



УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ  
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



**Никола Јованчевић**

# **Анализа неутронима генерисане активности у нискофонским гама спектроскопским системима**

---

**-докторска дисертација-**

**Нови Сад, 2010. године**

# Садржај

Предговор .....	5
Увод .....	6
<b>Глава I</b>	
<b>Нискофонски спектроскопски системи са германијумским детекторима .....</b>	<b>9</b>
1.1. Типови германијумских детектора .....	11
1.2. Извори фона у нискофонским гама спектроскопским мерењима .....	14
1.2.1. Фон од радионуклида из окружења детекторског система .....	15
1.2.2. Компонента фона продукована интеракцијама космичког зрачења .....	17
1.2.2.1. Примарно космичко зрачење .....	17
1.2.2.2. Секундарно космичко зрачење .....	23
1.2.2.3. Продукција радионуклида интеракцијама космичког зрачења .....	27
1.2.2.4. Допринос космичких протона и честица електромагнетних каскада фонском гама зрачењу .....	29
1.2.2.5. Флукс космичких миона .....	30
1.2.2.5.1. Генерисање фона у гама спектроскопским мерењима мионским интеракцијама .....	35
1.2.3. Радиоактивност материјала детекторских система .....	39
1.3. Нискофонски гама спектроскопски системи .....	41
<b>Глава II</b>	
<b>Присуство неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима .....</b>	<b>47</b>
2.1. Неутрони настали услед активности радионуклида из окружења детекторског система .....	48
2.2. Неутрони генерисани космичким зрачењем .....	50
2.2.1. Неутрони у флукусу секундарног космичког зрачења у атмосфери .....	50
2.2.2. Генерисање неутрона мионским захватом .....	51
2.2.3. Генерисање неутрона високих енергија .....	59
<b>Глава III</b>	
<b>Неутронски процеси .....</b>	<b>65</b>
3.1. Неутронске реакције .....	66
3.1.1. Захват неутрона .....	66
3.1.2. Расејање неутрона .....	67
3.1.2.1. Еластично расејање неутрона .....	67
3.1.2.2. Нееластично расејање неутрона .....	68
3.1.3. Спонтана и индукована фисија .....	69
3.1.4. Резонантни процеси .....	70
3.1.5. Ефикасни пресеци за неутронске реакције у различитим опсезима енергије неутрона .....	72
3.2. Одређивање флукса неутрона у модераторској средини .....	74
3.3. Компонента фона у $\gamma$ -спектроскопским мерењима генерисана неутронским интеракцијама .....	78
3.4. Детекција неутрона .....	82

## Глава IV

<b>Нискофонска мерења гама активности генерисане неутронима</b> .....	84
4.1. Експериментални рад.....	85
4.1.1. Детекторски системи .....	85
4.1.1.1. Германијумски спектроскопски систем са оловном заштитом .....	86
4.1.1.2. Германијумски спектроскопски систем са гвозденом заштитом .....	88
4.1.2. Опис мерења.....	90
4.1.2.1. Мерења гама активности индуковане неутронима помоћу HPGe детектора са гвозденом заштитом .....	90
4.1.2.2. Мерење гама активности генерисане неутронима помоћу HPGe детектора са оловном заштитом .....	92
4.1.2.3. Мерења гама активности генерисане неутронима са извором неутрона $^{252}\text{Cf}$ .....	94
4.1.3. Одређивање ефикасности детекторских система .....	96
4.1.3.1. Одређивање ефикасности HPGe детектора у гвозденој заштити .....	97
4.1.3.2. Одређивање ефикасности HPGe детектора у оловној заштити .....	100
4.2. Резултати и дискусија .....	103
4.2.1. Детектовани интензитети (n, $\gamma$ ) гама линија изомерних стања изотопа германијума .....	104
4.2.1.1. Одређивање вредности активности изотопа германијума генерисане захватом неутрона .....	113
4.2.2. Детектовани интензитети промтних гама линија германијума емитованих након захвата неутрона .....	114
4.2.3. Одређивање вредности флукса термалних неутрона .....	118
4.2.3.1. Одређивање флукса термалних неутрона коришћењем реакције $\text{Ge}(n,\gamma)$ .....	118
4.2.3.2. Одређивање флукса термалних неутрона коришћењем реакције $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ .....	120
4.2.3.2.1. Детектовани интензитети гама линија водоника након захвата неутрона .....	120
4.2.3.2.2. Израчунавање флукса термалних неутрона коришћењем детектованих интензитета гама линије водоника енергије од 2223 keV .....	122
4.2.3.3. Одређивање флукса термалних неутрона коришћењем реакције $\text{In}(n,\gamma)$ .....	123
4.2.3.4. Анализа одређивања флукса термалних неутрона.....	124
4.2.4. Поређење детектованих интензитета гама линија германијума енергија од 139.9 keV и 595.8 keV .....	126
4.2.5. Детектовани интензитети (n,n') гама линија изотопа германијума .....	130
4.2.6. Детектовани интензитети (n,n') гама линија изотопа олова.....	133
4.2.7. Утицај различитих материјала пакованих у Маринели геометрију на интензитете гама линија насталих реакцијом $\text{Pb}(n,n')$ .....	139
4.2.8. Одређивање флукса брзих неутрона .....	141
4.2.8.1. Одређивање флукса брзих неутрона коришћењем реакције $\text{Ge}(n, n'\gamma)$ .....	141

4.2.8.2. Одређивање флукса брзих неутрона коришћењем реакције Pb(n, n'γ).....	143
4.2.8.3. Анализа одређивања флукса брзих неутрона.....	146
4.2.9. Интеракције неутрона са бакром.....	148
4.2.10. Интеракције неутрона са јодом и натријумом.....	152
4.2.11. Детектовано гама зрачење након расејања космичких неутрона на језгрима изотопа гвожђа <sup>56</sup> Fe .....	155
4.2.12. Резултати мерења са извором неутрона <sup>252</sup> Cf.....	158
4.2.13. Поређење релативних интензитета гама линија изотопа <sup>56</sup> Fe генерисаних нееластичним расејањем неутрона.....	162
4.2.14. Процена утицаја реакције <sup>56</sup> Fe(μ,ν) <sup>56</sup> Mn на интензитете детектованих гама линија изотопа гвожђа <sup>56</sup> Fe .....	167
<b>Закључак .....</b>	<b>170</b>
<b>Литература .....</b>	<b>176</b>
<b>Кратка биографија .....</b>	<b>182</b>
<b>Кључна документацијска информација.....</b>	<b>183</b>

## **Предговор**

Актуелност истраживања ретких нуклеарних процеса наметнула је потребу за развојем нискофонске гама спектроскопије што је подстакло и истраживања која су представљена у оквиру ове докторске дисертације. Овај рад представља део сталних истраживања у Лабораторији за гама спектроскопију, Катедри за нуклеарну физику, Депртмана за физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду.

Велику захвалност дугујем свим запосленим на Катедри за нуклеарну физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду који су ми помогли приликом израде ове докторске дисертације.

У Новом Саду, децембар 2010.

Никола Јованчевић

## Увод

Гама спектроскопски системи високе резолуције који се заснивају на употреби HPGe детектора нашли су широку примену у физици елементарних честица, нуклеарној физици, астрофизици, заштити животне средине и другим научним дисциплинама. Развој неакцелераторске нуклеарне и честичне физике и повећан интерес за детекцију ретких нуклеарних догађаја довели су до потребе за тачним и прецизним мерењима ниских гама активности (1 и 2). Главни проблем који се при томе јавља јесте редукација фонског зрачења. Фонско зрачење је потребно свести на најнижу могућу меру како би се могли детектовати догађаји који су од интереса у датом мерењу. То је довело до развоја нискофонских гама спектроскопских система и интензивног изучавања процеса који могу генерисати фонско зрачење. Редукација и анализа фона често представља једини начин за побољшање прага детекције ниских активности која потиче ретких нуклеарних догађаја (3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 и 10).

Једна од главних компонента фонског зрачења у гама спектроскопским мерењима представљају процеси генерисани интеракцијама неутрона. Неутрони су неизбежно присутни у гама спектроскопским системима. Потичу од природне радиоактивности радионуклида из окружења детекторског система и од космичког зрачења (11, 12 и 13). Гама активност може бити генерисана неутронским интеракцијама са материјалима детекторских система и она доприноси одброју фона (11). Због тога је анализа неутронима генерисане гама активности изузетно битна у нискофонским гама спектроскопским мерењима.

Изучавање компоненте фона продукване неутронима је посебно важно у експериментима који имају за циљ детекцију распада протона, тамне материје, неутринских осцилација и двоструког бета распада. Без редукације фона који потиче од неутрона фактички није могућа детекција ових процеса. Један од тренутно највећих проблема у физици је трагање за честицама које сачињавају тамну материју у свемиру. Покушаји детекције WIMP-ова (Weakly Interacting Massive Particle, слабо интерагујуће масивне честице), можда и главних кандидата за конституенте тамне материје, обављају се мерењем узмака језгара до којег би дошло након расејања ових честица у самом детектору (14). Неутрони присутни у детекторском систему нееластичним расејањем могу продукovati исте сигнале који би се очекивали и од интеракција WIMP-ова. Један од главних нерешених проблема у физици елементарних честица је утврђивање масе неутрина. Одређивање масе неутрина врши се изучавањем неутринских осцилација и двоструког бета распада. Једна од техника детекције двоструког бета распада је мерење гама активности потомака језгра који су подложни двоструком бета распаду. Овако продуквана активност је веома ниска и захтева дуготрајна нискофонска мерења. При томе се

јавља проблем да се гама фотони истих енергија могу емитовати и двоструким бета распадом и захватом и расејањем неутрона (15). Проблеми везани за детекцију двоструког бета распада изотопа  $^{76}\text{Ge}$  који се истовремено користи и као извор зрачења (путем двоструког бета распада) и као детектор (HPGe) објављени су у студији (16). Детекција неутрина у експериментима који се баве неутронским осцилацијама се заснива на детекцији неутрона продукованих интеракцијом неутрина са протонима. Међутим, присуство неутрона који не потичу из овог процеса у детекторском систему омета овакав начин детекције неутрина. Лабораторије које се баве пручавањем неутринских осцилације наводе да у њиховим експериментима најважнији извор фона представљају догађаји генерисани интеракцијама неутрона (17, 18 и 19).

Проучавање гама активности генерисане неутронима у нискофонским гама спектроскопским системима није битно само за смањивање нивоа одброја фона приликом детекције ретких нуклеарних догађаја. Прикупљање података о захвату и расејању неутрона је важно за астрофизичку имплементацију. Могуће објашњење хемијског састава планета и ван земаљског материјала анализом гама спектра емитованих са површина планета захтева познавање карактеристика гама зрачења емитованих из стабилних језгара након њихове побуде у реакцијама изазваним неутронима (20, 21 и 22).

Значај догађаја генерисаних неутронима у нискофонским гама спектроскопским мерењима подстакао је да се у овом раду изврши детаљна студија гама активности генерисане неутронима у нискофонским гама спектроскопским системима. Анализа неутронима генерисане активности обухватила је прво преглед до сада објављених научних радова из ове области са посебним освртом на актуелна истраживања, након чега је извршено планирање експерименталног рада који је требао да одговори на отворена питања везана за интеракције неутрона са материјалима нискофонским гама спектроскопским системима. Потребно је било утврдити порекло процеса у којима се неутронима генерише гама активност, као и њен ниво. Посебан проблем при сузбијању неутронске компоненте фона представља одређивање присутног флукса неутрона у нискофонским гама детекторским системима чему је у овом раду посвећена посебна пажња. Експериментални рад који се заснивао на дуготрајним нискофонским мерењима спроведен је у Лабораторији за гама спектроскопију, Департамента за физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду. На основу података из извршеног експерименталног рада добијени су закључци о продукцији гама активности интеракцијама неутрона са материјалима присутним у конструкцији коришћених детекторских система.

Резултати обављених истраживања су овде представљени тако да овај рад поред увода и закључка има четири поглавља са следећим насловима:

- 1) Нискофонски спектроскопски системи са германијумским детекторима;
- 2) Присуство неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима;
- 3) Неутронски процеси;
- 4) Нискофонска мерења гама активности генерисане неутронима.

У првом поглављу представљене су основе нискофонске гама спектроскопије. Такође, дат је преглед проблема који се јављају при нискофонским гама спектроскопским мерењима. Објашњен је начини конструкције нискофонских гама детекторских система и порекло главних компонената фона.

Друго поглавље даје преглед до сада објављених студија о пореклу неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима. Посебна пажња је посвећена генерисању неутрона мионским интеракцијама јер су оне главни извор неутрона у

детекторским системима коришћеним у овом раду и у подземним лабораторијама (23).

Механизми одвијања реакција у којима могу учествовати неутрони објашњени су у трећем поглављу. У трећој глави су приказани и начини на који неутрони могу генерисати фонско зрачење и методе реукције неутронима индуковане компоненте фона. Дат је и преглед могућих техника детекције неутрона.

Четврто поглавље објашњава обављени експериментални рад и приказује добијене резултате. Последње поглавље подељено је на две целине: експериментални рад, резултати и дискусија. Овде презентовани резултати су објављени у научним радовима (24, 25, 26, 27, 28, 29, 167 и 174).



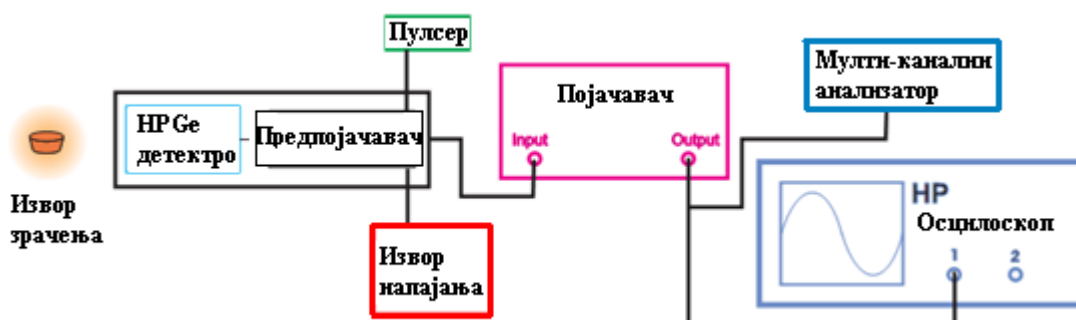
### Нискофонски спектроскопски системи са германијумским детекторима

Полупроводнички детекторски системи су једна од најважнијих врста детектора који се користе у нискофонским гама спектроскопским мерењима. Истраживања везана за коришћење кристалних полупроводничких детектора почела су 1930тих година да би се први комерцијални полупроводнички детектори појавили 1960тих година. Полупроводнички детектори због својих добрих карактеристика нашли су велику примену у различитим мерењима у физици елементарних честица и нуклеарној физици. Ови детектори су постали најзначајнији детектори у гама спектроскопији и представљају основу нискофонских гама детекторских система (30).

Функционисање полупроводничких детектора базира се на коришћењу полупроводничких кристалних материјала, углавном силицијума и германијума. Принцип рада ових детектора се заснива на томе да јонизујуће зрачење приликом проласка кроз полупроводничке материјале формира парове електрон-шупљина. Овако настала наелектрисања се применом спољашњег електричног поља сакупљају на одговарајућим електродама. Конверзија сакупљеног наелектрисања у напонски сигнал чији је интензитет пропорционалан депонованој енергији се врши помоћу предпојачавача. Типичан полупроводнички детекторски систем се састоји од детектора (нпр. HPGe детектора), извора високог напона, предпојачавача, аналогно-дигиталног претварача и мултиканалног анализатора (Слика 1.1. (31)). Све ове компоненте могу имати различите карактеристике у зависности од потреба конкретних мерења (32).

Енергија потребна за формирање пара електрон-шупљина је око 10 пута мања од енергије потребне за јонизацију гаса. То је предност полупроводничких детектора у односу на гасне детекторе. За Si на собној температури енергија потребна за стварање пара електрон-шупљина је 3.62 eV а на температури од 77K је 3.81 eV, за Ge на температури од 77K је 2.96 eV. Ови детектори због тога имају много бољу енергетску резолуцију од гасних и сцинтилационих детектора (NaI

детектори). На пример, енергетска резолуција NaI детектора за енергију од 1.33 MeV је 8% док је резолуција HPGe детектора 0.15 %. Пошто полупроводнички детектори имају велику густину, њихова зауставна моћ је већа од гасних детектора, а због компактног облика (запремине) период времена одзива има мале вредности.



Слика 1.1. Компоненте детекторског система са германијумским детектором.

Један од недостатака полупроводничких детектора је тај што захтевају хлађење на ниске температуре пре почетка мерења. Са порастом температуре повећава се број слободних носилаца наелектрисања генерисаних термичким кретањем. Ток овако насталих електрона и шупљина се назива струја цурења и представља електрични шум у напонском сигналу при мерењу јонизујућег зрачења. Најчешће се за хлађење детектора користи течни азот ( $LN_2$ ) којим се обезбеђује хлађење детектора до око  $-200\text{ }^\circ\text{C}$  чиме се постиже инверзна струја цурења у опсегу од  $10^{-9}$  до  $10^{-12}$  А. Један од актуелних проблема у производњи полупроводничких детектора који се покушава решити је проналажење материјала који би могли бити оперативни на собним температурама. Још један од недостатака полупроводничких детектора који им скраћује рок употребе је да су осетљиви на радијациона оштећења.

За детекцију гама зрачења погодније је користити кристал германијума него силицијума због тога што он има много већи атомски број ( $Z_{Si} = 14$ ,  $Z_{Ge} = 32$ ), а ефикасни пресек за фотоелектрични ефекат је 60 пута већи за германијум него за силицијум. Мана германијумског детектора је та што је за разлику од силицијумских, потребно његово хлађење на ниже температуре. Први германијумски детектори су били Ge(Li) детектори (175) код којих је литијум дрифтован у кристал германијума. Међутим, ови детектори се стално морају држати на ниским температурама (и када се не користе за мерења) због велике покретљивости атома литијума дрифтованих у германијуму на вишим температурама. Напретком технологије производње полупроводника појавили су се безпримесни германијумски детектори (HPGe - High Purity Germanium) са концентрацијом нечистоћа мањом од  $10^{10}$  атома/ $\text{cm}^3$ . Ови детектори омогућавају и мерење зрачења са енергијама мањим од 10 keV и нешто су отпорнији на радијациона оштећења од Ge(Li) детектора, а такође није неопходно њихово константно држање на нижим температурама већ само током мерења да би се отклонио фон који потиче од наелектрисања генерисаног термичким кретањем (струја цурења). Данашњи германијумски детектори омогућавају мерења са високом енергетском резолуцијом у опсегу од неколико keV до 10 MeV.

HPGe детектори су своју главну примену нашли у гама спектроскопији. Они представљају најважији део нискофонских гама спектроскопских система који се користе у многим истраживањима као што су експерименти у неакцелераторској физици (детекција ретких нуклеарних процеса). Један од главних проблема који се појавио код ових мерења јесте редукација фона, као и издвајање детектованих процеса који су од интереса од осталих регистрованих догађаја који могу бити генерисани различитим изворима. Фон приликом гама спектроскопских мерења може потицати од природне активности радионуклида из окружења детекторских система, од космичког зрачења, од радиоактивних нечистоћа у самом детектору и електронских сметњи. У овом поглављу биће објашњено порекло фона у нискофонским гама спектроскопским мерењима (присуство неутрона у нискофонским гама детекторских система је посебно описано у галви II). За редукацију фона користе се различити начини заштите. Употребљава се пасивна заштита од олова или гвожђа или се користи активна заштита у антикоинцидентном систему мерења коришћењем више детектора. Такође, се изграђују и подземне лабораторије у којима се знатно редукује ниво фона који потиче од космичког зрачења. Комбиновањем детектора, заштита и електронских компонената добијају се нискофонски гама детекторски системи који се оптимизирају за потребе одређених експеримената (10).

## 1.1. Типови германијумских детектора

Сви типови германијумских детектора у суштини представљају велике инверзно поларизоване диоде. Германијумски кристал може бити p- или n- типа што зависи од врсте примеса атома донора, односно акцептора у кристалу. Да би се германијумска диода повезала са електричним колом које прихвата сигнале од детектора и обрађује их, неопходно је на диоду ставити одговарајуће електричне контакте. Електрични контакти на кристалу могу бити остварени танким слојем дрифтованог литијума који је  $N^+$  контакт или танким слојем јонског имплантата који је  $P^+$  контакт. Дебљине  $N^+$  и  $P^+$  контаката су 0.5 mm и 0.3  $\mu m$  респективно. Зависно од типа полупроводника који се употребљава (p- или n- тип) примењују се и различити контакти. У случају полупроводника p типа употребљава се танак литијумом дрифтован контакт на спољашњој површини кристала и танак јонски имплантски контакт у унутрашњој шупљини кристала која служи за повезивање са електродом, док се за материјале n типа користе обрнути контакти (слика 1.5. и 1.6.).

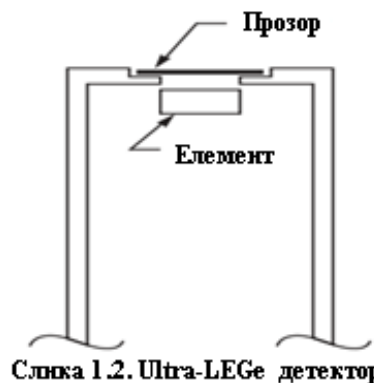
Данас је доступно више типова германијумских детектора од различитих произвођача. У табели 1.1. дат је преглед основних типова ових детектора са њиховим главним карактеристикама од произвођача CANBERRA (у овом тексту ћемо користити класификације германијумских детектора које наводи овај произвођач (33)). Германијумски детектори се могу поделити на детекторе ниских енергија (3-100 keV), n- и p- BEGe детекторе (3 keV - 3 MeV) и n- и p- коаксијалне детекторе (3 keV - 3 MeV). Генерално детектори су оптимизовани за добру осетљивост и резолуцију ниских енергија, добру осетљивост за високе енергије, или се постиже одређени компромис у резолуцији и осетљивости и на високим и на ниским енергијама. За конкретна мерења потребно је изабрати обик и величину детектора која ће дати најповољније резултате.

Табела 1.1.

Типови HPGe детектора и карактеристична спецификација (33).

Тип детектора	Димензије детектора	Опсег енергије	FWHM и FWTM у eV			Релативна ефикасност детектора (1332 keV)	Однос пик/Комптон за 1332 keV
			Енергија (keV)	FWHM	FWTM		
Ниске енергије	20-200mm <sup>2</sup>	14-1000 keV	5.9	145-400		-	-
	5-20mm		1.22	500-700			
LEGe	20-200mm <sup>2</sup>	~3-1000keV	5.9	145-400		-	-
			122	500-700			
BEGe	20-50cm <sup>2</sup> 20-30mm	~3keV- ~3MeV	5.9	350-500		9-50%	35-60
			122	650-750	3400-		
			1332	1700-2200	4520		
Стандардни коаксијалан	20-90mm радијус	~30keV-10MeV	122	750-850	3400-	10->200%	38-80
	20-90mm дужина	~4keV-10MeV	1332	1800-2100	4200		
REGe	20-90mm радијус	~4keV-10MeV	122	750-850		10-100%	38-60
	20-90 дужина		1332	1800-2100	3400-5200		

За мерење веома ниских енергија користи се Ultra-LEGe (Ultra Low Energy Germanium) детектор са добром ефикасношћу и за енергије мање од 3 keV (шематски приказ овог детектора је дат на слици 1.2.). Овај тип детектора је доступан у различитим димензијама са другачијим карактеристикама ефикасности и енергетске резолуције. Резолуција Ultra-LEGe детектора површине 100 mm<sup>2</sup> је мања од 150 eV (FWHM) на енергији од 5.9 keV. Да би се обезбедила искоришћеност овог детектора за мерење зрачења врло ниских енергија, криостат у којем је смештен кристал се производи без прозора или са прозором од полимера који има малу апсорпцију за зрачење веома ниских енергија.



