok u slučaju detektora p tipa kriva ima nagli pad zbog velike apsorpcije fotona. Slika 3. 15 sublimira oba tipa detektora prikazujući odgovarajuće krive efikasnosti, kao i njihove oblike i oblasti energija gama zračenja u kojima je detekcija najefikasnija.

Za detekciju X i niskoenergetskog gama zračenja tradicionalno se koriste planarni detektori p-tipa (malih debljina) u kojima je srazmerno njihovoj veličini moguća apsorpcija gama zračenja do energija od oko 300 keV, slika 3.15. Veću aktivnu zapreminu i debljinu imaju koaksijalni detektori, koji imaju najširu primenu jer vide ceo spektar ambijentalnog gama zračenja. GMX koaksijalni detektori n-tipa vide najširi spektar zračenja za razliku od GEM detektora p-tipa koji ne vide male energije. Detektori sa najvećom efikasnošću koji se zbog svoje geometrije koriste za merenja malih uzoraka su detektori oblika čaše (engl. Well-type). Uzorak se postavlja u unutrašnjost detektora i kako je okružen aktivnom zapreminom geometrija izvor-detektor je skoro 4π tj. maksimalna. Ovde su navedeni opisi za detektore koji su najčešće u upotrebi jer je izborom npr. GMX u odnosu na GEM detektor veći opseg energija "plaćen" lošijom rezolucijom. Kompromis u izboru samo jednog detektora podrazumeva pored rezolucije i efikasnosti i ostale karakteristike detektora sažete u tabeli 3. 1.

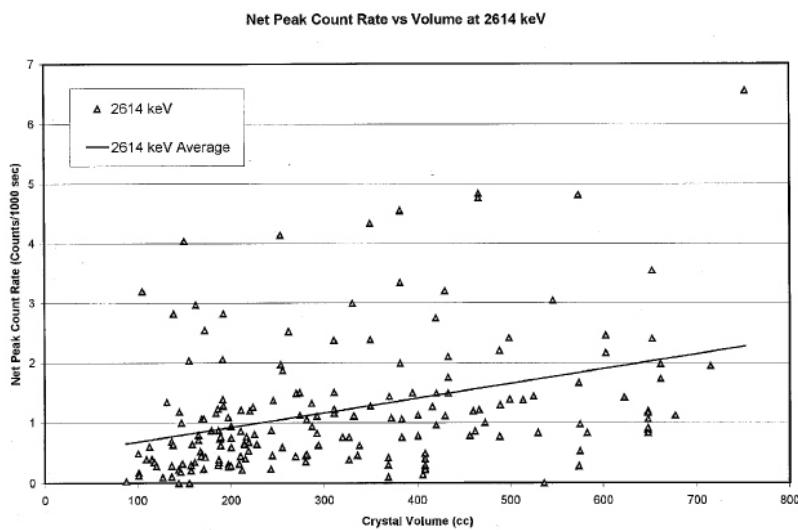


Slika 3. 15. Tipovi detektora, oblik Ge kristala u odnosu na upadni smer zračenja, oblik krive efikasnosti i domen energija za njihove primene

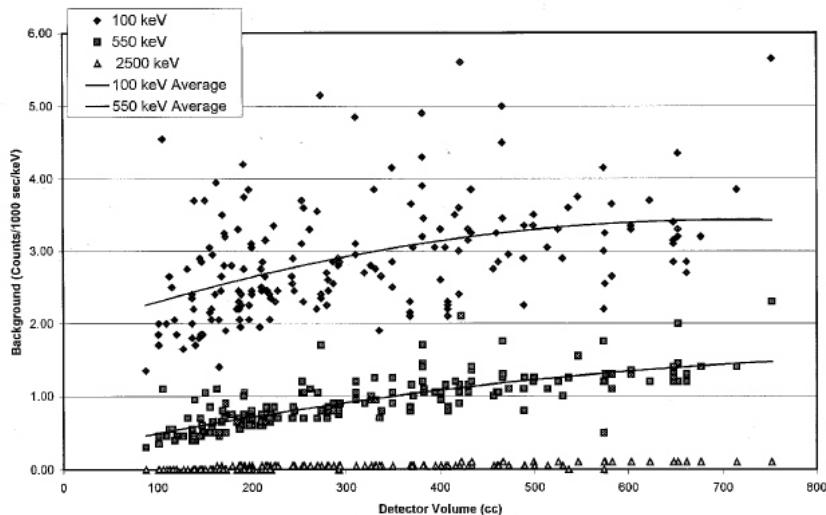
Type of ORTEC Detector	Geometry	Window Thickness (μm)	Useful Energy Range	Material	Standard* Sizes	Standard* Energy Resolutions	Standard* Peak to Compton
GEM	Closed-End Coaxial	700	40 keV–10 MeV	P-type HPGe	10%–150% Efficiency	1.75–240 keV @1.33 MeV	37:1–90:1
PROFILE GEM	Closed-End Coaxial	700	40 keV–10 MeV	P-type HPGe	59–90 mm Diameter 20%–175% Nominal Eff.	675–1300 eV @122 keV 1.85–2.3 keV @1.33 MeV	40:1–90:1
PROFILE GEM-FX	Closed-End Coaxial	<15 (face) 700 (sides)	10 keV–3 MeV	P-type HPGe	58–85 mm Diameter 35%–55% Nominal Eff.	485–600 eV @14.4 keV 650–700 eV @122 keV 1.8–1.9 keV @1.33 MeV	35:1–55:1
PROFILE GEM-MX	Closed-End Coaxial	<15 (face) 700 (sides)	10 keV–10 MeV	P-type HPGe	59–94 mm Diameter 38%–175% Nominal Eff.	800–1280 eV @14.4 keV 900–1300 eV @122 keV 1.8–2.3 keV @1.33 MeV	62:1–90:1
GMX	Thin Window Coaxial	0.3 Ion Implanted	3 keV–10 MeV	N-type HPGe	10%–100% Efficiency	1.90–2.65 keV @1.33 MeV	38:1–64:1
GWL	Well	0.3 Ion Implanted	10 keV–10 MeV	P-type HPGe	Up to 400 cc Active Volume	2.10–2.30 keV @1.33 MeV 1.20–1.40 keV @122 keV	
GLP	Planar	0.3 Ion Implanted	3 keV–300 keV	P-type HPGe	6–36 mm Diameter	165–385 eV @5.9 keV 480–595 eV @122 keV	
LO-AX	Short Thin-Window Coaxial	0.3 Ion Implanted	3 keV–1 MeV	N-type HPGe	36–70 mm Diameter	300–495 eV @5.9 keV 585–720 eV @122 keV	
SLP	Planar	0.1	1 keV–30 keV	Lithium Drifted Silicon	4–16 mm Diameter	160–250 eV @5.9 keV	
IGLET	Special	0.1	3 keV–>60 keV	P-type HPGe	6–16 mm Diameter	135–160 eV @5.9 keV	
IGLET-X	Special	<0.1	<1 keV–>60 keV	P-type HPGe	6–16 mm Diameter	135–160 eV @5.9 keV	

Tabela 3. 1. Glavne karakteristike HPGe detektora

Raznolikost tipova detektora praktično je utvrđena od strane samog proizvođača. U empirijskoj analizi ORTEC detektora u identičnim fonskim uslovima koji podrazumevaju upotrebu glavnog pasivnog štita od niskoaktivnog olova debljine 15 cm koji je sa unutrašnje strane prema detektoru obložen elektrolitički čistim bakrom debljine 5 cm, izvršena je serija fonskih merenja testiranjem svakog novoproizvedenog detektora. Svaki detektor, radiaciono čistog kriostata, je zajedno sa opisanom zaštitom postavljan na postolje od dodatnih 10 cm olova. Slike 3. 16. i 3. 17. ilustruju disperziju tih merenja sa 400 detektora u identičnim niskofonskim uslovima, za net integral poznate linije iz Tl-208 (2614.5 keV) i net integrale 3 definisana kontinuuma, respektivno. Sa slike 3. 16 je očigledno da fonski odbroj raste od 0.5 do 2.5 cpks za raspon veličine detektora od 100 do oko 800 cm³ što pokazuje jaku zavisnost efikasnosti detekcije gama zračenja velikih energija od veličine detektora. Slično se odziv detektora manifestuje i za ostale energije gama zračenja (linije u fonskom spektru) odnosno RA izvora.



Slika 3. 16. *Net integral fonske linije iz Tl-208 u funkciji zapremine kristala za oko 400 različitih germanijumskih detektora*

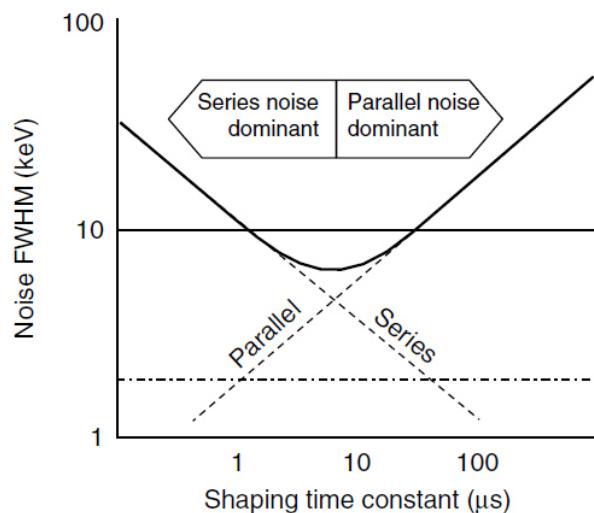


Slika 3. 17. *Net integral u 3 definisana kontinuuma fona u funkciji zapremine kristala za oko 400 različitih germanijumskih detektora*

Na osnovu istih merenja detaljnije prikazanih u funkciji debljine ili prečnika kristala, oblika kriostata i konfiguracije, debljine i vrste materijala ulaznog prozora i završne kape detektora moguće je unapred izabrati detektor koji najviše odgovara budućoj nameni. Veliko rasipanje fonskog odbroja za manje energije, slika 3. 17, upravo je posledica veće zavisnosti transparentnosti fotona manje energije od vrste i debljine ulaznog prozora i završne kape detektora.

3. 1. 5. Višekanalna MCA analiza

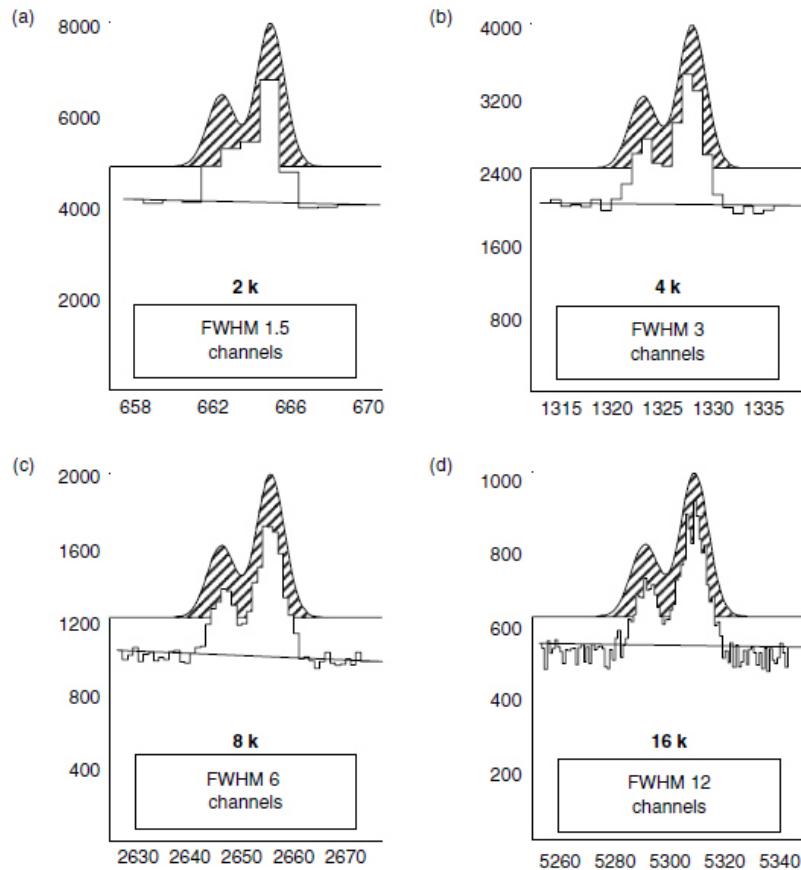
Nakon opisa glavnih karakteristika HPGe detektora, a pre svih njihove rezolucije, potpuna optimizacija merenja podrazumeva izbor odgovarajućih parametara višekanalne analize kojom se završava lanac elektronskih komponenti po šemi detektorskog sistema, slika 3. 1. Detalji rada predpojačivača i pojačivača značajni su u cilju što bolje reprezentacije izvornog naponskog signala iz detektora samim analizatorom. Ovom prilikom pomenućemo oblikovanje signala na izlazu iz pojačivača odgovarajućim izborom vremenske konstante (RC) koja najvernije čuva izvorno visoku rezoluciju odziva HPGe detektora. Kako je prikazano na slici 3. 5, elektronski šum značajno doprinosi rezoluciji detektora (sa oko 1 keV) i nezavisan je od energije gama zračenja, a dominantno potiče od kapacitivnosti predpojačivača i njegove veze sa detektorm. Oblikovanje signala u analognom sistemu postiže se izborom optimalne vremenske konstante na pojačivaču, slika 3. 18, kojim se minimizuje elektronski šum.



Slika 3. 18. Izbor optimalne vremenske konstante pojačivača

Sa jedne strane, da bi se postigao efekat potpune kolekcije nanelektrisanja i smanjio serijski šum, vremenska konstanta bi trebalo da je malo veća od 1 μ s (za veće detektore) pošto su poluprovodnički detektori spori u poređenju sa scintilatorima. Na drugoj strani paralelni šum čiji su glavni izvori struja curenja detektora i termalni šum (feedback) otpornika, smanjuju se izborom manje vremenske konstante. U praksi je optimalna vremenska konstanta za manje HPGe detektore između 2 i 4 μ s, a za veće je između 4 i 10 μ s. Poseban kompromis karakterističan je za merenje velikog rejta velikim detektorima kada je

praktično bolje smanjiti vremensku konstantu u cilju manjeg gubitka signala i manjeg mrtvog vremena po cenu neznatno lošije rezolucije. Pored optimalnog izbora vremenske konstante za pravilan rad analizatora bitan je izbor faktora pojačanja kojim treba da se postigne da maksimalni izlazni napon iz pojačivača odgovara naponskom domenu analizatora. Na izlazu iz pojačivača, a na ulazu u analizator je struja oblikovanih impulsa slučajno distribuiranih po amplitudi i vremenu. Kako energiju detektovanog gama zraka na ulazu u analizator reprezentuje amplituda signala iz pojačivača idealno bi bilo da signal za analizu postepeno raste do ravnog i dovoljno širokog vrha a onda naglo padne na nulu. Tada bi amplituda signala mogla precizno da se odredi i to je karakteristika nove generacije tzv. fleš ADC-a koji digitalno procesiraju signale od predpojačivača. Generalno, zadatak analizatora je da reprodukuje spektar inicijalnog gama zračenja mereći i brojeći te signale. Analogni sistemi za višekanalnu analizu MCA najpre vrše konverziju analognih signala sa pojačivača u digitalni zapis (ADC), smeštajući ih u memoriju i na kraju uz pomoć softvera vizuelno prikazuju na računaru. Od velikog značaja je pravilan izbor gejna (*engl. gain*) tj. broja kanala analizatora, koji varira od 1024 (1k) do 16384 (16k) kanala i koji je obrnuto srazmeran vremenu konverzije ADC-a.



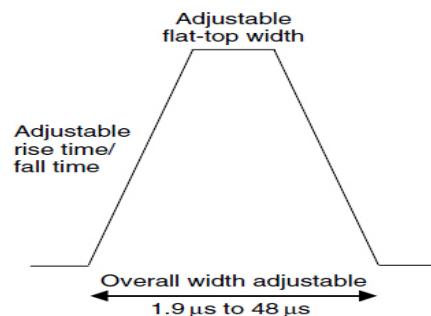
Slika 3. 19. Izbor optimalnog gejna na ADC-u

Slika 3.19, ilustruje reprezentaciju dva pika (dubleta) rezolucije 1.5 keV razdvojena za jednu rezoluciju (šrafirani pikovi), u 4 izabrana gejna od 2k do 16k.

Intenziteti linija su 2500 i 5000 odbroja, respektivno, na fonu (kontinuumu) od 4000 odbroja po keV. Za gejn od 2k pikovi se vizuelno ne razlikuju, (slika pod a), za razliku od gejna od 16k (slika pod d), ali je tada odbroj u svakom kanalu mali što doprinosi rasipanju odbroja (i pika i fona) i većoj statističkoj grešci.

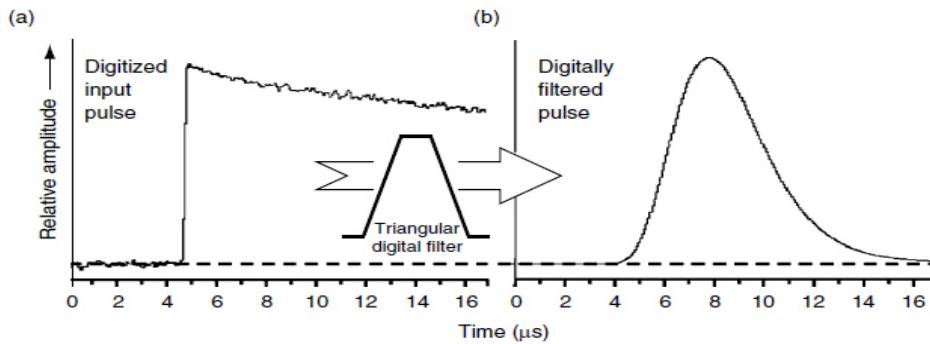
Statistički efekti posebno su značajni za niskofonska merenja i sadržaj su narednog poglavlja.

U praksi se najčešće bira da jedna širina FWHM prekriva 4 kanala što za realan slučaj rezolucije od 2 keV i opseg energija do 2 MeV daje neophodan gejn od 4k kanala. Analogni MCA sistemi novijeg datuma nude bar 8k kanala (Maestro, Ortec), a često i 16k, ali se pored kvantiteta digitalnim ADC sistemima najnovije generacije dobija i kvalitet. Prvi razlog tome je što digitalni ADC koji kao jedan NIM modul menja i pojačivač i analogni ADC jer digitalizuje signale (impulse) iz predpojačivača. Takva digitalizacija zahteva brze uređaje tzv. fast ADC module, a najbrži od njih, i već pomenuti, nose naziv fleš ADC. Oni minimalno obezbeđuju 14-bitnu rezoluciju koja odgovara gejnu od 16 k pri brzini uzorkovanja (*engl. sampling rate*) od 100 MHz što je ekvivalentno merenju amplitude jednog signala na svakih 100 ns. Logično, digitalni zapis svakog signala moguće je procesirati svim operacijama analognog pojačivača (pulse shaping, pole-zero, pile-up) digitalno u mnogo većem opsegu parametara od opcija dostupnih analognim pojačivačima. Za HPGe spektrometriju je karakteristično vreme porasta signala na izlazu iz predpojačivača između 0.5 i 1 μ s (što zavisi od veličine detektora), ali vreme opadanja signala može biti predugo do 200 μ s što u slučaju velikog rejta dovodi do nasedanja impulsa i mrtvog vremena. Brzi digitalni ADC moduli odgovarajućim oblikovanjem signala smanjuju ove efekte, pri čemu je najčešće i najvažnije pravilno izabrati širinu ravnog vrha (trapezoidnim oblikom signala) u cilju što preciznijeg određivanja energije, slika 3. 20.



Slika 3. 20. Izbor optimalnog oblika trapezoidnog signala digitalnim (fleš) ADC modulom

Da bi se amplituda signala (energija) precizno odredila potrebno je najpre precizno odrediti *baseline* pa se za snimanje svakog signala odvaja dovoljan broj kanala pre pojave signala. Tehnike filtriranja digitalizovanih signala su intuitivne ali se prilagođavaju svakoj konkretnoj eksperimentalnoj situaciji, koje sve za cilj imaju što precizniju reprezentaciju autentičnih signala. Na slici 3. 21. ilustrovan je postupak konverzije inicijalnog digitalizovanog signala sa predpojačivača primenom trapezoidnog filtera.



Slika 3. 21. *Filtriranje fleš ADC modulom signala sa predpojačivača trapezoidnim filterom*

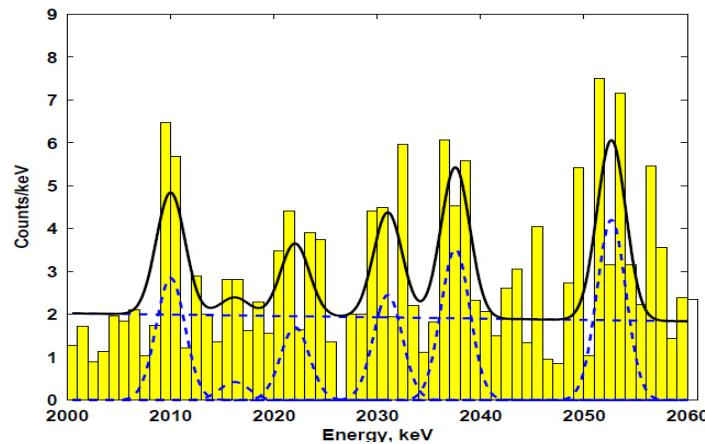
Glavne prednosti digitalnih u odnosu na analogue analizatore su:

1. Bolja temperaturska stabilnost pošto se digitalizacija signala vrši na samom izlazu iz predpojačivača
2. Veći protok signala zbog veće brzine digitalizacije i procesiranja signala
3. Poboljšana stabilnost rezolucije na većim rejtvima zbog preciznijeg određivanja energije na finije "skraćenim" signalima
4. Veća stabilnost pozicije pikova u spektru sa većim rejtom

Zanimljivo je pomenuti da je, posebno za (niskofonska) merenja sa malim rejtom, osim snimanja spektra kao u slučaju analognog analizatora, moguće snimati svaki pojedinačni impuls. Naknadne oflajn analize upotrebom sofisticiranih softvera otvaraju široko polje vremenske spektroskopije na mnogo jednostavniji način od analognih hardverskih sistema.

3. 2. Statistika niskofonskih merenja

Statistička interpretacija rezultata niskofonskih merenja je nerazdvojivi deo samih merenja, jer je priroda nuklearnih procesa stohastična, a rezultat je često na granici detekcije. Sve se komplikuje kada se rezultat očekuje iz dugotrajnog merenja samog fona, na mestu u spektru sa vrlo malo odbroja, slika 3. 22.



Slika 3. 22. *Rezultat merenja fona nakon 10 godina i "linija" na 2039 keV, [3R4]*

Slika 3. 22 ilustruje primer gde je teorijski očekivana linija na 2039 keV iz $0\nu\beta\beta$ raspada Ge-76, najpoznatijeg eksperimenta dvostrukog beta raspada HEIDELBERG-MOSCOW u podzemnoj laboratoriji Gran Sasso, u kome je potencijalni izvor (izotop Ge-76) istovremeno i detektor. Ukupan odbroj na 2039 keV je mali pa intenzitet "linije" (fitovanog gausijana) nije moguće jednostavno odrediti (a iz njega eksplicitno i masu elektronskog neutrina), već se samo postavlja gornja granica mase neutrina. Slična situacija u interpretaciji rezultata merenja dobija se i u praktičnim merenjima vrlo male koncentracije aktivnosti posebno u uslovima kada je analizirani pik nerazličiv od fluktuacija fona.

Ako zračenje potiče iz definisanog nuklearnog procesa i ako se u ansamblu jezgara u kome se procesi dešavaju uslovi ne menjaju, pa ponavljamo merenja tokom istog intervala vremena, odbroji neće uvek biti isti. Biće distribuirani po nekoj raspodeli verovatnoće pojavljivanja koja se manifestuje kao frekvencija njihovog pojavljivanja. Ta raspodela imaće neku srednju vrednost, a njena disperzija (srednje kvadratno odstupanje) biće uvek jednaka srednjoj vrednosti što znači da je dovoljno meriti samo jednom i rezultat proglašiti za procenu srednje vrednosti i disperzije, [3R5]. Strogo govoreći ta raspodela je binomna jer se podrazumeva da imamo diskretan skup (broj jezgara) i dve mogućnosti da se za određeno vreme jezgro raspadne (pri tom emitujući zračenje koje se potencijalno detektuje) ili ne raspadne. Verovatnoća (p) da se detektuje odbroj od jednog raspada za vreme t je srazmerna proizvodu verovatnoće da se jezgro raspadne (izraz u zagradi), verovatnoći emisije zračenja F (na strani 41 ista veličina je obeležena sa p_γ) i efikasnosti detekcije ϵ i ona, verovatnoća (p) je slučajna veličina:

$$p = \left(1 - e^{-\lambda \cdot t}\right) \cdot F \cdot \epsilon \quad (3.2)$$

Ako izvor zračenja inicijalno sadrži n atoma datog radionuklida, tada broj detektovanih odbroja N ima binomnu raspodelu sa parametrima n i p :

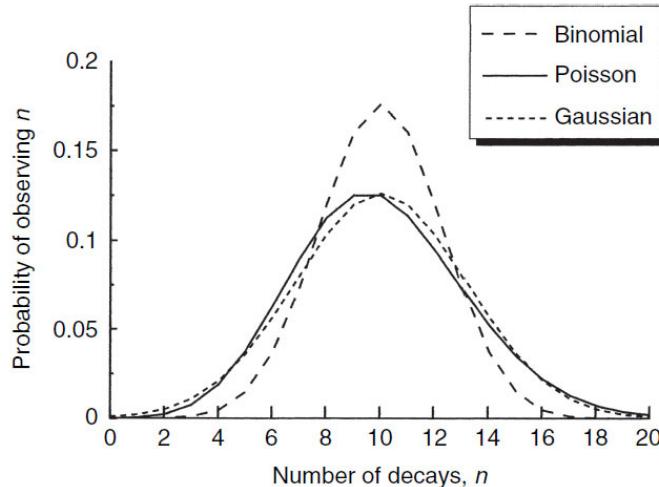
$$P(N) = \frac{n!}{(n-N)! N!} p^N (1-p)^{n-N} \quad (3.3)$$

gde je $P(N)$ verovatnoća raspada N jezgara za vreme t . Verovatnoća p je najčešće mnogo manja od jedinice i poslednji član u zagradi (3.3) se može aproksimirati jedinicom što implicira aproksimaciju binomne raspodele jednoparametarskom Poasonovom, (3.4), čija je srednja vrednost $\mu = np$ jednaka disperziji:

$$P(N) = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \quad (3.4)$$

U slučaju kada se mere kratkoživeći radionuklidi (veliko λ) detektorom velike efikasnosti, aproksimacija (3.3) u (3.4) nije adekvatna jer tada Poasonova raspodela predviđa velike neodređenosti. S druge strane ni binomna ni Poasonova raspodela nisu odgovarajuće kada se jednom atomu pridružuje veći broj odbroja kao u slučaju kada se aktivnost roditelja određuje preko ukupne aktivnosti većeg broja kratkoživećih potomaka (primer radona i njegovih potomaka), [3R6]. Poasonova raspodela je karakteristična za niskofonska merenja, a ponekad se i ona može aproksimirati simetričnom Gausovom

raspodelom, kada je μ veće od 10 (na slici dole veličina μ je ukupan broj raspada predstavljen na X osi), slika 3. 23.



Slika 3. 23. Binomna, Poasonova i Gausova raspodela za $\mu = 10$

Posebno je zanimljivo da raspodela razlike dve veličine koje imaju Poasonovu raspodelu više nije Poasonova, dok se Gausova raspodela inicijalnih veličina prenosi i na njihovu razliku. Razlika dve poasonovske veličine je simetričnija od same Poasonove raspodele pa je aproksimacija Gausovom raspodelom opravdana i za manje srednje vrednosti μ . Normalna (Gausova) raspodela podrazumeva kontinualnu promenu slučajne promenljive x čija gusina raspodele ima oblik:

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (3.5)$$

koji se često transformiše smenom $z=(x-\mu)/\sigma$ u simetričnu distribuciju oblika zvona, za koju se srednja vrednost pomera na nulu, disperzija postaje jedinica, a odstupanje od srednje vrednosti se izražava u jedinicama standardne devijacije σ :

$$G(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{z^2}{2}} \quad (3.6)$$

Tačna vrednost slučajne veličine (promenljive) x nalazi se sa izvesnom verovatnoćom, koja se naziva nivo poverenja, u određenom intervalu oko eksperimentalno dobijene vrednosti. Granice tog intervala nazivaju se granice poverenja i za poznato σ one se određuju iz činjenice da promenljiva $z=(x-\mu) / \sigma$ ima normalnu raspodelu. Tada je:

$$\mu = x \pm z_{1-\alpha} \cdot \sigma \quad (3.7)$$

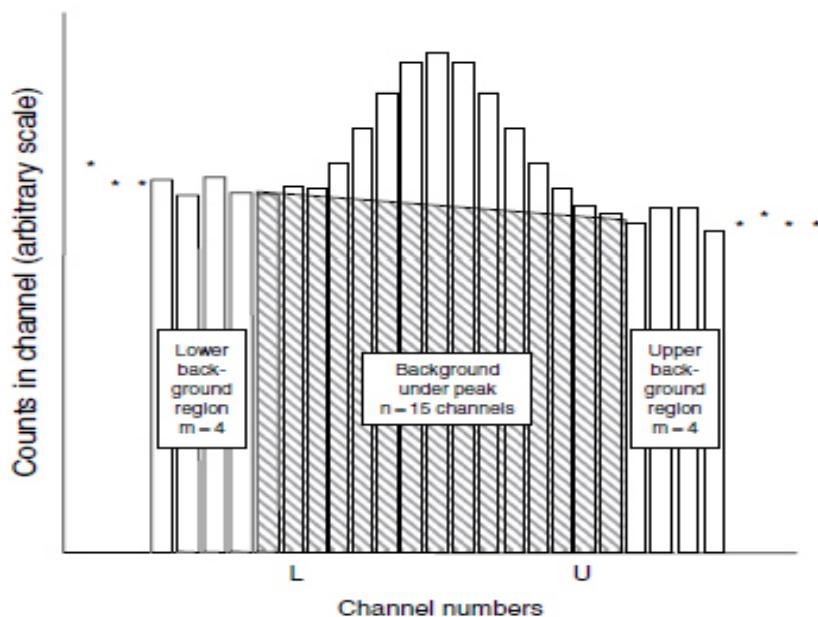
Pri čemu je verovatnoća $1-\alpha$ izabrani nivo poverenja (deo površine u površini celog gausijana koji je normiran na jedinicu) kome odgovara koeficijent $z_{1-\alpha}$ koji određuje granice te površine, tabela 3. 2.

$1-\alpha (\%)$	68.3	90	95	95.5	99.7
$Z_{1-\alpha}$	1	1.645	1.96	2	3

Tabela 3. 2. Veza koeficijenata iz (3.7) za Gausjan

Strogo govoreći interval u kome se nalazi srednja vrednost za slučaj malog broja merenja veći je od intervala datog normalnom raspodelom, pa je zavisnost od broja merenja izražena raspodelom koja nije gausovska već Studentova t raspodela¹, [3R6].

Vraćajući priču na spekture gama zračenja u HPGe spektroskopiji lako se mogu identifikovati statističke veličine net integrala koji se za analizirani pik dobija iz razlike ukupne površine (gros) pika i fona, slika 3. 24.



Slika 3. 24. Primer određivanja površine pika i fona

Konačni rezultat (najčešće specifična aktivnost izvora) ima ukupnu statističku neodređenost koja propagira sa kvadratima svih neodređenosti veličina i parametara koji ulaze u kalkulaciju, relacija 3.2. Uzroci neodređenosti su površina (net integral) karakteristične linije merenog izotopa, masa uzorka, način pripreme uzorka (homogenost), efikasnost detekcije u koju su uključene neodređenosti geometrije, kalibracione aktivnosti. Iako mala i neodređenost poznavanja parametara verovatnoće emisije gama zraka (F u relaciji 3.2) i vreme poluraspada u principu doprinosi ukupnoj neodređenosti. Neodređenost površine izmerenog pika najznačajnija je, posebno u situaciji njegovog malog intenziteta. Iako se površina pika, slika 3. 24, izvorno dobija kao suma odbroja u svakom kanalu u

¹ Važna osobina Studentove raspodele je da za veći broj stepeni slobode može da se aproksimira standardnom normalnom raspodelom. Zato se ona često koristi kao test hipoteze da srednja vrednost eksperimentalno dobijenih podataka odgovara srednjoj vrednosti normalne raspodele. Studentova t raspodela sadrži drugu važnu raspodelu, Pirsonovu χ^2 raspodelu koja se koristi kao test slučajnosti raspodele dobijenih eksperimentalnih podataka.

širini pika (sumiranje kanal po kanal), oblik pika koji je približno Gausijan posledica je statističke prirode procesa, a širina pika je proporcionalna rezoluciji detektora. Za standardnu devijaciju Gausijana σ i FWHM detektora postoji veza:

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma = 2.35 \cdot \sigma \quad (3.8)$$

Najjednostavniji ali i najčešći realni slučaj za dovoljno intenzivne pikove podrazumeva veliki gros integral (sumu) i mali fon. Tada je pik na kontinualnom fonu koji je posledica Komptonovog rasejanja fotona viših energija, i takav fon se dobro aproksimira površinom trapeza. Uкупnoj neodređenosti net površine ravноправно doprinose gros integral i fon (suma varijansi) pa je neodređenost fona moguće smanjiti njegovim određivanjem iz većeg broja kanala od širine samog pika, slika 3. 24. Zbog visoke rezolucije HPGe detektora opravdano se očekuje da linije retko interferiraju, što ipak najviše zavisi od konkretnog spektra za koji se prilagođava širina fonskog trapeza, ali se fon uvek fituje pravom. Situacija se komplikuje ako je pozicija pika na nelinearnom delu fona (npr. na vrhu Komptonove ivice od fotona veće energije), što je u praksi redak slučaj, pa je tada fon potrebno fitovati polinomom višeg reda (Quittnerov metod), [3R1].

Situacija koja je česta u praksi kada se mere uzorci iz životne sredine (skraćeno NORM - *engl.* Naturally Occurring Radioactive Materials), ima fon koji nije samo kontinuum za svaki mereni pik. Ista linija koju merimo u uzorku sadržana je i u fonu i često sa intenzitetom međusobno uporedivim pa je interpretacija rezultata merenja delikatna. Logično je da u ukupnu neodređenost specifične aktivnosti ulazi i neodređenost fonskog pika, ali se kod pojedinih komercijalnih softverskih paketa za analizu spektara ona ne uračunava! (npr. GamaVision proizvod Orteca, najvećeg svetskog proizvođača HPGe detektora). Takođe, mereni uzorak može sadržati veći broj radionuklida (NORM) pa interpretacija rezultata rutinskih merenja uzorka i fona nije trivijalna bar iz dva razloga. U većini spektara, kontinuum ispod pika potiče od samog izvora (komptonovskog rasejanja fotona viših energija radionuklida iz izvora) pa je u merenju fona (bez izvora) kontinuum manji za deo koji potiče od kontinuma iz izvora. Sa druge strane, voluminozni uzorci (NORM merenja) zaklanjavaju izvore fona iz okoline, što je posebno izraženo u Marineli geometriji, pa je fon okoline u merenju sa izvorom realno manji nego što je izmereni fon bez izvora. Sve ove detalje eksperimentalne prakse moramo uračunati u konačni proračun neodređenosti fona koji očigledno ima veliki značaj u interpretaciji konačnog rezultata merenja. Detaljno upoznavanje sa komponentama fona sadržaj su narednih glava. Najpre ćemo pažnju posvetiti optimizaciji uslova merenja koja je od važnosti za određivanje površine pikova i fona sa minimalnom greškom.

3. 2. 1. Optimizacija veličine spektra

Kako je već navedeno, kontinualni fon ispod pika u najvećem broju slučajeva može se aproksimirati pravom, pa je za slučaj kada je širina pika n

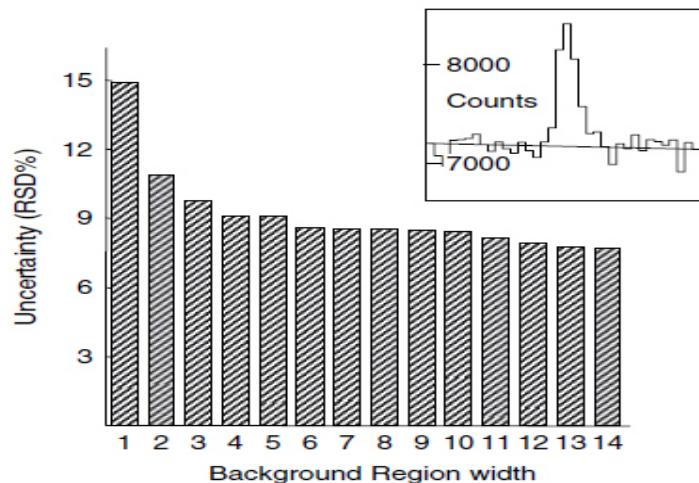
kanala, a širina fona $n+2m$ kanala², rezultujuća varijansa (kvadrat standardne devijacije - neodređenosti) za gros integral jednaka:

$$\text{var}(A) = \sum_{i=L}^U C_i + n^2 \left(\sum_{i=L-m}^{L-1} C_i + \sum_{i=U+1}^{U+m} C_i \right) / 4m^2 \quad (3.9)$$

Prethodna relacija sledi iz propagacije neodređenosti po kvadratima, gde je gros integral (koji je zbir net integrala i fona) ovde obeležen sa A, a na slici 3. 24 ilustrovan je primerom za $n=15$ i $m=4$. Širina pika određena je donjom i gornjom granicom kanalima obeleženim sa L i U, respektivno, dok je odbroj obeležen sa C. Iz relacije 3.9 sledi da je standardna devijacija zavisna od izabrane širine pika i fona preko n i m:

$$\sigma_A = \sqrt{A + B \left(1 + \frac{n}{2m} \right)} \quad (3.10)$$

Linearni kontinualni fon preciznije će biti određen za dovoljno veliko m, ali je u realnim merenjima ograničen prisustvom susednih pikova ili kontinuuma koji narušavaju linearnost. Neodređenost procene površine pika opada kako širina fona (m) raste, ali nakon 8 ili 9 kanala dalje proširivanje je nesvrishodno čak i kada u blizini nema drugih pikova.

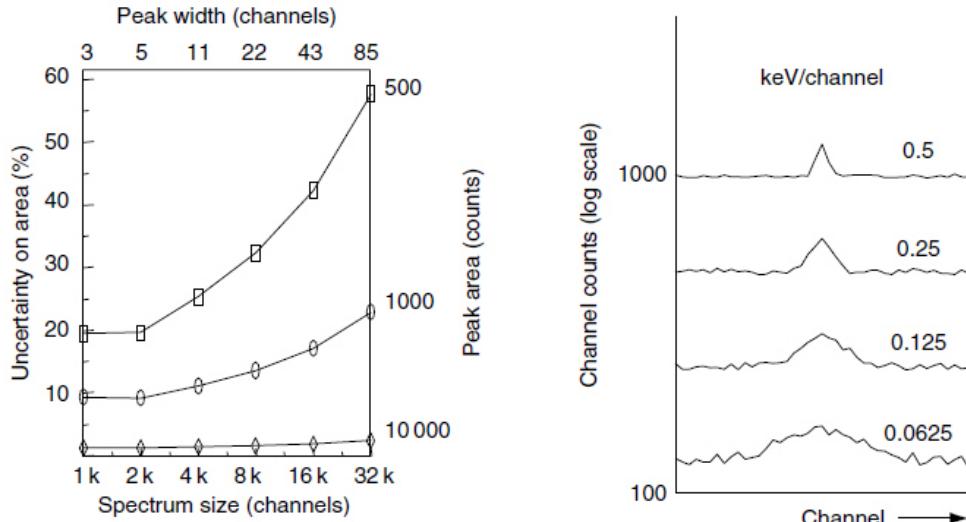


Slika 3. 25. *Varijacija neodređenosti površine pika (gore desno) od širine fona*

Slika 3. 25 ilustruje tu promenu za pik u gornjem desnom uglu, pri čemu je neodređenost površine pika (na y osi) izražena u procentima relativne standardne devijacije. Jasno je da za dobro definisan pik sa velikim odbrojem neodređenost odbroja fona ne igra značajnu ulogu pa nije potrebno uzimati širi interval za fon od širine samog pika, ali je kod niskofonskih merenja (NORM merenja) intenzitet pikova uporediv sa fonom. Tada poseban značaj ima izabrani gejn, odnosno veličina spektra, o čemu je već bilo reči u poglavljju 3. 1. 5. Argument da se u

² Ne postoji objektivni razlog zašto bi proširenje pikaa radi preciznijeg određivanja fona moralio biti simetrično, tj. zašto širina nije m_1+n+m_2 , za m_1 i m_2 različito, ali je za ovu priliku analiza jednostavnija.

HPGe spektrometriji iskoristi maksimalan gejn koji pruža analizator opravdan je jer ističe visoku rezoluciju detektora i pojednostavljuje analizu, ali za male pikove to nije prednost. Za konstantan intenzitet linije, pik se za veliki gejn proširuje u većem broju kanala pri čemu se odbroji u svakom kanalu proporcionalno smanjuju. Velika širina pika implicira veliku širinu kontinuma fona ispod pika što za posledicu ima veću fluktuaciju odbroja u fonu. Slika 3. 26 levo ilustruje opisani problem za slučaj pika na energiji 1332.5 keV, rezolucije 1.8 keV, za površine od 500, 1000 i 10000 odbroja na kontinualnom fonu od 1000 odbroja po keV.



Slika 3. 26. Rast neodređenosti površine pika sa povećanjem veličine spektra (levo), proširivanje pika i povećanje fluktuacija fona sa povećanjem gejna (desno)

Očekivano, najveća greška se dobija za mali intenzitet na većem fonu (500 na 1000) i za maksimalni gejn, a koja dostiže skoro 60%. Izgledi takvih pikova sa izraženim fluktuacijama fona prikazani su na istoj slici desno, pri čemu je opisani slučaj (na dnu desne slike) ekvivalentan izgledu pika merenog NaI scintilatorom (uporediti sa slikom 3. 3). Imajući u vidu da realna širina (FWHM) pika raste sa energijom može se zaključiti da se za uže pikove na malim energijama optimalna širina (odbroja po keV) može postići ili većim stepenom pojačanja pojačivača ili većim gejnom analizatora, dok je za (šire) pikove na većim energijama situacija obrnuta. Optimalan gejn je ili 4k ili 8k, što se potvrđuje u praksi.

Za optimalno izabrana pojačanja (gejna) i pojačivača i analizatora, kao i za optimalno izabranu širinu fona, pitanje interpretacije intenziteta malih pikova na fonu (kontinualnom ili sa pikom) ostaje otvoreno. Statistički definisane veličine pre svih kritični nivo, gornja granica detekcije, granica detekcije ili minimalna detektibilna aktivnost pomažu nam u tome.

3. 2. 2. Statističke granice detekcije

Prvi značajni radovi o principima odlučivanja o detektibilnosti pri merenju radioaktivnosti publikovani su 60-tih godina prošlog veka. Najčešće citirani rad, [3R7], postavio je temelje problematici ali je tokom vremena bilo prisutno mnogo

neusklađenosti u brojnim kriterijumima, terminologiji i formulacijama. U poslednje vreme napredak je postignut zvaničnom standardizacijom, [3R8].

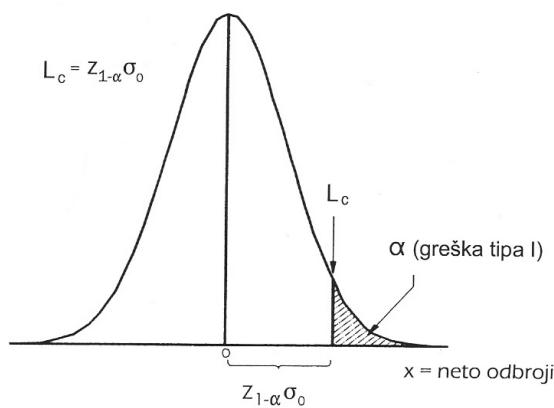
Da bi se rezultat merenja (specifična aktivnost merenog radionuklida iz uzorka) citirao na izabranom nivou poverenja, relacija 3. 7, najpre moramo biti sigurni da je izmereni pik zaista detektovan. Tu sigurnost definišu statistički kriterijumi ponajviše kritični nivo L_C i granica detekcije L_D .

a) Kritični nivo L_C

Procena da li je određena izmerena spektralna linija (pik) realna ili statistički beznačajna (utopljena u fon) vrši se upoređivanjem izmerenih net odbroja u oblasti pika sa prethodno izračunatim kritičnim nivoom L_C . Određivanje granice odluke o prisustvu analizirane vrste radionuklida podrazumeva testiranje statističkih hipoteza. Prva hipoteza je polazna, i naziva se "nulta hipoteza" H_0 , koja tvrdi: "nema analiziranog radioaktivnog materijala u merenom uzorku", a druga je "alternativna hipoteza" H_1 koja tvrdi obrnuto: "u uzorku je prisutan ispitivani radioaktivni materijal". Nulta hipoteza se odbacuje kada je (neto) integral (ili brzina neto odbroja) veći od kritične vrednosti broja odbroja L_C , a koji se naziva kritični nivo, ali ima i druge nazive: minimalno značajna aktivnost, nivo lažnog alarma ili prag odluke. Izračunavanje kritičnog nivoa zahteva izbor nivoa značajnosti³ za primjenjeni statistički test, i to je verovatnoća (α) da će nulta hipoteza biti odbačena u situaciji kada je ona u stvari tačna ("lažno pozitivna detekcija" ili "greška tipa I"). Ako standardnu devijaciju neto signala pod nultom hipotezom obeležimo sa σ_0 , kritični nivo L_C je prikazan relacijom:

$$L_C = z_{1-\alpha} \cdot \sigma_0 \quad (3.11)$$

i ilustrovan na slici 3. 27 za gausovski distribuiranu seriju ponovljenih merenja praznog uzorka - fona (srednja vrednost je nula).



Slika 3. 27. Kritični nivo L_C

Kritični nivo koristi se *a posteriori* odnosno nakon obavljenog merenja. Obično se za nivo značajnosti bira vrednost $\alpha=0,05$ (5%), a u praksi se koeficijent 1.96

³ Nivo poverenja je $1 - \alpha$, a nivo značajnosti je α

(tabela 3.2) zaokružuje na 2 što odgovara nivou poverenja od 95% ili (približno) 2 sigma. To znači da pri ispitivanju praznog uzorka postoji 5% verovatnoće da zaključimo da je radionuklid prisutan u uzorku iako ga realno nema, odnosno da smo 95% sigurni da odbroj nije statistički značajan.

Određivanje kritičnog nivoa u praksi nije trivijalno jer mi zapravo ne znamo kolika je tačno standardna devijacija neto signala pod nullom hipotezom, obeležena sa σ_0 , koja zapravo odgovara distribuciji fona.

Već smo najavili probleme merenja samog fona koje možemo nazvati interferencijama, jer sa jedne strane kontinuum ispod pika potiče i od samog izvora pa je u merenju fona kontinuum manji za deo koji potiče od kontinuma iz izvora. Sa druge strane, voluminozni uzorci zaklanjavaju izvore fona iz okoline pa je fon okoline u merenju sa izvorom realno manji nego što je izmereni fon bez izvora. Idealno bi bilo da se fon meri u identičnoj geometriji kao izvor i da iz blanka izvora izostaju samo fotoni koji doprinose analizirinom piku.

Statistički pristup izračunavanja kritičnog nivoa za prepostavljenu raspodelu odbroja uvodi niz aproksimacija u cilju dobijanja jednostavnijeg rešenja. Za normalnu raspodelu odbroja i nepoznato σ_0 koeficijenti $z_{1-\alpha}$ iz (3.11) dobijaju se iz opštije t raspodele. U slučaju male brzine brojanja primerenija poasonovska raspodela može se aproksimirati normalnom, kada je instrumentalni fon stabilan na nivou odbroja, ali se moraju uračunati interferencije, ne-Poasonove korekcije varijanse fona i statističke težine zbog razlike u vremenu merenja fona i uzorka, pa je formula za L_C i dalje komplikovana, [3R6]. Ako se procena tačne brzine odbroja fona vrši jedino na osnovu merenja fona, dobija se najčešće upotrebljavana formula za slučaj $\alpha=0,05$, poznata Kirijeva formula, u kojoj je B odbroj fona:

$$L_C = 2.33 \cdot \sqrt{B} \quad (3.12)$$

Za slučaj kada je B broj odbroja fona u oblasti pika, neodređenost zavisi i od broja kanala, relacija 3.10, pa je opštiji izraz:

$$L_C = 1.645 \cdot \sqrt{B \left[1 + \frac{n}{2m} \right]} \quad (3.13)$$

i ona se svodi na 3.12 za $n=2m$. Za velike vrednosti fona relacija 3. 13 predviđa dobre rezultate za L_C , ali za niže vrednosti fona ona može dati veliku verovatnoću greške tipa I koja premašuje izabrani nivo značajnosti. Bolje procene tačne brzine odbroja mogu se vršiti i na osnovu vrednosti standardne devijacije neto odbroja uzorka što je Nikolsonovo D_1 pravilo, ili Stejpltonove aproksimacije sa upotrebom opštije statistike. Tačan test na osnovu Poasonove statistike brojanja, Nikolson je izveo korišćenjem i ukupnog odbroja i odbroja fona (pri proceni tačnih odbroja fona) i za praktičnu upotrebu zahteva primenu softvera ili odgovarajućih tabela.

Ovom prilikom pomenućemo primenu Stejpltonove aproksimacije za mali odbroj uzorka i fona i uopšteno njihovo različito vreme merenja, koja između osam različitih jednačina za računanje kritičnog nivoa što je pokazano u referenci [3R9], najbliže opisuje situaciju malog odbroja. Kada je odbroj fona manji od 10 (ili 20), aproksimacija Gausovom raspodelom nije dovoljno dobra, slika 3. 25, pa

se za proračun kritičnog nivoa koristi izvorna Poasonova raspodela. Pokazuje se da se kritični nivo izražava relacijom:

$$L_C = Y_C - B \cdot \frac{t_B}{t_A} \quad (3.14)$$

gde je pored poznatih veličina, net integrala A i fona B, vreme njihovog merenja t_A i t_B , respektivno, i za izabrani nivo poverenja, a broj Y_C uzima vrednost najmanjeg broja n za koji je ispunjen uslov:

$$e^{-B \cdot t_A} \sum_{k=0}^n \frac{(B \cdot t_A)^k}{k!} \geq 1 - \alpha \quad (3.15)$$

Za uobičajen nivo poverenja od 2 sigma, tabela 3. 3 prikazuje veličine L_C i L_D ⁴ za izabranu mali iznos fona od 0.1 do 20.

Background (counts) ^a	L_C (counts)	L_D (counts)	Gross count		Confidence limit (counts)	
					Lower	Upper
0.1	2	3.0	0.0	0.0	0.025	
0.2	2	3.0	1.0	0.025	5.57	
0.4	3	6.3	2.0	0.242	7.22	
1.0	4	7.8	4.0	1.09	10.24	
2.0	6	10.5	10	4.80	18.39	
4.0	9	14.5	20	12.22	30.89	
10	16	23.0				
20	27	36.0				

Tabela 3. 3. L_C i L_D za mali fon

Tabela 3. 4. Granice Poasonovog intervala za mali odbroj

Tabela 3. 4. prikazuje nesimetrične granice intervala oko malog ukupnog (gros) odbroja koje su posledica nesimetričnosti same Poasonove raspodele za mali odbroj. Iz tabele sledi da se primer za gros odbroj od 4, rezultat interpretira tako da je prava vrednost u intervalu između 1.09 i 10.24 sa verovatnoćom od 95%.

Ovde je prilika da se objasni veza broja kanala i rezolucije HPGe detektora. Broj kanala u oblasti pika, n iz relacije 3. 10, zavisi od širine pika i može se izraziti preko poznate veličine FWHM, u vidu:

$$n = r \cdot FWHM \quad (3.16)$$

gde je r bezdimenzioni koeficijent proporcionalnosti kada je FWHM izražena u broju kanala, dok je intenzitet fona ispod pika B proizvod srednjeg fona po kanalu b i broja kanala n. Procena koeficijenta r vrši se minimiziranjem relativne neodređenosti, σ_A / A intenziteta neto odbroja date linije A, dok je sa σ_A obeležena standardna devijacija pika, što je kao i relacija 3. 9.

⁴ Granica detekcije L_D definiše se u narednom poglavljiju.

Iako šira oblast integracije fona, veće m, umanjuje relativnu standardnu devijaciju, tipični kompromisni izbor je n=2m. Pretpostavljajući Gausov oblik linije, u aproksimaciji nultog fona ($P/B \sim \infty$), minimum relativne neodređenosti dobija se ako oblast integracije pika ima širinu veću od dvostrukе vrednosti FWHM tog pika tj. za $r > 2$. Obrnuto, za veliki fon i malu liniju, ($P/B \sim 0$), za r se dobija vrednost 1.17.

Za nivo poverenja od 95% ($\alpha=0.05$), koeficijent $z_{1-\alpha}$ je 1.645 (vidi relaciju 3.12 na prethodnoj strani), pa se za r dobija mala vrednost 1.25, [3R10], što je u praksi svega 4 ili 5 kanala zavisno od energije. Tako uska oblast proizvodi da je rezultat integracije veoma osetljiv na odstupanje centra oblasti integracije od centrioida pika, posebno u blizini granica integracije.

U referenci [3R11], istaknuto je da limitirajuća vrednost neto odbroja pika zavisi od odnosa relativne neodređenosti neto odbroja pika i koeficijenta $z_{1-\alpha}$, koji odgovara izabranom nivou poverenja. Ako se sa p označi ovaj odnos, tada se za $n=m$, intenzitet pika može izraziti kao:

$$P = \frac{1}{2p^2} \left(1 + \sqrt{1 + 8p^2 B} \right) \quad (3.17)$$

a u slučaju da je za relativnu grešku odabrana vrednost 100% (na nivou poverenja 99.7% ili 3 sigma), za graničnu vrednost neto odbroja se dobija:

$$P = \frac{9}{2} + \sqrt{\frac{81}{4} + 18B} = \frac{9}{2} + \sqrt{\frac{81}{4} + 18nb} \quad (3.18)$$

a isti se rezultat dobija ako je relativna greška 33% (na nivou poverenja 1 sigma) koja predstavlja uobičajen izbor pri proračunu limita intenziteta spektralne linije. Na nivou poverenja 3 sigma odgovarajuća širina oblasti integracije pika biće 2.55 puta FWHM, i ovu vrednost treba zaokružiti na prvi veći ceo broj, [3R11]:

$$n = \lceil 2.55 \cdot FWHM + 0.99 \rceil \quad (3.19)$$

b) Gornja granica detekcije L_U

Ako se nakon merenja, a posteriori, pokazalo da je net integral analiziranog radionuklida manji od kritičnog nivoa L_C možemo proceniti gornju granicu specifične aktivnosti od koje je analizirana vrednost manja. U principu, za dovoljno veliki broj ponavljanja merenja istog uzorka za koji je utvrđeno da statistički nije detektovan ($A < L_C$), dobija se distribucija odbroja (površina pika) sa standardnom devijacijom σ_A (relacija 3. 9). Gornja granica detekcije L_U izračunava se za svaki uzorak, za koji važi ($A < L_C$), i definiše se kao:

$$L_U = A + z_{1-\alpha} \cdot \sigma_A \quad (3.20)$$

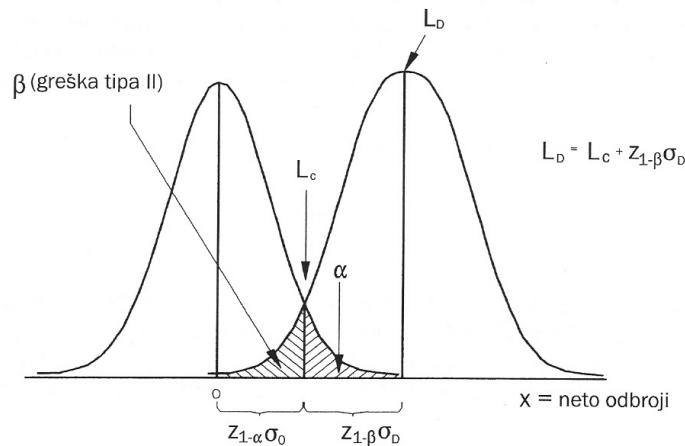
što se prevodi u operativniji oblik za uobičajeni nivo poverenja od 2 sigma:

$$L_U = A + 1.645 \sqrt{A + B \left[1 + \frac{n}{2m} \right]} \quad (3.21)$$

pa se rezultat merenja prikazuje statistički da je manji od izračunate granice L_U .

c) Granica detekcije L_D

Zahtevi za što preciznijim merenjima malih koncentracija aktivnosti, koji su karakteristični za niskofonske laboratorije, podrazumevaju *a priori* poznavanje mogućnosti detekcije određenim detektorom i procedurom merenja. Granica detekcije L_D definisana je kao tačna vrednost neto odbroja uzorka za koju izmereni broj neto odbroja premašuje kritični nivo L_C sa velikom verovatnoćom $1-\beta$. Oznaka β odnosi se na verovatnoću pogrešnog prihvatanja nulte hipoteze, u slučaju kada je treba odbaciti. Ovakvo zaključivanje da u uzorku nema radioaktivnosti iako je ona realno prisutna predstavlja grešku tipa II ili lažno negativnu detekciju. Uobičajena vrednost za β , kao i za α je 0.05. Slika 3. 28 prikazuje obe distribucije fona i net odbroja uzorka i smisao veličina L_C i L_D .



Slika 3. 28. Granica detekcije L_D

Kao sinonimi termina granica detekcije koriste se nazivi nivo detekcije, donja granica detekcije, minimalna detektibilna količina ili minimalna detektibilna koncentracija. Očigledno je da se nabrojane veličine dimenzionalno ne poklapaju i u suštini se razlikuju, pa ćemo se zadržati na interpretaciji veličine L_D koja se bazira na vrednosti odbroja (ili brzine odbroja).

Kada bi merenje uzorka ponavljali dovoljan broj puta dobili bi distribuciju net odbroja uzorka, kao na slici 3. 28 desno, sa standardnom devijacijom σ_D . Granica detekcije se definiše kao:

$$L_D = L_C + z_{1-\beta} \cdot \sigma_D \quad (3.22)$$

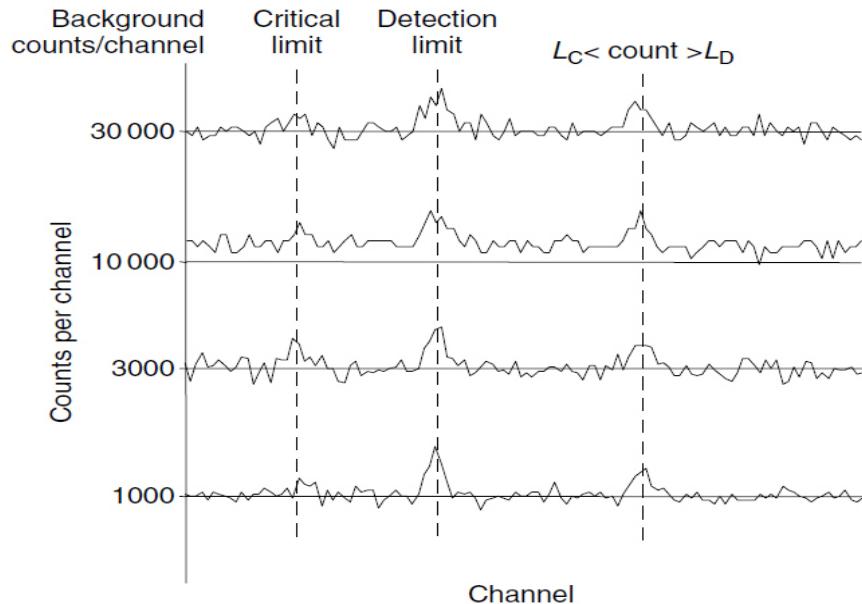
Izvođenjem formule za granicu detekcije, slično postupku za kritični nivo, može se početi od najopštijeg Nikolsonovog tačnog testa (na osnovu Poasonove statistike), ali ćemo ovde predstaviti najčešće upotrebljavaju relaciju:

$$L_D = 2.71 + 3.29 \sqrt{B \left[1 + \frac{n}{2m} \right]} \quad (3.23)$$

koja se za slučaj $n=2m$ redukuje na jednostavan oblik:

$$L_D = 2.71 + 4.65\sqrt{B} \quad (3.24)$$

Kao i za relacije 3.13 i 3.14 koje izražavaju L_C prepostavljen je da važi $\alpha = \beta = 0.05$. Relacija 3. 24 sugerira da (donju) granicu detekcije znamo merenjem samog fona što i predstavlja *a priori* karakteristiku mernog sistema i jasno ukazuje kojom "brzinom" se smanjuje sa nivoom fona. Sa slike 3. 28 uočavaju se 3 oblasti: kada je rezultat merenja uzorka manji od L_C zaključak bi bio da, (na odgovarajućem nivou poverenja, za izabranu statistiku koja najbolje opisuje proces) pik nismo detektivali, dok bi za slučaj da je rezultat veći od L_D zaključak bio da smo pik (radioaktivnost) detektivali. Realna situacija da je rezultat merenja između L_C i L_D ostavlja samo mogućnost detekcije ali sa manjom verovatnoćom od nivoa poverenja! Da je ta mogućnost realna ilustruje slika 3. 29. na kojoj su za različite vrednosti fona B izračunate veličine L_C (na slici levo) i L_D (u sredini) i prikazan slučaj "između" (desno). Prikazani "pikovi" čije su površine jednake L_C opravdano se mogu smatrati fluktuacijama fona, za razliku od pikova čija je površina L_D i koji su vizuelno jasniji za manje vrednosti fona. U slučaju "između" pikovi se vizuelno naslućuju, pa iako smo odlučili da ih statistički ne prepoznajemo, praktična odluka je obično na softverskoj analizi spektara.⁵



Slika 3. 29. Izged pikova čija je net površina na granici detekcije

⁵ U zavisnosti od konkretnog softverskog paketa moguće se u većoj ili manjoj meri promene statističkih detalja analize.

d) Minimalna detektibilna aktivnost MDA

Kako se u praksi primenjene gama spektrometrije mere (male) aktivnosti radionuklida postoji intuitivno očekivanje da je prava *a priori* karakteristika mernog sistema zapravo minimalna aktivnost koja se može pouzdano izmeriti. Oko pravilnog tumačenja i korišćenja koncepta minimalne merljive aktivnosti postoje još velika neslaganja, gde se sa jedne strane zastupa stav da je MDA nezavisna od konkretnog uzorka i da predstavlja nominalnu sposobnost detekcije određenim procesom merenja. Sa druge, postoji stanovište da je samim uzorkom specificirana korisna informacija o procesu merenja, ne samo u teoriji već i u praksi (kada je npr. potrebno odlučiti da li treba ponoviti analizu sa dužim vremenom merenja). Ako usvojimo prvi pristup, MDA se može prikazati kao:

$$MDA = \frac{L_D}{m \cdot t \cdot \varepsilon \cdot p_\gamma} \quad (3.25)$$

gde se uzorak mase m (ili zapremine) meri za vreme t , detektorom apsolutne efikasnosti ε za energiju gama zračenja verovatnoće emisije p_γ za koji se rezultat merenja površine karakterističnog pika izražava preko L_D i relacije 3. 24. U zavisnosti od vrste uzorka, dimenzije veličine MDA su u Bq po kg ili Bq po m^3 .

Analogno za slučaj kada statistički nije detektovan pik može se prikazati gornja granična aktivnost A_U kada u relaciji 3. 25 umesto L_D prikažemo L_U .

Imperativ minimizovanja MDA povezan je sa kvalitativnom analizom značaja doprinosa njenih činilaca koji su međusobno isprepletani. Može se npr. analizirati kako se sa veličinom detektora (efikasnošću) menja MDA imajući u vidu promene fona detektora (skrivenog iza L_D), ali je pri tom od posebnog značaja sama kompozicija fona.

4. FON GERMANIJUMSKIH DETEKTORA GAMA ZRAČENJA

Fon gama zračenja koji je HPGe detektorom meren na konkretnoj lokaciji-laboratoriji povezan je kako sa samom lokacijom (koja je određena sastavom zamljišta i građevinskih materijala), tako i sa neposrednom okolinom detektora (vrsta pasivne zaštite, ventilacija), ali ponajviše sa performansama samog detektora. Uz zavisnosti od konkretnih potreba merenja izbor tipa detektora je od najvećeg značaja pa je npr. za merenje malih energija X ili gama zračenja do 300 keV najbolje izabrati tanke planarne detektore, [4R1]. Ipak, najveći broj detektora u upotrebi ima dovoljno veliki kristal germanijuma u kome se apsorbuje ceo fonski spektar gama zračenja, a koji se proteže do oko 3 MeV. Prednost tankih detektora je u nižem fonu jer su transparentni za fotone viših energija pa je kontinualan fon koji potiče od Komptonovog rasejanja fotona viših energija, odnosno od kosmičkog zračenja, srazmerno niži. Sam detektor, njegova neposredna okolina ali i mereni uzorak su (potencijalni) izvori fona, ali istovremeno i apsorberi i rasejivači gama zračenja, koje iako po prirodi monoenergetsko u interakciji sa materijom (i detektorom) se u spektrima kompleksno identificuje. Generalno posmatrajući, bez obzira na poreklo, fonske spekture sačinjavaju vrhovi (pikovi) pune apsorpcije i kontinuum između njih pa je logična potreba da se usvoje pravila prikazivanja njihovih intenziteta. Standardizacija prikazivanja intenziteta karakterističnih fonskih linija i određenih intervala kontinuuma (sa ili bez fonskih linija) podrazumeva definisanje kako se izračunavaju intenziteti linija u fonskim spektrima i konkretni intervali kontinuuma, a jedan pokušaj standardizacije objavljen je u referenci [4R2].

Mereći u konkretnoj (niskofonskoj) laboratoriji u konstantnim fonskim uslovima rezultat merenja, najčešće izražen u odboru po kanalu u jedinici vremena, razlikovaće se za različite ADC konverzije faktore (ukupan broj kanala) i za različite faktore pojačanja (ukupan opseg energije). Takođe, rezultat net integrala (površine pod pikom) zavisi od kalkulacije te površine (kanal po kanal, softverski paket). Tako se definišu procedure izračunavanja net integrala pikova i kontinuuma:

$$A_{NP}(E) = \frac{1000}{T_l} \times \left[\sum_{i=j-1.5F(E)}^{j+1.5F(E)} C_i - \sum_{i=j-3.0F(E)-1}^{j-1.5F(E)-1} C_i - \sum_{i=j+1.5F(E)+1}^{j+3.0F(E)+1} C_i \right] \quad (4.1)$$

gde su: $A_{NP}(E)$ net integral (površina pod pikom bez fona) za energiju E, j je broj kanala u spektru koji odgovara energiji E, T_l je živo vreme (*engl. live time*) merenja u sekundama, $F(E)$ je rezolucija detektora (u kanalima) na energiji E, dok je C_i odbor u kanalu i .

Pik je širine 3 puta FWHM, kao i kontinuum od fona ispod pika. Za kontinuum (bilo koji deo spektra sa ili bez pikova) uzima se petostruka vrednost FWHM da bi se usrednjile varijacije. Konačan odbor se normira na vreme merenja od 1000 sekundi da bi očekivani rezultati za A i B bili u opsegu od 0.1 do 10. Za kontinuum je slično:

$$B(E) = \frac{1000}{T_L} \times \frac{G}{5 \times F(E) + 1} \times \sum_{i=j-2.5F(E)}^{j+2.5F(E)} C_i \quad (4.2)$$

gde su: $B(E)$ srednji fon po keV, za 1000 sekundi na energiji E, i G je konverzionalni faktor iz kanala u energiju izražen upravo u kanalima po keV.

Obe veličine A i B ne zavise od hardverske postavke pa je moguće upoređivati vrednosti za definisane veličine A i B koje su značajne za većinu primena. Najčešće se biraju kontinuumi na 100, 550 i 2500 keV, i karakteristični pikovi duž celog spektra, dok osnovnu informaciju najčešće predstavlja integralni odbroj fona od 40 keV do 2700 keV normiran na zapreminu (ili masu) upotrebljenog germanijumskog detektora. Opisana standardizacija potekla je od samih proizvođača germanijumskih detektora jer su jedino oni u prilici da testiranjem svakog novog detektora utvrde empirijske zavisnosti koje proističu iz dovoljno velikog broja merenja-detektora.

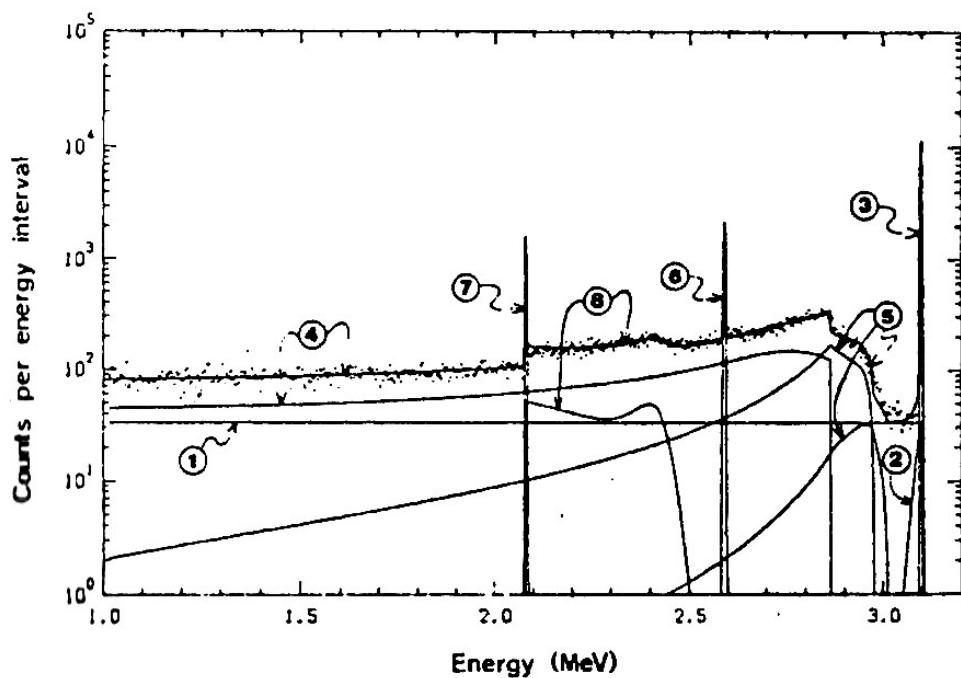
Gama spektrometrijska merenja su relativna merenja, jer se u situaciji kada se meri nepoznata aktivnost uzorka najpre vrši kalibracija detektora i određuje efikasnost detekcije kalibracionim izvorima. Idealno bi bilo da mereni uzorak i kalibracioni izvori imaju isti oblik, gustinu i hemijski sastav, da bi se pretpostavila jednak samoproporcija i atenuacija fotona unutar izvora, ali i da bi se pretpostavio isti fon tokom dva nezavisna merenja, jer se fon značajno perturbuje prisustvom samog izvora. Ovo je posebno izraženo kod merenja malih aktivnosti u kojima se, videli smo, niža granica detekcije postiže nižim fonom, a veća osetljivost merenja (koja je obrnuto proporcionalna minimalnoj detektibilnoj aktivnosti) zahteva što duže vreme merenja. Imperativ nižeg fona podrazumeva njegovu minimalnu vrednost konstantnu tokom vremena, jer se i sam fon (bez prisustva radioaktivnog uzorka) određuje iz relativnih merenja (ne postoji etalon fona). Da bi se delovalo na smanjenju fona potrebno je detaljno upoznati sve njegove komponente, identifikovati ih u merenim spektrima i proceniti njihov relativni značaj koji imaju za deo spektra od interesa i za svako konkretno merenje. Pošto je u eksperimentalnoj praksi često vrlo teško razdvojiti međusobno dejstvo pojedinačnih komponenti fona veliku pomoć pružaju MC simulacije koje verodostojno reprezentuju merenja.

4. 1. Komponente fona germanijumskih detektora

Kao što je već pomenuto (spektar) fon možemo podeliti na fon u linijama i fon u kontinuumu koji su međusobno povezani. U zavisnosti od apsolutne efikasnosti detekcije, koja uračunava i geometriju izvor (fona)-detektor, odnosno energije gama zračenja, odgovor detektora je pored vrha potpune apsorpcije i pridruženi kontinuum kao posledica Komptonovog rasejanja. Veličina detektora diktira njihov relativan odnos, (P/C karakteristika). Fon u linijama posebno je značajan za NORM merenja, dok je kontinualni fon (između linija) značajan za sva ostala merenja.

U zavisnosti od energije upadnih fotona vrhovi potpune apsorpcije mogu predstavljati samo mali deo ukupnog odbroja detektovanih fotona, ali je njihova

signatura u spektrima precizno određena. Visoka rezolucija HPGe detektora posreduje u preciznom određivanju centroida pikova pa se postupkom energetske kalibracije jednoznačno povezuje pozicija u spektru izražena u kanalima (centroid) sa poznatom energijom fotona iz kalibracionih izvora. Najveći broj upadnih fotona u opsegu energija većih od 150 keV komptonovski se rasejava na atomima germanijuma, a rasejni fotoni prateći ugaonu raspodelu doprinose kontinuumu u spektru. Odziv detektora na fotone srednjih energija u kojima se fotoni detektuju fotoefektom i komptonovskim rasejanjem po strukturi je "podskup" kompleksnije slike odziva za fotone visokih energija (iznad praga za kreaciju parova). Na slici 3. 10b, kvalitativno je opisan odziv realnog detektora na fotone visokih energija. Kao ilustracija efekata koji doprinose detekciji gama zračenja poznate energije, poslužiće primer merenja sa tačkastim monoenergetskim izvorom S-37, koji emituje fotone energije 3101 keV, slika 4. 1. Na slici su prikazane spektralne komponente izračunate semiempirijskom metodom proračuna, [4R3].



Slika 4. 1. *Eksperimentalni spektar S-37 i izračunate spektralne komponente:*
 1-ravni kontinuum, 2-eksponencijalni rep vrha pune energije, 3-vrh pune energije (3101 keV), 4-kontinuum od jednostruko rasejanog Komptonovog elektrona,
 5-kontinuum od višestruko rasejanog Komptonovog elektrona,
 6-vrh jednostrukog izbegavanja (3101keV - 511keV), 7-vrh dvostrukog izbegavanja (3101keV - 1022keV), 8-kontinuum od rasejanog Komptonovog elektrona simultano detektovan sa vrhom jednostrukog izbegavanja

Fotoelektrični efekat u kristalu germanijuma proizvodi impuls koji odgovara punoj energiji fotona ako su ispunjena 3 uslova:

1) Uvek prisutni X zraci iz germanijuma, koji se emituju usled preuređenja elektronskog omotača nakon emisije fotoelektrona, moraju biti apsorbovani u kristalu. Pošto su energije ovih X zraka male (oko 10 keV) postoji velika verovatnoća da se apsorbuju fotoefektom. Kada je energija upadnih fotona mala (do 50 keV) inicijalni fotoefekat se najverovatnije dešava u blizini zidova kristala pa postoji mogućnost da X zraci napuste detektor. U tim retkim slučajevima kada izbegnu apsorpciju oni doprinose vrhovima izbegavanja X zraka na energijama za 10-tak keV nižim od vrha pune energije inicijalnih fotona, analogno situaciji kod kreacije parova.