Слика 1.2. Ultra-LEGe детектор

Приликом мерења зрачења ниских енергија користи се и LEGe детектор (Low Energy Germanium Detector, слика 1.3.). Предност LEGe детектора је да се производи са танким предњим контактом, услед чега је капацитет детектора мањи. Како је фон који потиче од предпојачавача завистан од капацитета детектора, на овај начин се смањује електрични фон и обезбеђује боља енергетска резолуција на нижим и средњим енергијама него код било које друге геометрије детектора. Овај детектор се



Слика 1.3. LEGe детектор

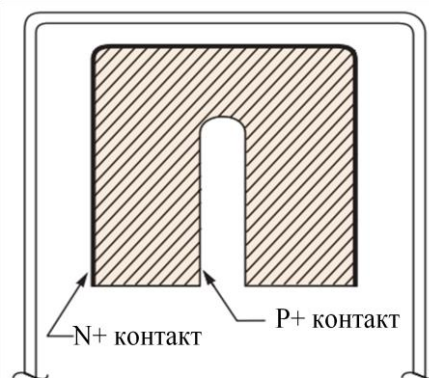
производи са активном површином од  $50 \text{ mm}^2$  до  $38 \text{ mm}^2$  и са дебелинама кристала од 5 до 25 mm. Да би се постигло пуно искоришћење карактеристика LEGe детектора користи се прозор од берилијума, а ако се употребљава за мерење зрачења енергија изнад 30 keV може се производити и са прозором од алуминијума.

Приликом мерења гама зрачења у енергетском опсегу од 3 keV до 3 MeV користе се BEGe детектори (Broad Energy Ge detector, слика 1.4.). Енергетска резолуција BEGe детектора на нижим енергијама је једнака као и LEGe детектора, а на вишим енергијама је упоредива са добрим коаксијалним детекторима. Облик BEGe детектора је такав да обезбеђује оптималну ефикасност за реалне узорке приликом стандардних гама спектроскопских мерења. Овај детектор је много прозачнији за високо енергетске гама фотоне који потичу од природне радиоактивности због чега се приликом мерења помоћу овог детектора појављује мањи одброј фона него код коаксијалних детектора. BEGe детектор се производи са ефективном површином од  $20\text{--}50 \text{ cm}^2$  и са дебелинама од 20 до 30 mm.



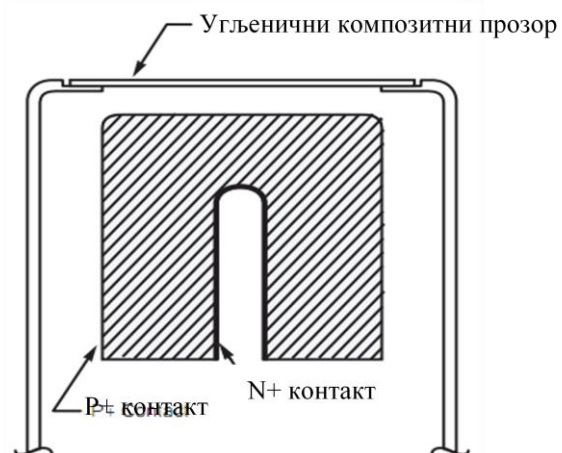
Слика 1.4. BEGe детектор

Детектори који се користе у опсегу енергија гама зрачења од 50 keV до 10 MeV су стандардни коаксијални германијумски детектори који се често називају и Pure Ge, HPGe, Intrinsic Ge или Нурепуре Ge. На слици 1.5. приказана је конфигурација стандардног коаксијалног детектора. HPGe детектори имају одличну резолуцију, дају добар облик детектованих линија и одликују се добром ефикасношћу у широком опсегу енергија. У основи коаксијални детектор је цилиндар германијума са N-типом контакта на површини и P-типом контакта на површини аксијалне шупљине. Постоји неколико типова коаксијалних детектора (REGe, XtRa). Сви коаксијални детектори се производе у различитим димензијама, чиме се одређује и њихова релативна ефикасност (која се добија поређењем ефикасности германијумског детектора са ефикасношћу NaI детектора димензија  $3 \times 3 \text{ inc}$  на енергији од 1332 keV).



Слика 1.5. Коаксијални Ge детектор

Једна од варијанти коаксијалних германијумских детектора је REGe детектор (Reverse-Electrode detector), код којга су електроде инверзно постављене у односу на конвенционалне коаксијалне детекторе (слика 1.6). Електрода P-типа је на спољашњој површини, а N-тип електрода је на унутрашњој површини. Овакав распоред електрода омогућава бољу отпорност

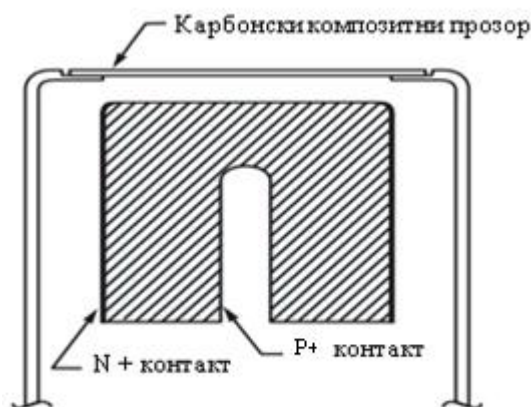


Слика 1.6. REGe детектор

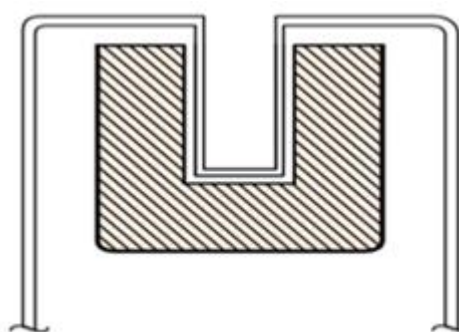
детектора на радијациона оштећења, као и мерења на нижим енергијама (у опсегу од 5 keV до 10 MeV) због мање дебљине неактивног слоја (дебљина јонског импланта р слоја је свега 0.3  $\mu\text{m}$ ). REGe детектори су отпорнији на радијациона оштећења од осталих коаксијалних детектора.

Коаксијални германијумски детектор који је такође осетљив и на зрачење нижих енергија је XtRa детектор (слика 1.7.). Цена овог детектора је много нижа од цене REGe детектора а осетљив је на зрачење са енергијама већим од 3 keV за разлику од стандарних коаксијалних детектора који не детектују зрачење са енергијама мањим од 40 keV. Код овог детектора постоји много тањи прозор тј. много тањи n-тип контакта са предње стране детектора који омогућава детектовање зрачења нижих енергија.

Германијумски детектор са највећом ефикасношћу који се користи за мерење малих узорака је Well детектор (слика 1.8.). Код овог детектора узорак је окружен активном запремином детектора и на овај начин се обезбеђује мерење узорака помоћу детекционе геометрије која је скоро 4 $\pi$ .



Слика 1.7. XtRa Ge детектор



Слика 1.8. Ge Well детектор

## 1.2. Извори фона у нискофонским гама спектроскопским мерењима

Фон предствљају сви детектовани догађаји који нису од интереса у датом мерењу. Смањење фона је често једини начин за побољшање прага детекције приликом различитих мерења у нискофонској гама спектроскопији. Због тога је током обраде снимљених спектра битна анализа којом се фонски догађаји одвајају од оних који су од интереса.

Извори фона у нискофонским гама спектропским мерењима су (2):

- 1) природна радиоактивност од радионуклида из окружења детекторских система;
- 2) активност продукована космичким зрачењем;
- 3) активност од радионуклида садржаних у материјалима самог детекторског система;
- 4) електричне сметње.

Природна радиоактивност из окружења потиче од радиоактивних низова  $^{40}\text{K}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  као и радионуклида антропогеног порекла који су у животну средину доспели употребом нуклеарне технологије. Отклањање ове компоненте фона се постиже постављањем масивних заштита око детектора које апсорбују зрачење из окружења. Космичко зрачење може продуковати мерљиву гама активност интеракцијама честица космичког зрачења са различитим материјалима из

детекторског окружења и самим детектором. Редукција компоненте фона која потиче од космичког зрачења постиже се употребом активних заштита (антикоинцидентна мерења) и изградњом подземних лабораторија. Приликом производње детекторских система мора се водити рачуна о радиочистоћи материјала који се користе.

У овом одељку детаљно је описано порекло сваке од компонената фона у гама спектроскопским мерењима. Посебна пажња је посвећена анализи космичког зрачења јер оно продукује главни део неутрона присутних у детекторском систему који генеришу гама активност интеракцијама са материјалима детекторских система а што је и тема алализе у овом раду. Присуство неутрона у окружењу детекторског система и њихов утицај на фон биће детаљно објашњен у глави II и глави III овог рада.

### 1.2.1. Фон од радионуклида из окружења детекторског система

Радионуклиди у животној средини воде пореко од првобитне природне радиоактивности, космичким зрачењем генерисаних радионуклида и вештачки створених коришћењем нуклеарне технологије.

Првобитна природна радиоактивност потиче од нестабилних језгара елемената који су били присутни приликом формирања планете Земље. Данас су од ових елемената у животној средини присутни једино они који имају велики период полураспада, већи од  $10^8$  година. Од примодијалних елемената најчешће се појављују  $^{40}\text{K}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ . Концентрација ових радионуклида у узорцима стена веома варира и генерално је већа у примарним стенама него у седиментима. Изузеци су шкриљци и фосфатне стене у којима радиоактивност може имати прилично велике вредности. Неки од првобитних радионуклида својим распадом формирају нова радиоактивна језгра. Овако секундарно настала језгра могу се такође даље распадати чиме се формирају сложени радиоактивни низови. У природи постоје три радиоактивна низа који потичу од  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ . Дугоживећи секундарни радионуклиди су  $^{234}\text{U}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{231}\text{Pa}$  и  $^{226}\text{Ra}$ . Сви остали радионуклиди су краткоживећи. Доста присутан радионуклид у природи  $^{40}\text{K}$ , не формира свој радиоактивни низ јер је његов потомак стабилан, а такав је случај и нпр. са  $^{87}\text{Rb}$  и неким другим првобитним радионуклидима. Просечне активности примодијалних радионуклида у континенталном горњем делу Земљине коре су  $850 \text{ Bq kg}^{-1}$  за  $^{40}\text{K}$ ,  $100 \text{ Bq kg}^{-1}$  за  $^{87}\text{Rb}$ ,  $44 \text{ Bq kg}^{-1}$  за  $^{232}\text{Th}$  и  $36 \text{ Bq kg}^{-1}$   $^{238}\text{U}$  (34).

Радионуклид из окружења који захтева посебну пажњу је радон. Он је племенити гас и може се кретати из стена и тла ка површини, јер се тешко хемијски везује, због чега представља битан извор фона у гама спектроскопији јер дифузијом може проћи кроз зидове просторија и заштите и доспети до детектора. Присутни су изотопи радона  $^{222}\text{Rn}$ ,  $^{220}\text{Rn}$  и  $^{119}\text{Rn}$  из низова  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{235}\text{U}$ . У погледу продуковања фона у гама спектроскопским мерењима значајни су потомци радона  $^{222}\text{Rn}$  ( $T_{1/2} = 3.82 \text{ dana}$ ) –  $^{214}\text{Pb}$  и  $^{214}\text{Bi}$  и нешто мање битни потомци  $^{220}\text{Rn}$  ( $T_{1/2} = 55.6 \text{ s}$ ) –  $^{212}\text{Pb}$  (238.6 keV) и  $^{208}\text{Tl}$ . У животном и радном простору концентрација радона може да варира у опсегу  $0.1 - 100 \text{ Bq m}^{-3}$  (35).

Употребом нуклеарне технологије (нуклеарни реактори, акцелератори честица, нуклеарно оружје) генерисани су радионуклиди који доспевају у животну средину и на тај начин могу утицати на ниво фона приликом гама спектроскопских мерења. Најзначајнији од ових радионуклида су релативно дугоживећи  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{90}\text{Sr}$ .

Веће количине  $^{137}\text{Cs}$  су доспеле у животну средину након акцидента у Чернобилју, због чега је приликом конструкције нискофонских гама спектроскопских система потребно проверити да материјали од којих се израђују нису контаминирани са  $^{137}\text{Cs}$ .

Гама радијација од радионуклида из окружења је значајна и потребна је масивна метална заштита за смањење ове компоненте фонског зрачења. На нивоу мора средња вредност флукса зрачења од радионуклида из окружења са енергијама већим од 50 keV на 1m изнад подлоге је 10 фотона/ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . У табели 1.2. дате су енергије и порекло најинтензивнијих гама линија које се стандарно региструју у фонским гама спектрима а потичу од радионуклида из окружења детектора (36).

**Табела 1.2.**

Карактеристичне фонске гама линије које потичу од радионуклида из окружења детекторског система.

Енергија [keV]	Радионуклид
46.5	$^{210}\text{Pb}$
53.2	$^{214}\text{Pb}$
63.3	$^{234}\text{Th}$
92.4	$^{234}\text{Th}(^{235}\text{U})$
143.8	$^{235}\text{U}$
163.1	$^{231}\text{Th}(^{235}\text{U})$
185.7	$^{235}\text{U}$
186.2	$^{226}\text{Ra}$
238.6	$^{212}\text{Pb}(^{232}\text{Th})$
242.0	$^{214}\text{Pb}(^{226}\text{Ra})$
295.2	$^{214}\text{Pb}(^{226}\text{Ra})$
300.1	$^{212}\text{Pb}(^{232}\text{Th})$
338.3	$^{228}\text{Ac}(^{232}\text{Th})$
351.9	$^{214}\text{Pb}(^{226}\text{Ra})$
463.0	$^{228}\text{Ac}(^{232}\text{Th})$
510.8	$^{208}\text{Tl}$ + анихилациона радијација
583.2	$^{208}\text{Tl}(^{232}\text{Th})$
609.3	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
661.7	$^{137}\text{Cs}$
665.5	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
727.3	$^{212}\text{Bi}(^{232}\text{Th})$
768.4	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
785.7	$^{214}\text{Pb}, ^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra}), ^{212}\text{Bi}(^{232}\text{Th})$
806.2	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
860.6	$^{208}\text{Tl}$
911.2	$^{228}\text{Ac}(^{232}\text{Th})$
934.0	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
964	$^{228}\text{Ac}(^{232}\text{Th})$
968	$^{228}\text{Ac}(^{232}\text{Th})$
1001	$^{234\text{m}}\text{Pa}, ^{234}\text{Pa}(^{238}\text{U})$
1120	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
1155	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
1173	$^{60}\text{Co}$
1238	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
1280	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
1332	$^{60}\text{Co}$
1377	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
1385	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$
1401	$^{214}\text{Bi}(^{226}\text{Ra})$

наставак на следећој страни



наставка	Енергија [keV]	Радионуклид
	1460	$^{40}\text{K}$
	1508	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	1538	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	1543	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	1583	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	1660	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	1729	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	1764	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	1847	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	2117	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	2203	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	2447	$^{214}\text{Bi} (^{226}\text{Ra})$
	2614	$^{208}\text{Tl} (^{232}\text{Th})$

## 1.2.2. Компонента фона продукована интеракцијама космичког зрачења

Елиминисање компоненте фона која потиче од космичког зрачења је један од највећих проблема који се јавља приликом разних мерења ниских гама активности са HPGe детекторским системима (као што је објашњено у студијама (8, 10 и 37)), због чега је потребно детаљно познавање карактеристика космичког зрачења и анализа интеракција у којима они могу произвести мерљиву гама активност у нискофонским гама спектроскопским системима. Космичко зрачење може продуковати фон интеракцијом са материјалима из окружења детекторског система и самим детектором, продукцијом радионуклида и генерисањем секундарног зрачења које својим интеракцијама продукује фонско гама зрачење. У овом одељку објашњене су главне карактеристике космичког зрачења и механизми којима оно утиче на фон приликом мерења гама активности. Посебно поглавље је посвећено анализи флукса космичких миона јер су они главни извор неутрона у нискофонским гама спектроскопским мерењима.

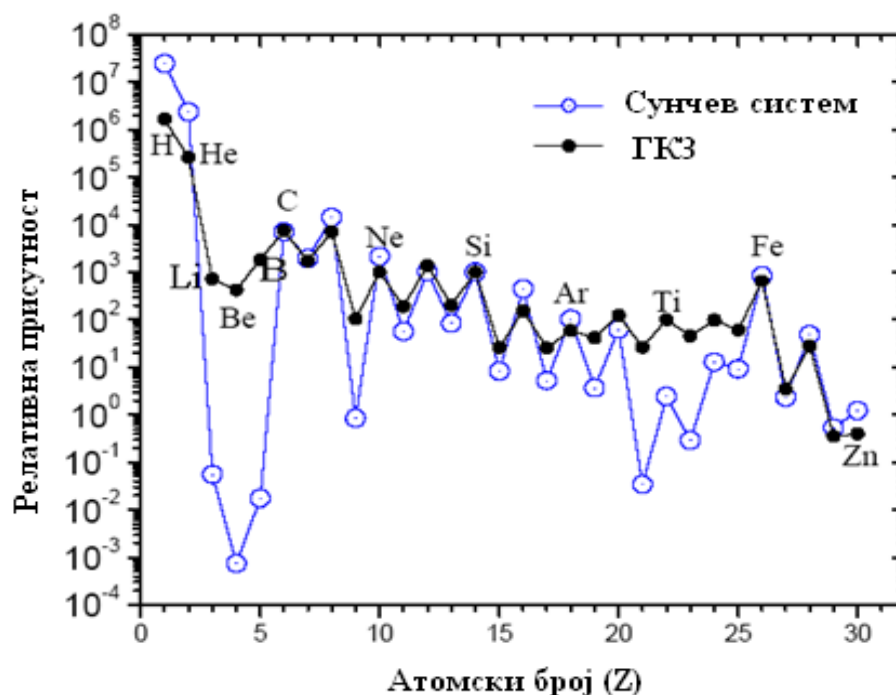
### 1.2.2.1. Примарно космичко зрачење

Под космичким зрачењем се подразумевају стабилне честице и језгра са временом живота већим од  $10^6$  година који из међузвезданог простора стижу до Земљине атмосфере, и честице које се генеришу њиховом интеракцијом са атомима у атмосфери. Просечно око 1000 честица космичког зрачења погоди један квадратни метар Земљине атмосфере сваке секунде. Космичко зрачење које стиже до горње површине Земљине атмосфере састоји се од протона (око 90 %), алфа честица (око 9 %), а остатак чине тежа језгра. Честице космичког зрачења поседују високе енергије. Већина честица космичког зрачења су релативистичке, са енергијама које су упоредиве или веће од њихове масе мировања. Мали део ових честица има ултарелативистичке енергије које достижу  $10^{20}$  eV (13).

Честице космичког зрачења су произведене и убрзане у астрофизичким изворима. Те честице су електрони, протони и језгра хелијума као и угљеник, гвожђе и језгра других елемената која се јављају као продукти нуклеосинтезе у звездама. Интеракцијом ових честица са интерстеларним гасом настају

антипротони и позитрони мада и ове честице могу настати у неким од атрофизичких извора што је предмет савремених истраживања.

Космичко зрачење долази изван Сунчевог система изузев честица које су повезане са Сунчевом активношћу. На слици 1.9. (38) приказана је композиција (релативна присутност елемената) космичког зрачења у поређењу са присуством елемената у Сунчевом систему. Композиција елемената и у космичком зрачењу и у Сунчевом систему указује на парно-непарни ефекат и веће присуство језгра са парним бројем нуклеона што је последица њихове веће стабилности. Слика 1.9. показује две битне разлике у присутности одређених елемената у космичком зрачењу и соларном систему. Прво, језгра са атомским бројем већим од 1 су у односу на протоне много више присутна у космичком зрачењу него у соларном систему. Ова чињеница није у потпуности објашњена али може бити повезана са тим да се водоник релативно тешко јонизује што утиче на процесе његовог убрзавања. Могуће објашњење је да ова разлика потиче од оригиналног састава елемената у извору честица космичког зрачења. Друга битна разлика у присутности елемената у космичком зрачењу и Сунчевом систему састоји се у неколико редова величине већем присуству две групе елемената, једне коју чине Li, Be, и B, и друге у коју спадају Sc, Ti, V, Cr и Mn. Ови елементи се не јављају као продукти нуклеосинтезе у звездама али могу настати у интеракцијама космичког зрачења са интерстеларним гасом, тако да се познавањем ефикасних пресека за спалационе реакције којим ови елементи настају може сазнати више о материји кроз коју пролази космичко зрачење.



Слика 1.9. Композиција елемената галактичког космичког зрачења (ГКЗ) и Сунчевог система.

На простирање космичког зрачења до површине Земље утичу електромагнетна поља Сунца и Земље. Сунце својом активношћу утиче на састав космичког зрачења које долази до Земље. Соларни ветрови, који су генерисани плазмом са Сунца, успоравају и искључују из снопа космичког зрачења наелектрисане честице нижих енергија. Постоји изразита обрнута зависност између

Сунчеве активности (која се састоји од једанаестогодишњег циклуса) и интензитета космичког зрачења са енергијама испод 10 GeV. Честице космичког зрачења нижих енергија подложне су и утицају геомагнетног поља Земље које оне морају прећи да би стигле до атмосфере Земље. Због ових ефеката интензитет свих компонената космичког зрачења зависи од локације на површини Земље и тренутка времена у којем се врши посматрање.

Спектар компонената космичког зрачења се може описати на следеће начине:

- 1) бројем честица по јединици ригидности. При чему се магнетна ригидност дефинише са:

$$R = \frac{pc}{Ze} = r_L B \quad (1.1)$$

- 2) бојем честица по јединици енергије по нуклеону;
- 3) бројем нуклеона по јединици енергије по нуклеону;
- 4) бројем честица по енергији по језгру.

Први начин приказивања спектра компонената честица космичког зрачења је погодан приликом праћења простирања и убрзавања честица космичким магнетним пољима. Позвање броја честица по јединици енергије по нуклеону је битно за анализу интеракција честица космичког зрачења са интерстеларним гасом. Приликом изучавања интеракција честица са атмосфером користи се трећи начин приказивања спектра компонената космичког зрачења. Број честица по енергији по језгру је битан за анализу плускова честица у атмосфери. У табели 1.3. приказана је релативна композиција спектра честица космичког зрачења у односу на број протона и то за сва четири могућа начина представљања. Честице су разврстане према маси на  $p$  (протон),  $\alpha$  (алфа честице),  $C$  (средње масивне честице),  $M$  (масивније честице) и  $BM$  (веома масивне честице).

**Табела 1.3.**

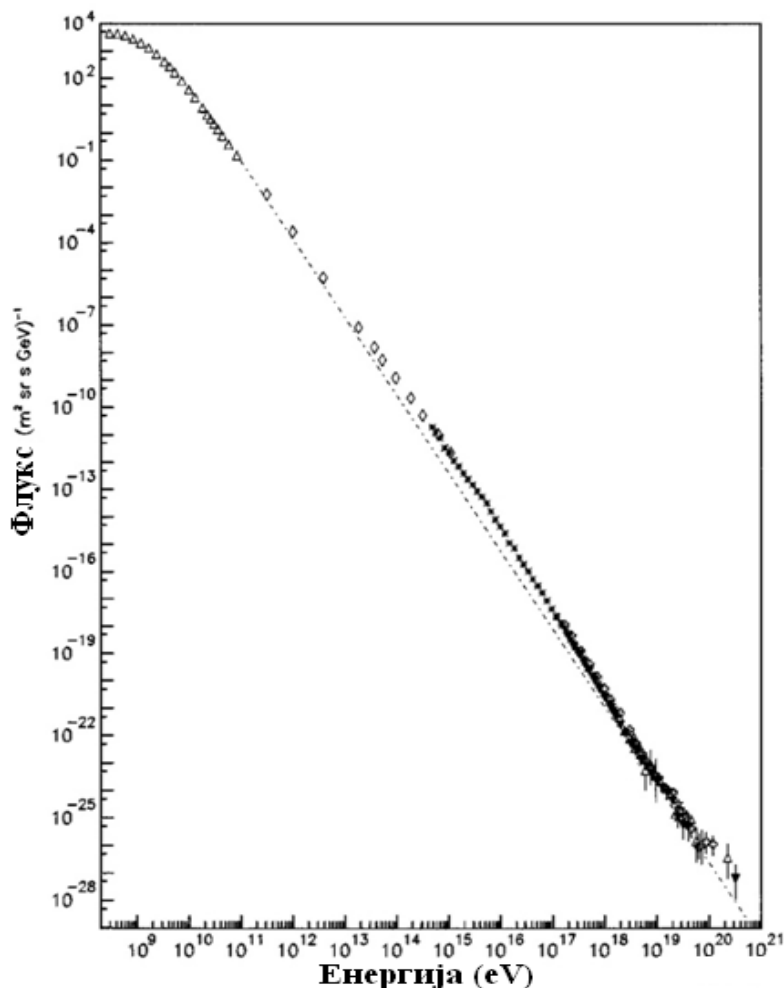
Релативна композиција спектра честица космичког зрачења у односу на број протона (13).

Честице разврстане по маси	A	1. Честице (>E/A)	2. Честице (>P)	3. Нуклеони (>E/A)	4. Честице (>E/језгро)
$p$	1	1	1	1	1
$\alpha$	4	0.036	0.12	0.14	0.38
$C(Z=6-9)$	14	0.0025	0.0083	0.035	0.22
$M(Z=10-20)$	24	0.0007	0.0023	0.017	0.15
$BM(Z=21-30)$	56	0.0004	0.0013	0.022	0.40

Интензитет примарних нуклеона може бити описан инверзном зависношћу од енергије:

$$I_N(E) \approx 1.8E^{-(1+\gamma)} \frac{\text{nukleona}}{cm^2 ssrGeV} \quad (1.2)$$

где је  $\gamma$  интегрални спектрални индекс који приближно има вредност 1.7 за енергије до  $E \sim 10^6 GeV$ , изнад ове енергије спектар опада са  $\gamma \sim 2.0$ . Изглед енергетског спектра космичког зрачења је приказан на слици 1.10. (39).

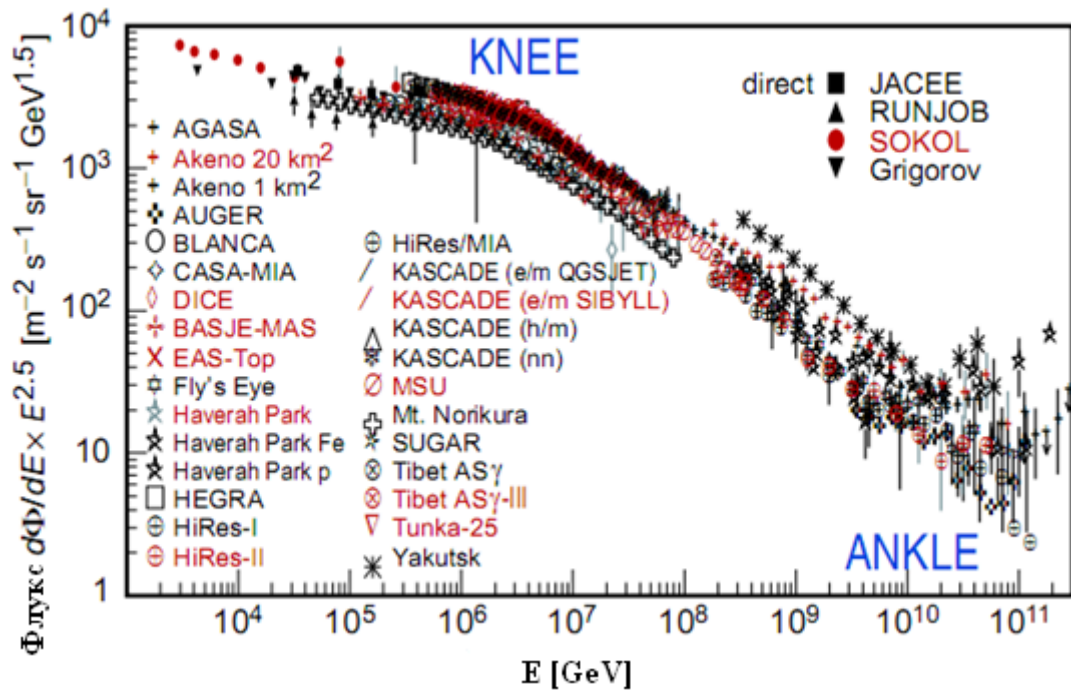


Слика 1.10.

Енергетски спектар космичког зрачења (слика преузета из (39)).

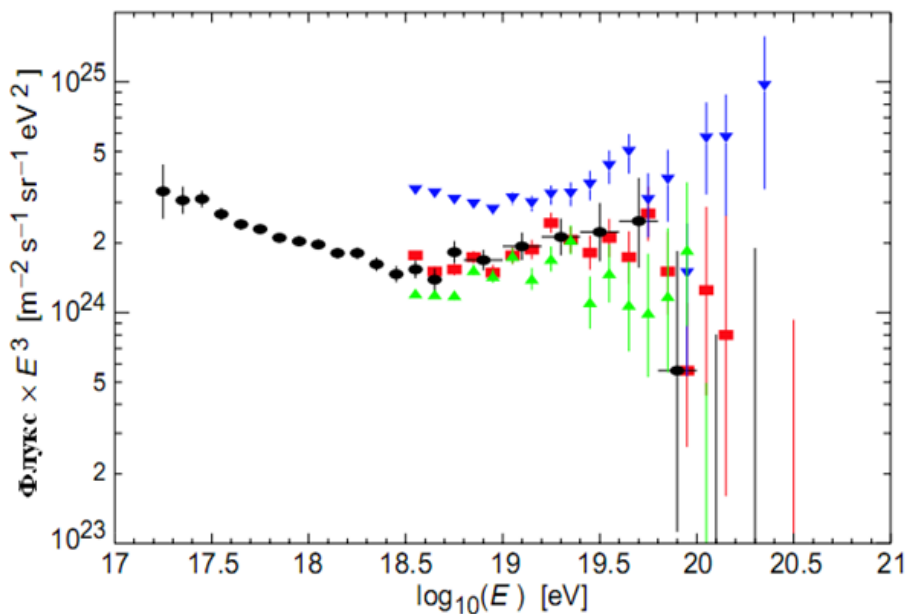
На слици 1.11. је на нешто другачији начин приказан примарни енергетски спектар космичког зрачења свих честица које га сачињавају. Спектар је одређен мерењем плускова честица које је космичко зрачење изазвало у ваздуху помоћу детекторских система који су прилагођени за детекцију различитих честица у широком енергетском опсегу, због чега је неопходно извршити корекције на ефикасности детектора и међусобну калибрацију детектора коришћењем симулација (40 и 41). Спектар на слици 1.11. приказан је тако што је диференцијални енергетски спектар помножен са  $E^{2.5}$  како би се уочиле две нагле стрмине спектра. Прва која је у енергетском региону  $10^{15}$  eV и  $10^{16}$  eV назива се колена (knee). Друга стрмина на спектру која се налази између  $10^{18}$  eV и  $10^{19}$  eV назива се чланак, (ankle), због изгледа као људска нога. Овакав изглед спектра космичког зрачења је предмет интензивних истраживања.

У делу спектра који се назива коленом интегрални спектрални индекс опада са  $\gamma \approx 1.7$  на  $\gamma \approx 2$ . Предпоставља се да је део спектра са енергијама мањим од  $10^{18}$  eV галактичког порекла. Постојање колена у спектру космичког зрачења може бити објашњено чињеницом да неки начини убрзавања честица космичког зрачења могу убрзати честице до одређене максималне енергије. Пример за то су резултати који показују да одређени типови супернова не могу убрзати честице на енергије више од  $10^{15}$  eV.



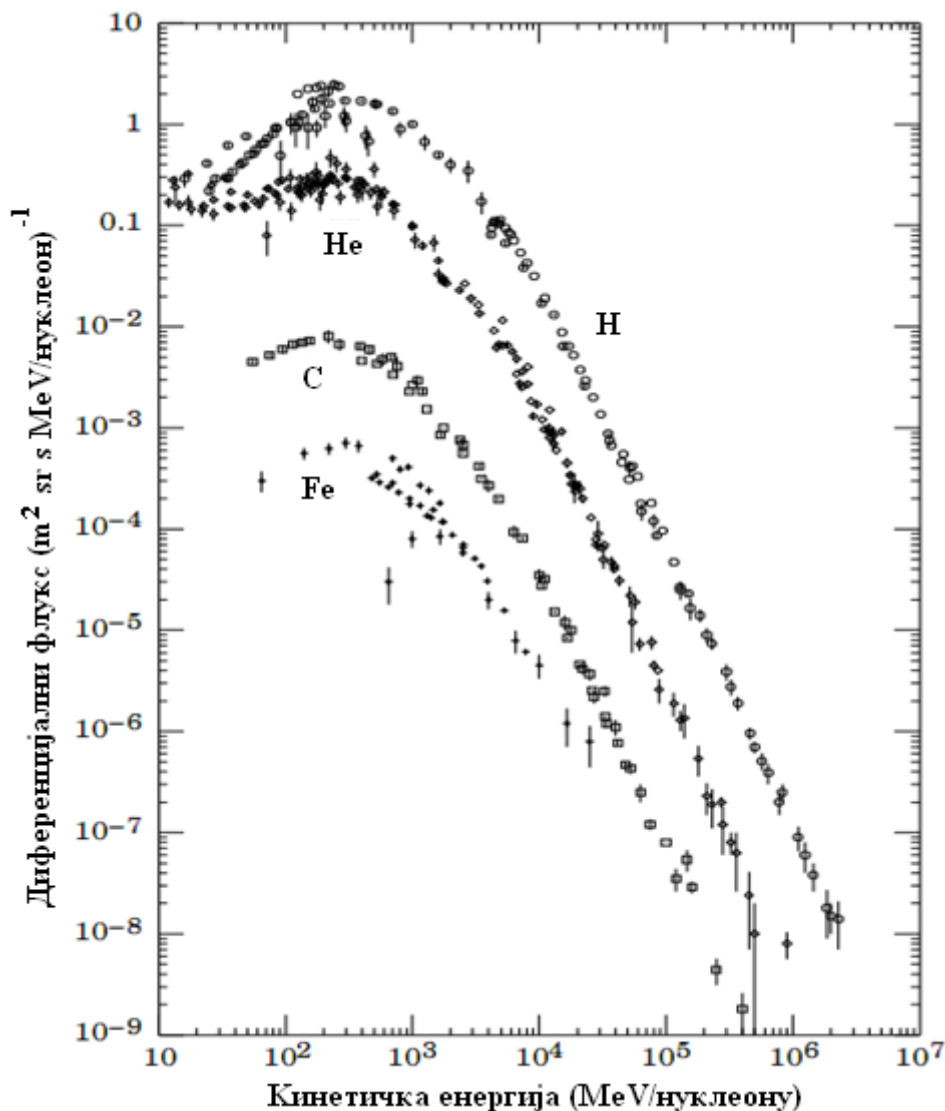
Слика 1.11. Енергетски спектар свих честица космичког зрачења (слика преузета из (42)).

На слици 1.12. представљен је детаљнији приказ енергетског спектра космичког зрачења на највишим енергијама. Део спектра космичког зрачења око чланка може се интерпретирати претпоставком да су честице које чине овај део спектра изван галактичког порекла. Овако космогено настале честице би требало да имају максимум енергије на око  $5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$  због њихове интеракције са микроталасним позадинским зрачењем. Значајно је проучавање неколико догађаја за које се претпоставља да представљају честице са енергијама вишим од  $10^{20} \text{ eV}$  јер имају енергије које су веће од предвиђеног максимума (43 и 44).



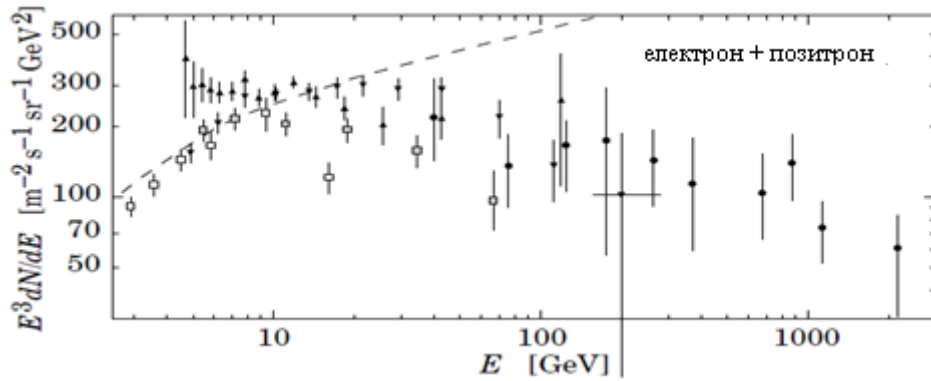
Слика 1.12. Детаљнији приказ спектра космичког зрачења на највишим енергијама, ■ и ● (45), ▲ (46), ▼ (47).

Приближно 79% примарних нуклеона у космичком зрачењу су протони и око 70% осталих честица чине језгра хелијума. Процентуални састав спектра најбројнијих честица космичког зрачења је приближно константан у широком опсегу енергија ( $10\text{-}10^7$  MeV). На слици 1.13. (38), представљен је спектар главних компонената космичког зрачења које стижу до Земљине атмосфере.



Слика 1.13.  
Диференцијални флуks главних компонената космичког зрачења.

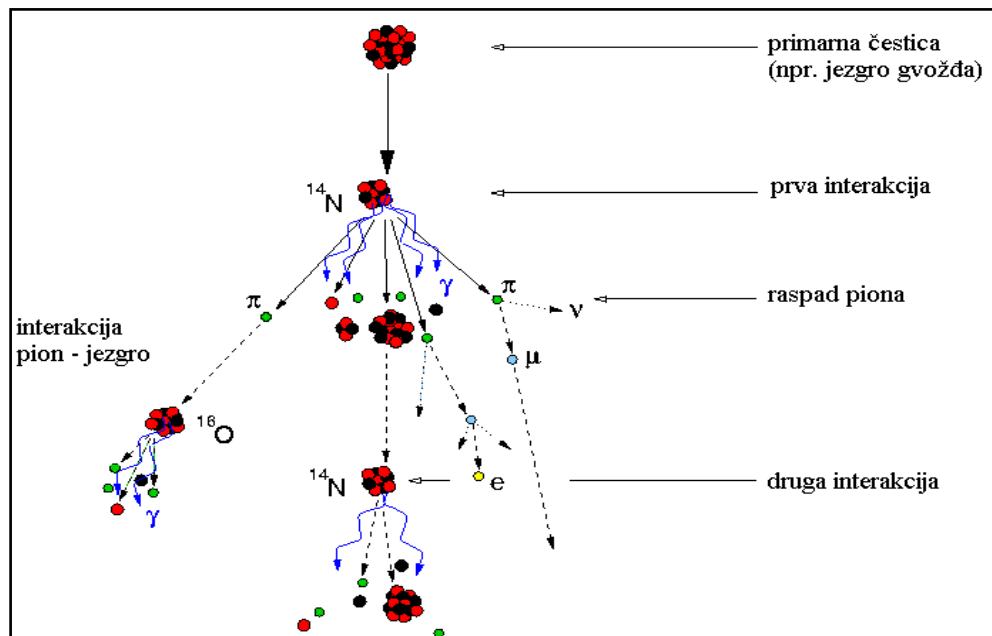
До горње површине Земљине атмосфере долазе и електрони, позитрони и антипротони. Њихов број брже опада са порастом енергије него што је случај са протонима и језгрима тежих елемената што је приказано на слици 1.14. (48). Фракција позитрона је око 10% од укупног броја електрона и позитрона у региону који је мерен (<20 GeV), али порекло позитрона није у потпуности објашњено. Изнад 10 GeV однос присуства антипротона и протона у космичком зрачењу је око 10<sup>-4</sup>. Постоје одређени докази о померању спектра антипротона ка нижим енергијама (13). Садашња истраживања не показују значајно присуство антипротона у спектру космичког зрачења насталом у астрофизичким изворима.



Слика 1.14. Диференцијални спектар електрона и позитрона помножен са  $E^3$ .

### 1.2.2.2. Секундарно космичко зрачење

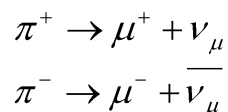
Честице примарног космичког зрачења које стижу до горње површине Земљине атмосфере интерагују са језгрима елемената која се налазе у атмосфери (слика 1.15.) при чему се продукују нове честице које представљају секундарну компоненту космичког зрачења.



Слика 1.15. Интеракције космичког зрачења у атмосфери.

Најбројније честице космичког зрачења које долазе до Земље су протони. Високо енергетски протони губе у сударима са језгрима атмосферског гаса (најчешће су то језгра кисеоника и азота) око половине своје енергије. Ове интеракције протона се обично дешавају на висини од 15 km. Након интеракције протона са језгрима емитују се нови протони, неутрони или пиони који се простиру углавном у правцу упадног протона. У случају да је енергија протона изнад 1 GeV, највише се емитују пиони енергија од 200 до 500 MeV (13). Новонастали протони, високо енергетски неутрони и пиони проузрокују нове сударе који изазивају

каскаде у којима се са истом вероватноћом генеришу три врсте пиона (неутрални  $\tau = 2.6 \cdot 10^{-8} s$ , позитивни и негативни пиони  $\tau = 1.8 \cdot 10^{-16} s$ ). Неутрални пион се након пређених неколико  $\mu m$  распада на два високо енергетска фотона. Наелектрисани пиони се распадају на мионе и неутрине:



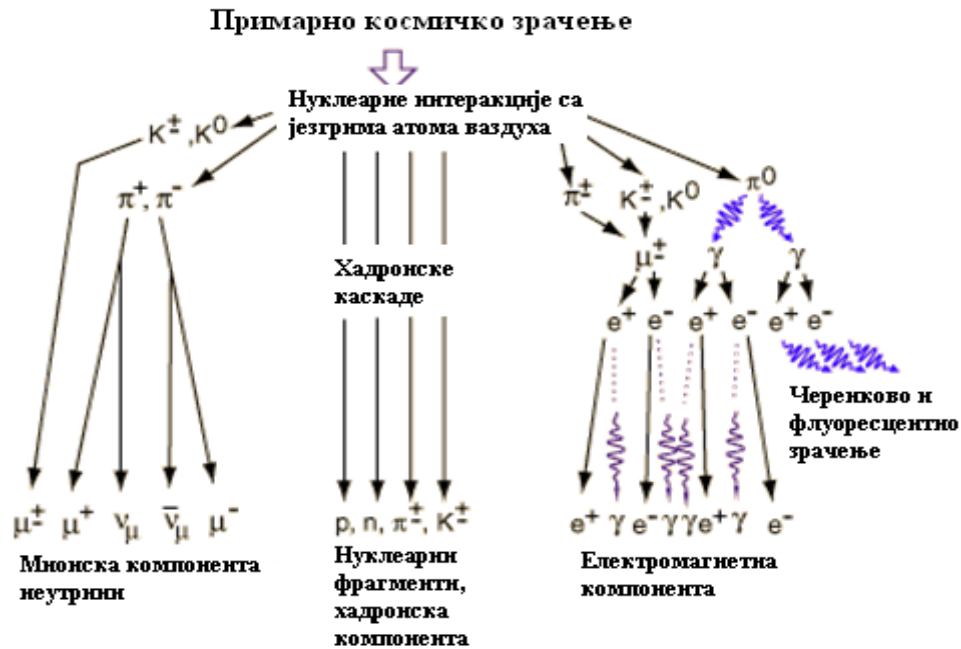
Миони настали распадом пиона примају око 80% енергије пиона и крећу се у приближно истом правцу као и њихови преци пиони. Време живота миона је довољно дуго да услед тога што је пресек за интеракцију миона са језгрима само око  $10 \mu barn$  продиру до површине Земље, па чак и до већих дубина у Земљиној кори. Како се  $\mu^+$  ( $\mu^-$ ) продукују заједно са  $\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_\mu$ ) детекција миона близу максимума интензитета флукса пиона даје информације о флуксевима  $\nu_\mu$  у атмосфери (49). Миони приликом проласка кроз атмосферу губе енергију најчешће у процесима јонизације и ексцитације, такође се дешавају и судари са избијањем електрона, док ефикасни пресеци за емисију заочног зрачења и производње парова имају много мање вредности па се ови процеси ређе одвијају. На висини од око 10 km, што одговара дубини од  $270 g/cm^2$  атмосфере формира се око 90% укупног броја миона који се генеришу интеракцијама космичког зрачења у атмосфери. Због изузетне продорне моћи флукс миона опада доста спорије од флукса њихових предака протона и чак 20% миона са енергијом од 1 GeV и 80% оних са енергијом од 10 GeV стигне до нивоа мора. Приликом простирања миона долази и до њиховог распада на електрон, мионски и електронски неутрино, при чему електрони односе око 30 % енергије миона док остатак енергије односе неутрини. При проласку миона кроз материјале велике густине (стене, материјали заштите детектора) део њих губи енергију јонизацијом пре распада, у том случају електрони и неутрини настали распадом миона деле енергију мировања миона, с тим што је максимална енергија коју може добити електрон 50 MeV (2).

Високо енергетско космичко зрачење које стиже до површине Земљине атмосфере интерагује са честицама присутним у атмосфери на горе описани начин, при чему се јављају каскадне реакције које продукују тзв. пљускове честица у ваздуху. Пљускови честица космичког зрачења у Земљиној атмосфери се састоје од електромагнетне, мионске и хадронске компоненте (слика 1.16.). Настале честице у пљусковима се прво умножавају док њихов број не достигне одређени максимум, након чега долази до њиховог атенуирања и смањења броја честица како опада број честица које поседују енергију већу од прага потребног за продукцију нових честица. Језгро пљускова честица се састоји од високо енергетских хадрона који продукују екетромагнетну компоненту пљускова која се примарно састоји од фотона генерисаних у распаду пиона и ета честица ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ). Високо енергетски фотони даље генеришу екетромагнетне каскаде путем продукције парова  $e^+ e^-$  и емисијом заочног зрачења. Настали електрони и позитрони су најбројније честице у пљусковима. Нуклеони и други високо енергетски хадрони доприносе хадронској компоненти пљускова честица у ваздуху. Мионска компонента пљускова потиче од распада пиона и каона. Број миона у пљусковима је за ред величине мањи од броја насталих електрона и позитрона.