2) Fotoelektroni moraju da izgube svu svoju energiju unutar aktivne zapremine kristala. Jedan deo elektrona se izgubi iz vrha potpune apsorpcije potpuno izbegavajući interakciju ili emitujući zakočno zračenje i doprinosi ravnom kontinuumu, komponenta 1 na slici 4. 1.

3) Efekti zamki i gubitaka u sakupljanju nanelektrisanja moraju biti zanemarljivo mali. Od karakteristika konkretnog detektora zavisi koji deo ovih gubitaka doprinosi eksponencijalnom niskoenergetskom repu vrha pune energije, komponenta 2 na slici 4. 1.

Čak i za fotone energija preko praga za kreaciju parova, kao za izvor S-37, najverovatniji proces interakcije fotona sa atomima germanijuma je komptonovsko rasejanje. To se jasno vidi sa slike iz odnosa površina komponente 4 i zbirne površine pikova 3, 6 i 7 koji su posledica kreacije parova. Sledeći ugaonu raspodelu rasejanih elektrona energija se raspodeljuje od nule do tzv. Komptonove ivice E_C definisane relacijom 4. 3, gde je E energija primarnog fotona, a m_e masa mirovanja elektrona.

$$E_C = \frac{E}{1 + \frac{m_e c^2}{2 E}} \quad (4.3)$$

Višestruko komptonovsko rasejanje dodatno komplikuje proračune u semiempirijskom pristupu pa se kao potpunije rešenje nameću mnogo kompleksnije MC simulacije.

Detekcija visokoenergetskog gama zračenja, kada su u spektrima prisutni i iskejpovi, ponekad je jednostavnija preko vrha dvostrukog izbegavanja koji se nalazi u oblasti nižih energija gde je efikasnost detekcije veća. Sa druge strane u oblasti vrha pune energije fon je niži pa konačan izbor zavisi od konkretne situacije.

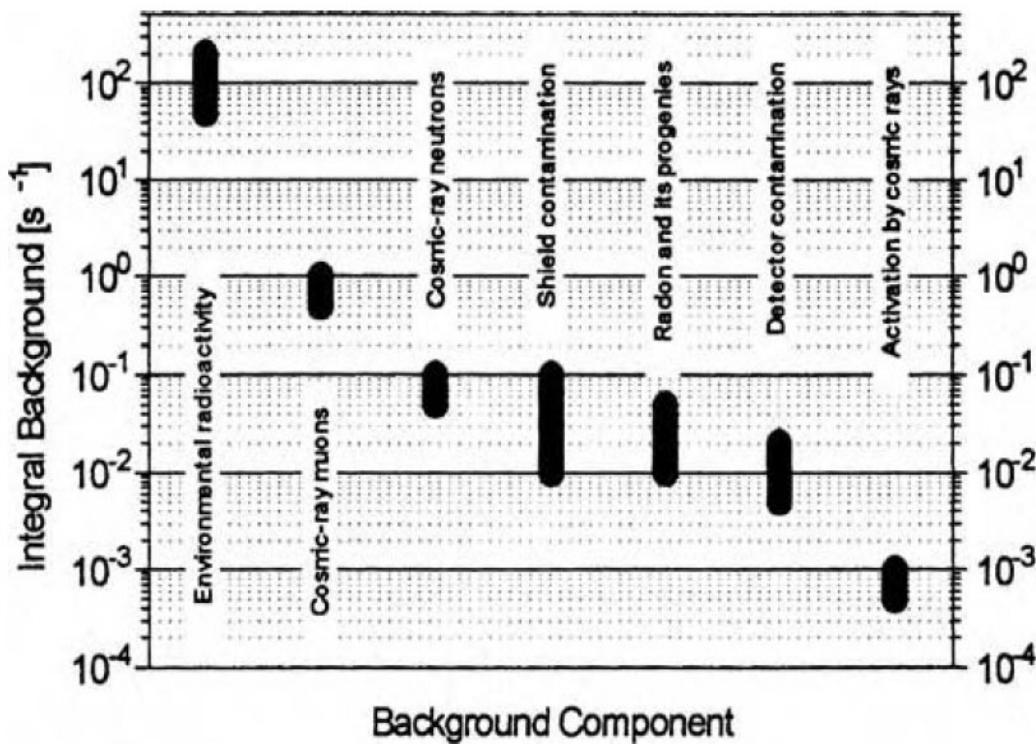
Prethodna analiza odziva detektora u principu je moguća za sve izvore zračenja pa i za izvore fonskog zračenja. Da bi simulacija fona bila potpuna potrebno je prepoznati sve komponente fona, poznavati inicijalne energije emitovanih fotona i geometriju izvor (fona) - detektor, a što nije nimalo trivijalno.

Iako je smisao definicije fonskog zračenja u odsustvu uzorka koji se meri, u literaturi se često sam uzorak smatra izvorom dodatne komponente fona. Sam uzorak čak i kada je izvor malih aktivnosti (NORM merenja) značajno perturbuje fon što će biti analizirano u poglavljju 4. 3.

Fon se deli i po poreklu na terestrijalni i kosmički koji na specifičan način generišu karakteristične linije i kontinuum u spektru, a posebno može biti zanimljiva podela na vremenski stalne i vremenski promenljive komponente.

Postojanje izvora fona različitog porekla nameće potrebu određivanja relativnog doprinosa pojedinačnih komponenti u cilju njihovog smanjivanja primenom odgovarajućih tehnika pasivne i aktivne zaštite. Pomenuti (relativni) doprinos je teško unificirati zbog raznolikosti lokacija laboratorija i upotrebe detektora različitih karakteristika. U poznatom udžbeniku nuklearne fizike, [4R4], navedeno je da je tipičan fon germanijumskih detektorova 30% poreklom od kosmičkog zračenja, 60% od radioaktivne kontaminacije pasivne zaštite i 10% od kontaminacije detektora i od nepoznatog izvora, dok je za detektor u dobroj pasivnoj zaštiti, [4R5], relativni doprinos podeljen na 10% od unutrašnje kontaminacije detektora, 40% od ambijentalnog zračenja, 10% od radona i 40% od kosmičkog zračenja.

Retki primeri u literaturi koji govore o tome samo dokazuju da jedino ima smisla prikazati u kojim okvirima svaka komponenta može da varira na bazi velikog broja merenja. Slika 4. 2, [2R16], ilustruje doprinos komponenti fona (po poreklu) normirano na 1 kg germanijumskog detektora u standardnoj olovnoj zaštiti i u dobro ventiliranoj prostoriji.

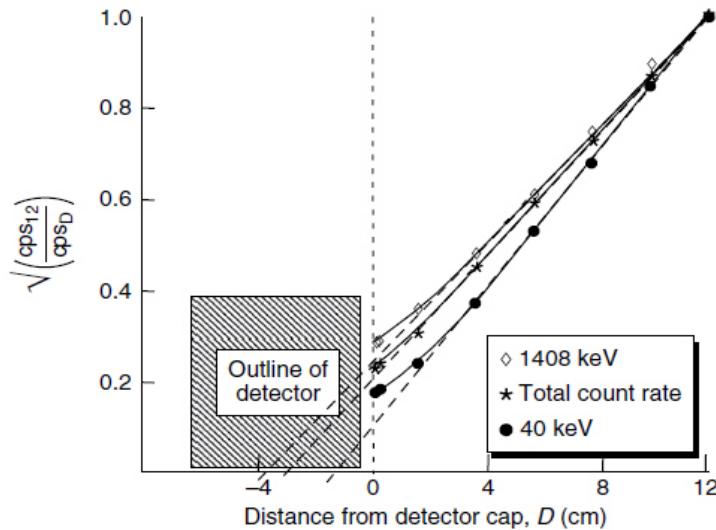


Slika 4. 2. Doprinos komponenti fona normirano na 1 kg germanijumskog detektora u standardnoj olovnoj zaštiti i u dobro ventiliranoj prostoriji

Pomenuto zemaljsko zračenje obuhvata RA kontaminaciju samog detektora, ambijentalno gama zračenje iz okoline i kontaminaciju same pasivne zaštite koja detektor štiti upravo od ambijentalnog gama zračenja. Ambijentalno gama zračenje se obično deli na zračenje iz zemljišta i stena ako je laboratorijska podzemna, odnosno samo tla ako je nadzemna, građevinskog materijala od koga je laboratorijska izgrađena, a posebno se tretira RA gas radon i njegovi potomci. Komponente kosmičkog zračenja doprinose fonu na specifičan način pa se posebno razmatraju.

Imajući u vidu da je brzina odbroja detektora R obrnuto proporcionalna kvadratu rastojanja d do izvora gama zračenja, $R \sim d^{-2}$, u realnom slučaju je rastojanje d zbir rastojanja do površine kape detektora D i rastojanja od površine kape do mesta interakcije unutar aktivne zapremine detektora, $d = D + d_0$. Ovo poslednje rastojanje (d_0) u sebi sadrži, najčešće poznat, konstantan član - debljinu ulaznog prozora i neaktivnu debljinu kape detektora (ovo posebno zavisi od pravca prostiranja gama zračenja ka detektoru), ali i nepoznato rastojanje do mesta interakcije. Dobija se da je $R^{-1/2} = kD + kd_0$, gde je k konstanta.

Slika 4. 3. prikazuje kako se $R^{-1/2}$ menja u funkciji rastojanja D do izvora za različite energije gama zračenja, iz RA izvora Eu-152, [3R1]. Rastojanje d_0 bi se moglo odrediti iz preseka "prave" sa x osom, ali kako se sa slike vidi ono nije konstantno. Fotoni manjih energija (40 keV) apsorbuju se (fotoefektom) u blizini površine detektora, dok fotoni većih energija (1408 keV) prodiru dublje. Jedan od uzroka empirijski utvrđene nelinearnosti je izostanak korekcije na realno sumiranje.



Slika 4. 3. Zavisnost odbroja detektora od rastojanja do izvora gama zračenja različitih energija

Poslednji rezultat naglašava da se i u slučaju fona najpre mora obratiti pažnja na RA izvore iz neposredne blizine aktivne zapremine detektora zbog najveće geometrijske efikasnosti detekcije. Rukovodeći se tom logikom komponente fona podelićemo na:

- A. Radioaktivna kontaminacija detektorskog sistema
- B. Ambijentalno zračenje
- C. Radionečistoće u pasivnoj zaštiti detektora
- D. Kosmičko zračenje
- E. Radon i potomci
- F. Električni šum

4. 2. Vremenski stalne komponente fona

Strogo govoreći intenziteti svih komponenti fona terestrijalnog porekla, po prirodi su radioaktivne i smanjuju se tokom vremena. U odnosu na realno vreme merenja komponente (A, B i C) su praktično konstantne tokom vremena zbog dugih vremena poluraspada izotopa koje ih čine, pa ih nazivamo vremenski stalnim komponentama. U zavisnosti od konkretne postavke merenja prisutna je nevremenska promenljivost stalnih komponenti što je sadržaj poglavlja 4. 3.

4. 2. 1. Radioaktivna kontaminacija detektorskog sistema

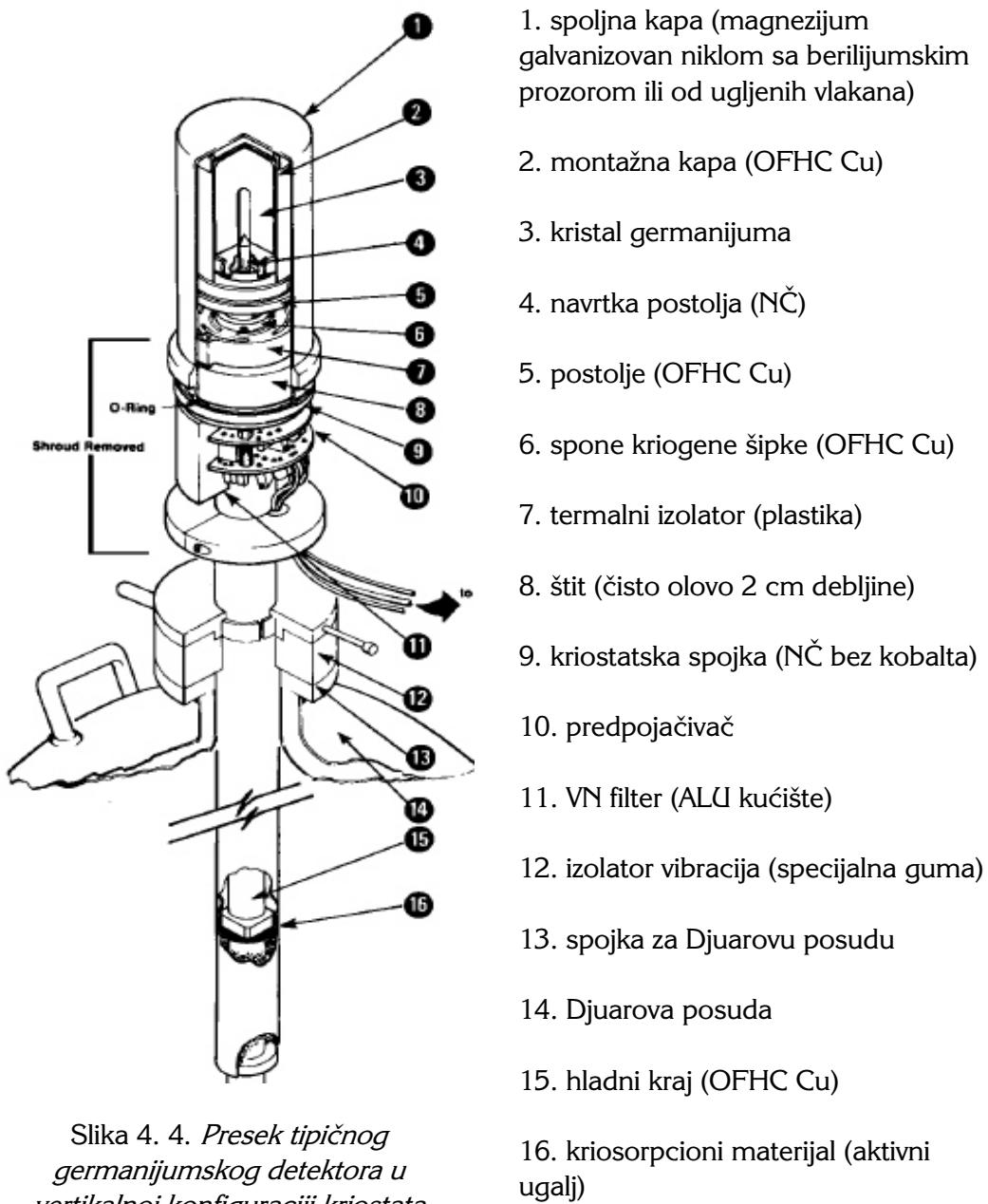
Niskofonska merenja zahtevaju radijaciono čisti detekcioni instrumentarium što nije uslov koji zadovoljava obična instrumentacija. Prisustvo primordijalnih radionuklida u svakoj vrsti ruda i sirovina od kojih se proizvodi potrebna instrumentacija, zahteva primenu brojnih i kompleksnih procesa kojima se smanjuje nivo kontaminacije. Osnovno je pravilo da konstrukcioni materijal mora biti čistiji što je bliži samom detektoru, a njegovo brižljivo biranje od esencijalnog je značaja za dostizanje osetljivosti od mBqkg^{-1} i niže. Napredak se postiže u iterativnim koracima izgradnjom sledećeg osetljivijeg spektrometra od materijala izabranog predhodnim spektrometrom. Alternativne tehnike gama spektroskopije u određivanju koncentracije kontaminanata su masena spektrometrija i aktivaciona neutronска analiza, mada se većina podzemnih laboratoriјa, profila sličnog laboratoriјi u Zemunu, uspešno koristi u izboru konstrukcionog materijala za niskofonske instalacije dubokih podzemnih laboratoriјa, [4R6]. U poznatoj laboratoriјi u Hajdelbergu (15 m.w.e) za potrebe fundamentalnih eksperimenata u Gran Sassu (3400 m.w.e) испитано je više stotina materijala.

Svaki materijal sadrži određenu koncentraciju primordijalnih radionuklida (iz prirodnih RA serija urana 235 i 238 i torijuma 232) i uvek prisutnog dugoživećeg izotopa kalijuma 40. Specijalni materijali npr. plastika građena je od lakoćih elemenata ugljenika, kiseonika i vodonika, pa su potencijalne radionečistoće tricijum i C-14. U opštem smislu hemijski tretmani separacije, destilacije, procesi kristalizacije i zonskog topljenja, moćni su postupci rafinacije svih materijala, [4R7].

Radiočistoća samog kristala germanijuma je vrlo visoka, koncentracija U i Th manja je od 10^{-12} gg^{-1} (reda oko μBqkg^{-1}). Proizvođači detektora neprestano unapređuju njihove performanse smanjujući unutrašnju kontaminaciju primenom niza različitih tehnika. Slika 4. 4 prikazuje presek tipičnog germanijumskog detektora u vertikalnoj konfiguraciji kriostata, ORTEC model CFG-XLB-GEM-SV,

ilustrujući značaj radiočistoće materijala od kojih se konstruišu pre svih spoljna kapa detektora (*engl. end cap*) i ulazni prozor koji je za razne primene od različitih materijala, [4R8]. Desno od slike su nabrojani delovi detektora i naveden materijal od koga se najčešće izrađuju.

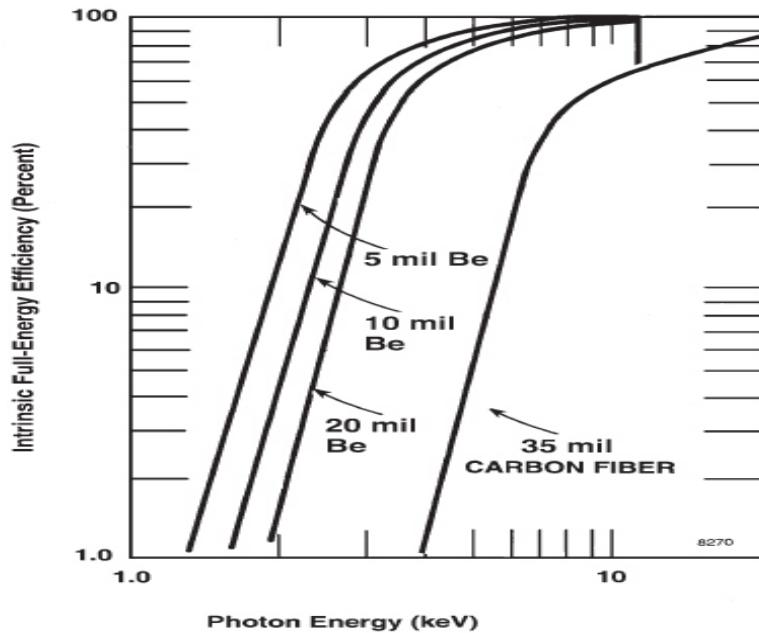
Opis skraćenica je standardan: OFHC Cu je bakar visoke provodnosti bez kiseonika tj. elektrolitički bakar, NČ je nerđajući čelik, VN je visoki napon.



Slika 4. 4. Presek tipičnog germanijumskog detektora u vertikalnoj konfiguraciji kriostata

Spoljna kapa detektora proizvodi se od visokočistog magnezijuma radiočistoće manje od 10 mBqkg^{-1} Ra-226, Tl-208 i K-40. Alternativna mogućnost je 99.999% čisti aluminijum sa sadržajem U i Th ispod 1 ppb.

Ulagani prozor kod GMX detektora izrađuje se od berilijuma čistoće 99.8%, a može da sadrži značajan nivo primordijalnih radionuklida (nekoliko ppm). Bolja mogućnost je upotreba ugljeno-vlaknastog kompozita koji je lak, ali čvrst i praktično bez prisustva radioaktivne kontaminacije, a razlika u transparentnosti se uočava na vrlo malim energijama, slika 4. 5, [4R9].



Slika 4. 5. Efikasnost detekcije niskoenergetskih fotona za ulazne prozore od berilijuma i ugljeničnih vlakana

Delovi koji mogu biti najviše kontaminirani su kriosorpcioni materijal i delovi prepojačivača. Aktivni ugalj koji se koristi kao kriosorpcioni materijal ima nisku koncentraciju Ra-226 (oko 1 Bqkg^{-1}) i K-40 (do 20 Bqkg^{-1}) ukoliko je napravljen od ljske kokosovog oraha. Aktivni ugalj visoke radiočistoće proizvođača ECN iz Holandije sadrži manje od 0.3 Bqkg^{-1} Ra-226, ali je suviše skup da bi se koristio u proizvodnji Ge detektora. Uticaj kriosorpcione supstance na fon Ge detektora redukovani je ugradnjom olova koje zaklanja Ge kristal, pri čemu je još pogodnija situacija kod onih kriostatskih konfiguracija kod kojih osa kristala nema pravac ka kriosorpcionom materijalu.

Kao štampana ploča predpojačivača koristi se uglavnom poliester pojačan staklenim vlaknima koji ukupno sadrži do 20 Bqkg^{-1} Ra-226, Tl-208 i K-40. Preostale staklene ili komponente koje sadrže keramiku, kao tranzistori, otpornici i kondenzatori su takođe kontaminirani. Isto važi za FET sklop (*engl. Field Effect Transistor*) koji je montiran još bliže Ge kristalu. Sa neznatnim gubitkom u rezoluciji detekcije, predpojačivač u zavisnosti od kriostatske konfiguracije može biti lociran van ose kristala odnosno izvan detektorske zaštite, [4R10].

Pošto se delovi izrađeni od bakra nalaze u neposrednoj blizini kristala, potrebno je da bakar ima visoku radiočistoću. Elektrolitički bakar (OFHC) sadrži

manje od $100 \mu\text{Bqkg}^{-1}$ Ra-226, Tl-208 i K-40. Izolacioni materijali koji su takođe locirani blizu Ge kristala (teflon) mogu da sadrže do 1 ppm K.

Pažnja se mora posvetiti i spojevima putem kojih se obezbeđuje održavanje visokog napona, odnosno električno vođenje signala iz detektorskog elementa. Pokazano je da zamena visokonaponskog kontakta od indijuma tj. eliminacija izotopa In-115 koji je β^- aktivna i ima visok presek za zahvat termalnih neutrona, smanjuje niskoenergetski kontinuum fona najmanje za faktor 3, [4R11].

Dakle, pored pokazane prednosti izbora većeg detektoru podjednaku važnost ima i radijaciono čist kriostat, pa je rezultat redukcije fona očigledan, slika 4. 6.

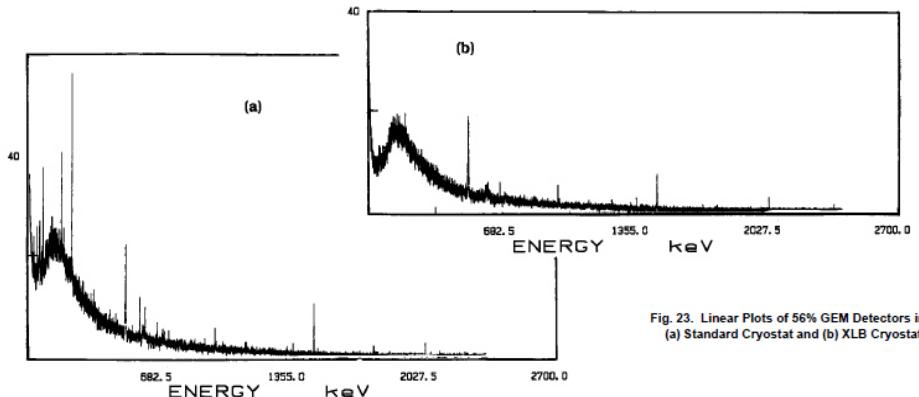


Fig. 23. Linear Plots of 56% GEM Detectors in
(a) Standard Cryostat and (b) XLB Cryostat.

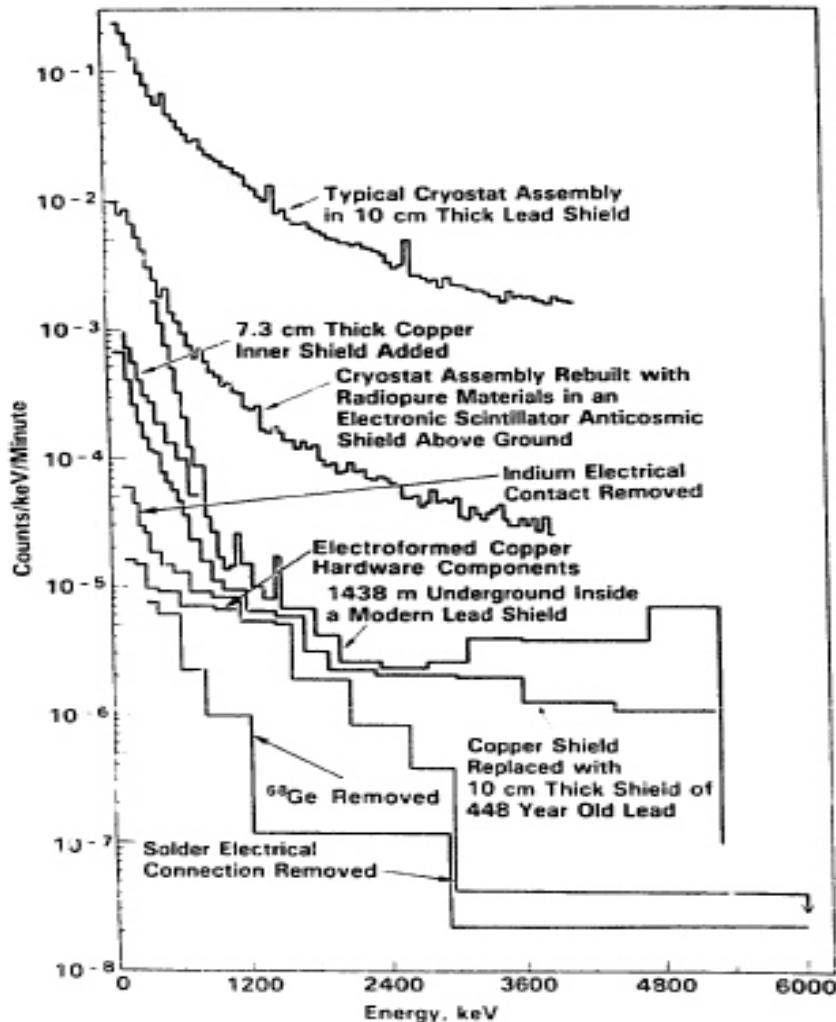
Slika 4. 6. Razlika fonskog spektra u standardnom (a)
i radijaciono čistom kriostatu (b), [4R8]

Konačno, svi napor u selekciji materijala su uzaludni ako je zanemarena moguća površinska kontaminacija. Čišćenje površine pojedinih delova detektora moguće je izvršiti kiselinom ili bazom (bez sadržaja kalijuma) pre nego što oni budu sastavljeni. I čišćenje i sastavljanje delova mора se obavljati pod specijalnim uslovima u radijaciono čistoj sobi a prilikom transporta detektorske opreme do samih niskofonskih laboratorijskih izbegava se avionski prevoz zbog, iako relativno kratkotrajne, izloženosti većem fluksu kosmičkog zračenja.

Komercijalno dostupni detektor ultraniskog fona tek je početni stadijum u razvoju unikatnog superčistog spektrometra dobijenog detaljnog HPGe inspekcijom svakog segmenta detektora, pri čemu se fon početnog spektrometra (nadzemnog) u uslovima podzemne laboratorijske (4084 m.w.e) i poboljšanjem niza drugih faktora (npr. pasivne zaštite) smanjuje za oko 5 redova veličine, [4R12], slika 4. 7.

Fon od radioaktivne kontaminacije za germanijumske detektore može biti manji od nekoliko odbroja po danu u piku pune apsorpcije gama fotona svih radionuklida koji se mogu pojaviti kao nečistoće. Tako ova komponenta fona daje zanemarljiv doprinos, u odnosu na ostale komponente, kada se meri u površinskim ili plitko ukopanim laboratorijskim, a osnovni uslov za to je da je kriostat dovoljno radijaciono čist (komercijalno dostupan). Inače, zbog neposredne blizine detektoru moguće je upravo suprotno da je ova komponenta

dominanta. Upravo to je bio slučaj sa detektorom koji je služio za prvu proveru nivoa fona u niskofonskoj laboratoriji u Zemunu, a kojim je predhodno monitorisan fluks gama zračenja u neposrednoj blizini nuklearnog reaktora u Vinči, [1R6].



Slika 4. 7. Fon HPGe detektora (relativne efikasnosti 31.5%) u različitim kriostatima i pasivnoj zaštiti, [4R11]

4. 2. 2. Ambijentalno zračenje

Radionuklidi iz okoline koji doprinose fonu gama zračenja dele se na primordijalne, kosmogene i antropogene. Dominantni su primordijalni radionuklidi kao potomci 2 uranove (U-235 i U-238) i torijumove serije (Th-232) i dugoživeći izotop kalijuma K-40. Na nivou mora njihov ukupan srednji fluks je 10 fotona po cm^2 u sekundi (za $E > 50\text{keV}$) na 1m iznad površine zemlje, [4R9]. Nezaštićen germanijumski detektor broji oko 280 s^{-1} ($E > 20\text{keV}$) što većinom odgovara primordijalnom fluksu pošto 5 cm olova redukuje integralni odbroj na 4

cps (s^{-1}), [4R6]. Srednje specifične aktivnosti u kontinentalnom gornjem delu zemljine kore su za K-40, Th-232 i U-238: 850 Bqkg^{-1} , 44 Bqkg^{-1} i 36 Bqkg^{-1} respektivno, [4R7].

Radioizotopi U-238, U-235 i Th-232 imaju ekstremno duge periode poluraspada, redom 4.5×10^9 godina, 7.1×10^8 godina i 14.1×10^9 godina. Oni su nekoliko redova veličine duži od perioda poluraspada onih njihovih potomaka sa najdužim periodima poluraspada. To za posledicu ima uspostavljanje sekularne radioaktivne ravnoteže pri kojoj je aktivnost svakog potomka jednaka aktivnosti rodonačelnika niza. Međutim, neki potomak može da nastane kao rezultat dezintegracije pretka koji se raspada i nekim drugim kanalom raspada. Aktivnost nastalog potomka je tada konstantan deo aktivnosti rodonačelnika niza i zavisi od verovatnoće raspada njegovog pretka po kanalu raspada u kojem posmatrani potomak nastaje. U realnim uslovima se javljaju slučajevi gde dolazi do narušavanja ravnoteže zbog različitih hemijskih osobina rodonačelnika niza u odnosu na članove niza, tj. njegove potomke. To znači da različita rastvorljivost radionuklida (npr. U-238 i Ra-226) može dovesti do njihovog separisanja zbog nejednakog ispiranja iz stena ili zemljinih slojeva u kojima se nalaze. Potpuna ravnoteža između U-238 i Rn-222, odnosno njihovih potomaka ne može se očekivati imajući u vidu da je radon inertan gas koji u većoj ili manjoj meri emanira iz matrice u kojoj se generiše, pa se i kao komponenta fona radon nezavisno razmatra.

Dugoživeći radioizotori iz 3 prirodna niza i K-40 zrače mešane spektre alfa, beta i gama zračenja, ali samo poslednji prodiru dovoljno daleko i doprinose fonu koji merimo. Sa stanovišta uticaja na fon germanijumskih spektrometara značajno je napomenuti da raspon energija emitovanih gama kvanata od strane članova prirodnih radioaktivnih nizova obuhvata energije od 46.5 keV (iz Pb-210 član niza U-238) do 2614.5 keV (iz Tl-208 član niza Th-232), pa je uobičajeno da se fon integrali u opsegu od 40 keV do 2700 keV (ili 3 MeV).

Izotopska obilnost uranijumovih izotopa u prirodi je takva da U-238 ima 99.27%, U-235 ima 0.72% i U-234 zanemarivo malo, dok ukupno uranijuma u Zemljinoj kori ima oko $2.4 \times 10^{-4}\%$. Izotop Th-232 jedini je izotop torijuma koji se nalazi u prirodi. Zastupljen je sa $7.5 \times 10^{-4}\%$ u litosferi odnosno oko 3 puta više od uranijuma. Prirodni kalijum se sastoji od tri izotopa i to dva stabilna i jednog radioaktivnog. Kao element vrlo je prisutan u prirodi, u zemljinoj kori ima ga čak 2.1%. Stabilni izotopi su K-39 (93.26%) i K-41 (6.73%), a radioaktivni K-40 (0.0117%) ima period poluraspada $T_{1/2}=1.28 \times 10^9$ godina. Od svih raspada jezgara K-40, samo u 10.5% slučajeva emituju se gama-kvanti energije $E_\gamma=1460.8 \text{ keV}$. Iako male izotopske obilnosti K-40, zbog velike koncentracije samog elementa, vrlo često ova linija dominira fonskim spektrima. Uticaj ostalih RA izotopa na fon, osim K-40, koji ne pripadaju nizovima urana i torijuma u odnosu na kalijum se zanemaruju.

Na slikama 4. 8, 4. 9 i 4. 10 prikazane su tri prirodne serije U-238, Th-232 i U-235, respektivno, zajedno sa najintenzivnjim gama linijama, njihovim energijama i relativnim intenzitetima.

Nuclide	Half-life	Major gamma radiation energies [keV] and intensities in %	
$^{238}\text{U}_{92}$ $^{234}\text{Th}_{90}$ $^{234}\text{Pa}^{m}_{91}$	4.51×10^9 y		
[99.87 %] β^-	24.1 d	63.3 92.6	4.49 5.16
	1.17 m	766.6 1001.4	0.21 0.59
	IT [0.13 %]		
	$^{234}\text{Pa}_{91}$	6.75 h	131.2 226.8 569.3 882.0 926.4 946.0
	β^-		20.0 11.4 13.5 28.0 24.9 12.0
	$^{234}\text{U}_{92}$ $^{230}\text{Th}_{90}$ $^{226}\text{Ra}_{88}$ $^{222}\text{Rn}_{86}$ $^{218}\text{Po}_{84}$	2.47×10^5 y 8.0 $\times 10^{-4}$ y 1602 y 3.823 d 3.05 m	53.2 67.7 143.9 186.1 3.5
[99.98 %] α	β^- [0.02 %]		
	$^{214}\text{Po}_{82}$	26.8 m	241.9 295.2 351.9
	β^- α $^{218}\text{At}_{85}$	\sim 2 s	7.46 19.20 37.10
	$^{214}\text{Bi}_{83}$	19.9 m	609.3 768.4 934.0 1120.3 1238.1 1377.6 1408.0 1729.6 1764.5 2204.1
[99.98 %] β^-	α [0.02 %]		46.10 3.16 15.00 5.92 4.02 2.48 3.05 15.90 4.99
$^{214}\text{Po}_{84}$	164 μ s	799.7	0.01
	α $^{210}\text{Tl}_{81}$	1.3 m	296.0 795.0 1160.0 1210.0 1310.0
	β^-		79.16 98.95 12.37 16.82 20.78
$^{210}\text{Po}_{82}$	22.3 y	46.5	4.05
	β^-		
$^{210}\text{Bi}_{83}$	5.01 d		
[--100 %] β^-	α [0.00013 %]		
$^{210}\text{Po}_{84}$	138.4 d	803.0	0.0011
	α $^{206}\text{Tl}_{81}$	4.19 m	
	β^-	stable	
$^{206}\text{Po}_{82}$			

Slika 4. 8. Prirodna serija izotopa U-238. Niz potomaka (leva kolona) prate podaci o vremenu poluraspada (srednja kolona) i energijama i intenzitetima pratećeg gama zračenja (desna kolona).

Nuclide	Half-life	Major gamma radiation energies [keV] and intensities in %	
232 Th 90 α	1.41×10^{10} Y		
228 Ra 88 β⁻	5.75 Y		
228 Ac 89 β⁻	6.15 h	99.6 [D] 129.1 209.3 270.2 328.0 338.3 409.5 463.0 772.4 [D] 794.9 835.7 964.8 969.0 1588.2 1630.6	1.37 2.45 3.88 3.43 2.95 11.25 1.94 4.44 1.58 4.34 1.68 5.11 16.17 3.27 1.60
228 Th 90 α	1.910 Y	84.37 216.0	1.6 0.3
224 Ra 88 α	3.64 d	241.0	3.97
220 Rn 86 α	55 s	549.7	0.1
216 Po 84 α	0.15 s		
212 Pb 82 β⁻	10.64 h	238.6 300.1	43.6 3.34
212 Bi 83 [64.0 %] β⁻	60.6 m	39.86 288.1 452.8 727.3 785.4 1620.6	1.10 0.34 0.36 6.65 1.11 1.51
212 Po 84 α [36.0 %]	304 ns		
208 Tl 81 α β⁻	3.05 m	277.4 510.8 583.2 860.6 2614.5	6.31 22.60 84.50 12.42 99.20
208 Pb 82	Stable		

Slika 4. 9. Prirodna serija izotopa Th-232.

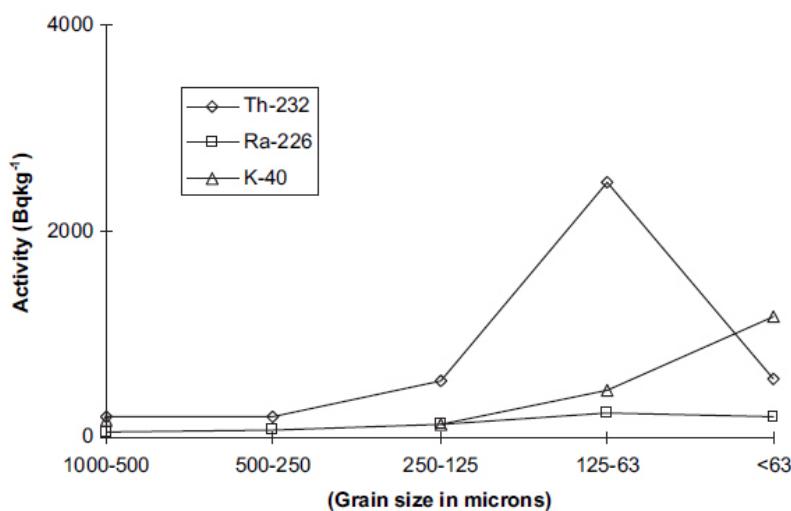
Nuclide	Half-life	Major gamma radiation energies (keV) and intensities in %	
^{235}U	$7.1 \times 10^8 \text{ Y}$	143.8	10.9
92		163.3	5.00
α		185.7	57.50
		205.3	5.00
^{231}Th	25.5 h	81.5 (D)	1.29
90		84.2	6.60
β^-			
^{231}Pa	$3.276 \times 10^4 \text{ Y}$	27.4	9.3
91		283.7	1.60
α		300.0	2.39
		302.7	2.24
		330.1	1.31
^{227}Ac	21.6 Y		
89			
(98.6%) β^-	(1.4%) α		
^{227}Th	18.718 d	49.9	0.52
90		50.1	7.28
		236.0 (D)	11.65
		256.0 (D)	7.6
^{223}Fr	22 m	50.8	34.0
87		80.0	8.16
α		234.6	3.4
^{223}Ra	11.43 d	122.3	1.19
88		144.2	3.26
α		154.2	5.59
		269.4	13.6
		323.9	3.9
		338.3	2.78
		444.9	1.27
^{219}Rn	4.0 s	271.2	9.9
86		401.7	6.64
α			
^{215}Po	1.78 ms		
84			
(~100%) α	(0.00023%) β^-		
^{211}Pb	36.1 m	404.8	3.83
82		427.0	1.72
		831.8	3.8
^{215}At	~0.1 ms		
85			
β^-			
^{211}Bi	2.14 m	351.0	12.76
83			
α			
(0.28%) β^-	(99.7%) α		
^{211}Po	0.52 s	569.65	0.53
84		897.8	0.52
^{207}Tl	4.79 m	897.8	0.24
81			
α			
^{207}Pb	Stable		
82			

Slika 4. 10. Prirodna serija izotopa U-235.

Pregledne tabele koje osim izotopa iz 3 prirodna niza sadrže sve ostale izotope a čije zračenje pripisujemo ambijentalnom nalaze se u referencama, [4R5 i 4R13].

Postoje mikrolokacije u svetu sa izrazito velikim koncentracijama primordijalnih radionuklida, gde su koncentracije u površinskom sloju zemlje više za 2 reda veličine od srednjih. Najčešće su locirane na obalama mora, u pećinama ali i u naseljima, gde je i doza zračenja srazmerno visoka. Poznate lokacije Badgaštajn u Austriji, Ramšar u Iranu, Tuva u Indiji, Guarapari u Brazilu povezuje visoka koncentracija ruda bogatih uranijumom i torijumom, uranititom i monacitom, respektivno, [4R14].

Zanimljiva analiza sprovedena na lokacijama jugozapadne obale Indije koja povezuje koncentraciju radionuklida sa granulacijom peska (zemlje) otkriva pravilnost koja je značajna i za procenu difuzionih koeficijenata emanacije radona i torona iz zemljišta, slika 4. 11, [4R15].



Slika 4. 11. Varijacija koncentracije primordijalnih radionuklida sa veličinom zrna peska na obalama Indije

Velike koncentracije U-238, Th-232 i K-40 u zemljištu nepoželjne su za neposrednu lokaciju niskofonske laboratorije. Iako se fon koji potiče od ambijentalnog gama zračenja značajno redukuje pasivnom zaštitom, što je sadržaj narednog poglavља, njegova atenuacija nije stoprocentna, a poseban problem potiče od povećane koncentracije radona i torona.

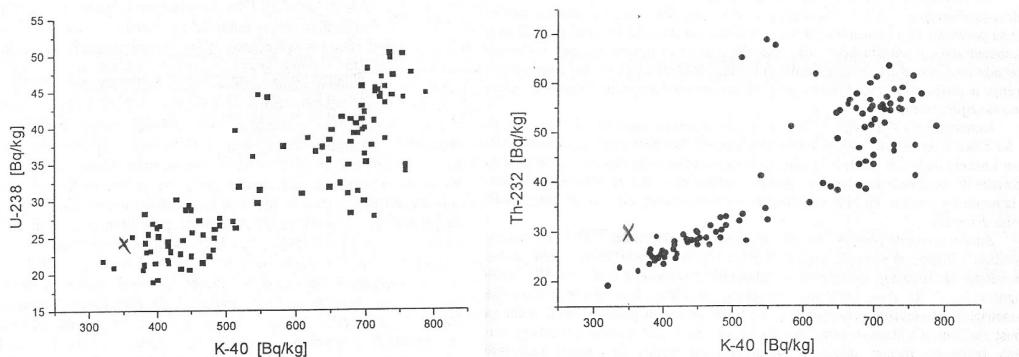
U tabeli 4. 1. prikazane su srednje vrednosti specifične aktivnosti radionuklida u zemljištu za nekoliko lokacija, [4R16], a za svaku mikrolokaciju moguće su značajne varijacije. Veće aktivnosti su detektovane u primarnim stenama (posebno vulkanskog porekla) nego u sedimentima, a izuzeci su škriljci i fosfatne stene. Tabela 4. 1 otkriva da je srednja koncentracija primordijalnih radionuklida zemljišta u Srbiji oko srednje globalne vrednosti.

U merenjima više od sto uzoraka površinskog zemljišta u Vojvodini, [4R17], za uran i torijum dobijene su nešto niže vrednosti, ali je interesantna korelacija između koncentracija U-238, Th-234 i K-40 koja sugerira da zaključak da izborom lokacije za niskofonsku (podzemnu) laboratoriju mora očigledno biti ispunjen uslov niskoaktivnog tla okolnog zemljišta pošto su koncentracije svih

primordijalnih radionuklida međusobno korelirane. Slike 4. 12 ilustruju pomenutu (kvalitativnu) korelaciju izmerenih koncentracija u zemljištu između U-238 i K-40 kao i Th-232 i K-40, respektivno, [4R17].

Radionuklid	Srbija ⁶ , [4R18]	Indija	Egipat	Istanbul	Italija
	Specifična aktivnost (Bq kg^{-1})				
Th-232	80	104(77)	6(3)	35(7)	68(1)
U-238	100	34(11)	13(9)	27(11)	100(11)
K-40	700	217(145)	433(130)	322(87)	754(9)

Tabela 4. 1. Srednje vrednosti specifične aktivnosti radionuklida u zemljištu za nekoliko lokacija



Slika 4. 12. Korelacije koncentracija U-238 i K-40 (levo) i Th-232 i K-40 (desno) za više od sto uzoraka površinskog zemljišta u Vojvodini

Ambijentalna komponenta neutrona koja potiče iz (α, n) reakcija i iz spontane fisije iz okolnog zemljišta, značajna je u vrlo dubokim laboratorijama gde je fluks miona značajno redukovani, slika 2. 14. O detaljima uticaja neutrona na fon gama zračenja biće reči u poglavljju 5. 1. 1.

Fluks fotona vanzemaljskog porekla je $\leq 1\%$ od fluksa primordijalnih fotona. Pod dejstvom neutronske komponente kosmičkih zraka u višim slojevima atmosfere dolazi do nuklearnih reakcija sa mikrometeoritima i prašinom pri čemu nastaju kosmogeni radionuklidi. Izotopi C-14, H-3, Be-7 i 10 i Cl-36 zaslužuju veću pažnju kod detektora koji sadrže ove elemente kao što su scintilatori i gasni brojači, ali s obzirom da dospevaju i u niže slojeve atmosfere mogu u izvesnoj meri da utiču na fon niskofonskih sistema u gama-spektrometriji - prvenstveno Be-7 ($T_{1/2} = 53.3$ dana, $E\gamma = 477.6$ keV).

Antropogeni radionuklidi se uglavnom javljaju kao produkti fisije i aktivacije. Nihov veliki deo potiče od testova nuklearnog oružja u atmosferi, najviše u periodu od 1952. do 1962. godine. Vremenom je aktivnost ovih

⁶ Rezultati "prosečnog sadržaja prirodnih radionuklida u zemljištu", za teritoriju Srbije, prikazani su bez greške merenja u zvaničnom dokumentu Agencije za zaštitu od ionizujućih zračenja i nuklearnu sigurnost Srbije, [4R18].

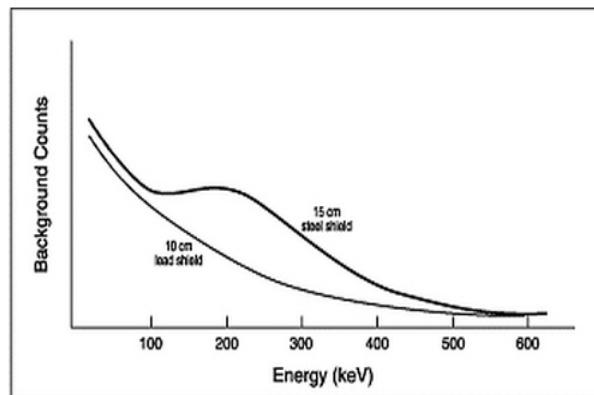
radioizotopa opala na niski nivo. Međutim, usled Černobiljske katastrofe 1986. godine, značajne količine antropogenih radionuklida rasute su iznad nekih delova Evrope. Radionuklidi veštačkog porekla koji najčešće mogu biti prisutni u okruženju su Cs-137 i Cs-134. Kao posledica nedavne havarije nuklearke u Fukušimi u našem okruženju detektovane su manje količine kratkoživećeg I-131.

Treba napomenuti da iako je Sr-90 ($T_{1/2}=28.8$ godina) čisti beta emiter, zakočno zračenje uzrokovano elektronima koje emituje ovaj izotop ($Q_\beta = 546$ keV), kao i njegov potomak Y-90 ($Q_\beta = 2284$ keV), indirektno daju doprinos intenzitetu kontinuma fonskog spektra.

4. 2. 3. Pasivna zaštita detektora i njena kontaminacija

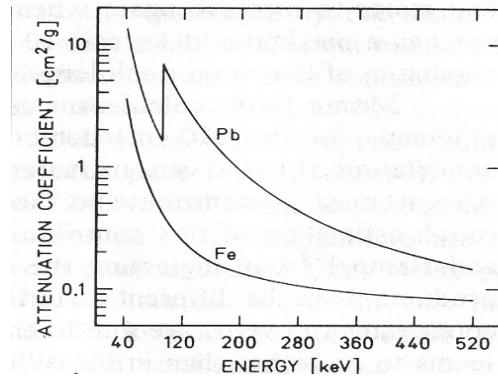
Priroda interakcije gama zračenja sa materijom, opisana u poglavljiju 2. 2, sugerije pored potrebnih karakteristika detektora za gama zračenje i odgovarajući izbor apsorbera gama zračenja. Da bi se smanjio fon koji potiče od sveprisutnog (izotropnog) fluksa ambijentalnog gama zračenja, detektor se štiti pasivnom zaštitom. Retka je i specifična primena egzotičnih materijala visokog rednog broja i velike gustine kao što su W, Ta i Hg i u odnosu na volfram i tantal, živa je jeftiniji materijal specifične osobine da je na sobnoj temperaturi u tečnom stanju. U kombinaciji sa inherentno radijaciono čistim lucitom, od koga se pravi posuda, može se projektovati da živa geometrijski što bolje zaštići germanijumski detektor. Pasivna zaštita detektora se u najvećem broju slučajeva zasniva na upotrebi radijaciono dovoljno čistog olova koje se u obliku ciglica ređa u oklop oko detektora. Veliki redni broj (za olovu je 82) je neophodan da se poveća verovatnoća fotoefekta tj. apsorpcije gama zračenja što šireg opsega energija, a prednost velike gustine (za olovu je 11.35 gcm^{-3}) je de se efekat apsorpcije postigne sa što manje materijala. Alternativno olovu koristi se i gvozdena zaštita, a posebno je zanimljiva primena dovoljno velikih oklopa u koje se smeštaju i sami detektori, [4R19]. Potencijalni problem je kada se koristi gvožđe proizvedeno posle 1950. godine od kada je u značajnoj koncentraciji moglo biti kontaminirano izotopom Co-60, koji je fabrički korišćen za proveru korozije gvožđa. Pre masovnije upotrebe olova, za gvozdene oklope su zato birani ostaci ratnih brodova do drugog svetskog rata.

Spektar ambijentalnog gama zračenja apsorbuje se zaštitom od oko 200 gcm^{-2} , [4R13], što zahteva minimalnu, a često i optimalnu debeljinu Pb ekrana od 10 cm što je ekvivalentno sa 15 cm gvožđa. Međutim, ova ekvivalencija ne važi za ceo domen energija gama zračenja, slika 4. 13, jer se razlika uočava za energije fotona gde dominira Komptonovo rasejanje.



Slika 4.13. Kontinuum fona u zavisnosti od upotrebljene pasivne zaštite, [4R20]

Iako se individualni pikovi pasivnom zaštitom redukuju saglasno atenuacionim koeficijentima, slika 4. 14, niskoenergetski kontinuum dostiže ravnotežni oblik usled neprestanog Komptonovog rasejanja fotona viših energija.



Slika 4. 14. Gama atenuacioni koeficijenti za Pb i Fe u funkciji energije, [4R10]

Fon od Komptonovog kontinuma ne samo da prekriva male fotopikove utapajući ih u fluktuacije fona već i povećava neodređenost u određivanju intenziteta i pozicije opservabilnih fotopikova. Ovde je prilika da se ponovo istakne prednost velikih detektora kod kojih je odnos pika i pripadajućeg nivoa komptonovskog kontinuma veliki; za detektore relativne efikasnosti 25%, ranije definisani parametar P/C je oko 50, dok je za velike detektore efikasnosti oko 100% P/C oko 80.

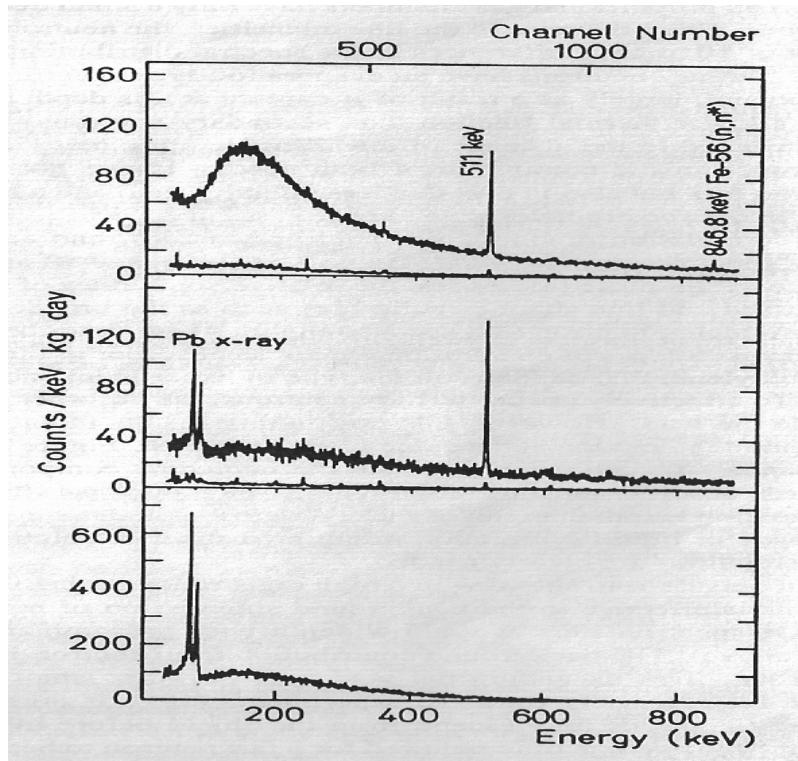
Konstantan je i problem potpunog oklopljavanja detektora prema Djuarovom sudu, posebno u vertikalnoj konfiguraciji kriostata i ovaj se problem najčešće rešava podizanjem detektora na olovnu podlogu.

Dakle, obzirom na svoju prihvatljivu cenu, mehaničke karakteristike i veliku gustinu, visok atomski broj i relativno mali presek za interakciju sa neutronima, odnosno formiranje radionuklida putem aktivacije, oovo je najšire upotrebljavan materijal kao zaštita za detektore gama zračenja. Na žalost, njegova sopstvena radioaktivnost, u većini slučajeva nije zanemariva. Pored stabilnih izotopa olova Pb-206, 207 i 208, koji imaju radiogeno poreklo jer su krajnji potomci nizova U-238, U-235 i Th-232, respektino, radioizotop Pb-210 član niza U-238, sa svojim potomcima Bi-210 i Po-210 odgovoran je za unutrašnju kontaminaciju olova.

Pb-210 ima period poluraspada $T_{1/2}=22.3$ godina, a raspada se β^- raspadom, sa maksimalnom energijom emitovanih elektrona $E_{max}= 63.5$ keV. Dezintegracijom Pb-210 emituju se gama kvanti energije $E_\gamma=46.5$ keV, sa malom verovatnoćom emisije $p_\gamma=4.05\%$. Zahvaljujući niskim energijama elektrona odnosno gama kvanata, unutar samog olova izražen je efekat samoapsorpcije za pomenuto zračenje pa ono ne stiže do aktivne zapremine HPGe detektora. Međutim, potomak bizmut Bi-210 emituje elektrone energije $E_{max}= 1163$ keV što dovodi do generisanja zakočnog zračenja u samom olovu, kao i pojave karakterističnog X zračenja iz olova. Maksimum zakočnog zračenja je na oko 170 keV, dok su energije karakterističnih X zraka olova Pb-X: 72.8 keV, 75 keV, 84.9 keV i 87.4 keV. Pokazuje se da 1 Bq kg^{-1} Pb-210 odgovara približno 0.094 cpm

(odbroja u minutu) za energetski domen od 100-500 keV (zakočno zračenje) i oko 0.015 cpm za karakteristične Pb X pikove, [4R21]. Polonijum Po-210 je alfa emiter čija je energija alfa čestica 5.3 MeV. On emituje gama zrake energije $E_{\gamma}=803$ keV, vrlo slabog intenziteta ($p_{\gamma}= 0.0011\%$).

Koncentracije Pb-210 u olovu navedene u literaturi kreću se u rasponu od detekcione granice odgovarajućeg detektora do 2500 Bq kg^{-1} . Prosečna vrednost je oko 300 Bq kg^{-1} . Pb-210 se javlja kao posledica određenog prisustva minerala uranijuma u kombinaciji sa rudama olova. Zbog velikih razlika u hemijskim osobinama u odnosu na Pb, radioizotopi U-238 i Ra-226 se efikasno separišu u procesu rafinacije. Međutim, izotop Pb-210 neizbežno prati oovo dajući isti odnos Pb-210/Pb u ingotima kao u rudi. Takođe, ugalj koji se koristi prilikom proizvodnje olova, doprinosi njegovoj kontaminaciji izotopom Pb-210, pošto ugalj obično sadrži uranijum u značajnim količinama. Redukcioni procesi bez upotrebe uglja sprečavaju ovaj vid kontaminacije. Komercijalno je dostupno oovo sa koncentracijom aktivnosti Pb-210 manjom od 50 Bq kg^{-1} ("Boliden", Švedska ili "Doe Run", USA), po ceni 2-3 puta većoj u odnosu na obično oovo, a u novije vreme kompanija "Plumbum" iz Poljske proizvodi oovo sa 5 Bq kg^{-1} Pb-210. Kompanija ("Johnson and Matthey") proizvodi oovo (LC2) sa oko 0.4 Bq kg^{-1} što je skoro 1000 puta manje od prosečne vrednosti specifične aktivnosti olova, zahvaljujući optimizaciji svakog koraka u procesu proizvodnje, [4R10]. Ovo oovo se uglavnom proizvodi za elektronsku industriju i suviše je skupo da bi se upotrebljavalo u velikim količinama kao zaštita HPGe detektora.



Slika 4. 15. Fonski spektar HPGe detektora na 15 m.w.e sa različitim lajnerima od 5 cm redom odozgo: staro gvožđe sa i bez vetro aktivne zaštite, niskoaktivno oovo ($0.4 \text{ Bq Pb-210 kg}^{-1}$) sa i bez vetro i regularno oovo ($130 \text{ Bq Pb-210 kg}^{-1}$)

Razliku fonskih spektara za dve vrste olova i staro gvožđe, prikazuje slika 4. 15. uz detaljan opis aranžmana ispod slike. Niskoenergetski "pik" na oko 150 keV, slika 4. 15. gore, superpozicija je Komptonovog kontinuma, zakočnog zračenja od Bi-210 i zakočnog mionskog zračenja.

Alternativa rafiniranom olovu je staro oovo (staro nekoliko perioda poluraspada Pb-210), ali je dostupnost takvog olova veoma ograničena budući da se potencijalni "izvori" kao što su olovne cevi za vodu stare više od 200 godina, ili potonuli stari brodovi retko nalaze. U retkim slučajevima arheološka nalazišta sadrže značajniju količinu antičkog olova, pa se merenjima u najdubljim niskofonskim laboratorijama u svetu mogu proceniti samo gornje granice koncentracije Pb-210, kao što je slučaj sa nedavno otkrivenim Grčkim olovom u Ukrajini za koje je gornja granica 0.2 mBqkg^{-1} , [4R22].

Izuzimajući sam izotop Pb-210 i njegove potomke, prisustvo kontaminanata U i Th u olovu nije utvrđeno. Mereni sa najvećom osetljivošću određene su gornje granice za Ra-226 i Tl-208 od 0.25 mBqkg^{-1} i 0.29 mBqkg^{-1} , respektivno. K-40 meren putem neutronske aktivacione analize je sadržan u LC2 olovu u koncentraciji od oko 0.14 mBqkg^{-1} .

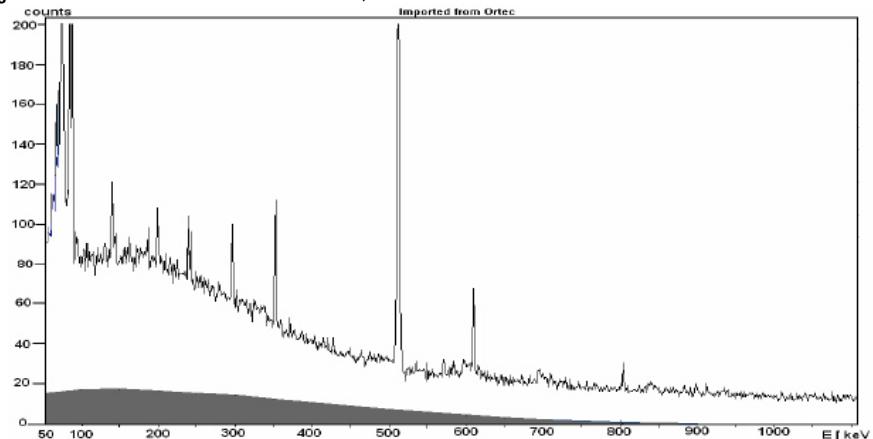
Određivanje sadržaja Pb-210 u već izgrađenoj olovnoj zaštiti nije trivijalno upravo zbog velikog efekta samoapsorpcije karakterističnog gama zračenja iz ovog izotopa na svega 46.5 keV. Idealno bi bilo da se kriva efikasnosti, a u slučaju Pb-210 samo jedan broj koji odgovara apsolutnoj efikasnosti za energiju 46.5 keV, dobije iz merenja sa kalibracionim izvorom identične gustine i sastava kao i za mereni uzorak u identičnoj geometriji. U slučaju same olovne zaštite kao izvora zračenja to nije jednostavno. Pokušaji simulacija paketom MCNP (*Monte Carlo N-Particle transport code*) za koji je neophodno detaljno poznavanje konstrukcije detektora ali i detaljan opis izvora, nisu davali dovoljno dobre rezultate za voluminozne izvore. Kompromisani metod između pune simulacije i merenja, metod tzv. "reprezentativnih tačaka" bazira se na manjem broju simulacija paketom MCNP i naknadnom interpolacijom simuliranih rezultata, uz upotrebu preciznih rezultata za tačkaste izvore. Metod daje neodređenost od 4% za gama energije od 22 do 1836 keV, [4R23]. Jedan od zanimljivih pokušaja, [4R24], problem određivanja koeficijenta samoapsorpcije rešava uporednim merenjem sa voluminoznim kalibracionim izvorom za određivanje apsolutne efikasnosti detekcije odnosno primenom koncepta efektivnog prostornog ugla. Na sličan način se može odrediti sadržaj Pb-210 i u nezavisnom uzorku olova kada se iz dva merenja sa i bez uzorka razlika u odboru pripisuje Pb-210 iz uzorka. Prvi preduslov da se smanji greška merenja je da se olovni disk - uzorak napravi što tanjim (do 1mm) kako bi se smanjio efekat samoapsorpcije, a drugi podrazumeva zaštitu detektora od same olovne zaštite.

Inače, aplikativnim merenjem uzoraka nataložene prašine, određivanjem koncentracije Pb-210, proverava se distribucija aerosola u atmosferi, [4R25], a merenje aktivnosti Pb-210 vazduha i briseva sa površine tla obezbeđuje kvantitativne informacije o fluksu radona i njegovih potomaka u atmosferi, [4R26]. U oba slučaja precizno poznavanje efekata samoapsorpcije je od najvećeg značaja, pa je detaljno upoređivanje rezultata eksperimentalnih merenja, teorijskog modelovanja i simulacija i dalje aktuelno, [4R27]. Pored gama

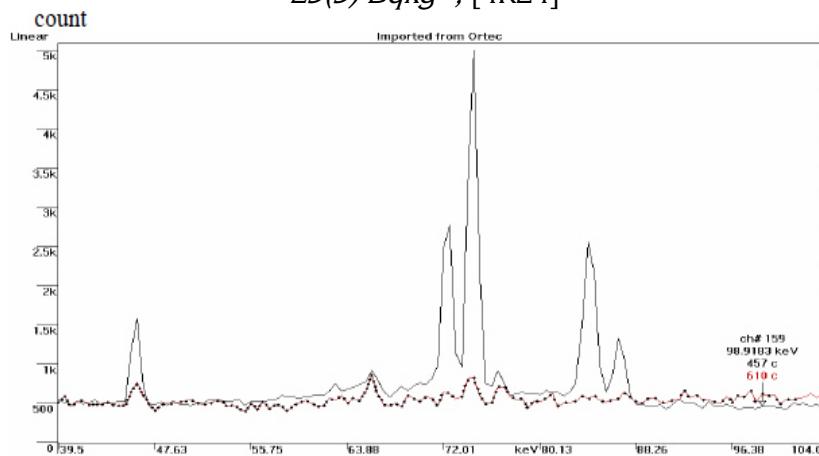
spektrometrije i u slučaju sekularne ravnoteže do aktivnosti Pb-210 se može doći merenjem alfa aktivnosti Po-210, njegovog potomka.

Poznavanjem koncentracije Pb-210 može se proračunati deo fona koji kontinualno gradi zakočno zračenje njegovog potomka Bi-210. U opsegu energija do 500 keV ovaj deo fona nije zanemariv, za izmerenu aktivnost Pb-210 od 25(5) $Bqkg^{-1}$ doprinos je 20% za nadzemnu laboratoriju, tamna površina na slici 4. 16., [4R24]. Za standardno olovo doprinos se penje čak na 70% u opsegu energija od 100 do 300 keV, [4R28]. Relativan doprinos fonu raste za podzemne laboratorije gde je smanjen fluks miona i posledično deo fona od njihovog zakočnog zračenja.

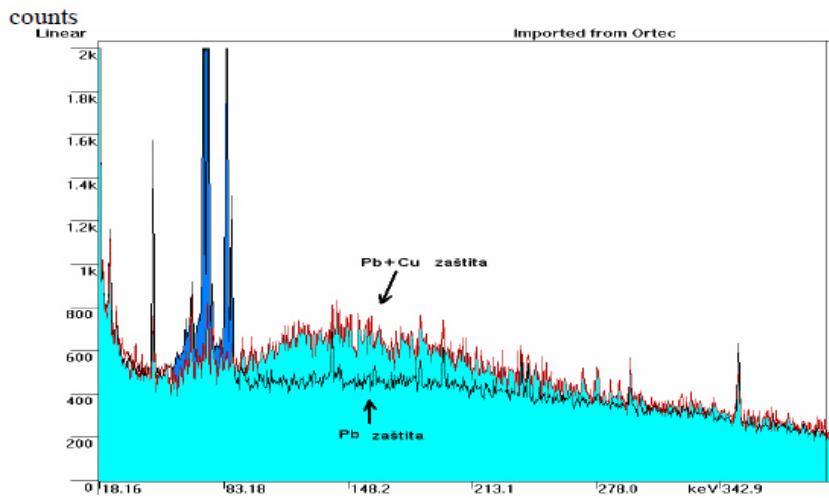
Pomenuto fluorescentno Pb-X zračenje relativno visokih energija (od 72.8 do 87.4 keV) može se apsorbovati presvlačenjem unutrašnje površine olovног štita materijalima manjeg rednog broja. Empirijski su ispitane mnogobrojne kombinacije tzv. lajnera (*engl. liner*): Hg i Fe, [4R29], Cu i Sn, [4R12], Cd i Cu, [4R30], i Cd, Cu, Sn, plastika, teflon, [4R31]. Upotreba samo bakra kao lajnera, slika 4. 17, [4R24], smanjuje Pb-X linije ali podiže kontinuum posebno u opsegu energija od 90 do 290 za oko 30%, slika 4. 18.



Slika 4. 16. Doprinos fonu od zakočnog zračenja Pb-210 izmerene koncentracije $25(5) Bqkg^{-1}$, [4R24]



Slika 4. 17. Redukcija Pb-X linija fona upotrebom 1cm lajnera od bakra



Slika 4. 18. Povećanje kontinuuma na oko 150 keV upotrebom lajnera od bakra

Pokazuje se u praksi da je optimalna stepenasta upotreba 2 lajnera; tako za jednu karakterističnu kombinaciju lajnera 3mm kalaja apsorbuje 99.5% karakterističnog Pb-X zračenja, dok dodatnih 0.5 mm bakra zaustavlja praktično kompletno Sn-X zračenje, [4R29]. Čak i kada bi se pored glavne masivne olovne zaštite sa unutrašnje strane poput lajnera koristilo staro ili komercijalno radijaciono čisto oovo bila bi neophodna dodatna upotreba lajnera sa laksim materijalima ako je od interesa apsorpcija Pb-X zračenja.

Sam aranžman pasivne zaštite zavisi i od konkretnih uslova lokacije laboratorije, tako će npr. veći fluks termalnih neutrona značajno indukovati pikove usled zahvata na Cd-113 ili vodoniku. Upotreba materijala sa velikim presekom za interakciju sa neutronima, kao i optimizacija debljine olovnog štita u direktnoj su vezi sa komponentama fona koje proizvode neutroni i kosmičko zračenje, a o čemu tek sledi priča.

Generalno, pasivna zaštita optimalne debljine od 10 do 15 cm olova štiti detektor apsorbujući više od 90% ambijentalnog gama zračenja, značajno smanjuje fon u celom opsegu energija i predstavlja sledeći stepen redukcije fona γ zračenja, nakon izbora kvalitenog detektora i lokacije.

4. 3. Nevremenska promenljivost stalnih komponenti

Pod ovim naslovom izvorno se krije sistematska greška koja se u merenjima malih aktivnosti pravi ako se ne uračunava perturbacija fona samim uzorkom. Kod merenja voluminoznih uzoraka niske aktivnosti fon, koji se oduzima od ukupnog odbroja, se obično određuje iz posebnih merenja tokom kojih se na mesto uzorka postavlja blanko uzorak. Idealno bi bilo da je blanko uzorak po veličini, obliku, gustini i hemijskom sastavu identičan merenom uzorku, i da se od njega razlikuje samo po tome što ne zrači gama zračenje koje merimo iz uzorka. U praksi se ponekad, da bi se izbegla eventualna rezidualna aktivnost ovih (neidealnih) blanko uzoraka, koriste prazni držači uzoraka. Tada se u toku merenja uzorka deo gama zraka iz (konstantnog) fona atenuira u uzorku

(rasejava ili biva apsorbovan) pa dolazi do efekta zaklanjanja fona samim uzorkom. Sistematska greška se pravi kada se brzina brojanja praznog držača uzorka oduzme od bruto brzine brojanja i dobije se neto aktivnost manja od realne. Veličina ove sistematske greške zavisi od:

- 1) odnosa brzine brojanja uzorka i fona,
- 2) geometrije izvor-detektor, preciznije od debljine voluminoznog uzorka i prostornog ugla kojim uzorak zaklanja detektor,
- 3) hemijske kompozicije uzorka koja određuje atenuacioni koeficijent gama zraka različitih energija.

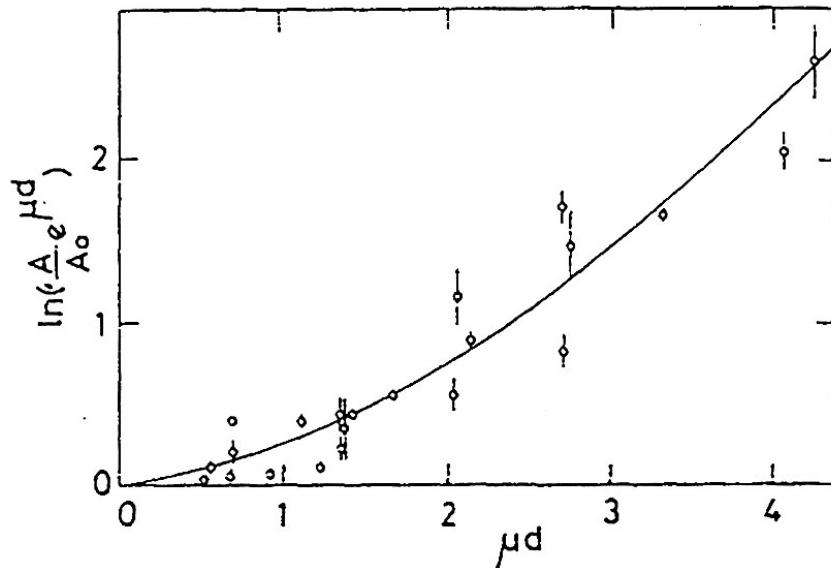
Postupak procene opisane sistematske greške ako se ignoriše efekat zaklanjanja fona uzorkom opisan je u referenci [4R3], gde se u pojednostavljenom teorijskom pristupu težilo analizi graničnog slučaja najvećeg zaklanjanja detektora uzorkom. Uvedena je bezdimenziona veličina D nazvana odstupanjem od potpunog zaklanjanja pošto je u realnom slučaju prostorni ugao zaklanjanja manji od 4π . Za puni sferni ugao i za pretpostavljeni model sfernog fona može se primeniti formula za atenuaciju uskog snopa koja povezuje brzine brojanja fona sa blanko uzorkom N i brzine brojanja fona bez uzorka N_0 :

$$N = N_0 e^{-\mu \cdot d} \quad (4.4)$$

gde su μ i d atenuacioni koeficijent gama zraka iz uzorka i njegova debljina. Veličina D mora biti pozitivna u svim realnim slučajevima, a kada je ispunjeno važenje jednakosti 4.4 zaklanjanje je potpuno i tada D teži nuli:

$$D = \ln \left(\frac{N}{N_0} \cdot e^{\mu \cdot d} \right) \quad (4.5)$$

Očekujemo da je efekat zaklanjanja maksimalan kada je voluminozni uzorak u Marineli geometriji, pa slika 4. 19 prikazuje taj slučaj sa teorijskom krivom za parcijalnu sfernu ljusku koja aproksimira uzorku od olova oblika Marineli. Na istoj slici su prikazani rezultati merenja u kojima se nezavisno promenljiva μd menjala promenom tanke Marineli posude debljina od 1mm do 6mm u koracima od 1mm. Sa slike se vidi dobro slaganje teorijskih i eksperimentalnih vrednosti što sugerije da i najjednostavniji model zaklanjanja fona može da se iskoristi kao prva aproksimacija procene za traženu korekciju atenuacije fona. Ovo posebno važi kod merenja niskih aktivnosti koji nemaju visok statistički kvalitet pa ni preciznost korekcije na atenuaciju fona, upotrebom kompleksnijih modela, ne mora da bude visoka. Za velike vrednosti μd pouzdanija korekcija se dobija izračunavanjem veličine D metodom Monte Karlo, uzimajući u simulaciji pravu veličinu detektora i bolju statistiku.