Честице које иницирају пљускове космичког зрачења у ваздуху имају довољну енергију (око 100 TeV) да обезбеде да до површине Земље стигне мерљив



број честица. Проучавање пљускова честица у атмосфери даје битне информације о карактеристикама космичког зрачења, па се може одредити примарни флукс космичког зрачења. Да би се детектовале честице из пљускова због њиховог ниског интензитета користе се детектори великих површина којим се детектују ове честице (за ултра високо енергетске честице  $> 50 \text{ TeV}$ ) или се детектује Череково зрачење које генеришу ове честице (за честице високих енергија  $\sim \text{TeV}$ ).



Слика 1.16. Компоненте каскада космичког зрачења у атмосфери.

Интеракцијама космичког зрачења у атмосфери генеришу се каскадни процеси због чега се флукс космичког зрачења описује сетом куплованих каскадних једначина са почетним условима који треба да опишу спектар космичког зрачења (13). Апроксимативна аналитичка решења се користе у одређеним опсезима енергија (13) док је у другим случајевима потребно коришћење нумеричких или Монте Карло израчунавања да би се добили у рачуну тачни доприноси од различитих процеса (распада, од процеса у којим честице губе енергију) и одредиле вредности енергетске зависности ефикасних пресека. Тако се за вертикални интензитет нуклеона на дубини  $X$  ( $\text{g cm}^{-1}$ ) у атмосфери добија:

$$I_N(E, X) \approx I_N(E, 0)e^{-X/\Lambda} \quad (1.3)$$

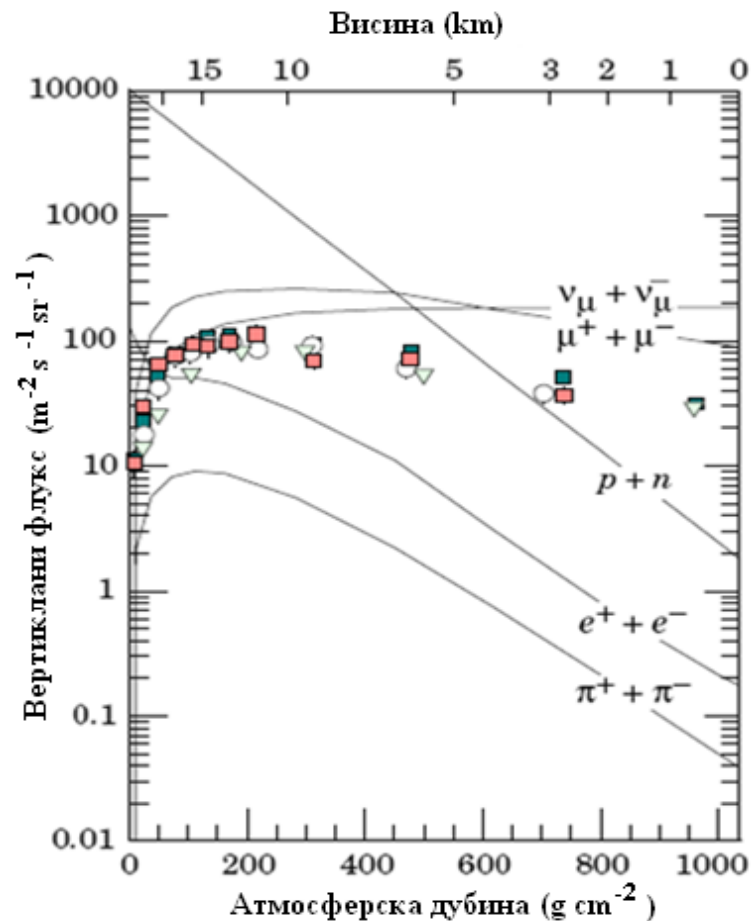
где је  $\Lambda$  атенуациона дужина нуклеона у атмосфери. Слично се за вертикални интензитет наелектрисаних пиона са енергијама  $E_\pi \ll \varepsilon_\pi = 115 \text{ GeV}$  добија израз:

$$I_\pi(E_\pi, X) \approx \frac{Z_{N\pi}}{\lambda_N} I_N(E_\pi, 0) e^{-X/\Lambda} \frac{XE_\pi}{\varepsilon_\pi} \quad (1.4)$$

где је  $Z_{N\pi}$  отежани спектрални момент дистрибуције наелектрисаних пиона у интеракцији са нуклеонима из језгара у атмосфери,  $\lambda_N$  је интеракциона дужина

нуклеона у атмосфери, а  $\varepsilon_\pi$  је критична енергија. Израз (1.4) има максимум за  $\Lambda \approx 120 \text{ g cm}^{-2}$ , што одговара висини у атмосфери од око 15 km. На основу израза (1.3) и (1.4) закључује се да је интензитет нискоенергетских пиона много мањи од интензитета нуклеона због тога што је  $Z_{N\pi} \approx 0.079$  мала вредност и зато што већина пиона са енергијама које су много мање од критичне енергије  $\varepsilon_\pi$  пре распадају него што интерагују. То се дешава због тога што је вероватноћа распада пиона са енергијама много мањим од критичне енергије  $\varepsilon_\pi$  већа од вероватноће за њихову интеракцију.

Протони који стижу до атмосфере се у њој апсорбују експоненцијално, док је број неутрона већи од протона на одређеној дубини атмосфере због тога што они не губе енергију јонизацијом. Флукс пиона у атмосфери опада са дубином,  $\Phi(h)$ , експоненцијално као и флукс протона. Флуксеви протона и електрона се слично мењају са повећањем дубине атмосфере, с тим, што број електрона опада спорије на висини блиској нивоу мора. Електрони се производе из високо енергетских гама кваната емитованих приликом распада неутралних пиона и распадом миона. На слици 1.17 је приказан вертикални диференцијални флукс главних компонената космичког зрачења у зависности од дубине атмосфере. Линијма су приказане процене добијене на основу израза (1.2) а тачкама измерене вредности флукса негативних миона.



Слика 1.17.

Вертикални флукс космичких честица у Земљиној атмосфери у зависности од атмосферске дубине процењен на основу израза (1.2). Тачке представљају резултате мерења негативних миона са енергијама већим од 1 GeV (50, 51, 52 и 53).

На нивоу мора електромагнетна компонента космичког зрачења се састоји од електрона, позитрона и фотона генерисаних у електромагнетним каскадама које су инициране распадом неутралних и наелектрисаних мезона. Доминантан извор нискоенергетских електрона на нивоу мора је распад миона. Избијени електрони такође имају мали допринос укупном броју електрона са нижим енергијама (54). Процењено је апроксимативно да је вредност вертикалног интензитета збира електронског и позитронског флукса  $30 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ,  $6 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$  и  $0.2 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$  за енергије изнад 10 MeV, 100 MeV и 1000 MeV респективно (55). Тачна вредност флукса електрона и позитрона јако зависи од висине у атмосфери и угаоне зависности која је компликована због тога што на различитим висинама зависи од различитих извора (процеса) у којима могу настати ове честице. Однос броја фотона према збиру електрона и позитрона је на енергији изнад 1 GeV апроксимативно 1.3 и 1.7 за енергије мање од критичне (56).

Нуклеони са вредностима импулса већим од 1 GeV/c на нивоу мора поседују измењен спектар примарног космичког зрачења које стиже до површине атмосфере. Интензитет овог зрачења се може апроксимативно представити једначином (1.3), с тим, што се врши замена  $t \rightarrow t/\cos\theta$  за  $\theta < 70^\circ$  и узима се да је атенуациона дужина  $\Lambda = 123 \text{ gcm}^{-2}$ . На нивоу мора око 1/3 флукса нуклеона у вертикалном правцу чине неутрони (за разлику од површине атмосфере, где овај однос износи 10%). Интегрални интензитет протона у вертикалном правцу и за импулсе протона веће од 1 GeV/c је  $I_p = 0.9 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$  (55).

### 1.2.2.3. Продукција радионуклида интеракцијама космичког зрачења

Интеракцијама са језгрима одређених елемената космичко зрачење може генерисати радионуклиде. У табели 1.4. (74) дат је преглед радионуклида који могу бити продуковани процесима изазваним интеракцијама космичког зрачења. Радионуклиди космичким зрачењем могу бити створни како у атмосфери тако и у Земљиној кори.

Табела 1.4.

Радионуклиди генерисани космичким зрачењем.

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

Многа истреживања посебну пажњу посвећују продукцији  $^3\text{He}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^7\text{Be}$  и  $^{22}\text{Na}$  због њиховог значаја за изложеност људи радиоактивности (74). У табели 1.5 дата је брзина продукције ова четири радионуклида у Земљиној атмосфери, а у

табели 1.6. дистрибуција ових космогених радионуклида у различитим слојевима атмосфере и океана.

Природни  $^3\text{H}$  се генерише интеракцијама космичких неутрона са азотом,  $^{14}\text{N}(n, ^3\text{H})^{12}\text{C}$ , у случају када неутрони имају енергију већу од 4.4 MeV, или реакцијом  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ . Природни  $^{14}\text{C}$  се продукује реакцијама типа (n, p) са азотом у ваздуху.  $^7\text{Be}$  се генерише интеракцијама космичких неутрона и протона са језгрима азота и кисеоника у атмосфери.  $^{22}\text{Na}$  се продукује приликом интеракција космичког зрачења са азотом.

Табела 1.5.

Брзина стварања радионуклида у Земљиној атмосфери (157, 158 и 159).

	Брзина формирања [број атома · m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]			
	$^{14}\text{C}$	$^3\text{H}$	$^7\text{Be}$	$^{22}\text{Na}$
Укупно	16000	2500	810	0.86
Тропосфера	11000	840	270	0.24
Активност[Bq/g]	$1.4 \cdot 10^{15}$	$1.5 \cdot 10^{17}$		

Табела 1.6.

Дистрибуција космогених радионуклида у различитим слојевима (157, 159, 160, 161 и 162).

Слој	Дистрибуција [%]			
	$^{14}\text{C}$	$^3\text{H}$	$^7\text{Be}$	$^{22}\text{Na}$
Стратосфера	0.3	6.8	60	25
Тропосфера	1.6	0.4	11	1.7
Површина земље	4	27	8	21
Површина океана	2.2	35	20	44
Дубљи слојеви океана	92	30	0.2	8
Океански седимент	0.4			
Укупно[Bq]	$8.5 \cdot 10^{18}$	$1.3 \cdot 10^{18}$	$3.7 \cdot 10^{16}$	$4 \cdot 10^{14}$
	$1.4 \cdot 10^{17}$	$2.6 \cdot 10^{18}$		

Распадом и деекситацијом радионуклида генерисаних интеракцијама космичког зрачења емитује се гама зрачење које утиче на ниво фона приликом гама спектроскопских мерења. На пример, у експерименталним истраживања двоструког бета распада заснованим на Ge детекторима доминантан фон потиче од радионуклида продукованих космичким зрачењем. Такође, радиохемијски експерименти са соларним неутринима могу бити извођени само у дубоким подземним лабораторијама због фона на површини који потиче од радионуклида продукованих интеракцијама космичког зрачења

За анализу фона у гама спектроскопским мерењима првенствено је битна продукција радионуклида космичким зрачењем у самом детектору или материјалима заштите. Радионуклиди се космичким зрачењем генеришу и у атмосфери интеракцијама протона, алфа честица, пиона, мезона и других честица са кисеоником, аргоном или азотом, али је њихов утицај на фон Ge занемарљив.

Дугоживећи изотопи као што су  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{10}\text{Be}$  и  $^{36}\text{Cl}$  су значајни за мерења у подземним лабораторијама као и мерењима која су повезана са геоморфологијом, археологијом и океанографијом (7). Највећи утицај на фонски одброј имају краткоживећи радионуклиди генерисани космичким зрачењем који могу бити продуковани у материјалима узорка, детектора и заштите (као нпр.  $^{56-58}\text{Co}$  и  $^{60}\text{Co}$ ). Најзначајнији механизми активације и продукције радионуклида су интеракције секундарних неутрона (детаљно објашњење ових процеса се налази у глави II и III)

и интеракције брзих и спорих миона (захват миона и мионске спалационе реакције) што је детаљније објашњено у одељку 1.2.2.5.1.

Приликом коришћења HPGe детектора битна је анализа продукције радионуклида у самом кристалу германијума. Изотопи и побуђена стања германијума могу бити продуковани интеракцијама неутрона и ово је један од доминантних механизма утицаја космичког зрачења на подизање нивоа фона у лабораторијама на површини Земље, што показују и истраживања спроведена у овом раду (глава IV). Такође, на нивоу мора радионуклиди  $^{65}\text{Zn}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Co}$  и  $^{54}\text{Mn}$  се продукју у германијуму са сатурационом брзином продукције од десетина до стотина  $\mu\text{Bqkg}^{-1}$  (34).

#### 1.2.2.4. Допринос космичких протона и честица електромагнетних каскада фонском гама зрачењу

Протони, електрони, позитрони и фотони који потичу из космичког зрачења могу имати утицаја на ниво фона у нискофонским гама спектроскопским мерењима. Протони својим интеракцијама могу креирати електромагнетне пљускове који се састоје од електрона, позитрона и фотона. Ове честице потом интерагују са детектором и материјалима присутним око детектора, чиме се генерише гама зрачење које може бити детектовано. Процеси у којима учествују електрони, позитрони и фотони, а који доводе до фонског зрачења, су јонизација и продукција делта електрона, заочно зрачење, анихилација позитрона, фотоелектрични ефекат, Комптоново расејање, продукција пара електрон-позитрон и Рејлијево расејање. Објашњење процеса у којима учествују електрони, позитрони и фотони, а који су битни у нискофонској гама спектроскопији, се могу наћи у објављеним студијама (37 и 34).

Интеракцијама космичког зрачења формирају се у атмосфери електромагнетни пљускови. Честице формиране у овим пљусковима могу имати утицаја на фон приликом гама спектроскопских мерења. Лабораторије су углавном израђене од бетона или њему сличних материјала, тако да је занимљиво анализирати утицај ових материјала на простирање електрона и фотона. Радијациона дужина високо енергетских фотона и електрона у бетону је  $22 \text{ g/cm}^2$ , а њихова критична енергија износи  $38 \text{ MeV}$ . Максимална густина електрона са енергијом од  $2.2 \text{ GeV}$  је на дубини од  $145 \text{ g/cm}^2$  испод почетка каскаде (што одговара трострукој дебљини станандарних бетонских плоча), због чега електронско-протонске каскаде у лабораторијама могу потицати и од интеракција са грађевинским материјалима и материјалима изван лабораторије. Међутим, честице из електромагнетних пљускова у атмосфери, мека компонента космичког зрачења, које настају изван главног штита детектора не могу да прођу кроз  $10 \text{ cm}$  олова, што значи да се са добром пасивном заштитом детектора неутралише ова компонента фона космичког зрачења. Проблем представља тврда компонента космичког зрачења, миони и протони, који унутар заштите детектора могу продуковати нове електромагнетне пљускове. Зрачење настало из ове нове генерације пљускова у оловној заштити детектора може бити регистровано. Овако настало секундарно зрачење потиче од неутралних пиона (насталих интеракцијама протона) и миона који могу изазвати процесе избијања електрона. Код малих дебљина покровног слоја миони производе око  $2/3$ , а протони око  $1/3$  електронског флукса. Са повећањем покровног слоја миони постају доминатни извор електромагнетних каскада због тога што њихов флукс са дубином опада много

спорије од флукса протона, који опада експоненцијално. На дубини од 5 m воденог еквивалента (в.е.) протонска компонента космичког зрачења опада на безначајну вредност, док мионска компонента опада на 55 % од своје вредности на површини.

### 1.2.2.5. Флукс космичких миона

Миони генерисани интеракцијама примарног космичког зрачења у атмосфери имају веома велику продорну моћ, како је показано на слици 1.16., и представљају доминантну компоненту космичког зрачења на нивоу мора. Због тога је тачно познавање флукса космичких миона изузетно битно приликом нискофонских гама спектроскопских мерења ради анализе утицаја миона на фонско гама зрачење (одељак 1.2.2.5.1.) и продукцију неутрона који својим интеракцијама доводе до повећања нивоа фона (главе II и III).

Већина миона креираних у атмосфери настане на висини до 15 km и на путу до површине Земље губе јонизацијом око 2 GeV своје енергије. Ангуларна и енергетска дистрибуција миона зависи од примарног спектра енергије насталих миона у атмосфери, губитка енергије у атмосфери и распада миона. Интегрални интензитет вертикалног мионског флукса на нивоу мора је приближно  $70 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$  (55 и 57). Средња енергија миона на површини Земље је око 4 GeV.

Угаона дистрибуција миона у широком опсегу енергија на површини Земље може се описати зависношћу облика:

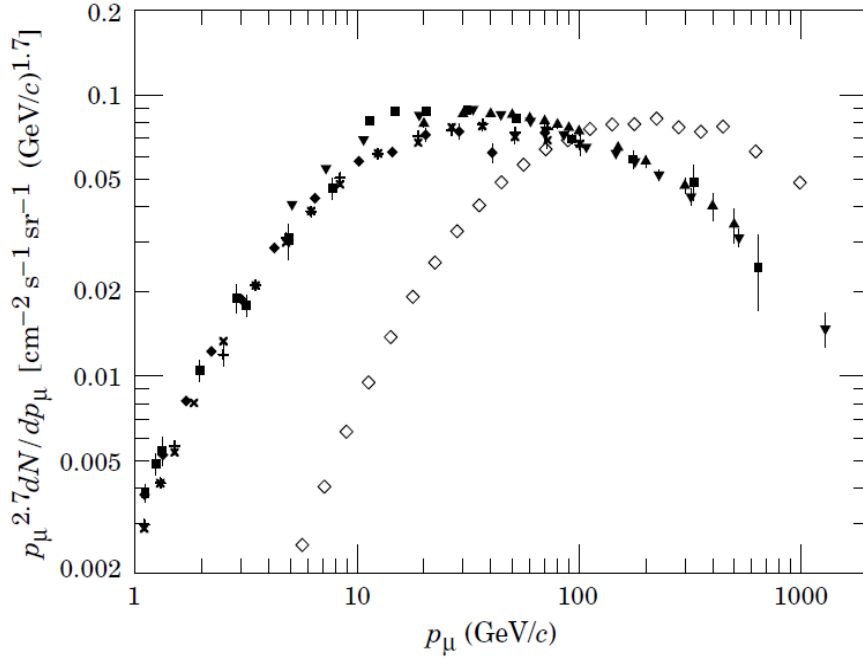
$$I(\theta) = I(0) \cos^n(\theta) \quad (1.5)$$

Процењено је да је  $n = 1.85 \pm 0.10$  (55) за мионе на површини мора са енергијама од око 3 GeV (58). Често се узима да је угаона дистрибуција  $\cos^2 \theta$  за мионе са енергијама од око 4 GeV. На нижим енергијама миони имају стрмију дистрибуцију, док се на вишим енергијама угаона дистрибуција приближава расподели  $\sec \theta$  за енергије  $E_\mu \gg \varepsilon_\pi$  и  $\theta < 70^\circ$ .

Полазећи од каскадних једначина за простирање честица космичког зрачења у атмосфери и анализирањем процеса у којима се могу генерисати миони добија се екстраполацијом за опис енергетског спектра миона следећа формула која важи у случају да се не разматра распад миона ( $E_\mu > 100 / \cos \theta \text{ GeV}$ ) и када се занемарује закривљеност Земље ( $\theta < 70^\circ$ ) (13):

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx \frac{0.14 E_\mu^{-2.7}}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}} \times \left\{ \frac{1}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \theta}{115 \text{ GeV}}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1 E_\mu \cos \theta}{850 \text{ GeV}}} \right\} \quad (1.6)$$

Два члана у загради описују допринос распада пиона и каона мионском флуксу. Претходна формула не даје допринос мионском флуксу charm и тежих кваркова што се не може занемарити на веома високим енергијама (59). На слици 1.18. приказан је спектар миона на нивоу мора за два различита угла простирања миона.



Слика 1.18.

Спектар миона за  $\theta = 0^\circ$  ( $\blacklozenge$  (57),  $\blacksquare$  (55),  $\blacktriangledown$  (60),  $\blacktriangle$  (61),  $+$  и  $\times$  (62); и за  $\theta = 75^\circ$   $\diamond$  (63).

Приликом мерења флукса миона у атмосфери од интереса је да се процени опсег примарне енергије (пре интеракција) којој одговарају измерене вредности у атмосфери. Ову информацију даје „крива одзива“. Диференцијални одзив је дат изразом:

$$\frac{dR_\mu}{dE_\mu dE_0} = \frac{dn_\mu(E_\mu, E_0)}{dE_\mu} N_0(E_0) \quad (1.7)$$

где је  $N_0(E_0)$  број миона са енергијом  $E_0$  пре интеракције, а  $dn_\mu(E_\mu, E_0)$  број миона са енергијом  $E_\mu$  који су пре интеракције имали енергију  $E_0$ .

У снопу космичких миона присутни су  $\mu^+$  и  $\mu^-$ . Однос броја антимиона и миона  $K_\mu = \frac{\mu^+}{\mu^-}$  се може проценити на следећи начин (13):

$$K_\mu \equiv \frac{\mu^+}{\mu^-} = \frac{1 + \delta_0 AB}{1 - \delta_0 AB} \quad (1.8)$$

где је  $\delta_0 = (p_0 - n_0)/(p_0 + n_0)$  релативни вишак протона у односу на број неутрона на површини Земљине атмосфере;  $A \equiv (Z_{p\pi^+} - Z_{p\pi^-})/(Z_{p\pi^+} + Z_{p\pi^-})$  и  $B \equiv (1 - Z_{pp} - Z_{pn})/(1 - Z_{pp} + Z_{pn})$ ,  $Z_{pp}$ ,  $Z_{p\pi^+}$ ,  $Z_{p\pi^-}$  и  $Z_{pn}$  су спектрални отежани моменти за одређене ефикасне пресеке и дефинишу некорелације флукса честица у атмосфери (64) и (65):

$$Z_{ab} \equiv \int_0^1 (x_L)^{\gamma-1} F_{ab}(x_L) dx_L \quad (1.9)$$

где је  $F_{ab}(x_L)$  структурни фактор који представља вероватноћу да се након интеракције честице  $b$  креира честица  $a$  који односи  $x_L$  део момета честице  $a$ .

Миони имају веома велику продорну моћ и доспевају дубоко у Земљину кору. Међутим, њихов број се смањује са повећањем дубине, због чега се ради заштите од фона проузрокованих мионским процесима граде подземне нискофонске лабораторије. Приликом простирања кроз материју миони губе енергију јонизацијом атома средине кроз коју пролазе, процесима закочног зрачења и директном продукцијом  $e^+e^-$  пара. Након губитка енергије миони бивају апсорбовани и на тај начин долази до смањивања вредности мионског флукса. Објаснићемо овде све начине губитка енергије миона.

Губитак енергије јонизацијом по јединици пређеног пута  $dE/dX$  је скоро константан за релативистичке честице са променом енергије. Апроксимативна нумеричка формула за јонизационе губитке миона у стенама која даје тачност бољу од 5% за  $E_\mu > 10 GeV$  је (66):

$$\frac{dE}{dX} \approx -[1.9 + 0.88 \ln(E_\mu / \mu)] \quad (1.10)$$

Претходна формула се може апроксимирати са  $\frac{dE}{dX} = -\alpha$  узимајући вредност  $\alpha \sim 2 MeV / gcm^{-2}$ .

Процеси губитка енергије закочним зрачењем и директном продукцијом пара  $e^+e^-$  су доминатни једино код миона веома високих енергија и средњи губитак енергије по јединици пређеног пута у овим процесима је пропорционалан енергији миона. Приликом разматрања ових процеса може се посматрати ефикасни пресек  $F_{ll'}$  за процес:

$$l(E) + meta \rightarrow l(E') + produkt\_reakcije$$

где су  $E$  и  $E'$  енергије иницијалног и финалног лептона. У овом случају се за средњи губитак енергије по реакцији добија:

$$\langle \Delta E \rangle = E \left( 1 - \int_0^1 F_{ll'}(x) dx \right) \quad (1.11)$$

На основу претходног израза за средњи губитак енергије приликом проласка  $dXg / cm^2$  материјала добија се:

$$dE = -E \left[ 1 - \int_0^1 F_{ll'}(x) dx \right] \sigma \frac{N_A}{A} dX \equiv \frac{E}{\xi(l)} dX \quad (1.12)$$

где је  $\xi(l)$  параметар који даје вредност средњег губитка енергије честице у датом процесу.



Губитак енергије по јединици пређеног пута закочним зрачењем је добро дефинисан и одређен је на основу претходне формуле са:

$$\frac{dE}{dX} = -\frac{E}{\xi_B(l)} \quad (1.13)$$

где је  $\xi_B(l)$  средњи губитак енергије честице по јединици пређеног пута закочним зрачењем.

Губитак енергије закочним зрачењем је занемарљив у атмосфери, али постаје битан на већим дубинама у Земљиној кори приликом проласка миона кроз материјале веће густине. Поред закочног зрачења за мионе важни процеси који доводе до њиховог губитка енергије су директна продукција пара ( $\mu + Z \rightarrow \mu e^+ e^- Z'$ ) и мионска продукција хадрона ( $\mu + jezgro \rightarrow \mu + hadroni$ ). Уопштено, губитак енергије за мионе се може дати са:

$$\frac{dE}{dX} = -\alpha - \frac{E}{\xi} \quad (1.14)$$

где је  $\xi^{-1} = \xi_B^{-1} + \xi_{par}^{-1} + \xi_{hadron}^{-1}$  параметра који описује колики део енергије честица изгуби путем закочног зрачења, продукције пара  $e^+ e^-$  и хадронских интеракција. За стене стандардног састава је  $\xi \approx 2.5 \times 10^5 \text{ g/cm}^2$ . Изједначавањем два члана која одређују дискретне и континуалне губитке енергије добија се критична енергија  $\varepsilon = \alpha \xi$ , изнад ове енергије дискретни начини губитка енергије су много доминантнији него континуално смањење енергије. Критична енергија миона је  $\varepsilon \sim 500 \text{ GeV}$ . У табели 1.7. су дате вредности параметара  $\alpha$  и  $\xi$  при одређеним вредностима енергије миона на различитим дубинама за стене стандардног састава ( $A = 22$ ,  $Z = 11$ ,  $\rho = 2.65 \text{ gcm}^{-3}$ ).

**Табела 1.7.**

Средњи пређени пут миона и параметри губитка енергије за стене стандардног састава при различитим енергијама миона (13).

$E_\mu$ GeV	$R$ km в. е.	$\alpha$ MeVg <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup>	$\xi_{\text{пар.}}$	$\xi_{\text{зак.зр.}}$ (10 <sup>-6</sup> g <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup> )	$\xi_{\text{нукл.}}$	$\Sigma \xi_i$
10	0.05	2.15	1.37	1.35	2.22	4.94
100	0.41	2.40	0.86	0.64	2.43	3.93
1000	2.42	2.58	0.68	0.48	2.27	3.43
10000	6.30	2.76	0.61	0.44	2	3.05

Генерално решење једначине (1.14) је:

$$\langle E(X) \rangle = (E_0 + \varepsilon)e^{-X/\xi} - \varepsilon \quad (1.15)$$

$\langle E(X) \rangle$  је средња енергија снопа миона (који је имао иницијалну енергију  $E_0$ ) након проласка дебљине материјала  $X$ . На основу претходне једначине (1.15) може

се одредити минимална енергија коју морају имати миони на површини Земље да би на некој дубини  $X$  имали резидуалну енергију:

$$E_0^{MIN}(X) = \varepsilon(e^{X/\xi} - 1) \quad (1.16)$$

То значи да ће до одређене дубине продрети само миони који имају довољну енергију и због тога ће вертикални флуks миона на дубини  $X$  у Земљиној кори бити:

$$I_\nu(X) = N_\mu(> E_0^{MIN}(X)) \quad (1.17)$$

где је  $N_\mu(> E_\mu)$  вертикални флуks миона на површини Земље. Оваква разматрања важе у случају када се занемарују флукуације у енергији и простирању миона (13). Приликом израчунавања флуksа миона на одређеној дубини у подземним лабораторијама морају се узети у обзир и одступања састава стена које се налазе око лабораторија од стандардног састава стена, јер густина, средњи редни и атомски број материјала утичу на вредности параметара који описују губитак енергије миона приликом проласка кроз материју. У табели 1.8. за најзначајније подземне лабораторије у свету су приказане дубине на којима се лабораторије налазе као и вредности минималних енергија миона који продиру до тих лабораторија.

**Табела 1.8.**

Вредности минималне енергије миона у најзначајнијим подземним лабораторијама у свету (13).

Локација	Дубина (km в.е.)	$E_0^{MIN}$ (TeV)
Koral Gold Fields (Индија)	$\leq 7$	10
Homestake (САД)	4.4	2.4
Mont Blanc (Француска)	$\sim 5$	$\sim 3$
Frejus (Француска)	$\sim 4.5$	$\sim 2.5$
Gran Sasso (Италија)	$\sim 4$	$\sim 2$
IMB (Русија)	1.57	0.44
Kamiokande (Јапан)	2.7	$\sim 1$
Soudan (САД)	1.8	0.53

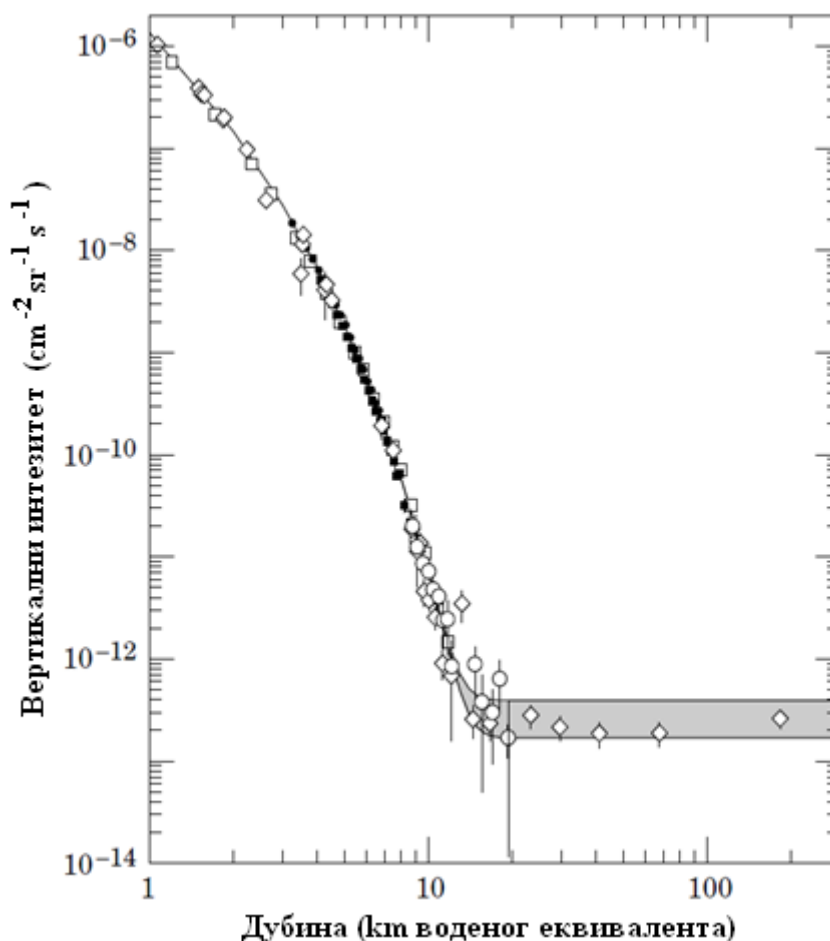
На слици 1.19. приказане су измерене вредности вертикалног мионског флуksа на различитим дубинама.

Спектар миона на дубини  $X$  се може описати са:

$$\frac{dN_\mu(X)}{dE_\mu} = \frac{dN_\mu}{dE_0} \frac{dE_0}{dE_\mu} = \frac{dN_\mu}{dE_0} \exp(X/\xi) \Big|_{E_0=E_0^*} \quad (1.18)$$

Горњи израз следи из једначине (1.15) са  $E_0^* = e^{X/\xi}(E_\mu + \varepsilon) - \varepsilon$ . За  $X \ll \xi \approx 2.5 \text{ kmv.e.}$  може се извршити апроксимација  $E_0 \approx E_\mu(X) + \alpha X$ . На мањим дубинама диференцијални мионски флуks је апроксимативно константан за  $E_\mu < \alpha X$ . За  $X > \xi$  диференцијални мионски спектар у подземним лабораторијама је поново константан за мале енергије миона. Када је  $X \gg \xi$  облик подземног

спектра миона постаје независтан од дубине. Раван део спектра на већим дубинама обухвата и мионе продукване интеракцијама неутрина  $\nu_\mu$ , ( $\nu_\mu + nukleon \rightarrow \mu + \dots$ ). Овај процес омогућава праћење и истраживање интеракција неутрина (13).



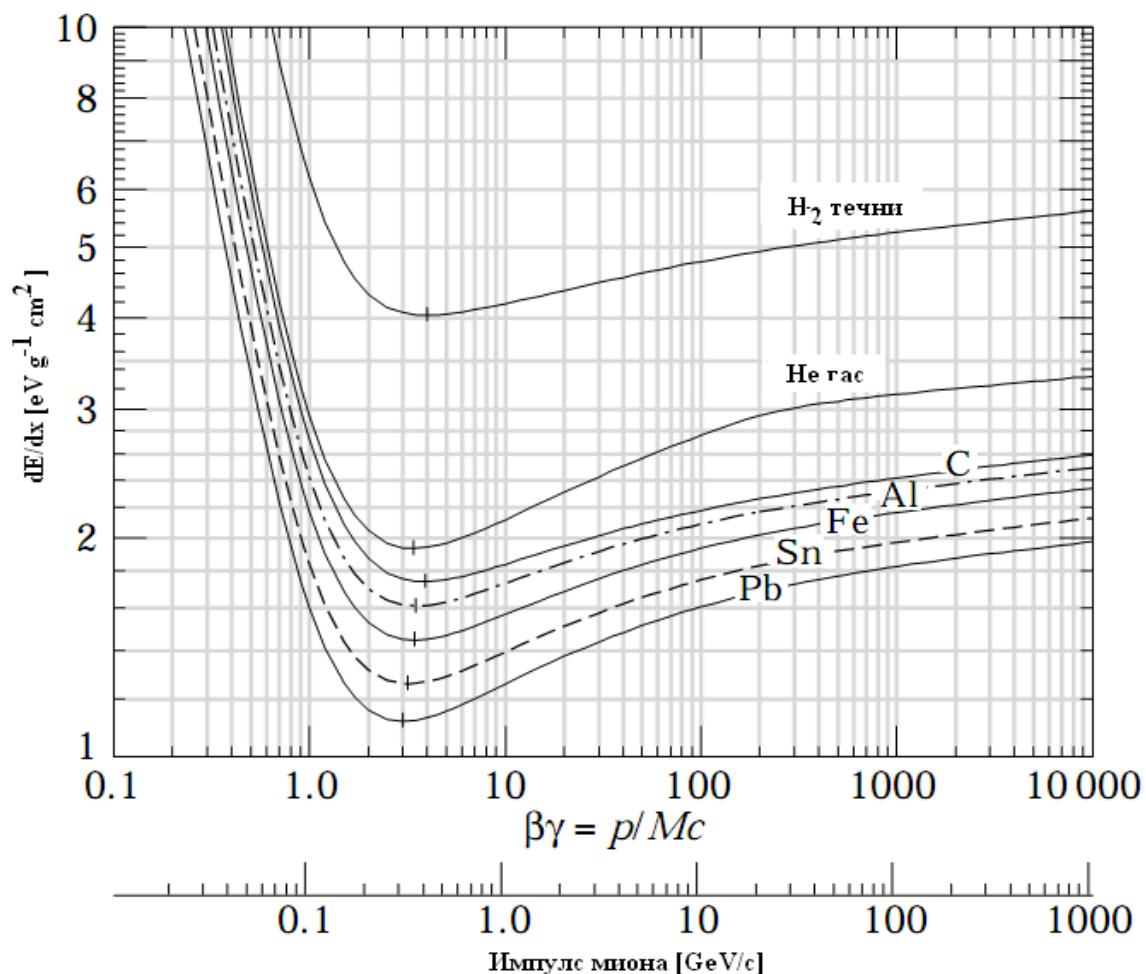
Слика 1.19.

Вертикални интензитет миона у зависности од дубине (1 km воденог еквивалента =  $10^5 \text{ g cm}^{-2}$ ). Тачке на графику представљају резултате мерења ( $\diamond$  (67),  $\square$  (68),  $\circ$  (69),  $\bullet$  (70),  $\blacksquare$  (71)). Осенчена област на графику која одговара већим дубинама односи се на мионе генерисане неутринима са енергијама већим од 2 GeV. Горња линија се односи на мионе индуковане неутринима који се крећу у хоризонталном правцу. Доња линија се односи на мионе генерисане неутринима у вертикалном правцу.

#### 1.2.2.5.1. Генерисање фона у гама спектроскопским мерењима мионским интеракцијама

Миони чине најбројнију компоненту наелектрисаних честица космичког зрачења које стижу до површине Земље (ниво мора). Они имају највећи утицај на компоненту фона у гама спектроскопским мерењима која потиче од космичког зрачења. Миони на фон могу утицати директно путем интеракција са детектором или материјалима присутним око детектора или индиректно, продукцијом честица и радионуклида који потом продукују мерљиву гама активност.

Процеси којима миони интерагују са материјом доводе до губитка енергије миона. Може се извршити нормирање енергетских губитака миона у различитим материјалима увођењем површинске густине односно ефективне дебљине (изражене у  $\text{g}/\text{cm}^2$ ). На слици 1.20 (165) приказан је средњи губитак енергије упадних миона у различитим материјалима у зависности од импулса миона.



Слика 1.20. Средњи губитак енергије миона у различитим материјалима у зависности од импулса миона.

Главни мионски процеси који су битни приликом анализе фонског зрачења у гама спектроскопским мерењима су јонизација и продукција делта електрона, директна продукција пара електрон-позитрон, емисија закочног зрачења, вишеструко расејање, распад миона, захват негативног миона и интеракције брзих миона. Треба напоменути да у интеракцијама миона са материјом доминира електромагнетна интеракција. Карактеристике миона као што су наелектрисање које је једнако наелектрисању електрона и маса која је око 200 пута већа од масе електрона доминантно одређују природу процеса у којима учествују миони.

Космички миони имају високе енергије (чак до неколико стотина  $\text{TeV}$ ) због чега процес јонизације проузрокован космичким мионима има одређене специфичности као што је продукција делта електрона. У интеракцијама миона са атомским електронима, преко Кулонове интеракције, атоми могу бити побуђени и електрони могу добити довољне вредности енергије да напусте атом. Енергетски

спектар ослобођених електрона (делта електрона) има широк опсег и простире се од нуле до неке максималне вредности која је одређена са:

$$T_{MAX} = \frac{2mc^2(\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma \frac{m}{M} + \left(\frac{m}{M}\right)^2} \quad (1.19)$$

где је  $m$  маса електрона,  $M$  маса миона, а  $c$  и  $\gamma$  имају уобичајено значење. Дифернцијални ефикасни пресек за продукцију делта електрона у мионским интеракцијама може се описати изразом (163):

$$\frac{d\sigma}{dT} = 2\pi r_e^2 m \frac{1}{\beta} \frac{1}{T^2} \left( 1 - \beta^2 \frac{T}{T_{MAX}} + \frac{T^2}{2E^2} \right) \quad (1.20)$$

где је  $T$  кинетичка енергија електрона,  $E$  енергија миона, а остали симболи имају уобичајено значење. Испод кинетичког лимита,  $T_{MAX}$ , спектар делта електрона је инверзно пропорционалан квадрату њихове кинетичке енергије, док је број електрона продукованих изнад датог прага обрнуто пропорционалан граничној енергији. Закочно зрачење емитованих делта електрона има велики утицај на фон приликом гама спектроскопских мерења и може бити описано коригованом Вете-Влох-овом формулом:

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right) = D \frac{z^2 Z}{A\beta^2} \left[ \ln \frac{\sqrt{T_{MAX} T_{CUT}}}{1} - \frac{\beta^2}{2} \left( 1 + \frac{T_{CUT}}{T_{MAX}} \right) - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (1.21)$$

где је  $D = 4\pi N_a r_e^2 m c^2 = 0.307 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ,  $A$ ,  $Z$  и  $\rho$  су масени број, атомски број и густина материјала,  $z$  је наелектрисање честице,  $I = 16Z^{0.9} \text{ eV}$  је ефективни јонизациони потенцијал, фактор  $\delta$  је повезан са ефектом густине,  $C$  је корекциони терм љуске и  $T_{CUT}$  је енергија електрона испод које они остављају сву своју енергију у једној тачки и не транспортују је у било ком облику у друге тачке система. Горња формула важи за  $T_{MAX} > T_{CUT}$ , док се за  $T_{MAX} < T_{CUT}$  закочно зрачење делта електрона се описује на другачији начин.

Још један од мионских процеса битан у нискофонској гама спектроскопији је продукција пара електрон-позитрон. Када се мион, енергије  $E$ , креће у пољу језгра наелектрисања  $Z$ , може се креирати пар електрон-позитрон. Дифернцијални ефикасни пресек за продукцију пара електрон-позитрон према квантно-механичким прорачуним за процесе четвртог реда је одређен са (164):

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \nu \partial \rho} = \alpha^4 \frac{2}{3\pi} (Z\lambda) \frac{1-\nu}{\nu} \left[ \phi_e + \left( \frac{m}{M} \right)^2 \phi_\mu \right] \quad (1.22)$$

где је:

$$\nu = \frac{E^+ + E^-}{E} \text{ и } \rho = \frac{E^+ - E^-}{E}.$$

$\alpha$  је константа fine структуре,  $\lambda$  је Комптонова таласна дужина,  $E^+$  и  $E^-$  су тоталне енергије позитрона и електрона, а  $\phi_e$  и  $\phi_\mu$  су дати у (164).

Закочно зрачење миона је процес чија је вероватноћа одвијања релативно мала. Међутим, миони као масивне честице могу путем закочног зрачења при интеракцији са Кулоновим пољем језгра губити велике износе енергије. Теоријски прорачуни закочног зрачења миона су веома компликовани (164). Губитак енергије закочним зрачењем је значајан за високо енергетске мионе и износи око  $3 \text{ MeV/gcm}^{-2}$  за мионе енергије од  $1000 \text{ GeV}$  у гвожђу. Високо енергетски фотони створени закочним зрачењем миона генеришу електромагнетне пљускове који могу сардјати  $10^5$  честица са енергијама изнад  $50 \text{ keV}$ .

Процес вишеструког расејања миона се одвија интеракцијама миона са Кулоновим пољем језгра и у мањој мери са пољем електрона. Овај процес доводи до статистичког скретања миона са њихове оригиналне путање. Вишеструко расејање је битан процес за мионе чији је импулс мањи од  $1 \text{ GeV/c}$  и доводи до приближавања кинетичке енергије миона нултој вредности.

Мион је нестабилна честица са временом средњег живота од  $2.197 \mu\text{s}$  који се продужује путем релативистичке дилатације времена за високо енергетске космичке мионе. Распад миона може дати допринос фону у нискофонским гама спектроскопским мерењима јер се овим процесом генеришу електрони и позитрони:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \text{ и } \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu.$$

Распад миона може бити праћен и емисијом фотона и дешава се у  $1.4 \pm 0.4\%$  случајева. Стандарни V-A модел слабе интеракције даје спектар импулса електрона (позитрона),  $p_e$ , занемарујући чланове од  $m/E$ :

$$p(x) = \frac{M^5 g_\mu^2 c^4}{16\pi^3 \hbar^7} \left[ (1-x) + \rho \frac{2}{9} (4x-3) \right] x^2 \text{ за } x = \frac{2p_e}{Mc}. \quad (1.23)$$

Горња једначина се слаже са експерименталним подацима за  $\rho = 3/4$  (34). Електрони и позитрони створени у распаду имају углавном високе енергије и могу генерисати електромагнетне пљускове.

Захват негативног миона и интеракције брзих миона су битни процеси у нискофонској гама спектроскопији пре свега због тога што доводе до продукције неутрона па су зато детаљно описани у глави II овог рада.

Миони остављају неколико десетина MeV енергије у HPGe детекторима путем директне јонизације, али ова чињеница углавном није од интереса приликом већине нискофонских гама спектроскопских мерења јер се јонизациони пик депоноване енергије миона налази на око  $30 \text{ MeV}$ , док је приликом већине гама спектроскопских мерења максимум енергије који је од интереса много мањи ( $2-3 \text{ MeV}$ ). Миони главни допринос фону дају електромагнетним интеракцијама са материјалима које чине заштиту детектора при чему се формирају делта електрони чије закочно зрачење потом продукује електромагнетне пљускове честица што доводи до продукције фотона који могу бити регистровани у фонским спектрима. Миони већих енергија допринос фону могу дати и путем директне продукције пара електрон-позитрон и емисијом закочног зрачења. За мионе нижих енергија значајни су и процеси распада и захвата. Битан допринос фону миони дају продукцијом неутрона који након интеракције са материјалима детекторских система продукују

гама активност (детаљна анализа продукције неутрона космичким мионима дата је у глави II).

Интеракцијама космичких миона са материјалима кроз које пролазе могу се продуковати радионуклиди. Гама активност емитована од стране ових радионуклида може утицати на ниво фона у гама спектроскопским мерењима. Мионски процеси који доводе до продукције радионуклида су захват миона, фотокативације и спалационе реакције. Захват миона је доминантан начин продукције радионуклида у детекторским системима на површини, док су интеракције брзих миона (фотореакције, спалационе реакције) значајни механизми продукције радионуклида на већим дубинама. Вредности ефикасних пресека за продукцију радионуклида интеракцијама спорих и брзих миона дати су у радовима (75 и 76).

Главне карактеристике мионима индукованог фонског спектра германијумских детектора је присуство доминантног анихилационог пика на 511 keV, широк врх на око 45 MeV (у германијумским детекторима запремине од 200 cm<sup>3</sup>) и континуум произведен фотонима и електронима које је секундарно и терцијално зрачење миона (72).

Утицај миона на фонско зрачење се остварује преко различитих горе поменутих процеса, а допринос одброју фона назнајчајнијих процеса је анализиран у раду (73) и одређен је допринос директних интеракција миона, производње  $\delta$  електрона, производње парова, распада миона и закочног зрачења на фон (табела 1.9.). Детаљно објашњење начина одвијања ових процеса може се наћи у објављеним студијама (2 и 34).

**Табела 1.9.**

Допринос мионских процеса компоненти фона која потиче од секундарног космичког зрачења у нискофонском Ge спектрометру.

Механизам	Континуум 50 – 2700 keV [%]	511 keV [%]
Директно	2.5	
$\delta$ електрони	81.2	72.8
Производња пара	10.0	17.2
Распад миона	4.0	7.1
Закочно зрачење	2.3	2.9

### 1.2.3. Радиоактивност материјала детекторских система

Материјали од којих се изграђују нискофонски гама детекторски системи могу садржати гама емитере што доводи до повећања фона приликом коришћења гама спектроскопских система. Материјали од којих се изграђује заштита детектора, као и сам детектор могу бити контаминирани радионуклидима (10).