Slika 4. 19. Teorijska kriva i eksperimentalni rezultati za Marineli geometriju uzorka u efektu zaklanjanja fona

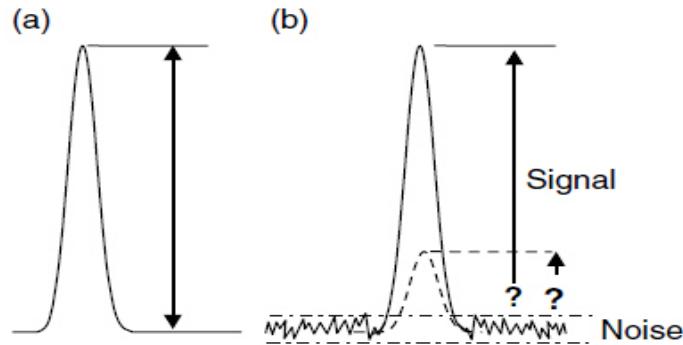
Kada se analizira relativni odnos sistematske greške usled zaklanjanja i statističke greške brojanja, imajući u vidu različite energije gama zraka kao i odnos brzina brojanja uzorka prema fonu kao parametre, slede očekivani zaključci. Najveći uticaj zaklanjanja je na niskim energijama kada je atenuacija najveća pa sa porastom energije sistematska greška opada ali mnogo sporije nego što opada sa porastom brzine brojanja u odnosu na fon. Ako se ne izvrši korekcija na zaklanjanje može se desiti da sistematska greška za red veličine nadmaši statističku posebno za male brzine brojanja što je slučaj za zračenje iz K-40 koje se emituje iz okoline detektora. Nakon korekcije sistematska greška je uvek manja od statističke osim za slučaj niskog odnosa brzine brojanja prema fonu.

Efekti geometrije izvor-detektor, kao što je pokazano ovom analizom, u velikoj meri utiču na konačnu procenu greške merenja.

4. 4. Električni šum

Komponentu fona koja se preciznije može smatrati smetnjom (šumom) značajno je pomenuti posebno kod niskofonskih merenja gde je oblast niskih energija od interesa. Već je opisano, u poglavljiju 3. 1. 2. i na slici 3. 5 (da je elektronski šum konstantan po amplitudi, tj. da ne zavisi od energije detektovanog fotona, i doprinosi rezoluciji HPGe detektora sa oko 1 keV širine FWHM. Relativan doprinos elektronskog šuma je onda veći za male energije fotona imajući u vidu da je širina jednog kanala za standardni opseg napona na izlazu iz pojačivača od 10V i za gejn analizatora od 8k svega 1.2 mV.

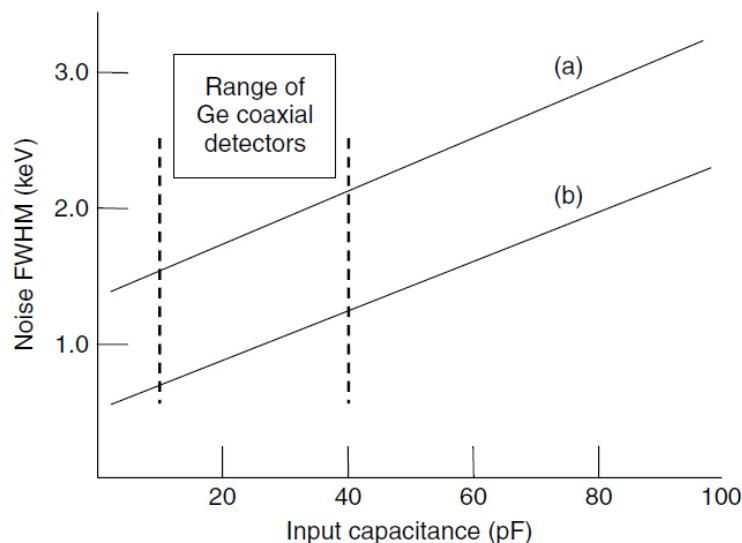
Neodređenost amplitude signala usled prisustva električnog šuma manifestuje se u variranju osnove (*engl. baseline*) od koje se računa visina svakog signala, slika 4. 20.



Slika 4. 20. *Signal bez šuma (a), neodređenost amplitude signala sa šumom (b)*

Najosetljiviji deo sistema je veza detektor predpojačivač i svaka čak i mala smetnja nastala na početku lanca prolaskom kroz predpojačivač i pojačivač se dodatno pojačava, a pokazuje se da promena kapacitivnosti na ulazu FET tranzistora predpojačivača i napajanja detektora od samo 5×10^{-7} pF prouzrokuje električni signal ekvivalentan energiji X zraka od 10 keV. Zato se u cilju smanjivanja izvora šuma od strane proizvođača detektora ali i korisnika preduzimaju konkretne mere:

- 1) minimizuje se termalni šum jer se kod većine savremenih HPGe detektora ulazno kolo predpojačivača (sa FET-om) hlađi, jer je smešteno u kriostat koji je u bliskom kontaktu sa Djuarovom posudom sa tečnim azotom,
- 2) bira se bar optimalna vrednost vremenske konstante RC pojačivača, vidi sliku 3. 18, iako bi šum bio još manji za manje vrednosti RC,
- 3) minimizuje se kapacitivnost detektora znajući da ona raste sa veličinom detektora, ali i da se razlikuje kod detektora različitih proizvođača, slika 4. 21.



Slika 4. 21. *Zavisnost šuma od ulazne kapacitivnosti za detektore (predpojačivače) dva proizvođača: ORTEC (a), CANBERRA (b)*

Podrazumeva se da signali sa tako minimizovanim šumom procesiraju do konačne analize kroz sve NIM module ali i kablove sa minimalnom distorzijom. Za sisteme sa upotreboru dugačkih kablova (preko 20m) obavezna je terminacija krajeva kablova zbog izjednačavanja impedansi.

Izvor šuma u retkim prilikama može biti i mikrofonija. Uobičajena praksa je da se detektor (Djuarova posuda) smešta na podlogu od izolatora (npr. gume) koja ne prenosi mehaničke vibracije od poda na detektor, pri čemu se postolje za pasivnu zaštitu oslanja nezavisno. Zanimljivo je da neki proizvođači preporučuju prekid merenja tokom tankovanja Djuarove posude tečnim azotom u cilju smanjenja eventualnih mehaničkih vibracija na detektor. U zavisnosti od osetljivosti merenja od značaja može biti po intenzitetu slabo, ali u vremenu skoro konstantno, ključanje tečnog azota.

U cilju izbegavanja radiofrekventnih interferencija ceo merni sistem i po mogućnosti cela laboratorijska trebalo bi da bude u Faradejevom kavezu, [4R32].

Pomeranje pikova u spektru i na taj način njihovo dodatno proširivanje češće se javlja kod merenja sa velikom brzinom brojanja, a glavni preduslovi za stabilizaciju spektara kod niskofonskih merenja su kvalitetno uzemljenje svih električnih instalacija kao i stabilizacija visokonaponskog napajanja detektora i binova. Idealan ambijent podrazumeva stabilnu temperaturu i malu relativnu vlažnost vazduha.

5. VREMENSKI PROMENLJIVE KOMPONENTE FONA - KOSMIČKO ZRAČENJE

Podela fona po poreklu na terestrijalni i kosmički ne prati podelu na vremenski promenljive i stalne komponente. Izotopi radona (Rn-219, Rn-220 i Rn-222), zemaljskog su porekla kao članovi prirodnih nizova urana i torijuma, ali se zbog svog gasnog agregatnog stanja tretiraju izdvojeno od ostalih članova nizova. Uticaj atmosferskih procesa na radon kao gas deluje i na kosmičko zračenje kao medijum kroz koji se prostiru. Vremenska varijacija koncentracije radona i njegovih potomaka kao i varijacija intenziteta kosmičkog zračenja prenosi se na vremensku promenljivost fona saglasno njihovom relativnom doprinosu fonu. Rutinska merenja malih aktivnosti podrazumevaju proveru fona jednom na početku i jednom na kraju serije merenja uzoraka što ponekad znači merenje fona samo jednom sedmično u trajanju od svega nekoliko hiljada sekundi. Pouzdanija informacija se dobija kada se, iako retko, fon meri tokom dužeg vremena (preko noći) i kada se bar statistička greška dovoljno redukuje. Idealno bi bilo da merni sistem podrazumeva dva identična HPGe detektora u dve identične pasivne zaštite gde se jednim mere uzorci a drugim fon iako su i tada, u zavisnosti od vrste uzoraka, nužne izvesne korekcije fona u cilju smanjivanja greške merenja. Jasno je da čak ni periodične provere fona nisu u praksi dovoljne za njegovo precizno utvrđivanje. Razlog tome su pored periodičnih sporih i brzih promena koncentracije radona i intenziteta kosmičkog zračenja i njihove aperiodične iznenadne i intenzivne promene. Za potpunije razumevanje njihovog uticaja na fon preporučuje se njihovo simultano monitorisanje kada je moguće fon korigovati i na aperiodične promene *a posteriori*, ali je od najvećeg značaja utvrditi oblasti energetskog spektra fona u kojima sve one deluju. Najpre ćemo se upoznati za fenomenom kosmičkog zračenja.

5. 1. Kosmičko zračenje kao izvor fona

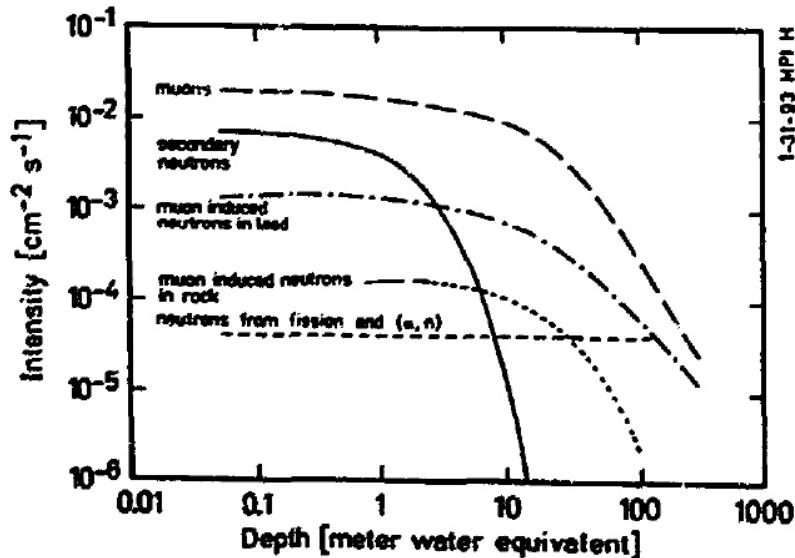
U cilju objašnjenja uticaja kosmičkog zračenja na fon HPGe detektora ovde će se samo kratko opisati njihov sastav i načini interakcije, a detalji fenomenologije kosmičkog zračenja slede u poglavljju 5. 4.

Primarno kosmičko zračenje čine nanelektrisane čestice (dominantno protoni) koje interagujući u gornjim slojevima atmosfere produkuju sekundarno, nehadronsko kosmičko zračenje koje stiže do površine Zemlje. Oko 3/4 njegovog intenziteta na površini zemlje je tvrda, prodorna komponenta koju čine mioni srednje energije oko 4 GeV, [4R27], poreklom iz raspada nanelektrisanih piona u interakcijama primarnog barionskog zračenja sa jezgrima gasova u stratosferi. Na nivou mora mionski spektar ima nagib približno E^{-2} gde je E kinetička energija miona, integralni fluks oko $1 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ ($170 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$) i ugaonu raspodelu približno $\cos^2\theta$, gde je θ zenitni ugao. Kao što znamo, sa sredinom mioni interaguju prvenstveno elektromagnetno i u srednjem na ionizaciju gube oko 2 MeV po gcm^{-2} sredine. Pošto sve pasivne zaštite germanijumskih detektora na površini zemlje nemaju više od 200 gcm^{-2} (17.5 cm) to je njihov uticaj na mionsku komponentu, u smislu apsorpcije, zanemarljiv. Sledeci 20-tak procenata

ukupnog intenziteta kosmičkog zračenja na nivou mora čini tzv. meka (neprodorna) elektromagnetna komponenta sačinjena od ravnomerne smeše elektron-pozitrona i fotona koji su kaskadno degradirani potomci raspada neutralnih piona iz viših slojeva atmosfere. Protoni i meka komponenta kosmičkog zračenja mogu imati uticaja na nivo fona samo u nadzemnim laboratorijama. Protoni svojim interakcijama mogu kreirati svoje EM pljuskove koji se sastoje od novih elektrona, pozitrona i fotona. Za praktično potpunu apsorpciju ove komponente dovoljno je oko 150 gcm^{-2} apsorbera što ispunjava svaka pasivna zaštita.

U toj istoj zaštiti, međutim, mioni preko nekoliko procesa (preko δ elektrona, raspadom zaustavljenih miona i iz zahvata miona) generišu ravnotežnu tercijarnu meku komponentu, uvek prisutnu ali manjeg intenziteta od sekundarne. Konačno, oko 3% kosmičkog zračenja na nivou mora čini nukleonska komponenta od koje su 97% neutroni, uglavnom poreklom iz spalacije jezgara atmosferskih gasova. Ovi neutroni imaju srednje slobodne puteve od 5 do 10 cm pa i njih standardne pasivne zaštite praktično zaustavljaju.

Slika 2. 14, prikazuje promenu površinskih flukseva miona i neutrona sa dubinom, a koja će ovde zbog svoje važnosti biti ponovo prikazana kao slika 5. 1.



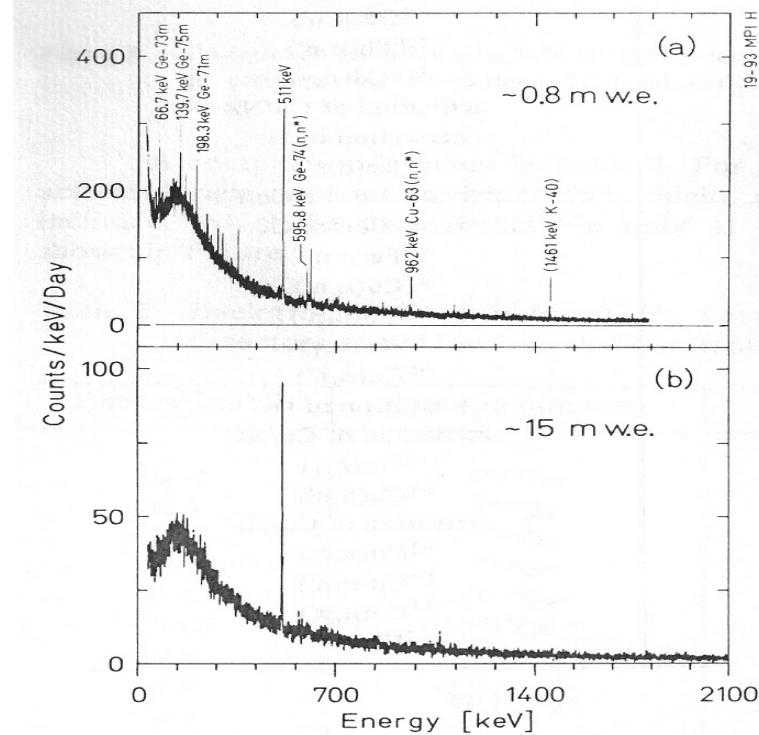
Slika 5. 1. Promena intenziteta miona i neutrona sa debљinom pokrivnog sloja

Sekundarni neutroni sa slike su nukleonska komponenta kosmičkog zračenja preostala iz hadronskih kaskada. Prvi stepen zaštite od miona i neutrona predstavlja izbor podzemne lokacije za niskofonsku laboratoriju, dok je drugi stepen upotreba veto detektora i posebno je značajna za površinske i podzemne ali relativno plitke lokacije laboratorija.

5. 1. 1. Fon indukovani neutronima

Elastičnim rasejanjem slabo interagujućih masivnih čestica WIMP-ova, kandidata za nosioce tamne materije u svemiru, na jezgrima detektora dobija se signal iste signature kao što je signal izazvan elastičnim rasejanjem brzih

neutrona pa je od velikog značaja smanjenje fluksa fonskih neutrona. Još su češći radijativni zahvati termalizovanih neutrona i neelastična rasejanja brzih, a od značaja je ponekad i neutronska aktivacija kristala. Sa slike 5. 1, jasno je da je značaj neutrona kosmičkog porekla veći u površinskim laboratorijama, dok u podzemnim već nakon 15 m.w.e preostaju samo neutroni iz (α, n) reakcija i iz spontane fisije, a koji se oslobađaju iz okoline. Direktnim merenjem fluksa neutrona u niskofonskim laboratorijama različitim metodama, primenom neutronskih detektora, BF_3 i He-3 proporcionalnih brojača, [5R1, 5R2], tečnim scintilatorima, [5R3], ili posredno HPGe detektorom, [5R4, 5R5], dobijaju se rezultati uglavnom saglasni sa vrednostima prikazanim na slici 5. 1. Naredna slika 5. 2 ilustruje razliku fonskih spektara na površini zemlje i u plitkoj laboratorijskoj podzemljani. Sve prisutne linije u spektru nadzemnog detektora, osim anihilacione koja je prisutna i u podzemlju odnosno K-40, potiču od interakcije neutrona na jezgrima germanijuma i bakra.



Slika 5. 2. HPGe spektri fona sa Pb-Cu zaštitom, na površini zemlje (a) i na 15 m.w.e (b), [4R18]

Za određivanje fluksa brzih neutrona energija iznad 691 keV koriste se reakcije Ge-72 (n, n') koja daje foton energije 691.3 keV i analogno Ge-74 (n, n') sa fotonom energije 596 keV, dok se za procenu fluksa termalnih neutrona koriste reakcije zahvata na Ge-74 i Ge-70 sa fotonima od 139.9 keV i 198.4 keV, respektivno. Specijalna pasivna zaštita za neutrone, posebno brze, sa materijalima malog rednog broja (voda, parafin) uglavnom se izbegava. Termalizacijom brzih neutrona povećava se broj termalnih koji zahvatom na lakin jezgrima proizvode za fon vrlo neprijatno visokoenergetsko gama zračenje (2223 keV iz radijativnog zahvata na vodoniku). Pored nabrojanih reakcija neutrona,

postoji veliki broj drugih koje doprinose fonu gama zračenja, od neelastičnog rasejanja na jezgrima pasivne zaštite, preko aktivacije germanijuma do stvaranja dugoživećih kosmogenih izotopa (C-14, Al-26).

Zanimljivo je pomenuti stvaranje (kosmogenog) izotopa Ge-68 ($T_{1/2}=271$ dan), uglavnom preko reakcije $\text{Ge-70}(n, 3n)\text{Ge-68}$, koji se raspada elektronskim zahvatom do Ga-68 ($T_{1/2}=68$ min) koji dalje svojim raspadom doprinosi fonu sve do energije od 3 MeV. Radeći sa obogaćenim germanijumom (86% Ge-76 u odnosu na prirodnih 7.4%), u $\beta\beta$ eksperimentima, smanjuje se obilnost izotopa Ge-70 (oko 70 puta) pa time i značaj ove reakcije.

Kompletnija analiza fona proizvedenog neutronima može se pronaći u najnovijoj referenci [2R19]. Između ostalog u njoj je analiziran uticaj različitih materijala pakovanih u Marineli geometriju na intenzitete gama linija nastalih reakcijom $\text{Pb}(n,n')$ i $\text{Ge}(n,n')$, analogno efektu zaklanjanja fona voluminoznim izvorom. Gama linije generisane neelastičnim rasejanjem neutrona na germanijumu mogu poslužiti kao mera prisustva brzih neutrona na mestu detektora. Promena intenziteta ovih linija nakon postavljanja različitih materijala oko detektoru daje meru uticaja tih materijala na usporavanje neutrona. Dalje poređenje intenziteta gama linija nastalih nakon reakcije na germanijumu odnosno olovu može poslužiti za utvrđivanje uticaja različitih materijala na promene fluksa neutrona na mestu olovne zaštite odnosno detektora. Kako je pokazano, rezultati upućuju da intenziteti linija od reakcije neutrona na germanijumu zavise od gustine zaklanjajućeg materijala, za razliku od olova kao mete. Ovo je od posebnog značaja za procenu fluksa brzih neutrona koji se standardno određuju iz interakcije na germanijumu jer bi se prisustvom uzorka pravila sistematska greška za razliku od merenja neutrona preko linija na olovu. Razlog uočenoj razlici je očigledno geometrija pošto je uzorak, koji je smešten između olovne zaštite i detektora, na putu neutronima do germanijuma ako se zanemari rasejanje neutrona od strane uzorka prema olovu. Da je kao uzorak-zaklon iskorišćen materijal velikog rednog broja npr. živa, za očekivati je da bi intenziteti linija iz reakcije neutrona na olovu drastično bili redukovani za razliku od linija iz reakcija na germanijumu koje bi se eventualno uvećale ako se u obzir uzmu i tercijarni neutroni kao proizvod iz reakcije miona na olovu. Zbog toga je vrlo važno i mesto merenja, tj. relativan odnos nukleonskih neutrona prema tercijarnim mionskim neutronima, slika 5. 1.

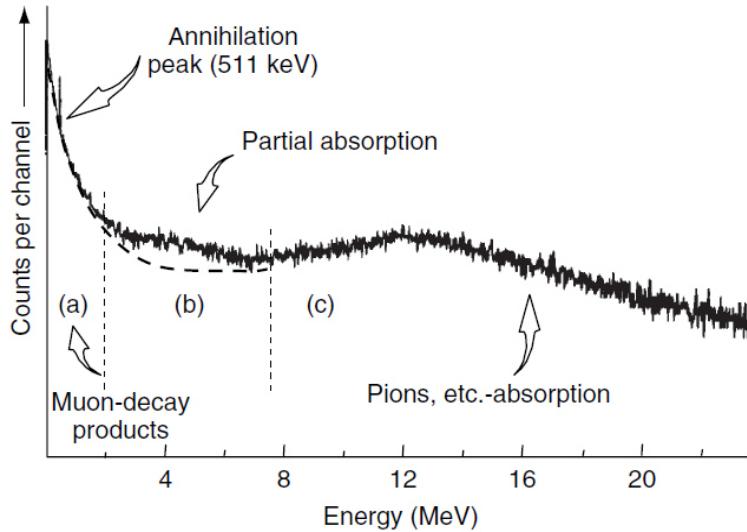
Još je bitno pomenuti da je vremenska varijacija fona u nadzemnim laboratorijama usko povezana i sa promenama fluksa kosmičkih neutrona a one na površini nisu beznačajne. Ova komponenta varijacije fona praktično je potpuno anulirana u podzemnim laboratorijama.

5. 1. 2. Fon indukovani mionima

Integralnim fluksom miona na nivou mora dominiraju brzi mioni sa oko 80%, [5R4], a način njihove interakcije sa sredinom (HPGe detektor, pasivna i aktivna zaštita) uslovjava načine merenja njihovog fluksa. Gubitak energije miona ionizacijom manji je nego za elektrone pre svega zbog mnogo veće mase (207 puta) što u kombinaciji sa relativistički produženim vremenom raspada obezbeđuje veliki prodor kroz sredinu, slika 5. 1. Prolaskom kroz kristal

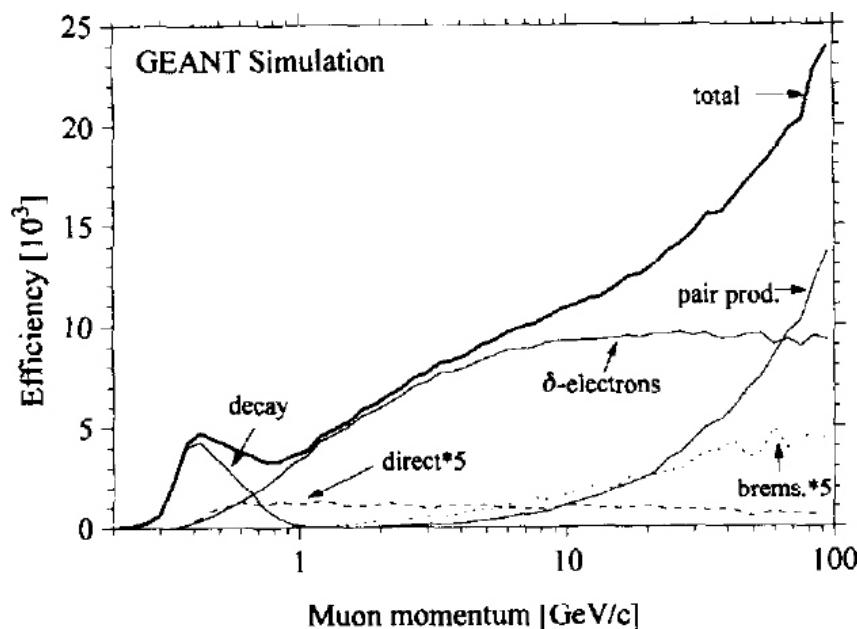
germanijuma mion (srednje energije na površini Zemlje od oko 4 GeV) izgubi samo deo svoje energije (ΔE široki pik) koji je zbog velike gustine germanijuma u HPGe spektru pomeren na nekoliko desetina MeV. Jonizacijom nastaje veliki broj elektrona (delta elektroni) koji, posebno u pasivnoj zaštiti velikog rednog broja, proizvode zakočno zračenje. Leptonska priroda miona dolazi do izražaja pri kraju njihovog puta kada se mion raspada na elektron odnosno pozitron, a ovi poslednji doprinose anihilacionoj liniji u γ spektrima. Ako ne doživi raspad, μ^- se može zahvatiti od strane jezgara sredine (presek za zahvat raste sa Z), pri čemu većinu energije odnose neutrini. Zanimljivo je pomenuti da se raspadima miona i piona u atmosferi generišu tzv. atmosferska neutrina koja čine na svim dubinama na Zemlji podjednako prisutan fon koji u pojedinim eksperimentima (raspad protona) daju istu signaturu kao i traženi proces i predstavljaju neuklonjivu smetnju.

Primenom HPGe detektora empirijski je pronađena veza između intenziteta karakterističnog X zračenja nastalog usled jonizacije mionima i fluksa miona. Ovo zračenje se produkuje u pasivnoj zaštiti neposredno uz detektor. Drugi način određivanja mionskog fluksa je preko kontinuma zakočnog zračenja. Raspadom pozitivnog miona i pre svega jonizacijom nastaju pozitroni i dalje anihilaciono zračenje. Naravno, i ambijentalno gama zračenje dovoljne energije kreira e^-e^+ parove i doprinosi anihilacionom piku, pa je veza sa upadnim fluksom miona ponovo empirijska. Sa druge strane, nezavisno mereći fluks miona, moguće je pronaći srednju brzinu emisije anihilacionog zračenja za određeni medijum pasivne zaštite. Pokazuje se, [5R6], da ova brzina linearno raste sa Z^2/A medijuma, što u površinskim i plitkim podzemnim laboratorijama produkuje intenzivnu anihilacionu liniju. Ovo je posebno značajno kada se detektor štiti olovom, pa je ponekad prednost upotreba medijuma manjeg Z , posebno za specijalne fundamentalne eksperimente u kojima je signaturno zračenje upravo anihilaciono, [5R7]. Određivanje fluksa pozitivnih miona preko intenziteta anihilacione linije moguće je koincidentnim merenjima u geometriji vetro aktivne zaštite. Slika 5. 3. ilustruje "mionske" strukture fona, [3R1].



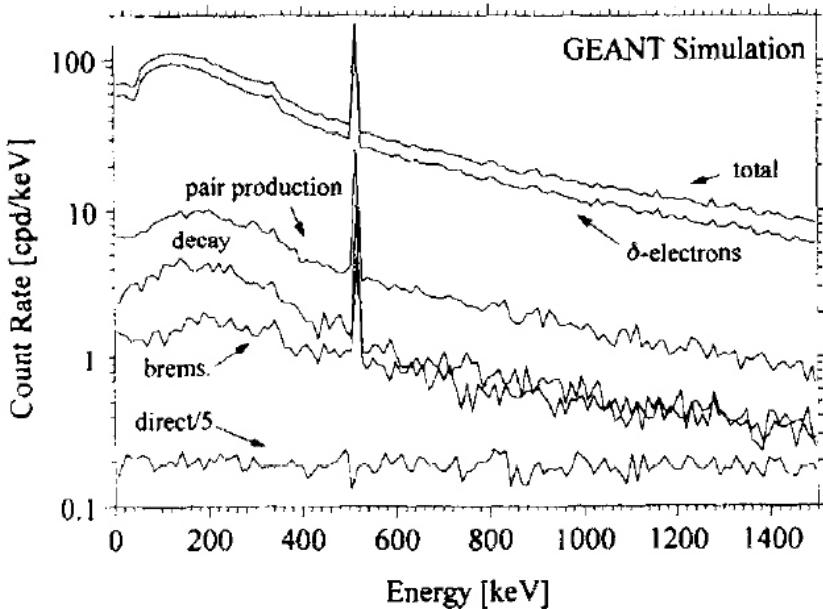
Slika 5. 3. Doprinos miona HPGe fonu

Mioni u HPGe detektorima ostavljaju nekoliko desetina MeV energije putem direktne ionizacije što je daleko iznad fonskog spektra ambijentalnog gama zračenja i praktično nije od interesa u većini niskofonskih merenja. Na slici 5. 3 je to široka distribucija na oko 12 MeV pošto je detektor relativno tanak (oko 2 cm), a za detektore većih efikasnosti i debljina mionski pik se pomera ka većim energijama. Glavni doprinos fonu mioni daju EM interakcijama sa detektorom i materijalima koji čine zaštitu detektora pri čemu se formiraju delta elektroni čije zakočno zračenje produkuje EM pljuskove čestice što dovodi do produkcije fotona koji se mogu detektovati. Mioni većih energija doprinos fonu mogu dati i putem direktnе produkcije parova elektron-pozitron i direktnе emisije zakočnog zračenja (bez posredstva elektrona), ali su ovi procesi zanemarivi u odnosu na interakcije delta elektrona, slika 5. 4.



Slika 5. 4. Efikasnost doprinosa HPGe fonu od miona (simulacija)

Do rasčlanjivanja na poznate mehanizme interakcije miona došlo se primenom sofisticiranog simulacionog paketa GEANT koji opisuje prolazak čestica kroz materiju i koji koristi teorijske osnove izložene u glavi 2, ali se dodatno prilagođava realnim detektorskim sistemima, [5R8]. Efikasnost sa poslednje slike definisana je kao verovatnoća da mion određenog momenta (energije) interaguje sa sistemom (HPGe detektor i Pb zaštita) deponujući u detektoru energiju u intervalu od 0 do 1500 keV koji je izabran jer se većina radionuklida detektuje u tom intervalu energija. Efikasnosti za produkciju delta elektrona, direktnu produkciju parova i mionsko zakočno zračenje grubo prate diferencijalne poprečne preseke tih interakcija. Na većim energijama miona od 70 GeV dominira direktna kreacija parova, ali je fluks miona na tim energijama značajno smanjen. Imajući to u vidu logičnije je razmatrati realan odziv HPGe detektora u opsegu energija od interesa koji je prikazan na slici 5. 5, [5R8].



Slika 5. 5. Odziv HPGe detektora na mione (simulacija)

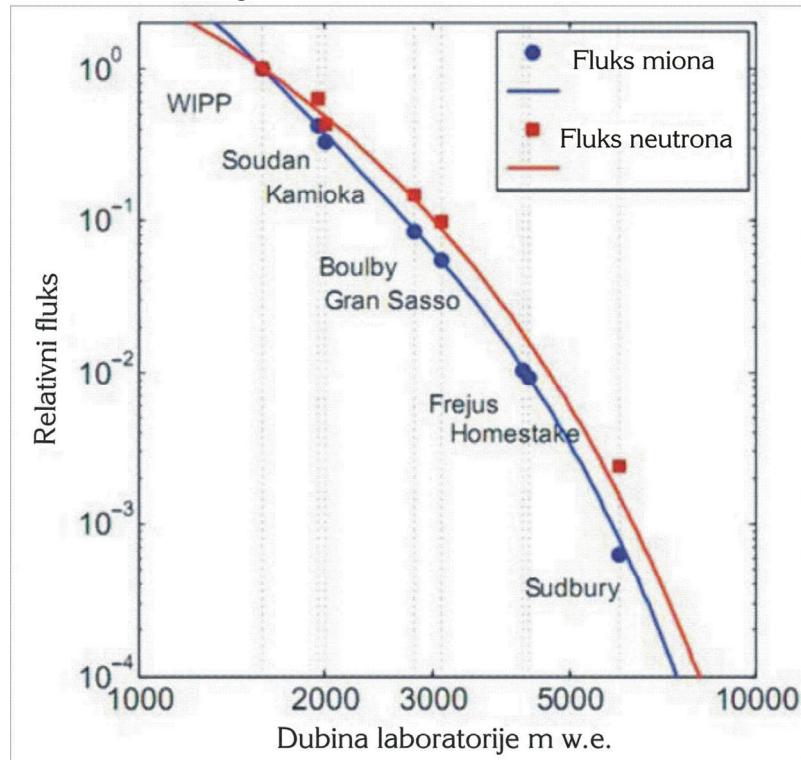
Na slici je direktna ionizacija miona prikazana smanjena za faktor 5 pošto interferira po doprinosu zakočnom zračenju u niskoenergetskom delu spektra odnosno kreaciji parova u visokoenergetskom delu. Očigledno je međutim, da su svi procesi zajedno zanemarivi u odnosu na ionizaciju preko delta elektrona osim za vrlo male impulse miona (ispod 0. 7 GeV/c), slika 5. 4, gde su procesi raspada i zahvata značajniji. Pored doprinosa kontinuumu, koji u realnim uslovima kada je prisutno i Komptonovo rasejanje ambijentalnih fotona nisu razlučivi, od posebne važnosti je doprinos koji mioni imaju u karakterističnoj anihilacionoj liniji u spektru. Kada se preračunaju ti relativni doprinosi sa slike 5. 5 dobija se procena sažeta u tabeli 5. 1.

Mehanizam interakcije miona	Kontinuum fonskog spektra 0-1500 keV (%)	511 keV (%)
Direktna ionizacija	2. 5	0
Delta elektroni	81. 2	72. 8
Proizvodnja parova	10	17. 2
Raspad miona	4	7. 1
Zakočno zračenje	2. 3	2. 9

Tabela 5. 1. Procena doprinosa kontinuumu i anihilacionoj liniji fonskog spektra od kosmičkih miona

Iz tabele se vidi da delta elektroni (visokih energija) dominiraju i u relativnom doprinosu anihilacionoj liniji iako manje zbog mehanizma direktne proizvodnje parova. Sličan zaključak o relativnom doprinosu mehanizama sledi i za ceo spektar fona do 2700 keV. Upotreboom aktivne zaštite HPGe detektora, što je tema narednog poglavlja, ukida se doprinos anihilacionoj liniji od strane miona pa se tada iz intenziteta linije na 511 keV može proceniti ideo visokoenergetskih fotona iznad praga za kreaciju parova.

Pored direktnе interakcije miona u germanijumu posebnu pažnju zaslužuje produkcija tercijarnih neutrona interakcijom miona u pasivnoj zaštiti. Doprinos fonu u γ spektrima je posredan i značajno se redukuje primenom odgovarajuće aktivne zaštite. Pokazuje se, [4R6], da se u zavisnosti od primenjene pasivne zaštite stvara između 2×10^{-3} i 2×10^{-2} neutrona po mionu, slika 5. 1, preko zahvata μ^- pre raspada i reakcijama brzih miona ($\mu p, n$), što je opisano u poglavljiju 2. 3. Srednji broj neutrona emitovanih po jednom zahvatu μ^- na olovu je 1.6, [5R9], ali je broj brzih miona u odnosu na broj sporih mnogo veći. Eksperiment sa Cd lajnerom pokazuje vrlo malo prisustvo termalnih neutrona u intenzitetu tercijarnih, što je posledica dominacije brzih miona, [4R10]. Sa slike 5. 1 uočava se da je intenzitet tercijarnih neutrona nastalih od miona u stenama (zemlji u okolini laboratorije) u odnosu na olovu za red veličine niži. Imajući u vidu i blizinu pasivne zaštite (olova) detektoru, posebna se pažnja posvećuje količini olova koje je sa jedne strane pasivna zaštitna HPGe detektora ali je sa druge meta za mione. U ekstremnom slučaju za debljinu olova od 100cm i na 17 m.w.e izmeren je fluks tercijarnih neutrona uvećan 13 puta u odnosu na fluks neutrona bez olova, [5R10]. Jasno je da povećanje debljine olovne-pasivne zaštite preko optimalnih 10 do 15 cm postaje kontraproduktivno. U površinskim laboratorijama jedina mogućnost redukcije fona od miona je aktivna veta zaštitna, ali je to praksa i u plitkim podzemnim laboratorijama sve do oko 100 m.w.e gde je fluks miona i dalje značajno prisutan, a posledično i fluks tercijarnih neutrona. Slika 5. 6 prikazuje promenu fluksa miona i tercijarnih neutrona sa dubinom na kojoj su prikazane i "lokacije" nekih od najpoznatijih podzemnih labortorija u svetu izražene u metrima vodenog ekvivalenta m.w.e.

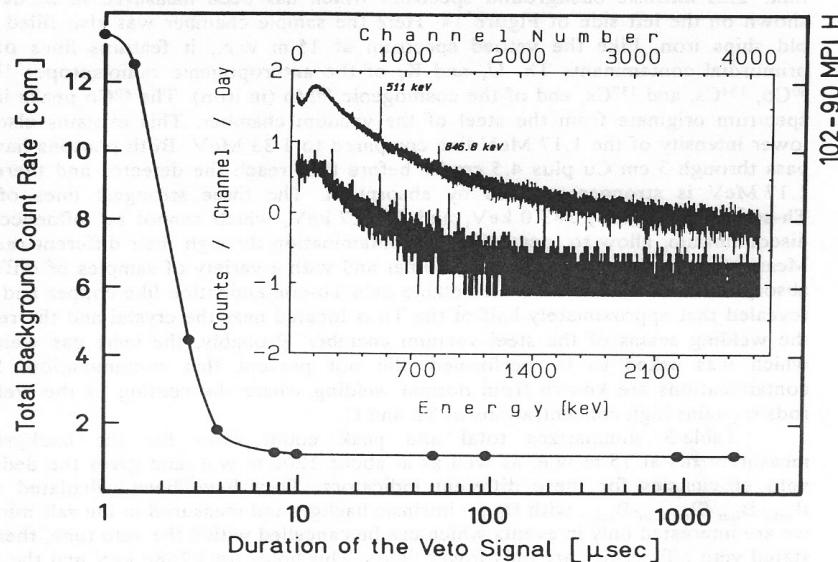


Slika 5. 6. Fluks miona i neutrona i lokacije nekih podzemnih laboratorijskih lokaliteti

5. 2. Aktivna zaštita HPGe detektora

Aktivna zaštita predstavlja upotrebu nezavisnih veta (ΔE) detektora miona, dovoljno velike površine, koji se postavljaju iznad pasivne zaštite germanijumskog detektora i samog HPGe detektora i koji su antikoincidentno vezani sa HPGe detektorom. Ideja je da se ne računaju u amplitudni spektar HPGe detektora oni signali koje istovremeno (u određenom intervalu veta signala) broje veto i HPGe detektor. Kako su mioni nai elektrisani, kao veto detektori mogu se koristiti gasni proporcionalni brojači, [5R11], ili višežične proporcionalne komore (MWPC), [4R27], ali su široku primenu ipak našli scintilatori, NaI, [4R7], plastični i tečni, [5R12]. Razlog za to je njihova velika efikasnost za detekciju neutrona koji se na ovaj način takođe eliminišu. Međutim i u ovom slučaju izbor odgovarajućeg veta detektora zavisi od konkretnog aranžmana; u vrlo dubokim laboratorijama (>2000 m.w.e) mionski fluks toliko se redukuje da aktivna zaštita nije neophodna, dok u standardnim niskofonskim laboratorijama (≤ 50 m.w.e) upotreba scintilatora utiče na povećano mrtvo vreme sistema pošto scintilator efikasno detektuje i gama zračenje, pa čak zbog toga ima pokušaja primene dodatne pasivne zaštite iznad plastičnog scintilatora radi smanjenja mrtvog vremena, [4R7].

Na slici 5. 7. je pored prikazane redukcije fona primenom veta detektora (spektri u desnom gornjem uglu), predstavljena promena ukupne brzine brojanja fona u zavisnosti od trajanja veta signala (vreme razlaganja koincidentnog kola).



Slika 5. 7. Rezultat primene veta zaštite, [4R10]

Značajna redukcija se postiže za vremena veća od $10 \mu\text{s}$ što je dovoljno da se odbace događaji koji su posledica raspada i zahvata zaustavljenih miona ($\tau=2.2 \mu\text{s}$). Takođe, zbog ugaone distribucije miona koja je pri površini zemlje dovoljno široka ($\cos^2\theta$), potrebno je Ge detektor zaštiti scintilatorom velike površine što doprinosi većoj efikasnosti, ali i mrvom vremenu spektroskopskog sistema. Bitno smanjenje fona postiže se za određene intervale energija, ali je za slučaj

scintilatora ponekad prisutno povećanje intenziteta linija od primordijalnih radionuklida usled znatne kontaminacije fotomultiplikatora. Inače, u literaturi se navodi smanjenje intenziteta pojedinih linija (najčešće anihilacione) ili intervala energija i to smanjenje se povezuje sa efikasnošću veto zaštite. Uobičajeno smanjenje integralnog fona aktivnom-veto zaštitom je od 2 do 10 puta i skoro je nezavisno od energije, slika 5. 7, što je potvrda da mioni doprinose fonu podjednako na svim energijama. Faktor redukcije anihilacione linije je obično 2 puta veći od faktora redukcije celog fona. Opšti je zaključak da je za što potpuniju veto zaštitu HPGe detektora isti potrebno zaštiti odozgo i sa strane zbog široke ugaone distribucije kosmičkih miona, [4R16].

Aktivno koincidentno i antikoincidentno smanjenje fona moguće je u merenjima sa RA izvorom i sistemom aktivnih detektoru kada se fonom u opštem smislu reči podrazumeva sveukupno ometajuće zračenje. Najpoznatiji su primeri par spektrometara kada se analizira gama zračenje visokih energija (iz RA izvora), npr. u aktivacionoj analizi, pa je signaturno zračenje pik dvostrukog izbegavanja, dok je drugi primer sistem za potiskivanje komptonskih dogadjaja. Primenom ovakvog sistema odnos P/C drastično se povećava u Ge spektru koji se snima čime je omogućena detekcija foto pikova vrlo slabog intenziteta. Takođe, čestice visoke energije koje od spolja dopiru do germanijumskog detektora (kosmičko zračenje, radioaktivnost okruženja), tj. one koje ne potiču iz ispitivanog uzorka, prethodno prolaze kroz scintilacioni detektor generišući signal što omogućava odbacivanje odgovarajućih koincidentnih događaja u Ge detektoru.

5. 3. Producija radionuklida interakcijama kosmičkog zračenja

Kosmički zraci generišu fon i indirektno stvarajući tzv. kosmogene radionuklide. Radonuklidi kosmičkim zračenjem mogu biti stvoreni kako u atmosferi tako i u Zemljinoj kori. U tabeli 5. 2 dat je opšti pregled kosmogenih radionuklida, [5R13].

Radionuklid	$T_{1/2}$	Radionuklid	$T_{1/2}$
^3H	12.3 g	^{32}P	14.3 d
^7Be	53.3 d	^{33}P	25.3 d
^{10}Be	$1.6 \cdot 10^6$ g	^{35}S	87.5 d
^{14}C	5730 g	^{38}S	2.8 h
^{22}Na	2.6 g	$^{34\text{m}}\text{Cl}$	32 min
^{24}Na	15 h	^{36}Cl	$3 \cdot 10^5$ g
^{28}Mg	20.9 h	^{38}Cl	37.2 min
^{26}Al	$7.4 \cdot 10^5$ g	^{39}Cl	55.6 min
^{31}Si	2.6 h	^{39}Ar	269 g
^{32}Si	172 g	^{81}Kr	$2.3 \cdot 10^5$ g
^{129}I	$1.6 \cdot 10^7$ g	^{85}Kr	10.7 g

Tabela 5. 2. Kosmogeni radionuklidi

Analizirajući sliku 4. 2 očigledno je da najmanji doprinos fonu gama zračenja imaju upavo kosmogeni radionuklidi nastali aktivacijom stabilne materije u

interakcijama kosmičkog zračenja. U specijalnim situacijama, međutim, oni generišu ključnu komponentu fona kao u primeru radiohemskihs eksperimenata sa solarnim neutrinima u kojima kosmičko zračenje na površini zemlje generiše iste izotope kao i maloverovatne reakcije zahvata solarnog neutrina. Kako je fon na površini za nekoliko redova veličina veći ovi eksperimenti se mogu izvoditi jedno duboko pod zemljom.

Za analizu fona u gama spektroskopskim merenjima prvenstveno je bitna produkcija radionuklida kosmičkim zračenjem u samom detektoru i materijalima zaštite. Radionuklidi se u najvećem broju generišu u atmosferi interakcijama protona, alfa čestica, piona, neutrona, mezona i drugih čestica sa kiseonikom, azotom i argonom, ali je njihov uticaj na fon HPGe detektora zanemarljiv, kao što je ilustrovano na slici 4. 2. Dugoživeći izotopi kao što su Al-26, Be-10 i Cl-36 značajni su za merenja u podzemnim laboratorijama koja su povezana sa datiranjima geoloških procesa kao što je erozija tla, ali i sa geomorfolojijom, arheologijom, glaceologijom i okeanografijom, [5R14]. Najveći uticaj na fonski odbroj imaju ipak kratkoživeći radionuklidi generisani kosmičkim zračenjem u materijalima uzorka, detektora ili zaštite, kao na primer Co-56, Co- 57, Co-58 i dobro poznati Co-60. Zanimljiva razlika u brzini proizvodnje kratkoživećih radionuklida uočena je u pripremi poznatog eksperimenta dvostrukog beta raspada u Gran Saso podzemnoj laboratoriji, [4R7, 4R10]. Jedan HPGe detektor (tačnije Ge kristal) je bio izložen značajno većem fluksu kosmičkog zračenja na visini od 10 km tokom desetosatnog avionskog leta dok je drugi tokom procesa proizvodnje bio eksponiran kosmičkom zračenju na površini zemlje. Oba detektora su bila obogaćena koncentracijom izotopa Ge-76 do 86% i rezultati merenja koncentracija kratkoživećih kosmogenih radionuklida za oba detektora kao i za običan HPGe detektor (7.4% Ge-76) sadržaj su tabele 5. 3.

Meta	Kosmogeni izotop	Brzina produkcije ($\mu\text{Bq kg}^{-1}$)		
		Prirodni HPGe nivo mora	Obogaćeni HPGe Nivo mora	Obogaćeni HPGe 10 km
Ge	Mn-54	38(9)	27	4000
	Co-57	34(5)	19	6000
	Co-58	40(10)	14	-
	Zn-65	440(70)	127	31000

Tabela 5. 3. Brzina produkcije kratkoživećih kosmogenih radioizotopa u kristalu germanijuma

Kada se umesto olova kao pasivna zaštita HPGe detektora koristi velika količina gvožđa mora se imati u vidu da je brzina produkcije kosmogenog izotopa Mn-54 na gvožđu na nivou mora oko $4500 \mu\text{Bqkg}^{-1}$. Reakcije kojima se proizvodi izotop mangana Fe-56($n, p+2n$) i $\text{Fe-56}(\mu^-, \nu+2n)$ potvrđuju zaključak da su najznačajniji mehanizmi aktivacije i produkcije radionuklida interakcije neutrona i miona.

5. 4. Fenomenologija kosmičkog zračenja

Interesovanje za komponentu fona koju u HPGe detektorima generiše kosmičko zračenje, kao što je objašnjeno, nema i praktičan značaj ako se koristi adekvatna aktivna zaštita. U najvećem broju laboratorijskih sistema bave merenjima malih aktivnosti to nije čest slučaj jer se čestim zamenama uzoraka zahteva perturbacija detekcionog sistema koji postaje kompleksniji zbog potrebe antikoincidiranja dva i više detektora. Monitorisanje fluksa kosmičkog zračenja *ad hoc* plastičnim scintilatorom dovoljno velike površine podrazumeva upravo najracionalniji aranžman veta zaštite HPGe detektora. U takvoj geometriji dva detektora osim smanjenja fona upotrebom antikoincidentne veze detektora i nezavisne analize kosmičkog zračenja otvara se i mogućnost detaljne analize događaja u germanijumskim spektrima koje generišu mioni kosmičkog zračenja. To se realizuje u koincidentnom povezivanju dva detektora gde je plastični scintilator triger detektor, a najpotpunija informacija o interakciji brzih miona u germanijumu dobija se upotrebom fleš ADC digitalnih analizatora. Kompleksniji sistemi osim jednog plastičnog scintilatora pozicioniranog iznad HPGe detektora i njegove pasivne zaštite mogu da sadrže još nekoliko manjih scintilatora koji štite HPGe detektor sa bočnih strana. Mioni koji trigeraju bočne scintilatore razlikuju se po energetskom spektru od onih koji stižu odozgo, a fluks svih miona varira u vremenu. U zavisnosti od konkretnog aranžmana varijacije fluksa kosmičkog zračenja (dominantno miona) u većoj ili manjoj meri se prenose i na varijaciju fona HPGe detektora. Iz svega izloženog jasno je da potpuno razumevanje delovanja miona na HPGe detektore podrazumeva detaljniju analizu fenomena kosmičkog zračenja generalno, a posebno samih miona koji stižu do detektora.

Pod kosmičkim zračenjem podrazumevaju se stabilne čestice i jezgra sa vremenom života većim od milion godina koji iz međuzvezdanog prostora stižu do Zemljine atmosfere, kao i čestice koje se generišu njihovom interakcijom sa atomima u atmosferi. Prvu komponentu koja dospeva do Zemljine atmosfere nazivamo primarna, dok je komponenta kosmičkog zračenja nastala u atmosferi sekundarna. Prosečno oko 1000 čestica kosmičkog zračenja pogodi jedan kvadratni metar gornje površine Zemljine atmosfere svake sekunde. Primarno kosmičko zračenje sastoji se od protona (oko 90%), alfa čestica (oko 9%) i zanemarivog procenta težih jezgara i sve čestice poseduju ekstremno visoke kinetičke energije. Tačnije, većina čestica primarnog kosmičkog zračenja su relativističke čestice sa energijama koje su uporedive ili veće od njihovih masa mirovanja, a veoma mali deo čestica ima ultrarelativističke energije koje dostižu 10^{20} eV, [5R15]. Zanimljivo je da je procentualni sastav spektra najbrojnijih čestica primarnog kosmičkog zračenja (protona i alfa čestica) približno konstantan u širokom opsegu njihovih energija (od 10^4 eV do 10^{10} eV), koje su relevantne za naša merenja sekundarnih čestica.

5. 4. 1. Primarno kosmičko zračenje

I nakon 100 godina od otkrića kosmičkog zračenja glavna pitanja o njihovom poreklu i mehanizmima ubrzavanja do makroskopskih energija ostaju i dalje bez zadovoljavajućih odgovora. U kontekstu ove disertacije detalje ovih

pitanja nećemo doticati jer je fokus stavljen na čestice kosmičkog zračenja koje su u našim laboratorijskim uslovima merljive, koje čine komponentu fona germanijumskih detektora i čijom varijacijom potencijalno varira i sam fon.

Primarno kosmičko zračenje čine čestice koje nastaju u različitim izvorima kao što su Sunce i ostale zvezde, egzotični objekti poput Super Nova i njenih ostataka, neutronske zvezde i crne rupe, kao i aktivno galaktičko jezgro i radio galaksije. Kosmički zraci putuju brzinama bliskim brzini svetlosti, a najviša detektovana energija do sada je neverovatnih 10^{21} eV što je makroskopski velikih 200 J. Gustina kosmičkih zraka sa energijama iznad 100 MeV/nukleonu je 10^{-10} cm⁻³ u blizini Zemlje, dok ukupna srednja gustina energije u celom univerzumu iznosi 1 eVcm⁻³.

Primarno kosmičko zračenje delimo prema poreklu i energijama na tri vrste, [5R16]:

- a) **Galaktičko kosmičko zračenje** (*engl. Galactic cosmic rays - GCR*) nastaje daleko izvan našeg solarnog sistema i nosi energije i do 10^{21} eV. Sastoji se uglavnom od protona, 7-10% helijuma i 1% težih elemenata. GCR je najtipičnije kosmičko zračenje i njega pretežno detektujemo na površini Zemlje (zapravo sekundarne čestice koje nastaju u atmosferi od GCR primarnog zračenja).
- b) **Solarno kosmičko zračenje** (*engl. Solar cosmic rays - SCR*) potiče od solarnih eksplozija i nosi energije od nekoliko stotina MeV/nukleonu do nekoliko GeV/nukleonu. Sastav je sličan GCR: dominiraju protoni, oko 10% helijuma i manje od 1% težih elemenata. Izvori SCR mogu biti i izbacivanja mase iz korone (*engl. coronal mass ejection - CME*), kao i udarni talasi u međuplanetarnom prostoru. Tokom jakih sunčanih oluja, fluks SCR može porasti i do nekoliko stotina procenata tokom nekoliko sati ili dana. Ovo se zove solarnim čestičnim događajem.
- c) **Anomalno kosmičko zračenje** (*engl. Anomalous cosmic rays - ACR*) potiče iz međuzvezdanog prostora izvan heliopauze (region između oblasti kojom dominira solarni vетар i oblasti kojom dominira međuzvezdani vетар). Sastav ACR se razlikuje od SCR i GCR jer sadrži više helijuma nego protona i mnogo više kiseonika od ugljenika.

U Galaktičkom kosmičkom zračenju sve čestice su potpuno jonizovane, odnosno sastoje se samo od jezgara. Snažni procesi akceleracije otkidaju elektrone od nanelektrisanih čestica ostavljajući za sobom jezgra i izolovane elektrone. GCR spektar je tvrdi od spektra termalne energije na osnovu čega zaključujemo da su čestice pretrpele značajna ubrzanja. Diferencijalni energetski spektar GCR se meri različitim instrumentima čiji je energetski domen od 10^9 do 10^{21} eV. Spektar GCR se radi lakše interpretacije deli po oblastima različitih energija i opisuje različitim zakonima.

U slučaju energija ispod 50 GeV (10^{10} eV), čestice su pod uticajem solarne modulacije što je posebno važno sa aspekta varijacija njihovog fluksa. Čestice energija koje pokrivaju domen oko 10^{15} eV i iznad te vrednosti slede zakonitosti koje su eksperimentalno dobijene.

Čestice ultra visokih energija (*engl.* ultra high energy - UHE) su retke što je teško registrovati jer u obzir moramo uzeti i atmosferu kao deo samog detektora. Standardno uverenje je da se kosmičko zračenje najvećim delom ubrzava u našoj Galaksiji ali da se jedan deo ubrzava i van nje. Poreklo CR veoma visokih energija do oko 10^{21} eV je još uvek nepoznato, jer je tih čestica tako malo da je teško utvrditi odakle dolaze.

Za čestice energija oko 10^{15} eV se smatra da su stvorene u našoj Galaksiji, a da su za njihovu akceleraciju zaslužni udarni talasi ostataka Super Nove (*engl.* supernova remnants - SNR).

Kosmičko zračenje ostaje dugo zarobljeno u Galaksiji pod uticajem magnetnog polja. U toku svog kretanja kroz Galaksiju čestice menjaju svoj energetski bilans, gubeći ili dobijajući energiju, u sudarima sa drugim česticama ili u nekim drugim procesima. Njihova propagacija je difuzna i to je jedan od razloga što se ne može otkriti njihovo poreklo. Akceleracija čestica ultra visokih energija (UHE) je još uvek predmet istraživanja, dok je za čestice nižih energija teorija prilično dobro ustanovljena. Fermi je još 1949. godine sugerisao objašnjenje mehanizma akceleracije, bazirajući svoju ideju na pokretnim magnetnim oblacima u međuzvezdanoj sredini (*engl.* interstellar medium- ISM). Procenjuje se da je veličina ovih oblaka nekoliko svetlosnih godina sa gustinom 10-100 puta većom od srednje gustine ISM. Ovi oblici nose zamrznuto magnetno polje i čine nekoliko procenata ISM. Kada se brza čestica sudari sa iregularnostima polja dolazi do promene njenog impulsa, bilo da dobija ili gubi energiju.

Objašnjenje mehanizma ubzavanja putem magnetnog pumpanja predložio je Alfvén 1963 godine. Ovaj mehanizam je efikasan u oblastima gde postoje magnetne strukture poput onih u ISM, u međuplanetarnom prostoru formiranim oblacima plazme ili u oblastima kreirane Suncem.

Solarno kosmičko zračenje je otkriveno 1942. godine i od tada su CR detektori povremeno beležili uvećanja CR intenziteta za nekoliko stotina procenata u vreme eksplozija na Suncu. Intenzitet bi se zatim vraćao na normalu u roku od nekoliko desetina minuta do dana, pošto bi se proces akceleracije završio i ubrzani joni rasejali u svim pravcima u međuplanetarnom prostoru. Ovi kratki skokovi u intenzitetu SCR energija se zovu događaji na nivou Zemlje (*engl.* Ground Level Events - GLE). Poredjenjem sa GCR, SCR ima relativno male energije, generalno ispod 1 GeV i retko oko 10 GeV. Pojava GLE nije ravnomerno raspoređena u vremenu već je povezana sa solarnom aktivnošću, retko se pojavljuje pri minimalnoj solarnoj aktivnosti i dostiže maksimum tek 1-3 godine nakon maksimalne aktivnosti sunčevih pega. Studije o SCR su veoma važne za astrofiziku pošto njihove karakteristike ne trpe velike promene propagacijom kroz međuplanetarni prostor. SCR se sastoji iz tri glavne komponente: proton-nukleon, elektron-požitron i elektromagnetne komponente.

Sastav SCR zavisi od energije čestice: na energijama većim od 100 MeV/nukleonu relativan sastav SCR je sličan solarnoj atmosferi dok je SCR nižih energija obogaćeno težim jezgrima. Teški joni nisu potpuno ionizovani u izvoru SCR. Zapaženo je da se nivo ionizacije snižava sa nanelektrisanjem i masom. Pošto je stanje nanelektrisanja jona u plazmi

određeno temperaturom plazme, njena vrednost se može proceniti u delu solarne atmosfere gde su SCR ubrzane. Kao i u slučaju GCR i intenzitet SCR opada sa energijom čestica i ovo je zapravo njihova jedina sličnost. Prva očigledna razlika je maksimum energije. Veruje se da solarni protoni mogu da se ubrzaju samo do energija 20 GeV što je dramatično različito od 10^{21} eV GCR. Naredna očigledna razlika je što GCR fluks postoji permanentno, dok se SCR pojavljuje retko, sa iregularnostima u vremenu. Značajna komponenta SCR su solarni neutroni. Zbog svoje neutralnosti ne mogu biti ubrzani električnim poljem ili magnetnim strukturama (nisu primarno kosmičko zračenje). Nakon produkcije oni nose jedinstvenu informaciju o parametrima položaja eksplozije, zahvaljujući očuvanju svoje kinetičke energije. Razlog zašto samo polovina solarnih neutrona stiže do Zemlje je njihova nestabilnost, odnosno, srednje vreme života od 920 s (svetlost putuje od Sunca do Zemlje približno 500 s). Prepostavlja se da SCR potiče od solarnih eksplozija, ali je to pitanje još uvek otvoreno. Nedavno je predstavljen koncept izbacivanja mase iz korone (CME) kao drugi fenomen koji uzrokuje akceleraciju čestica.

Solarnе eksplozije su velike eksplozije na površini Sunca. To su veoma brzi procesi sa trajanjem od nekoliko minuta. Najčešće se javljaju blizu sunčevih pega duž linije podele između oblasti suprotno orijentisanih magnetnih polja, gde se struktura magnetnog polja deformiše i oslobađa energiju. Eksplozije oslobađaju energiju na više načina: tvrdо elektromagnetsko zračenje, energetske čestice i protok mase. U ovom procesu oslobađa se velika količina magnetne energije, veoma brzo, i pretvara se u termalnu i kinetičku energiju čestica. Čestice se zatim ubrzavaju za kratak vremenski period i mogu ostati zarobljene ili biti oslobođene. Napomenimo još da osim u atmosferi Sunca ovaj se proces javlja i u drugim plazmenim sredinama, uključujući i Zemljinu magnetosferu.

CME procesi su prostorno veći i vremenski sporiji događaji od solarnih eksplozija u kojima velike količine plazme, inicijalno zarobljene u zatvorenim koronalnim linijama magnetnog polja, bivaju izbačene u međuplanetarni prostor. Tokom perioda aktivnosti u jednom danu možemo zapaziti nekoliko CME događaja.

Međuplanetarna propagacija je bitna za poznavanje SCR. Čak i čestice koje potiču od najvećih solarnih događaja mogu da ne stignu na Zemlju ako geometrija nije povoljna. Čestice koje su izbačene simultano sa različitim energijama stižu do Zemlje u različito vreme zbog različite brzine što se pre svega odnosi na nerelativističke čestice.

Anomalno kosmičko zračenje je treća primarna komponenta kosmičkog zračenja i ono je otkriveno 1973. godine kao pik u spektru određenih elemenata (He, N, O, Ne) na energijama 10 MeV/nukleonu. ACR primarno nastaju iz neutralnih međuzvezdanih atoma sakupljenih kretanjem Sunca kroz međuzvezdanu sredinu u solarne rupe. Neobična kompozicija ACR odražava činjenicu da samo atomi sa visokim ionizacionim potencijalom čine izobilje međuzvezdanih neutrala. Na 1-3 aj (astronomskih jedinica), ovi neutralni atomi postaju jednom jonizovani ili fotoionizacijom solarnim UV fotonima ili razmenom nanelektrisanja u sudarima sa protonima solarnog vetra. Pošto ove čestice postanu nanelektrisane međuplanetarno magnetno polje (*engl.* interplanetary

magnetic field - IMF) ih sakuplja i nosi zajedno sa spoljašnjim solarnim vетrom u pokretu prema spoljnjem graničnom šoku solarnog veta koji je lociran u regionu na 70-100 ај. Oni se zovu "joni za poneti" tokom ovog dela njihovog puta. Joni se učestalo sudaraju sa graničnim šokom, dobijajući energiju u tom procesu i bivaju ubrzani od energija 1 keV/nukleonu do nekoliko desetina MeV/nukleonu. Ovo se nastavlja sve dok oni ne izmaknu dejstvu udarnog talasa i difuzno krenu ka unutrašnjoj heliosferi.

Novija istraživanja pokazuju da su maksimalne energije do kojih se ubrzavaju jednostruko ionizovani joni od 250 do 350 MeV. Sudari u regionu graničnog udarnog talasa mogu dovesti do dalje ionizacije i njegovo električno polje može ubrzati jone do viših energija. Zato što su ACR nepotpuno ionizovani joni oni ne skreću pod uticajem magnetnog polja Zemlje, efektivno kao GCR istih energija. Za ACR se smatra da predstavljaju uzorak lokalne međuzezdane sredine. Oni ne doživljavaju snažne procese kao GCR i imaju niže energije i manje brzine. ACR se sastoji od velikih količina helijuma, kiseonika, neon-a, i drugih elemenata sa visokim ionizacionim potencijalom tako da zahtevaju velike energije da bi se ionizovale.

Teorija vezana za SCR i ACR je navedena radi sticanja opšte slike o kosmičkom zračenju iako je njihov ideo u celokupnom spektru CR zanemarljiv. Pošto se na Zemljinoj površini pretežno detektuje GCR nadalje se bavimo uticajima na ovu vrstu kosmičkog zračenja.

Uopšteno sagledavajući primarnu i kasnije sekundarnu komponentu može se zaključiti da na prostiranje kosmičkog zračenja do površine Zemlje utiču elektromagnetna polja Sunca i Zemlje. Sunce svojom aktivnošću utiče na sastav kosmičkog zračenja koje dolazi do Zemlje pa tako solarni vetrovi, koji su generisani plazmom sa Sunca, usporavaju i potpuno isključuju (rasejavaju) iz CR snopa nanelektrisane čestice nižih energija. Postoji izrazita obrnuta zavisnost između Sunčeve aktivnosti (koja ima jedanaestogodišnju periodičnost) i intenziteta kosmičkog zračenja sa energijama ispod 10^{10} eV. Čestice nižih energija podložne su i uticaju geomagnetskog polja Zemlje koje one moraju preći da bi stigle do Zemljine atmosfere. Zbog ovih efekata intenzitet svih komponenti kosmičkog zračenja zavisi od lokacije na površini Zemlje i trenutka vremena u kojem se vrši posmatranje. Spektar komponenti kosmičkog zračenja može se opisati na sledeće načine:

- 1) brojem čestica po jedinici rigidnosti. Magnetna rigidnost definiše se:

$$R = \frac{p \cdot c}{Z \cdot e} = r_L \cdot B \quad (5.1)$$

- 2) brojem čestica po jedinici energije po nukleonu
- 3) brojem nukleona po jedinici energije po nukleonu ili
- 4) brojem čestica po energiji po jezgru

Prvi način prikazivanja spektra je pogodan prilikom praćenja prostiranja i ubrzavanja čestica kosmičkim magnetnim poljima. Poznavanje broja čestica po jedinici energije po nukleonu je bitno za analizu interakcija čestica kosmičkog zračenja sa interstelarnim gasom. Prilikom izučavanja interakcija čestica sa

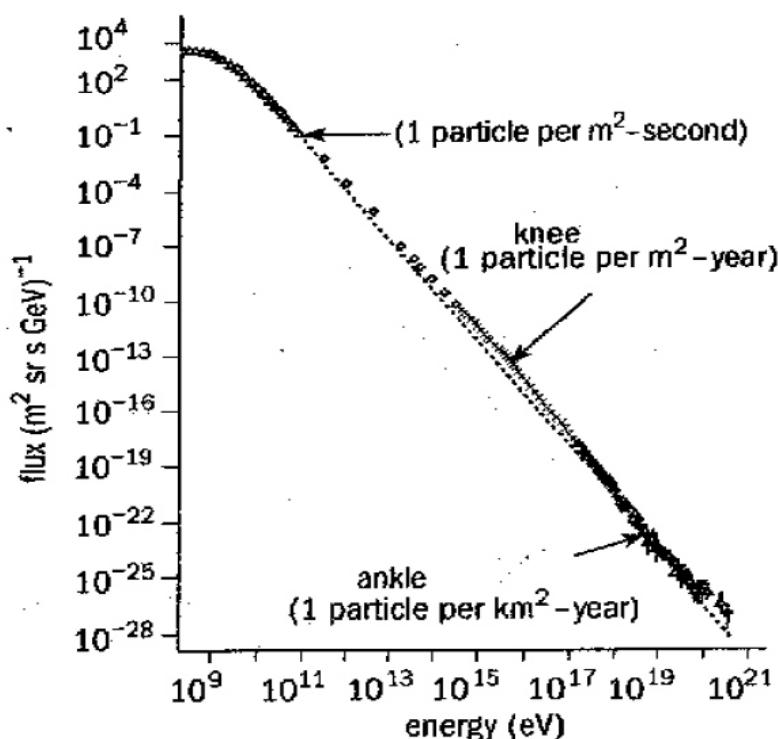
atmosferom koristi se treći način prikazivanja dok je broj čestica po energiji i po jezgru bitan za analizu pljuskova čestica u atmosferi. Tabela 5. 4 sadrži relativnu kompoziciju CR spektra u odnosu na dominantan broj protona za sva 4 načina predstavljanja. Čestice su razvrstane prema masi na p (proton), α (alfa čestice), S (srednje masivne čestice), M (masivnije čestice) i VM (veoma masivne čestice).

Čestice razvrstane po masi	A	1) Čestice ($>E/A$)	2) Čestice ($>P$)	3) Nukleoni ($>E/A$)	4) Čestice ($>E/\text{jezgro}$)
p	1	1	1	1	1
α	4	0,036	0,12	0,14	0,38
S ($Z=6-9$)	14	0,0025	0,0083	0,035	0,22
M ($Z=10-20$)	24	0,0007	0,0023	0,017	0,15
VM ($Z=21-30$)	56	0,0004	0,0013	0,022	0,40

Tabela 5. 4. Relativna kompozicija spektra primarnog kosmičkog zračenja u odnosu na broj protona

Intenzitet primarnih CR nukleona može biti opisan inverznom zavisnošću od energije, gde se sa γ obeležava integralni spektralni indeks koji približno ima vrednost 1.7 za energije do 10^{15} eV, odnosno oko 2 za veće energije.

$$I_N(E) \approx 1.8 \cdot E^{-(1+\gamma)} \frac{\text{nukleona}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr} \cdot \text{GeV}} \quad (5.2)$$



Slika 5. 8. Diferencijalni energetske spektar galaktičkog kosmičkog zračenja

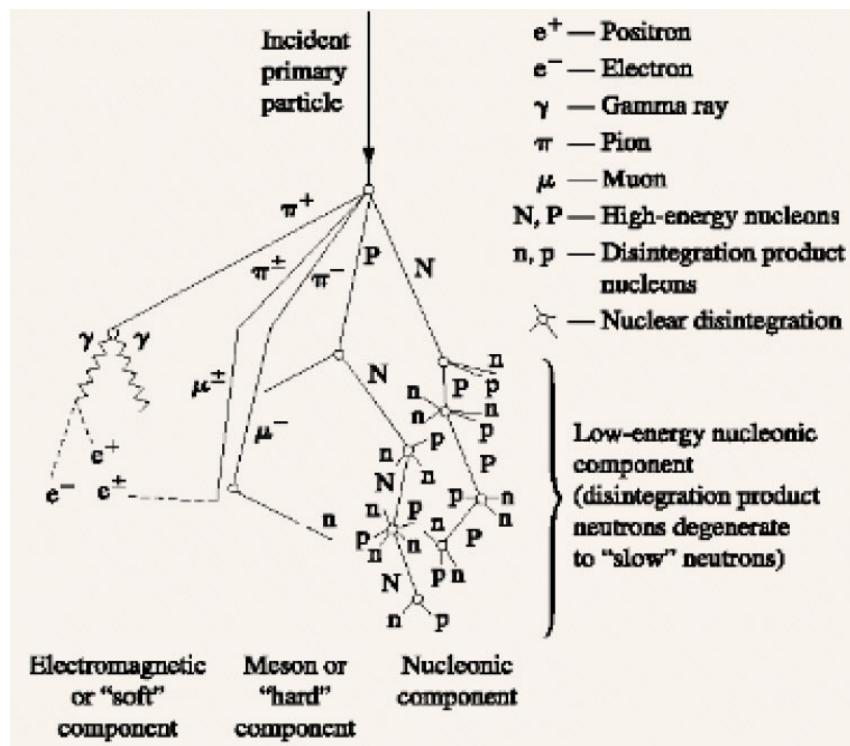
Slika 5. 8 ilustruje u log-log skali fluks čestica primarnog GCR kosmičkog zračenja koji se dobija iz merenja različitim tehnikama za različite energije kosmičkog zračenja. Važno je primetiti da X osa nije linearna pa prava linija (u prvoj aproksimaciji) ne predstavlja eksponencijalno opadanje sa energijom. Razlog tome je što GCR ima “tvrdi” spektar od spektra termalnih energija (Gausovska distribucija) pošto su čestice GCR na svom putu pretrpele značajno (netermalno) ubrzavanje. Detaljnija analiza porekla samog kosmičkog zračenja, različiti mehanizmi njegovog ubrzavanja, kao što je već pomenuto velike su teme i još uvek otvorene i aktuelne, ali prevazilaze sadržaj ove disertacije.

U prvoj aproksimaciji fluks energetskih CR čestica u blizini Zemlje može se smatrati izotropnim. Na energijama manjim od oko 50 GeV čestice trpe uticaj Sunčeve modulacije pa je fluks tih čestica manji od očekivanog po zakonu snage (*engl. power law*), a koji je predstavljen relacijom 5.2. Fluks ovih niskoenergetskih protona i alfa čestica moguće je meriti direktnim metodama. U opsegu energija od 10^{11} eV do 10^{15} eV spektralni indeks je 1.7, i u tom opsegu energija primarnog zračenja glavnu ulogu u merenju apsolutnog fluksa imaju mioni- sekundarne čestice merene na površini Zemlje. Oko energije 10^{15} eV nagib spektra postaje strmiji, i zbog vizuelne asocijacije na ljudsku nogu ovo mesto u spektru snage naziva se koleno (*engl. knee*, slika 5.8). Sistemi detektora pljuskova čestica zaduženi su za indirektno merenje CR preko 10^{15} eV. Spektralni indeks oko 2 proteže se sve do članka (*engl. ankle*) na energiji od oko 10^{19} eV gde je fluks čestica izuzetno mali (jedna čestica po kvadratnom kilometru godišnje) pa je i tačnost svih merenja srazmerno mala. Razlog postojanja kolena traži se u različitim mehanizmima ubrzavanja čestica dok objašnjenje članka zahteva daleko bolju statistiku u merenjima u kojima je cela atmosfera detektor jer se spektar primarnih čestica vidi indirektno preko pljuska velikog broja sekundarnih čestica. Sličan oblik koji ilustruje zakon sile (slika 5. 8) potvrđen je merenjima i za ostale nukleone pa se zaključuje da se sve čestice koje čine kosmičko zračenje kreiraju i ubrzavaju sličnim mehanizmima. Pretpostavlja se da su kosmički zraci do energija od 10^{18} eV galaktičkog porekla.

5. 4. 2. Sekundarno kosmičko zračenje

Primarno kosmičko zračenje praktično ne stiže na Zemljinu površinu, a jedan od glavnih razloga je za red veličine veća atmosferska gustina od gustine kosmičkog zračenja koje stiže do atmosfere. Debljina atmosfere je 10.3 metara vodenog ekvivalenta m.w.e. (ili realno 1030 gcm^{-2} na normalnom pritisku) i sadrži oko 13 srednjih slobodnih puteva za relativističke protone. Stoga dolazi do niza uzastopnih sudara i interakcija, formiranja tzv. atmosferskih kaskada. Čestice primarnog kosmičkog zračenja koje stižu do gornje površine Zemljine atmosfere interaguju sa jezgrima molekula koji se nalaze u atmosferi (dominantno molekuli azota i kiseonika) pri čemu se proizvode nove čestice koje nazivamo sekundarnom komponentom kosmičkog zračenja. Kao što se zna najbrojnije čestice primarnog CR su protoni. Oni u sudarima sa jezgrima atmosferskog gasa gube oko polovine svoje kinetičke energije. Kako je gustina atmosfere na njenom rubu mala verovatnoća sudara povećava se sa gustinom atmosfere odnosno obrnuto sa visinom mereći od površine planete. Nakon inicijalne interakcije

primarnih protona sa jezgrima emituju se novi protoni, neutroni ili pioni koji se uglavnom prostiru u pravcu upadnog protona. Pokazuje se da se širok maksimum intenziteta sekundarnih čestica javlja na oko 15 km nadmorske visine (kada su čestice prešle oko 150 gcm^{-2} atmosfere⁷), a proces se često naziva pionizacija jer se u najvećem broju slučajeva kreiraju pioni. U slučaju da je energija protona iznad 1 GeV najviše se emituju pioni energija od 200 do 500 MeV. Novonastali protoni, visoko energetski neutroni i pioni prouzrokuju nove sudare koji izazivaju kaskade u kojima se sa istom verovatnoćom generišu tri vrste piona (neutralni, pozitivni i negativni), tabela sa osobinama elementarnih čestica. Neutralni pion se nakon pređenih svega nekoliko mikrometara (zbog kratkog vremena života od $8.4(5) \times 10^{-17} \text{ s}$) raspada na dva visokoenergetska fotona. Slika 5. 9 prikazuje kako se od incidentne primarne čestice grade tri grupe sekundarnih čestica: elektromagnetska (meka) komponenta nastala raspadom neutralnog piona, kao i mezonska (tvrdna) komponenta koja potiče od nanelektrisanih piona i nukleonska komponenta koju čine protoni i neutroni.



Slika 5. 9. Šema atmosferske kaskade kosmičkog zračenja

Nanelektrisani pioni raspadaju se na mione i odgovarajuća mionska neutrina:

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}\tag{5.3}$$

⁷ Pošto je broj interakcija upadnog zračenja sa sredinom zavisao od koncentracije atoma sredine (gustine) i pređenog puta za debljinu atmosfere uvodi se jedinica $\text{gcm}^{-3} \times \text{cm} = \text{gcm}^{-2}$.

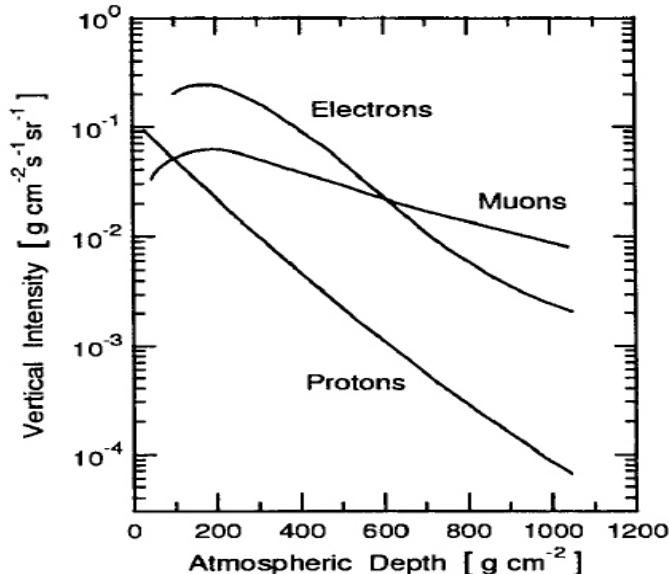
i to je glavni kanal kreacije miona koje je moguće detektovati na površini Zemlje.

Mioni nastali raspadom piona primaju oko 80% energije piona i kreću se u približno istom pravcu kao i pioni. Vreme života miona je dovoljno dugo da se usled efekta relativističke dilatacije vremena i slabog preseka za interakciju s materijom (reda 10 μ barn) oni prostiru do same površine Zemlje pa čak, kao što je više puta isticano, njihov značajan fluks bude prisutan i duboko pod zemljom. Na nadmorskoj visini od oko 10 km, što odgovara dubini atmosfere od oko 270 g cm^{-2} mereći od njene površine, formira se oko 90% ukupnog broja miona. Zbog izuzetne prodorne moći miona njihov fluks opada dosta sporije od fluksa svih drugih čestica, pa čak 20% miona sa energijom od 1 GeV i 80% miona sa energijom od 10 GeV dospevaju do nivoa mora. Prilikom prostiranja miona dolazi i do njihovog raspadanja na elektrone i elektronske i mionske neutrine, pri čemu elektroni odnose oko 30% energije miona dok ostatak odnose neutrini.

Mioni nastaju i iz raspada kaona preko tri kanala (udio produkcije od kaona je oko 5% za sva 3 kanala), relacija 5.4 i u prvoj aproksimaciji njihov broj se može zanemariti u odnosu na pionske mione:

$$\begin{aligned} K_{\mu_2}^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) \\ K_{\mu_3}^0 &\rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + \pi^{\mp} \\ K_{\mu_3}^{\pm} &\rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu}) + \pi^0 \end{aligned} \quad (5.4)$$

Kako za mione tako i za sve čestice u pljuskovima karakteristično je da se prvo umnožavaju usled kaskadnih procesa sve dok njihov broj ne dostigne maksimum. Tada prosečna energija novonastale čestice opadne toliko da gubitak energije na ionizaciju bude istog reda veličine kao gubitak na zakočno zračenje (za fotone kada Komptonovo rasejanje konkuriše kreaciji parova).



Slika 5. 10. Relativan odnos elektrona, miona i protona u funkciji debeljine atmosfere, [5R17]

Nakon tog “momenta” ukupan broj čestica opada i jedna od prouvedenih veličina upravo je maksimalan broj elektrona koji se grubo može povezati sa energijom inicijalne čestice. Jezgro pljuskova se sastoje od visoko energetskih hadrona koji produkuju elektromagnetnu komponentu pljuskova koja se primarno sastoje od fotona. Visokoenergetski fotonii se kreacijom parova transformišu u EM kaskade emisijom zakočnog zračenja. Nastali elektroni i pozitroni najbrojnije su čestice u pljuskovima i broj miona u pljuskovima za red veličine je manji od broja nastalih elektrona i pozitrona u širokom opsegu visina oko 200 gcm^{-2} , slika 5. 10, ali je priroda interakcije ovih čestica takva da usled apsorpcije na svom daljem putu kroz atmosferu na površini mora dominanto preostaju mioni.

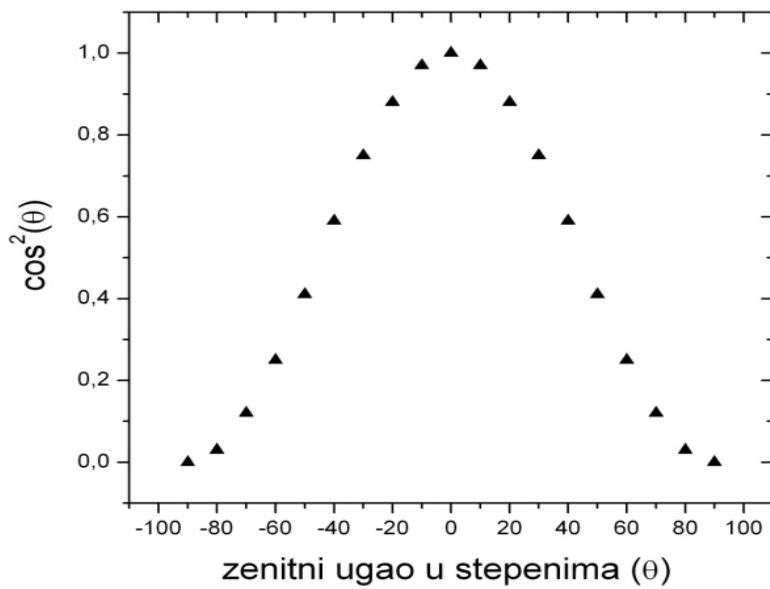
5. 4. 3. Fluks kosmičkih miona

Mioni generisani interakcijama najpre primarnog kosmičkog zračenja, a zatim raspadom piona i kaona, dominiraju u ukupnom fluksu na površini Zemlje, pa je od izuzetne važnosti tačno poznavanje njihovog fluksa. Većina miona, nastalih na oko 15 km nadmorske visine, na putu do površine u srednjem izgubi ionizacijom oko 2 GeV kinetičke energije pa je njihova srednja energija na površini oko 4 GeV. Angularna i energetska distribucija miona zavisi kako od primarnog spektra kreiranih miona, tako i od gubitka energije u atmosferi i verovatnoće njihovog raspada. Integralni intenzitet vertikalnog mionskog fluksa na nivou mora je oko $70 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$, [5R17]. Ugaona raspodela miona na površini Zemlje, u širokom opsegu energija, opisuje se zavisnošću oblika:

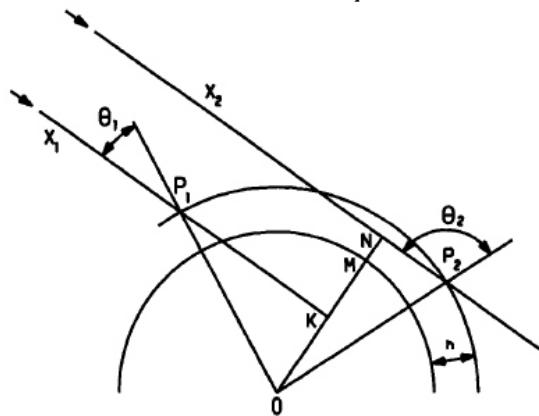
$$I(\Theta) = I(0) \cdot \cos^n(\Theta) \quad (5.5)$$

Procenjeno je da je $n=1.85 \pm 0.10$ za mione na površini mora, [5R17], sa energijama oko 3 GeV. Često se uzima da je $n=2$ za mione oko srednje energije (4 GeV). Na nižim energijama mioni imaju strmiju distribuciju, dok se na višim energijama ugaona distribucija približava raspodeli $\sec\theta$ posebno za uglove manje od 70 stepeni. Ugaona distribucija \cos^2 je prilično široka, slika 5. 11, a razlog tome je što mioni od mesta kreacije slabo interagujući sa molekulima (jezgrima) vazduha praktično putuju pravolinijski i prelazeći duže puteve pod većim uglom u srednjem se više apsorbuju što kao rezultat daje manji fluks. Na dužem putu verovatnoća njihovog raspada je veća što utiče na smanjenje broja miona nižih energija koji su podložniji i većem skretanju u Zemljinom magnetnom polju. Trajektorije pozitivnih i negativnih miona razlikuju se posmatranjem iz ravni istok - zapad, posebno za mione nižih impulsa ($< 5 \text{ GeV}/c$). U pravcu istoka putanja negativnih miona je kraća od putanje pozitivnih miona kreiranih na istoj nadmorskoj visini, pa je spektar relativno obogaćen negativnim mionima, i obratno u pravcu zapada. O efektima u geomagnetskom polju biće više reči u narednom poglavljaju.

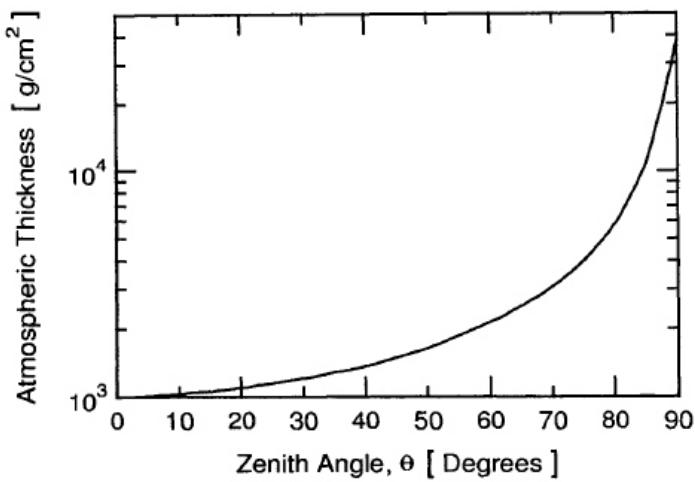
Za velike zenitne uglove površina Zemlje se ne može smatrati ravnom, što je opravdana aproksimacija za male upadne uglove, pa se zakrivljenost površine dodatno uračunava u procenu ugaone distribucije, slika 5. 12. To za posledicu ima veću debljinu apsorbera (atmosfere) na većim zenitnim uglovima. Slika 5. 13 prikazuje promenu debljine puta za slučaj realne zakrivljene površine.



Slika 5. 11. Kosinus na kvadrat raspodela od zenitnog ugla



Slika 5. 12. Putanje miona pod velikim upadnim uglovima



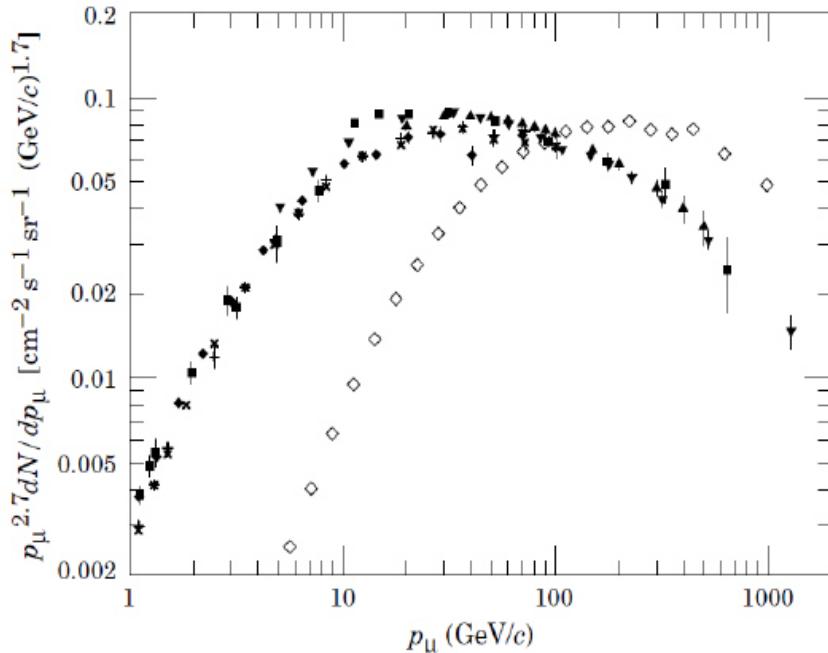
Slika 5. 13. Debljina atmosfere u funkciji zenitnog ugla

Polazeći od kaskadnih jednačina za prostiranje čestica kosmičkog zračenja u atmosferi i analiziranjem procesa u kojima se mogu generisati mioni dobija se ekstrapolacijom sledeća formula, [5R15].

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx \frac{0.14 E_\mu^{-2.7}}{\text{cm}^2 \text{sr} \text{GeV}} \times \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos\theta}{115 \text{GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos\theta}{850 \text{GeV}}} \right\} \quad (5.6)$$

Ona važi u slučaju kada se zanemaruje raspad miona (energija miona u GeV je veća od $100/\cos\theta$) i kada se zanemaruje zakrivljenost Zemlje ($\theta < 70^\circ$). Dva člana u velikoj zagradi su doprinosi mionskom fluksu redom od raspada piona i kaona. Prethodna formula ne uračunava doprinose od charm i težih kvarkova što se ne sme zanemariti pri veoma visokim energijama, [5R18].

Na slici 5. 14 prikazan je spektar miona na nivou mora za dva različita ugla prostiranja miona, pri čemu je fluks normiran zbog jasnijeg prikaza.



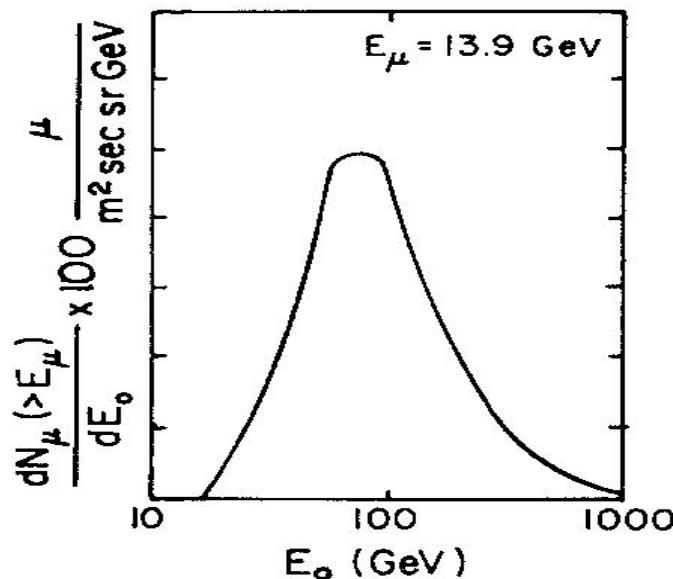
Slika 5. 14. Spektar miona na površini Zemlje u funkciji impulsa miona za zenithni ugao od 0 (set crnih simbola) i 75 stepeni (beli)

Prilikom merenja flukseva miona u atmosferi od interesa je da se proceni opseg primarne energije (pre interakcije) kome odgovaraju izmerene vrednosti energija miona u atmosferi. Ovu informaciju sadrži "kriva odziva". Diferencijalni odziv je dat izrazom:

$$\frac{dR_\mu}{dE_\mu dE_0} = \frac{dn_\mu(E_\mu, E_0)}{dE_\mu} N_0(E_0) \quad (5.7)$$

gde je $N_0(E_0)$ broj miona sa energijom E_0 pre interakcije, a $dn_\mu(E_\mu, E_0)$ je broj miona sa energijom E_μ nakon interakcije koji su pre interakcije imali energiju E_0 .

Slika 5. 15 ilustruje primer integralne krive odziva koja daje distribuciju primarnih energija koji proizvode vertikalne mione energija većih od 13.9 GeV na nivou mora, pa se za srednju energiju primarnog zračenja E_0 dobija oko 100 GeV, [5R15].



Slika 5. 15. Primer integralne krive odziva primarnih energija za mione energija većih od 13.9 GeV na nivou mora

Posledica dominantnog broja protona u primarnom fluksu uticala je na veći broj pozitivnih piona u odnosu na negativne i posledično veći broj antimiona u odnosu na mione. Odnos pozitivnih i negativnih miona je funkcija njihove energije ali je u srednjem oko 1. 2, [5R19].

Za praktičnu analizu uticaja miona, kao dominantne komponente kosmičkog zračenja, na fonske spekture HPGe detektora, i pre analize njihove vremenske varijacije, važno je izmeriti njihovu srednju energiju, integralni i diferencijalni fluks i ugaonu distribuciju, a imperativ bi bio poznavanje spektra miona po energijama. Ovo je važno kako za nadzemne laboratorije gde je fluks veći tako još više za podzemne laboratorije u kojima se fluks miona redukuje ali i menja spektar. Za određivanje ugaone distribucije neophodni su multidirekpcioni mionski teleskopi, [5R20, 5R21], kojima se eksperimentalno proverava stepen kosinusne zavisnosti od zenitnog ugla.

Dugo godina je poznati Rosijev rad iz 1948. godine bio reper za izmereni fluks vertikalnih miona (impulsa oko 1 GeV/c), [5R22], ali se u poslednje vreme, nakon velikog broja raznovrsnih merenja, javljaju pokušaji koherentnog povezivanja izmerenih podataka za fluks miona na nivou mora, [5R23], pošto se merenja godinama unapređuju upotreborom savremenijih mernih tehnika.

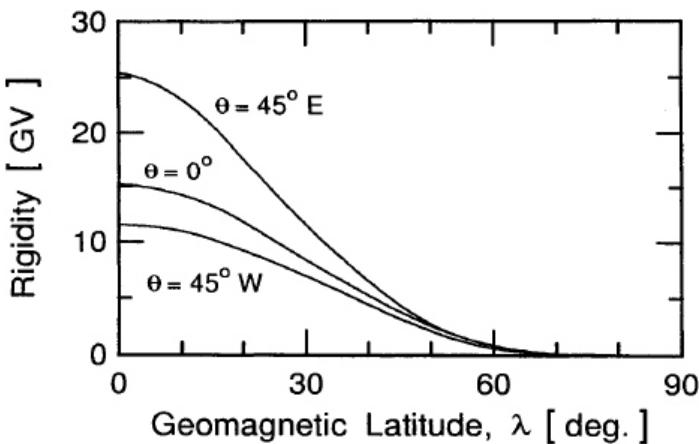
U slučaju plitkih laboratorijskih prostorija (do oko 50 m.w.e), može se очekivati relativno mala redukcija integralnog fluksa miona, u relativnom odnosu podzemne i nadzemne lokacije, slika 5. 1. Pri tome se povećava njihova srednja energija usled apsorpcije miona u pokrovnom sloju podzemne laboratorijske zgrade, ali i "ušiljava" relativno široku ugaonu distribuciju sa površine. Precizno poznavanje

hemijskog sastava zemljišta i stena koji čine pokrovni sloj podzemnih laboratorija od velikog je značaja i za preciznije simuliranje prolaska miona. Jer sve do energije miona od oko 500 GeV (kritična energija) ionizacioni gubici nadvladavaju ostale mehanizme interakcije, ali za sredine gde je Z veće (od vazduha) radiacioni gubici rastu sa Z^2/A , a ionizacioni sa Z/A , o čemu je već bilo reči u poglavljju 5. 1. 2. Kompleksnija fizika kojom se objašnjava (simulira) smanjenje fluksa miona zahteva što preciznije poznavanje parametara sredine kroz koju mioni prolaze. Precizna merenja mionskim teleskopima, magnetnim spektrometrima ili kalorimetrima u najdubljim svetskim laboratorijama otkrivaju izvore potencijalnih grešaka u određivanju fluksa miona. Tako je poznata MACRO kolaboracija u Gran Sasu, [5R24], mereći vertikalni mionski fluks procenila neodređenost u poznavanju gustine stena na oko 3.5 % sistematske greške za veličinu amplitude (broj 0.14 u relaciji 5.6) i oko 1 % na eksponent (2.7 u relaciji 5.6). Na grešku utiču i nepoznavanje preseka za velike gubitke energije (za odgovarajuće MC simulacije) pa sve zajedno u sumi sistematskih i statističkih grešaka daje respektabilnih 10 do 15 %, svih merenja intenziteta miona, [5R25].

5. 5. Geomagnetni efekti i uticaj atmosfere

Strogo govoreći ovi efekti se odnose na primarne čestice, ali se posredno prenose i na sekundarne. Zapravo svi efekti su ili globalni ili lokalni i sve CR čestice u zavisnosti pre svega od svoje energije više ili manje reaguju na njih. U opštem smislu može se govoriti i o varijacijama fluksa CR čestica usled ovih efekata. Ovde će se samo ukratko opisati pomenuti efekti u cilju stvaranja potpunije slike fenomena koji utiču na mereni fluks miona. Već je pominjano da su neutroni generalno od manjeg značaja u odnosu na mione za niskofonska podzemna merenja, a izuzetak su samo tercijarni neutroni koji nastaju interakcijama miona. Međutim u širokom spektru tehnika kojima se eksperimentalno analizira kosmičko zračenje od velikog značaja su upravo neutroni koji su na nižim energijama osetljiviji od miona. Analiza mionskog fluksa u atmosferi, sa druge strane je značajna, jer se preko njih zbog direktnе veze miona i mionskih neutrina koji se kreiraju uvek u paru, dolazi do zaključaka relevantnih za oscilacije atmosferskih neutrina, [5R26].

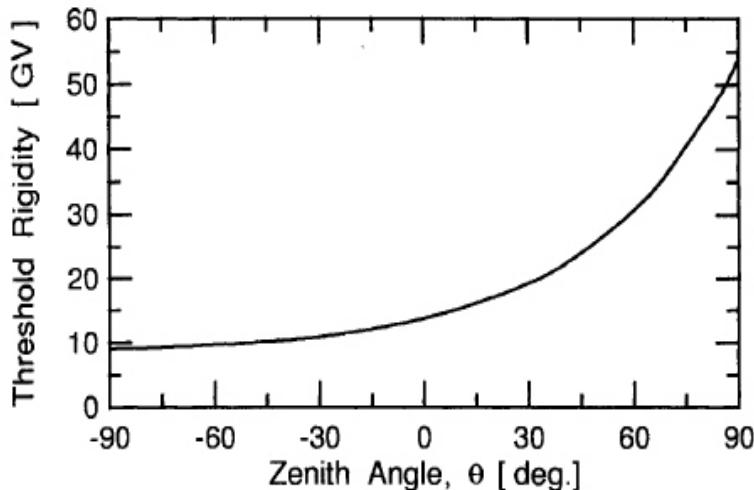
Naelektrisane CR čestice koje se približavaju Zemlji i pre ulaska u atmosferu nailaze na Zemljino magnetno polje koje ih u zavisnosti od nanelektrisanja (znaka) i energije (impulsa) više ili manje skreće od pravobitnog pravca. Za trenutak zanemarujući uticaj atmosfere, na pitanje da li će i gde CR čestica pogoditi površinu Zemlje odgovor daje kombinacija parametara jačine i smera lokalnog magnetnog polja, ali i rigidnosti i upadnog pravca primarne čestice. Na ovaj način se posebno filtriraju niskoenergetske čestice pa se za svaku geografsku poziciju na površini Zemlje karakterističan prag izražava preko ranije uvedene veličine rigidnosti R , relacija 5. 1. Stormerova granična rigidnost izražena u gigavoltima zavisi od geografske širine i za pozitivno nanelektrisane upadne čestice vertikalno ($\theta=0^\circ$), i pod uglovima od 45° sa zapadne (W) i istočne strane (E) ima oblik kao na slici 5. 16:



Slika 5. 16. *Kritična rigidnost na primeru pozitivnih čestica za 3 upadna ugla u funkciji geografske širine*

Geometrija geomagnetskog polja nije jednostavna iako se najčešće aproksimira dipolom, a polje je promenljivo u vremenu što dodatno komplikuje interpretaciju granične rigidnosti.

Razliku koju predstavlja slika 5. 16 za čestice koje dolaze iz pravca zapada i istoka osećaju čestice energija do oko 100 GeV kako zbog magnetnog polja tako i zbog viška pozitivnih primarnih čestica. Ovaj efekat poznat kao istok-zapad asimetrija najači je na vrhu atmosfere, i ilustrovan je slikom 5. 17.



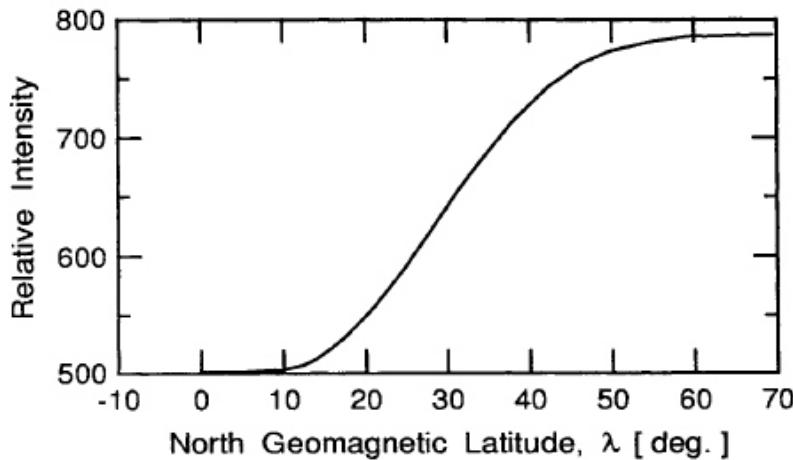
Slika 5. 17. *Kritična rigidnost u funkciji zenitnog ugla u istok-zapad ravni na vrhu atmosfere iznad ekvatora*

Ova asimetrija se gubi u atmosferi i posebno na površini Zemlje zbog široke $\cos^2\theta$ ugaone (zenitne) distribucije.

Zbog dipolnog oblika magnetnog polja prisutan je i tzv. azimutalni efekat koji je po amplitudi manje značajan, ali se njime jasno potvrđuje pozitivan znak nanelektrisanja primarnih čestica.

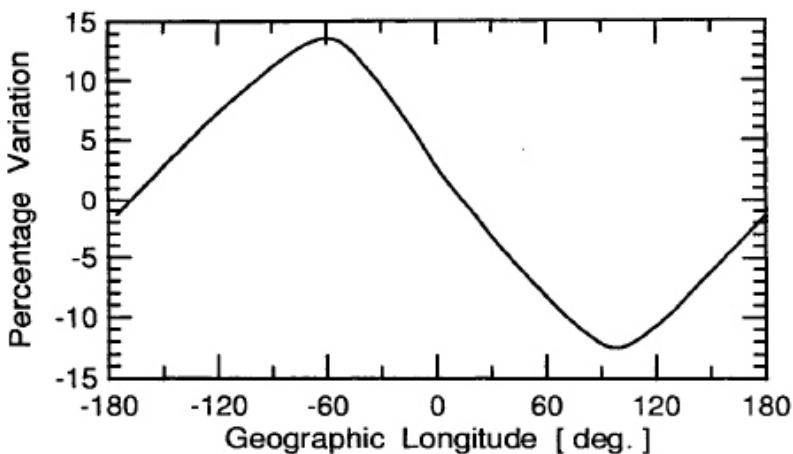
Uticaj geomagnetskog polja ogleda se i na zavisnost vertikalno upadnih čestica od geografske širine sve do oko 15 GeV, (engl. latitude effect). Stormer je još tridesetih godina prošlog veka, izračunavajući putanje CR čestica u Zemljinom

magnetnom polju, došao do logičnih zaključaka. Zbog geometrije magnetnog polja moglo se očekivati da je CR intenzitet maksimalan na polovima i da opada sa opadanjem geografske širine do minimuma na ekvatoru. Serija merenja i potvrde pretpostavki podrazumevala je merenja duž istog meridijana, slika 5. 18.



Slika 5. 18. *Relativna promena CR intenziteta na nadmorskoj visini od 9 km u funkciji geografske širine, duž meridijana na 80°*

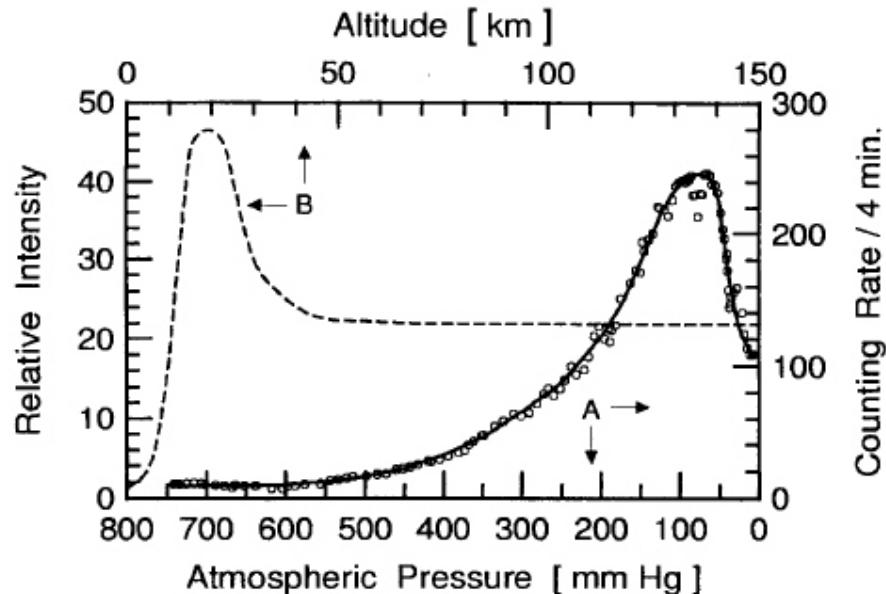
Takođe postoji i efekat geografske dužine. Za magnetno polje oblika dipola moglo se očekivati da je CR intenzitet duž paralela konstantan. Merenja su pokazala odstupanja koje je posledica činjenice da je osa geomagnetskog dipola asimetrično locirana u odnosu na osu Zemljine rotacije, tačnije jedan deo efekta potiče od razlike pozicije dipola u odnosu na centar Zemlje, a drugi od činjenice da se meridijanska ravan kroz dipol ne poklapa kroz meridijansku ravan kroz centar Zemlje, slika 5. 19 prikazuje ovaj efekat.



Slika 5. 19. *Varijacija CR intenziteta u procentima u funkciji geografske dužine*

Ulaganjem čestica u atmosferu efekti magnetnog polja postaju manje značajni u odnosu na meteorološke (atmosferske). Visina od oko 50 km je gornja granica atmosfere na kojoj se uočava promena fluksa CR čestica, a koja preko svoje srednje gustine odgovara debljini od oko 1030 gcm^{-2} ili 10.3 m.w.e. (za standardni atmosferski pritisak). Pritisak vazduha na površinu Zemlje, najčešće

opisan barometarskom formulom gde pritisak eksponencijalno opada sa visinom, direktno je proporcionalan gustini vazduha. Primarne čestice ulaskom u atmosferu nailaze na sve veći broj meta (molekula vazduha) i broj interakcija raste a posledično i fluks sada već sekundarnih čestica. U širokoj oblasti oko 20 km nadmorske visine ukupan broj sekundarnih i preostalih primarnih čestica dostiže maksimum, slika 5. 20 levi graf. Broj nastalih sekundarnih čestica raste smanjivanjem broja primarnih, ali i sekundarne na svom putu osećaju atmosferu.



Slika 5. 20. *Ukupan CR fluks meren na različitim visinama: korigovan na slučajne koincidencije (A) i skiciran (B)*

Intuitivno je očekivano da broj sekundarnih čestica (miona) opada sa atmosferskim pritiskom. Izmereni fluksevi svih CR čestica na određenoj nadmorskoj visini trpe integralni efekat gustine preostale atmosfere iznad svoje pozicije. Promenama pritiska vazduha na fiksnom mernom mestu (nadmorskoj visini) menja se i broj detektovanih CR čestica pa je neophodno dobijeni rezultat korigovati na normalni vazdušni pritisak. Empirijski je utvrđena eksponencijalna zavisnost između CR intenziteta i pritiska, (5.8), [5R27].

$$N = N_0 \exp(\alpha_0 \Delta p) \quad (5.8)$$

Odnosno za dovoljno mali koeficijent pritiska α_0 sledi aproksimacija

$$N = N_0 (1 + \alpha_0 \Delta p) \quad (5.9)$$

N je broj CR čestica na visini na kojoj se pritisak razlikuje za Δp od normalnog. Broj CR čestica na normalnom pritisku je N_0 . Aproksimacija (5.9) je opravdana jer je za mione ovaj negativni koeficijent reda veličine 0.1 % po milibaru pritiska.

Broj miona izgubljenih u raspadu ali i njegovih predaka piona funkcija su pređenog puta do mernog mesta (za površinske laboratorije okarakterisanog nadmorskog visinom). Za pretpostavljeni konstantan spektar primarnog zračenja, dubina (visina) na kojoj se stvaraju pioni je konstantna. Iz termodinamike atmosfere može se zaključiti da je pomenuta dubina (visina)

temperaturno zavisna. Ukupan presek po jediničnoj zapremini za zahvat negativnih piona smanjuje se sa porastom temperature. Obrnuto broj miona nastalih raspadom piona raste sa temperaturom. Ovaj efekat se naziva pozitivnim temperaturskim efektom i po intenzitetu za mione je manji od efekta pritiska.

Kompletna formula za korekciju na sve atmosferske efekte (pritisak, temperaturu i visinu) i detaljna analiza i modelovanje mogu se pronaći u referenci [5R28]:

$$N = N_0(1 + \alpha_0\Delta p + \beta_0\Delta T + \chi_0\Delta h) \quad (5.10)$$

5. 6. Vremenske varijacije kosmičkog zračenja i heliosferični efekti

Vremenske varijacije intenziteta kosmičkog zračenja sistematski se proučavaju više od 60 godina, [5R28, 5R29]. U velikom broju stanica za merenje, rasutih po celom svetu, sakupljena je ogromna količina podataka, a monitoring neprestano traje. U najvećem broju slučajeva to su neutronski monitori koji su osjetljiviji na varijacije od mionskih detektora. Najčešće se nalaze u konfiguraciji teleskopa ali se i pojedinačnim detektorima dovoljno velike površine mogu dobiti pouzdane informacije. Glavni zahtevi koji se postavljaju pred takve uređaje su diskriminacija događaja izazvanih kosmičkim zračenjem u odnosu na smetnju indukovana drugim zračenjima iz okoline. Intenziteti primarnih i sekundarnih kosmičkih zraka variraju u različitim vremenskim skalamama. Sve varijacije bilo periodične ili aperiodične, kratkovremene ili dugovremene pripisuju se zemaljskim, solarnim i galaktičkim uzrocima, u opsegu od trivijalnih meteoroloških preko solarnih protuberanci do nedosežnih galaktičkih polja.

Prvi korak u analizi varijacije kosmičkog zračenja kod nas, [5R30], u praksi je podrazumevao jednostavan skalerski metod brojanja direktnog mionskog signala u fonskom spektru gama zračenja (nezaštićenog NaI detektora), dovoljno daleko od energija fonskog gama zračenja.

Varijacije uslovljene geomagnetskim poljem, opisane u prethodnom poglavlju, podrazumevaju stacionarno polje. U realnosti ono se u vremenu menja usled raznih procesa: unutar same planete, u jonsferi, radijacionom pojasu ili čak u međuplanetarnom prostoru u blizini Zemlje. Te promene utiču da se i polaritet polja menja pa je čest slučaj da su geografski i geomagnetski polovi antikorelisani. Kada je reč o GCR glavni uzrok promena je Sunce.

Dominantan izvor varijacija GCR koji se prenosi na varijacije fluksa merljivih miona potiče od solarne modulacije heliosfere. Heliosfera je region koji kontroliše solarno magnetno polje, slično kao što Zemljinom magnetosferom dominira Zemljino unutrašnje magnetno polje. Procenjuje se da joj je veličina 100-120 aj. Solarni vjetar nosi magnetno polje solarne korone poznato pod imenom međuplanetarno magnetno polje (IMF). Pošto su čestice GCR relativističke, informacija o distribuciji IMF stiže brzo i registruje se, najčešće, mrežom neutronskih monitora. Kada uđu u heliosferu, GCR su pod uticajem solarnog vетра i IMF. Uticaj koji je vidljiv u promeni intenziteta spektra zove se solarna modulacija. Amplituda modulacije zavisi od nivoa solarne aktivnosti i različita je za različite energije čestica. Intenzitet kosmičkog zračenja nije

konstantan, a njegove varijacije klasifikuju se na način prikazan u tabelama 5. 5 i 5. 6, [5R16]:

Tip	Amplituda	Priroda
Periodične varijacije		
Sezonske	< 1%	Varijacije apsorpcije sekundarnih čestica u atmosferi koje potiču od sezonskih promena temperature i strukture atmosfere
Dnevne	< 1%	Slične prethodnim; potiču od dnevno-noćnih promena u atmosferskoj strukturi i temperaturi
Solarno-dnevne	mala	Asimetrija magnetosfere dovodi do dnevnih varijacija lokalnog geomagnetskog odsečka
Sporadične (aperiodične) varijacije		
Porast u toku magnetne oluje	Do 10%	Opadanje lokalnog geomagnetskog odsečka koji potiče od distribucije magnetosfere (značajno za mionsku komponentu)

Tabela 5. 5. Varijacije intenziteta kosmičkog zračenja - zemaljski efekti

Tip	Amplituda	Priroda
Periodične varijacije		
11 i 22-godišnje	do 1%	Solarna modulacija galaktičkih kosmičkih zraka u heliosferi
27-dnevne	< 2%	Asimetrija strukture solarnog vетра
Solarno-dnevne	Nekoliko %	Konvekcija solarnog vетра
Sporadične (aperiodične) varijacije		
GLE	1 - 300 %	Povećanje intenziteta CR dolaskom SCR
Forbuš efekat	Smanjenje do 30 %	Smanjenje GCR usled zaklanjanja Zemlje međuplanetarnim šokom
Povećanje pre Forbuš efekta	< 2%	CR povećanje usled kolekcije CR čestica na frontu međuplanetarnog šoka koji prouzrokuje Forbuš efekat
Efekat magnetnog oblaka	Nekoliko %	Smanjenje GCR usled zaklanjanja Zemlje magnetnim oblakom

Tabela 5. 6. Varijacije intenziteta kosmičkog zračenja - vanzemaljski efekti

Prva grupa varijacija u CR intenzitetu detektovana na Zemlji su varijacije zemaljskog porekla. Sezonske i dnevne varijacije nastaju usled razlika u atmosferskoj strukturi između dana i noći, leta i zime. Ovaj efekat je značajan za mionsku komponentu, a mali je za neutronsku komponentu. Asimetričan oblik Zemljine magnetosfere stvara male dnevne promene lokalnog geomagnetskog odsecanja i shodno tome, varijacije CR na Zemljinoj površini.

Varijacije CR izvan Zemljine magnetosfere mogu biti periodične i sporadične (aperiodične). Periodične su dnevne varijacije CR intenziteta i modulacioni efekat solarnog ciklusa. Sporadične varijacije su Forbuš efekat (*engl. Forbush decrease*) i smanjenje CR intenziteta usled magnetnih oblaka.

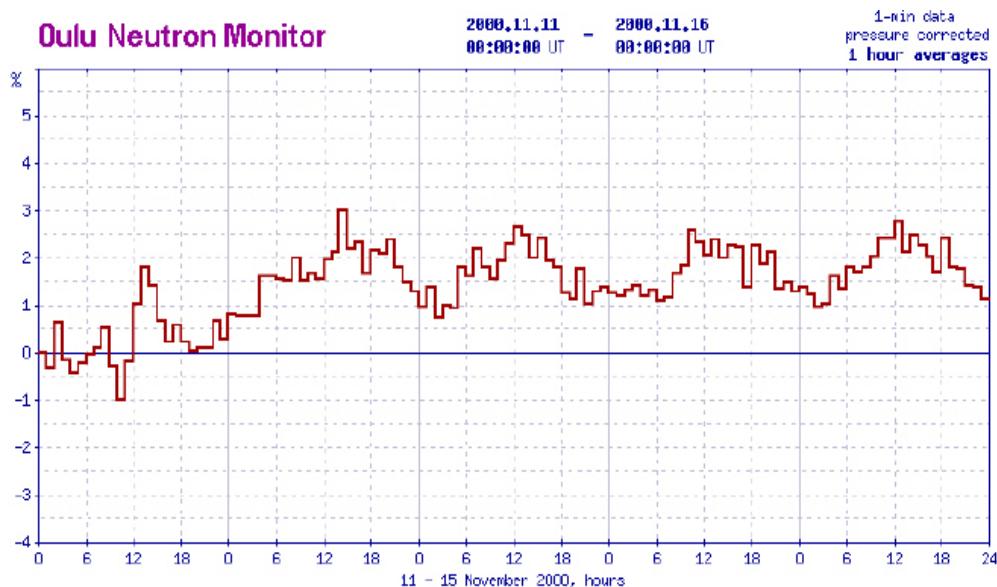
Varijacije CR od 27 dana su kombinacija periodičnog (solarne rotacije) i sporadičnog (solarnog vетра) efekta.

Dnevne varijacije nastaju usled anizotropije lokalnog CR fluksa, a još jedan minoran efekat je rotacija Zemlje oko Sunca.

Sporadične varijacije su iznenadna opadanja CR intenziteta praćena postepenim oporavkom tokom nekoliko dana, nedelja. Forbuš efekat nastaje usled prolaska međuplanetarnih šokova Zemljinom orbitom, pri čemu se stvara efektivna barijera koja zaklanja CR čestice. Taj šok sakuplja čestice pred sobom zbog uvećanog rasejanja čestica i ova uvećana gustina CR se registruje kao mali porast neposredno pre Forbuš efekta.

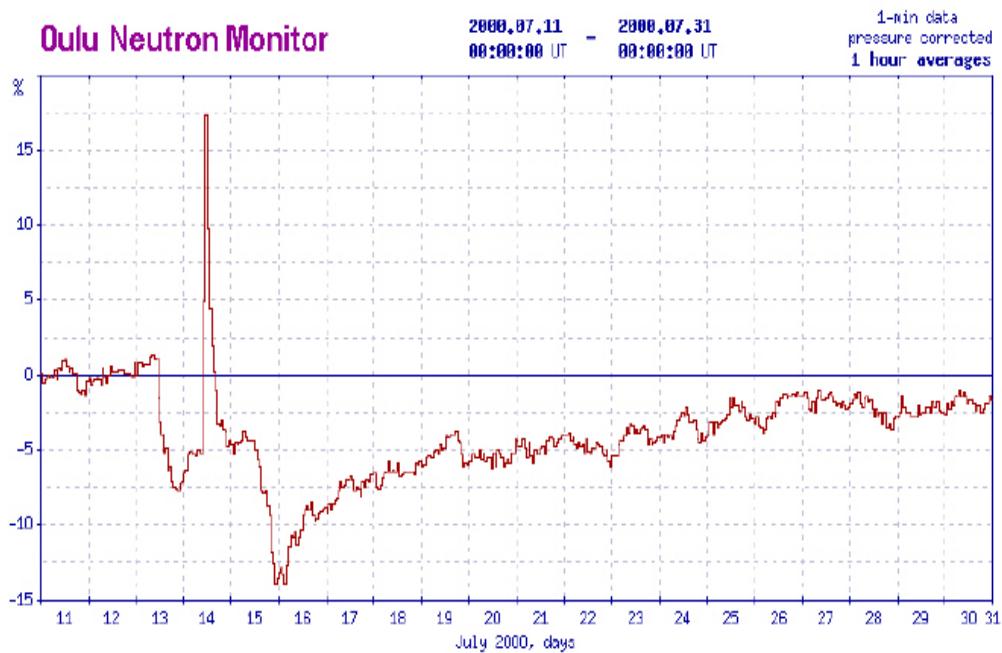
Drugi uzrok sporadičnih varijacija u CR intenzitetu je uticaj magnetnog oblaka koji prolazi pored Zemlje. Ovaj efekat rezultuje malim smanjenjem CR intenziteta tokom nekoliko dana. Ilustracija opisanih varijacija sledi na narednim slikama sa merenim neutronima koje su po formi iste ali i očiglednije u odnosu na mione.

Dnevne varijacije su često skoro sinusoidalne promene intenziteta GCR sa amplitudama od 1 do 2 %, slika 5. 21. Najveći doprinos dnevnim varijacijama potiče od vanzemaljskih uzroka.

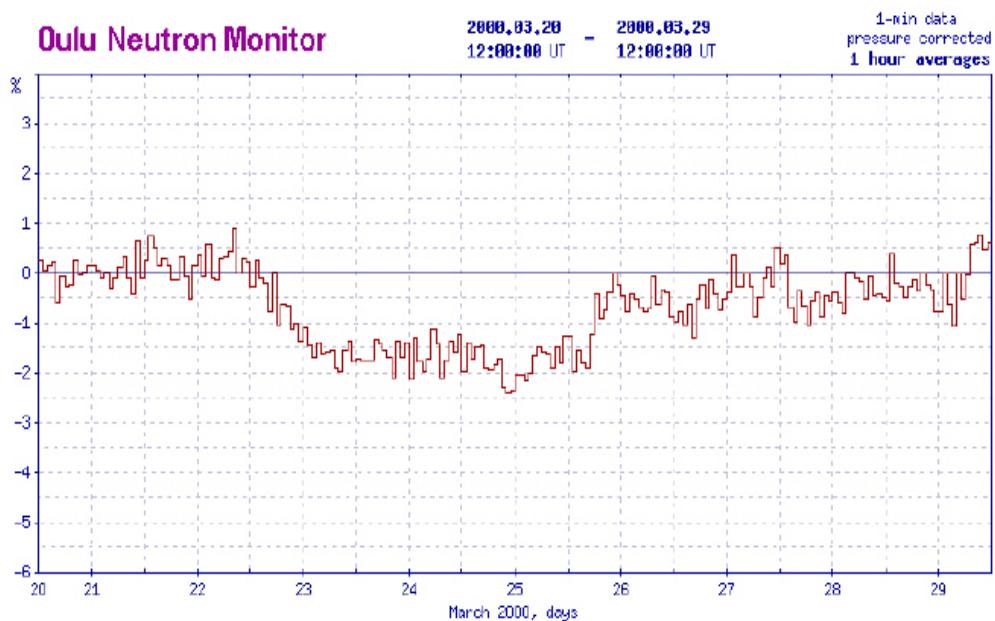


Slika 5. 21. Tipične dnevne varijacije CR neutrona

Naredna slika kombinovano prikazuje tri efekta, pored dnevnih varijacija koje su jasno vidljive u desnoj polovini slike, jasno se uočava pad neposredno pre kratkotrajnog porasta usled GLE efekta (14. jula) koji predodi Forbuš efektu, a koji svoj minimum dostiže između 15. i 16. jula (za slučaj merenja neutrona tokom 2000. godine neutronske monitorom u Finskom gradu Oulu).

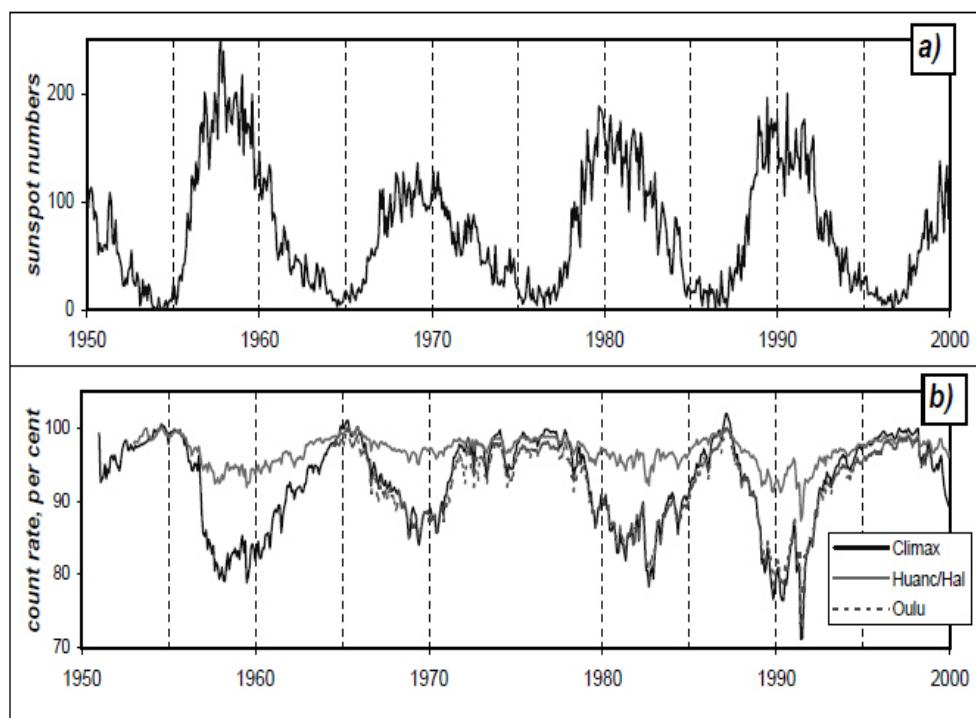


Slika 5. 22. Tipičan primer Forbuš efekta, efekta GLE i dnevnih varijacija CR neutrona



Slika 5. 23. Promena fluksa neutrona usled prolaska magnetnog oblaka blizu Zemlje

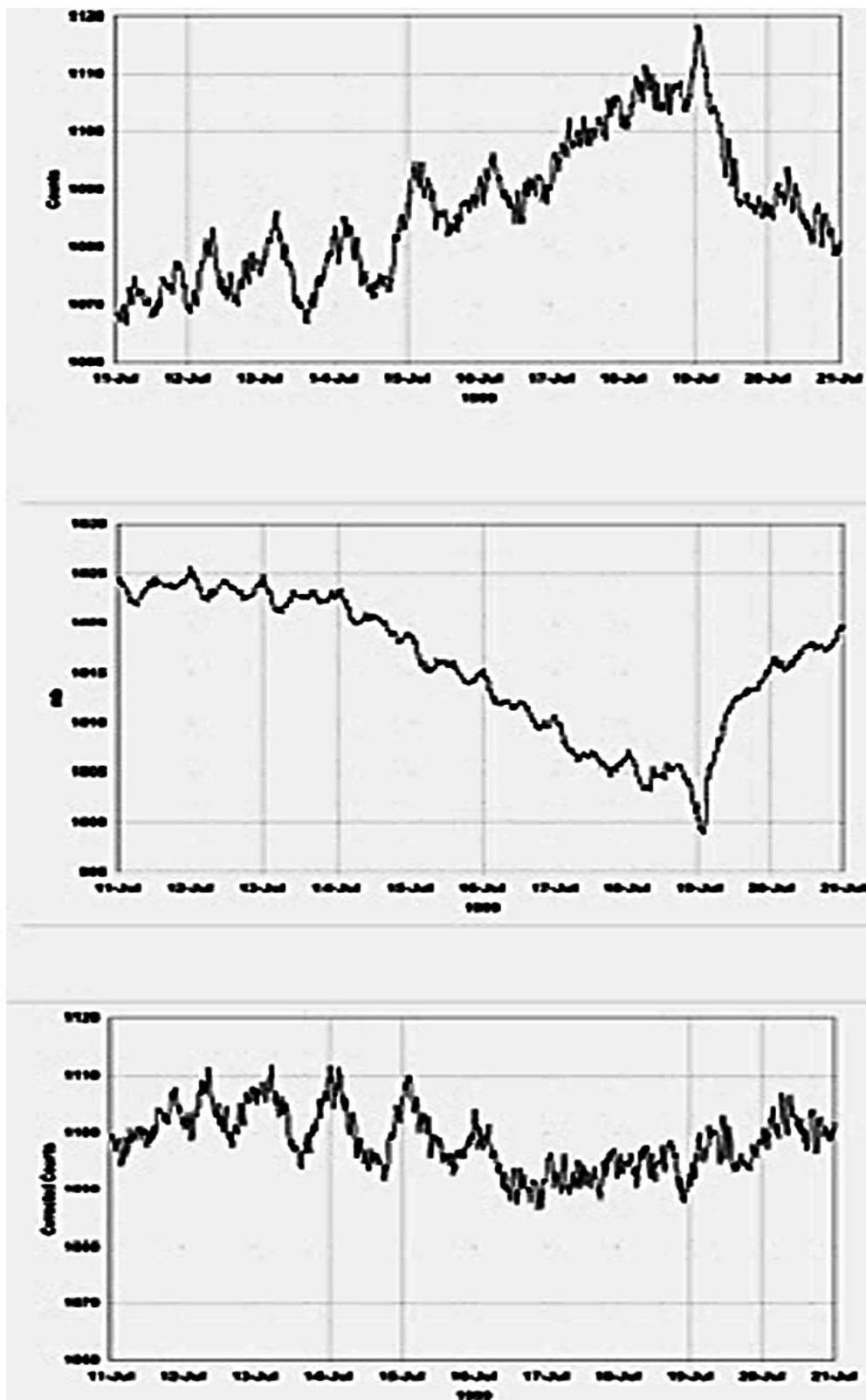
Na dužoj vremenskoj skali koja se meri desetinama godina eksperimentalno je utvrđena antikorelacija intenziteta CR neutrona i sunčeve aktivnosti koju reprezentuje merljiv broj sunčevih pega na njegovoj površini, slika 5. 24.



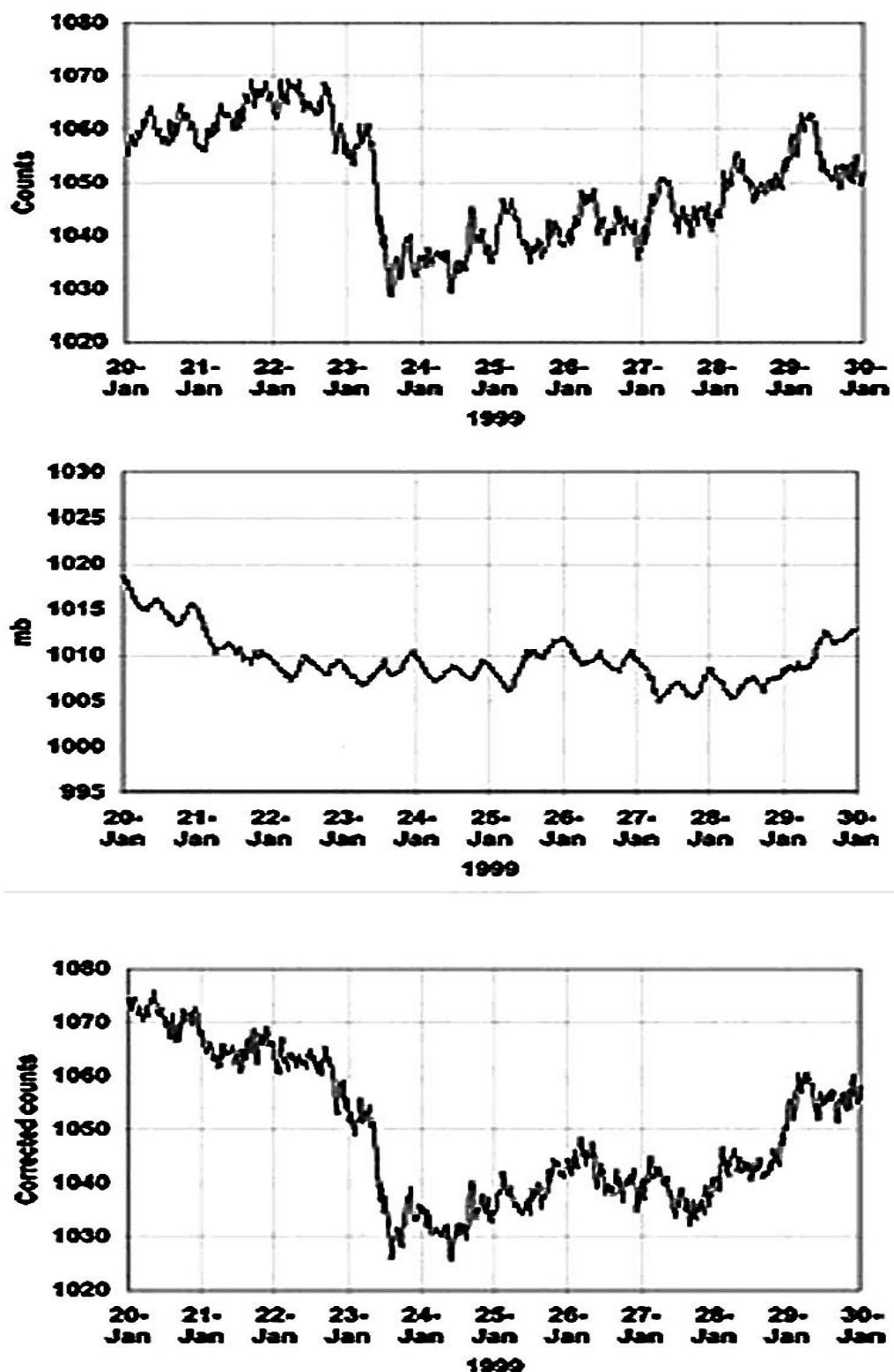
Slika 5. 24. Antikorelacija broja sunčevih pega (a) i fluksa CR neutrona merenih na različitim stanicama i mesečno usrednjjenim (b)

Kako je već ranije konstatovano, za niskofonska merenja gama zračenja potencijalni značaj imaju mioni pa je potrebno precizno izmeriti njihov fluks, utvrditi i pratiti amplitude njihovih periodičnih varijacija i posebno monitoringom detektovati aperiodične promene koje po svom intenzitetu mogu perturbovati odziv HPGe detektora. To se najlakše postiže u konfiguraciji veto zaštite gde se istovremeno npr. plastičnim scintilatorima kontinuirano monitorišu kosmički mioni, i u antikoincidenciji scintilatora i HPGe detektora se redukuje fon gama zračenja.

Kada je reč o detaljnijoj analizi samog kosmičkog zračenja merenog na površini zemlje ili u podzemlju, da bi se varijacije uočene u merenim podacima povezale sa uzrocima koji nisu lokalne prirode potrebno je korigovati rezultate. Idealno bi bilo korekcije mionskog (neutronskog) fluksa na pritisak sprovoditi automatizovano tokom merenja, jer fluktuacije pritiska nemaju pravilnu formu. Dnevne fluktuacije pritiska od nekoliko milibara mogu da narastu do oko 40 mb (oko 4 %) tokom nekoliko dana i tada se merljiva razlika u pritisku direktno očitava i na promeni mionskog fluksa. Korekcije na pritisak su daleko jednostavnije u odnosu na eventualne korekcije na promenu temperature kada je neophodno poznavati njen potpun profil od mesta nastanka miona što u eksperimentalnom smislu nije trivijalno. Na slikama 5. 25 i 5. 26 prikazani su tipični spektri miona: nekorigovani (gore) i korigovani (dole) na pritisak (prikazan u sredini), respektivno za tipične fluktuacije pritiska i za Forbuš efekat, [5R31].



Slika 5. 25. Tipična korelacija fluksa miona i vazdušnog pritiska, nekorigovani mioni (gore), pritisak (u sredini), korigovani fluks miona na pritisak (dole).
Na X osi je jedan podeok jedan dan.



Slika 5. 26. Korelacija fluksa miona i vazdušnog pritiska za slučaj Forbušovog efekta, nekorigovani mioni (gore), pritisak (u sredini), korigovani fluks miona na pritisak (dole). Na X osi je jedan podeok jedan dan.

Na osnovu bogatog eksperimentalnog iskustva merenja fluksa miona na različitim nadmorskim visinama, geografskim širinama i dužinama i za različite opsege njihovih energija mogu se očekivati kratkotrajna, sezonska i varijacija fluksa miona u vremenu koja se meri desetinama godina. U poslednje se ubraja varijacija indukovana Sunčevim ciklusom, kao i za neutrone, ali u odnosu na njih manje amplitude, slika 5. 24. Period rotacije Sunca od 27 dana vidljiv je i u mionskim podacima, kao i dnevne varijacije.

Sezonske varijacije fluksa miona koje se najlakše opserviraju na srednjim geografskim širinama uslovljene su promenom visine tropopauze koja raste sa oko 9 km zimi do oko 15 km leti. Na taj način pomera se visina na kojoj se mioni u najvećem broju kreiraju što implicira njihov duži put do površine Zemlje tokom leta, a što za posledicu ima njihov manji fluks (za oko 7% manje od srednje vrednosti), i obratno zimi kada je mionski fluks veći za oko 6% u odnosu na srednju godišnju vrednost, [2R16].

Uticaj solarnog vetra i magnetnih bura je kratkotrajan ali intenzivniji i potencijalno, posebno u nadzemnim laboratorijama bez veta zaštite, osim uticajem na mione može perturbovati i fon gama zračenja. Ovo je glavni uzrok potencijalne greške koju je teško ukalkulisati pri Monte Karlo simulacijama fona gama zračenja, pa se greške simulacije do granice od 10% smatraju korektnim. Sa druge strane u opisanim nadzemnim niskofonskim laboratorijama korekcije na pritisak su obavezne jer redovno, preko miona, u odsustvu veta zaštite utiču na fluktuacije fona po nekoliko procenata.

Vremenska periodičnost ili aperiodičnost mionskog fluksa proverava se na setu korigovanih podataka, na pritisak i temperaturu, kada se u zavisnosti od kompletnosti seta podataka primenjuje Furijeova analiza, analiza vremenskih serija ili periodograma. Posebne tehnike spektralne analize unapređuju standardne postupke u situacijama nekompletnog seta podataka sa nepravilnim prekidima u vremenu, kada je od najvećeg značaja da je njihova statistička interpretacija fizički opravdana.

6. VREMENSKI PROMENLJIVE KOMPONENTE FONA - RADON I POTOMCI

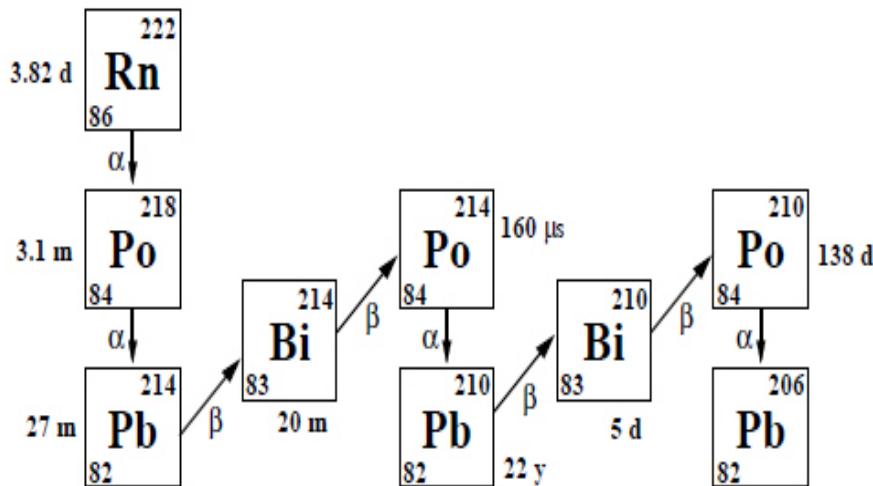
Kao što je napomenuto u uvodu predhodne glave izotopi radona tretiraju se izdvojeno zbog svoje specifične prirode inertnih radiaktivnih gasova. Izotop Rn-219 iz niza U-235 se uvek zanemaruje jer živi isuviše kratko, $T_{1/2}=4\text{ s}$, da bi bio od značaja u razmatranju uticaja na fon. Čak se i uticaj torona, člana niza torijuma Th-232 uglavnom zanemaruje zbog mnogo kraćeg vremena poluraspada (56 s) u odnosu na Rn-222 iako treba imati u vidu da je torijum globalno izotopski obilniji od uranijuma u sastavu zemljišta pa mu posebnu pažnju treba posvetiti na lokacijama bogatim torijumom.

U niskofonskoj gama spektrometriji, koja se zbog nižeg fluksa kosmičkog zračenja najčešće praktikuje u podzemnim laboratorijama, doprinos radonskih linija fonu gama zračenja je značajan. Ovaj doprinos je proporcionalan koncentraciji radona u vazduhu i približno proporcionalan zapremini vazdušnog prostora koji opkoljava detektor.

6. 1. Doprinos fonu od radona i potomaka

Radon je gas, 7 puta teži od vazduha, sa relativno velikim vremenom poluraspada ($T_{1/2}=3.8$ dana) pa njegova velika pokretljivost narušava održanje sekularne ravnoteže članova U-238 serije. Pored toga spada u inertne gasove koji se veoma slabo hemijski vezuju što mu daje veliku difuzionu moć da sa mesta nastanka emanira i kroz čvrste materijale. Za većinu vrsta zemljišta geometrija raspada Ra-226 pokazuje da između 10 i 50% ukupno nastalih jezgara radona u površinskom sloju uspe da emanira u atmosferu. U životnom i radnom prostoru koncentracija radona može da varira u širokom opsegu od niskih 0.1 do visokih 100 Bqm^{-3} dok je srednja koncentracija na otvorenom prostoru oko 10 Bqm^{-3} . Kako se zbog zahteva redukcije kosmičkog zračenja za niskofonske laboratoriјe najčešće biraju podzemne lokacije, posebno je važno obratiti pažnju da se u podzemnim prostorijama očekuju prirodno veće koncentracije radona jer je pritisak vazduha u okolnom zemljištu podzemne prostorije nešto veći u odnosu na pritisak vazduha u prostoriji. Akumulacija radona u zatvorenim prostorijama se značajno uvećava kada je provetrvanje tih prostorija minimalno što je posebno slučaj u zimskim mesecima.

Raspadom radona nastaju kratkoživeći potomci Po-218, Pb-214, Bi-214, Po-214 i dugoživeći potomak, dobro poznati izotop Pb-210, slika 4. 8. Pri svakoj transformaciji jezgra dolazi do emisije bilo alfa čestice, beta čestice ili gama zraka ili kombinacije čestica i zraka, gde svaka čestica ima odgovarajuću energiju koja je poznata, što je prikazano u jednostavnoj šemi (bez grananja) na slici 6. 1. Prvi potomak radona, polonijum 218 je metal čiji se atomi lepe za čestice prašine vazduha ili se talože na površinama sa kojima dođu u kontakt, a to mogu biti zidovi laboratoriјe, površina samog detektora ili pasivne zaštite. Alfa čestice zbog kratkog dometa utiču na fon u izuzetno retkim situacijama, što će biti pomenuto kasnije.

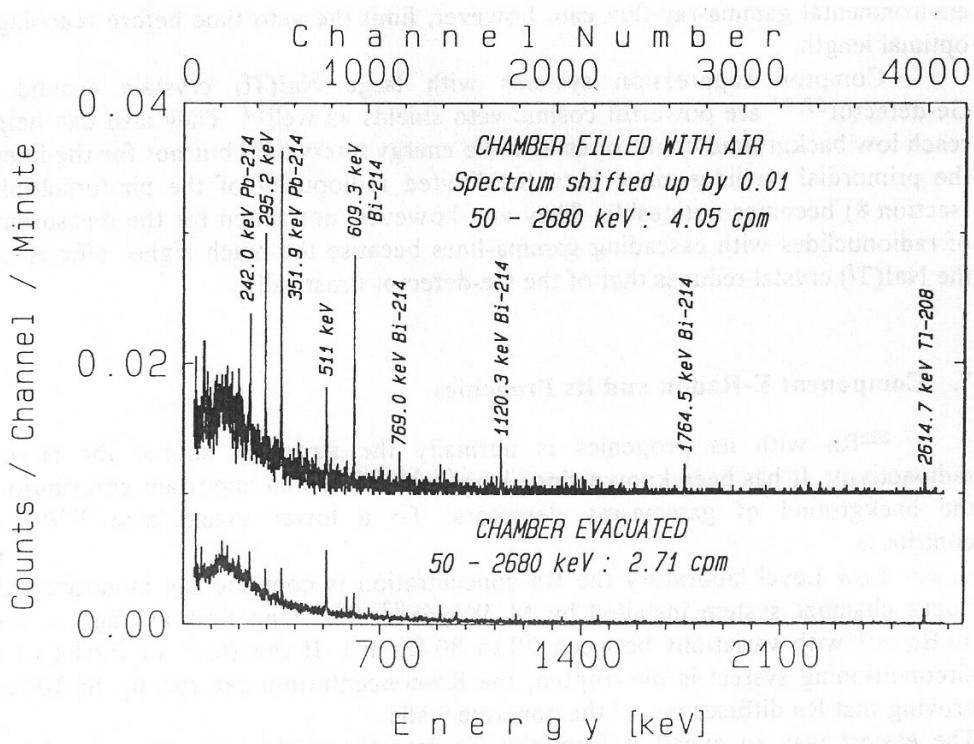


Slika 6. 1. Šema raspada radona

Nastali polonijum ima kratak period poluraspanja od oko 3 minuta što znači da se najveći deo brzo raspade, što važi i za njegove potomke sve do Pb-210, i za vreme od oko 40 dana u zatvorenim prostorijama uspostavlja se sekularna radioaktivna ravnoteža.

Srednja specifična aktivnost radona u poznatoj podzemnoj niskofonskoj laboratoriji (15 m.w.e) u Hajdelbergu je 40 Bqm^{-3} sa promenama između 20 i 80 Bqm^{-3} , [4R10]. Tako samo 1 mm^3 vazduha sadrži istu aktivnost koja se meri u eksperimentima zahvata solarnog neutrina, [4R7], što očigledno zahteva primenu posebnih metoda za smanjenje koncentracije radona. Najvažnije je sprečiti prisustvo radona u neposrednoj blizini detektora, posebno u prostoru za uzorce (*engl. sample chamber*) što ilustruje slika 6. 2.

Gornji spektar sa slike 6. 2 bogat je linijama iz Pb-214 i Bi-214 koji su potomci radona, pošto je prostor oko detektora ispunjen vazduhom sa 40 Bqm^{-3} radona. Jednostavan način redukcije koncentracije radona jeste upuštanje čistog gasa u prostor oko detektora, najčešće azota posebnim crevom od Djuarovog suda. Donji spektar na slici 6. 1. prikazuje postradonske linije iz Pb-214 i Bi-214 redukovane čak 12 puta, pri čemu je primetno smanjenje i posttoronskih linija iz Pb-212 i Th-208, [6R1]. Dakle, radon koji je alfa emiter doprinosi fonu HPGe detektora gama zračenjem njegovih potomaka, pa se brojne linije od Pb-214 i Bi-214 nazivaju postradonske. Najintenzivnije postradonske linije iz Pb-214 (242 keV, 295.2 keV i 351.9 keV), odnosno iz Bi-214 (609.3 keV, 769 keV, 1120.3 keV i 1764.5 keV) zajedno sa posttoronskim linijama iz Pb-212 (238.6 keV) i iz Tl-208 (583.1 keV i 2614.5 keV) prekrivaju skoro ceo energetski spektar ambijentalnog gama zračenja, slika 6. 2. Pored mnoštva linija treba imati na umu i pripadajući Komptonov kontinuum pa je relativan udeo radona u fonu veoma izražen, posebno ako se redukuju ostale komponente, videti sliku 4. 2.



Slika 6. 2. Fonski spektri sa i bez radona u blizini detektora

Uobičajena tehnika potiskivanja radona iz neposredne blizine HPGe detektora upuštanjem gasovitog azota iz oduška Djuarove posude, unapređuje se propuštanjem gasa kroz filtere od aktivnog uglja i/ili zakasnelim ispuštanjem iz Djuarove posude (nakon bar desetak dana) kada se radon prisutan u tečnom azotu dovoljno raspada. Kompleksniji sistemi koriste evakuisane komore u kojima se smešta i sam HPGe detektor, ili se pune starim vazduhom, azotom ili gasom koji je očišćen od radona. Glavni problem u opisanim tehnikama predstavlja rutina svakodnevnih merenja malih aktivnosti koja perturbuje uspostavljen fon sa već postignutom manjom koncentracijom radona. Reproducibilnost fona koja potiče od radona inače je teško postići zbog promene koncentracije samog radona. Atmosferski radon je veoma podložan uticaju meteoroloških faktora (temperatura, pritisak i vlažnost vazduha), pa je na površini zemlje njegov doprinos fonu gama zračenja varijabilan, a te se promene u izvesnoj meri mogu preneti i u podzemnu ventiliranu laboratoriju. Imperativ smanjenja koncentracije radona i u svetski najvećim podzemnim laboratorijama nije trivijalan zadatak. Ovde ćemo pomenuti slučaj poznate Japanske podzemne laboratorije Kamiokande (2700 m.w.e) gde je dostignuta specifična aktivnost radona od 30 Bqm^{-3} , [4R10], ali i tako male koncentracije radona mogu uticati na povećan fon u specifičnim eksperimentima. U eksperimentu raspada protona (Kamiokande), Čerenkovlev detektor čini veliki voden tank, a poznata je osobina velike rastvorljivosti radona u vodi.

U eksperimentima sa HPGe spektrometrom moguća je pojava "lepljenja" (*engl. plating-out effect*) radona na površinu detektora i zbog toga se primenjuju posebni postupci čišćenja radi smanjenja površinske kontaminacije, [4R10]. Ova

osobina radona se manifestuje u specijalnom slučaju u dubokim laboratorijama kada se u fonskim spektrima uočava dodatni kontinuum i pik na 5.3 MeV, [5R7]. Pokazuje se, [4R12], da je uzrok tome deponovana energija alfa čestica iz Po-210, potomka radona, koji je bio zapepljen na površinu kristala u toku procesa rafiniranja kristala. U $0\nu\beta\beta$ HPGe-76 eksperimentu u oblasti oko 2 MeV, gde se očekuje linija u spektru, doprinos ovih alfa čestica (radona) fonu je vrlo visok (do 50%), [5R7].

Primarni način regulacije nivoa radona posebno u podzemnim laboratorijama je aktivan rad ventilacionog sistema koji učestalom promenom vazduha i višestepenim filtriranjem postiže nižu vrednost koncentracije radona. Prvim stepenom filtriranja vazduha obično se zadržavaju čestice prašine i aerosoli iz spoljašnjeg vazduha koji "nose" potomke radona, dok drugi stepen čine filtri od aktivnog uglja koji imaju osobinu velike adsorpcije radona, a često se u laboratoriji dodatno uspostavlja nadpritisak u odnosu na atmosferski radi sprečavanja difuzije radona kroz moguće pukotine u zidovima.

Podzemne niskofonske laboratorije moraju se pravilno izolovati sa svih strana radi sprečavanja dotoka radona kroz zidove. Kvalitetan i višestepeni sistem ventilacije je od prioritetnog značaja. Pri analizi koncentracija radona na projektu ILIAS utvrđeno je da u podzemnim laboratorijama u ventiliranim prostorijama koncentracije variraju od 50 Bqm^{-3} do 150 Bqm^{-3} , dok u neventiliranim prostorijama i neventiliranim uglovima ventiliranih prostorija laboratorije koncentracija radona dostiže od 800 Bqm^{-3} do 1000 Bqm^{-3} , [6R2].

6. 2. Faktori koji utiču na koncentraciju radona u zatvorenim prostorijama

U unutrašnjost prostorija radon dospeva procesom difuzije, a u maloj meri učestvuje proces advekcije. Glavni faktor koji omogućava difuziju je poroznost zemljišta, odnosno građevinskog materijala kroz koji radon difunduje.