Најчешће се за пасивну заштиту HPGe детектора користи олово (Pb). Олово има велики редни број, велику густину (због чега добро апсорбује зрачење) и поседује повољне механичке особине, па је пожељан као материјал за заштиту детекторских система од зрачења из окружења. Проблем који се јавља приликом употребе олова као материјала заштите је тај, што је новопроизведено олово увек контаминирано радиоактивним <sup>210</sup>Pb који потиче из урановог радиоактивног низа. Утврђено је да је олово контаминирано само са овим изотопом јер се U и Th у

рудама олова налазе у малим концентracијама и лако се сепаришу, док је издвајање  $^{210}\text{Pb}$  много компликованије. Овај изотоп олова има период полураспада од 22 године и након 200 година остане само око 0.2% од првобитне активности. Сам  $^{210}\text{Pb}$  не доприноси много фону јер емитује само бета честице енергије од 16.5 keV и 63 keV и гама зрачење енергије 45 keV. Главни утицај на фон потиче од потомка  $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Bi}$ , који емитује високоенергетске  $\beta$  честице максималне енергије 1.161 MeV. Ове честице продукују карактеристично X зрачење олова (енергија 72.8 75.0 84.9 и 87.4 keV) и закочно зрачење са пиком континуума на око 170 keV. Концентracија  $^{210}\text{Pb}$  се креће од 0.001 до 2.5 kBq/kg (5). Да би се сузбио фон од  $^{210}\text{Pb}$ , користи се специјално произведено нискофонско олово или се употребљава старо олово код кога је активност изотопа  $^{210}\text{Pb}$  знатно опала. Добро новопроизведено олово има активност 20-30 Bq/kg.

Поред олова, материјал који се користи за изградњу пасивне заштите HPGe детектора, је гвожђе. Међутим, гвожђе произведено након 1952. године може бити контаминирано вештачки произведеним изотопима током употребе нуклеарне технологије, нарочито са  $^{60}\text{Co}$  који је коришћен у производњи челика за контролу хабања делова пећи. Такође, Fe данас може садржати и  $^{137}\text{Cs}$  који је доспео у атмосферу након акцидента у Чернобилу и током нуклеарних проба. Због тога се за израду заштита користи старо гвожђе које је произведено пре 1952. године.

Материјал који се због добре апсорпције гама зрачења може употребљавати за израду пасивне заштите детектора је жива. Hg је могуће произвести без радиоактивне контаминације, али се мора сместити у судове од гвожђа или олова који могу садржати радионечистоће. Жива је, међутим, замењена у употреби са много практичнијим бавром.

Бакар се користи за израду самих делова детектора или за унутрашњи слој заштите. Радиоактивност бабра се може свести на најмању могућу меру. Високопроводни бакар без кисеоника се током процеса рафинације потпуно ослобађа од природних и антропогених радионуклида.

Приликом израде нискофонских гама спектроскопских система материјал који се такође употребљава је Al. Концентracија радиоактивне контаминације алуминијума може бити 1-10 Bq/kg и потиче углавном од урана и његових потомака. Компоненте које се израђују од алуминијума углавном се замењују са бавром јер се он може произвести ослобођен радионечистоћа.

Пластични материјали се користе за израду контејнера за мерење узорака или за израду одређених компонента детекторског система. Тестирања су показала да се ови материјали могу произвести као врло чисти са горњим границама радиоактивне контаминације од 5-10 mBq/kg.

Електронске компоненте које су део детекторског система такође морају бити тестиране на ниво присиства гама емитреа у њима ако се налазе у близини детектора. Ниво контаминације у њима може бити неколико десетина mBq/kg и углавном потиче од серија урана и калијума.

За HPGe детекторске системе фон од радиоактивне контаминације може бити мањи од неколико одброја по дану у пику пуне апсорпције гама фотона за радионуклиде који се могу појавити као нечистоће. Компонента фона која потиче од радиоактивних нечистоћа у материјалима детекторских система углавном даје занемарљив допринос приликом мерења која се изводе у површинским или плитко укопаним лабораторијама



### 1.3. Нискофонски гама спектроскопски системи

Конструисањем нискофонског гама детекторског система треба обезбедити оптималне услове мерења у конкретном експерименту. Прво је потребно изабрати адекватан детектор који ће бити коришћен, а након тога и остале компоненте детекторског система. Један од начина за остваривање најповољнијих услова за мерење ниских активности постиже се редукцијом фона који се детектује гама спектроскопским системом. На овај начин се смањује доњи ниво детектабилности, што је изузетно битно приликом истраживања ретких нуклеарних догађаја. Смањивање нивоа одброја фона се постиже на више начина. Редукција сваке од компонената фона чије порекло је објашњено у одељку 1.2. захтева примену посебних техника.

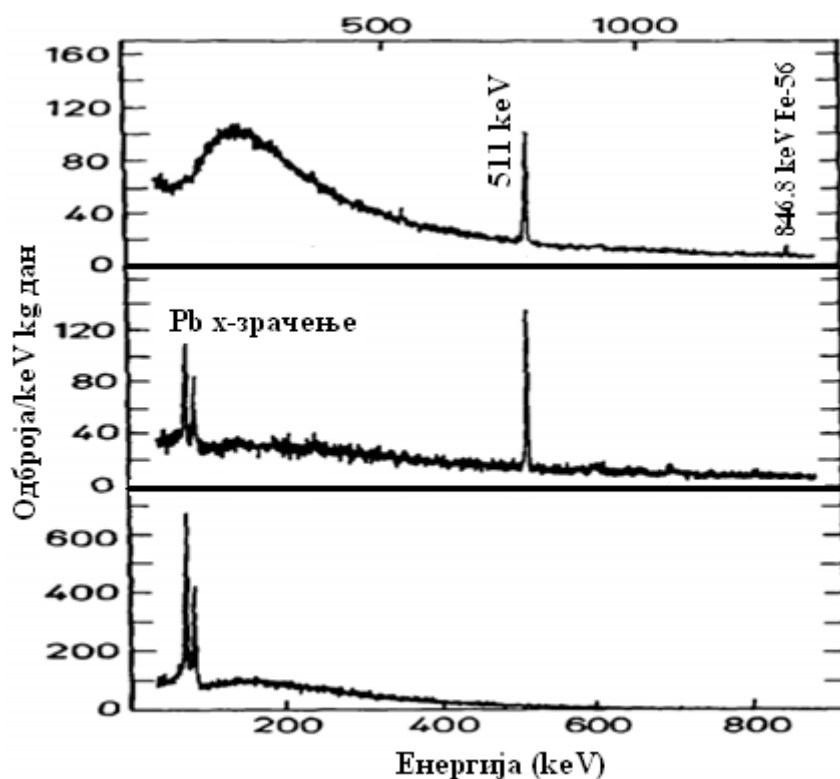
Ниво радиоактивне контаминације материјала сваког дела конструкције гама детекторских система мора бити проверен пре њихове употребе. Пожељно је бирати радиоактивно најчистије могуће материјале. На овај начин се редукује ниво фона који потиче од присутне радиоактивне контаминације у самом детекторском систему (одељак 1.2.3.).

Смањивање ниво фона од радионуклида присутних у окружењу гама спектроскопског система (утицај радионуклида из окружења на ниво фона је објашњен у одељку 1.2.1.) врши се помоћу главног штита детектора од материјала који добро апсорбују гама зрачење и погодном изградњом просторије у којој ће бити смештен детектор. Редукција фона који до детекторског система стиже из окружења постиже се прво одговарајућом изградњом просторије у коју се смешта детекторски систем. Поред облагања зидова материјалима који добро апсорбују гама зрачење, приликом градње лабораторије, могу се изабрати материјали чисти од радиоактивне контаминације (цемент, бетон). На овај начин се фон из окружења може смањити и 25 пута (77 и 78).

Након изградње одговарајуће просторије у којој ће бити смештен детекторски систем, главни начин редукције екстерног фона, из окружења детекторског система, је изградња главног штита детектора који се прави од материјала који добро апсорбује гама зрачење. Детектор се са свих страна окружује одабраним материјалом одговарајуће дебљине. Најпогоднији материјал за ову употребу је олово. Са довољно дебелим зидовима штита може се екстерно зрачење смањити на занемарљиву вредност. Међутим, треба одредити неку оптималну дебљину штита, при чему се мора водити рачуна о интеракцијама космичког зрачења са материјалима штита. Оптимална дебљина штита од олова је од 10 до 15 cm (2). За дебљине веће од ове, доминантна компонента фона постаје закочно зрачење миона (одељак 1.2.2.5.1.) и активност продукована интеракцијама космичких неутрона (глава III), а ове компоненте фона се не могу редуковати повећањем дебљине штита. У главном штиту долази до атенуације зрачења апсорпцијом и Комптонским расејањем. Комптонски расејани фотони који се производе у штиту доминирају енергетским спектром са максималним интензитетом на око 150 keV. Поред олова за заштиту детекторских система се користи и гвожђе. Потребна је већа количина гвожђа да би се постигла иста атенуација екстерног зрачења као са употребом олова. Предност коришћења гвожђа може бити мање присуство неутрона продукованих космичким мионима у детекторском систему због тога што продукција неутрона зависи од густине и редног броја материјала са којима миони интерагују. Уз употребу савремених олових заштита ниво фона који се толерише у лабораторијама на површини са Ge детектором запремине 200 cm<sup>3</sup> је 5 Bq/kg. Заштита детектора се може конструисати

и комбинацијом гвожђа и олова, с тим да се у оловну заштиту уноси слој гвожђа. Поређењем фонских спектра снимљених са оловном и гвозденом заштитом запажа се повећање пика континуума на око 160 keV када је присутно гвожђе. Са друге стране, висина врха од 511 keV је мања у случају када се користи гвоздена, него оловна заштита, због тога што се у олову производи више парова електрон-позитрон (слика 1.21. (10)). Приликом изградње штита мора се извршити провера контаминације радионуклидима материјала од којих се израђује заштита.

Приликом конструкција нискофонских германијумских детекторских система треба водити рачуна о елиминацији радона који је један од главних екстерних извора фона. Смањење ниво фона од радона се може постићи облагањем зидова просторије у којој је смештен детекторски систем са материјалима који ће спречити дифузију радона у просторију. Елиминација радона из спектроскопског система мале запремине може се извршити помоћу гасовитог азота који настаје кључањем течног азота. Течни азот се користи за хлађење детектора тако да није компликовано довести течни азот до детектора. Ако се гасовити азот доведе у унутрашњост заштите, помоћу њега се може вршити елиминација радона.



Слика 1.21.

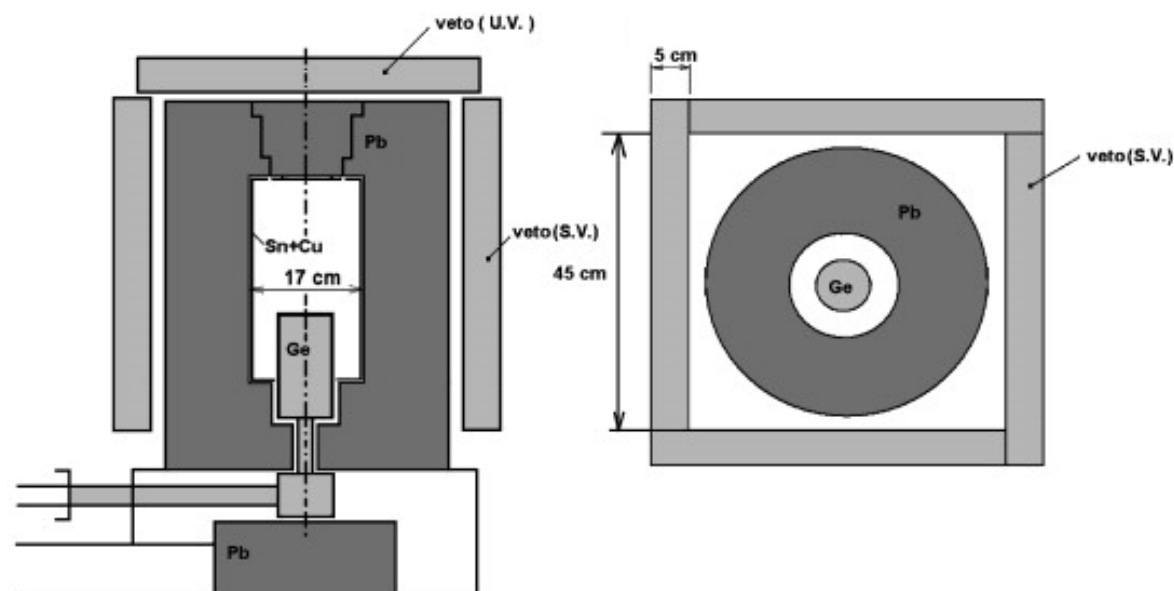
Фонски спектар германијумског детектора (0.9 kg активна маса) на 15 m.в.е. са 5 cm дебљине заштите различитих материјала: старо гвожђе (горњи график), нискоактивно олово  $0.4 \text{ Bq } ^{210}\text{Pb kg}^{-1}$ , (средњи график), и олово са контаминацијом од  $130 \text{ Bq } ^{210}\text{Pb kg}^{-1}$  (доњи график).

Један од главних извора фона у нискофонској гама спектроскопији потиче од космичког зрачења, првенствено миона (одељак 1.2.2.5.1). Да би се он редуковао, изграђују се подземне лабораторије у којима је флуks миона због атенуације у покровном материјалу много мањи него на површини. Смањење одброја фона изазваног космичким зрачењем врши се и употребом заштитних детектора који у антикоинцидентном начину мерења са главним детектором доводе

до елиминисања фона. Редукција фона чије порекло је космичко зрачење се постиже и одговарајућом изградњом просторија у које се смешта детекторски систем. Облагањем зидова просторије у којој се смешта детекторски систем слојем олова или гвожђа може се постићи смањење флукса космичког зрачења од 5 до 20 пута.

Једана од техника смањења фона у гама спектроскопским мерењима остварује се употребом заштитних детектора на тај начин што се главни детектор окружује са једним или више других детектора. На тај начин честица која долази изван детекторског система окида и заштитни и главни детектор, док честица из мереног узорка окида само главни детектор. Ако се заштитни детектор и главни детектор повежу антикоинцидентно, из спектра се елиминишу догађаји који потичу од честица које долазе изван детекторског система и детектују се само догађаји који потичу од узорка тј. елиминишу се сигнали који потичу од честица изван детекторског система које својим интеракцијама изазивају повишење фона. Ако сигнал у главном и заштитном детектору буде произведен истовремено тј. изазове га честица изван детекторског система тај сигнал се блокира и одбацује као фон.

Заштитни детектори се називају и вето, антикосмички или антикоинцидентни детектори док се блокирајући сигнал назива вето сигнал. Систем састављен од заштитних детектора назива се активна заштита детектора. На слици 1.22 приказана је шема детекторског система који комбинује активну и пасивну заштиту а налази се у Лабораторији за нискофонску гама спектроскопију Департмана за физику у Новом Саду (79).

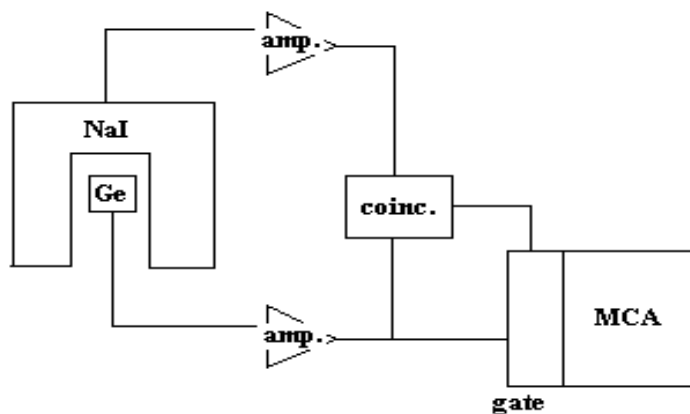


Слика 1.22.

Шема нискофонског гама спектроскопског система са активном заштитом у Лабораторији за гама спектроскопију Департмана за физику у Новом Саду.

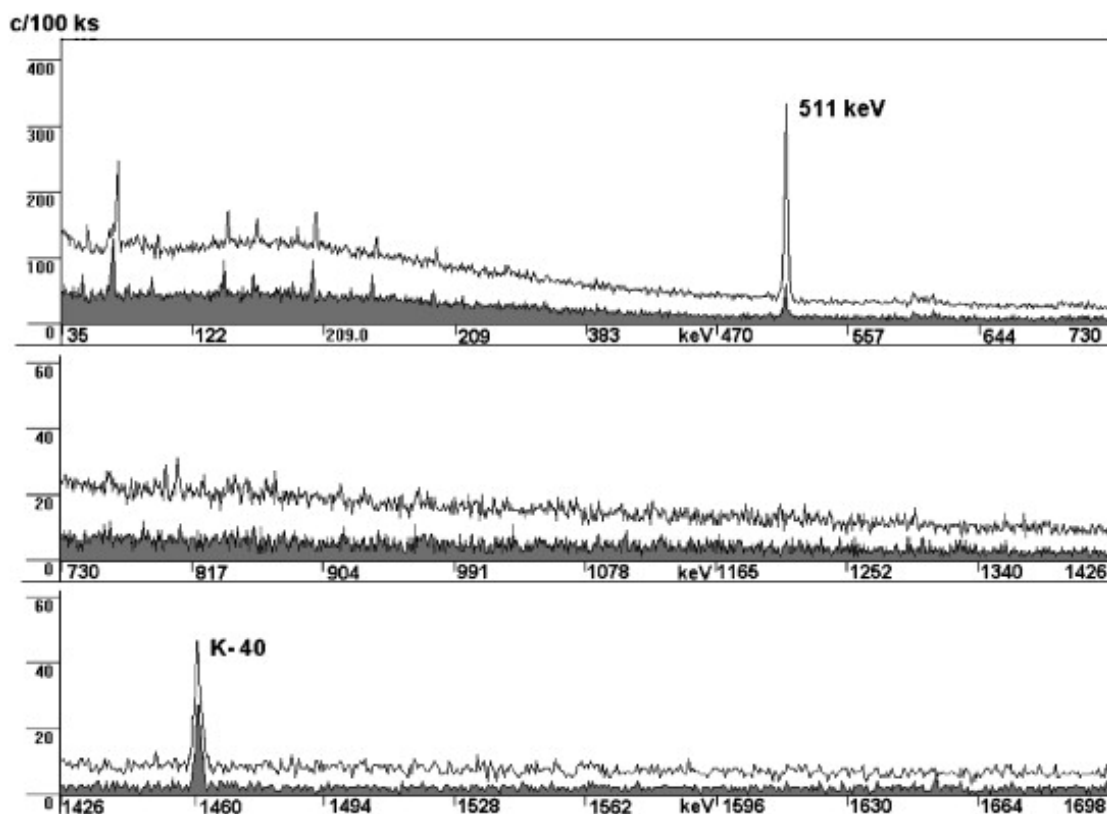
Приликом оваквих мерења са вето детекторима користе се методе временске анализе сакупљених сигнала (антикоинцидентна мерења). Као заштитни детектори користе се пропорционални гасни бројачи, вишежичани пропорционални гасни бројачи, сцинтилациони бројачи са течним или чврстим сцинтилаторима. Заштитни детектори се употребљавају да елиминишу фон који потиче од космичког зрачења

(миона и протона) као и да елиминишу зрачење настало Комптоновим расејањем гама фотона. Ако се главни детектор са свих страна окружи заштитним детекторима они имају ефикасност за детекцију миона од практично 100% и представљају антикосмички штит. Редукцију комтонски расејаних фотона се обично врши коришћењем NaI(Tl) детектора (слика 1.23.) (80). У студијама (2) се могу наћи објашњења коришћења активних заштита приликом различитих мерења ниских активности. На слици 1.24 је приказано поређење фонских спектра који су снимљени детектором са пасивном и активном заштитом, на ону чега се може запазити утицај активних заштита на сузбијање фонског зрачења.



Слика 1.23.

Антикоинцидентно коло за потискивање комтонски расејаних фотона.

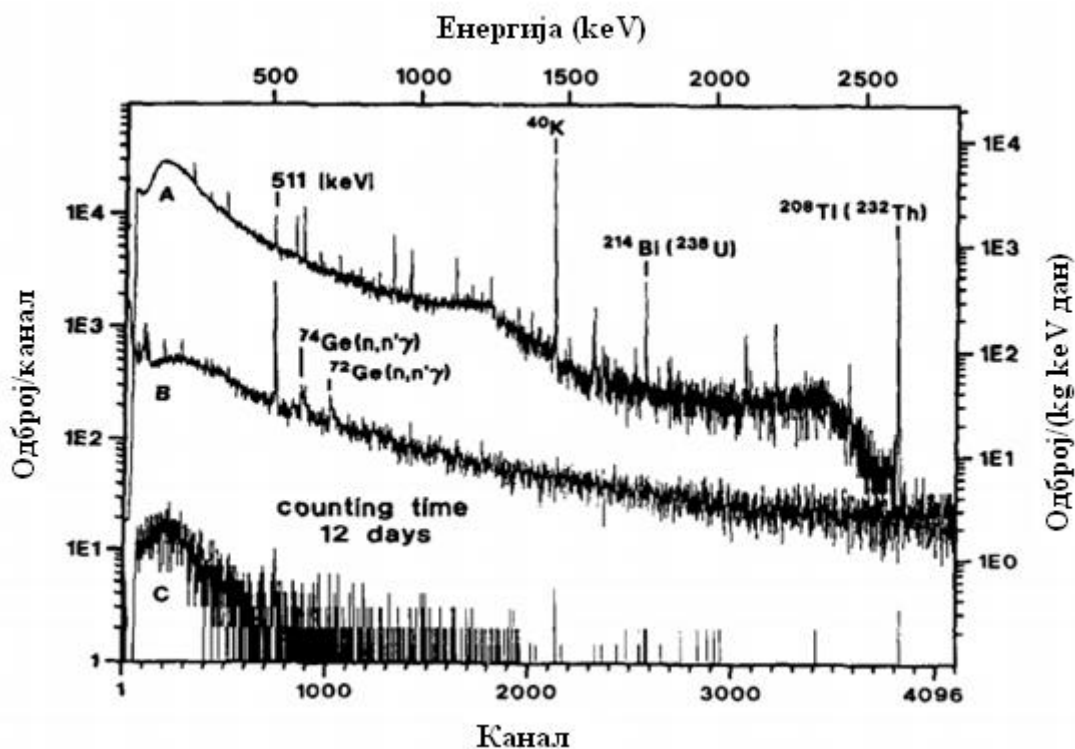


Слика 1.24.

Поређење фонских гама спектра снимљених са детектором са и без активне заштите у Лабораторији за гама спектроскопију, Департамана за физику у Новом Саду (79).

Компонента фона која потиче од космичког зрачења након изградње главног штита детекторског система представља доминантан извор фона. Да би се елиминисао овај извор фона граде се подземне лабораторије. У покровном слоју ових лабораторија се апсорбује космичко зрачење и на тај начин се смањује његов утицај на фон. На слици 1.25 (10) је дато поређење фонских спектра добијених у лабораторијама на површини и подземним лабораторијама.

До сада је изграђен велики број подземних лабораторија (тебела 1.10.) које се разликују по нивоу редукције фонског зрачења зависно од дубине на којој се налазе и начина на који су изграђене. Подземне лабораторије су изузетно битне за испитивање ретких нуклеарних процеса као што су неутринске осцилације и двоструки бета распад, јер детектовање ових ретких процеса захтева изузетно ниске вредности интензитета фонског зрачења (37).



Слика 1.25.