6. 2. 1. Zemljište kao izvor radona i poroznost zemljišta

Dominantan izvor radona predstavlja zemljište ispod, a u slučaju podzemnih laboratorijskih svuda unaokolo. Radijum (Ra-226) je predak radona i najveća količina radona u zemljištu nastaje upravo od radijuma, koji se nalazi u zemljištu vezan za magnezijum, kalcijum ili barijum. Radijum je široko rasprostranjen u zemljištu i može biti u ravnoteži sa uranom 238. Koncentracija radijuma varira od tipa zemljišta i mogućih kontaminanata iz spoljašnjosti. Oslobođeni gasoviti radon do površine dospeva procesom difuzije kroz pore i šupljine u zemljištu i pri tome se vezuje za vazduh ili vodu dok je u podzemlju. Usled interakcije podzemnih voda sa stenama i rudama dolazi do prevođenja određenih radionuklida u mobilnu fazu i samim tim i do njihovog razdvajanja zbog razlike u geo hemijskim osobinama. Migraciju urana u površinskim uslovima ograničava prisustvo karbonatnih i fosfatnih jona, obrazovanje nerastvornih soli, vezivanje za organsku fazu i adsorpcija na mineralima glina. Proces difuzije u unutrašnjosti zemljišta je moguć usled razlike koncentracija radona pri razmatranju vertikalne raspodele. Što je zemljište više porozno ono ima veći

koeficijent difuzije, pa određene vrste zemljišta koje imaju veću vrednost koeficijenta difuzije više propuštaju radon, tako da se može reći da u zavisnosti od karakteristika samog zemljišta zavisi količina radona koji iz njega emanira. Pri tome su od značaja hemijski sastav zemljišta, fizičke i vodno-mehaničke osobine, ali je poroznost dominantna karakteristika. Stene koje oslobađaju najveću koncentraciju radona su granitne i vulkanske stene, aluminijumski škriljci, dok sedimentne stene sadrže niže koncentracije ovog gasa, ali su one i manje porozne pa zato vrše manju emisiju u spoljašnjost. Zanimljivo je napomenuti da stene (kao celina) imaju manji koeficijent emanacije radona od ostalih tipova zemljišta, jer zemljišta imaju daleko manje granulometrijske celine. Detaljnije analize pokazuju da između 10% i 50% ukupno nastalih jezgara radona u površinskom sloju zemljišta uspe da emanira u atmosferu. Kad se radon nađe na površini njegovo dalje prostiranje kroz vazduh zavisi od meteoroloških faktora, kao što su temperatura, atmosferski pritisak i vетар, a ovi faktori su povezani i sa dnevnom satnicom, [6R3].

Poroznost zemljišta se definiše prema odnosu veličine pore-pukotine u zemljištu u odnosu na veličinu samog posmatranog uzorka zemljišta. Postoje dve veoma bitne komponente: "teksturalni" prostor pore i "strukturni" prostor pore.

Teksturalni prostor pore se odnosi na način pakovanja čestica zemljišta, dok je strukturalni prostor pore zavisan od količine vazduha koji se nalazi u uzorcima zemljišta. Uobičajene vrednosti za poroznost zemljišta se kreću između 0.25 i 0.5, gde različite varijante zemljišta variraju vrednost poroznosti, koja je bezdimenzionalna veličina. Van der Spoel je precizno definisao vrednost poroznosti tla:

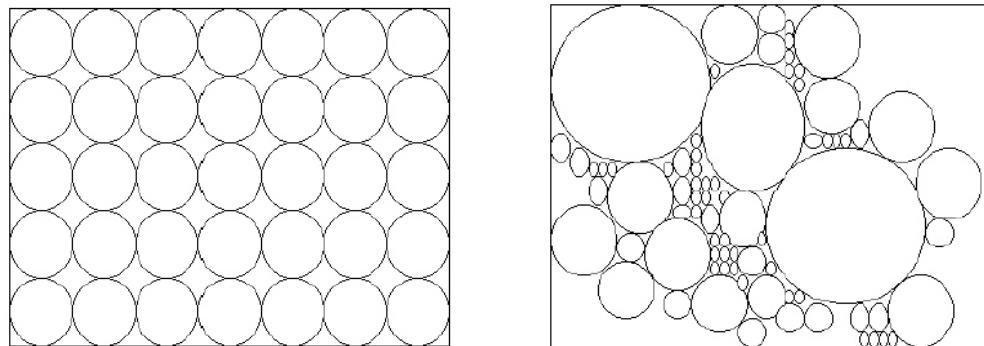
$$\delta V = \delta V_s + \delta V_w + \delta V_a \quad (6.1)$$

gde sabirci iz relacije 6. 1 predstavljaju redom pojedine komponente poroznosti, a navedeni indeksi predstavljaju simbol za agregatno stanje, s - za zemljište, w - poroznost za vodu i a - za vazduh.

Zemljišta su klasifikovana u zavisnosti od distribucije veličine najmanjih delića-granulacije. Ova distribucija čini strukturu i teksturu tla koja direktno rukovodi transportu radona. Permeabilnost-poroznost zemljišta pri izučavanju procesa difuzije radona zavisi od stepena i veličina pora u zemljištu, što su pore veće i brojnije onda je stepen difuzije radona veći i obratno.

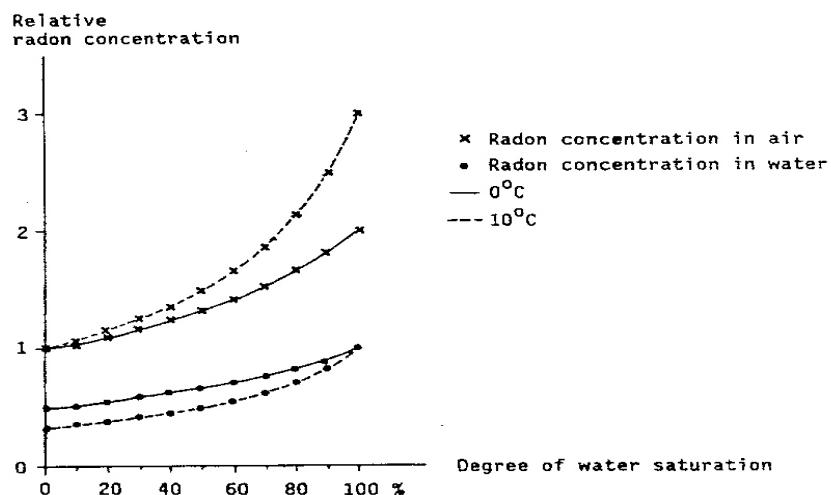
Takođe je bitan faktor vlažnost zemljišta, gde mali stepen vlažnosti omogućava veći stepen difuzije radona. Ukoliko je veći stepen vlažnosti zemljišta, onda su pore popunjene vodom i onemogućen je intenzivan proces difuzije radona. U zavisnosti od rasporeda i veličina granulometrijskog sastava zavisi i difuzija radona, gde ako su prisutni veći komadi sa ravnomernim rasporedom takav sastav omogućava veći stepen difuzije, slika 6. 3 (levo). U slučaju kada je velika razlika u veličini granulometrijskog sastava i za njihov nepravilan raspored gde je prisutno gusto granulometrijsko pakovanje, imamo mali stepen difuzije, slika 6. 3 (desno).

Ovakav način tumačenja poroznosti kod zemljišta može se koristiti pri tumačenju poroznosti kod ispitivanih materijala, gde poroznost materijala zavisi od veličine unutrašnjosti pukotina i stepena homogenosti ispitivanog materijala, ali i uslova u kojima se vrši merenje koeficijenta difuzije radona.



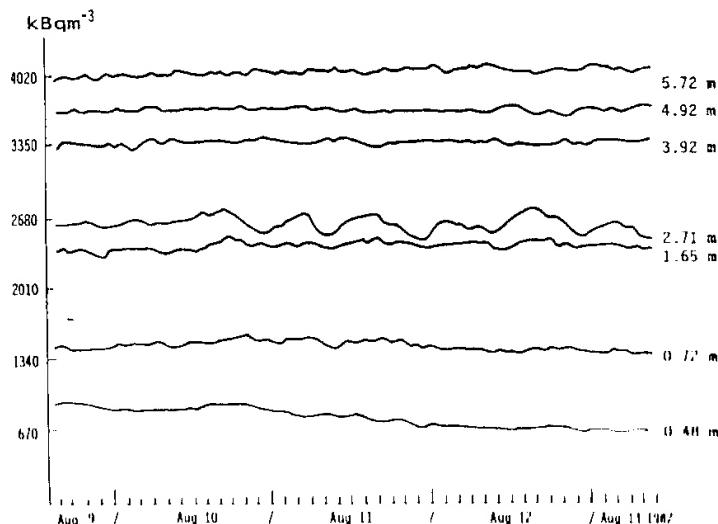
Slika 6. 3. *Granulacija zemljišta: ravnomeran raspored većih komada (levo), neravnomeran raspored za gusto granulometrijsko pakovanje (desno)*

Efekat vlažnosti može se videti iz relativnog odnosa koncentracije radona u vazduhu i vodi, slika 6. 4, [4R14], za slučaj dve temperature, u funkciji stepena zasićenja.



Slika 6. 4. *Relativna koncentracija radona u vazduhu i vodi*

Prostornu distribuciju radona sa dubinom zemljišta mnogi su merili. Ekstenzivna merenja koncentracije radona u podzemnom vazduhu (porama) sprovedena su detektorima tragova do dubine od oko 6m u blizini rudnika urana, [4R14]. Koncentracija radijuma dostizala je skoro 5 kBqkg^{-1} pa je tačnost merenja velika. Poroznost je bila 50%, a sadržaj vode od 5 do 10%. Rezultat predstavljen slikom 6. 5 pokazuje kako koncentracija raste sa dubinom za faktor 6 u rasponu od oko pola metra do blizu 6m dubine.



Slika 6. 5. Prostorna distribucija radona sa dubinom zemljišta

6. 2. 2. Parametri sredine

Putevi ulaza gasa radona u unutrašnjost zgrada (laboratorija) su otvori i pukotine u betonskim pločama i blokovima, loše veze između zidova i ploča, loša izolacija između pojedinih građevinskih materijala, odvodne cevi, slivnici i drugo. Međutim, i pored povoljnijih konstrukcionih zahvata na građevinskom objektu, ukoliko se ne upotrebe odgovarajući materijali koji imaju malu vrednost koeficijenta difuzije radona, taj gas lako prodire u unutrašnjost prostorija. Veoma bitan faktor koji utiče na koncentraciju radona u unutrašnjosti prostorija pored kvaliteta gradnje i tipa konstrukcije je i ventilacija celokupnog objekta, ili pojedinih prostorija. Radon može direktno iz zemlje da difunduje kroz temelje i podove u unutrašnjost prostorija ili preko vazduha ulazi preko zidova i prozora u unutrašnjost objekata. Kako gradijent pritiska pokreće vazduh, tamo gde je u zatvorenim prostorijama prisutan stalno niži pritisak prisutan je i radon koji kroz građevinske materijale može iz zemlje dospeti i procesom advekcije.

Koncentracija radona na otvorenom uz površinu zemlje je svega $5\text{-}15 \text{ Bqm}^{-3}$ i u odnosu na unutrašnjost objekata je daleko manja.

Koncentracije radona u zatvorenim prostorijama su daleko veće zbog efekta nagomilavanja usled stalnog dotoka iz zemljišta i građevinskih materijala, ali i usled smanjenog stepena ventilacije.

Izvor radona u vazduhu zatvorenih prostorija su i sami građevinski materijali, posebno oni koji u sebi imaju povećanu koncentraciju radioaktivnih atoma, naročito radijuma, a takođe je izvor radona i voda koja se koristi u objektu. Veličina koja određuje jačinu ekshalacije radona iz građevinskih materijala je efektivna specifična aktivnost radijuma Ra-226 u unutrašnjosti građevinskih materijala $A_{\text{eff}} (R_a)$ izražena u Bqkg^{-1} , definiše se kao proizvod specifične aktivnosti radijuma $A_s (R_a)$ i koeficijenta emanancije radona η , što se izražava u obliku:

$$A_{\text{seff}}(R_a) = \eta \cdot A_s(R_a) \quad (6.2)$$

Radioaktivnost građevinskog kamena zavisi od minerala koji su upotrebljeni za njegovu proizvodnju. Tako granit, aluminijumski škriljac i vulkanski tuf imaju povišen sadržaj prirodnih radionuklida, dok pesak i šljunak imaju specifičnu vrednost aktivnosti radijuma blisku srednjoj vrednosti za zemljišta. Koncentracija radijuma u građevinskim materijalima zavisi i od mesta proizvodnje sirovine. Primer je za skandinavske zemlje da imaju povećan sadržaj radijuma u odnosu na druge zemlje, zbog vrste zemljišta koje preovladavaju i to najviše vulkanski tuf i granit. Skoro je pravilo da novoformirane kopnene mase, nastale usled vulkanskih erupcija ili skorih složenih tektonskih poremećaja, imaju veću količinu radioaktivnosti u zemljištu, dok stare kopnene mase imaju manju radioaktivnost. Povećan sadržaj prirodnih radionuklida može nastati kao posledica korišćenja sekundarnih sirovina iz industrijskih postupaka, a to su materijali kao što su elektrofilterski pepeo dobijen sagorevanjem uglja u termoelektranama ili sagorevanjem boksitne rude, šljaka i druge sekundarne sirovine koje se nalaze u prirodi ili se koriste kao konstituenti građevinskog materijala. Upotreba, na primer, fosfatnog gipsa može da poveća sadržaj radona u zatvorenim prostorijama i to za faktor 100. Koeficijent emanacije predstavlja ideo radonovih potomaka koji napuste komad materijala u kome su formirani, dospeju u atmosferu, i to zavisi od poroznosti materijala čija se vrednost kreće od 1 do 30%. Samo oni atomi radona koji su nakon formiranja dospeli u šupljine koje postoje u materijalu mogu se difuzijom osloboediti u atmosferu. Materijali se dele prema načinu na koji su obrađeni kako bi dali odgovarajući građevinski materijal, gde visokotemperaturska obrada materijala smanjuje jačinu emanacije radona iz građevinskog materijala, jer pri termičkoj obradi dolazi do zbijanja mikro čestica i do zatvaranja pukotina. Zato crvena cigla, pepeo, cement i šljaka imaju mali koeficijent emanacije η oko 1%, dok materijali koji tek treba da se termički obrade (silikatna cigla, šljunak ili pesak) imaju daleko veći koeficijent emanacije oko 10%.

Površinske vode, prirodni gas i ugalj su sekundarni izvori radona u zatvorenim prostorijama, ali ti izvori nisu značajni. Njihov doprinos zavisi od koncentracije radona u njima, ali i od načina i obima njihovog korišćenja. Uzima se da se oko 50% radona prisutnog u vodi oslobodi pri njenom korišćenju u kupatilima i pri kuvanju. Povećana koncentracija radona u vodi sugeriše da je poželjno izbeći je u podzemnim laboratorijama.

Koncentracija radona je različita od mesta do mesta. Najveće koncentracije su u oblastima gde su bunari sa granitnom podlogom (do 630 Bqm^{-3}), a najniža je u oblastima sa tekućim površinskim vodama (do 2 Bqm^{-3}).

Faktor koji je od presudnog značaja na koncentraciju radona u vazduhu je ventilacija vazduha. Jačina ventilacije (L) je faktor koji utiče na smanjenje koncentracije radona u zatvorenim prostorijama, a izražava se u broju izmena celokupnog vazduha u prostoriji u jedinici vremena, najčešće u toku jednog sata. Pri tome se vrši klasifikovanje faktora:

- a) infiltracija - nekontrolisani protok vazduha iz zatvorenih prostorija kroz otvore i šupljine u uslovima kada su prozori i vrata zatvoreni

- b) prirodna ventilacija - provetrvanje prostorija
- c) veštačka ventilacija - primena uređaja za povećanje ventilisanosti prostorija, ova mera nije preporučljiva ukoliko je propustljivost okolnog zemljišta veća od 10^{-10} m^2 jer se snižava pritisak unutar prostorija.

Zgrade koje imaju jačinu ventilacije ispod 0.5 u toku jednog sata smatraju se loše ventilisanim, a vrednost iznad 1 odgovara dobro ventilisanim prostorijama. Ako je vrednost iznad 1 onda je ventilacioni sistem takav da za 1h izazove izvlačenje (ubacivanje) celokupne zapremine vazduha iz unutrašnjosti prostorija, a taj vazduh zamenjuje vazduh iz spoljašnjosti. Merenja koncentracija radona u unutrašnjosti prostorija je u sprezi sa procenom stepena ventilacionog sistema. Veza koncentracije radona unutar i izvan zatvorenih prostorija, ventilacije i jačine ekshalacije (fluksa radona) može se predstaviti u analitičkoj formi:

$$C_{Rn} = \frac{(L \cdot C_{Rno} + J)}{\lambda + L} \quad (6.3)$$

pri čemu su C_{Rn} koncentracija radona u zatvorenoj prostoriji (u Bqm^{-3}), C_{Rno} koncentracija radona na otvorenom prostoru (u Bqm^{-3}), L jačina ventilacije (u s^{-1}), J jačina ekshalacije (u $\text{Bqs}^{-1}\text{m}^{-2}$), i λ konstanta radioaktivnog raspada radona (u s^{-1}).

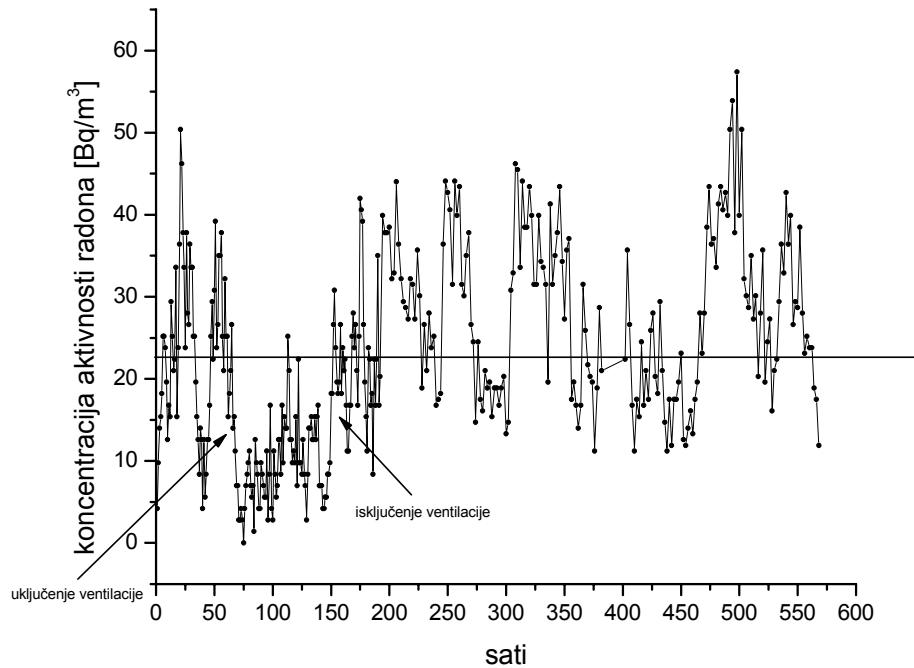
Sumirajući analize vezane za procene koncentracije radona u zatvorenim prostorijama došlo se do srednje vrednosti da je za nove građevinske objekte uobičajena koncentracija od 200 do 400 Bqm^{-3} .

Koncentracija radona u unutrašnjosti građevinskih objekata zavisi prvenstveno od zemljišta na kojem je izgrađen objekat i zato se koncentracije radona u zemljištu sistematski ispituju u celom svetu.

Poznavajući vrednosti koeficijenata difuzije za građevinske materijale može se odrediti debljina određenog materijala ili kombinacija različitih materijala i različitih debljina koji efikasno sprečavaju difuziju radona u unutrašnjost objekta. Mere zaštite zavise od emanacije radona iz zemljišta na kojem se gradi objekat pa je preliminarno najpreće utvrditi efekte emanacije.

6. 2. 3. Uticaj ventilacije

Vraćajući se na glavnu temu radona u podzemnim laboratorijama može se doći do prvi zaključaka. Niskofonska merenja malih radioaktivnosti zahtevaju dugo vreme merenja što zahteva i vremensko praćenje koncentracije radona u unutrašnjosti prostorija laboratorija tokom eksperimenta. Konstantnost fona gama zračenja se proverava praćenjem intenziteta postradonskih linija, ali i direktnim merenjem koncentracije radona. Takođe, idealno bi bilo izvršiti automatizaciju sistema provetrvanja unutrašnjosti laboratorija tako da se prema trenutnim koncentracijama radona u laboratoriji menja i brzina ventiliranja. Slika 6 prikazuje dnevne varijacije radona u laboratoriji za Nuklearnu fiziku PMF-a u Novom Sadu, [6R2]. Leva strelica prikazuje trenutak uključenja ventilacije nakon koga je vidljivo smanjenje koncentracije radona, koja se nakon isključenja ventilacije (desna strelica) relativno brzo vraća u režim prirodnog oscilovanja.

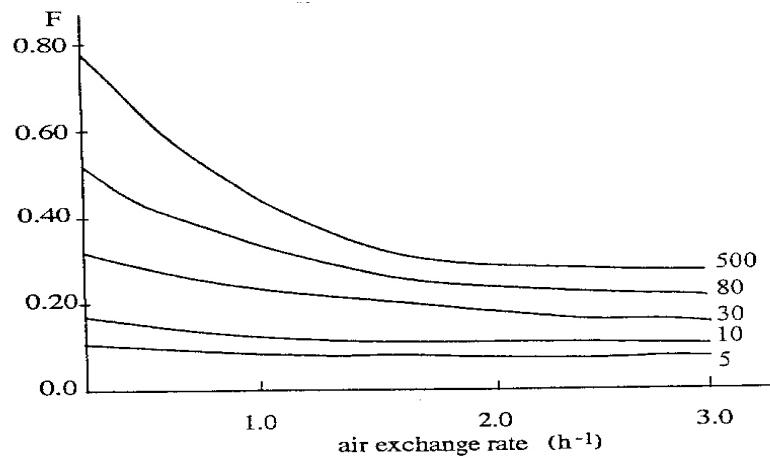


Slika 6. 6. *Uticaj ventilacije na koncentraciju radona*

Kao što je istaknuto doprinos fonu zapravo potiče od radonovih potomaka pa je od velike važnosti utvrditi faktor ravnoreže koji se u zatvorenim prostorijama uspostavlja između koncentracije radona i njegovih potomaka označenog sa F. On se u opštem slučaju ne podrazumeva pa bi idealno bilo istovremeno meriti koncentracije radona i potomaka. Moguće je izračunati nivo potomaka iz koncentracije radona, i obrnuto, ako je faktor ravnoteže F poznat. On je jednak količniku veličine E i koncentracije radona A_{Rn} u Bqm^{-3} , $F=E / A_{Rn}$ pri čemu je ekvivalentna koncentracija potomaka E izražena relacijom, dobijenom uračunavajući vremena poluraspada glavnih potomaka radona:

$$E = 0.104 A_1 + 0.514 A_2 + 0.382 A_3 \quad (6.4)$$

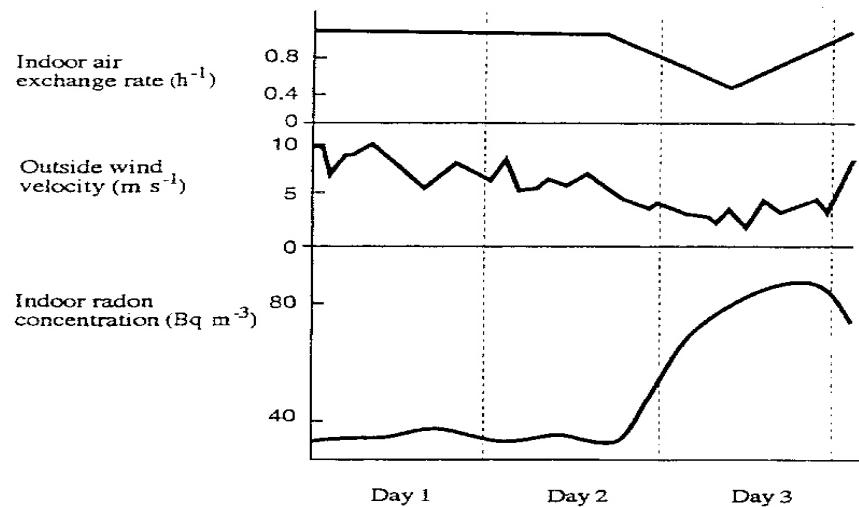
gde su, respektivno, A_1 , A_2 i A_3 koncentracije individualnih potomaka radona (u Bqm^{-3}) Po-218, Pb-214 i Bi-214. Za faktor F se očekuje da bude između 0.3 i 0.7 zavisno od brzine izmene vazduha, koncentracije aerosola u vazduhu i stepena plating-out efekta na površinama u prostoriji. Slika 6. 7 prikazuje faktor F u funkciji različite brzine ventilacije.



Slika 6. 7. *F faktor za različite brzine ventilacije*

Kalkulacija je bazirana na realnim vrednostima ekshalacije radona u unutrašnji vazduh za koji su brojevima od 5 do 500 prikazane vrednosti brzine zahvata slobodnih potomaka na čestice aerosola izražene u h^{-1} .

Važnost dodatne ventilacije, pored uvek prisutne spontane koja je po intenzitetu mala, ilustruje primer objekta u kome vazduh nije dodatno kondicioniran i koji trpi neposredan uticaj okoline. Promenljivi vremenski uslovi izvan objekta direktno se odražavaju na uslove (spontane) ventilacije unutar objekta. Slika 6. 8 ilustruje povezanost brzine vetra, brzine promene unutrašnjeg vazduha i nivoa radona tokom tri dana merenja. Trećeg dana, kada je vjetar oslabio, smanjila se i brzina samoventiliranja i posledično povećala koncentracija radona unutar objekta.



Slika 6. 8. *Korelacija brzine vetra i koncentracije radona*

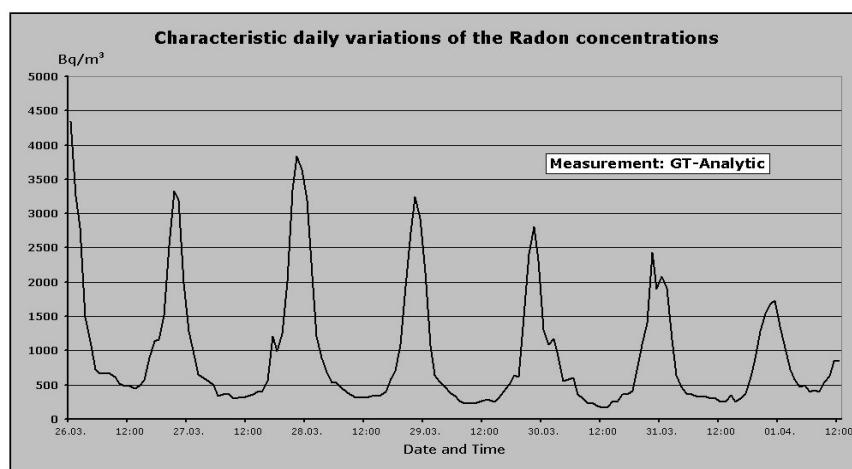
6. 3. Varijacije koncentracije radona

Varijacije koncentracije radona kako sezonske, tako i dnevne, uslovljene su promenom meteoroloških faktora (temperatura, pritisak, relativna vlažnost vazduha). Temperatura i pritisak vazduha utiču direktno na koncentraciju radona dok je vlažnost vazduha u direktnoj vezi sa koncentracijom aerosola na koje se talože potomci radona. Tokom dovoljno dugog vremena merenja fona gama zračenja moguće je empirijski utvrditi koliko dnevne i sezonske varijacije radona i torona utiču na fluktuaciju fona, [6R4]. Idealno bi bilo imati simultano merenje radona, torona i fona gama zračenja tokom niskofonskog eksperimenta. Tada bi bile moguće izvesne korekcije slično uporednom merenju intenziteta kosmičkog zračenja i vazdušnog pritiska i naknadnoj korekciji na pritisak.

Promene se mogu pratiti za sve linije u spektru koje imaju različite potencijalne izvore fluktuacija. Već je analiziran uticaj vremenske promene fluksa kosmičkog zračenja na intenzitet anihilacione linije, dok je sa druge strane očekivano da se intenzitet linije iz K-40 ne menja u vremenu.

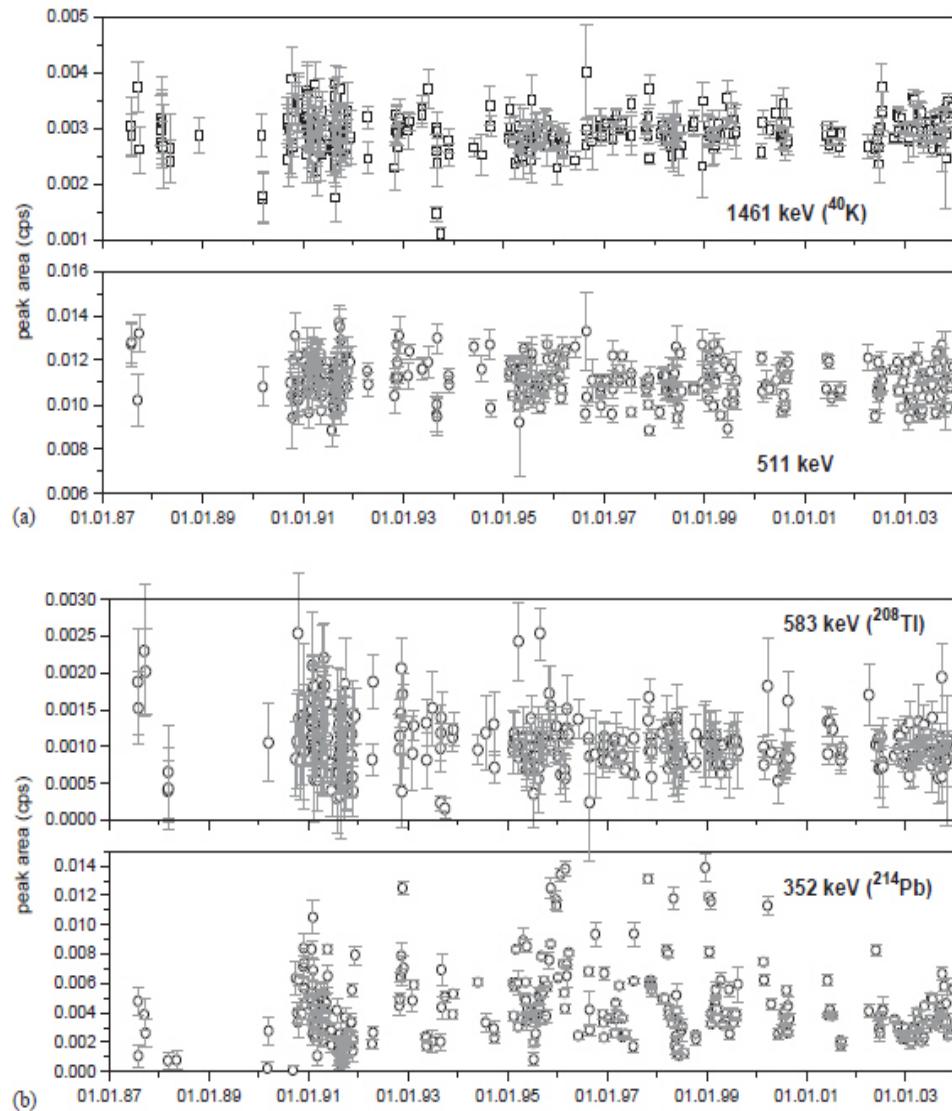
U praksi niskofonskih merenja malih aktivnosti za stabilnost fonskih uslova su značajniji vremenski intervali koji se mere danima i nedeljama, izuzetno u visoko osetljivim merenjima retkih procesa stabilnost je potrebno održavati i kontrolisati godinama.

Dnevne varijacije koncentracije radona su pripisane promenama stabilnosti atmosfere. U ponoć i u ranim jutarnjim satima imamo maksimum koncentracije radona zbog temperaturske inverzije koja sprečava vertikalno vazdušno strujanje što dovodi do ekstremno stabilne atmosfere. Nakon svitanja, počinje zagrevanje tla i prizemnih slojeva atmosfere, nestaje temperaturska inverzija i uspostavljaju se vertikalne vazdušne struje. U sled ovog efekta koncentracija radona u prizemnom sloju atmosfere opada. Kasno popodne raste stabilnost atmosfere što dovodi do porasta koncentracije radona. Na slici 6. 9 prikazane su tipične dnevne varijacije koncentracije radona



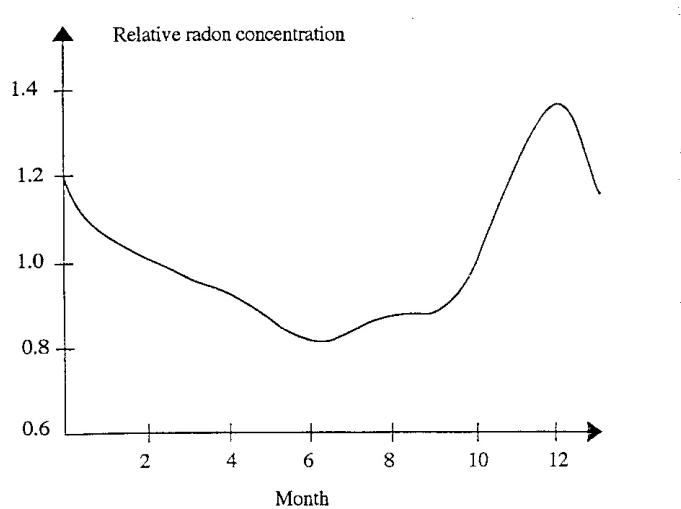
Slika 6. 9. Tipične dnevne varijacije radona

Slika 6. 10 prikazuje "stabilnost" fona gama zračenja tokom 16 godina merenja za K-40 i 511 keV (a) i toron (583 keV iz Tl-208) i radon (352 keV iz Pb-214) (b), respektivno, [6R4].

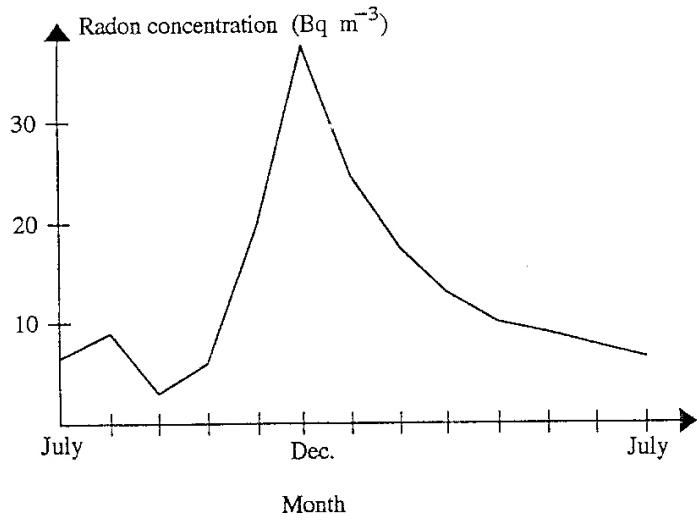


Slika 6. 10. *Varijacije intenziteta linija fona tokom 16 godina merenja*

Tačan oblik sezonskih varijacija meren pored unutrašnjih parametara: tipa objekta, sistema ventilacije i grejanja, zavisi i od klimatskih uslova. Opšte je pravilo da maksimum koncentracije radona treba očekivati u jesen ili na početku zime, a minimum u proleće (maksimum koncentracije odgovara maksimalnoj stabilnosti atmosfere i obrnuto). Slike 6. 11 i 6. 12 prikazuju jednogodišnja merenja koncentracije (unutrašnjeg) radona unutar zatvorenih prostorija i očiglednu sezonsku varijaciju u Nemačkoj i Indiji, respektivno.



Slika 6. 11. *Sezonska varijacija koncentracije unutrašnjeg radona u Nemačkoj*



Slika 6. 12. *Sezonska varijacija koncentracije unutrašnjeg radona u Indiji*

6. 4. Depozicija potomaka radona

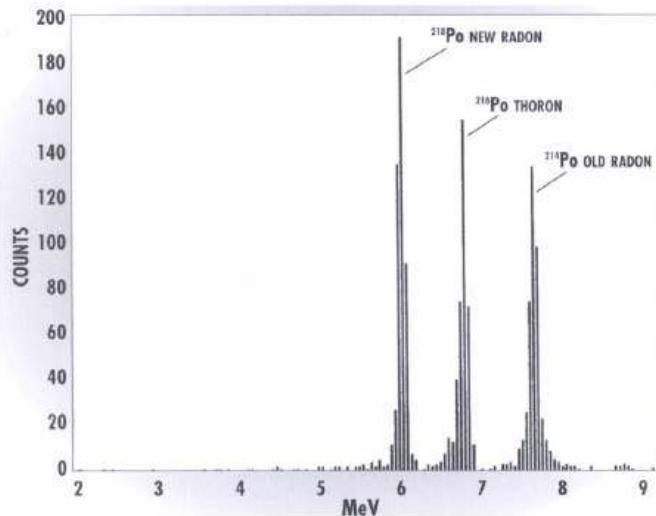
Kako se radon u fonu gama zračenja vidi preko linija i kontinuuma koji potiču od njegovih potomaka veoma je važno analizirati njihovu prostornu distribuciju u neposrednoj blizini HPGe detektora. Inicijalno visoka koncentracija radona u laboratoriji za posledicu ima veću koncentraciju potomaka pa je osnovni uslov smanjenja koncentracije potomaka smanjenje samog radona. Ovo je važno i zbog uvek prisutne varijacije koncentracije radona.

U konkretnoj situaciji podzemne laboratorije za slučaj optimalno podešene brzine ventilacije, primenom višestepenih filtera za vazduh i sam radon i adekvatno izvedene izolacije zidova, postižu se vrednosti oko 20 do 100 Bqm⁻³ radona.

Raspadom radona nastaju potomci koji se u atmosferi podzemne laboratorije prostiru sa svojim nosiocima aerosolima po dinamici kojom vlada ventilacioni sistem ili se talože na čvrstim površinama. Konačno niz završava nagomilavanjem olova 210 koje je značajan izvor fona na nižim energijama, što je već opisano u poglavlju o pasivnoj zaštiti detektora. Depozicija potomaka sve do olova 210 posebno je opasna ako se dešava na površini samog detektora zbog velike geometrijske efikasnosti detekcije njegovog gama zračenja. Rutinski je neophodno redovno čišćenje površine detektora, unutrašnje površine pasivne zaštite i redovan monitoring koncentracije potomaka, što ponovo perturbuje kontrolisane fonske uslove iako u cilju njegovog smanjenja.

U poslednje vreme ova tema dobija na značaju pošto su deponovani potomci velika smetnja u sofisticiranim merenjima retkih nuklearnih procesa. Razvijaju se teorijski modeli kojima se objašnjava dinamika raspodele potomaka koji u sprezi sa empirijskim podacima pružaju važne informacije o površinskoj kontaminaciji, [6R5].

Za merenje samog radona koriste se razne tehnike koje u osnovi zavise od toga da li je značajna trenutna informacija o dnevnoj fluktuaciji radona ili se analizira sezonska promena. Pored apsorpcionih metoda u koje se ubrajaju kanistri sa aktivnim ugljem za merenja tokom 2 dana ili detektori tragova koji se eksponiraju oko 100 dana, najtačniju informaciju možemo dobiti spektrometrijom alfa zračenja. Komercijalno najčešće upotrebljavani detektori ovog tipa su alfagard i Rad7. Slika 6. 13 ilustruje spektar dobijen visokorezolucionim uređajem Rad7 u kome se analizom alfa spektara potomaka mogu odrediti koncentracije i radona i torona.



Slika 6. 13. Spektri alfa čestica radonovih i torijumovih potomaka dobijeni detektorom Rad7

Za rutinska brojačka merenja dovoljno su dobiti i jednostavniji instrumenti koji neposrednom vezom sa računarom pružaju kontinualne informacije o vremenskim serijama koncentracije radona u realnom vremenu.

Proveru teorijskog modela je moguće eksperimentalno utvrditi preciznim merenjima koncentracije potomaka. U praksi se koriste kontrolisani uslovi koji se postižu u radonskim komorama u kojima se održava konstantna koncentracija radona, a samu vrednost koncentracije je moguće izabrati u širokom opsegu.

Ako prepostavimo kontrolisane uslove poznate (dovoljno velike) koncentracije radona tokom vremena eksponiranja u radonskoj komori, trenutni broj potomaka (u trenutku t) menjaće se pod uticajem raspada i brzine depozicije. Ako sa N_1 do N_4 obeležimo trenutne koncentracije radonovih potomaka (broj atoma) redom Po-218, Pb-214, Bi-214 i Po-214, analogno njihove konstante raspada λ , koncentraciju radona sa C i površinu otvorenu za depoziciju sa S dobija se niz jednačina:

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= d_1 SC - \lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= d_2 SC + (1-r)\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \\ \frac{dN_3}{dt} &= d_3 SC + \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3\end{aligned}\tag{6.5}$$

gde je sa d_i obeležen rejt depozicije. Za koncentraciju radona C u Bqm^{-3} , površinu S u m^2 brzina depozicije se meri u $\text{m min}^{-1}\text{Bq}^{-1}$ i dimenziono i kvantitativno odgovara veličini brzine depozicije v_d . Brzina depozicije i rejt depozicije povezani su relacijom:

$$R_d = v_d SC\tag{6.6}$$

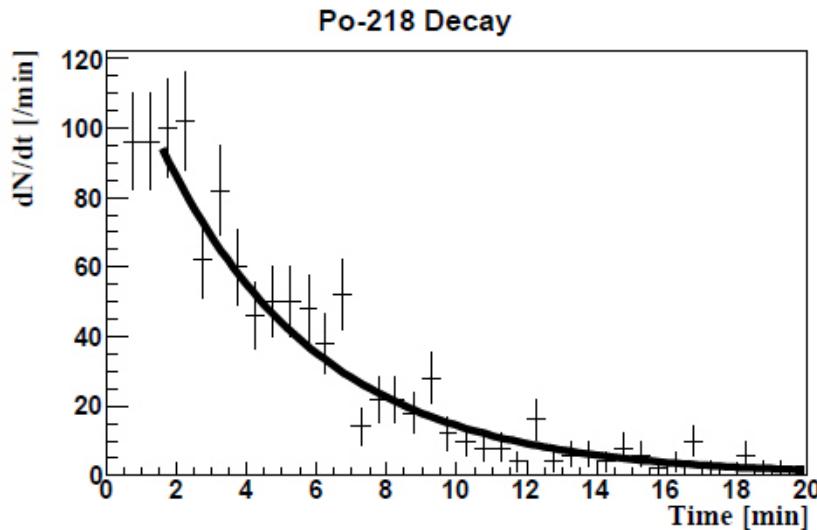
pri čemu je brzina depozicije zavisna od mehanizama depozicije potomaka na površinu i varira za red veličine u zavisnosti od stanja okolnog vazduha.

U relacijama 6. 5 prepostavljeno je da uzmaci jezgara nakon beta raspada olova i bizmuta nisu energetski sposobni za izbijanje jezgara sa površine. Zanemaruje se i rejt depozicije Po-214 usled kratkog vremena života. Nakon eksponiranja važi sledeći set jednačina:

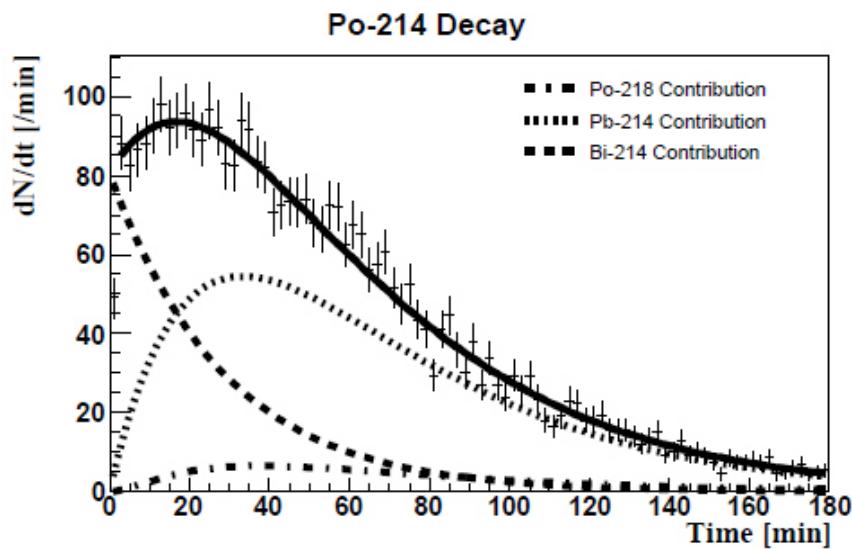
$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= -\lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} &= (1-r)\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \\ \frac{dN_3}{dt} &= \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3 \\ \frac{dN_4}{dt} &= \lambda_3 N_3 - \lambda_4 N_4\end{aligned}\tag{6.7}$$

Frakcija potomka Po-218 u kojima uzmačno jezgro samo napušta površinu obeleženo je sa r .

Već se u malim radonskim komorama u koje se mogu smestiti pločasti uzorci dimenzija 20cm^2 , kompletirane detektorima radona i njegovih potomaka, mogu dobiti pouzdani empirijski podaci, [6R5]. Za izabranu koncentraciju radona od 220 kBqm^{-3} za slučaj pločice od akrila dobijaju se promene koncentracije potomaka Po-218 i Po-214 merene preko alfa aktivnosti prikazane na slikama 6. 14 i 6. 15. Očigledno je sa slike 6. 15 da koncentraciji Po-214 doprinose početne koncentracije Po-218, Pb-214 i Bi-214.



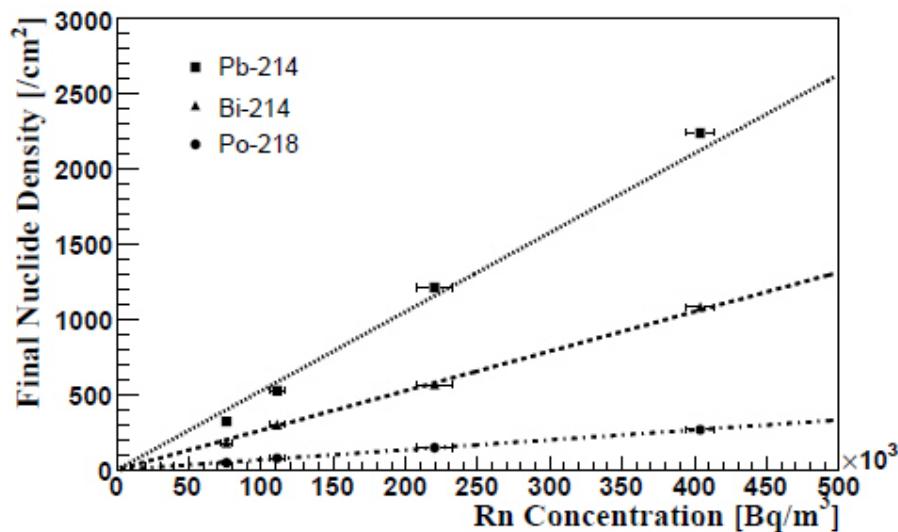
Slika 6. 14. Promena koncentracije Po-218



Slika 6. 15. Promena koncentracije Po-214

Rešenja sistema diferencijalnih jednačina (6.7) odgovaraju izmerenim koncentracijama potomaka na kraju ekspozicije radonom. Za prepostavljenu vrednost frakcije uzmaka $r=1/2$ dobijaju se dobra slaganja, crne krive prikazane na slikama 6. 14 i 6. 15.

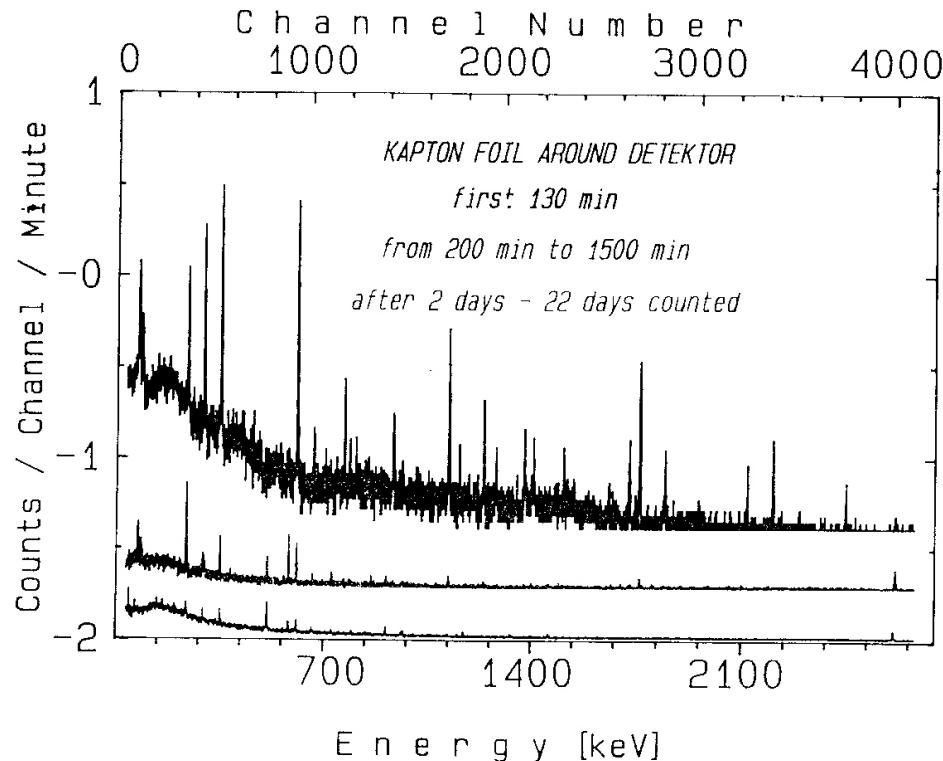
Ponavljajući postupak za druge vrednosti koncentracije radona dobija se promena preostale koncentracije potomaka sa akrilne pločice u funkciji koncentracije radona, i za slučaj svih potomaka osim za Po-214 prikazana je na slici 6. 16.



Slika 6. 16. Preostala gustina potomaka u funkciji koncentracije radona

Rešenja sistema diferencijalnih jednačina (6.5) odgovaraju izmerenim gulinama potomaka preostalim na površini uzorka nakon ekspozicije. Iz nagiba pravih određuje se rejt depozicije za svaki potomak radona. Preliminarni rezultati ovog merenja sugerisu najveću vrednost rejta depozicije za Pb-214 (oko $1.5 \text{ m min}^{-1}\text{Bq}^{-1}$), dok je oko 3 puta manja vrednost za Bi-214, dok je vrednost za Po-218 zanemarivo mala.

Značaj analize depozicije potomaka radona posebno je izražen kod materijala koji uvek prisutan efekat taloženja potomaka potpomažu elektrostatičkim privlačenjem. Pored analizirane akrilne pločice to je slučaj kod svih plastičnih materijala. Drastičan primer koji to dokazuje demonstrirao je Hojzer u eksperimentu u kome je HPGe detektor u više slojeva bio omotan Kapton folijom. Zbog male statistike brojanja fona koja je posledica male površine detektora i male koncentracije radona koja je indukovala efekat lepljenja, do statistički značajnih rezultata se došlo ponavljanjem celog postupka gde je na kraju svakog površina folije brisana. Vreme merenja sukcesivnih fonskih spektara je različito u cilju provere njegovog smanjenja koji je, očekivalo se, trebalo da bude povezan sa vremenima života radonovih potomaka, [4R10]. Prvi fonski spektar meren je 130 minuta i u njemu dominiraju mnogobrojne linije iz Pb-214 i Bi-214. U narednom spektru, merenom između 200. i 1500. minuta od početka, ovih linija više skoro da nema jer su značajno redukovane zbog kratkog vremena života potomaka Pb-214 ($T_{1/2} = 26.8 \text{ min}$) i Bi-214 ($T_{1/2} = 19.9 \text{ min}$). U drugom spektru preostaju linije potomaka radona sa dužim vremenima života ali sa manjim intenzitetom. Poslednji spektar, na slici 6. 17 najbliži X osi je standardni fonski spektar koji takođe sadrži sve postradonske linije koje po intenzitetu odgovaraju srednjoj koncentraciji radona oko 40 Bqm^{-3} .



Slika 6. 17. Uticaj plastičnih materijala i plate-out efekta na fon gama zračenja

Efekat depozicije radonovih potomaka sugerise da se u redovnoj mernoj praksi izbegava upotreba plastičnih materijala (najčešće posuda za voluminozne uzorke) u blizini detektora, i da se pred svako merenje površina detektora i unutrašnje strane pasivne zaštite prebrišu. Perturbovanje fona, pomenuto u poglavlju 6. 1, prisutno je i u kompleksnim sistemima u kojima se HPGe detektor smešta u komoru koja se štiti od prisustva radona. Sa druge strane u dugotrajnim merenjima maloverovatnih nuklearnih procesa, efekat taloženja potomaka se mora imati u vidu posebno ako se odgovarajuće fonske linije i kontinuum preklapaju sa oblastima u spektru od interesa.

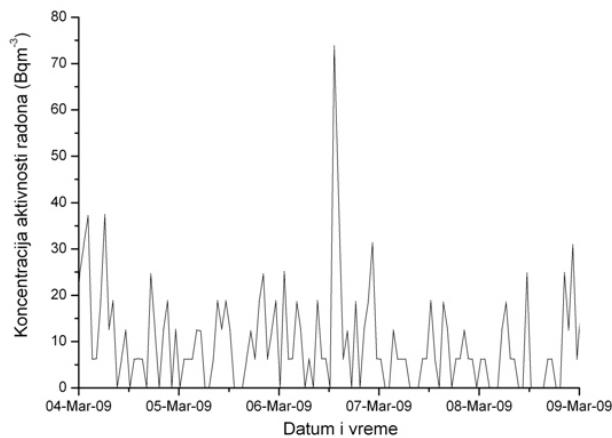
6. 5. Monitoring radona - specijalni slučajevi

Kao jedan od pokušaja indirektnog merenja koncentracije radona posredno preko koncentracije jona u vazduhu, a za koje se očekuje jaka korelacija, detaljnije je prikazan u poglavlju 8. 4. 4. u kome se akcenat ponovo stavlja na merenja u podzemnoj laboratoriji. U specijalne ubrojaćemo i dva slučaja koja, sa jedne strane, za posledicu imaju naglu (aperiodičnu) promenu koncentracije radona koja je posledica zemljotresa, dok je sa druge strane od posebnog interesa merenje malih koncentracija radona u malim zapreminama oko samih HPGe detektora.

6. 5. 1. Radon i zemljotresi

Kontinualnim merenjem koncentracije radona u vazduhu u podzemnim zatvorenim prostorijama (u zemljištu kao i u podzemnim vodama) u jednakim, kratkim vremenskim intervalima (npr. 2 sata) u dužem periodu merenja (i po nekoliko godina) dobijaju se rezultati koji predstavljaju vremenske serije koncentracije radona. Statističkom analizom dobijenih vremenskih serija moguće je utvrditi određene periodične promene koje se mogu objasniti upravo varijacijama meteoroloških parametara (dnevne i sezonske). Redovna je praksa velikih podzemnih laboratorija da monitorišu koncentraciju radona posebno u fazama pripreme velikih eksperimenata kao što je slučaj u Gran Sasso laboratoriji, [6R6]. Međutim, nekada se javljaju anomalije u vremenskim serijama merenja koncentracije radona što se dovodi u vezu sa geodinamičkim procesima u zemljištu. Jedan od tih procesa predstavlja i zemljotres. Već više od trideset godina traju istraživanja na temu naglih promena (iznenadnog povećanja ili smanjenja) koncentracije radona koje prethode zemljotresu na određenoj lokaciji. Još uvek nisu jasni sami mehanizmi te pojave, ali već sada postoji velika baza podataka i raznih teorija, što potvrđuje i veliki broj aktuelnih radova na tu temu, [6R7, 6R8]. Da je tema više nego aktuelna pokazano je u aprilu 2009. godine, nakon izuzetno razornog zemljotresa koji se dogodio u Italiji (jačine 6.3 stepena Rihterove skale u oblasti Abruzzo). Tada je seizmolog Dampaolo Đulijani, zaposlen u Gran Sasso laboratoriji, praćenjem koncentracije radona oko seizmički aktivnih područja na nekoliko nedelja pre zemljotresa predviđao da će se on dogoditi u okolini grada Akvile. U potpunoj suprotnosti predviđanjima zemljotresa je rad izraelskih naučnika koji su simulirali zemljotres jačine 2.6 stepena Rihterove skale podzemnom eksplozijom 20 tona eksploziva i uporednim merenjem koncentracije radona na različitim rastojanjima od mesta eksplozije na dubini od oko 2m. Oni nisu uočili veće promene u koncentraciji radona nakon same eksplozije, [6R9].

Iako su preliminarna merenja koncentracije radona, sprovedena na lokaciji podzemne niskofonske laboratorije u Zemunu pre njene izgradnje, pokazala da je lokacija seizmički stabilna analizom vremenskih serija pronađene su izvesne korelacije. Prvi rezultati ove analize povezuju u vremenu kratkotrajnu ali intenzivnu promenu koncentraciju radona izmerene u podzemnoj laboratoriji u Zemunu sa zemljotresom čiji je epicentar bio u okolini Gornjeg Milanovca marta 2009. godine. Na slici 6.18 prikazan je izraziti pik u koncentraciji radona (povećanje amplitude za faktor veći od 4) koji se dogodio 14 sati pre zemljotresa u okolini Gornjeg Milanovca jačine 2.4 jedinica Rihterove skale. U istom radu, [6R10], korelacija između promene koncentracije radona i pojave zemljotresa tokom dužeg perioda seizmičke aktivnosti u oblasti Kopaonika nije pronađena. Imajući primarno u vidu rastojanje naše "merne stanice" od epicentra analiziranih zemljotresa i njihov intenzitet iznenađujuće je da se u našim podacima vremenskih serija koncentracije radona krije blaga promena koja koincidira i sa već pomenutim razornim zemljotresom u Italiji, dok se signifikantna korelacija povezana sa zemljotresom od 3. novembra 2010. godine sa epicentrom u okolini Kraljeva ne uočava.



Slika 6. 18. Varijacija koncentracije radona izmerena u podzemnoj laboratoriji u Zemunu pre i posle zemljotresa u okolini Gornjeg Milanovca od 07. 03. 2009. godine

Može se zaključiti da je eksperimentalno utvrđena nagla promena u koncentraciji radona pre zemljotresa u velikom broju slučajeva, ali je evidentno da je još uvek nemoguće na osnovu takvog radonskog signala predvideti ni vreme ni tačno mesto epicentra zemljotresa. Svakako je nedovoljno postojanje jednog mernog mesta u već definisanim seizmički aktivnim područjima i za neka ozbiljnija istraživanja mora postojati bar nekoliko mernih stanica. Uz to treba simultano pratiti i druge geofizičke parametre pa tek na osnovu ozbiljne statističke analize donositi relevantne zaključke. Na našu sreću, Srbija spada u relativno slabo seizmički aktivne oblasti, pa naša istraživanja na tu temu mogu biti korisna regionima u nekom bliskom okruženju (Mediteran i delovi Rumunije).

Poznati su primeri simultanog merenja koncentracije radona i fona gama zračenja za specijalno osmišljena geochemijska istraživanja u trusnim područjima koja i uz simultanu upotrebu više mernih tehnika ne daju rezultate merenja koji se u smislu povezanosti sa zemljotresima jednoznačno mogu interpretirati, [6R11]. Razlog tome je značajan uticaj dnevnih i sezonskih meteoroloških faktora koji u velikoj meri maskiraju aperiodični uticaj zemljotresa. Pokušaj da se njihov uticaj smanji je analiza promene koncentracije radona u dubokim podzemnim galerijama vulanskog ostrva Tenerife u kojima su uticaji na ekshalaciju radona od strane vetra i padavina, vlažnosti vazduha i tla kao i promena temperature minimizovani. Kako je fokus analize bio na uticaju vulanske aktivnosti, za koju se pokazuje da podiže koncentraciju radona za faktor 4 u dužem vremenskom periodu, za merenje radona upotrebljeni su detektori tragova, [6R12]. Nakon jednogodišnje analize vremenskih serija koncentracije radona na 5 mernih mesta, detaljnim praćenjem svih ambijentalnih parametara i primenom različitih tehnika statističke analize u cilju filtriranja izmerenog uticaja barometarskog pritiska, dobijeni rezultat je mogao jednoznačno da se poveže sa uzrokom - vulanskom ili seizmičkom aktivnosti. Glavni uslov za to je bilo pouzdano određivanje osnovnog nivoa koncentracije radona za koji je upravo poslužio opisani ambijent vulanske

pećine, a što u većini podzemnih lokacija nije slučaj. Problematika povezanosti radona i zemljotresa (vulkana) je očigledno multidisciplinarna i u realnim uslovima višeparametarska pa je potrebno sprovesti dodatne analize u kontrolisanim (laboratorijskim) uslovima (primeri vulkanskih pećina i simulacije zemljotresa) u cilju njegovog potpunijeg razumevanja.

Ipak, kontinuirani monitoring koncentracije radona značajan je i za proveru vremenske promenljivosti fona koji potiče od radona. Slično monitoringu kosmičkog zračenja, kontinuiranim merenjem koncentracije radona uočene aperiodične varijacije, po intenzitetu najčešće veće od periodičnih, potencijalno se mogu objasniti seizmičkom aktivnošću koja se nezavisno meri, i mogu se eliminisati iz seta podataka kao perturbacija fona.

6. 5. 2. Merenje malih aktivnosti radona

Bez obzira koliko bio mali, osnovni srednji nivo koncentracije radona u podzemnim lokacijama (niskofonskim laboratorijama ili vulkanskim pećinama) u većoj ili manjoj meri varira u vremenu usled promena atmosferskih parametara. Pokušaji instaliranja naprednog ventilacionog sistema koji bi funkcionalno vremenski promenljivo u sprezi sa promenama ambijentalnih parametara u eksperimentalnoj praksi niskofonskih laboratorija još nije zaviveo. Čak ni pokušaj da se u hermetički zatvorenu komoru dovoljno velikih dimenzija smesti ceo detektorski sistem, koji je ipak manji od zapremeine same laboratorije, nije praktičan kada se radi sa velikom frekvencijom zamene uzoraka. U najvećem broju niskofonskih laboratorija glavne mere redukcije koncentracije radona primenjuju se na relativno malu zapreminu u koju se smeštaju uzorci, između samog HPGe detektora i pasivne zaštite. Pored trivijalne ali dovoljno efikasne mere redukcije radona upuštanjem gasovitog azota iz Djuarove posude, pa sve do naprednih tehnika filtriranja radona aktivnim ugljem, otvara se novo pitanje merenja niskih vrednosti koncentracije radona. Za većinu aplikativnih merenja jedino je značajno dovoljno redukovati fon (radon), ali za dugotrajna istraživanja maloverovatnih nuklearnih procesa interpretacija rezultata merenja strogog zavisi od precizne analize fonskog doprinosa svih komponenti, a posebno radona i njegovih potomaka.

Jednostavan način kontrolisanog merenja malih koncentracija radona postiže se pumpanjem merljive količine vazduha na filtere na kojima se sa velikom efikasnošću sakupljaju aerosoli koji nose radonove potomke. Rutinskim tehnikama alfa i/ili gama spektrometrije samih filtera kao uzoraka dolazi se do podataka o koncentraciji radona i potomaka. Opisani postupak realizovan je u cilju određivanja faktora ravnoteže u referenci [6R13], ali i dalje ostaje otvoreno pitanje kojom tehnikom izmeriti koncentraciju radona unutar male zapremine vazduha u neposrednoj blizini HPGe detektora koja u dužem vremenu potencijalno doprinosi depoziciji potomaka na površinama detektora i zaštite i utiče na varijaciju fona gama zračenja.

Napredne tehnike redukcije radona ali i tehnike merenja njegovih malih koncentracija započele su u toku pripreme velikog niskofonskog eksperimenta solarnih neutrina Borexino u Gran Sasu. Zbog potreba ultra niskog fona početne vrednosti koncentracije radona reda Bqm^{-3} redukovale su se na red veličine

mBqm^{-3} i za tako malu koncentraciju razvijen je poseban sistem detekcije, [6R14]. Uslед značajno smanjene koncentracije radona merljiva koncentracija potomaka metodom elektrostatičkog sakupljanja zahtevala je primenu visokih napona reda 30 kV za radne zapremine komore reda 400 litara. Osetljivost ovakvog detektora zavisi od efikasnosti prikupljanja radona, što opet zavisi od zagađenosti vazduha neutralnim reagensima, kao što su voda ili hidrokarbonati. Mogući izbor za ovako osetljive detektore radona su i kriogeni detektori, [6R15]. Dostignuta osetljivost postojećih prototipova kriogenih detektora od 12 mBqm^{-3} je prihvatljiva ali i dalje velika u poređenju sa granicom od 1 mBqm^{-3} . Mogući načini rešenja ovog problema su snižavanje fona pažljivim odabirom i konstrukcijom materijala ili upotreba ultra niskofonskih alfa spektrometara, povećanje efikasnosti detekcije (korišćenjem alfa-spektrometara koji su operativni na temperaturi tečnog azota ili upotrebo tečnog argona za hlađenje zbog veće efikasnosti kolekcije radona) kao i povećanje aktivne zapremine detektora na više od 1 m^3 . Željena osetljivost detekcije radona u vazduhu postignuta je u Super-Kamiokande eksperimentu u Japanu konstrukcijom alfa spektrometra koji radi po principu elektrostatičkog prikupljanja radonovih potomaka i merenja energije alfa raspada na PIN fotodiidi, [6R16]. Velika osetljivost se ponovo postiže upotrebo velike zapremine (70 l) merne posude visoke radiočistoće.

Očigledno je da opisane tehnike zahtevaju mnogo veće radne zapremine od zapremine reda veličine nekoliko litara, ali i bez tog ograničenja čine se kompleksne za realizaciju u neposrednoj blizini HPGe detektora.

Sa druge strane, u LSM laboratoriji u Francuskoj je od 2005. godine za potrebe NEMO3 eksperimenta (Neutrino Ettore Majorana Observatory) uključen novi sistem za prečišćavanje radona na osnovu adsorpcije na aktivnom uglju. Aktivni ugaj se hlađi na temperaturi od oko 220K radi pojačanja efekta adsorpcije radona, [6R17], kojim se koncentracija radona redukovala za 3 reda veličine (do već pominjanih 15 mBqm^{-3}). Upravo je pomenuta tehnika krioadsorpcije radona jednostavan način redukcije i kontrole koncentracije radona. Razvijena u praktičnoj formi nadgradnje na već postojeće Djuarove posude postiže se redukcija koncentracije radona u samom tečnom azotu za faktor 40. Tako pročišćen azot koristi se uz električne grejače koji regulišu protok (u opsegu 0.3 do $2.5 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$) za klasično potiskivanje radona iz zapremine oko HPGe detektora, [6R18], jer je u režimu visoko osetljivih merenja od velike važnosti da odušak iz Djuarove posude bude kontinuiranog toka jer bi dodatno uticao na variranje fona.

U poslednjih desetak godina principi redukcije radona ostali su isti, [6R19], bilo da se radi o relativno jednostavnom merenju brzine emanacije radona, [6R20], ili redukciji radona u velikim detektorskim sistemima, dostignuta je izuzetna osetljivost koja se meri sa μBqm^{-3} . Ipak i dalje je za najveći broj niskofonskih HPGe detektorskih sistema otvoreno pitanje primene jednostavne i jeftine tehnike merenja u režimu kontinuiranog monitorisanja koncentracije radona. Očekivana koncentracija radona je reda 10 mBqm^{-3} koja se realno postiže potiskivanjem radona iz malih zapremina oko samog HPGe detektora, a u cilju što preciznije procene doprinosa depozicije radonovih potomaka fonu, jer i u situacijama ekstremno niske koncentracije radona poznate linije od Pb-214 i Bi-

214 i dalje su prisutne u fonu, [6R21]. Razvoj pomenute jednostavne tehnike s pravom otvara pitanje indirektnih merenja radona, a jedan od pokušaja je metod merenja nanometarskih jona opisan detaljno u poglavlju 8. 4. 4.

7. OPTIMIZACIJA NISKOFONSKIH USLOVA MERENJA FONA GAMA ZRAČENJA

Pod pojmom optimizacije podrazumeva se široko polje konkretnih eksperimentalnih situacija bilo kada se rade praktična merenja malih aktivnosti ili još više kod specifičnih eksperimenata retkih nuklearnih procesa. Konkretan izgled gama spektara uzoraka malih aktivnosti kao i fonskih spektara zavisi od mnogo detalja, pa će se u ovom poglavlju skrenuti pažnja na neke od njih.

Kod voluminoznih uzoraka efekti samoapsorpcije u samom izvoru, posebno gama zračenja manjih energija, igraju značajnu ulogu. U poglavlju 3. 2. 1. već je bilo reči o optimizaciji veličine spektara. Takođe, zbog racionalizacije rutinskih merenja kod kojih se ne polaze posebna pažnja na uslove niskog fona važno je unapred predefinisati optimalne veličine posuda za uzorke, vremena merenja (statističke greške merenja) ili samih detektora.

Jedna od veličina koja pomaže u optimizaciji izbora je, ranije definisana, minimalna detektibilna aktivnost koja u sebi objedinjuje sve parametre važne za merenje a u tesnoj je vezi sa statistički definisanim veličinama koje se koriste u interpretaciji samih rezultata merenja.

7. 1. Efekti geometrije

Moguće je u spektrima dobiti pikove nalik realnim koji su posledica specifične geometrije izvor - detektor, a sam oblik izvora (uzorka) značajno može uticati na perturbaciju fona o čemu je bilo reči u poglavlju 4. 3. Geometrija (oblik) samih voluminoznih uzoraka u tesnoj je vezi sa efektima samoapsorpcije pa su empirijski utvrđene optimalne dimenzije cilindričnih uzoraka, kao i optimalne dimenzije Marineli posude. Sve one se koriste kod cilindričnih HPGe detektora, dok je kod detektora oblika čaše prostor za uzorke ograničen dimenzijama samog detektora.

7. 1. 1. Geometrija izvor - detektor

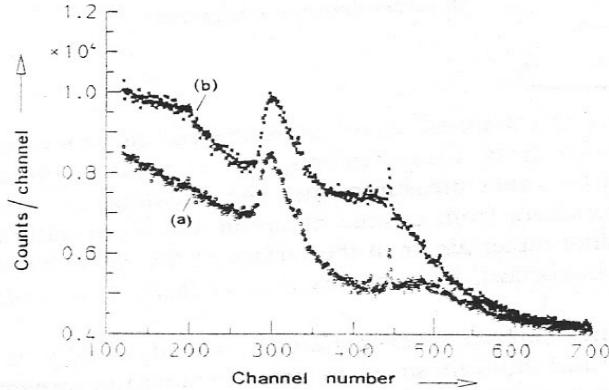
Za planiranu seriju niskofonskih merenja od velike je važnosti unapred isplanirati optimalnu geometriju izvor - detektor koja u najširem smislu podrazumeva rastojanje između izvora i detektora raspoloživo unutar pasivne zaštite detektora, jednostavnost i brzinu montaže samog izvora, upotrebu dodatnih apsorbera ili kolimatora. Podrazumeva se da je izabrana i najpovoljnija geometrija samog izvora koju dopušta definisan prostor između detektora i pasivne zaštite a o kojoj će se nešto više reći u narednom poglavlju.

U opštem slučaju aktivnost samog izvora određuje da li je izvor bolje postaviti blizu ili daleko od detektora. Kada se radi sa velikim aktivnostima izvora, uslovi dovoljno niskog fona nisu od presudnog značaja, već se u tom slučaju više vodi računa o korekcijama na mrtvo vreme, odnosno korekcijama na koincidentno sumiranje usled efekata nasedanja signala. Kako ovi primjeri nisu svojstveni niskofonskim merenjima nećemo ih ovom prilikom posebno elaborirati.

Prednosti malog rastojanja između izvora i detektora su veća brzina brojanja zbog povoljnije geometrijske efikasnosti odnosno kraće vreme merenja za unapred zadatu statističku grešku i stoga manji uticaj fona. Sledeća prednost je mogućnost da se meri manja količina uzorka što doprinosi manjoj korekciji na atenuaciju. Na većim rastojanjima od izvora do detektora prednosti su manje korekcije na koincidentno sumiranje, ali i nasumično (slučajno) sumiranje, tačnija procena atenuacije u voluminoznim izvorima i manja osetljivost efikasnosti detekcije na male promene oblika izvora i njegovog položaja. Optimizacija rastojanja između izvora i detektora podrazumeva da se pojedinačni doprinosi ukupnoj mernoj nesigurnosti usklade tako da imaju uporedive vrednosti. To znači da nije imperativ postaviti izvor neposredno ispred detektora jer to rezultuje vrlo malom nesigurnošću u odboru net integrala, ali je pri tom nesigurnost korekcije na koincidentno sumiranje mnogo veća. Povećanje rastojanja na nekoliko centimetara može dovesti do manje ukupne nesigurnosti čak i za isto vreme merenja.

Kada je reč o tačkastim (kalibracionim) izvorima korekcije na promenu položaja jednostavno se određuju, [4R3]. Za izvore koji nisu tačkasti mnogo teže je proceniti efekte promene rastojanja izvora pa se razvijaju posebne metode za procenu efektivnog prostornog ugla za uobičajene merne geometrije. Kako se efekti geometrije izvor - detektor prenose na procenu geometrijske efikasnosti može se zaključiti da je efikasnost detekcije mnogo manje osetljiva na pomeranja izvora van ose detektora i na male varijacije prečnika izvora nego na promene rastojanja između izvora i detektora. Za tačkasti izvor na rastojanju 10 cm od detektora srednje veličine čak i relativno veliko bočno pomeranje od 5 mm izazvaće promenu efikasnosti manju od 0.1 %.

U razmatranju konkretnе geometrijske postavke između izvora i detektora mora se voditi računa da fotoni emitovani iz izvora mogu interagovati sa materijalima koji okružuju detektor, i tako detektovani fotoni doprinose merenom spektru. Pored uvek prisutnog X zračenja iz olova od koga se praktično branimo upotreboj lajnera, kao i anihilacionog zračenja koje prati emisiju fotona iz izvora visokih energija, komptonovski rasejani fotoni po običaju podižu fon u kontinuumu energija između $E/(1+2E/m_0c^2)$ i E , u zavisnosti od ugla rasejanja. Fotoni rasejani unazad (*engl. backscattering*) najčešće preovlađuju i doprinose karakterističnom piku u spektru blizu donje granice energijskog intervala.

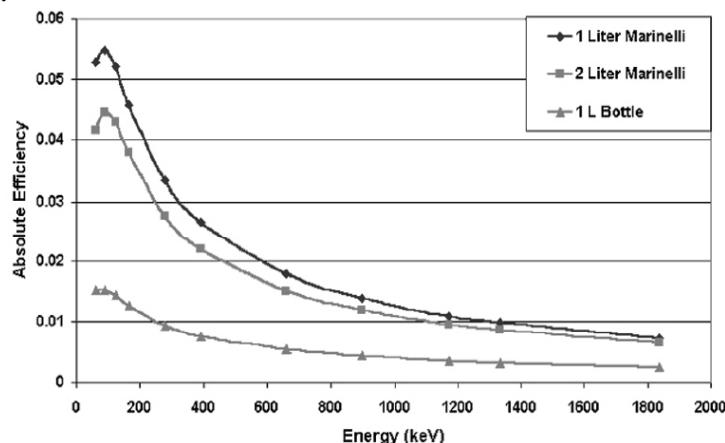


Slika 7. 1. Razlika pika u nazad i Komptonovog kontinuma (do 500 keV) za izvor Co-60, bez Pb zaštite (a), sa Pb zaštitom na 1cm od izvora (b), [4R30]

Na slici 7. 1 je prikazan drastičan primer razlike spektara u eksperimentalnom aranžmanu sa izvorom Co-60. U slučaju kada je izvor na svega 1 cm od olovne zaštite, unazad komptonovski rasejani fotoni zajedno sa kontinuumom su sve do oko 500 keV intenzivniji od spektra sa izvorom ali bez olovne zaštite.

Kada se radi sa izvorima γ zračenja (merenje malih aktivnosti ili prosto kalibracija detektora) smeštenim unutar olovne zaštite vrlo je bitno da rastojanje između unutrašnjih zidova zaštite, izvora i detektora bude najmanje 10 cm, [4R7]. Ovaj zahtev često nije lako praktično realizovati iz drugih razloga. Ako se olovna zaštita odmakne na dovoljno veliko rastojanje od detektora, za optimalnu debljinu olovne zaštite između 10 i 15 cm to bi značilo veću ukupnu masu olova što u slučaju površinskih i plitko ukopanih laboratorijskih, gde je fluks miona dovoljno intenzivan, neminovno povećava fluks tercijarnih neutrona. Takođe, veću zapreminu za izvore između detektora i zaštite ispunjava radon koji je, videli smo, vrlo neprijatan izvor fona. Dve krajnosti pomiruje optimizovana geometrija Marineli posuda koja popunjava praktično ceo raspoloživi prostor sprečavajući tako dotok radona. Preporučena su 2 standardna oblika sa zapreminama od 450 i 1000 cm³, ali oni u praksi još nisu široko prihvaćeni posebno imajući u vidu novu tehnologiju produkcije sve većih HPGe detektora pa je u upotrebi i Marineli posuda od 2 litra. Bočna širina koju ispunjava voluminozni uzorak u Marineli posudi zapremine 1 litar svega je 15 mm što se pokazalo kao optimalna mera uračunavajući efikasnost detekcije cilindričnih HPGe detektora. Koliko je ova tema i dalje delikatna pokazuju najnovije reference u kojima se optimizacija geometrije Marineli posude određuje MC simulacijama, [7R1].

Očiglednu prednost geometrije Marineli posude u odnosu na cilindrične izvore ilustruje slika 7. 2., [7R2], uz napomenu da za unapred izabranu veličinu Marineli posude praktično ne postoji dodatna mogućnost greške koja bi usledila nakon zamene uzorka. Iako standardna dimenzija Marineli posuda odgovara najvećem broju HPGe detektora, poželjno je da unutrašnji prečnik Marineli posude bude taman malo veći od prečnika detektora (da fituje) tako da se reproducibilnost položaja izvora ne dovodi u pitanje. U slučaju tačkastih (kalibracionih) i cilindričnih izvora o reproducibilnosti položaja se mora voditi posebna pažnja.



Slika 7. 2. Apsolutna efikasnost istog RA izvora za Marineli posude od 1 i 2 litra i cilindričnu posudu od jednog litra

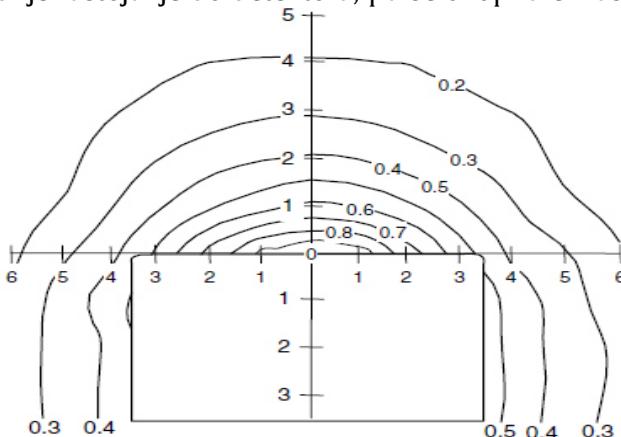
7. 1. 2. Geometrija samog uzorka

Sa geometrijske tačke gledišta idealno bi bilo da je položaj uzorka što bliži detektoru što zadovoljava forma diska. U najbližoj mogućoj geometriji disk bi idealno trebalo da je što manje debljine, a prečnika 1.2 puta manjeg od prečnika detektora, [7R3]. U praksi tu formu zadovoljavaju filter papiri sa kojima se može uzimati bris sa kontaminiranih površina prepostavljajući dovoljno veliku i merljivu aktivnost. Alternativno, uparavanjem vodenih RA rastvora i sličnim postupcima prekoncentracije (npr. žarenjem organskih RA materija) smanjuje se prvobitna zapremina RA uzorka, što dodatno komplikuje postupak pripreme uzorka (koji unosi dodatni izvor sistematske greške u merenje) ali i potencijalno dovodi do rizika da se deo aktivnosti originalnog uzorka izgubi. Zbog toga prednost imaju merenja sa ukupnom masom materijala pa su u eksperimentalnoj praksi merenja malih aktivnosti (NORM), uzorci uvek voluminozni jer je specifična aktivnost tih uzorka vrlo mala.

U ovom poglavlju će ukratko biti reči upravo o standardnoj cilindričnoj geometriji voluminoznih uzoraka. Iako je efikasnost Marineli geometrije voluminoznih uzoraka bolja, slika 7. 2, za većinu NORM merenja, kada je specifična aktivnost dovoljno velika, upotreba cilindrične geometrije uzorka je jednostavnija. Jedan od razloga je i često ograničena količina raspoloživog RA materijala, nedovoljna za upotrebu i manjih Marineli posuda.

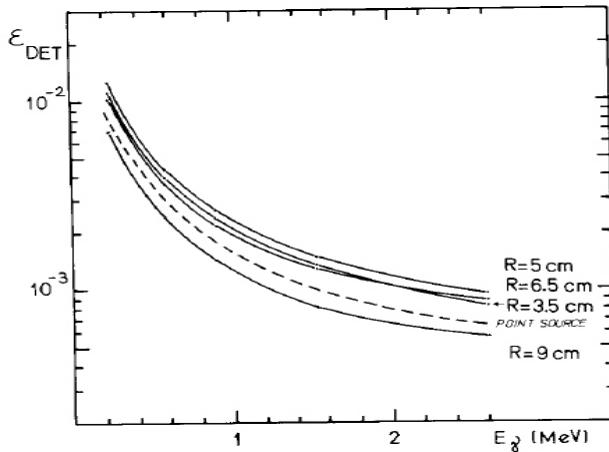
U praksi je neophodno za svaku geometriju uzorka, njegovu gustinu i srednje Z , u cilju određivanja krive efikasnosti pripremiti odgovarajući kalibracioni izvor. Za voluminozne uzorce za matriks se osim vode koriste i razne smole, drveni ugalj, pesak, zemlja ili silikagel, i postupci njihove pripreme su zahtevni pre svega zbog uslova homogenosti konačnih uzoraka i realizuju se u referentnim radiometroškim laboratorijama. Izvori sa matriksom se komercijalno mogu nabaviti u obliku prirodno ili veštački proizvedenih referentnih materijala, napravljenih upravo za kalibraciju detektora za monitoring životne okoline pa se posebna pažnja u njihovoj pripremi posvećuje postizanju identičnog hemijskog sastava uzorcima iz okoline.

Sa druge strane, slika 7. 3 jasno ilustruje da povećanjem zapremine uzorka raste srednje rastojanje do detektora, pa se ukupna efikasnost smanjuje.



Slika 7. 3. Konture odgovora HPGe detektora, [3R1]

Slika 7. 3 prikazuje konture odgovora HPGe detektora na premeštanje tačkastog Co-60 izvora okolo detektora, relativno u odnosu na odbroj kada je pozicija uzorka bila u centru na kapi detektora (nula na slici). Dobijeni rezultat je u saglasnosti sa standardnim dimenzijama Marineli posude u kojoj je višak materijala pozicioniran iznad kape detektora, i koji u "prvoj aproksimaciji" liči na cilindar. I u slučaju Marineli posude (zapremine 1 litar), i u slučaju samog cilindra očekuje se da postoji optimalna visina cilindra, jer se povećanjem visine zbog povećanja srednjeg rastojanja ukupna efikasnost detekcije smanjuje, što je posebno izraženo kod uzoraka većih gustina kada je i efekat samoapsorpcije značajan. Praktični aspekti optimizacije cilindričnih uzoraka podrazumevaju određivanje optimalne visine i odnosa prečnik-visina za uzorke, sadržaj su velikog broja članaka, [7R4, 7R5]. Na primeru HPGe detektora prečnika 45 mm se pokazuje da je efikasnost detekcije za ceo spektar energija najveća za uzorak (gustine 1.5 g cm^{-3}) prečnika 10 mm, slika 7. 4., [7R4], pa za svaki konkretni HPGe detektor postoji optimalan prečnik cilindrične posude koji je potrebno odrediti.



Slika 7. 4. Efikasnost detekcije u funkciji poluprečnika cilindričnog uzorka, [7R4]

Slično, za većinu HPGe detektora se pokazuje da je optimalna visina cilindričnih uzoraka 50 mm, [7R6]. Prostim empirijskim korekcijama na visinu cilindričnog uzorka, [4R3], pokazuje se da je u cilju merenja većih voluminoznih uzoraka za istu zapreminu merne cilindrične posude, veća efikasnost dobija povećanjem njenog prečnika a ne visine.

U novije vreme sve kompleksnije Monte Karlo simulacije sve uspešnije pomažu u određivanju apsolutnih efikasnosti detekcije koja obuhvata poznatu geometriju uzorka, geometriju uzorak - detektor, kao i detalje konstrukcije samog detektora. Izvesne sistematske greške se mogu napraviti zbog razlike između realne gustine uzorka i tzv. nasipne gustine što je posledica različitih efekata samoapsorpcije.

7. 2. Efekti samoapsorpcije

Ovaj efekat je nezanemarljiv kod velikih uzoraka (bilo koje geometrije), čija je gustina velika, a analizirana energija gama zračenja mala. Tada sam izvor

(uzorak) apsorbuje sopstveno zračenje pa se kalibracija efikasnosti realizuje relativnim poređenjem sa standardima pripremljenim u istoj geometriji i sa istom gustom. Ali često u praksi to nije moguće realizovati.

Ako je specifična aktivnost dovoljno velika pokazuje se da je praktično početnu količinu materijala razrediti pomoću neaktivnog materijala (matriksa), kao što je celuloza koja ima malu gустину i vrlo malo doprinosi apsorpciji, posebno ako postoji varijacije od uzorka do uzorka. U svim postupcima pripreme uzorka glavni zahtev dobijanja homogenog uzorka se mora zadovoljiti.

Izvesne semiempirijske metode za slučaj tačkastih, površinskih (disk ili filter papir geometrija) i cilindričnih geometrija uzorka pružaju dovoljno dobro slaganje eksperimentalnih i izračunatih vrednosti za efikasnost (do 3%). Detaljan metod za izračunavanje efikasnosti koaksijalnih detektora za cilindrično formirane uzorce, na osnovu poznate kalibracije efikasnosti tačkastim izvorima, razrađen je u referenci [7R7] i predstavlja preteču upotrebi MC simulacija. Metod je zasnovan na numeričkom izračunavanju totalne efikasnosti ε_T , a da bi se dobila efikasnost vrha potpune apsorpcije ε autori pretpostavljaju i dokazuju da je odnos $\varepsilon/\varepsilon_T$ nezavisan od geometrije izvor-detektor i geometrije izvora i da je svojstvena karakteristika samog detektora. Prednost ovog metoda je što se računa odnos efikasnosti tako da greške ulaznih veličina imaju tendenciju potiranja. Zbog efekta samoapsorpcije efikasnost detekcije se ne može izraziti kao proizvod energetski nezavisnog geometrijskog faktora (geometrijske efikasnosti), unutrašnje efikasnosti i faktora apsorpcije. Ako se kalibracija efikasnosti detektora i merenje uzorka vrše u istoj geometriji, efikasnost se može izraziti relacijom:

$$\varepsilon(E) = \frac{R(E)}{T(E) \cdot p_\gamma(E) \cdot A} \quad (7.1)$$

gde je R merena brzina brojanja, a T je transparencija izvora za određenu energiju gama zračenja E. Za cilindrične izvore transparencija se može odrediti kao:

$$T(E) = \exp(-\mu(E) \cdot l_m) \quad (7.2)$$

gde je sa μ obeležen linearni atenuacioni koeficijent zavisan od energije, a l_m je srednja slobodna putanja fotona u izvoru. Vrednost μ za uzorce različite gustine, granulacije i poroznosti najbolje je odrediti eksperimentalno merenjem atenuacije gama zračenja iz tačkastih izvora, [4R3]. Ovaj princip prate i drugi pokušaji semiempirijskog modelovanja efekta samoapsorpcije koji je posebno izražen na malim energijama gama zračenja.

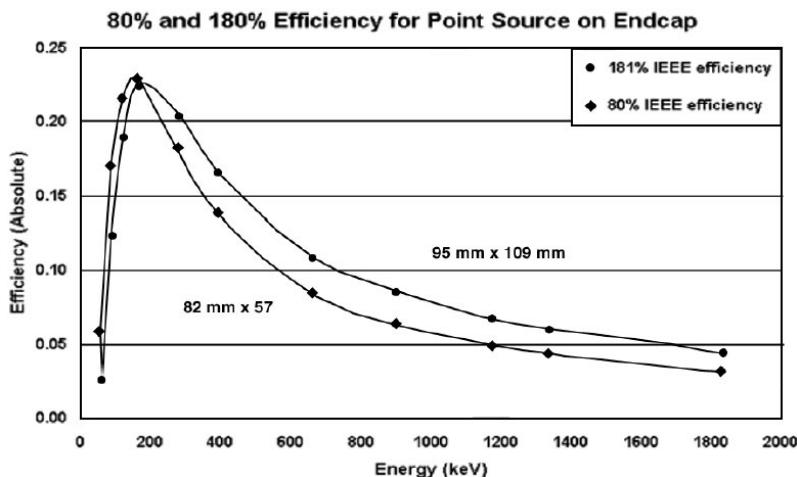
Kao što je već bilo reči u poglavljju 4. 2. 2. gde se govorilo o određivanju koncentracije Pb-210 preko njegovog gama zračenja od 46.5 keV, jedan od zanimljivih pokušaja, [4R24], problem određivanja koeficijenta samoapsorpcije rešava uporednim merenjem sa voluminoznim kalibracionim izvorom za određivanje apsolutne efikasnosti detekcije odnosno primenom koncepta efektivnog prostornog ugla. Tokom razvoja MC tehnika simulacije veliki broj radova bio je posvećen ovoj problematici, [7R8], ali se i dalje razvijaju matematičke ili semiempirijske metode za specifične uslove merenja, [7R9].

I noviji kompleksni paketi programa za simuliranje odziva detektora (MCNP ili Geant) imali su problema na tako malim energijama, pa su se manje greške dobijale primenom "kompromisnih" metoda između pune simulacije i

merenja, [4R23]. Ipak, očigledna prednost pomenutih MC paketa ogleda se upravo kod merenja malih aktivnosti velikih uzoraka (NORM) u niskofonskim uslovima kada sve komponente fona mogu značajno da se perturbuju prisustvom izvora. O tome je bilo reči u poglavlju 4. 3 gde je opisan pojednostavljen teorijski pristup. Parcijalnim pristupom u simulacijama ističe se značaj pojedinih komponenti fona, kao što je slučaj sa kosmičkim zračenjem, [5R8], ili ambijentalnim zračenjem, [7R10], ali je u perspektivi neophodno istovremeno uračunati i efekte samoapsorpcije, efekte zaklanjanja fona i sve ostale koji zajedno doprinose što boljem slaganju simulacije i merenja fona i uzorka sa fonom. Jedan od egzotičnih empirijskih načina lociranja fonskih izvora predstavljen je u referenci [7R11], a koristi Marineli posude ispunjene živom.

7. 3. Optimizacija veličine detektora

U poglavlju 3. 1. 3 nagoveštena je velika prednost upotrebe velikih HPGe detektora koji usled veće efikasnosti imaju jednostavnije spekture. U poglavlju 3. 1. 4 i posebno slikama 3. 16 i 3. 17 ilustrovano je kako sa veličinom detektora raste i fon. U realnoj situaciji kada se ne raspolaže većim brojem različitih HPGe detektora opravdano je postaviti pitanje optimalne forme i dimenzije detektora. Kao što je već pokazano, do pouzdanih empirijskih zaključaka na bazi velikog broja analiziranih detektora došli su sami proizvođači. Slika 7. 5, pokazuje razliku apsolutnih efikasnosti dva detektora relativnih efikasnosti 80% i 180%, [7R2], za slučaj tačkastih izvora na kapi detektora.

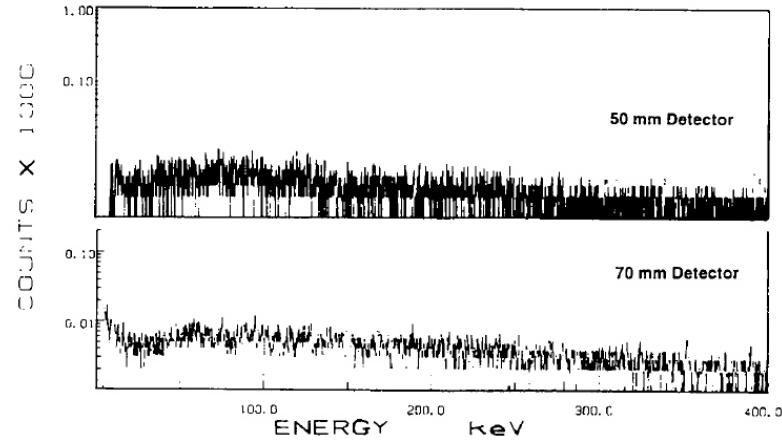


Slika 7. 5. Poređenje apsolutne efikasnosti dva detektora

Kako je za izabranu geometriju izvor-detektor prečnik oba detektora mnogo veći od dimenzija izvora, geometrijska efikasnost je praktično jednaka. Posledica toga je da na malim energijama (do 200 keV) razlike u apsolutnoj efikasnosti skoro da nema pa je čak i veća za manji detektor zbog tanjih mrtvih slojeva i same kape. Na srednjim energijama (oko 500 keV) prednost većeg detektora je minimalna i tek preko 1 MeV je očigledna. Ova priča u prvi plan postavlja namenu detektora jer je za većinu primena dovoljno izabrati relativno male detektore. Ovo je

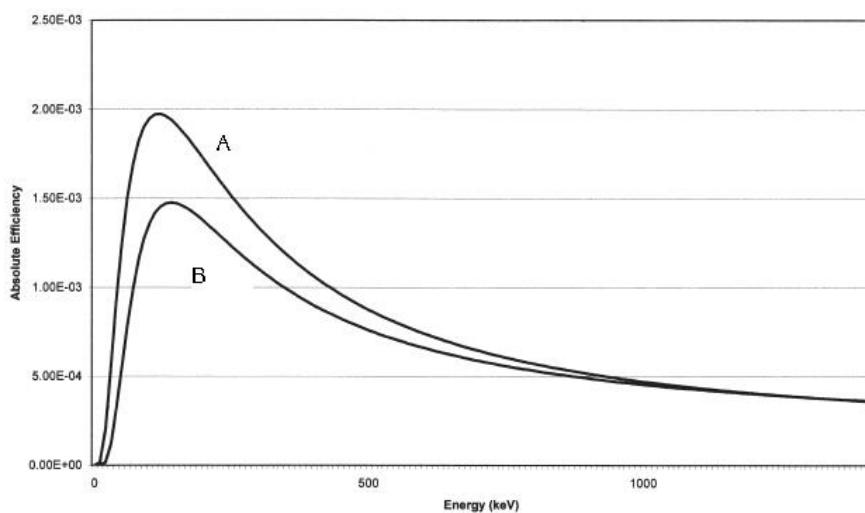
posebno značajno imati na umu jer je sigurno jednostavnije optimizovati formu i veličinu uzoraka (veća Marineli posuda), a posebno je zanimljivo ograničenje veličine uzoraka koje nude detektori velike efikasnosti u formi čaše.

Detaljna optimizacija izbora detektora otkriva prednost koaksijalnih detektora većeg prečnika, a manje debljine u odnosu na standardne detektore iste zapremine kada se povećava rezolucija za male energije i značajno smanjuje fon u oblasti manjih energija, slika 7. 6, [7R12]. Manji fon kod detektora većeg prečnika posledica je manjeg doprinosa kosmičkog zračenja i komptonovski rasejanih fotona viših energija.



Slika 7. 6. Fon dva detektora različitih prečnika, 5cm (gore), 7cm (dole)

Upoređujući krive efikasnosti za dva detektora jednake relativne efikasnosti veliku prednost posebno u oblasti energija ispod 200 keV imaju detektori većih prečnika, a manje debljine. Slika 7. 7 ilustruje tu razliku za dva detektora relativne efikasnosti od 35%, merenjem tačkastih izvora na 25 cm od kape detektora, [7R13].



Slika 7. 7. Krive apsolutne efikasnosti dva detektora jednake relativne efikasnosti od 35%, detektor većeg prečnika (A), detektor manjeg prečnika (B)

Pored opšte priče o optimizaciji svih parametara merenja u cilju veće efikasnosti detekcije (dimenzije detektora, oblik i veličina uzoraka), za niskofonska merenja je uobičajeno da se bira što duže vreme merenja, a što sledi iz relacije (3.25), jer se tako dodatno smanjuje minimalna detektibilna aktivnost MDA. I vreme merenje ima svoje optimalne vrednosti za slučaj merenja niskoaktivnih kratkoživećih izotopa, [7R14]. Detaljna analiza velikog broja specijalnih slučajeva prevazilazi obim ove disertacije, čak i kada se meri samo jednim (HPGe) detektorom, a u cilju dodatne redukcije fona kod aplikativnih merenja primenjuju se složeniji detektorski sistemi sa većim brojem detektora (antikompton ili par spektrometri). U slučaju aktuelnih velikih eksperimenata maloverovatnih procesa koriste se daleko kompleksniji segmentirani HPGe detektori, [7R15].

Treba još svakako pomenuti da kompletnoj niskofonskoj analizi doprinosi i upotreba odgovarajućeg softvera za analizu spektara, a koliko je i to značajno neka posluži sadržaj reference [7R16] u kojoj se pokazuje velika različitost u rezultatima primenom različitih komercijalnih softvera za analizu spektara.

7. 4. MDA i optimizacija izbora detektora

Na bazi velikog broja merenja sa HPGe detektorima različitih veličina u referenci [7R17] konstatuje se prednost upotrebe najvećih detektora. Kako sa veličinom detektora raste i fon, analizom “na prste” u referenci [3R1] pokušano je da se postavi dodatno pitanje da li je ta prednost upotrebe velikih detektora dovoljno velika posebno uzimajući u razmatranje poreklo fona kod niskofonskih merenja.

Glavni kriterijum za tu analizu je postizanje što manje minimalne detektibilne aktivnosti MDA, relacija (3.25), koja svojom definicijom obuhvata sve relevantne veličine koje definišu detekciju gama zračenja u konkretnom merenju. Polazeći od definicije MDA pokazuje se da je granica detekcije⁸ L_D proporcionalna kvadratnom korenu proizvoda ukupnog (totalnog) fona u jedinici vremena po kanalu, B_T , živog vremena merenja, t_L i rezolucije, FWHM. Parametar za proračun MDA je energija gama zračenja za koju u spektru pozajmimo rezoluciju FWHM i efikasnost detekcije ϵ , kao i verovatnoću emisije fotona p_γ . U pojednostavljenoj analizi prepostavlja se da je efikasnost detekcije ϵ za određenu energiju proporcionalna relativnoj efikasnosti ϵ_R (za 1332.5 keV), a za rezoluciju se prepostavlja da se slabo menja sa veličinom detektora. Tako se dobija polazna relacija za MDA:

$$MDA \propto \frac{\sqrt{B_T} \cdot \sqrt{FWHM}}{\epsilon_R \cdot \sqrt{t_L}} \quad (7.3)$$

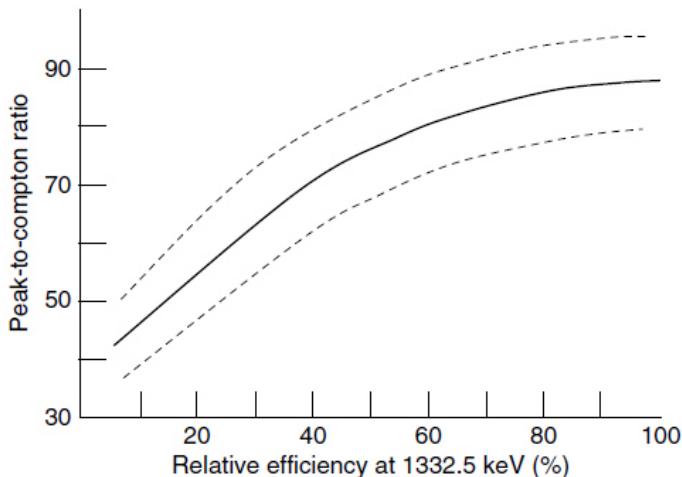
Kontinualni fon ispod analiziranog pika (za definisanu energiju) posledica je Komptonovog rasejanja fotona i zakočnog zračenja miona i u razmatranju njegovog prostornog porekla se može podeliti sa jedne strane na fon od samog

⁸ Konkretan izraz za L_D zavisi od izabranog nivoa poverenja u okviru odgovarajuće statistike.

izvora koga dopunjaje konstantan fon od detektora i njegove neposredne okoline. Za izvor (uzorak) dovoljno velike aktivnosti može se očekivati da je fon od izvora dominantniji pa je obeležen sa B_S . Iz okoline izvan pasivne zaštite doprinos fonu od kosmičkog zračenja dominira nad komptonovskim rasejanim fotonima iz okoline i ovaj fon se može obeležiti sa B_E . Dakle, važi $B_T = B_S + B_E$. Razmatraju se dva slučaja stavljajući u prvi plan relativni udeo fona u promeni veličine MDA sa veličinom detektora.

7. 4. 1. Varijacija fona B_S sa veličinom detektora

Kako veći detektori imaju veću efikasnost logično je da mere i veći ukupni fon. Veća efikasnost se oslikava u većoj površini pikova odnosno njihovoj većoj visini, pa je opravdano analizirati veličinu P/C (ranije definisana u poglaviju 3. 1. 3). Pokazuje se da odnos P/C raste sa veličinom detektora okarakterisanog relativnom efikasnošću na način koji prikazuje slika 7. 8, a koja sledi iz niza merenja sa HPGe detektorima p tipa raznih proizvođača.

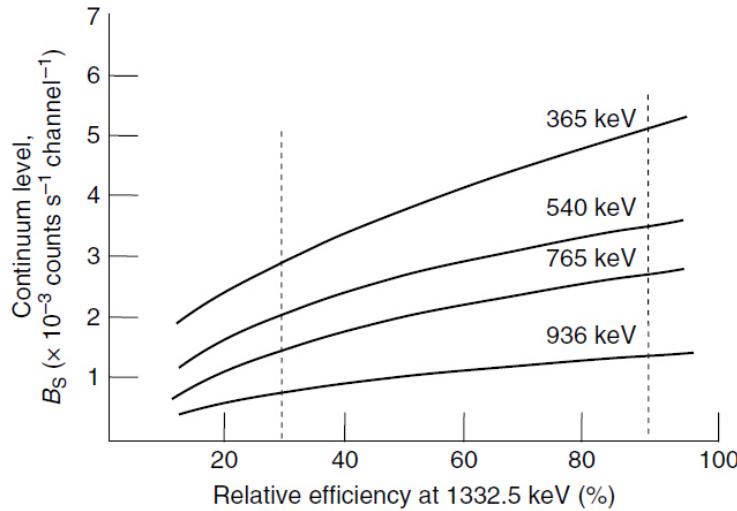


Slika 7. 8. P/C u zavisnosti od relativne efikasnosti detektora

Puna linija predstavlja srednju vrednost između realnih vrednosti čije su granice predstavljene isprekidanim krivama. Očigledno je da linearna zavisnost važi za detektore do 50% relativne efikasnosti, dok za veće detektore P/C sporije raste, a jedan od razloga je njihova lošija rezolucija.

U seriji merenja sa izvorima Eu-152 i Eu-154 fon uglavnom potiče od samog izvora pa se fon okoline može zanemariti. Izborom oblasti kontinuma između pikova za različite detektore empirijskom analizom se dobija zavisnost B_S fona od veličine detektora, slika 7. 9. Očekivano, fon je veći na manjim energijama, ali je primetno da sporije raste za veće detektore na svim energijama. Upoređujući vrednosti za MDA npr. za detektore relativnih efikasnosti 30% i 90% uz pretpostavku da se FWHM ne menja sa veličinom detektora, i za isto vreme merenja, dobija se 2. 3 puta manja (bolja) MDA vrednost za 3 puta veći detektor. Detaljnija analiza dobijenih vrednosti zaista otkriva prednost upotrebe velikih

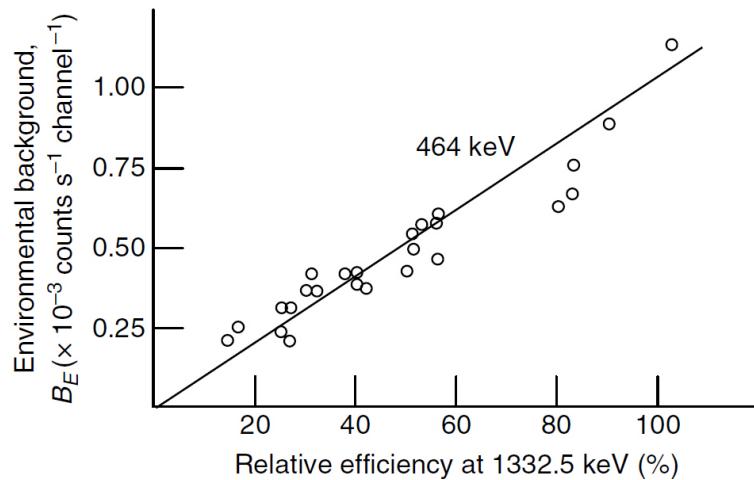
detektora posebno kada su od interesa veće energije gama zračenja uz napomenu da je dominantan izvor fona poticao od samog izvora.



Slika 7. 9. B_S u zavisnosti od relativne efikasnosti detektora

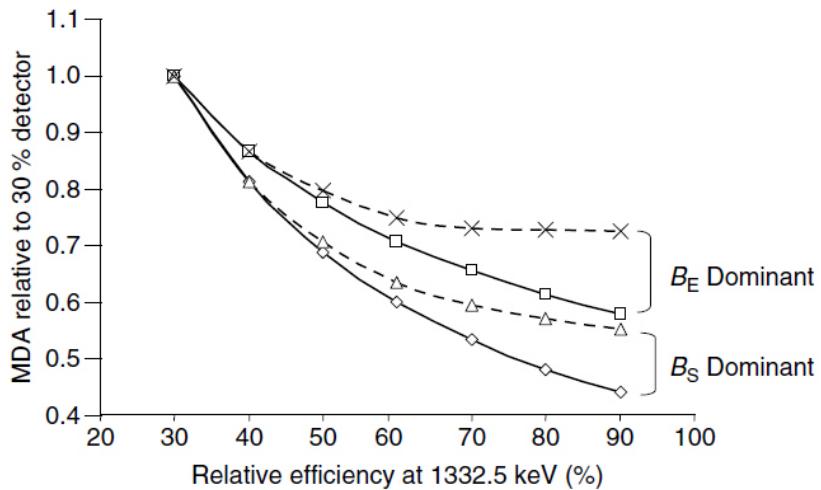
7. 4. 2. Varijacija fona B_E sa veličinom detektora

Zaključak o prednosti velikih detektora se značajno menja kada se radi u niskofonskim uslovima merenjem uzoraka na granici detekcije. U ovom slučaju dominira fon okoline B_E . Za ilustraciju se koristi serija merenja sa većim brojem detektora u standardnom niskofonskom ambijentu, a slika 7. 10 prikazuje promenu fona B_E sa veličinom detektora u delu spektra gde nema fonskih linija (464 keV). Analiza na većim energijama pokazuje sličnu zavisnost koja se može aproksimirati pravom, pa ako je fon proporcionalan relativnoj efikasnosti iz relacije 7. 3 sledi da će MDA opadati sa korenom iz efikasnosti (veličinom detektora).



Slika 7. 10. B_E u zavisnosti od relativne efikasnosti detektora

Slika 7. 11 sublimira dosadašnju analizu. Prikazana je promena MDA u zavisnosti od veličine detektora relativno u odnosu na detektor relativne efikasnosti 30%, i za oba slučaja dominacije fona B_S i B_E .



Slika 7. 11. *MDA u zavisnosti od relativne efikasnosti detektora*

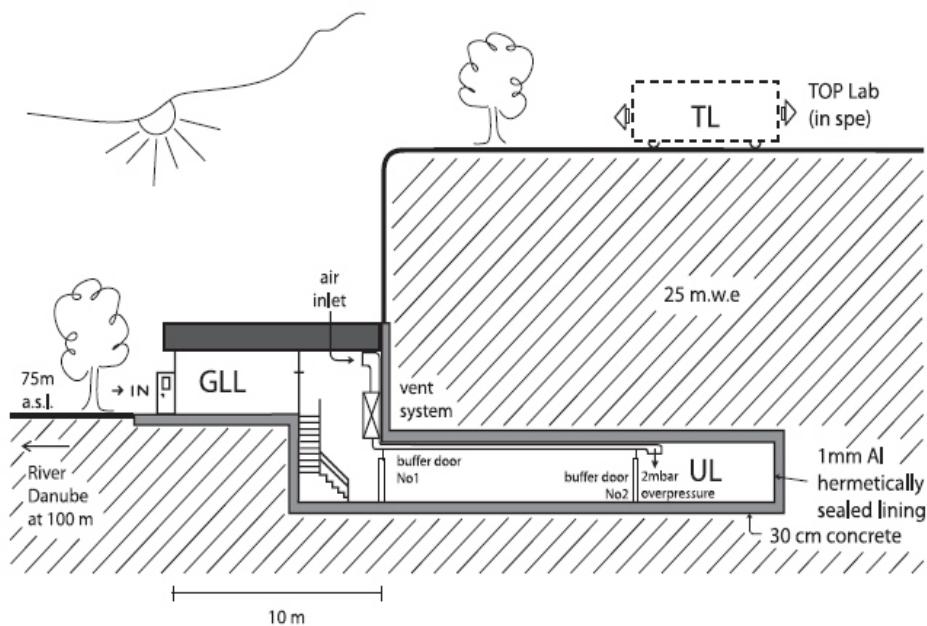
Sa slike je evidentno da je prednost većih detektora značajno manja u situacijama kada je fon uzorka zanemariv, a to je posebno istaknuto uračunavanjem promenljive rezolucije (obeležene isprekidane krive), a koja raste sa veličinom detektora.

Može se zaključiti da je u cilju smanjenja MDA povoljnije izabrati HPGe detektor srednje veličine ali što bolje rezolucije, a u standardnoj koaksijalnoj formi bolje je birati veći prečnik detektora nego visinu.

Dodatno smanjenje MDA postiže se smanjenjem svih komponenti fona, optimizacijom pasivne i aktivne zaštite, uz upotrebu optimalnih formi i veličina samih uzoraka i produženjem vremena merenja.

8. KARAKTERISTIKE FONA NISKOFONSKE PODZEMNE LABORATORIJE U INSTITUTU ZA FIZIKU

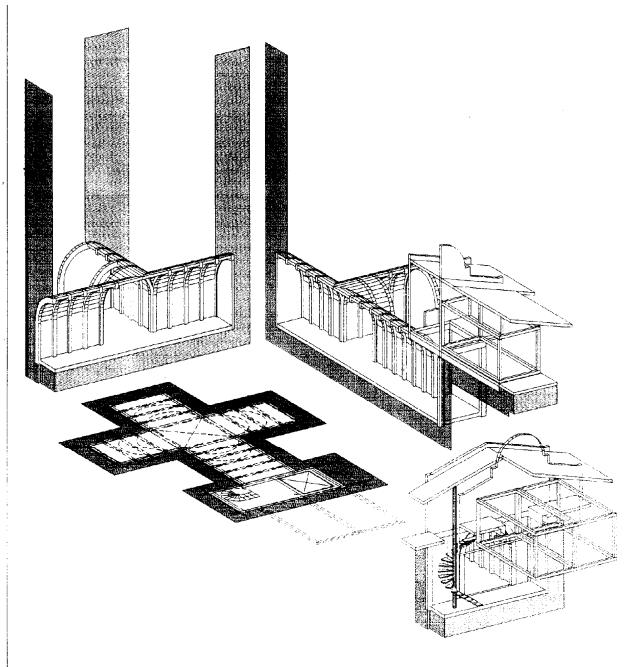
Kompleks Niskofonske podzemne laboratorije za nuklearnu fiziku "Dr Radovan Antanasijević", u Institutu za fiziku u Zemunu, se sastoji iz tri nezavisne laboratorijske jedinice. Realizovan je pod rukovodstvom Dr. Radovana Antanasijevića, koji je prerano napustio, a čije ime danas nosi. Krajem 1997. godine izgrađen je najvažniji prostor pod zemljom bočno ukopan ispod lesne zaravni na desnoj obali Dunava (na slici niže UL). Sama lokacija je izabrana u cilju maksimalne redukcije troškova što je omogućila prirodna konfiguracija terena, ali i neposredna blizina neophodne logistike Instituta. Usledilo je infrastrukturno opremanje najpre nadzemnog dela laboratorijske jedinice (GLL), a tokom narednih godina i podzemne laboratorijske jedinice (UL). Od prošle godine u pripremi je i treći entitet, druga nadzemna laboratorijska jedinica (TL) pozicionirana upravno iznad podzemne, slika 8. 1.



Slika 8. 1. Presek kompleksa Niskofonske laboratoriye Instituta za fiziku

Nadzemna laboratorijska jedinica (GLL na 75m nadmorske visine), gde se pripremaju eksperimenti za podzemnu laboratorijsku jedinicu, za većinu relativnih merenja pokazala se vrlo značajnom. Njena očigledna prednost se sastoji u većem fluksu kosmičkog zračenja, izmenjenoj geometriji ambijentalnog gama zračenja i razlikom u uslovima ventilacije značajnim za koncentraciju radona. Na žalost, početni entuzijazam mladih saradnika - članova laboratorijske jedinice nije pratilo intenzivno opremanje laboratorijske jedinice savremenim uređajima, pre svih HPGe detektorom, pa se do prvih pouzdanih eksperimentalnih informacija o kvalitetu nivoa fona stizalo sporo.

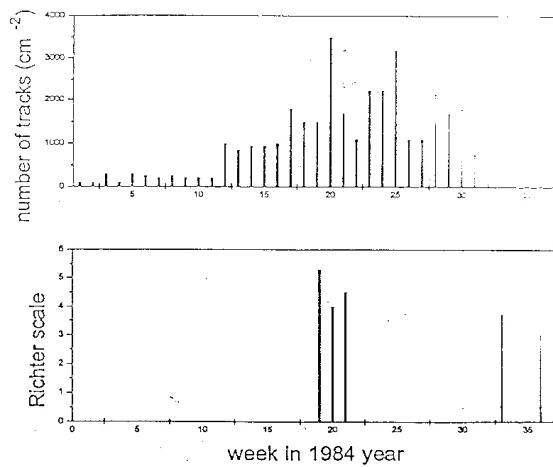
Sama podzemna laboratorijska jedinica projektovana je u obliku krsta (pogled iz pravca top laboratorijske jedinice) u cilju istovremenog nezavisnog odvijanja većeg broja eksperimenata bez međusobnih interferencija. Ukupna površina radnog prostora je 45m^2 u 3 odvojene niše sa visinom zidova od 3m, slika 8. 2.



Slika 8. 2. Projektovani izgled podzemne laboratorije

8. 1. Preliminarna merenja

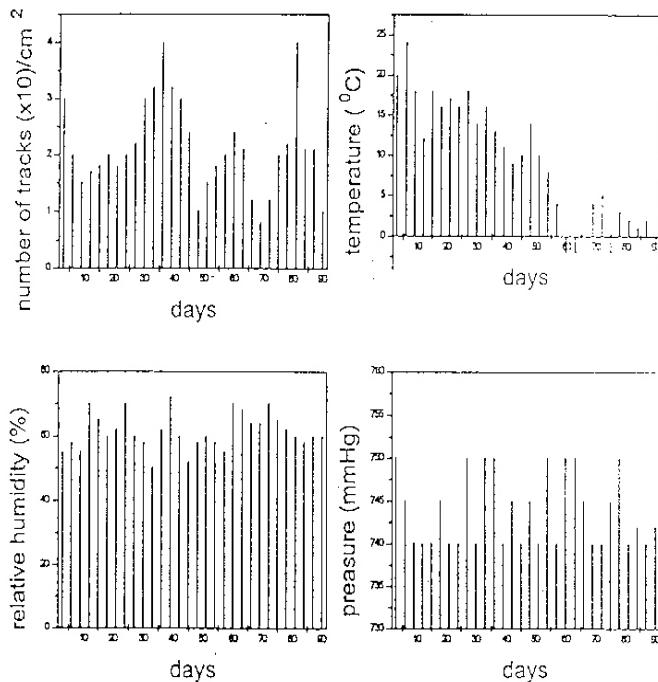
Pre početka same izgradnje podzemne laboratorije simultano sa merenjima ambijentalnih parametara temperature, pritiska i vlažnosti vazduha merila se koncentracija radona. U literaturi je poznata činjenica da je faktor promene koncentracije radona u korelaciji sa seizmičkom aktivnošću tla. Korelacija je ilustrovana slikom 8. 3 na primeru seizmički aktivne oblasti (merenja sprovedena u Crnoj Gori tokom 1984. i 1985 godine) kada je izmeren faktor promene oko 400, [8R1].



Slika 8. 3. Koncentracija radona u seizmički aktivnoj oblasti (gore), intenzitet seizmičke aktivnosti (Rihterova skala) (dole)

U oba merenja upotrebljen je čvrsti detektor tragova alfa čestica LR-115, kojim je uz pomoć specijalno konstruisane sonde merena koncentracija radona na površini zemlje. Konstrukcija upotrebljene sonde smanjuje uticaj promene temperature i relativne vlažnosti vazduha u toku merenja. Broj detektovanih tragova proporcionalan je fluksu alfa čestica odnosno koncentraciji radona, slika 8. 3.

Rezultati merenja koncentracije radona u vazduhu i relevantnih ambijentalnih parametara, sprovedenih na lokaciji Instituta za fiziku, prikazani su na slici 8. 4.



Slika 8. 4. Koncentracija radona i parametara vazduha na lokaciji Instituta

Pored radona u vazduhu (slika gore levo) simultano su tokom tri meseca mereni parametri vazduha temperatura, relativna vlažnost i pritisak, na slici 8. 4 gore desno, dole levo i dole desno, respektivno. Izmeren je faktor promene manji od 5 što potvrđuje seizmičku stabilnost lokacije. Dokazano je da je relativna koncentracija radona merena na ovaj način malo zavisna od fluktuacija meteoroloških parametara, što je apriori od velikog značaja za relativnu stabilnost fona gama zračenja koja potiče od radona.

Pre izgradnje laboratorije gama spektrometrijskom analizom izabranih uzoraka, kod kolega u Novom Sadu, izmerena je specifična aktivnost svih građevinskih materijala koji su korišćeni u izgradnji kao i zemlje iz neposredne okoline buduće lokacije za laboratoriju. U tabeli 8. 1 sažeti su najvažniji rezultati tih merenja zajedno sa odgovarajućim vrednostima za beton iz drugih zemalja, [8R2].

Za aktivnost betona odnosno njegovih gradivnih elemenata (gvožđe, šljunak i cement) vidi se, u poređenju sa drugim zemljama, da je na donjoj granici i da je izabrani materijal dovoljno radijaciono čist.

Materijal	U-238 (Bqkg^{-1})	Th-232 (Bqkg^{-1})	U-235 (Bqkg^{-1})
Beton (IFZ)	12. 6 (7)	12 .4 (7)	< 1 . 1
Beton (Švedska)	3 - 132	4 - 157	-
Beton (Nemačka)	7 - 92	4 - 71	-
Aluminijumski lim	< 0 . 6	< 0 . 8	< 0 . 4
Zemlja	23. 6 (4)	30. 4 (9)	0. 6 (3)

Tabela 8. 1. Specifične aktivnosti dominantnih radioizotopa upotrebljenog građevinskog materijala i okolnog zemljišta

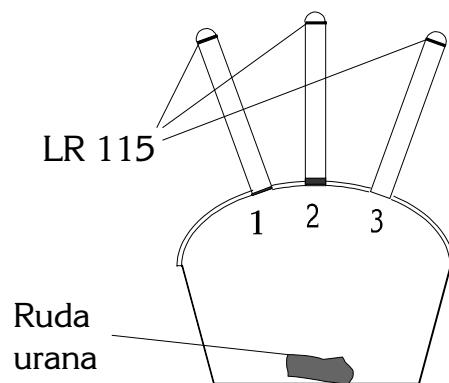
Velika površina tankog aluminijumskog lima, o čemu će tek biti reči, upotrebljena za oblaganje betonskih zidova takođe je zadovoljavajuće male kontaminacije jer je merena aktivnost na granici detekcije.

U poređenju sa rezultatima prikazanim u tabeli 4. 1 može se zaključiti da je i radioaktivnost zemljišta u koje je ukopana podzemna laboratorija zadovoljavajuće nisko. Aktivnost urana 238 i torijuma je 3 do 4 puta niža od srednjih vrednosti za Srbiju, dok je K-40 dva puta manje, na slici 4. 12 "naši" rezultati su obeleženi krstićima. Niska radioaktivnost tla je posledica geološkog sastava zemljišta (glina, les) što je poznata karakteristika Zemunskog lesnog platoa, [8R3].

8. 2. Opis laboratorije i prva merenja

Kao što je već najavljeno u uvodu ove glave projektni zahtev za višenamenskom laboratorijom za niskofonsku X i gama spektroskopiju, merenje malih alfa i beta aktivnosti i detekciju kosmičkog zračenja sugerisao je određen raspored mernih mesta u laboratoriji. U radni deo laboratorije ulazi se kroz podzemni koridor širine 3m i dužine 10m koji služi kao bafer u kome se vrši "dekontaminacija" odeće u posebnim komorama u cilju održavanja besprekorne radijacione higijene unutar samog radnog prostora laboratorije.

Zidovi radnog dela laboratorije, pod i plafon izgrađeni su od selektovanih građevinskih materijala u debljini od 30 cm. Cela površina zidova, plafona i podova obložena je aluminijumskim limom debljine 1mm koji je kao i građevinski materijal unapred testiran na radijacione nečistoće. Zbog velike površine svih zidova (oko 200 m²) emanacija radona iz okolnog zemljišta i betona, bez obzira na nisku koncentraciju U-238 , je značajna. Aluminijumskim limom se hermetički štiti unutrašnjost laboratorije usled malog koeficijenta difuzije radona kroz ovaj metal. Ova osobina aluminijuma je eksperimentalno proverena primenom detektora LR-115 u kome su brojni tragovi α čestica iz uzorka rude urana. Slika 8. 5 predstavlja, za tu priliku konstruisanu aparaturu, a rezultati prikazani u tabeli 8. 2 potvrđuju pretpostavke da 1 mm aluminijuma ne propušta radon iz urana.

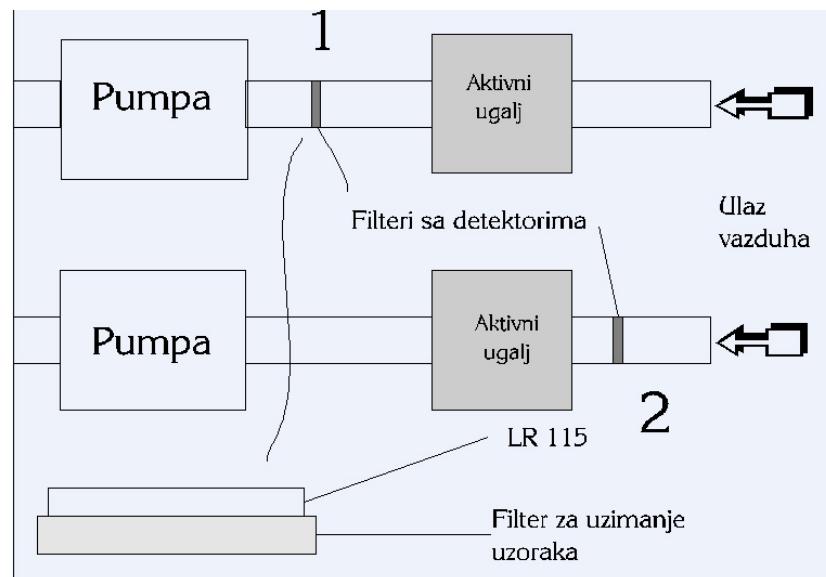


Slika 8. 5. Aparatura za ispitivanje apsorpcione moći aluminijuma

	LR-115 bez apsorbera	0. 5 mm Al lim	1. 5 mm Al lim	Fon detektora
Broj alfa čestica (cm^{-2})	36000	180 (20)	160 (17)	140 (40)

Tabela 8. 2. Rezultati merenja apsorpcione moći aluminijuma

U cilju realizacije adekvatnog sistema ventiliranja empirijski je testirana efikasnost aktivnog uglja kao apsorbera radona. Za tu priliku su ponovo poslužili detektori tragova i pumpa kroz koju je upuštan vazduh, slika 8. 6.



Slika 8. 6. Šema aparature za merenje efikasnosti apsorpcije radona aktivnim ugljem

Pozicija detektora tragova obeležena je na slici brojevima, kao i odgovarajućih filtera za uzimanje uzorka radona u tabeli 8. 3 u kojoj su prikazani rezultati ovih merenja.

Vreme ekspozicije (24h), brzina pumpe (50 litara/s)	Fon	Filter 1	Filter 2
Broj tragova (cm^{-2})	150 (20)	160 (30)	1830 (170)

Tabela 8. 3. Rezultati merenja apsorpcione moći radona aktivnim ugljem

Nakon uspešnog testa veliki filteri od aktivnog uglja bili su ugrađeni na usisni ventilacioni kanal (kvadratnog preseka 60cm x 60cm i ukupne mase od 45kg) na kojima se apsorbovao radon iz okolnog vazduha. Ventilacioni sistem sa svojim pumpama obezbeđuje 3.7 izmena na sat celokupnog vazduha unutar podzemne laboratorije (135m^3), a razlikom u brzini pumpanja vazduha u i iz radnog prostora laboratorije postiže se nadpritisak od oko 2 mbar u odnosu na susednu prostoriju, što dodatno spričava difuziju radona kroz eventualne pukotine u aluminijumu. Pre velikog filtera sa aktivnim ugljem na početku ventilacionog sistema nalazi se predfilter za čestice prašine koji se relativno brzo zaprlja i redovno se menja.

Prvi rezultati analize koncentracije radona u podzemnoj laboratoriji dobijani su sukcesivno sa primenom odgovarajućeg stepena ventilacije. Korišćeni su detektori tragova CR-39, kao i metoda gama spektrometrije kolektora od aktivnog uglja. Rezultati tih merenja sadržaj su prve publikacije o našoj laboratoriji, [8R4], i ovde su za obe metode merenja prikazani u tabeli 8. 4 zajedno sa intenzitetima postradonskih linija koje smo merili pravopozajmljenim prenosnim HPGe detektorom relativne efikasnosti 20% koji je služio za terenska merenja ambijentalnog gama zračenja.

	Rn-222 (Bqm^{-3})	Intenzitet gama linije (cpm)		
Stepen ventilacije /detektor	CR-39	Aktivni ugalj	351. 9 keV	609. 3 KeV
Bez ventilacije	1170	1200	71. 4	58. 6
Sa ventilacijom i predfilterom	19 (3)	20 (2)	2. 5	2. 9
Sa ventilacijom, predfilterom i filterom od aktivnog uglja	13 (3)	10 (1)	2. 6	3. 3

Tabela 8. 4. Prvi rezultati merenja radona

Najvažniji rezultat je postignuta redukcija koncentracije radona do oko 10 Bqm^{-3} što je u to vreme bio niži nivo od izmerenog nivoa radona u holu B poznate niskofonske laboratorije Gran Sasso (20 Bqm^{-3}), [8R5], ali se i danas smatra odličnim rezultatom. Takođe je važno, posebno sa aspekta potencijalnih varijacija radona, da je postignuto odlično slaganje rezultata dve metode. Zbog prirode

detekcije čvrstim detektorima tragova koja zahteva duži period akumulacije radona, dobija se srednja vrednost (tokom 60 dana) koja se poklapa sa merenjima brze metode sa aktivnim ugljem (akumulacija radona tokom 2 dana). Saglasnost rezultata dve metode sugerira da su sistemom ventilacije postignuti stabilni uslovi koji sprečavaju značajnu varijaciju nivoa radona.

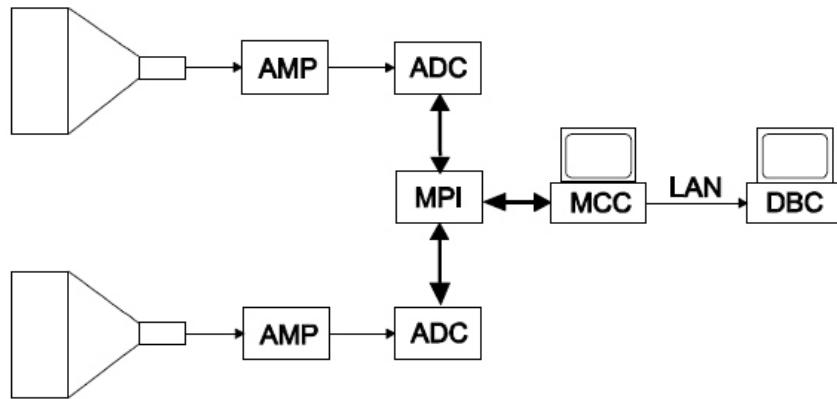
Prvi rezultati merenja fona gama zračenja ne zaslužuju posebnu pažnju jer je u prvim godinama laboratorijskog života korišćen detektor relativno male efikasnosti sa kojim smo merili fon veći od realnog zbog izrazito visoke unutrašnje kontaminacije kriostata detektora što je detaljno prikazano u [1R6]. Dokaz za nepozdan rad ovog detektora je nemogućnost fine diskriminacije intenziteta postradonskih linija nakon celodnevног merenja, tabela 8. 4.

Pomenutim HPGe detektorom je ipak, kao i sa plastičnim scintilatorom NE 102, prvi put utvrđen faktor redukcije fluksa kosmičkih miona. Relativna merenja obavljena sa oba detektora na lokaciji GLL i UL laboratorija pokazala su da se fluks miona redukuje skoro 4 puta. Kako relativno plitke laboratorije viđene očima kosmičkog zračenja ne zadovoljavaju uslov prostorne homogenosti gustine zemlje, to je pretpostavka linearne veze vertikalne dubine (oko 12 m) i srednje gustine standardne stene (oko 2.7 g cm^{-3}) neopravdana. Zato se uvodi pojam efektivne ekvivalentne dubine (EED), [8R6], kao one vertikalne dubine vodenog sloja koji bi na integralni intenzitet mionske komponente ostvarila isti efekat kao i konkretni lokalitet. To je dalo prvi rezultat procene pozicije Zemunske podzemne laboratorije na oko 25 m.w.e, [8R6].

8. 3. Monitoring kosmičkog zračenja

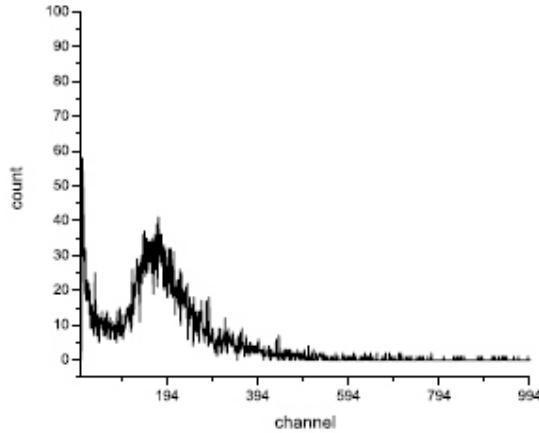
U nemogućnosti pouzdanog monitoringa fona gama zračenja, pošto je HPGe detektor nabavljen tek leta 2005. godine, vrlo korisna informacija o mionskom fluksu dobijena je monitoringom kosmičkog zračenja tokom perioda od 2002. do 2007. godine. Za to je služio detekcioni sistem razvijen na katedri za nuklearnu fiziku Fizičkog fakulteta kojim se u kontinuitetu monitorisao fluks miona sa dva identična plastična scintilatora na dve pozicije, u podzemnoj i nadzemnoj laboratoriji. Pored detektora, sistem su standardno činili pojačivač i analogni AD konvertor koji su sa dodatno razvijenim hardverskim modulima multiparametarskog interfejsa (MPI), preko lokalne mreže kontrolisani računarima, slika 8. 7.

Dva plastična scintilatora, na slici 8. 7 levo, su prizmatičnog oblika identičnih dimenzija 50cm x 23cm x 5cm, proizvedeni su u Laboratoriji za visokoenergetsku fiziku u Dubni, Rusija sa osobinama sličnim standardnom scintilatoru NE102. Jedan fotomultiplikator prečnika katode 2 inča gleda duž stranu scintilatora (5cm x 50 cm) preko odgovarajuće oblikovanog svetlovoda. Tokom merenja fluksa miona oba detektora su bila horizontalno položena na svoje najveće strane sa aktivnom površinom od 0.115 m^2 .



Slika 8. 7. Šema eksperimentalne postavke monitoringa miona

Sistem akvizicije osmišljen je tako da se snimaju individualni spektri, za svaki detektor, u vremenu trajanja od 270 sekundi, a jedan ciklus od 300 s dopunjuje pola minuta predviđenih za snimanje spektra i eventualno brze intervencije na sistemu. Vreme snimanja za singl spektar od 270 sekundi pokazalo se dovoljno dugim za statistički značajne rezultate čak i u podzemnoj laboratoriji, slika 8. 8, ali i dovoljno kratkim da bi se pratile kratkotrajne nestabilnosti samog sistema i moguće prave varijacije intenziteta kosmičkog zračenja.



Slika 8. 8. Tipičan singl spektar podzemnih miona

Široki pik karakterističan je za tzv. delta E spektre koje visokoenergetske nanelektrisane čestice (u ovom slučaju CR mioni) ostave u tankim detektorima. Kao što je ranije isticano srednja energija miona na površini Zemlje je oko 4000 MeV dok je srednji gubitak takvih miona u plastičnom scintilatoru debljine 5 cm svega 10-tak MeV što je zanemarivo u odnosu na početnu kinetičku energiju miona.

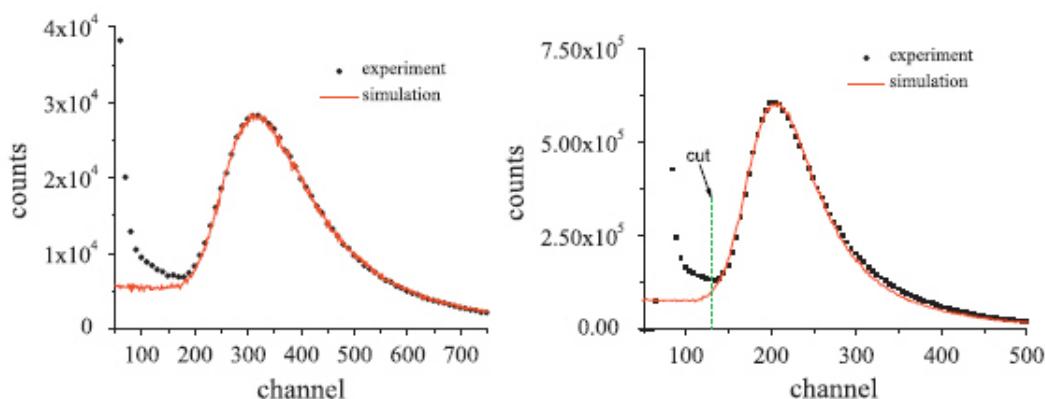
Sama akvizicija je automatizovana i kompjuterski kontrolisana, a posebno razvijenim softverom bila je omogućena intuitivna oflajn analiza prikupljenih spektara bez prekidanja tekućeg merenja. Nestabilnosti visokonaponskog napajanja fotomultiplikatora i temperature, kao i česti problemi proistekli iz

vremešne tehnike kao rezultat su imali pomeranje (*engl. shifting*) spektara i prekide u merenjima.

Prve Monte Karlo simulacije sa prepostavljenom \cos^2 ugaonom distribucijom i Landau oblikom energetskih fluktuacija (videti sliku 2. 5) dale su zadovoljavajuće rezultate osim u niskoenergetskom delu koji za merenje kosmičkog zračenja nije relevantan. Očekivani pik od miona saglasno deponovanoj energiji od oko $2 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^{-2}$ za debljinu scintilatora od 5 cm i uраčunatu ugaonu raspodelu nalazio se na oko 11 MeV u spektru, dovoljno daleko od ambijentalnog gama zračenja koji se završava na manje od 3 MeV.

Prve procene fluksa dale su rezultat za vrednost površinskih miona od oko $160 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ koji je određivan integraljenjem sume singl spektara desno od "doline", na slici 8. 8 oko 80. kanala, gde se u početku dosta proizvoljno definisao prekid (*engl. cut*) koji je odvajao gama zračenje od miona. Ovo je prvi i vrlo delikatan izvor greške pošto se u niskoenergetskom delu pored dobro definisanog spektra ambijentalnog gama zračenja prepliću mioni koji "očešu" detektor i ostave daleko manje energije od 10 MeV, kao i tzv. meka komponenta kosmičkog zračenja. Ova komponenta sastavljena od elektrona, pozitrona i kosmičkog gama zračenja značajnije je prisutna u površinskim laboratorijama i u kontekstu ove disertacije nije od značaja jer se lako apsorbuje, posebno imajući u vidu da je akcenat analize svih merenja za podzemnu lokaciju HPGe detektora, [8R7].

Desni kraj MC singl spektara razlikuje se od merenog pošto je u realnosti moguće istovremeno detektovati veći broj miona, posebno u većem površinskom fluksu, kada u sumi oni ostave višak energije, slika 8. 9.



Slika 8. 9. Poređenje MC simulacija i merenih spektara CR miona u podzemnoj (levo), i nadzemnoj laboratorijskoj (desno)

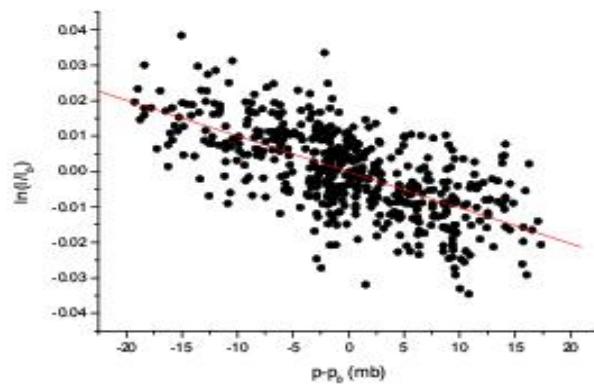
Uračunavanjem multimiona do multipliciteta manjeg od 4 postiže se slaganje za površinske mione slično već postignutom slaganju pod zemljom. Kako je za Monte Karlo simuliranje korišćen CERN-ovski paket Geant 4 u prvim pokušajima simulacija nije prepostavljano postojanje meke komponente kosmičkog zračenja i ambijentalnog gama zračenja zbog čega je očigledna razlika u niskoenergetskom delu između simuliranog i realnog spektra u obe laboratorije, slika 8. 9.

8. 3. 1. Određivanje apsolutnog fluksa CR miona

Na bazi merenja tokom 5 godina procenjen je srednji fluks kosmičkih miona u obe laboratorije. Procenjeno je da je vreme merenja od jedne godine sasvim dovoljno dugo da na rezultat ne utiču sezonske i varijacije intenziteta kosmičkog zračenja viših frekvenci, dok je uticaj Sunčevog ciklusa reda 1. 5% za mione ($E > 0.7 \text{ GeV}$), [8R8], reda veličine i manji od procenjene greške merenja. Kao što je već isticano, poznavanje fluksa miona važno je samo za sebe tj. u okvirima interesovanja za fiziku kosmičkog zračenja, ali je i od značaja za dalju procenu uticaja na fon gama zračenja. Ovde su predstavljeni rezultati merenja tokom cele 2002. godine.

Pozicija kompleksa Niskofonske laboratorije definisana je sledećim koordinatama: geografska širina je $44^{\circ}51' \text{ N}$, geografska dužina $20^{\circ}23' \text{ E}$, nadmorska visina (GLL) je 75 m. Kako se geografska i geomagnetna širina razlikuju, iz podatka za geomagnetnu širinu od $39^{\circ}32' \text{ N}$ dolazi se do granične vrednosti vertikalne geomagnetne čvrstine (rigidnosti) koja je 5.3 GV. Lokacija top laboratorije, slika 8. 1, je na 10.0(3) m iznad GLL (ili 85 nadmorske visine), i u odnosu na TL ispod 12.0(3) m smeštena je podzemna laboratorija. Geološka ispitivanja su pokazala da je pokrovni sloj ukupne debljine od 12 metara podeljen na 4 sloja različite gustine od 1.8 do 2.1 gcm^{-3} ili u srednjem $2.0(1) \text{ gcm}^{-3}$. Uкупnom apsorpcionom pokrivaču doprinosi i 30 cm betonske tavanice. U proračunu relativne atenuacije, koja je iz preliminarnih merenja procenjena na 25 m.w.e, opravdano se pretpostavilo da je fluks miona identičan na nivoima TL i GLL koji se razlikuju za zanemarljivih 10 m vazdušnog stuba. Za tavanicu nadzemne laboratorije procenjena je debljina od 3.7 gcm^{-2} . Simulacije sa CORSICA MC paketom specijalno pisanim za primene u oblasti kosmičkog zračenja pokazale su da se mionski fluks godišnje menja u okviru 1% usled varijacija temperature, a čiji profil ionako ne bi bilo lako odrediti, [8R9].

Korekcija na promenu vazdušnog pritiska je već bila neophodna, pa je primenjena linearna korekcija smanjenja fluksa miona sa povećanjem pritiska koja je radi ilustracije prikazana na slici 8. 10 za analizirani period.



Slika 8. 10. Korekcija fluksa miona na promenu vazdušnog pritiska

Kako je plastični scintilator zapravo ΔE detektor opravdana je prepostavka njegove stopostotne unutrašnje efikasnosti. Donja granica integracije mionskog spektra, *cut* sa slike 8. 9 desno, izabran je na minimumu doline koji odgovara energiji od oko 6 MeV, dovoljno daleko od oblasti ambijentalnih fotona u kojoj je empirijski dokazana linearnost detektora kalibracionim izvorima gama zračenja. Izbor pozicije same donje granice je ipak proizvoljan bez obzira na adekvatnu MC simulaciju pa predstavlja izvor sistematske greške merenja.

U merenju nadzemnog fluksa dodatan problem je prisustvo meke komponente kosmičkog zračenja što se klasično može rešiti upotrebom dodatnog apsorbera od olova koji podiže graničnu vrednost impulsa analiziranih miona ali pouzdano odseca meku komponentu. Tradicionalno se rezultati fluksa površinskih miona referišu iznad granice od 0.32 GeV/c što odgovara upotrebi 15 cm olova. Eksperimentalno je izmeren i fluks miona sa apsorberima od olova, redom od 5, 10 i 15 cm, svako tokom desetaka dana merenja.

Odgovarajuća Geant4 simulacija u kojoj je prepostavljena ugaona distribucija \cos^n za $n = 1.85(10)$ za površinske mione, kao i poznata Gajzerova teorijska relacija za intenzitet miona, (5.6), za slučaj sa 15 cm olova dala je procenu da se 6.57% miona nalazi u niskoenergetskom delu spektra, levo od izabrane donje granice integracije. Takođe, iz simulacije sledi da iznad iste granice prelazi oko 0. 57% ambijentalnog gama zračenja usled konačne rezolucije scintilatora. Ovi faktori korekcije zajedno su zaokruženi na 10%. Zbog velikog fluksa miona, kako u GLL tako i u UL statistička greška merenja se opravdano zanemaruje.

Kako se rezultat ukupno detektovanih miona normira na površinu, bilo je potrebno izvršiti procene aktivne površine detektora odnosno udela miona koji saglasno svojoj ugaonoj distribuciji prolaze kroz horizontalnu površinu detektora ali i kroz bočne vertikalne površine. Znajući dimenzije detektora, za prepostavljenu ugaonu raspodelu miona može se integracijom po svim upadnim uglovima, zenitnom i azimutalnom, doći do procene udela broja miona koji se detektuju prolaskom kroz vertikalne strane detektora.

Za horizontalne mione J_{1H} se dobija relacija (8.1):

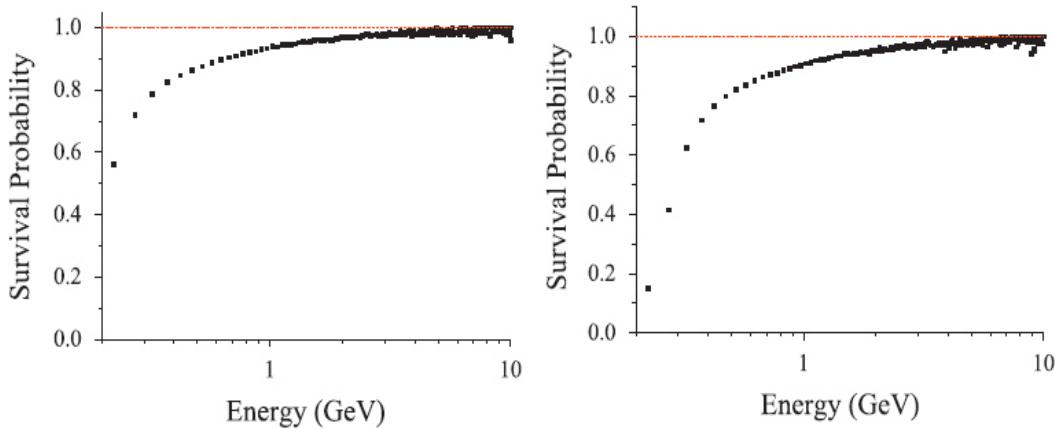
$$\begin{aligned} J_{1H} &= \int_{\Omega_1} I(\theta) \cdot \cos \theta \cdot \sin \theta \cdot d\theta d\varphi \\ &= 2\pi \cdot I(0) \cdot \int_0^{\pi/2} \cos^{(n+1)} \theta \cdot \sin \theta \cdot d\theta \\ &= 2\pi \cdot I(0) \cdot \frac{1}{n+2} \end{aligned} \tag{8.1}$$

gde se za horizontalnu površinu detektora integrali po gornjoj hemisferi Ω_1 , odnosno za vertikalnu po četvrtini hemisfere, Ω_2 . Za vertikalne mione J_{1V} sledi relacija (8.2):

$$\begin{aligned} J_{1V} &= \int_{\Omega_2} I(\theta) \cdot \sin^2 \theta \cdot \cos \varphi \cdot d\theta d\varphi \\ &= \int_{\Omega_2} I(0) \cos^n \theta \cdot \sin^2 \theta \cdot \cos \varphi \cdot d\theta d\varphi \end{aligned} \tag{8.2}$$

Iz odnosa gornjih jednačina može se zaključiti da površinski mioni imaju 3.88 puta veću verovatnoću da se detektuju prolaskom kroz horizontalnu površinu detektora (1150 cm^2) u odnosu na vertikalnu jediničnu površinu. Za aktivnu površinu gornjeg detektora dobija se 1338 cm^2 . Analogno za donji detektor, uz pretpostavku zašiljenog spektra pod zemljom, [5R17], sa eksponentom $n = 1.55(10)$ za 25 m.w.e, dobija se odnos horizontalnih i vertikalnih miona od 3.637, odnosno za aktivnu (efektivnu) površinu donjeg detektora vrednost od 1350 cm^2 .

Fluks miona procenjen na ovakav način, koji prolazi 15 cm olova iznosi za površinsku GLL laboratoriju $1.22 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1} \text{cm}^{-2}$, sa procenjenom sistematskom greškom od $0.05 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Pored očekivane greške od mešanja fona (u ovom slučaju to je ambijentalno gama zračenje), i korisnog signala postoje neodređenosti i u poznavanju stepena ugaone distribucije pa i same Gajzerove relacije na nižim energijama. Statistička greška je zanemariva jer je za godinu dana broj detektovanih događaja u UL reda 10^8 .



Slika 8. 11. Verovatnoća preživljavanja miona u olovu,
kroz 10 cm olova (levo) i kroz 15 cm olova (desno)

Slična analiza za merenje sa 10 cm olovnog apsorbera daje za 4.1% veći fluks površinskih miona, pa se ta razlika može pripisati broju apsorbovanih miona u 5 cm olova. Uz pomoć MC simulacije dobija se verovatnoća preživljavanja miona u funkciji njihove energije kada prolaze kroz 10 cm odnosno 15 cm olova, slika 8. 11, levo i desno, respektivno. Iz dobijene raspodele verovatnoća preživljavanja dobija se, saglasno rezultatima, za 2 merenja sa apsorberima da samo mioni energija većih od 500 MeV dospevaju do površine, što koriguje predhodni rezultat za udeo miona apsorbovanih u olovu za 11.9% (za 15 cm olova).

Sa druge strane moramo biti svesni manjeg broja detektovanih miona usled njihovog vižestrukog rasejanja u olovu. Ponovo uz pomoć MC simulacije dolazi se do korekcije na rasejanja od 1.8%.

Uračunavajući sve pomenute korekcije za fluks miona na površini u GLL sa 15 cm olovnog apsorbera ($p > 0.32 \text{ GeV/c}$) se dobija:

$$J_{1G} = (1.37 \pm 0.06) \times 10^{-2} \text{ s}^{-1} \text{cm}^{-2} \quad (8.3)$$

Razlika u odnosu na merenje bez apsorbera je 23.9%. Višak u spektru bez apsorbera ima smisla pridružiti detektovanoj mekoj CR komponenti.