Фонски спектар сличних Ge детектора (0.5 kg активна маса) без заштите (горња крива), са павином оловном заштитом дебљине 15 cm на нивоу мора (средња крива) и на 15 m.w.e. (доња крива).

Табела 1.10.

Листа најзначајнијих подземних лабораторија у свету (37).

Институт	Локација	Тип	Дубина		Примена
			[m]	[m в.е.]	
MPI Kernphysik IAEA	fur Heidelberg, Немачка Монако	Јама		15	γ-спектрометрија
Аризона универзитет NASA	Tucson, Аризона Хјустон, Тексас	Подземна зграда Рудник	10 20		LCS NAA

наставак на  
следећој страни

наставак					
Институт	Локација	Тип	Дубина		Примена
			[m]	[m в.е.]	
Универзитет Берн	Берн, Швајцарска	Рудник	25	70	$\beta$ -бројач
Универзитет Токио	Nokogiri-yama, Јапан	Јама		180	Нискофонски бројач
VKTA	Дресден, Немачка	Јама	47	125	Нискофонски бројач
Kanazawa Универзитет	Огоуа, Јапан	Рудник бакра	135	270	$\gamma$ -спектрометрија
Mining Academy	Фрајберг, Немачка	Рудник сребра	147	390	
IRMM	Geel, Белгија	Рудник	223	500	$\gamma$ -спектрометрија
INR Ukrain. Acad. Sci.	Солотвина, Украина	Рудник соли	430	1000	Физика
РТВ Минесота	Asse, Немачка	Рудник соли	750	1750	$\gamma$ -спектрометрија
Универзитет Сарагоса	Soudan	Рудник		1800	Физика
Универзитет Токио	Шпанија	Тунел аутопута		2100	Физика
Универзитет Сиднеј	Камиока, Јапан	Рудник		2700	Истраживање неутрина
INFN	Брукин Хилс, Аустралија	Рудник	1230		
INI	Гран Сасо, Италија	Тунел аутопута	1400	3500	Истраживање неутрина
PNL-USC	Vaksan Valley, Русија	Јама		4400	Истраживање неутрина, $2\beta$ распад
LSM	Homestake, SD, USA	Рудник гвожђа		4400	$2\beta$ распад
SMSR	Frejus, Француска	Тунел аутопута	1780	4800	Физика, нискофонски бројачи
Универзитет Кингстон	Монт Блан, Италија	Тунел аутопута	2200	5000	Истраживање неутрина
TIFR	Sudbuty, Онтарио	Рудник		6200	Неутрино обсерваторија
	Kolar Field, Индија	Рудник злата		8500	Неутрино физика

### Присуство неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима

Неутрони присутни у нискофонским гама детекторским системима могу потицати из два извора: активности радионуклида из окружења и космичког зрачења (81, 82, 83 и 84). Природни радионуклиди могу генерисати неутроне спонтаном фисијом урана и  $(\alpha, n)$  реакцијама. Космичко зрачење продукује неутроне путем неколико различитих механизма. Неутрони бивају генерисани интеракцијама примарног космичког зрачења у атмосфери и ови неутрони из секундарног космичког зрачења стижу до детекторских система. Поред секундарних неутрона јављају се и терцијални неутрони који настају интеракцијама честица космичког зрачења (првенствено протона и миона) са материјалима из окружења детекторског система и самог детектора. Интеракције миона представљају један од најзначајнијих извора неутрона у нискофонским гама спектрометрима. Миони могу продуковати неутроне путем неколико процеса: мионског захвата, мионима индукованих спалационих реакција, хадронских каскада индукованих мионима преко фотонуклеарних реакција, електормагнетне каскаде инициране мионима и еластичног расејања миона на неутронима везаним у језгру.

Допринос горе поменутих процеса укупном флуксу неутрона је различит и варира у зависности дебљине покровног слоја изнад детекторског система. То је поседица апсорпције космичког зрачења у покровном слоју изнад детектора (10).

У овом поглављу биће објашњени процеси који доводе до присуства неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима. Представљени су резултати објављених студија у којима је анализирано генерисање неутрона у окружењу детекторских система и у самом детектору.

Познавање механизма продукције неутрона присутних у гама детекторском систему је битно за тачно утврђивање енергетског спектра и укупног флукса неутрона у детекторском систему. Ово је од велике важности приликом анализе генерисања гама активности интеракцијама неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима.

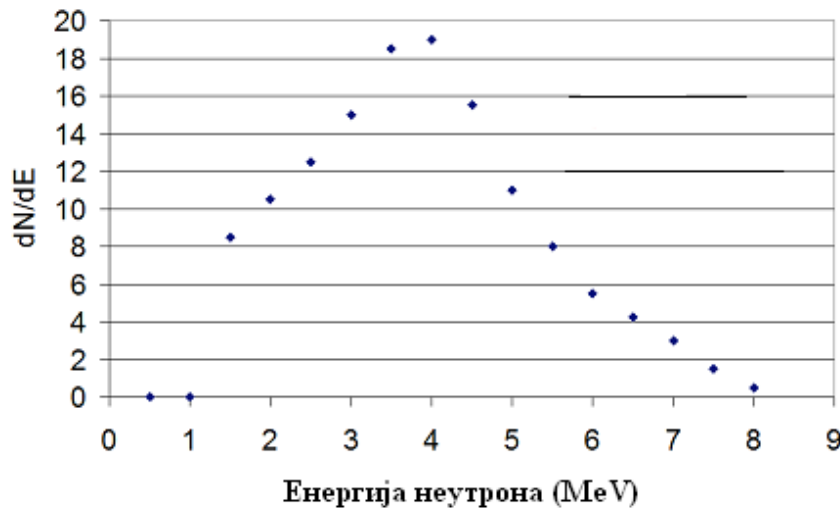
## 2.1. Неутрони настали услед активности радионуклида из окружења детекторског система

Неутрони у окружењу нискофонских гама детекторских система могу потицати и од активности природних радионуклида присутних у стенама и тлу. Неутрони могу настати спонтаном фисијом урана и  $(\alpha, n)$  реакцијама у материјалима присутним око детектора. Распадом урана, торијума и њихових потомака генеришу се алфа честице које могу интераговати са лаким језгрима као што су  $^9\text{Be}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{25}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{29}\text{S}$ , при чему долази до емисије неутрона.

Спектар неутрона насталих спонтаном фисијом урана може се описати стандардним фисионим спектром:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{1/2} \cdot e^{-E/1.29} \quad (2.1)$$

Дискусија и резултати мерења спектра неутрона који потичу од  $(\alpha, n)$  реакције могу се наћи у раду (85). На слици 2.1. приказан је енергетски спектар неутрона генерисаних  $(\alpha, n)$  реакцијама одређен у Sanfranc подземној лабораторији (86).



Слика 2.1.

Спектар неутрона генерисаних  $(\alpha, n)$  реакцијом одређен у Sanfranc подземној лабораторији.

Интензитет неутрона из спонтане фисије и из  $(\alpha, n)$  реакција зависи од типа стена у којима се неутрони генеришу. Брзина продукције неутрона  $r_{N,p}$  у оксидним компонентама стена дата је у табели 2.1. (87). У условима стационарног стања специфична масена брзина продукције неутрона је једнака брзини апсорпције неутрона  $r_{N,a}$ .

Познавањем брзине продукције неутрона  $r_{N,p}$  може се одредити флуks неутрона, на следећи начин:

$$\Phi = r_{N,p} \delta / \mu_{N,a} \quad (2.2)$$

где је  $\delta$  густина стена, а  $\mu_{N,a}$  апсорпциони коефицијент за неутроне.

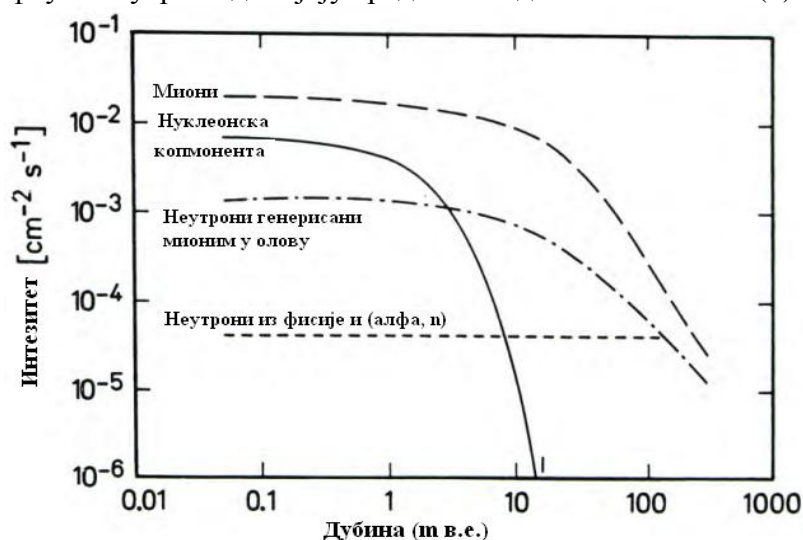


Табела 2.1.

Брзина продукције неутрона у оксидним компонентама стена.

Оксид	Процент оксида у стенама	$r_{N,p} (g^{-1} god^{-1})$ по 1 ppm Th и 1 g оксида	$r_{N,p} (g^{-1} god^{-1})$ по 1 ppm U и 1 g оксида
SiO <sub>2</sub>	57.6	0.184	0.42
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	23.8	0.89	0.48
FeO	7.52	0.157	0.046
K <sub>2</sub> O	4.21	0.23	0.078
MgO	1.78	1.15	0.62
H <sub>2</sub> O	1.16	0.096	0.046
TiO <sub>2</sub>	0.97	0.45	0.25
CaO	0.91	0.048	0.023
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	0.89	0.137	0.049
Na <sub>2</sub> O	0.81	3.70	3.00

Продукција неутрона активношћу природних радионуклида из стена је занемарљива у површинским и плитко укопаним лабораторијама где доминирају начини генерисања неутрона интеракцијама космичког зрачења (37). Неутрони из спонтане фисије урана и ( $\alpha, n$ ) реакција постају доминантни на дубинама већим од 50 m в.е. где је флуks космичког зрачења много мањи него на нивоу мора. Као пример за ову тврдњу можемо навести анализу присуства неутрона у Gran Sasso лабораторији која се налази на дубини од 3400 m в.е. Утврђено је да на овој дубини неутрони искључиво потичу од спонтане фисије и ( $\alpha, n$ ) реакције. Мерењима су за вредности флуkseва неутрона у енергетским опсезима за термалне енергије, 0.05-1 keV и  $>2.5$  MeV добијени резултати  $0.02 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ,  $0.013 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  и  $0.026 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  (88). Поређење вредности флуkseва неутрона генерисаних интеракцијама космичког зрачења, спонтаном фисијом урана и ( $\alpha, n$ ) реакцијама, добијено путем Монте Карло симулација представљено је на слици 2.2 (8). Запажа се да је број неутрона продукованих активношћу радионуклида из окружења константан са порастом дубине, док број неутрона продукованих космичким зрачењем опада на већим дубинама. У неколико подземних лабораторија утврђене су вредности флуksа неутрона који потиче од активности радионуклида из окружења у опсегу од  $10^{-6}$  до  $10^{-5} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (10), док се за вредности флуksа неутрона у лабораторијама на површини за флуks неутрона добијају вредности од око  $0.03 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (2).



Слика 2.2.

Флуks секундарног космичког зрачења и неутрона продукованих мионима и природном радиоактивношћу на различитим дубинама (8).

## 2.2. Неутрони генерисани космичким зрачењем

Интеракцијама космичког зрачења продукују се секундарни и терцијални неутрони који су присутни у нискофонским гама спектроскопским системима. Секундарни неутрони настају интеракцијама примарног космичког зрачења у атмосфери док терцијални неутрони потичу од интеракција секундарног космичког зрачења са материјалима из окружења детекторског система и самим детектором. Резултати објављених студија показују да терцијални неутрони продуковани космичким зрачењем чине доминантну компоненту неутронског флукса у површинским и плитко укопаним лабораторијама. У овом раду су вршена мерења гама активности генерисане неутронима у површинској нискофонској лабораторији која нема значајнији покровни слој због чега је у овом поглављу посебна пажња поклоњена механизмима продукције неутрона који доминирају на нивоу мора и мањим дубинама. Главни процес генерисања неутрона у овим случајевима је захват миона.

### 2.2.1. Неутрони у флуксу секундарног космичког зрачења у атмосфери

Примарни флукс космичког зрачења приликом проласка кроз атмосферу интерагује са атомима у атмосфери и при томе се мења композиција космичког зрачења на начин како је то објашњено у поглављу 1.2.2.1. Интеракцијама космичког зрачења у атмосфери генеришу се и неутрони. Примарни нуклеони генеришу велики број неутрона интеракцијама у атмосфери. Неутрони првенствено потичу од процеса покренутих интеракцијама протона (високоенергетске каскаде). Сваки примарни протон продукује око 20 неутрона. На нивоу мора, изван лабораторије (неутрони могу бити генерисани интеракцијама космичког зрачења са материјалима присутним у окружењу детекторског система), флукс космичких неутрона је око  $64 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  (89). Мерења флукса неутрона на нивоу мора показују варијације које су повезане са променама флукса примарних протона:  $40 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  (90) и  $62 \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$  (91). Процеси продукције неутрона у атмосфери се могу одвијати евапорацијом и избијањем неутрона из атомских језгара интеракцијама честица космичког зрачења. Од укупног броја неутрона који стижу до Земљине површине око 80% су евапорациони неутрони, а око 20% су избијени неутрони.

Однос броја неутрона према броју протона ( $N_n/N_p$ ) се повећава од горњих слојева атмосфере до тла. У горњим деловима атмосфере овај однос је 22, а на нивоу мора је 38, што је последица тога што неутрони не губе енергију јонизацијом па је и средњи слободни пут неутрона дужи од средњег слободног пута протона. Због тога се флукс неутрона у атмосфери смањује спорије са порастом дубине атмосфере од флукса протона.

Енергетски спектар неутрона генерисаних у атмосфери се може описати следећом зависношћу (37):

$$P(E)dE = Ee^{-E/E_0} dE \quad (2.3)$$

где енергија побуђених језгара  $E_0$  износи око 1 MeV. Спектар неутрона који примарно космичко зрачење генерише у атмосфери обухвата широк опсег енергија. На нивоу мора енергетски спектар неутрона се протеже од термалних енергија па

све до 1 GeV. У енергетском спектру неутрона уочљив је мањи пик на око 1 MeV који потиче од евалорационих неутрона. Око 10 % неутрона има енергије веће од 10 MeV.

Неутрони у атмосфери могу бити успорени путем еластичног и нееластичног расејања. Када се кинетичка енергија неутрона довољно смањи након расејања долази до процеса захвата неутрона на језгрима атома у атмосфери. 64% термалних неутрона бива захваћено у  $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$  реакцији продукујући  $^{14}\text{C}$ .

Атенуациона дужина за неутроне у атмосфери је  $150 \text{ g/cm}^2$ . Продукција и успоравање неутрона је исто на различитим дубинама атмосфере тако да се облик неутронског спектра не мења него долази само до промене његовог интензитета (што важи за вредности атенуационе дужине мање од  $200 \text{ g/cm}^2$ ).

Доминантан начин продукције неутрона у атмосфери су интеракције примарних протона који могу генерисати неутроне и у интеракцијама са материјалима присутним у детекторском окружењу. Неутрони настали интеракцијама протона имају утицај на фон у лабораторијама без покровног слоја или у плитко укопаним лабораторијама, док на већим дубинама доминира продукција неутрона интеракцијама космичких миона. На дубини од око 4 m в.е. ове две компоненте неутрона, од протона и од миона, су једнаке, а са додатним повећањем дубине од још неколико m в.е. протонска компонента постаје занемарљива. Треба напоменути да грађевински материјал обичне зграде апсорбује већи део флукса протона (2), те на тај начин протонима генерисана компонента неутронског флукса постаје занемарљива.

### 2.2.2. Генерисање неутрона мионским захватом

Мионски захват је један од најзначајнијих начина продукције неутрона на нивоу мора и у плитко укопаним лабораторијама (92). Неутрони генерисани на овај начин имају велики утицај на фон приликом гама спектроскопских мерења, због чега ће у овом поглављу бити детаљно објашњен процес захвата миона.

Захват миона је семи-лептонска реакција која се одвија путем наелектрисане струје слабе интеракције. Дешава се захват негативног миона од стране протона што обично доводи до емисије неутрона и неутрина, а постоји могућност и за емисију гама кваната. Мионски захват на тежим језгрима може довести и до емисије тежих честица. Проучавањем захвата миона могу се добити значајне информације о структури комплексних атомским језгрима и фундаменталним карактеристикама слабе интеракције. Проучавање мионског захвата се користи за израчунавање да ли су одређени слаби нуклеарни процеси (као што је електронски захват у звездама или расејање неутрина на језгру, који су битни за разумевање физике звезда) доминантни у односу на захват миона.

Стандарни захват миона се састоји од захвата миона са атомских орбитала без емисије гама кваната, што представља процес:  $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ . Може се одвијати и радијативни мионски захват који је исти као и стандарни захват миона с тим што се још емитује и гама квант:  $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu + \gamma$ .

Познат је и захвата миона без емисије неутрона.

Након заустављања у материјалу мион брзо бива захваћен од стране атома и енергија захвата миона у атому се предаје Аугеровим електронима. На овај начин се формира мионски атом у којем је један од електрона замењен мионом.

Након што мион буде захваћен од стране атома он прелази у 1s стање при чему се јављају каскаде X-зрачења. Прелазак миона у 1s стање се одвија за временски интервал реда величине  $10^{-13}$ s. Каскаде изазване мионима започињу емисијом Аугерових електрона али од атомског нивоа  $n=5$  емисија x-зрачења постаје доминантна. Карактеристике каскада зависе од хемијских и физичких карактеристика материјала. У гасовима Аугерови електрони не могу бити замењени другим електронима, док у чврстим узорцима електрони се замењују како се мион помера ка нижим енергетским нивоима. Емитовано X-зрачење се у експериментима у којим се врши детекција мионског захвата може користити као стандард приликом одређивања ефикасности детектора због чега је потребно детаљно познавање емисије X-зрачења (93). Енергија нивоа за појединачан мионски атом је дата са:

$$E_{n,j} = -\frac{m_{\mu}c^2}{1+m_{\mu}/A} \frac{(Z\alpha)^2}{2n^2} \left[ 1 + \left( \frac{Z\alpha}{n} \right)^2 \left( \frac{n}{j+(1/2)} - \frac{3}{4} \right) \right] \quad (2.4)$$

где су  $A$  и  $Z$  атомска маса и редни број, а  $m_{\mu}$  је маса миона.

Најчешћи су прелази типа  $EI$  за  $\Delta n=1$  као што су 4f-3d, 3d-2p и 2p-1s, али се и прелази са  $\Delta n \geq 1$  јављају, међутим, са знатно мањим интензитетом. Тако се при преласку у 1s стање јављају прелази 2p-1s, 3p-1s, 4p-1s па све до 9p-1s. Ови прелази се називају Лајмановом серијом, обелажавају се са  $K_{\alpha}$ ,  $K_{\beta}$ ,  $K_{\gamma}$  итд. према атомској нотацији. Појављују се и прелази на 2p ниво 3d-2p, 4d-2p, 5d-2p итд. који се називају Балмеровом серијом и обележавају се са  $L_{\alpha}$ ,  $L_{\beta}$ ,  $L_{\gamma}$  итд. Због појаве спин-орбиталне спреге јавља се цепање нивоа. Ниво p цепа се на  $p_{3/2}$  и  $p_{1/2}$  и јављају се прелази  $2p_{3/2}-1s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}-1s_{1/2}$ . У табели 2.2. представљени су прелази приликом захвата миона за неколико елемената који се најчешће налазе у саставу материјала нискофонских гама детекторских система, као и рачунати и измерени интензитети ових прелаза

**Табела 2.2.**

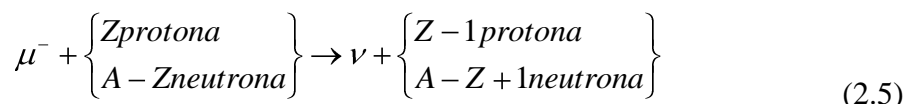
Интензитет и врста прелаза у X-каскадама емитованих приликом захвата миона у материјалима нискофонских гама детекторских система (93).

Елемент	Прелаз	Енергија (keV)	Интензитет (експерименталне вредности) (%)	Интензитет (рачунате вредности) (%) (реф)
Na	2p-1s	250.2	79.2(1.0)	79.3
	3d-2p	47.2		60.6
	4f-3d			33.2
Al	2p-1s	346.8	79.7(6)	79.8
	3d-2p	66.1		60.6
	4f-3d			41.9
Cl	2p-1s	578.6	85.8(1.0)	85.2
	3d-2p			67.6(1.7)
	4f-3d			66.4
Fe	2p-1s	1255	71.6(1.7)	74.1
	3d-2p	267		44.1(1.2)
	4f-3d			33.2(1.2)

наставак на следећој страни

наставак Елемент	Прелаз	Енергија (keV)	Интензитет (експерименталне вредности) (%)	Интензитет (рачунате вредности) (%) (реф)
<b>Pb</b>	2p <sub>3/2</sub> -1s <sub>1/2</sub>	5974		64
	3d <sub>3/2</sub> -1s <sub>1/2</sub>	2643		30
	3d <sub>5/2</sub> -2p <sub>3/2</sub>	2501		53
	4f <sub>5/2</sub> -3d <sub>3/2</sub>	972		32
	4f <sub>7/2</sub> -3d <sub>5/2</sub>	938		45
<b>Au</b>	2p-1s	5677	89.9(3.7)	94.7
	3d-2p	2408	80.4(2.7)	84.3
	4f-3d	884	75.6(1.5)	76.0

Теорија мионског захвата се заснива на ефективном Хамилтонијану,  $H_{eff}^{(\mu)}$ , који описује мионски захват уз емисију неутрина и трансформацију атомског језгра:



Ефективни Хамилтонијан за мионски захват одредили су Fujii и Primakoff (94). Детаљно теоријско објашњење захвата миона се може наћи у студији (94).

Код тежих језгара постоји много више неутрона него протона, па је много теже да се протон трансформише у неутрон због Паулијевог принципа искључења. За тежа језгра Primakoff је предложио следећи израз за брзину стандарног нерадијативног мионског захвата:

$$\Lambda_C(A, Z) = Z_{eff}^4 X_1 \left[ 1 - X_2 \left( \frac{A - Z}{2A} \right) \right] \quad (2.6)$$

где је  $X_1$  брзина мионског захвата за водоник, а  $X_2$  узима у обзир Паулијев принцип искључења. Одређене вредности ових параметара су:  $X_1 = 170s^{-1}$ ,  $X_2 = 3.125$

Goulard и Primakoff су проширили претходну формулу додавањем још два члана (93, 145):

$$\Lambda_C(A, Z) = Z_{eff}^4 G_1 \left[ 1 + G_2 \frac{A}{2Z} - G_3 \frac{A - 2Z}{2Z} - G_4 \left( \frac{A - Z}{2A} + \frac{A - 2Z}{8AZ} \right) \right] \quad (2.7)$$

У табели 2.3. дате су вредности фитованих параметара  $G_1$ ,  $G_2$ ,  $G_3$  и  $G_4$ .

**Табела 2.3.**

Вредности параметара  $G_1$ ,  $G_2$ ,  $G_3$  и  $G_4$  за Goulard - Primakoff формулу.