Za merenja u podzemnoj laboratoriji dobija se manji fluks miona jer se značajan broj niskoenergetskih miona apsorbuje u 25 m.w.e. Srednja energija miona na površini je oko 4 GeV i ona poraste pod zemljom jer se u 25 m.w.e u srednjem apsorbije 5 GeV kinetičke energije miona. Pravi spektar miona po energijama bilo na površini ili pod zemljom sa našom opremom nismo u stanju da izmerimo. Vrednost fluksa miona u podzemnoj laboratoriji je:

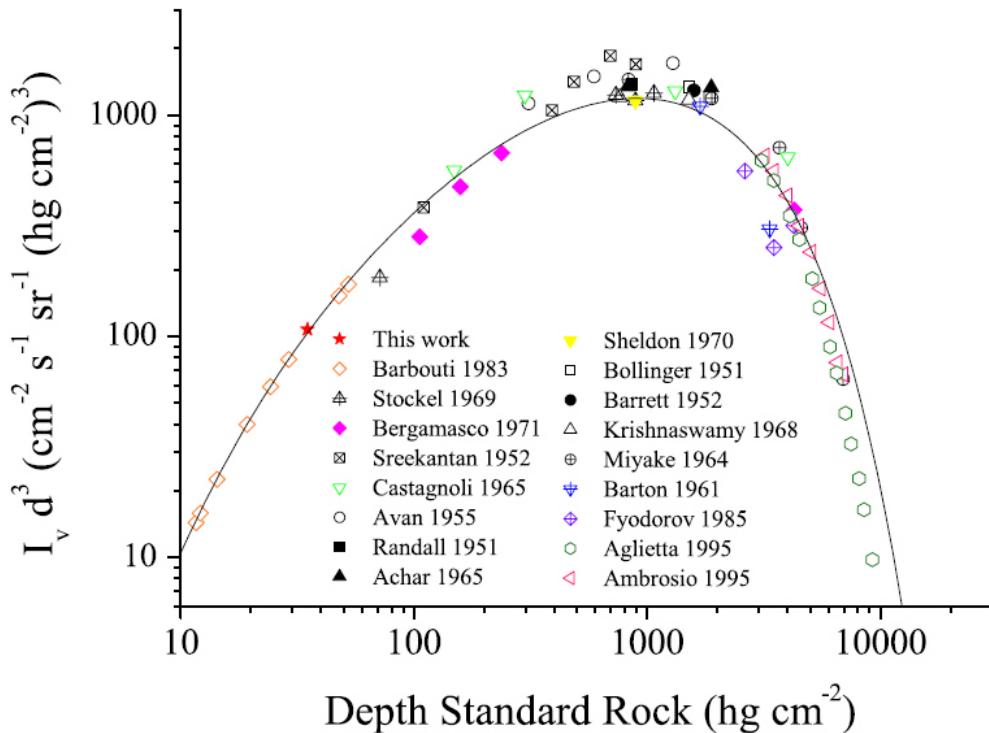
$$J_{1U} = (4.5 \pm 0.2) \times 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (8.4)$$

Iz izmerenih vrednosti za fluks miona i poznate ugaone raspodele može se proceniti vertikalni fluks miona:

$$J_1 = 2\pi I_v \int_0^{\pi/2} \cos^{(n+1)} \theta \sin \theta d\theta = k^{-1} I_v \quad (8.5)$$

Za konverzionalni faktor k , iz poslednje relacije, za slučaj GLL se dobija de je 0.6127 odnosno za UL je 0.5650. Za rezultujući fluks vertikalnih miona se dobija, za GLL nadzemnu laboratoriju I_{vG} i za UL podzemnu I_{vU} , respektivno:

$$\begin{aligned} I_{vG} &= (8.4 \pm 0.4) \times 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \\ I_{vU} &= (2.5 \pm 0.2) \times 10^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \end{aligned} \quad (8.6)$$



Slika 8. 12. *Absolutni vertikalni intenzitet CR miona u funkciji dubine merene od vrha atmosfere*

Greška koji proističe iz neodređenosti stepena n u ugaonoj raspodeli ušla je u proračun, a detaljni prikaz analize grešaka zajedno sa ovde predstavljenim rezultatima merenja publikovan je u referenci [8R10].

Naš rezultat za površinske mione je u okviru rasipanja od nekoliko procenata u odnosu na mnogobrojna merenja kroz bogato empirijsko iskustvo CR komune od nekoliko desetina godina, [8R11]. Najčešća sistematska greška koja se pravi u interpretaciji rezultata kada se relativna merenja diferencijalnih spektara prevode u apsolutna, posledica su procedure normalizacije pa ima novijih rezultata koja se prilično zbog toga razlikuju od starijih, [8R12, 8R13].

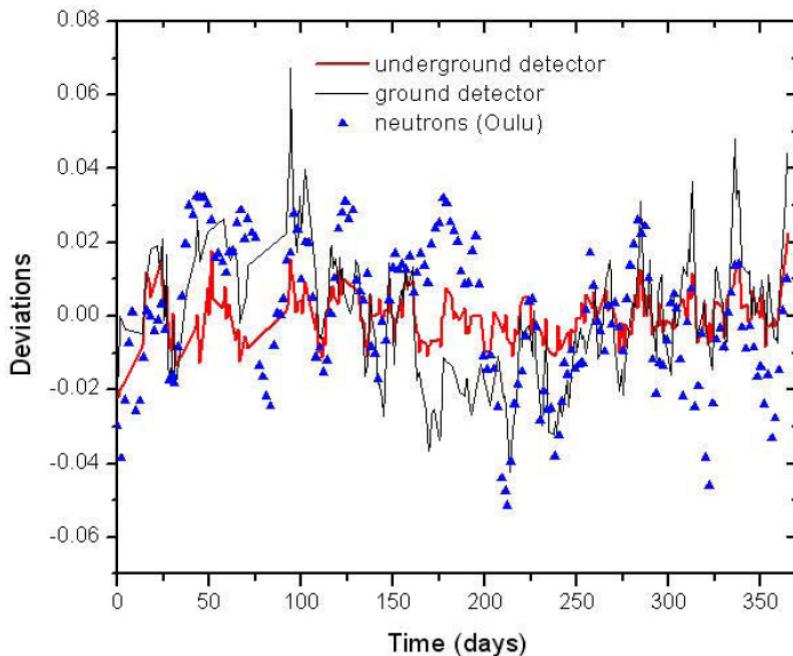
Rezultat za fluks miona izmeren u UL na 25 m.w.e se izuzetno dobro slaže sa rezultatima dobijenim u drugim plitkim podzemnim laboratorijama, slika 8. 12. Na slici je naš rezultat, obeležen crvenom zvezdicom, prikazan zajedno sa rezultatima merenja koja su predstavljena detaljnije u referenci [5R17]. Radi jasnijeg uočavanja razlika na ordinati je intenzitet množen sa d^3 gde je d , vrednost na apscisi, dubina merena od vrha atmosfere. Kriva kojom su fitovani rezultati merenja je empirijski izraz koji povezuje intenzitet i dubinu, izražen u formi (8.7) i koji važi (tj. dovoljno uspešno fituje) za opseg dubina od 10^3 gcm^{-2} do 10^6 gcm^{-2} , [8R14]:

$$I_v(X) = \left(\frac{K}{(X^\alpha + a)(X + H)} \right) \exp(-\beta H) \quad (8.7)$$

sa sledećim vrednostima parametara: $a=75$, $H=200 \text{ hgcm}^{-2}$, $K=270.72 \text{ hgcm}^{-2}$, $\alpha=1.68$ i $\beta=5.5 \times 10^{-4} \text{ hg}^{-1} \text{ cm}^2$. Dubina X data je u hg cm^{-2} standardne stene, a vertikalni intenzitet $I_v(X)$ izražen je u jedinici $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

8. 3. 2. Periodične varijacije CR miona

Kao što je prvobitni interes u merenju intenziteta kosmičkog zračenja bilo ono samo, pored određivanja fluksa miona zanimljivo je bilo empirijski utvrditi kako i koliko taj fluks varira sa vremenom. Sa jedne strane mionska merenja na površini zemlje omogućavaju studiranje primarnog kosmičkog zračenja i njegovih hadronskih interakcija. Uz to, kako sunčeva aktivnost na brojne načine utiče na kosmičko zračenje na Zemlji, varijacija mionskog fluksa reflektuje različite fenomene vezane za fiziku Sunca i heliosfere. Sa druge strane, poznato je da mioni detektovani na površini zemlje i ispod površine imaju različite energetske spekture pa simultano merenje nadzemnog i podzemnog fluksa miona na istoj lokaciji obezbeđuje informaciju o energetskoj zavisnosti procesa sunčeve modulacije. Dobijeni rezultati su davali nagoveštaj potencijalnog uticaja na varijaciju fona gama zračenja posredno preko varijacije intenziteta miona koji na već poznat način ostavljaju traga u HPGe detektorima. Do pouzdanih podataka o fluksu miona najbolje je doći korišćenjem detektora velike efektivne površine (plastični scintilatori) za relativno kratko vreme i istražiti u detalj vremenske varijacije fluksa, a koji se mogu kasnije primeniti i na detektore manje površine (HPGe).



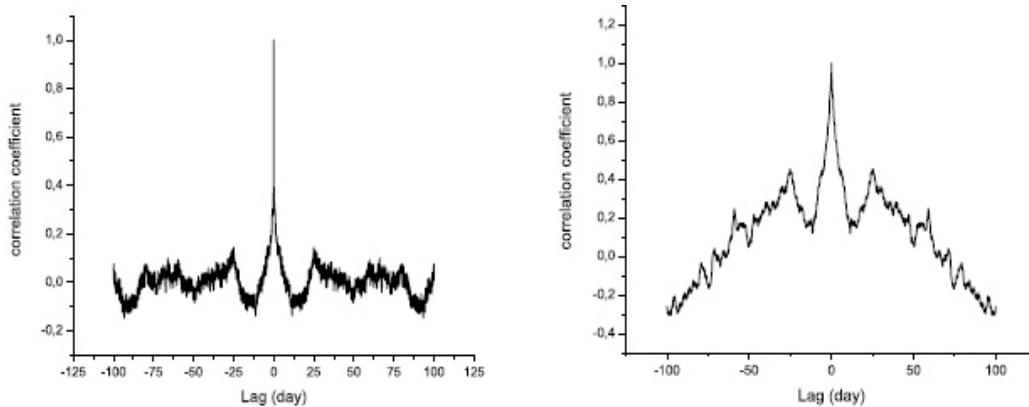
Slika 8. 13. *Varijacije fluksa podzemnih i nadzemnih miona (Zemun) i neutrona (Oulu) tokom 2002. godine*

Na slici 8. 13 zajedno su prikazani usredobijeni rezultati godišnje varijacije miona merenih u nadzemnoj i podzemnoj laboratoriji u Zemunu, kao i varijacije kosmičkih neutrona izmerenih u poznatom Finskom centru za monitorisanje neutrona u gradu Oulu. Slika prikazuje varijacije za 2002. godinu, sa podacima usrednjениm na 8 sati u formi devijacije od srednje vrednosti, [8R15]. Sa slike je očigledna veća osetljivost kosmičkih neutrona na varijacije, posebno na lokaciji velike geografske širine, dok je tipična promena fluksa miona na površini između 1 i 3%. Očekivano, varijacije fluksa podzemnih miona su po amplitudi manje jer je srednja energija tih miona veća. Koeficijent kros-korelacije između naša dva detektora, za isti period merenja, usrednjjen za 8 sati je 0.67. Analiza je bila otežana kratkotrajnim ali čestim prekidima merenja, pa je samo za intervale kada su merenja bila kontinuirana mogla da se sproveđe korelaciona i autokorelaciona analiza. Slika 8. 14 prikazuje funkciju autokorelacija kao korelacioni koeficijent u funkciji vremenskog pomeraja (*engl. time lag*), levo za podzemni i desno za nadzemni detektor, [8R7].

Najzanimljiviji rezultat analize je periodičnost od oko 26 dana kada korelacioni koeficijent ponovo poraste u oba autokorelograma. Za finiju spektralnu analizu bilo je potrebno primeniti druge metode.

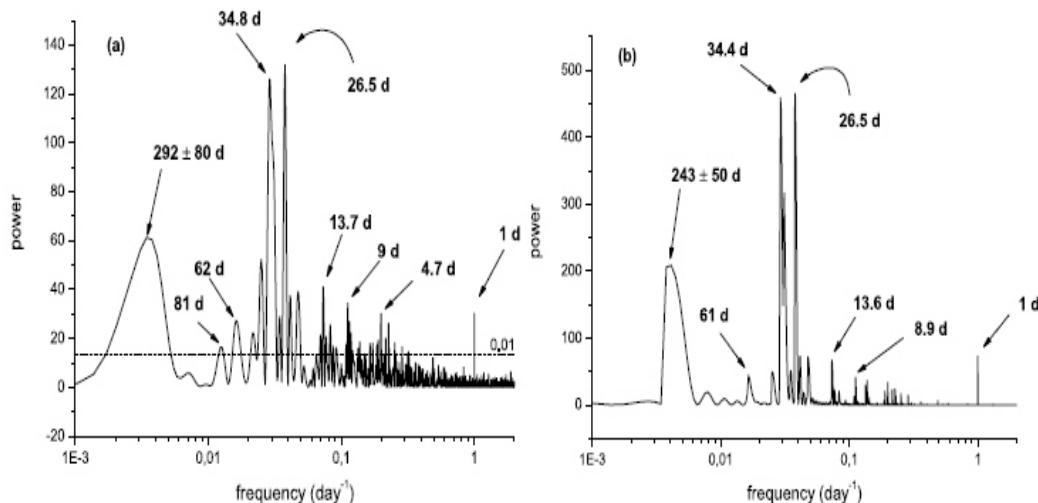
Primena uobičajjene Furijeove spektralne analize nije bila moguća usled velikog procenta nedostajućih podataka odnosno prekida u merenjima.

Jedan od načina da se prevaziđu problemi nedostajućih podataka je interpolacija između realnih podataka. Ona se kao metoda međutim nije pokazala kao pouzdana, jer može dati lažne pikove u nisko-frekventnoj oblasti.

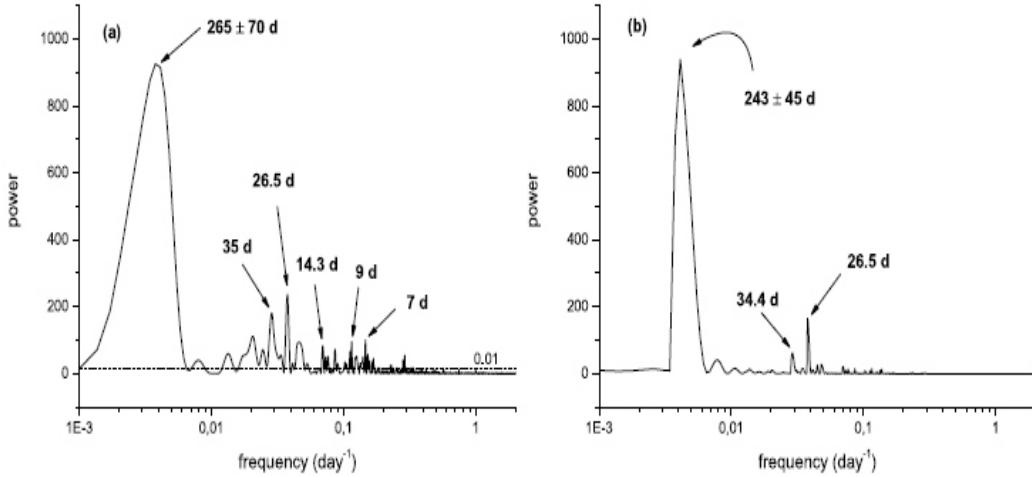


Slika 8. 14. Autokorelogram za podzemni (levo) i nadzemni (desno) detektor

Potpuno drugačiji metod spektralne analize neravnomerno raspoređenih podataka koji olakšava ove teškoće i ima neke druge poželjne karakteristike, razvio je Lomb, [8R16]. Lombov metod koristi podatke samo u trenucima koje smo zaista izmerili, a sama tehnika je razvijena upravo za tretman isprekidanih podataka. Prvobitni Lombovi periodogrami dali su u analizi vremenskih serija mionskih podataka pikove na periodima od jednog i 27 dana. U podacima iz podzemlja bili su vidljivi i pikovi viših harmonika na 13.5 i 9 dana, koji su izostali u analizi nadzemnih podataka. Analiziranim podacima odgovara frekventni opseg $3.2 \times 10^{-8} \text{ Hz} < v < 1.4 \times 10^{-4} \text{ Hz}$, a rezultati spektara snage (engl. power spectra) prikazani su na slikama 8. 15. i 8. 16. Na svim Lomb periodogramima horizontalna prava obeležena brojem 0.01 označava nivo iznad koga su predstavljeni periodi značajnosti od 99%.



Slika 8. 15. Lomb-Skarglov periodogram (levo), i CLEAN periodogram (desno) za podzemni detektor



Slika 8. 16. Lomb-Skarglov periodogram (levo), i CLEAN periodogram (desno) za nadzemni detektor

Obe slike, zapravo, prikazuju unapređenu tehniku analize od prvobitnog Lombovog periodograma do Lomb-Skarglovog (Lomb-Scargle) periodograma (na slikama 8. 15 i 8. 16 levo) koji je dizajniran za spektralnu analizu neravnomernih vremenskih nizova astronomskih podataka i ekvivalentan je fitovanju podataka sinusnim funkcijama metodom najmanjih kvadrata, i čija je interpretacija statistički dobro zasnovana, [8R17, 8R18]. Takođe, procedurom CLEAN, [8R19], vrši se dekonvolucija vremenskog niza i tzv. prozorske funkcije i uklanjuju se lažni pikovi iz periodograma koji su posledica neravnomernog uzorkovanja, na slikama 8. 15 i 8. 16 prikazani desno, a svi podaci su usrednjeni na period od jednog sata i publikovani u referenci [8R20].

U oblasti visokih frekvencija postoji vrlo “čist” pik sa periodom od jednog dana u podacima podzemnog detektora, dok je ovaj signal potpuno odsutan u podacima nadzemnog detektora. On je, u principu, posledica promene dan-noć u temperaturi atmosfere, asimetrije Zemljine magnetosfere i anizotropije fluksa kosmičkog zračenja usled difuzije duž linija sila međuplanetarnog magnetnog polja i prenošenja Sunčevim vетrom.

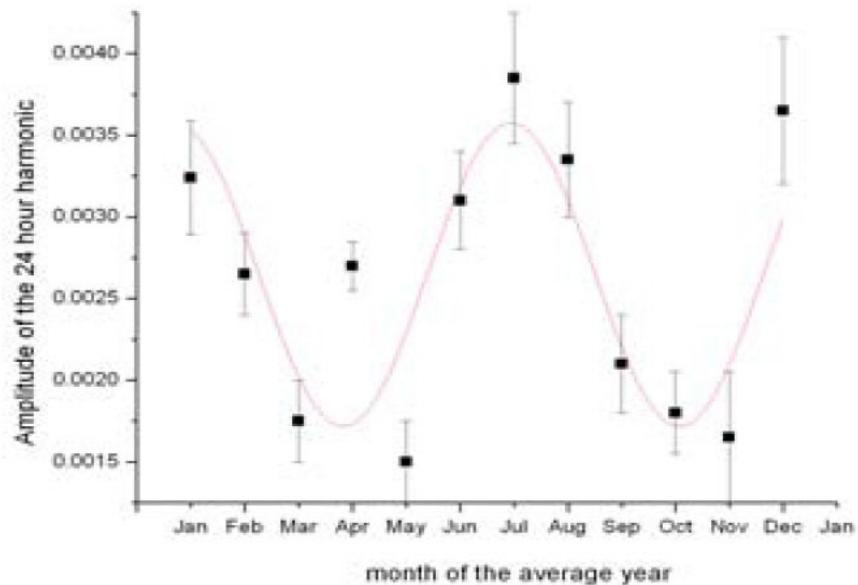
Podaci oba detektora sadrže pik sa periodom od 26.5 dana, što odgovara periodu rotacije Sunca. Ovo je najizraženiji pik u podacima podzemnog detektora. U istom setu podataka prisutni su viši harmonici Sunčeve rotacije, dok su ovi signali u podacima nadzemnog detektora znatno manje statistički signifikantni. U blizini pika od 26.5 dana postoji izražen pik od približno 34.5 dana. Slične periodičnosti (33.5 dana i 36 dana) su ustanovljene u Sunčevim CME podacima u periodu 1999-2003, [8R21], kao i u pojavljivanju pega X-zračenja klase >M5.0 (34.5 dana).

Na drugoj strani spektra, u oblasti niskih frekvencija oba periodograma predviđaju periodičnost od 292(80) dana odnosno 265(70) dana u podacima podzemnog i nadzemnog detektora, respektivno. Neodređenost perioda ovih širokih pikova je ocenjena kao polovina FWHM (širine na poluvisini). To je najizraženija periodičnost u podacima nadzemnog detektora. Treba imati u vidu

da je period ovog signala blizak ukupnom vremenu trajanja niza i da može biti prisutan i efekat krajeva. Da bi se proverila autentičnost ovog signala potrebna je duža vremenska serija. Interesantno je primetiti da već pomenuti CME podaci imaju periodičnost od 272 dana, kao i podaci o Ap indeksu, [8R21], dok X-ray pege imaju periodičnost od 259.5 dana. U varijacijama ukupne Sunčeve iradijacije slična periodičnost od 280-290 dana je takođe detektovana, [8R22]. Sezonske varijacije u stanju atmosfere se ne mogu isključiti kao mogući uzrok ove varijacije fluksa.

Dobro je poznato da u periodogramu mogu biti prisutni lažni pikovi kao posledica neravnomernog uzorkovanja, odnosno konvolucije originalnih podataka sa tzv. prozorskom funkcijom. Da bismo proverili autentičnost pikova prisutnih u periodogramu primenili smo proceduru dekonvolucije i uspostavljanja istog spektra koristeći aglortam CLEAN. Očišćeni periodogram nadzemnog detektora sadrži samo signal perioda 243(45) dana, 26.5 dana i slab signal od 34.4 dana. Isti talasi postoje i u podacima podzemnog detektora, kao i viši harmonici Sunčeve rotacije, čije amplitude je i L-S periodogram precenio. Lažni pikovi (duhovi) mogu biti prisutni u periodogramu i usled šuma, koji takođe može da dovede i do pomeranja perioda autentičnih signala. Pokušali smo da proverimo da li dva misteriozna pika od 243 dana i 34.4 dana, za koje ne znamo uzročni fizički proces, mogu nastati veštački, kao posledica šuma. Zbog toga je izvršen veći broj numeričkih eksperimenata sa sintetički generisanim setovima podataka u kojima su prisutni signali detektovani u kosmičkom nizu, sa istim uzorkovanjem, a sa promenljivim odnosom signal/šum. Ni u jednom slučaju nismo uspeli da veštački proizvedemo ove signale, pa zaključujemo da su oni originalno prisutni u vremenskom nizu.

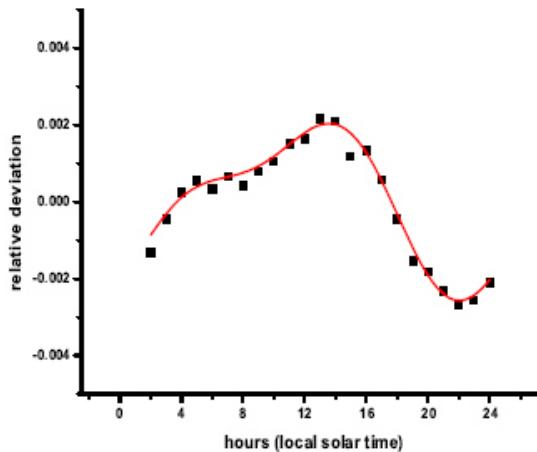
Istražujući varijacije na setu podataka od nekoliko godina uočavaju se i efekti sezonske varijacije dnevnih varijacija, [8R23], prikazane na slici 8. 17.



Slika 8. 17. *Sezonska varijacija dnevnih varijacija*

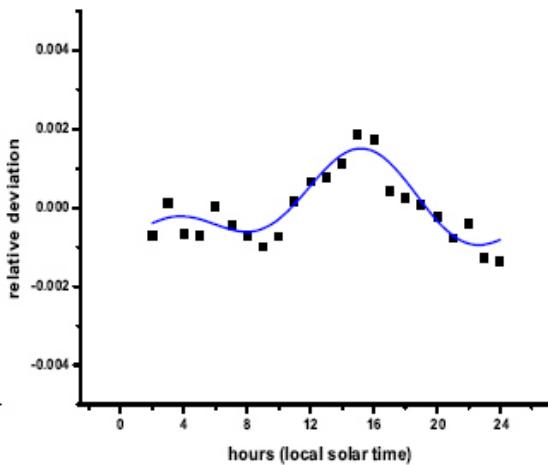
Sama analiza je započela u cilju utvrđivanja promena amplitude jednodnevnog harmonika koja je usrednjena mesečno tokom 3 godina merenja. Slika 8. 17 pokazuje da je za podatke iz nadzemne laboratorije faktor sezonske promene od minimuma u aprilu i oktobru do maksimuma u julu i januaru oko 2 puta.

Merenje je trajalo 3 godine (od 2002. do 2004. godine) u cilju poboljšanja slabe statistike malih detektoru ali i zbog malog intenziteta samog efekta. Slike 8. 18 i 8. 19 prikazuju izgled dnevnih i poludnevnih varijacija za oba detektora, sa setom podataka binovanih jednosatno u lokalnom solarnom vremenu.



Slika 8. 18. *Dnevna i poludnevna varijacija miona u GLL laboratoriji*

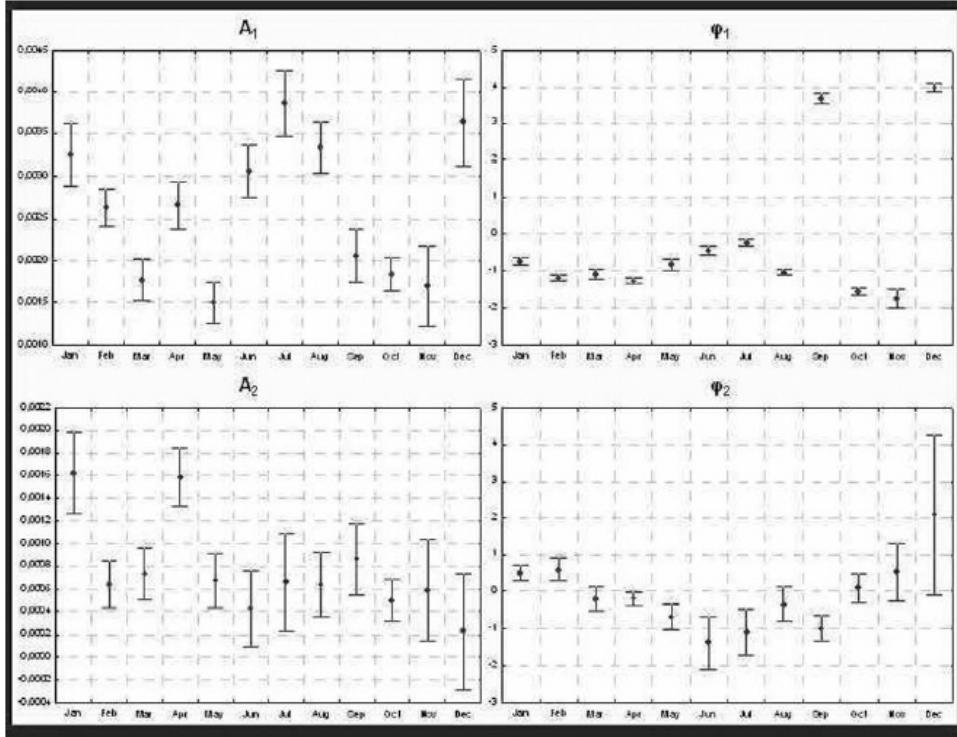
Odbroji su dati kao relativne devijacije od srednjih jednosatnih vrednosti. Suma dnevnih i poludnevnih talasa fitovana je kroz podatke krivom na slikama.



Slika 8. 19. *Dnevna i poludnevna varijacija miona u UL laboratoriji*

Inače, dnevna varijacija je očekivana iz tzv. Kompton-Getting (Compton-Getting) efekta usled orbitalnog kretanja Zemlje oko Sunca na koju se superponira solarna modulacija GCR u heliosferi.

Za gornji detektor i istraživani period, iz fita podataka se dobija da je srednja amplituda dnevne varijacije $1.96(7) \times 10^{-3}$ dok je faza $11.1(1)$ h LST (local solar time), dok je amplituda poludnevnih talasa $7.4(7) \times 10^{-4}$ i faza $3.3(2)$ h LST. Za podzemni detektor analogni rezultati su za amplitudu dnevnih talasa $9(1) \times 10^{-4}$ tj. $6(1) \times 10^{-4}$ za poludnevne. Očigledno je da se efekti lakše uočavaju na mionima nižih energija koje meri nadzemni detektor. Slika 8. 20 predstavlja izgled amplituda i faza za 24h (na slici gore) i 12h (na slici dole) harmonike površinskih miona usrednjene za svaki mesec u godini.



Slika 8. 20. Amplitude i faze za 24h i 12h harmonike u GLL mesečno usrednjene

Faze maksimuma koïncidiraju sa solsticijumima dok se minimumi u vremenu poklapaju sa ekvinoksima što se još jasnije prepoznaće na slici 8. 17. Mada solarna modulacija ima glavni doprinos dnevnim varijacijama, atmosferski efekti bi mogli biti od značaja za sezonske varijacije. Procenjeno je da je srednji godišnji doprinos dnevnim varijacijama od temperature u opsegu od 0.05% do 0.15% i očekuje se da varira sezonski, [8R24]. Takve varijacije su i opservirane, [8R25], gde je pronađeno da je amplituda dnevnih talasa maksimalna leti što se poklapa sa našim zaključcima.

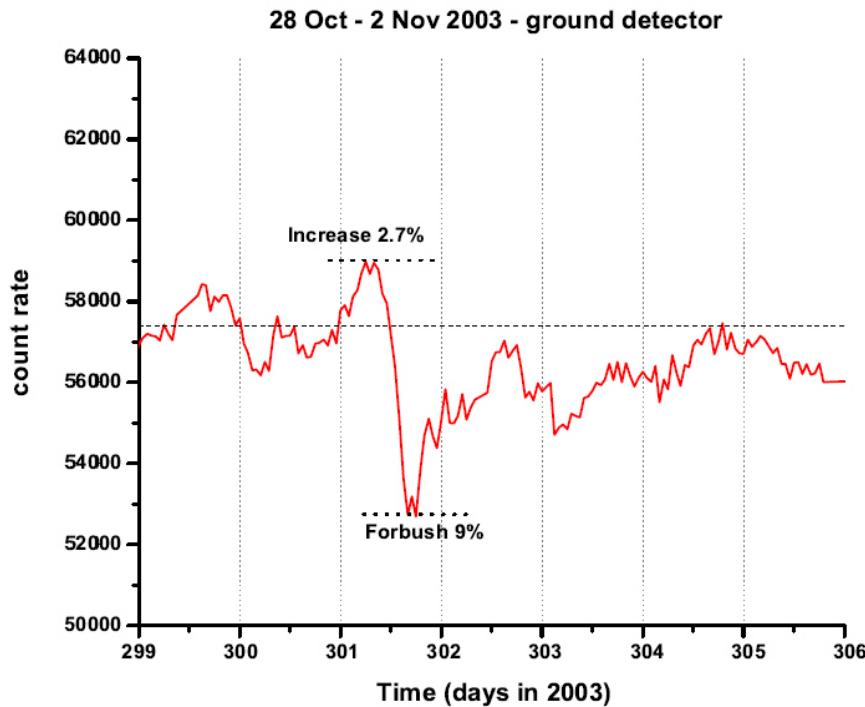
8. 3. 3. Aperiodične varijacije CR miona

Kao što je, predstavljajući opšta znanja o aperiodičnim fenomenima, pokazano u tabelama 5. 5 i 5. 6, amplitude iznenadnih i u vremenu kratkotrajnih promena fluksa kosmičkih miona su veće od amplituda uvek prisutnih periodičnih varijacija. Očekivani porast intenziteta miona usled magnetnih oluja je do 10%,

dok je maksimalno smanjenje fluksa tokom Forbušovog efekta do 30%. Najveće i najređe relativne promene CR intenziteta, pa i miona, do čak 300% posledica su povećanja CR intenziteta usled dolaska kosmičkih zraka sa Sunca, a koje na Zemlji identifikujemo kao GLE efekte (*engl.* Ground Level Enhancement).

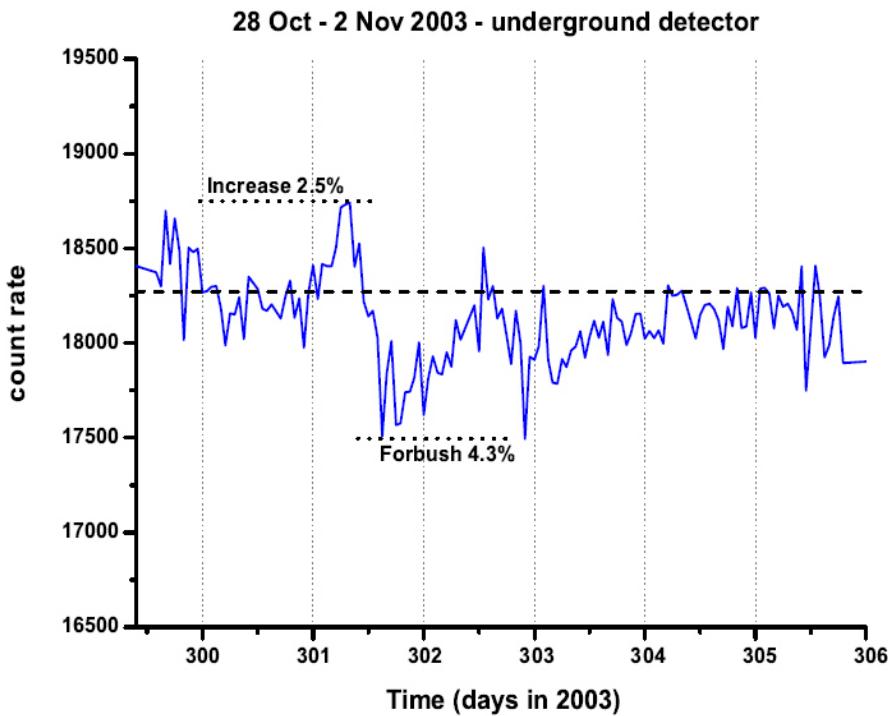
Najvažnija vrsta ovih, tzv. prelaznih CR fenomena (*engl.* transient variations), je Forbušov pad. On traje od jednog do dva dana kada imamo pad intenziteta fluksa miona nakon čega se tokom 4 do 6 dana oporavka od pada fluksa vraća na nivo pre pojave efekta. On se povezuje sa pojavom Sunčevih bljeskova (*engl.* solar flare) često praćenih protuberancama Sunčeve korone (CME ili *engl.* coronal mass ejection). Dokaz da je Forbušov efekat vanzemaljskog porekla lako se uočava na slici 5. 26 na kojoj promene pritiska ne utiču na pojavu razlike u uobičajenih korekcija na pritisak prikazanih na slici 5. 25.

Do sada najači Forbušov efekat detektovan našim detektorima desio se u oktobru 2003. godine. Substancialno smanjenje odbroja oba detektora posledica je Sunčevog bljeska broj X17.2 opsviriranog 28. oktobra i lociranog skoro u centru vidljivog solarnog diska (16° S, 8° E). Prikazan je na slikama 8. 21 i 8. 22.



Slika 8. 21. Forbušov efekat snimljen dana 29. oktobra 2003. godine u GLL

Ponovo se uočava razlika u amplitudi ovog puta smanjenja koja je oko 2 puta veća kod miona nižih energija izmerenih u nadzemnoj laboratoriji.



Slika 8. 22. *Forbušov efekat snimljen dana 29. oktobra 2003. godine u UL*

Uporedna merenja istog efekta sa HPGe detektorom tada nisu bila moguća jer nije bilo samog detektora. Upravo pri kraju analiziranog perioda monitoringa kosmičkih miona i pri kraju pouzdanog rada sistema za akviziciju kosmičkih događaja u laboratoriju su pristigli najpre novi HPGe detektor, a zatim i novi plastični scintilatori kojima je uveliko olakšan dalji monitoring kosmičkog zračenja.

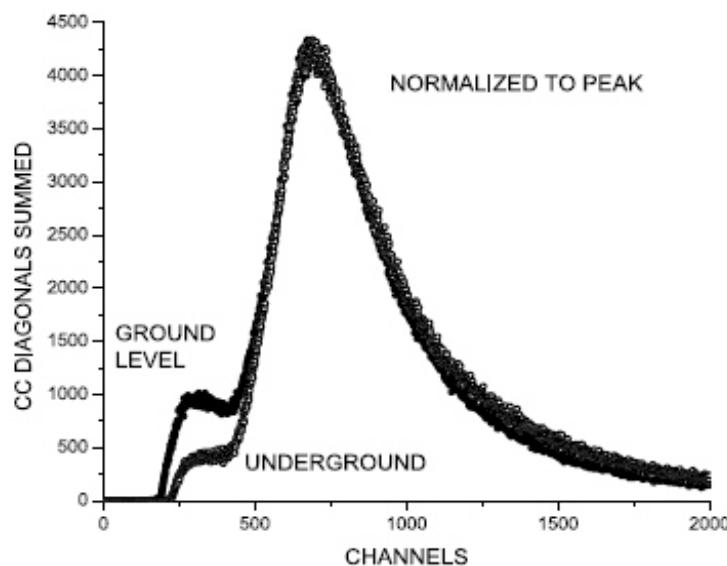
8. 3. 4. Novi detektorski sistem

Od nabavke, krajem 2005. godine, novi par plastičnih scintilatora je testiran na analognim sistemima za akviziciju i na njima radio uporedo do gašenja eksperimentalnog setapa za CR monitoring sa malim plastičnim detektorima. Razlog prestanka rada starog akvizicionog sistema nije bio samo dolazak novih detektora već konstantni problemi prisutni od početka 2005. godine pa sve do konačnog prestanka njegovog rada u proleće 2007. godine. Ukratko, oni su se ogledali u velikom plivanju singl spektara posebno u nadzemnoj laboratoriji što je zahtevalo primenu finije analize u cilju određivanja fluksa miona. Finija analiza podrazumeva određivanje donje granice integracije fitovanjem svakog pojedinačnog spektra polinomom petog reda pa se iz oblika fita sa manjom greškom određiva minimum doline znajući da je statistika singl spektara, trajanja svega 270 sekundi, slaba.

Dimenzije 2 nova identična detektora su 100cm x 100cm x 5cm, sa po 4 Hamamatsu fotomultiplikatora (PM) u uglovima detektora, proizvedena od strane Ukrajinske firme Amcrys-H iz Karkova. Očigledna prednost novog para detektora je njihova oko 8 puta veća površina odnosno toliko puta veća geometrijska

efikasnost detekcije miona. Zbog veličine detektora nije bilo moguće realizovati potpunu kolekciju svetla preko svetlovoda i manjeg broja fotomultiplikatora. Empirijski je utvrđeno da je zbirni spektar dva dijagonalna PM optimalan u smislu kolekcije detektovanih čestica. Ovo je od posebnog značaja za primenu na novom sistemu akvizicije. Jezgro sistema predstavlja Fleš ADC sa 4 nezavisna ulaza u kome se digitalno procesiraju signali direktno sa predpojačivača detektora. Model N1728B proizvođača CAEN, Italija, ima vremensku rezoluciju od 10 ns što omogućava nezavisno koïncidiranje 4 ulazna kanala (detektora) i vremensku spektroskopiju vrlo brzih nuklearnih procesa.

Standardna postavka u novom detektorskom sistemu podrazumeva da je na jednom ulaznom kanalu FADC jedna dijagonala velikog plastičnog scintilatora. Koïncidiranjem dva kanala na FADC tj. dve dijagonale velikog plastika odseca se niskoenergetski deo prisutan u singl spektrima miona što je prva prednost novog sistema u odnosu na probleme zbog kojih je stari sistem prestao sa radom. Važno je istaći da je diskriminacija CR miona od niskoenergetskog dela spektra kod singl spektara manjih scintilatora bolja nego kod velikih, ali je sumiranjem 2 dijagonale dobijen novi kvalitet velikih plastika, slika. 8. 23. Kao što simulacija pokazuje Komptonovi elektroni ne proizvode dovoljno svetla da trigeraju obe dijagonale.



Slika 8. 23. *Normalizovani spektri mereni u GLL i UL laboratoriji dobijeni koïncidentnim sumiranjem dve dijagonale velikih plastičnih scintilatora*

Na preostala dva ulaza FADC mogu se spajati, u zavisnosti od konkretne eksperimentalne postavke, HPGe detektor, mali scintilator ili standardni 3x3 inčni NaJ gama detektor.

U kontekstu analize fluksa kosmičkih miona važno je napomenuti da se rezultati apsolutnog fluksa miona i njihovih varijacija dobijeni novim detektorima razlikuju u okvirima procenjene greške merenja, iako sada sa mnogo manje tehničkih problema i sa boljom statistikom merenja.

8. 4. Monitoring radona

Kao što se do kvalitetnije informacije o fluksu kosmičkog zračenja dolazi merenjem plastičnim scintilatorima velike površine, tako je i monitoring radona pouzdanije obaviti detektorima za radon. Već su pominjane tehnike kratkoročnih merenja preko kanistera sa aktivnim ugljem i dugoročne preko detektora tragova kojima se određuje koncentracija radona. Za finu analizu koriste se alfa silicijumski poluprovodnički spektrometri ili gasni detektori (Rad7 i Alfragard) koji su u stanju da diskriminišu potomke radona i torona po energiji alfa čestica koje se detektuju.

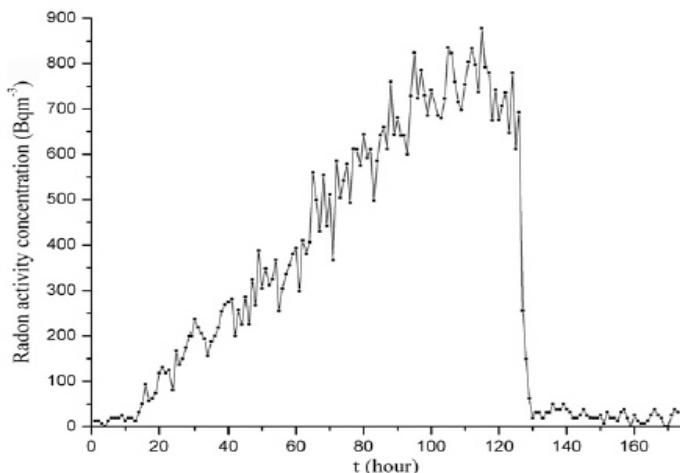
Na prve rezultate merenja koncentracije radona u podzemnoj laboratoriji, prezentovane u poglavlju 8. 2, hronološki se nadovezuje empirijska provera frekvencije zamene oba filtera, predfiltera za čestice prašine (F1) i adsorpcionog filtera za radon sa aktivnim ugljem (F2). Ova provera inicirana je promenama u vrednostima nadpritisaka koji se konstantno monitoriše. Tabela 8. 5 sadrži sve detalje tog merenja koje je obavljano gama spektrometrijom kanistera sa aktivnim ugljem.

Datum merenja	Vreme ekspozicije u danima	Uslovi merenja	Koncentracija aktivnosti radona [Bq/m ³]
8.5.1998.	1	bez ventilacije	1300±13
17.7.1998.	2	sa ventilacijom (F1 i nadpritisak)	18±2
11.9.1998.	2	sa ventilacijom (F1, F2 i nadpritisak)	10.4±1.0
18.6.2003.	2	Pre zamene filtera	65±5
19.11.2003.	2	Odmah nakon zamene oba filtera	29±3
24.2.2004.	2	nakon tri meseca od zamene	8.9±2.2
26.5.2004.	2	nakon 6 meseci od zamene	11.3±2.5
17.3.2005.	2	godinu dana nakon zamene filtera	17±3
20.11.2006.	2	sa zagušenim filterom	970±14

Tabela 8. 5. Provera koncentracije radona u UL

Merenje je započelo proverom koncentracije radona neposredno pre kompletiranja sistema ventilacije u letu 1998. godine, a prva zamena velikog filtera sa aktivnim ugljem usledila je 5 godina kasnije. Konstantovano je da je predfilter potrebno menjati jednom u 6 meseci, a veliki filter jednom u 3 godine, [8R26]. Naknadno iskustvo optimizovalo je praksu servisiranja tako što su predfilteri menjani jednom u tri meseca, a veliki filteri jednom u 5 godina. Pre ozbiljnije analize očekivane periodičnosti koncentracije radona u podzemnoj, a

posebno u nadzemnoj laboratoriji, bilo je potrebno utvrditi kvalitet ventilacionog sistema. Prelazni režimi u kojima se osim spontanog i relativno sporog povećanja koncentracije usled zaprljanosti filtera mogli su biti i kratkotrajni usled prestanka napajanja samog sistema. Sva merenja, posebno merenja fona gama zračenja, u tim prilikama su drastično perturbovana, pa je jedan od ciljeva bio empirijski utvrditi vreme oporavka ventilacionog sistema nakon njegovog ponovnog uključenja. To je proveravano u više navrata, a poslednji rezultati dobijeni detektorom koji skoro trenutno registruje promene u koncentraciji radona ilustrovani su slikom 8. 24.



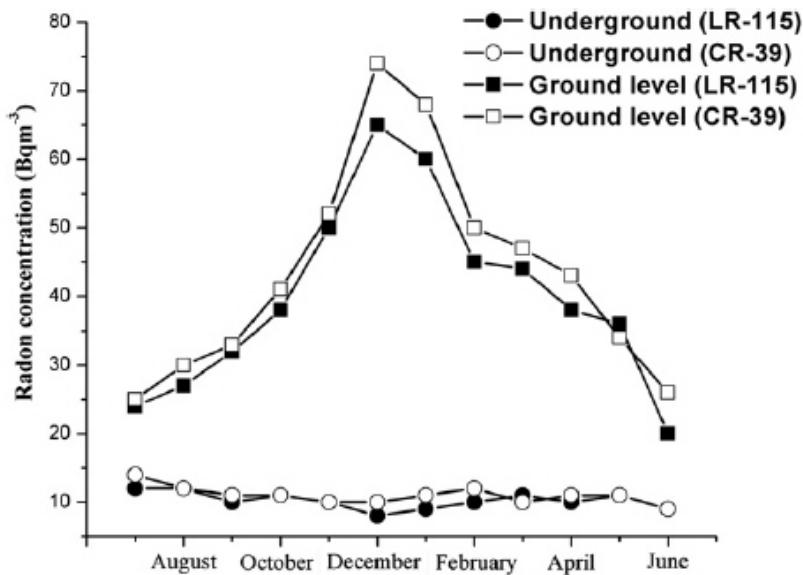
Slika 8. 24. Efekat uključivanja ventilacije nakon prestanka rada od 100 sati

Gornja granica kojoj teži koncentracija radona nakon isključivanja ventilacije, ili potpune zaprljanosti filtera, reda je 1000 Bqm^{-3} , može da zavisi od vremena merenja usled dnevnih i sezonskih varijacija koncentracije radona i to posredno preko efekta emanacije radona iz zemljišta. Brzina spontanog punjenja podzemne laboratorije radonom je oko $10 \text{ Bqm}^{-3} \text{h}^{-1}$ iz čega sledi zaključak da za samo 1 sat nakon prestanka rada ventilacije koncentracija poraste 2 puta od početne koja je upravo reda 10 Bqm^{-3} . Ova veličina je u direktnoj vezi sa koeficijentom emanacije radona kroz oko 200 m^2 površine svih zidova laboratorije. Raduje, međutim, kratko vreme nakon uključivanja ventilacije kada se koncentracija vraća na prvobitnu vrednost i koje se meri minutama. To je očigledan dokaz značaja ventilacionog sistema, ali je bilo potrebno utvrditi da li u kontrolisanim uslovima kada ventilacija maksimalno redukuje koncentraciju radona, postoje varijacije koncentracije radona.

8. 4. 1. Monitoring detektorima tragova

Prvi pokušaj provere varijacije koncentracije radona realizovan je tokom jednogodišnjeg merenja, od jula 2004. do juna 2005. godine, koje nije obuhvatilo period povišene koncentracije radona pošto su u novembru 2003. godine zamjenjena oba filtera. Svakog meseca od početka merenja detektori tragova LR-

115 i CR-39 nameštani su na 5 mernih mesta unutar podzemne laboratorije, kao i na 2 mesta u nadzemnoj laboratoriji. Pozicije detektora su bile na 2m iznad poda u obe laboratorije, a vreme ekspozicije je bilo 60 dana, dovoljno dugo da se broj detektovanih tragova alfa čestica mogao smatrati statistički zadovoljavajućim sa relativnom greškom merenja do 20%. Rezultate predstavlja slika 8. 25.



Slika 8. 25. Koncentracija radona merena tokom cele godine u obe laboratorije

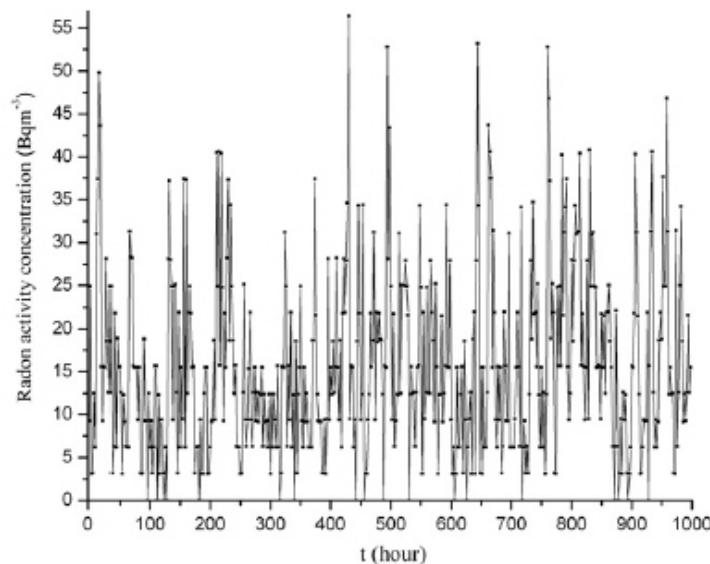
Sa jedne strane evidentna je sezonska varijacija radona u nadzemnoj laboratoriji koja u to vreme nije bila opremljena klima uređajem pa je varijacija koncentracije radona direktno pratila promene meteoroloških faktora. Kako je metoda detektora tragova integralna kojom su sakupljeni tragovi tokom 2 meseca nije se moglo očekivati prepoznavanje varijacija u kraćem vremenskom intervalu.

Za radon meren u podzemnoj laboratoriji se može zaključiti da je bio konstantan u granicama grešaka metode detekcije. Od samog početka rada ventilacije ulazni koridor koji je projektovan u cilju redovnog održavanja radijacione higijene ima i ulogu bafera između radnog dela laboratorije i prostora u kome je smešten pogon ventilacionog sistema. Nadpritisak ostvaren između ova dva prostora održava se skoro konstantnim upravo uz pomoć dugačkog koridora. Takođe, unutar podzemne laboratorije temperatura grejnih tela termostatirana je na $22.0(5)^\circ\text{C}$, dok se vlažnost vazduha redukuje odvlaživačem i održava manjom od 60%. Sve su ovo samo tehnički preduslovi održavanja ne samo male koncentracije radona već, što je više mogućno, i njene što manje varijacije tokom vremena.

8. 4. 2. Dnevna varijacija radona

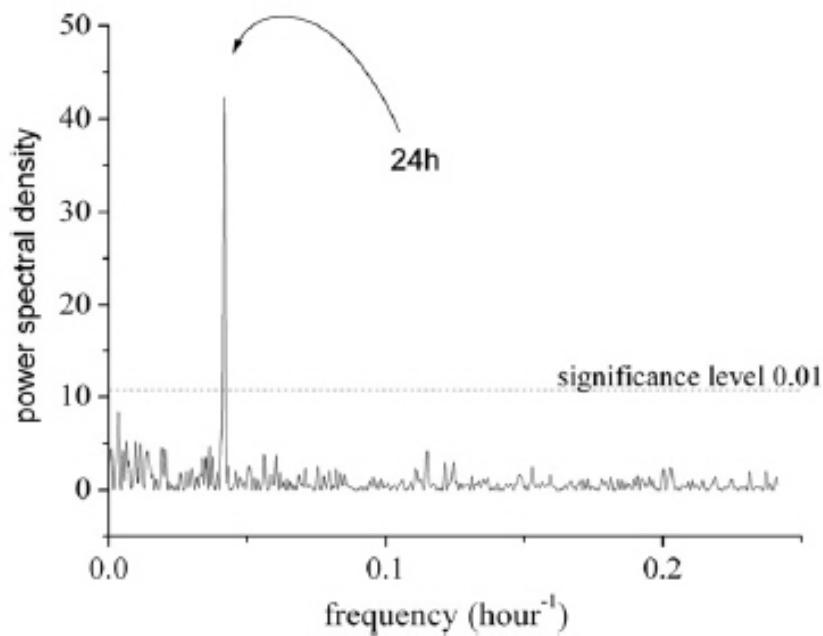
U cilju tačnije provere u kojoj meri varira koncentracija radona u podzemnoj laboratoriji bilo je neophodno nabaviti uređaj dovoljno velike efikasnosti da se za što kraće vreme merenja dobije merljiva vrednost. Znajući da

je srednja koncentracija radona svega 10 Bqm^{-3} , i da greška alfa spektrometara (konkretno detektora Rad7 proizvođača Durridge Company, USA) raste do 100% na ovim koncentracijama jedina racionalna opcija bio je radon monitor tipa SN1029 proizvođača Sun Nuclear Corporation, USA. Period monitoringa radona od 2005. do 2008. godine pokrilo je kombinovano merenje detektorima tragova i povremeno kanistrima sa aktivnim ugljem, ali je tek nabavkom radon monitora bilo moguće analizirati kratkotrajne varijacije radona. Uređaj SN1029 sastoji se od dve fotodiode difuzno spojene i opremljen je senzorima temperature, pritiska i relativne vlažnosti. Izborom vremena kolekcije od 30 minuta do 24 sata moguće je optimizovati rad uređaja prema uslovima merenja. Za slučaj podzemne laboratorije pokazalo se da je to vreme od 2 sata, i za taj izbor je kapacitet interne memorije monitora dopuštao neprekidno merenje radona i svih meteoroloških parametara tokom 40 dana. Rezultati za period merenja jednog ciklusa od 40 dana dali su srednju vrednost koncentracije od 15.6 Bqm^{-3} sa standardnom devijacijom od 10.8 Bqm^{-3} , i ovaj se rezultat može smatrati realnim u okvirima greške, slika 8. 26.



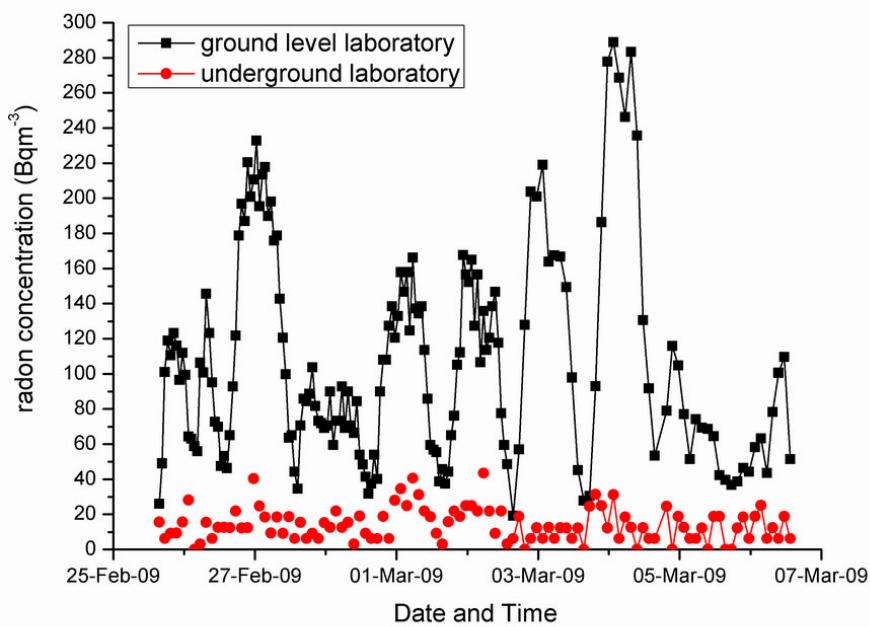
Slika 8. 26. Vremenska varijacija koncentracije radona merena u UL tokom 40 dana radon monitorom

Glavna prednost radon monitora je mogućnost analize vremenskih serija koncentracije radona jer je vreme uzorkovanja radona samo 2 sata. Kako se iz vremenske serije, autentično snimljene monitorom, nije očigledno mogla zaključiti periodičnost, a još manje njena amplituda, slika 8. 26, primjenjen je dobro poznat postupak spektralne analize Lomb-Skarglov periodogram, prikazan na slici 8. 27 za isti set podataka. Rezultati ove analize publikovani su u referenci [8R27].



Slika 8. 27. Lomb-Skarglov periodogram koncentracije radona u UL za period merenja od 40 dana

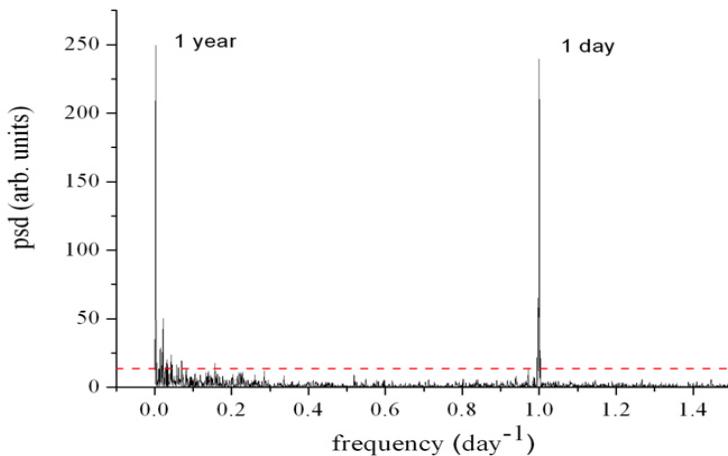
Poslednja slika jasno otkriva jednodnevnu periodičnost koncentracije radona prisutne i u UL, koja je očekivano naglašena u GLL, slika 8. 28.



Slika 8. 28. Dnevne varijacije radona u GLL i UL merene radon monitorom

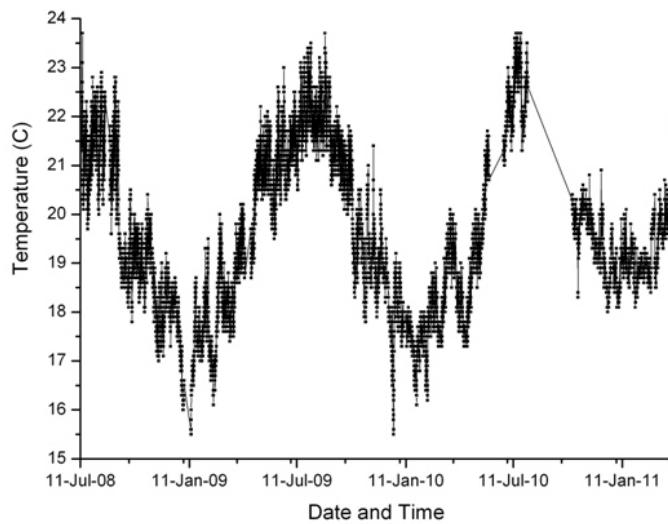
8. 4. 3. Sezonska varijacija radona

Nastavljajući seriju merenja radonskim monotorom tokom poslednje tri godine došlo se do rezultata koji se karakterišu sezonskim promenama meteoroloških parametara. Najpre se na setu podataka tokom merenja od jula 2008. do jula 2010. godine, primenom Lomb-Skarglovog periodograma, otkriva prisustvo i jednogodišnje varijacije koncentracije radona, slika 8. 29.

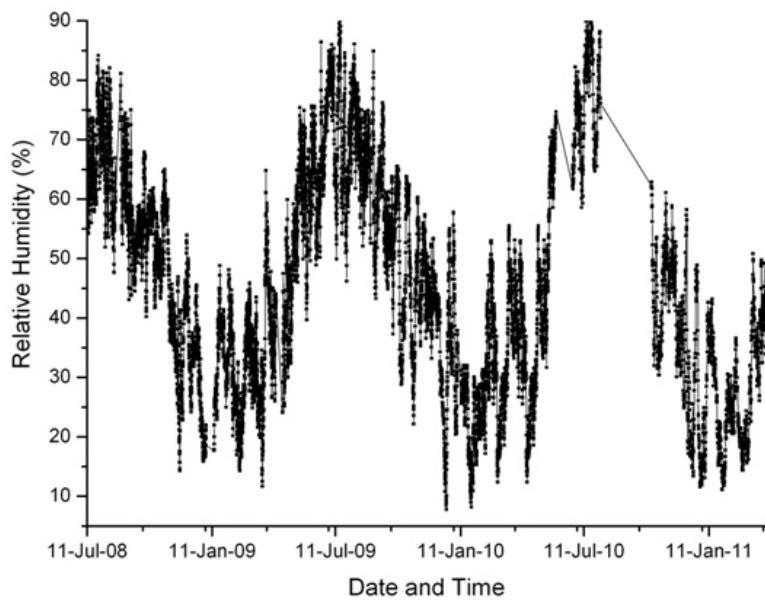


Slika 8. 29. *Lomb-Skarglov periodogram koncentracije radona u UL za period merenja od 2 godine*

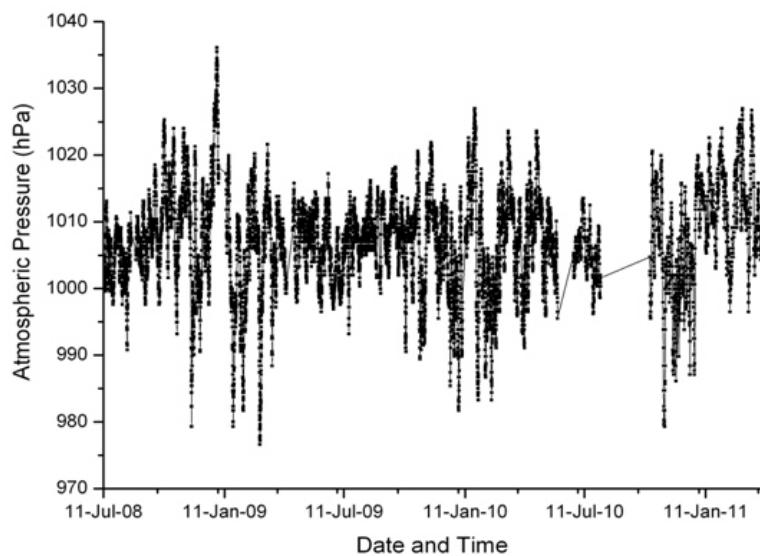
Dokaz da je uzrok varijaciji radona periodična promena atmosferskih parametara koje oseća i radon i to posebno temperature i relativne vlažnosti vazduha, otkrivaju rezultati simultanog merenja ovih parametara, slike 8. 30, 8. 31 i 8. 32, respektivno.



Slika 8. 30. *Promena temperature u UL*

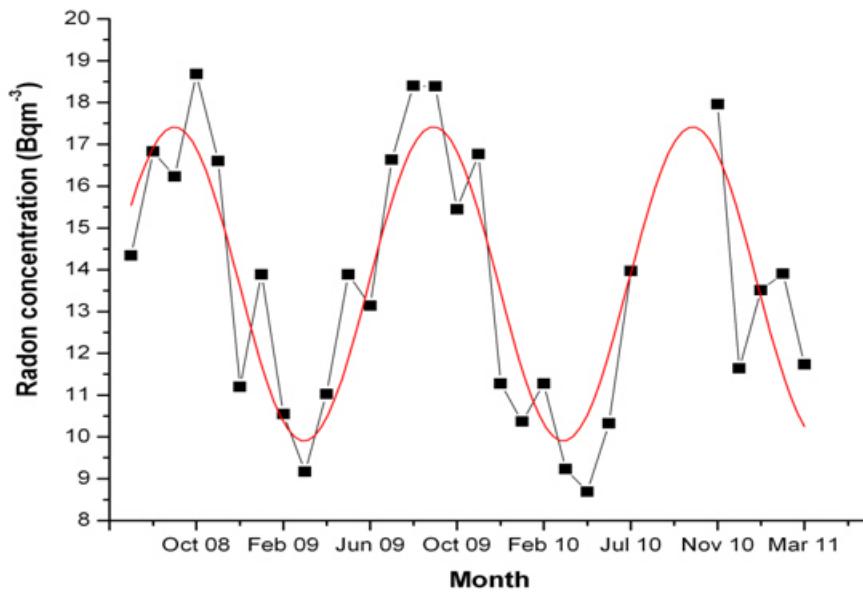


Slika 8. 31. Promena relativne vlažnosti u UL



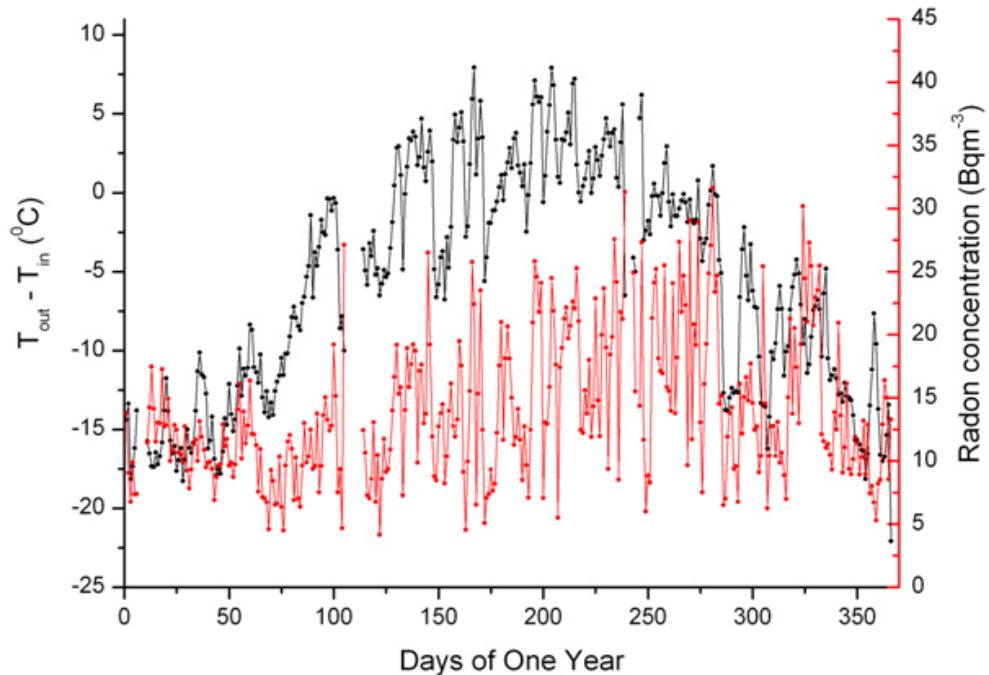
Slika 8. 32. Promena pritiska u UL

Ako se radonski podaci usrednje mesečno tokom 3 godine kontinuiranog merenja koncentracije radona radon monitorom u podzemnoj laboratoriji, dobija se očekivana sezonska varijacija. Minimumi su početkom proleća, a maksimumi koncentracije su početkom jeseni. Slika 8. 33 prikazuje opisane rezultate zajedno sa sinusoidom sa periodom od jedne godine koja ih adekvatno fituje. U ovom periodu merenja srednja koncentracija radona bila je 13.5 Bqm^{-3} sa standardnom devijacijom od 10 Bqm^{-3} što je rezultat koji se može smatrati najnižim za period merenja od oko 13 godina koliko u podzemnoj laboratoriji radi ventilacioni sistem.



Slika 8. 33. *Sezonska varijacija radona u UL*

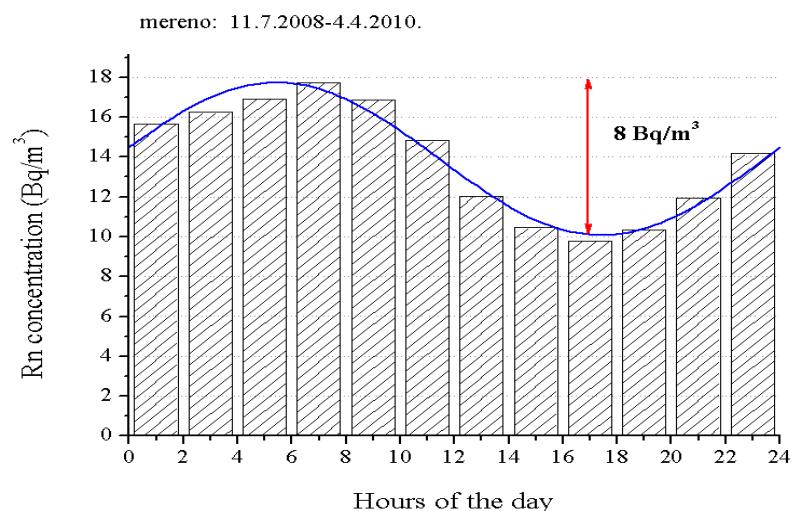
Ono što zabrinjava je relativno velika fluktuacija temperature i vlažnosti vazduha koje i doprinose varijaciji radona. Jedan od pokušaja da se povežu dnevna varijacija koncentracije radona i razlika spoljne i unutrašnje temperature, a na osnovu zaključaka skorašnjih publikacija, [8R28, 8R29], ilustrovana slikom 8. 34, pokazuje korelaciju koja se može interpretirati blagom linearnom vezom.



Slika 8. 34. *Korelacija koncentracije radona u UL (dole) i razlike spoljne i unutrašnje temperature (gore) tokom godine*

8. 4. 4. Indirektna merenja koncentracije radona

Preliminarna merenja radona obavljena u brojačkom režimu rada alfa spektrometra Rad7 pokazala su malu osetljivost na tipičnim koncentracijama radona prisutnim u podzemnoj laboratoriji. Iako ovi detektori nude prednost dobijanja spektrometrijske informacije jer su u stanju detektujući potomke radona i torona da ih precizno diskriminišu, nije potpuno opravdana njihova primena jer je krajnji cilj da se u neposrednoj okolini HPGe detektora radon dodatno redukuje. Na osnovu merenja tokom nepune 2 godine pokazuje se da se maksimalna vrednost radona u podzemnoj laboratoriji, kao posledica analiziranih varijacija, dešava oko 5 sati izjutra, a minimalna oko 17 sati. Razlika maksimuma i minimuma je 8 Bq/m^3 i ta razlika bi u nepromenjenim uslovima ventiliranja trebalo vrlo malo da se menja tokom vremena, slika 8. 35.



Slika 8. 35. *Dnevna varijacija radona u UL tokom 2 godine merenja*

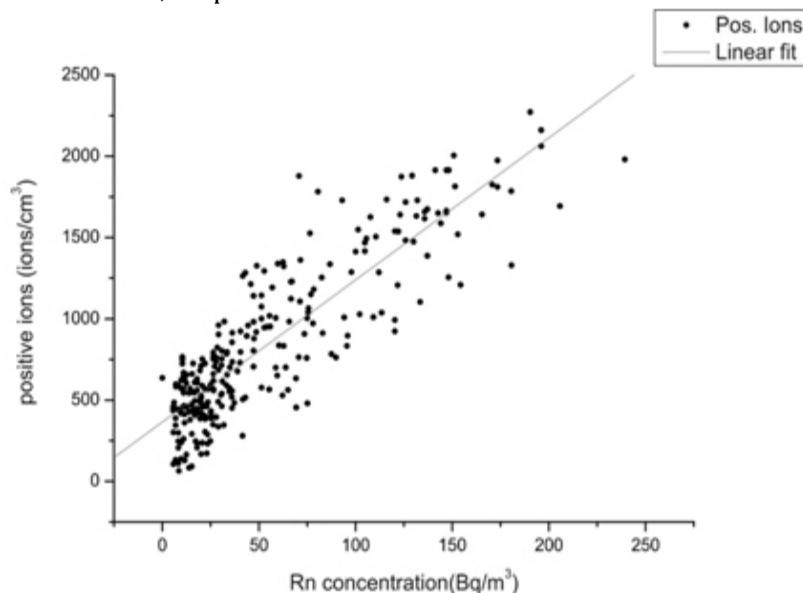
Jedan od uobičajenih načina provere promene koncentracije radona, osim njegovog direktnog monitorisanja, jeste praćenje intenziteta postradonskih linija u kontinuiranim fonskim merenjima gama zračenja. Povezanost koncentracije radona i koncentracije njegovih potomaka nije trivijalna i mora se pratiti u dužem vremenskom intervalu kako u stabilnim uslovima ventiliranja tako i u prelaznim režimima u cilju utvrđivanja faktora empirijske veze. Jedno takvo simultano merenje fona gama zračenja i radona sprovedeno je u podzemnoj laboratoriji tokom prelaznog režima isključivanja ventilacije. HPGe detektor je standardno bio oklopljen olovom, a dotok radona iz okoline olovne zaštite u prostor između detektora i olova (prostor za uzorke) nije sprečavan oduškom gasovitog azota iz Djuarove posude. U tabeli 8. 6 su pored koncentracije radona, prikazani integralni odbroj fona HPGe detektora u intervalu $40 \text{ keV} - 3 \text{ MeV}$, i intenziteti poznatih postradonskih linija na 352 keV i 609 keV (u odboru za 1000 sekundi), a studija dotadašnjih merenja radona publikovana je u referenci [8R30].

Radon concentration (Bqm^{-3})	Integral count rate (in the 40–3000 keV range) (cps)	352 keV (cpks)	609 keV (cpks)
19(4)	0.45	0.5	0.4
695(40)	0.67	13.6	10
878(65)	0.87	25.7	22.4
550(30)	0.59	8.4	6.6
19(4)	0.47	0.5	0.4

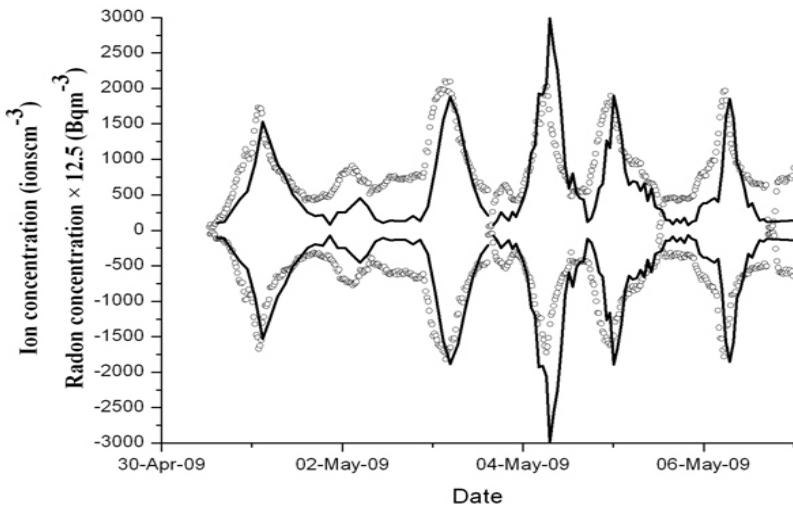
Tabela 8. 6. Poređenje koncentracije radona u UL sa simultanim merenjem postrandonskih linija fona gama zračenja HPGe detektora

Dinamika kretanja aerosola u konkretnim uslovima ventilacije podzemne laboratorije, njihova srednja koncentracija, ali i faktori atačmenta za svaki radonov potomak od kojih zavisi objašnjenje očigledne korelacije iz tabele 8. 6 i dalje nam ostaju nepoznanice. Ovo je ipak netipičan slučaj pa je neophodna alternativna metoda za standardan slučaj kada se koncentracija radona održava dovoljno niskom, ali ipak trpi opisane dnevne i sezonske varijacije.

Jedan takav pokušaj je određivanje koncentracije radona posredno preko koncentracije atmosferskih nanometarskih brzih jona, [8R31]. Zanimljivo je da je u simultanim merenjima u GLL pokazana jaka korelacija koncentracije radona i negativnih jona, sa koreACIONIM koeficijentom od 0.88, dok je za pozitivne jone koreACIONI koeficijent 0.66, slika 8. 36. Pri tome treba imati na umu i veći CR fluks u GLL koji je takođe generator jona. Jaka korelacija je osim u GLL prisutna i u prelaznom režimu visoke koncentracije radona prilikom isključenja ventilacije u UL, slike 8. 37 i 8. 38, respektivno.

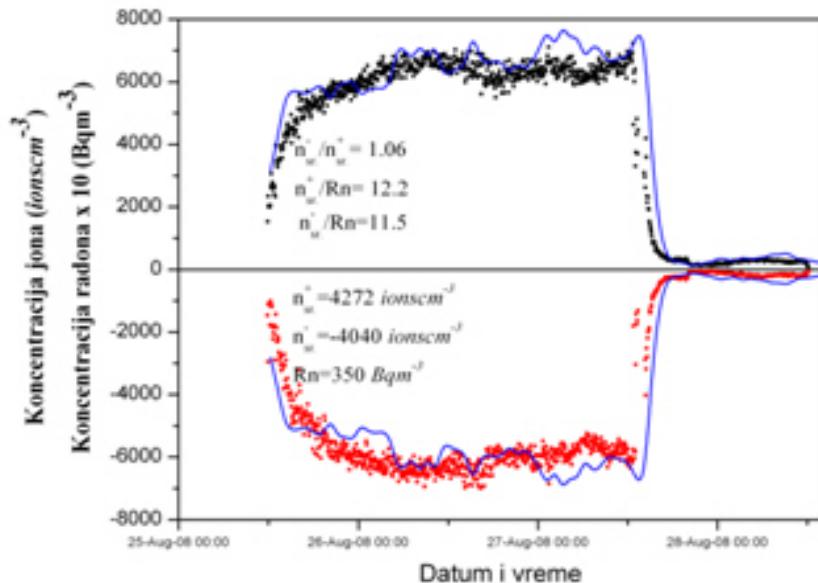


Slika 8. 36. Korelacija pozitivnih jona i radona u GLL



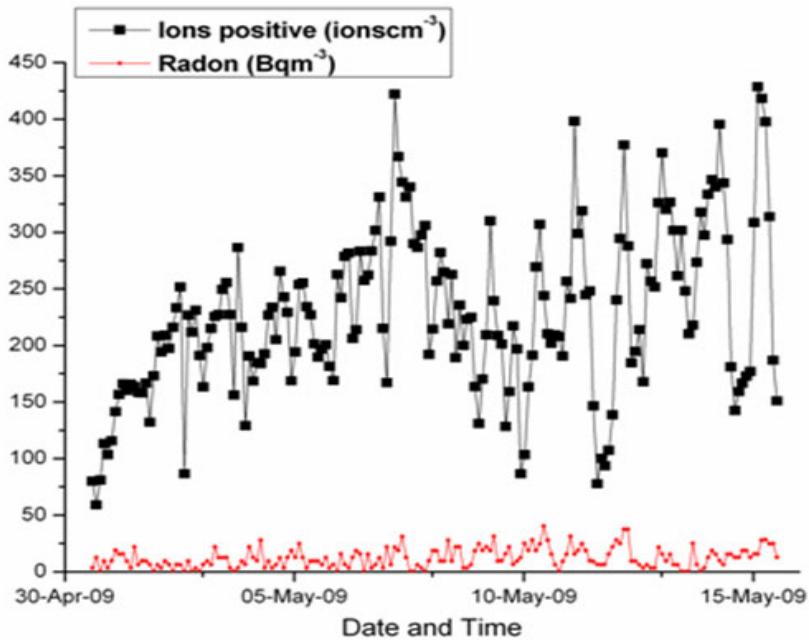
Slika 8. 37. Prikaz korelacije pozitivnih jona (kružići) i radona (crte) u GLL

Zbog jasnijeg prikaza, koncentracija radona množena je faktorom 12.5. Srednja koncentracija radona je bila 54 Bqm^{-3} dok je srednja koncentracija pozitivnih jona 840 cm^{-3} .



Slika 8. 38. Prikaz korelacije pozitivnih i negativnih jona (tačke) i radona (crta) u UL tokom prelaznog režima isključenja ventilacije

Sa poslednje slike je uočljiv trenutak uključenja ventilacije i skoro trenutnog smanjenja jona i radona na vrednosti bliske nuli. Konačno, korelacija je testirana i u redovnim uslovima male koncentracije radona u podzemnoj laboratoriji. Za izmerenih srednjih 12 Bqm^{-3} radona, srednja koncentracija pozitivnih jona je 230 cm^{-3} , ali je korelacija slaba sa korelacionim koeficijentom od samo 0.17 što je očigledno i sa slike 8. 39.

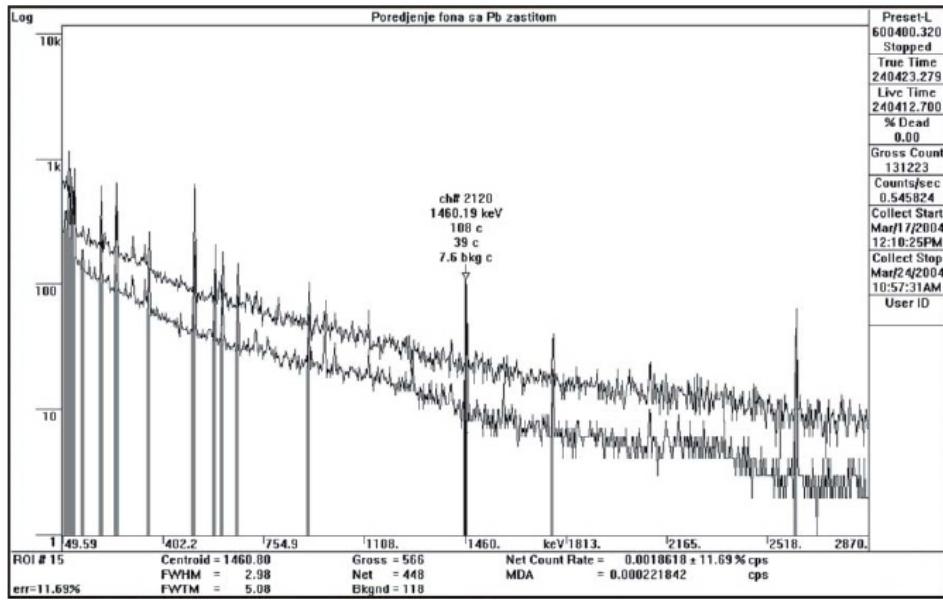


Slika 8. 39. Prikaz korelacije pozitivnih jona i radona u UL

I u ovom slučaju se pokazuje da je jonometar, kojim se mere koncentracije jona, na pragu osetljivosti u atmosferi niske koncentracije radona (meri nanoamperske struje). Ponovo sledi sličan zaključak kao i za merenje radonovih potomaka, da su neophodne fine tehnike kojima bi se što tačnije merila niska koncentracija radona, ali i torona i njihovih potomaka kao i njihove vremenske varijacije koje se prenose i na fon gama zračenja. Neophodna su dalja teorijska i eksperimentalna istraživanja u cilju objašnjenja fizičkih mehanizama kojima su sa varijacijama radona povezani gradijent temperature ili varijacija atmosferskih jona.

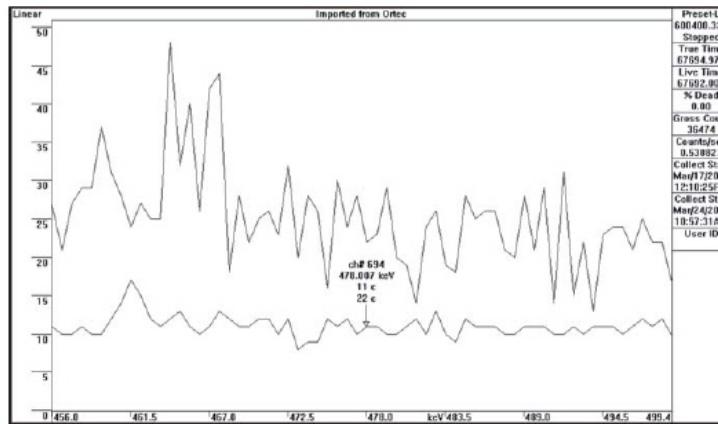
8. 5. Merenje fona gama zračenja

Već je pomenuto da je HPGe detektor stigao u podzemnu laboratoriju 2005. godine. Do prvih saznanja o fonu gama zračenja relativnim merenjima u GLL i UL stiglo se ipak ranije. U saradnji sa kolegama iz Laboratorije za zaštitu od zračenja Instituta Vinča, tokom 2004. godine izvršen je veliki broj fonskih merenja i merenja uzoraka iz životne sredine. Merilo se HPGe detektorom relativne efikasnosti od 15%, aktivne zapremine 48.1 cm^3 i nominalne rezolucije 1.8 keV. Prva merenja pokazala su da je odnos srednje brzine brojanja fona u intervalu energija od 40 keV do 3 MeV, respektivno za nadzemnu laboratoriju u Vinči (VL), GLL i UL, 1.19 cps, 0.9 cps i 0.45 cps. Merenje je vršeno istim HPGe detektorom u olovnoj zaštiti debljine 10cm. Razlika u integralnom odboru dve površinske laboratorijske mogla bi se objasniti različitim koncentracijama radona, jer je pasivna zaštita od amijentalnog zračenja skoro potpuna, a razlike u fluksu kosmičkog zračenja su zanemarljive. Sa druge strane, relativno smanjenje fona u UL u odnosu na površinsku GL laboratoriju za oko 2 puta posledica je upravo manjeg fluksa kosmičkog zračenja, slika 8. 40.



Slika 8. 40. Relativno poređenje fona u GLL i UL

U cilju preciznijeg merenja malih aktivnosti uzoraka iz životne sredine, kojima se laboratorijski u Vinči (VL) redovno bavi, od posebnog interesa su određene oblasti spektra. Tipični primer predstavlja merenje uzorka Be-7 čije su srednje vrednosti u prizemnom sloju atmosfere reda mBqm^{-3} , i koje se mere preko karakteristične linije gama zračenja na 477.8 keV. Povoljniji fonski uslovi u UL u oblasti ove linije za posledicu su imali merenje uzoraka za kraće vreme i/ili sa manjom greškom merenja. Slika 8. 41 prikazuje razliku u fonskim spektrima za VL i UL u oblasti oko 478 keV, [8R32].



Slika 8. 41. Relativno poređenje dela fonskog spektra oko 478 keV

Do zanimljivih rezultata se došlo merenjem fona istim HPGe detektorom ali bez pasivne zaštite u GLL i UL. Rezultati su sažeti u tabeli 8. 7, uz napomenu da je sa R_{pov} obeležena brzina brojanja za GLL, a sa P_{lab} za UL laboratoriјu.

E[keV]	R_{pov.} [c/ks]	R_{lab.} [c/ks]
50-2650	78 815	73 977
295.2	142.7±2.7	119.1±1.4
351.9	260.0±2.6	215.9±1.7
511(ANN+²⁰⁸Tl)	89.1±2.2 ~ 60 (ANN)+30 (²⁰⁸ Tl)	74.2±1.2 ~ 54 (ANN)+20 (²⁰⁸ Tl)
583.2	113.2±2.0	142.6±1.4
609.3	241.7±2.0	205.5±1.2
1460.8	410.4±1.8	652.6±1.3
2614.5	97.4±0.8	96.7±0.5

Tabela 8. 7. Poređenje brzine brojanja fona u GLL i UL

Smanjenje ukupne brzine brojanja na intervalu 50 keV - 2650 keV u UL je samo 6%. Smanjenje na polovinu fona usled manjeg fluksa CR zračenja, slika 8. 40, praktično je kompenzovao skoro dva puta veći intenzitet ambijentalnog gama zračenja, pošto je podzemna laboratorija sa svih strana okružena zemljom. Taj efekat je još očigledniji kod intenziteta linije iz K-40 koji je 60% veći u GLL. Očekivano, smanjenje intenziteta postradonskih linija je posledica niže koncentracije radona u UL.

8. 5. 1. Opis novog HPGe detektora i prva merenja

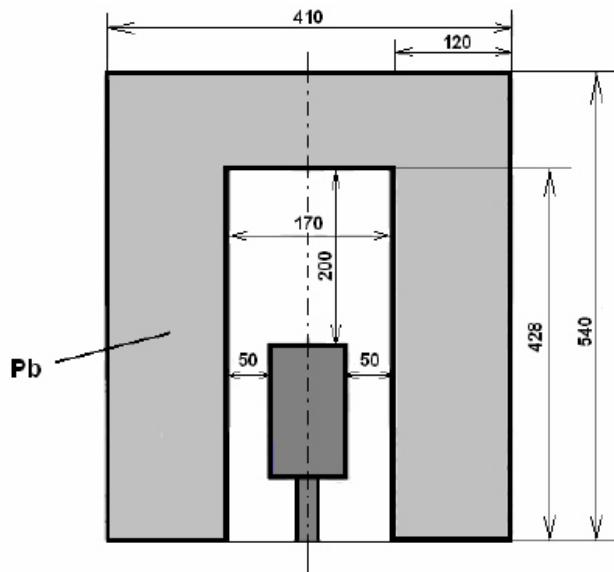
Dugo očekivani HPGe detektor proizvođača ORTEC, USA stigao je sa karakteristikama boljim od naručenih, koje su predstavljene u tabeli 8. 8. Konfiguracija kriostata je vertikalna LB-GEM-SV. Dimenzije samog detektora značajne su zbog detalja MC simulacija, prečnik detektora je 58.5 mm, njegova dužina je 56.4 mm, a debljina kape detektora je 3mm. Kućište je od magnezijuma debljine 1.5 mm, sa debljinom neaktivnog sloja germanijuma od 0.7 mm.

HPGe GEM 30	Naručeno	Izmereno
Relativna efikasnost (%)	30	35
Rezolucija na 1332 keV (keV)	1.85	1.72
P/C na 1332 keV	60:1	68:1
Rezolucija na 122 keV (keV)	0.85	0.65

Tabela 8. 8. Karakteristike novog HPGe detektora

Važno je napomenuti da detektor spada u klasu niskofonskih detektora sa radijaciono čistim kriostatom, ali su detalji koncentracije primordijalnih radionuklida ostali tajna proizvođača. Uobičajena praksa je da se samo isporuči fon izmeren novim detektorm u njihovoј referentnoj niskofonskoj laboratoriji. Prva merenja fona realizovana su u olovnoj zaštiti debljine 10 cm. Kvalitetnija pasivna zaštita sa pretopljenim starim olovom kompletirana je krajem 2008. godine i po konstrukciji (kalupima) odgovara ranije realizovanoj zaštiti

niskofonskog spektrometra na PMF-u u Novom Sadu. Slika 8.42 prikazuje presek Pb zaštite, kao i centralnu poziciju HPGe detektora sa dimenzijama u milimetrima. Djuarova posuda leži na 10 cm olova.



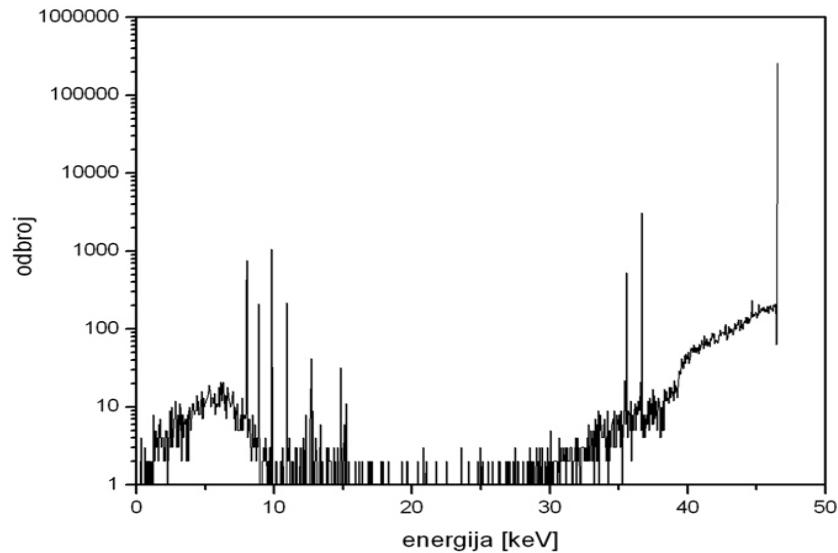
Slika 8. 42. Presek Pb zaštite i HPGe detektora

Pokazuje se da je 12 cm optimalna debljina olova dovoljno velika za apsorpciju ambijentalnog gama zračenja za više od 95% u odnosu na integralni fon nezaštićenog HPGe detektora u podzemnoj laboratoriji. Sa druge strane, debljina olova kao mete je dovoljno mala da minimizuje kreaciju tercijarnih neutrona. Osim u GLL fonskim spektrima kada se karakteristične linije reakcije neelastičnog rasejanja brzih i zahvata sporih neutrona na izotopima olova i germanijuma detektuju tek nakon merenja od desetak dana, iste linije se ni posle dužeg vremena merenja ne vide u fonskom spektru u UL. Razlog tome je atenuacija nukleonskih neutrona iz kosmičkog zračenja, dok je usled redukovane zapremine olova (mase oko 900 kg) i usled redukovanih fluksa miona, takođe smanjena tercijarna komponenta neutrona. Imajući u vidu i nisku koncentraciju uranijuma u okolnom zemljištu podzemne laboratorije može se konstatovati da u fonskim spektrima merenim oko 3 meseca neutroni u podzemnoj laboratoriji nisu detektovani. Preliminarna merenja tercijarnih neutrona obavljena sa tečnim scintilatorom NE213, u tehnici PSD diskriminacije fotona i neutrona, poklapaju se sa novim procenama, [1R6].

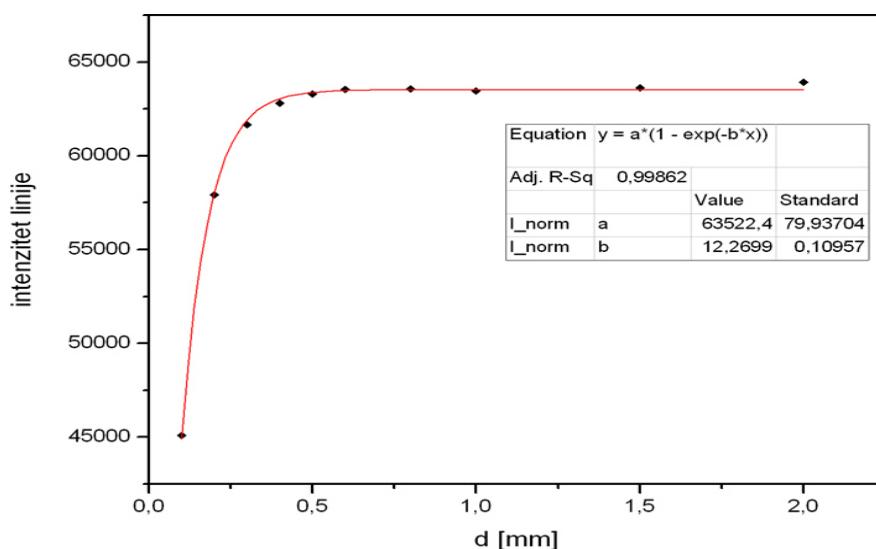
8. 5. 2. Fon HPGe detektora u podzemnoj laboratoriji

Kako je prirodni ambijent HPGe detektora podzemna laboratorija ovde ćemo detaljnije opisati izmereni fon gama zračenja u UL. U prvo vreme on je meren analognim sistemom koji je nudio uobičajene spektroskopske mogućnosti. Punu procenu vremenskih promenljivih komponenti fona omogućila je analiza sa FADC modulom i pripadajućim softverom. Pre toga

procenjena je radijaciona čistoća olovne zaštite. HPGe detektor nije GMX tipa pa je efikasnost detekcije linije iz Pb-210 na 46.5 keV mala i merenje je zbog male statistike brojanja trajalo dovoljno dugo da se proveri i stabilnost merenog fona. Metoda je osim očekivane statističke greške potencijalno sadržala i grešku u proceni efekata samoapsorpcije u olovu, ali i u neaktivnim delovima detektora. Fotoni tako malih energija apsorbuju se u površinskom sloju olova pa više ima smisla normirati izmerenu aktivnost na površinu nego na zapreminu (masu). Potvrda te prepostavke je MC simulacija, realizovana u cilju određivanja absolutne efikasnosti detekcije koju ilustruje slika 8. 43, a koja je za razne debljine sloja olova dala potvrdu da se fotoni energije 46.5 keV koji dospevaju u aktivnu zapreminu HPGe detektora emituju iz vrlo tankog sloja olova, slika 8. 44.



Slika 8. 43. MC simulacija efikasnosti HPGe detektora za fotone od 46.5 keV iz Pb zaštite



Slika 8. 44. Zavisnost intenziteta linije na 46.5 keV od debljine sloja olova

Intenzitet linije od 46.5 keV pokazuje saturaciju već za sloj olova debljine 0.5 mm. Opisana analiza potencijalno krije sistematsku grešku jer je u rezultatu merenja prisutan ideo olova 210 sa unutrašnje površine olovne zaštite, ali i sa površine detektora, koji se nagomilao usled depozicije potomaka radona. Ipak, rezultat aktivnosti Pb-210 od $30(10)\text{Bqkg}^{-1}$, [8R33], u saglasnosti je sa rezultatom Novosadske grupe koja je primenila drugu metodu određivanja efikasnosti detekcije mereći sa GMX detektorom, za olovo nabavljenog iz istog izvora, [4R24].

Analiza tipičnog fonskog spektra merenog tokom 20 dana sadržaj je tabele 8.9.

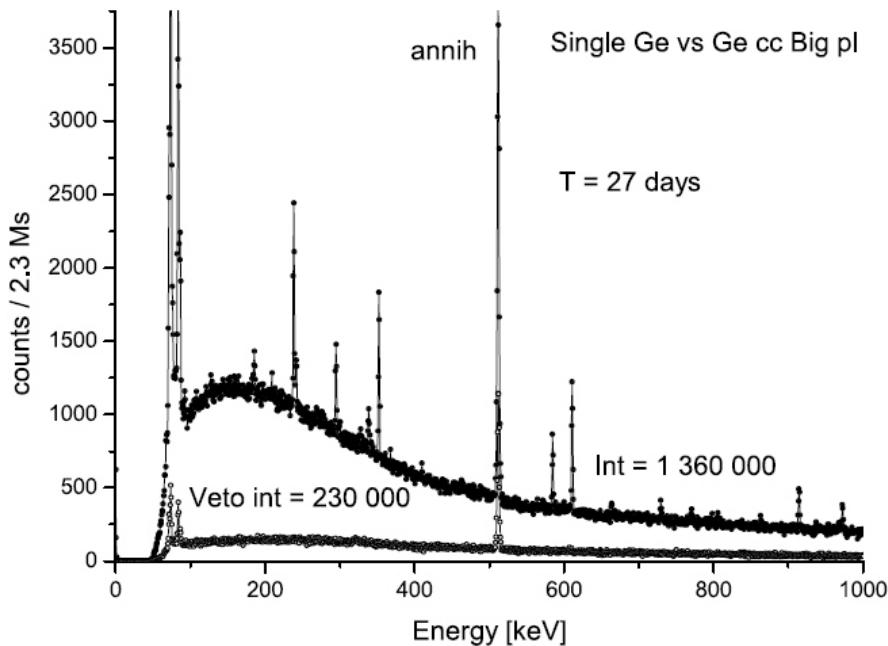
Linija/interval (keV)	Radionuklid/RA niz/ nuklearna reakcija	Brzina brojanja (10^{-3}s^{-1})	Rezolucija (keV)
40-2700	-	500	-
46.5	Pb-210/U-238	0.38(11)	1.28
72.8	Pb-X-K ₂	3.1(1)	0.92
75	Pb-X-K ₁	6.2(1)	0.88
84.9	Pb-X-K _{B1}	4.2(1)	1.12
87.3	Pb-X-K _{B2}	1.49(6)	1.08
238.6	Pb-212/Th-232	0.83(4)	0.98
242	Pb-214/U-238	0.20(2)	0.83
295.2	Pb-214/U-238	0.71(4)	1.10
338.3	Ac-228/Th-232	0.15(2)	-
351.9	Pb-214/U-238	1.26(5)	1.11
510.8+511	Tl-208/Th-232/ANN	7.0(1)	2.45
583.2	Tl-208/Th-232	0.30(3)	1.03
609.2	Bi-214/U-238	1.08(5)	1.22
803.3	Pb-206 (n, n') Pb-206	0.11(2)	-
911.2	Ac-228/Th-232	0.25(2)	0.93
969	Ac-228/Th-232	0.11(2)	1.12
1120.4	Bi-214/U-238	0.28(3)	1.06
1238.1	Bi-214/U-238	0.09(2)	-
1460.8	K-40	3.27(9)	1.79
1764.6	Bi-214/U-238	0.49(3)	1.93
2103.7	2614.5SE/Tl-208	0.13(2)	-
2204.2	Bi-214/U-238	0.15(2)	-
2614.5	Tl-208/Th-232	1.05(5)	2.12

Tabela 8. 9. Fon gama zračenja HPGe detektora u Pb zaštiti u UL

Za detektovane linije na energijama (u keV) redom 185.7 i 186.1 (dublet), 661.6, 726.9, 768.4, 964.8, 1377.7, 1408, 1729.6, 2118.6, 2447.9 može se reći da su manje brzine brojanja od 0.05 cpks, ali iznad granice detekcije. Fon je meren tokom jeseni u vreme maksimalne sezonske aktivnosti radona pa je intenzitet svih postradonskih linija skoro za faktor 2 veći od njegovih minimalnih vrednosti. Intenzivne X linije iz olova posledica su bliske geometrije detektor-zaštita ali i činjenice da nisu korišćeni lajneri za unutrašnje oblaganje olovnog cilindra.

Detektovana linija na 803.3 keV posledica je velike osetljivosti spektrometra (dovoljno niskog fona kontinuma u toj oblasti spektra) pre nego prisustva velikog fluksa neutrona, kao i velike blizine olova, jer linije od neutrona na germanijumu nisu detektovane. Za bliske linije iz torijumove i uranijumove serije, na 583.2 i 609.2 keV, za koje je efikasnost detekcije približno jednaka, obično se kaže da reprezentuju odnos obilnosti ovih elemenata u okolnom materijalu, ali je višak u liniji iz Bi-214 moguće objasniti većom koncentracijom radona i eventualnom kontaminacijom površine same olovne zaštite, nadamo se ne i kontaminacije samog detektora.

Ukupan ideo net integrala svih detektibilnih linija u integralnom spektru od 40 do 2700 keV je samo 6.8%, pa je jedan od načina redukcije dominirajućeg kontinuma primena aktivne zaštite. Kako je već opisano veliki scintilator (1m^2) pozicioniran je iznad HPGe detektora, ali na oko 45 cm iznad njegove Pb zaštite zbog neophodnog prostora za manipulaciju sa uzorcima, pa zbog široke distribucije miona opisana geometrija nije zadovoljavajuća. Lako scintilator dominantno služi za monitoring kosmičkog zračenja, u antikoincidentnom režimu koji omogućava oflajn analizu iz FADC dobija se redukcija fona od oko 18%, slika 8.45.

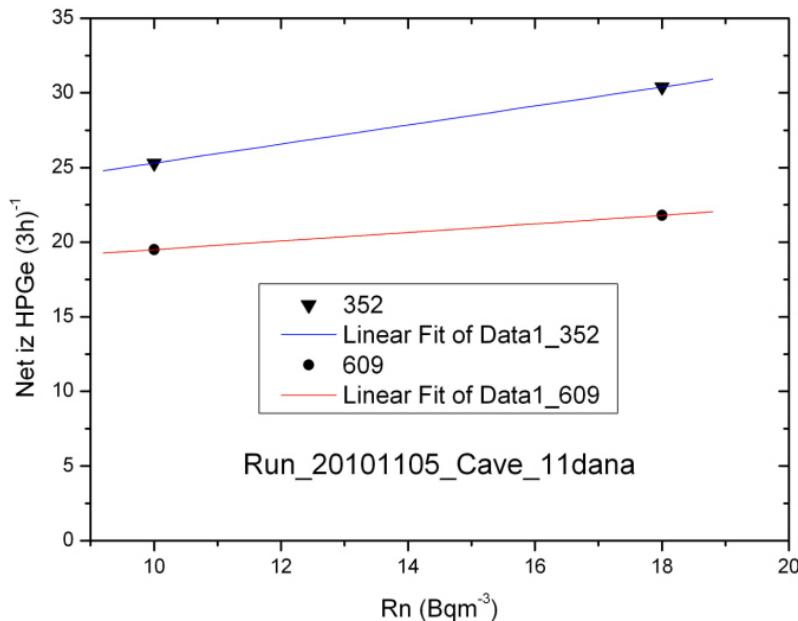


Slika 8. 45. Spektar fona u Pb zaštiti u UL (gore) i deo tog spektra koincidentan sa scintilatorom pozicioniranim iznad HPGe detektora (dole)

Lako je realizovati bolju aktivnu zaštitu spuštanjem scintilatora za oko 30 cm kada bi efekat veta zaštite bio duplo bolji, ali se maksimalna redukcija doprinosa miona može postići tek kada se novim scintilatorima zaštite i bočne strane HPGe detektora.

Preliminarno je analiziran doprinos potomaka radona deponovanih na površine samog detektora i olovne zaštite. Za definisanu geometriju detektor -

olovna zaštita, slika 8. 42, MC simulacija efikasnosti i simultana merenja fona i radona omogućuju da se proceni odnos potomaka radona u vazduhu i na površinama. Uzvodno relativno male aktivnosti radona i potomaka, u dužem merenju fona koristi se procena da u istom periodu dana minimalne i maksimalne vrednosti radona odgovaraju analognim vrednostima potomaka, slika 8. 35. Kako se radonometrom nije moglo meriti unutar komore za uzorke glavna pretpostavka da je aktivnost radona jednaka u komori daje rezultat, slika 8. 46.

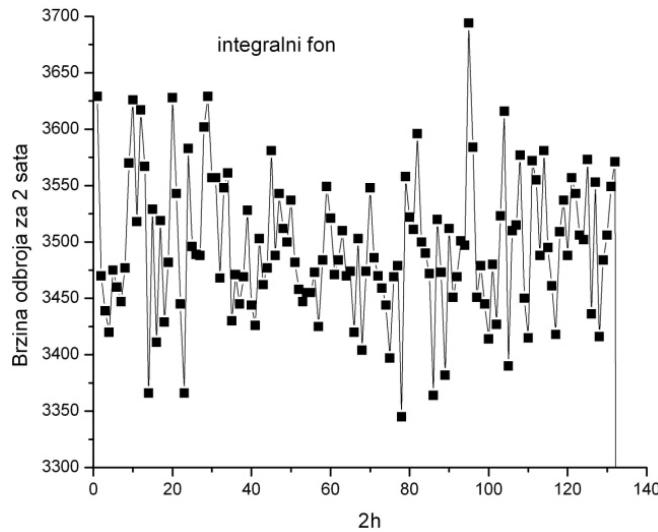


Slika 8. 46. Procena odnosa deponovanih potomaka radona na površinama

Kada se uračunaju efikasnosti detekcije, ekstrapolacijom pravih do preseka sa Y osom, za udeo depozicije dobija se velikih 50% u odnosu na srednju aktivnost za oba potomka. Sa druge strane znajući brzinu ventilacije, slika 6.7, za faktor ravnoteže se može očekivati maksimalna vrednost 0.3. Sledi zaključak da je koncentracija radona u komori bar 4 puta veća nego u vazduhu laboratorijske. Ova procena upućuje na obavezu redovne procedure čišćenja površina detektora i unutrašnjih zidova pasivne zaštite i otvara pitanje moguće kontaminacije olova uranom. Preciznije određivanje faktora F biće moguće merenjem koncentracije radona u samoj komori detektorom Rad7. Prag osjetljivosti spektrometra Rad7 je oko 10 Bqm^{-3} radona pa će primenom standardnih procedura istiskivanja radona (azotom iz Djumarove posude) biti postignuta redukcija radona ispod merljive granice, ali će se na taj način i značaj dnevnih varijacija radona minimizovati. Nakon detaljne analize vremenski stalnih komponenti fona, u okvirima mogućnosti merne tehnike, analizom vremenskih serija nezavisno singl detektora (radonometra, plastičnih scintilatora i HPGe detektora), kao i njihovih koincidencija ostalo je da se proceni koliko realne fluktuacije intenziteta kosmičkog zračenja i koncentracije radona utiču na vremenske fluktuacije fona gama zračenja.

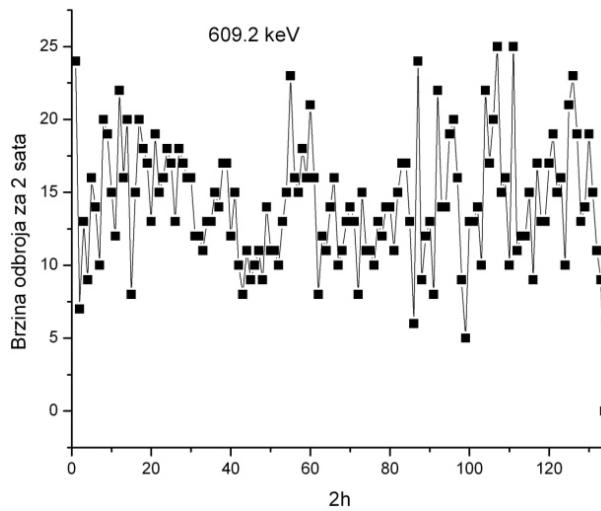
8. 5. 3. Vremenske varijacije fona gama zračenja

Najpre je analizirana fluktuacija fona gama zračenja, integralno za uobičajen interval energija od 40 do 2700 keV i za karakteristične linije u spektru, slika 8. 47. Vremenske serije odgovaraju očekivanom vremenu merenja fona, gde je na X osi navedeno vreme sumiranja pojedinačnih odbroja tj. vremenske rezolucije niza.



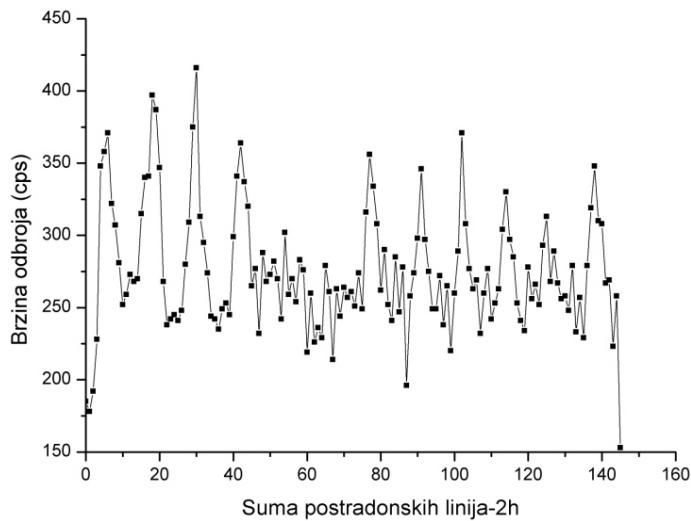
Slika 8. 47. *Fluktuacije integralnog fona u UL*

Za prikazani integralni fon ali i za sve dovoljno intenzivne linije (K-40, Pb-X) može se zaključiti da fluktuiraju statistički. U dugotrajnim merenjima malih aktivnosti (NORM) od posebnog interesa su konkretnе oblasti fonskog spektra gde je fluktuacija potencijalno mnogo veća. Slika 8. 48 prikazuje fluktuacije linije od 609.2 keV koja reprezentuje fluktuacije radona i u kojoj se naslućuje dnevna varijacija radona.



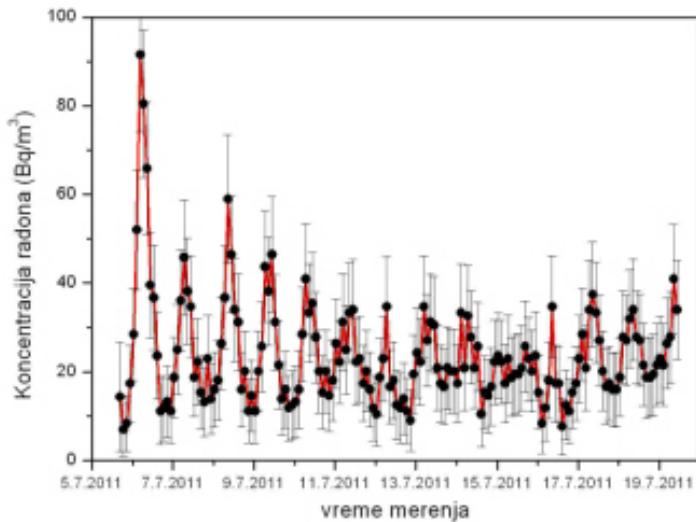
Slika 8. 48. *Fluktuacije intenziteta linije na 609.2 keV u UL*

Dnevna varijacija radona je posebno uočljiva u GLL koja iako klimatizovana nema adekvatan sistem za ventilaciju koji bi smanjio fluktuacije radona, slika 8. 49.



Slika 8. 49. *Fluktuacije sume intenziteta postrandonskih linija u GLL*

Da bi efekat bio očigledniji tokom 2 sata je sumiran intenzitet 5 postrandonskih linija uz napomenu da je HPGe detektor relativne efikasnosti svega 15%. Ovo je dodatno potvrđeno simultanim merenjem fona i radona (Rad7) koje pokazuje očiglednu korelaciju, slika 8. 50.

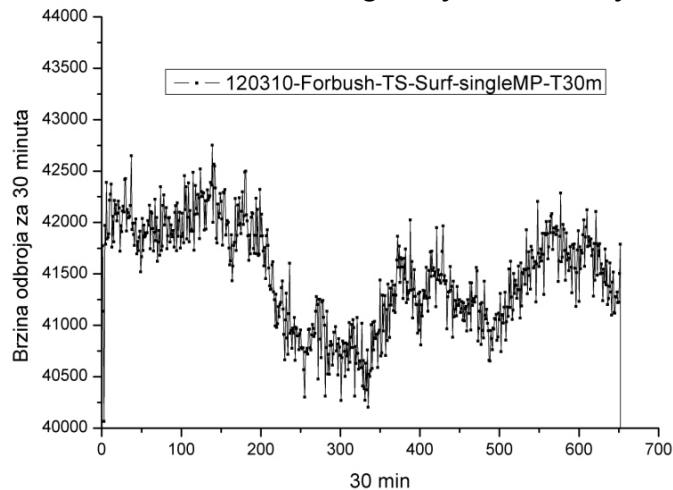


Slika 8. 50. *Fluktuacije radona u GLL*

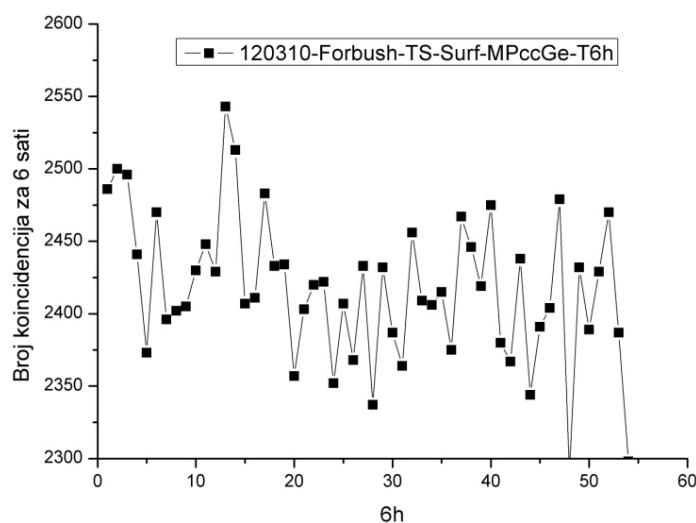
Na osnovu dosadašnje analize stabilnosti fona usled dnevne varijacije radona u podzemnoj laboratoriji može se zaključiti da je zadovoljavajući. Detaljnija analiza pokazaće da li su promene radona i postrandonskih linija u fazi posebno kada se precizno izdvoji uticaj radonovih potomaka. Ovo će imati presudnu ulogu pre

pokušaja da se fluktuacije radona u UL dodatno smanje naprednjim sistemom ventiliranja koji bi u povratnoj sprezi imao informaciju o trenutnoj koncentraciji radona i saglasno njoj menjao brzinu izmene vazduha.

Slično analizi uticaja varijacije radona na fon gama zračenja, do kvalitetnije informacije u simultatnim merenjima kosmičkog zračenja i fona gama zračenja došlo se u nadzemnoj laboratoriji. U tu svrhu je nad manjim HPGe detektorom u olovnoj zaštiti namešten mali plastični scintilator i posebno su analizirani aperiodični događaji (Forbušov efekat) zbog veće amplitude varijacije kosmičkog zračenja. U martu 2010. godine registrovan je Forbušov efekat sa amplitudom oko 3 puta manjom od efekta iz oktobra 2003. godine predstavljenog na slikama 8. 21 i 8. 22. Slike 8. 51 i 8. 52 redom prikazuju ovaj efekat snimljen malim plastičnim scintilatorom odnosno vremensku seriju broja koincidencija malog plastika i integralnog fona HPGe detektora u GLL. Korelacija anihilacione linije u koincidenciji sa mionskim detektorma zbog manje statistike nije očigledna.

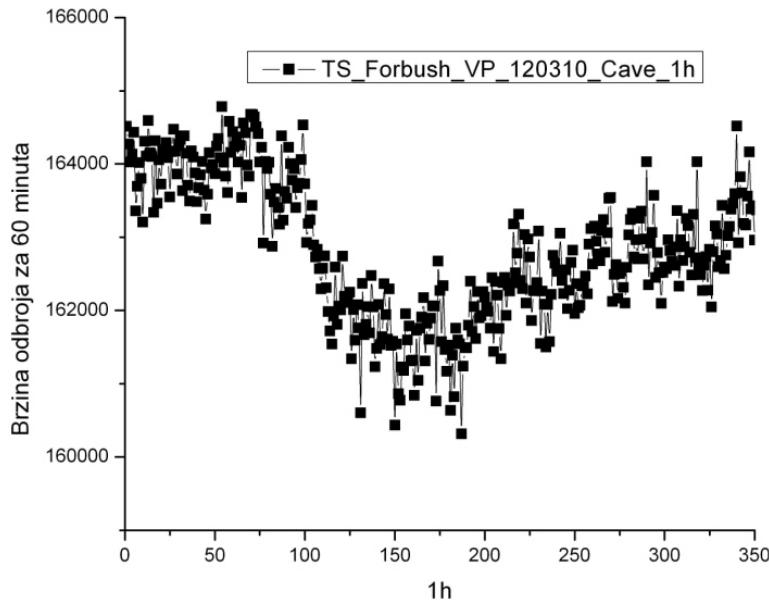


Slika 8. 51. *Forbušov efekat u GLL viđen malim plastičnim scintilatorom*



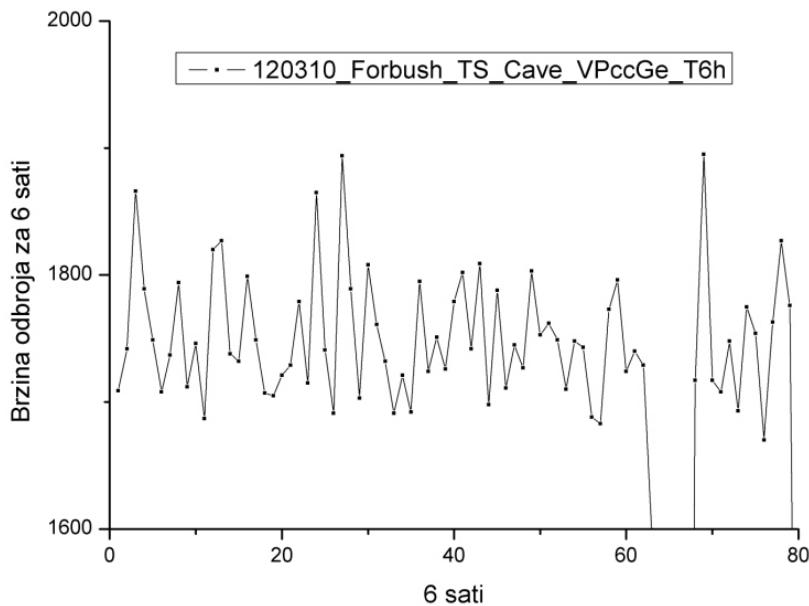
Slika 8. 52. *Forbušov efekat u GLL u koincidencijama malog plastika i HPGe detektora*

Na posletku ono što nas najviše zanima je isti efekat u podzemnoj laboratoriji koji je dovoljno jasno registrovan velikim plastičnim scintilatorom, slika 8. 53.



Slika 8. 53. *Forbušov efekat u UL viđen velikim plastičnim scintilatorom*

Ali je u koincidencijama velikog plastika sa HPGe detektorom potpuno odsutan, slika 8. 54. Ovaj rezultat iako baziran na primeru relativno slabog Forbušovog efekta dokazuje da je lokacija podzemne laboratorije dovoljno dobro izolovana kada je reč o uticaju intenzivnih varijacija kosmičkog zračenja na fon germanijumskih detektora.



Slika 8. 54. *Forbušov efekat u UL u koincidencijama velikog plastika i HPGe*

Kako je početna ideja rada na disertaciji bila analiza maksimalnog uticaja vremenskih varijacija fluksa kosmičkog zračenja i radona na fon gama zračenja, u praksi nisu preduzete uobičajene mere dodatne redukcije fona. Potpunija analiza uticaja radona uslediće finijom analizom detektorom Rad7, sukcesivnim promenama režima potiskivanja radona u komori za uzorke, i eventualno unapređenjem ventilacionog sistema. Redukcija fona koji potiče od miona podrazumeva projektovanje optimalne aktivne vete zaštite plastičnim scintilatorima koji bi istovremeno služili monitoringu kosmičkog zračenja. Tada će se dodatnom redukcijom fona stvoriti uslovi za smanjenje veličine MDA na primeru praktičnih merenja malih aktivnosti, kao karakteristike niskofonskog HPGe detektorskog sistema podzemne laboratorije.

Prve procene veličine MDA objavljene su u referenci [8R34], a njeno smanjenje u odnosu na površinske laboratorije (INN Vinča) objašnjava se manjim uticajem miona. Za vreme merenja od 100 000 sekundi na primeru cilindričnog uzorka slabo RA vode dobijene su vrednosti za MDA usrednjene po energiji reda 100 mBqkg^{-1} .

Uporedo sa planiranim hardverskim metodama redukcije fona od velikog značaja je precizna procena doprinosa pojedinih komponenti fona primenom softverskih alata, ispred svih Geant simulacija, [8R35]. "Dekompozicija" fona je preduslov adekvatnoj primeni dodatnih mera redukcije fona. Kao najnaprednija tehnika smanjenja Komptonovog kontinuma danas se koristi tehnika diskriminacije signala po obliku, [8R36], što je velika prednost digitalne spektroskopije.

9. ZAKLJUČAK

Potpuni smisao konstituisanja kompleksa Niskofonske laboratorije za nuklearnu fiziku Instituta za fiziku u Beogradu, koji je započeo izgradnjom podzemne laboratorije 1997. godine je na vidiku. U najskorije vreme realno je očekivati da se ona legitimiše kao referentna laboratorijska merenja malih nivoa radioaktivnosti što pre svega podrazumeva stečeno iskustvo u merenjima svih relevantnih komponenti fona gama zračenja.

Deo tog iskustva predstavljen je u ovoj disertaciji u kojoj je akcenat stavljen na empirijsku analizu vremenski promenljivih komponenti fona gama zračenja, varijacije fluksa kosmičkog zračenja i promene koncentracije radioaktivnog gasa radona.

Postignuti nivo fona gama zračenja u najvećoj meri zavisi od kvaliteta samog germanijumskog detektora kojim se fon meri, ali se najveća osetljivost uvek postiže u dugotrajnim merenjima kada, iako niske po vrednostima, vremenski promenljive komponente utiču na varijaciju fona.

Specijalno razvijenim sistemom za monitoring kosmičkog zračenja istovremeno u podzemnoj i nadzemnoj laboratorijskoj izmeren je apsolutni intenzitet miona koji dominiraju u ukupnom fluksu kosmičkog zračenja. Površinski fluks miona redukuje se saglasno efektivnoj ekvivalentnoj dubini podzemne laboratorije od 25 m.w.e do izmerene vrednosti od $4.5(2) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Njegova vrednost periodično varira u vremenu sa periodama koje se identifikuju tokom dugotrajnih merenja. Najznačajnije su jednodnevna koja je posledica rotacije Zemlje i 27-dnevna koja prati rotaciju Sunca, sa amplitudama oko 1%. Dokazano je i postojanje sezonske varijacije dnevnih varijacija fluksa kosmičkih miona sa maksimumom u julu mesecu. U aperiodičnim efektima Sunčeve modulacije, koji su registrovani plastičnim scintilatorima, izmerena je amplituda minimuma varijacije od 4.3% u podzemnoj laboratorijskoj izmernici.

Praćenje varijacije koncentracije radona započeto još pre izgradnje podzemne laboratorije, za primenu je imalo nekoliko metoda i tehnika. Glavni rezultati potvrđuju značaj ugrađenog ventilacionog sistema i dokazuju da je srednja vrednost koncentracije radona u podzemnoj laboratorijskoj izmernici $13(4) \text{ Bqm}^{-3}$. Analizom vremenskih serija, kao i u slučaju kosmičkog zračenja, izmereni su efekti varijacije radona. Ponovo dominira perioda od jednog dana, a detektovana je i sezonska varijacija i obe prenose uticaj atmosferskih promena preko izmerenih varijacija temperature i vlažnosti vazduha, na koncentraciju radona u podzemnoj laboratorijskoj izmernici.

Analiziran je i fon gama zračenja upotrebom nekoliko različitih HPGe detektora u obe laboratorijske izmernice. Konstatovana je specifična aktivnost olova 210 u pasivnoj olovnoj zaštiti podzemnog HPGe detektora od $30(10) \text{ Bqkg}^{-1}$. Procenjen je doprinos fonu radonovih potomaka, detaljno prikazan karakterističan fonski spektar i izvršena je procena redukcije fona od strane kosmičkog zračenja primjenjom kvazi veta zaštitom. Opisani eksperimentalni aranžman poslužio je za detaljnu analizu vremenske fluktuacije fona gama zračenja, posebno analizirajući koincidentne spektre HPGe detektora i detektora kosmičkog zračenja odnosno HPGe detektora i radonometra.

Na osnovu dosadašnjih iskustava može se zaključiti zadovoljavajuća stabilnost fona gama zračenja u podzemnoj laboratoriji. Dodatne analize uticaja radona na fon unutar komore za uzorke uslediće nakon preciznijih merenja koncentracije radona u komori simultano sa meteorološkim parametrima nabavkom spektrometra za radon Rad7. To će predhoditi primeni rutinskih tehničkih rešenja u cilju dodatne redukcije radona iz neposredne okoline HPGe detektora. Planirana je i analiza ugaone distribucije miona u obe laboratorije upotrebom mionskog teleskopa koja će doprineti optimalnoj projekciji potpune aktivne veto zaštite podzemnog HPGe detektora, a koja će zajedno sa ostalim metodama redukcije fona i uz razvoj nove tehnike diskriminisanja signala po obliku, redukovati integralnu brzinu brojanja fona za ceo red veličine.

Rezultati koji se respektivno tiču merenja kosmičkog zračenja i radona, prikazani u ovoj disertaciji, publikovani su u međunarodnim časopisima *International Journal of Modern Physics A* 29 (2005) 6953 i *Radiation Measurements* 44 (2009) 1009.

10. REFERENCE

1. UVOD i MOTIVACIJA

- [1R1] I. V. Aničin (neobjavljen broj SFIN-a)
- [1R2] CMS Collaboration, V. Khachatryan *et al.*, *Phys. Lett. B* 692/2 (2010) 83
- [1R3] A. Bettini, Underground laboratories in Europe, TAUP Sep. 5-9 (2003)
- [1R4] S. Szpak, *et al.*, *Phys. Lett. A* 210 (1996) 382
- [1R5] A. Mann, *Nature*, vol. 471 (2011) 433
- [1R6] Radomir Banjanac, *Optimizacija karakteristika niskofonske podzemne laboratorije*, magistarski rad, Fizički fakultet Beograd, (2000)

2. TEORIJSKI ASPEKTI INTERAKCIJE ZRAČENJA SA MATERIJOM

- [2R1] K. Nakamura *et al.*, JPG 37, 075021 (2010) (<http://pdg.lbl.gov>)
- [2R2] Jovan M. Puzović, *Doprinos kosmičkog zračenja fonskom spektru u visoko-rezolucionoj gama spektrometriji*, doktorska disertacija, Fizički fakultet Beograd, (1998)
- [2R3] H. Bethe, *Ann. d. Phys.* 5 (1935) 325
- [2R4] H. Bethe, *Zs. Phys.* 76 (1932) 293
- [2R5] F. Bloch, *Zs. Phys.* 81 (1933) 363
- [2R6] Dejan Joković, *Spektar gubitaka energije miona iz kosmičkog zračenja u plastičnim scintilacionim detektorima*, magistarski rad, Fizički fakultet Beograd, (2006)
- [2R7] S. Hayakawa, Cosmic ray physics: Nuclear and astrophysical aspects, John Wiley & sons, (1969)
- [2R8] H. Bethe, W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. A* 146 (1934) 83
- [2R9] P. Dirac, *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 26 (1930) 361
- [2R10] S. Tavernier, Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2010)
- [2R11] M. Rosenbluth, *Phys. Rev.* 79 (1950) 615
- [2R12] W. Heitler, *Quantum Theory of Radiation*, Oxford (1954)
- [2R13] R. Evans, The Atomic Nucleus, McGraw Hill (1955)
- [2R14] C. Grupen, B. Shwartz, Particle detectors, Cambridge University Press, (2008)
- [2R15] G. Heusser, Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. A 369 (1996) 539
- [2R16] P. Povinec, P. Vojtyla i J. Comanducci, Analysis of environmental radionuclides (edited by P. Povinec), Monte Carlo simulation of background characteristics of gamma-ray spectrometers - comparison with experiment, Elsevier (2008) 163
- [2R17] T. Suzuki *et al.*, *Phys. Rev. C* 35 (1987) 2212
- [2R18] W. Schröder *et al.*, *Z. Phys.* 268 (1974) 57
- [2R19] Nikola Jovančević, *Analiza neutronima generisane aktivnosti u niskofonskim gama spektrometarskim sistemima*, doktorska disertacija, PMF Novi Sad, (2010)
- [2R20] Y. Wang *et al.*, *Physical Review D*, 64 (2001) 013012

- [2R21] J. Carmona *et al.*, *Astroparticle Physics* 21 (2004) 523
- [2R22] P. Reuss, Neutron physics, EDP sciences, (2008)

3. KARAKTERISTIKE NISKOFONSKE GAMA SPEKTROMETRIJE

- [3R1] G. Gilmore, Practical gamma-ray spectrometry, John Wiley & Sons, (2008)
- [3R2] <http://www.originlab.com/www/products/GraphGallery.aspx?GID=7>
- [3R3] <http://www.canberra.com/products/438244.asp>
- [3R4] H. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 522 (2004) 371
- [3R5] I. V. Aničin, Nuklearna fizika, skripta, Fizički fakultet Beograd, 1995/96
- [3R6] Goran Manić, *Granice detektovanja radioaktivnosti u uzorcima iz životne sredine*, magistarska teza, Fizički fakultet Beograd, (2005)
- [3R7] L. Currie, *Analytical Chem.* 40 (1968) 586
- [3R8] International Organization for Standardization (ISO), ISO 11843, p1, ISO, Geneva, Switzerland, (1997); ISO 11929, p1-2, ISO, Geneva, Switzerland, (2000); ISO 11929:2010, ISO, Geneva, Switzerland, (2010)
http://www.iso.org/iso/iso_catalogue/catalogue_tc/catalogue_detail.htm?c_snumber=43810
- [3R9] D. Strom, J. MacLellan, *Health Phys.* 81 (2001) 27
- [3R10] L. Geer, *Appl. Radiat. Isot.* 61 (2-3) (2004) 151
- [3R11] I. V. Aničin, C. Yup, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 259 (1987) 525

4. FON GERMANIJUMSKIH DETEKTORA GAMA ZRAČENJA

- [4R1] P. Laoiza *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. A* 634 (2011) 64
- [4R2] R. Keyser, S. Wagner, Using the IEC standard to describe low-background detectors-what may one expect?
<http://www.eggortec.com/papers/reprints.html>
- [4R3] J. Slivka, I. Bikit, M. Vesković, LJ. Čonkić, Gama spektrometrija - specijalne metode i primene, Univerzitet u Novom Sadu, PMF Novi Sad, (2000)
- [4R4] G. Knoll, Radiation detection and measurement, John Wiley & Sons, (1989)
- [4R5] G. Gilmore, J. Hemingway, Practical gamma-ray spectrometry, John Wiley & Sons, (1995)
- [4R6] P. Smith, J. Lewin, Dark matter detection, *Phys. Rep.* 187 (1990) 203
- [4R7] G. Heusser, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 45 (1995) 543
- [4R8] EG&G Ortec, Information about Photon Detectors,
A6. LOW-BACKGROUND Germanium Gamma-Ray detectors,
<http://www.eggortec.com>
- [4R9] Ortec, Low-Background Germanium Gamma-Ray Detectors,
www.ortec-online.com
- [4R10] G. Heusser, Proceedings of 3rd International Summer School on Low-Level Measurements of Radioactivity in the Environment: Techniques and Applications, Huelva, Spain (1993), World Scientific, Singapore, (1994)

- [4R11] R. Brodzinski *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 292 (1990) 337
- [4R12] J. Barton, *Nucl. Instr. and Meth. A* 354 (1995) 530
- [4R13] Low Level Gamma Spectroscopy, Canberra Reference 2, Canberra Nuclear (1992), USA
- [4R14] S. Durrani, R. Ilić, Radon measurements by etched track detectors: applications in radiation protection, earth sciences and the environment, World Scientific, (1997)
- [4R15] P. Shetty, Y. Narayana, Journal of Environ. Radiat. 101 (2010) 1043
- [4R16] I. Bikit *et al.*, *Journal of Environ. Radioact.* 78 (2005) 11
- [4R17] M. Krmar *et al.*, Zbornik radova sa 20. simpozijuma Jugoslovenskog društva za zaštitu od zračenja, Tara (1999) 87
- [4R18] Predlog pravilnika o granicama sadržaja radionuklida u vodi za piće, životnim namirnicama, stočnoj hrani, lekovima, predmetima opšte upotrebe, građevinskom materijalu i drugoj robi koja se stavlja u promet, Agencija za zaštitu od ionizujućih zračenja i nuklearnu sigurnost Republike Srbije, www. srbatom. org. rs
- [4R19] I. Bikit *et al.*, Niskošumna zaštita za poluprovodnički gama spektrometar, XXVIII Jugoslovenska konferencija ETAN VI 51 (1984)
- [4R20] Canberra, Ultra low-background detector systems, Application note, Canberra Industries, CAN 0012 8/1995
- [4R21] G. Heusser, *Nucl. Instr. and Meth. B* 83 (1993) 223
- [4R22] F. Danevich *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. A 603 (2009) 328
- [4R23] J. Seagusa *et al.*, Appl. Radiat. Isot. 61 (2004) 1383
- [4R24] Dušan Mrđa, *Analiza metoda redukcije fona germanijumskih spektrometara*, doktorska disertacija, PMF Novi Sad, (2007)
- [4R25] N. Hussain *et al.*, Appl. Radiat. Isot. 47 (1996) 473
- [4R26] T. Pilleyre *et al.*, Radiat. Meas. 41 (2006) 323
- [4R27] Saïdou *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. A*, 578 (2007) 515
- [4R28] M. Korun, B. Vodenik, Appl. Radiat. Isot. 67 (2009) 762
- [4R29] G. Heusser, *Nucl. Instr. and Meth. B* 17 (1986) 418
- [4R30] K. Debertin, R. Helmer, Gamma- and X-ray spectrometry with semiconductor detectors, North-Holland, Amsterdam, (1988)
- [4R31] R. Lindstrom *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 299 (1990) 425
- [4R32] R. Núñez, A. Virtó, Appl. Radiat. Isot. 47 9/10 (1996) 1011

5. VREMENSKI PROMENLJIVE KOMPONENTE FONA - KOSMIČKO ZRAČENJE

- [5R1] P. Belli *et al.*, *Nuovo Cimento* 101 A 6 (1989)
- [5R2] A. Rindi *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 272 (1988) 871
- [5R3] J. Abdurashitov *et al.*, *physics/0001007* 4 Jan 2000
- [5R4] G. Škoro *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 316 (1992) 333
- [5R5] R. Wordel *et al.*, Study of neutron and muon background in low-level germanium gamma-ray spectrometry, IRMM (1993)
- [5R6] J. Puzović, I. V. Aničin, SFIN A2 (1998) 1
- [5R7] I. Bikit *et al.*, *Appl. Radiat. Isot.* Vol. 46, No. 6/7, (1995) 455

- [5R8] P. Vojtyla, *Nucl. Instr. and Meth. B* 100 (1995) 87
- [5R9] A. Weissenberg, Muons, North-Holland, Amsterdam, (1967)
- [5R10] A. Da Silva *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 354 (1995) 553
- [5R11] P. Theodorsson, G. Heusser, *Nucl. Instr. and Meth. B* 53 (1991) 97
- [5R12] G. Müller *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 295 (1990) 133
- [5R13] R. Tykva, D. Berg, Man-made and Natural Radioactivity in Environmental Pollution and Radiochronology, London, Kluwer Academic Publishers, (2004), 1402018606
- [5R14] R. Wordel *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* 369 (1996) 557
- [5R15] T. Gaisser, Cosmic rays and Particle Physics, Cambridge, Cambridge Univ. Press, (1990), 0521326672
- [5R16] K. Mursula, I. Usoskin, Heliospheric Physics and Cosmic Rays, University of Oulu, 2003
- [5R17] P. Grieder, Cosmic rays at Earth, Elsevier, 2001
- [5R18] C. Costa, *Astropart. Phys.* 16 (2001) 193
- [5R19] A. Wolfendale, Cosmic rays, Charles Birchall and sons, Liverpool and London, 1963
- [5R20] A. Chilingarian *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. A*, 543 (2005) 483
- [5R21] I. Brancus *et al.*, *Balk. Phys. Lett.* 4 (1996) 54
- [5R22] B. Rossi, Rev. of Mod. Phys. Vol. 20 Num. 3 (1948) 537
- [5R23] J. Kempa, A. Krawczynska, *Nucl. Phys. B* 151 (2006) 299
- [5R24] M. Ambrosio *et al.*, *Phys. Rev. D* Vol. 52, Num. 7 (1995) 3793
- [5R25] D. Perkins, *Nucl. Phys.* B399 (1993) 3
- [5R26] M. Motoki *et al.*, *Astropart. Phys.* 19 (2003) 113
- [5R27] A. Sandström, Cosmic ray physics, North Holland, Amsterdam, 1965
- [5R28] L. Dorman, Cosmic rays: Variations and space explorations, North Holland, Amsterdam, 1974
- [5R29] H. Elliot, Progress in Cosmic ray physics, Ed. J. Wilson, North Holland, Amsterdam, 1952
- [5R30] G. Škoro *et al.*, *Publ. obs. Astron. Belgrade* 44 (1993) 99
- [5R31] R. Clay *et al.*, A cosmic-ray muon detector for astronomy teaching, Electronic Publ. of the Astronomical Society of Australia 17 (2000) 171.

6. VREMENSKI PROMENLJIVE KOMPONENTE FONA - RADON

- [6R1] G. Heusser, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* 58 (1991) 79
- [6R2] Sofija Forkapić, Optimizacija metoda merenja koncentracije aktivnosti radona u vodi, vazduhu i zemljištu, magistarski rad, PMF Novi Sad, (2006)
- [6R3] Aleksandar Radukin Kosanović, *Merenje koficijenta difuzije radona kroz građevinske materijale*, diplomski rad, PMF Novi Sad (2008)
- [6R4] P. Bossew, *Appl. Radiat. Isot.* 62 (2005) 635
- [6R5] V. Guiseppe *et al.*, A Radon Progeny Deposition Model, arXiv: 01.0126v [nucl-ex] 30 Dec 2010

- [6R6] A. Bassignani *et al.*, *Radiat. Meas.* 25 (1995) 557
- [6R7] E. Elmaghraby, Y. Lotfy, *Appl. Radiat. Isot.* 67/1 (2009) 208
- [6R8] T. Kuo, *et al.*, *Radiat. Meas.* 44/3 (2009) 295
- [6R9] H. Zafir *et al.*, *Radiat. Meas.* 44/2 (2009) 193
- [6R10] V. Uđovičić, I. Aničin, A. Dragić, R. Banjanac, D. Joković, J. Puzović,
Merenje koncentracije aktivnosti radona kao metoda za predviđanje
zemljotresa? *Zbornik radova sa XXV Simpozijuma Društva za zaštitu od
zračenja Srbije i Crne Gore*, (2009) 94
- [6R11] T. Tsvetkova *et al.*, *Radiat. Meas.*, 33 (2001) 1
- [6R12] R. Viñas *et al.*, *Radiat. Meas.*, 42 (2007) 101
- [6R13] S. Forkapić *et al.*, *Zbornik radova sa XXVI Simpozijuma Društva za
zaštitu od zračenja Srbije i Crne Gore*, (2011) 178
- [6R14] J. Kiko, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 460 (2001) 272
- [6R15] M. Wójcik i G. Zuzel, A novel low background cryogenic detector for Rn-
222 in gas, 2nd Topical Workshop in Low Radioactivity Techniques,
2006, Aussois, France
- [6R16] M. Nemoto *et al.*, *Radioisotopes*, 46 (1997) 710
- [6R17] A. Nachab and NEMO Collaboration, Radon reduction facilities and
Radon measurements at the Modane Underground Laboratory, 2nd
Topical Workshop in Low RA Techniques, 2006, Aussois, France
- [6R18] M. Wójcik, G. Zuzel, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 539 (2005)
427
- [6R19] G. Heusser *et al.*, *Appl. Radiat. Isot.* 52 (2000) 691
- [6R20] W. Rau, G. Heusser, *Appl. Radiat. Isot.* 53 (2000) 371
- [6R21] H. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*
511 (2003) 335

7. OPTIMIZACIJA NISKOFONSKIH USLOVA MERENJA FONA GAMMA ZRAČENJA

- [7R1] A. Ahmed *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 610 (2009) 718
- [7R2] Guide "How to choose the right photon detector for your application"
www.ortec-online.com
- [7R3] R. Keyser, *et al.*, "Advances in HPGe Detectors for Real-World
Applications," ORTEC 1999
- [7R4] D. Vesić, I. Aničin, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 276 (1989) 216
- [7R5] D. Vesić *et al.*, *Appl. Radiat. Isot.* 50 (1999) 999
- [7R6] I. Bikit, M. Vesović, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 243 (1986) 227
- [7R7] L. Moens *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* 187 (1981) 451
- [7R8] M. Vargas *et al.*, *Appl. Radiat. Isot.* 57 (2002) 893
- [7R9] Z. Alfassi, N. Lavi, *Appl. Radiat. Isot.* 63 (2005) 87
- [7R10] D. Maletić, R. Banjanac, A. Dragić, D. Joković, V. Uđovičić, J. Puzović,
Semiempirijska simulacija prirodnog fona sendvič detektora, *Zbornik
radova sa XXVI Simpozijuma Društva za zaštitu od zračenja Srbije i
Crne Gore*, (2011) 328
- [7R11] M. Hult *et al.*, *Appl. Radiat. Isot.* 66 (2008) 829

- [7R12] T. Twomey, R. Keyser, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 339 (1994) 78
- [7R13] M. L'Annunziata, Handbook of Radioactivity Analysis, Elsevier, (2003)
- [7R14] I. Bikit, J. Slivka, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 260 (1987) 550
- [7R15] I. Abt *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 570 (2007) 479
- [7R16] D. Arnold *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 536 (2005) 196
- [7R17] R. Keyser *et al.*, *Radioact. Radiochem.* 1 (1990) 47

8. KARAKTERISTIKE FONA NISKOFONSKE PODZEMNE LABORATORIJE U INSTITUTU ZA FIZIKU

- [8R1] R. Antanasijević, I. Milošević, *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* 17 (1990) 79
- [8R2] G. Jonsson, Radon measurements by Etched track detectors, Applications in Radiation Protection, Earth Sciences and the Environment, World Scientific, Singapore, (1997) 157
- [8R3] D. Mihajlović-Matić, Zemunski lesni plato, Matica Srpska, Novi Sad (1953)
- [8R4] R. Antanasijević, I. Aničin, I. Bikit, R. Banjanac, A. Dragić, D. Joksimović, Đ. Krmpotić, V. Uđovičić, J. Vuković, Radon measurements during the building of a low-level laboratory, *Radiat. Meas.* 31 (1999) 371
- [8R5] A. Bassignani *et al.*, *Radiat. Meas.* 28, (1997) 609
- [8R6] G. Škoro *et al.*, *Appl. Radiat. Isot.* 46, No 6/7 (1995) 481
- [8R7] J. Puzović, A. Dragić, V. Uđovičić, D. Joković, R. Banjanac, I. Aničin, Analysis of continuous cosmic ray measurements in Belgrade Proceedings of 28th International Cosmic Ray Conference (ICRC) 1199-1202, Tsukuba, Japan, (2003).
- [8R8] I. Braun *et al.*, Proceedings of 29 ICRC, vol. 2, Pune, India, 2005, p. 135
- [8R9] T. Hebbeker, C. Timmermans, *Astropart. Phys.* 18 (2002) 107
- [8R10] A. Dragić, D. Joković, R. Banjanac, V. Uđovičić, B. Panić, J. Puzović, I. Aničin, Measurement of cosmic ray muon flux in the Belgrade ground level and underground laboratories, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 591 (2008) 470-475
- [8R11] O. Allkofer, University of Kiel, Internal Report, 1965
- [8R12] J. Kremer, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 4241
- [8R13] M. Motoki, *et al.*, *Astropart. Phys.* 19 (2003) 113
- [8R14] A. Barbouti, B. Rastin, *J. Phys. G* 9 (1983) 1577
- [8R15] J. Puzović, A. Dragić, V. Uđovičić, D. Joković, R. Banjanac, I. Aničin, Analysis of continuous cosmic ray measurements in Belgrade, Proceedings of 5th General Conference of the Balkan Physical Union 93-96, Vrnjačka Banja, Serbia, (2003).
- [8R16] Press W.H. et al. 1995, Numerical recipes
- [8R17] N. Lomb, *Ap. Space Sci.* 39 (1976) 447
- [8R18] J. Scargle, *Astrophys. J.* 263 (1982) 835

- [8R19] D. Roberts *et al.*, *Astrophys. J.* 93 (1987) 968
- [8R20] A. Dragić, R. Banjanac, V. Uđovičić, D. Joković, I. Aničin, J. Puzović, Comparative Study of Power Spectra of Ground and Shallow Underground Muon Data, *Int. J. of Mod. Phys. A* 29 (2005) 6953
- [8R21] Y. Lou *et al.*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 345 (2003) 809
- [8R22] I. Vince *et al.*, *19th SPIG, Contributed papers*, (1998) 667
- [8R23] A. Dragić, R. Banjanac, V. Uđovičić, D. Joković, I. Aničin, J. Puzović, Seasonal variations of diurnal variations of CR muon flux, Proceedings of the 31st ICRC, Poland, Lodz, 2009
- [8R24] M. Pomerantz, S. Duggal, *Space Sci. Rev.* 12 (1971) 75
- [8R25] H. Elliot, D. Dolbear, *Directional Measurements of the Diurnal Variation of Cosmic-Ray Intensity*, Proc. Phys. Soc. A 63 (1950) 137
- [8R26] R. Banjanac, I. Bikit, B. Grabež, A. Dragić, D. Joković, D. Joksimović, V. Uđovičić, I. Aničin, Monitoring koncentracije radona u niskofonskoj laboratoriji u Zemunu, *Zbornik radova sa Kongresa fizičara Srbije i Crne Gore*, (2004) 5-53
- [8R27] V. Uđovičić, I. Aničin, D. Joković, A. Dragić, R. Banjanac, B. Grabež, N. Veselinović, Radon Time Series Analysis in the Underground Low-Level Laboratory in Belgrade, Serbia, *Radiat. Prot. Dos.* 145 (2-3) (2011) 155
- [8R28] S. Barbosa *et al.*, *Geophys. J. Int.* 182 (2010) 829
- [8R29] V. Choubey, *et al.*, *App. Radiat. and Isot.* 69(7) (2011) 1070
- [8R30] V. Uđovičić, B. Grabež, A. Dragić, R. Banjanac, D. Joković, B. Panić, D. Joksimović, J. Puzović, I. Aničin, Radon problem in an underground low-level laboratory, *Radiat. Meas.* 44 (2009) 1009
- [8R31] P. Kolarž, *et al.*, *App. Radiat. and Iso.* 67(11) (2009) 2062
- [8R32] R. Banjanac, A. Dragić, D. Joković, D. Todorović, V. Uđovičić, I. Aničin, Spektrometrija gama emitera uzoraka iz životne sredine - uporedna merenja u različitim laboratorijama, *Zbornik radova sa Kongresa fizičara Srbije i Crne Gore*, (2004) 5-49
- [8R33] D. Joković, R. Banjanac, V. Uđovičić, A. Dragić, D. Maletić, N. Veselinović, I. Aničin, Monte Karlo simulacija apsolutne efikasnosti detekcije linije od 46.5 keV za određivanje koncentracije Pb-210 u postojećoj olovnoj zaštiti HPGe detektora, *Zbornik radova sa XXVI Simpozijuma Društva za zaštitu od zračenja Srbije i Crne Gore*, (2011) 311
- [8R34] I. Vukanac, M. Đurašević, A. Kandić, V. Uđovičić, R. Banjanac, Prednosti merenja uzoraka niskih aktivnosti u niskofonskoj laboratoriji, *Zbornik radova sa XXV Simpozijuma Društva za zaštitu od zračenja Srbije i Crne Gore*, (2009) 61
- [8R35] M. Haffke *et al.*, arXiv: 1101.5298v3 [astro-ph.IM] 16 Apr 2011
- [8R36] R. González de Orduña, *et al.*, JRC Scientific and Technical Reports, reqno_jrc60405_internal_report_psa_v7_final_3_.pdf