Референца	Број податак	$G_1$	$G_2$	$G_3$	$G_4$
(95)	58	252	-0.038	-0.24	3.23
(95)	30	261	-0.040	-0.26	3.24
(96)	91		-0.020	-0.23	3.25
(96)	91		0.8	-0.02	6.5

Постоје различите технике мерења брзине захвата миона, а једна од најчешће коришћених се заснива на мерењу времена живота миона након што он бива заустављен у материји (табела 2.4.). Након заустављања мион има две могућности: или да се распадне или да буде захваћен. Због тога је тотална константа брзине апсорпције једностано дата сумом брзина захвата и распада миона:

$$\Lambda_t = \Lambda_c + Q\Lambda_d \quad (2.8)$$

где  $\Lambda_t = (\tau_{\mu^-})^{-1}$  и  $\Lambda_d = (\tau_{\mu^+})^{-1}$ ,  $Q$  је Huff-ов фактор (97) који даје мале корекције узимајући у обзир чињеницу да је нормални распад миона редукован за везане негативне мионе.

**Табела 2.4.**

Примери укупне вредности брзине захвата  $\mu^-$  за различите мете. Табела је преузета из студије (93).

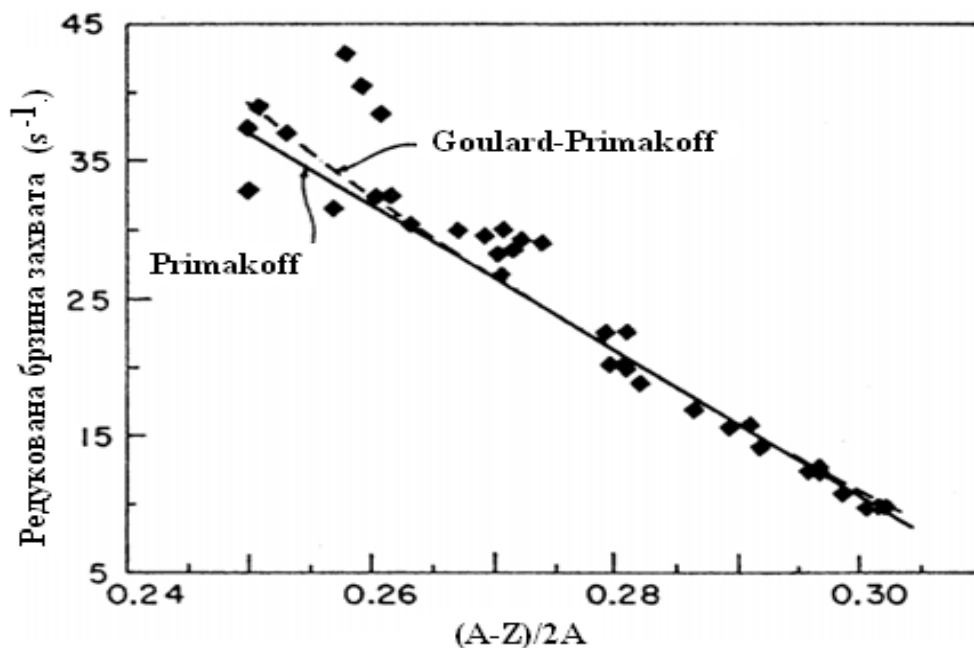
Z ( $Z_{\text{eff}}$ )	Елемент	Средње време живота (ns)	Брзина захвата ( $10^{-3}\text{s}^{-1}$ )	Huff-ов фактор
1 (1.00)	$\mu^+$	2197.03(4)	455.16	1.00
	$^1\text{H}$	2194.90(7)	0.450(20)	
	$^2\text{H}$	2194.53(11)	0.470(29)	
2 (1.98)	$^3\text{He}$	2186.70(10)	2.15(2)	1.00
	$^4\text{He}$	2195.31(5)	0.356(26)	
3 (2.94)	$^6\text{Li}$	2175.3(4)	4.68(12)	1.00
	$^7\text{Li}$	2186.8(4)	2.26(12)	
4 (3.89)	$^9\text{Be}$	2168(3)	6.1(6)	1.00
5 (4.81)	$^{10}\text{B}$	2072(3)	27.5(7)	1.00
	$^{11}\text{B}$	2089(3)	23.5(7)	1.00
6 (5.72)	$^{12}\text{C}$	2028(2)	37.9(5)	1.00
	$^{13}\text{C}$	2037(8)	35.0(20)	
7 (6.61)	$^{14}\text{N}$	1919(15)	66(4)	1.00
8 (7.49)	$^{16}\text{O}$	1796(3)	102.5(10)	0.998
	$^{18}\text{O}$	1844(5)	88.0(14)	
9 (8.32)	$^{19}\text{F}$	1463(5)	229(1)	0.998
13 (11.48)	$^{27}\text{Al}$	864(2)	705(3)	0.993
14 (12.22)	$^{28}\text{Si}$	758(2)	868(3)	0.992
20 (16.15)	Ca	334(2)	2546(20)	0.985
40 (25.61)	Zr	110.4(10)	8630(80)	0.940
82 (34.18)	Pb	74.8(4)	12985(70)	0.844
83 (34.00)	Bi	73.4(4)	13240(70)	0.840
90 (34.94)	Th	77.3(3)	12560(50)	0.824
92 (34.94)	U	70.0(4)	12610(70)	0.820

На слици 2.3. представљена су поређења између вредности које дају Primakoff (2.6) и Goulard-Primakoff (2.7) формула са експерименталним резултатима (98).

Primakoff је добио апроксимативну формулу која даје однос брзина стандардног и радијативног захвата миона (94):

$$\frac{\Lambda_{\text{rad}}^{(\mu)}(a)}{\Lambda^{(\mu)}(a)} \cong \left[ \left( \frac{1}{12\pi} \frac{1}{137} \right) \left( \frac{3}{4} \right)^2 \right] \left[ 1 - \frac{0.35}{5} \right] = 1 \times 10^{-4} \quad (2.9)$$

На основу горњег израза се закључује да је брзина радијативног захвата миона много мања од брзине нерадијативног захвата миона.



Слика 2.3. Поређења између Primakoff формуле, Goulard-Primakoff израза и експерименталних података (98).

Захват миона може довести до побуде језгра у енергетском опсегу од 10 MeV до 20 MeV. Како је просечна везивна енергија неутрона 8 MeV, енергија побуде коју добије језгро мионским захвтом је довољна да доведе до емисије једног, два или чак више неутрона. Испитивања емисије неутрона у мионском захвату користе две технике мерења: детекцију неутрона (99) и активациону анализу (100 и 101). Добијене вредности мултиплицирања неутрона за различите материјале су представљени у табели 2.5.

У табели 2.5. су представљени резултати за мултиплицирање до 4 неутрона, међутим могуће је да се у мионском захвату емитује чак 8 неутрона. Тешко је објаснити механизме ових процеса јер је неопходно да депонована енергија буде 50 или 60 MeV. Lifshitz са сарадницима (102) је на основу феноменолошког модела (103) анализирао емисију неутрона индуковану изменом мезонских струја. Резултати ових израчунавања и резултати мерења помоћу активација и детекције неутрона су приказани у табели 2.6.

Табела 2.5. Дистрибуција мултиплицирања неутрона у мионском захвату ( $\gamma$  %) за 0, 1, 2, 3 и 4 неутрона (99).

	Средња вредност мултиплицирања	0	1	2	3	4
Al	1.262(59)	9(6)	75(10)	5(10)	9(6)	0
Si	0.864(72)	36(6)	49(10)	14(6)	1(1)	0
Ca	0.746(32)	37(3)	54(5)	8(3)	1(1)	0
Fe	1.125(41)	19(4)	60(6)	12(5)	9(3)	0
Ag	1.615(60)	6(9)	51(18)	25(18)	12(11)	6(6)
I	1.436(56)	4(10)	72(19)	6(18)	12(11)	6(6)
Au	1.662(44)	10(9)	43(19)	27(18)	12(13)	8(5)
Pb	1.709(66)	0(11)	59(22)	23(21)	5(14)	13(7)

**Табела 2.6.**

Вероватноћа емисије неутрона високог степена мултиплицирања дата по 1000 захвата миона (рачунато (102), активациони експерименти (102), гама мерења (104 и 105)).

Нуклид	$n = 6$			$n = 7$			$n = 8$		
	Рач.	IA	Експ.	Рач.	IA	Експ.	Рач.	IA	Експ.
$^{209}\text{Bi}$	8	0.7	15.0(15)	3.5	0.01	1.4(2)	0.7	~0	2.8(2)
$^{207}\text{Pb}$	10		9.2(23)	3			0.8		
$^{165}\text{Ho}$	5.5			1.5			0.3		
$^{107}\text{Ag}$	3.3			0.52			0.04		

За нискофонска мерења гама активности битно је анализирати како се брзина продукције неутрона мионским захватом мења са повећањем дубине литосфере. Брзина продукције неутрона захватом негативног миона је дата изразом:

$$P_{n,\mu^-}(h) = \sum a(Z) \cdot f_c(Z) \cdot f_D(Z) \cdot f_n(Z) \cdot R_{\mu^-}(h) \quad (2.10)$$

где је  $f_n(Z)$  принос неутрона након нуклеарног захвата негативног миона (172),  $f_c(Z)$  је фактор хемијске сложености који се односи на хемијски састав минерала (170),  $a(Z)$  је проценат присуства језгара са редним бројем  $Z$ ,  $f_D(Z)$  је вероватноћа да се  $\mu^-$  не распадне у К-љусци пре захвата (171) и  $R_{\mu^-}(h)$  је брзина заустављања негативног миона на одређеној дубини  $h$  у литосфери (76).

Промена брзине заустављања негативних миона са променом дубине литосфере може бити описана апроксимативно са (76):

$$R_{\mu^-}(h) \approx R_{\mu^-}(0) \cdot e^{-\frac{h}{\Lambda_{\mu^-}}} \quad (2.11)$$

где је  $R_{\mu^-}(h) = 190 g^{-1} a^{-1}$ . У горњем изразу  $h$  је дубина литосфере а  $\Lambda_{\mu^-} = 15.1 hg / cm^2$  апсорпциони средњи слободан пут за заустављање негативних миона. Израз 2.11 за брзину заустављања негативног миона је добијен диференцирањем зависности укупног флукса негативних миона од дубине литосфере.

Израз 2.11 показује да се брзина заустављања негативних миона смањује са повећањем дубине литосфере што доводи, на основу израза 2.10, и до мање продукције неутрона мионским захватом на већим дубинама у литосфери. Због тога је процес продукције неутрона мионским захватом доминантан на површини земље и мањим дубинама, док су на већим дубинама, у подземним лабораторијама, значајнији процеси продукције неутрона интеракцијама брзих миона, путем мионских спалационих реакција.

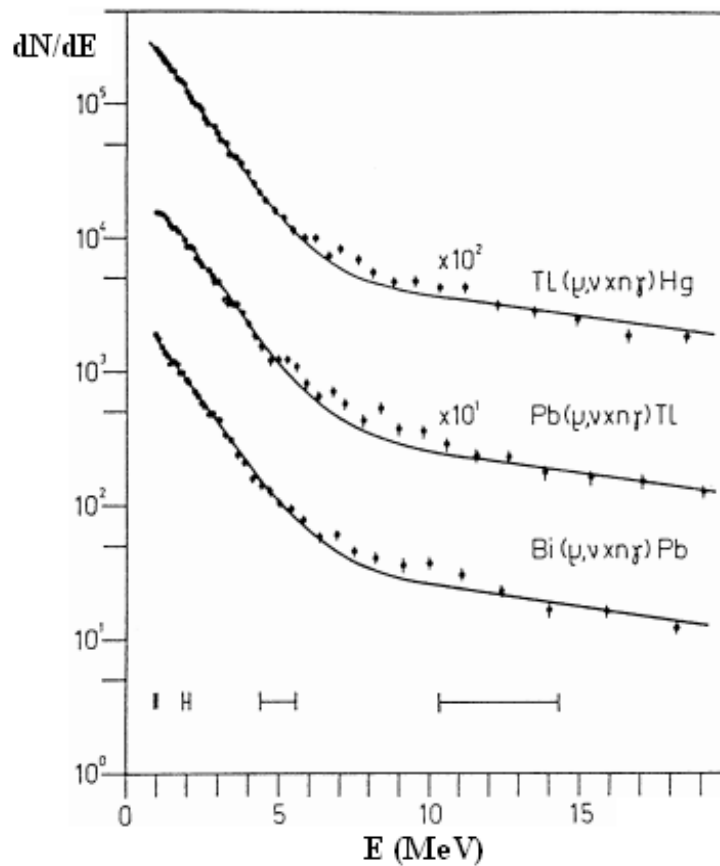
Анализа енергетског спектра емитованих неутрона је битна јер може да да одговоре о енергијама побуђених стања језгра након мионског захвата. Такође, познавање енергетског неутронског спектра је битно приликом анализе генерисања гама активности неутронским интеракцијама. Мерење енергетског спектра неутрона након мионског захвата је компликовано и тешко је анализирати резултате због комплексности овог процеса. Најпогоднија техника за мерење енергије неутрона заснива се на мерењу времена лета неутрона али се појављује проблем



одређивања почетног временског тренутка јер приликом мионског захвата прође неколико микро секунди између формирања мионског атома и захвата миона.

Резултати извршених мерења енергетског спектра неутрона емитованих након захвата миона представљени су у објављеним радовима (106, 107 и 108). Вршена су мерења енергетског спектра неутрона у различитим опсезима енергија и за различите мете, на основу чега се фитовањем добијених података дошло до функционалних зависности флукса неутрона од енергије.

Гама коинцидентним мерењима (109) одређен је неутронски енергетски спектар за тежа језгра Tl, Pb и Bi у енергетском опсегу од 1 до 20 MeV. Добијени резултати су представљени на слици 2.4.



Слика 2.4. Спектар неутрона мерен у коинциденцији са емитованим гама зрачењем након мионског захвата на Tl, Pb и Bi.

На основу резултата приказаних на претходној слици спектар неутрона у енергетском опсегу од 1 MeV до 4 MeV (кога чине евапорациони неутрони) може се фитовати функцијом облика (109):

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{5/11} e^{-E/\theta} \quad (2.12)$$

У табели 2.7. представљене су вредности за параметар  $\theta$  (нуклеарна температура).

**Табела 2.7.**

Вредности параметра нуклеарне температуре  $\theta$ ,  $F$  процента неутрона са енергијама од 4.5 MeV до 20 MeV и експоненцијалног параметра  $T$  (109).

Елемент	$\theta$ (MeV)	F	T (MeV)
Tl	1.09(4)	0.096(8)	9(1)
Pb	1.22(6)	0.102(10)	9(1)
Bi	1.06(5)	0.097(10)	8(1)

За описивање неутронског спектра у вишем енергетском опсегу може се искористити следећа функција:

$$N(E_n) = N_0 \exp\left(-\frac{E_n}{T}\right) \quad (2.13)$$

У табели 2.7. дати су вредности параметра  $T$  за неутроне са енергијама од 4.5 MeV до 20 MeV добијени на основу експеримента као и проценат броја неутрона у овом енергетском опсегу за елементе Tl, Pb и Bi.

За енергетски опсег енергије неутрона 10-50 MeV за елементе: O, Si, Ca, Pb. добијене вредности параметра  $T$  су приказане у табели 2.8.

**Табела 2.8.**

Вредности експоненцијалне константе фитоване функције енергетског спектра неутрона за O, Si, Ca, Pb. Резултати су преузети из студија (110, 168 и 169).

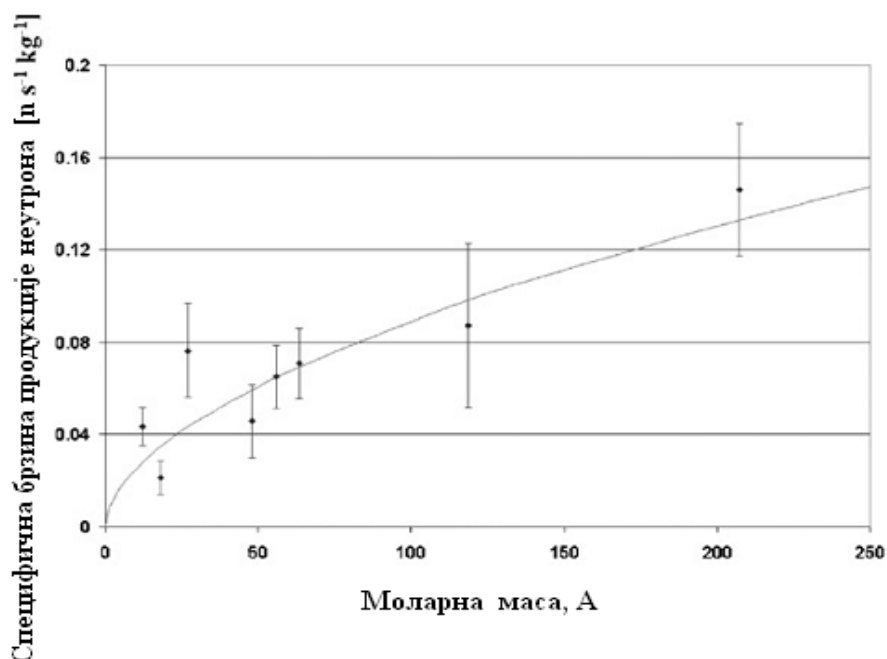
Нуклид	T(MeV)		
	(110)	(168)	(169)
O	16(4)		
Si	10.3(5)	6.5	
Ca	9.5(5)	6.6	14(1)
Pb	8.6(5)		12(1)

Kozlowski (110) је проценио да је за енергетски спектар неутрона у олову у опсегу 10-50 MeV  $T = 8.6(5)MeV$  (табела 2.8.) што је добро слагање са експерименталним резултатима које је добио (109) за опсег енергија неутрона од 4.5 до 20 MeV (табела 2.7.).

Процена зависности брзине продукције неутрона у неком материјалу у зависности од моларне масе материјала извршена је у студији (111). Добијени резултати из ове студије приказани су на слици 2.5.

Подаци представљени на слици 2.5. приказују резултате мерења специфичне брзине продукције неутрона у различитим материјалима у површинској лабораторији. Запажа се повећање продукције неутрона у зависности од моларне масе материјала у којем интеракцијама космичког зрачења долази до продукције неутрона. Како доминантну компоненту космичког зрачења на нивоу мора чине миони, можемо сматрати да оваква зависност продукције неутрона важи првенствено за мионске процесе. Зависност на слици 2.5 указује на то да ће се са променом материјала присутног око Ge детектора (што се пре свега односи на

материјал од кога је изграђен главни штит детектора) мењати и број неутрона у детекторском систему.



Слика 2.5.

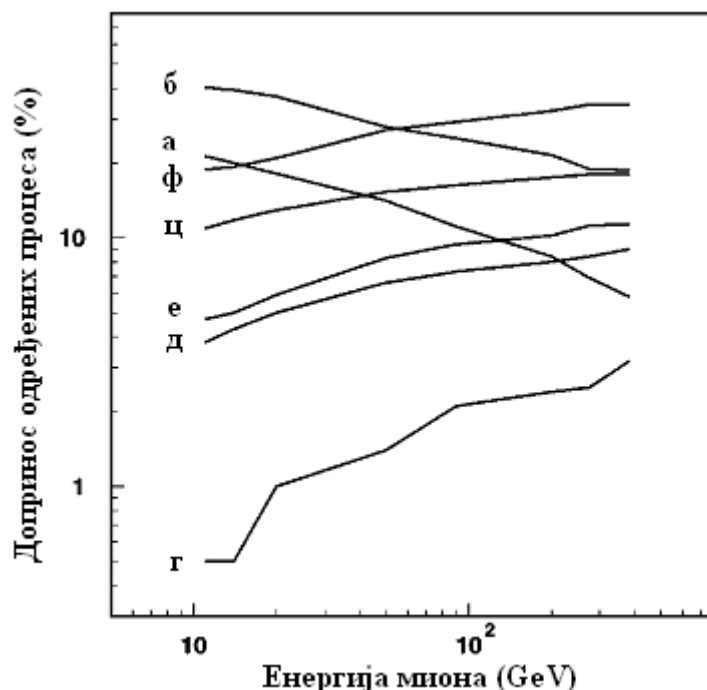
Специфична продукција неутрона за различите материјале у функцији од моларне масе материјала мете (слика преузета из (111)).

### 2.2.3. Генерисање неутрона високих енергија

Неутрони продуковани космичким мионима представљају једну од најзначајнијих компоненти фона приликом нискофонских подземних експеримената као што су трагање за распадом протона, тамном материјом и неутринских осцилацијама. Миони, као тврда компонента секундарног космичког зрачења, продиру дубоко у Земљину кору и могу генерисати неутроне путем више процеса у којима учествују. Главни механизми продукције неутрона мионским интеракцијама у подземним лабораторијама су: мионима индуковане спалационе реакције, хадронске каскаде индуковане мионима преко фотонуклеарних реакција, електормангнетне каскаде инициране мионима и еластично расејање миона на неутронима везаним у језгру (84). Сви ови процеси могу бити праћени емисијом секундарних неутрона. У овим процесима учествују брзи миони (у GeV опсегу енергија). Миони такође могу да генеришу неутроне и путем захвата (овај процес је описан у претходном поглављу), али због високих вредности енергија коју поседују миони на већим дубинама, овај процес је занемарљив у подземним лабораторијама и доминантан је само на површини Земље и плитко укопаним лабораторијама. То показују и резултати симулације (23) у којој нису добијене разлике у броју продукованих неутрона путем интеракција позитивних и негативних миона за енергије миона веће од 10 GeV. Постојање ове разлике би потицало од захвата негативног миона.

На слици 2.6. (84) дати су резултати симулације којом су анализирани утицаји поједних мионских процеса на продукцију неутрона у зависности од енергије миона.

Мионске спалационе реакције имају енергетски праг између 5 и 10 MeV. Ефикасни пресек за одвијање мионских спалационих реакција достиже пик у опсегу од 30 до 70 MeV и постаје константан за енергије миона изнад 1 GeV. При енергијама миона већим од 1 GeV почињу да се одвија продукције пиона фотонуклераним реакцијама која води ка појави хадронских каскада кад енергетски трансфер постане већи од 10 GeV. Уколико је трансфер енергије током интеркције језгра и миона мањи од 0.3 GeV одвијају се фотонуклеарне реакције изменом виртуеланог фотона који описује пренос момента на језго. На релативно ниским енергијама миона дешава се продукције неутрона путем гигантских резонанци које имају максимум у опсегу од 20-30 MeV. Са већима енергијама миона тј. на већим дубинама (на око 100 m в.е.) доминатни процеси продукције неутрона постају хадронски и електромагнетни пљускови честица изазвани мионим. Детељније објашњење мионских процеса који доводе до продукције неутрона може се наћи у (84 и 112).

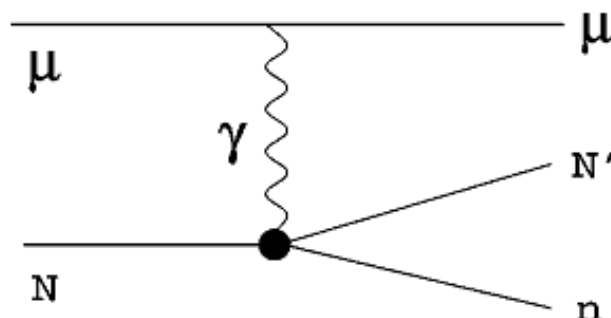


Слика 2.6.

Порекло неутрона: а - директне мионске спалације, б - реалне фотонуклеарне дезинтеграције, в - неутронске спалације, д - протонске спалације, е -  $\pi^+$  спалације, ф -  $\pi^-$  спалације и захват, г - друге реакције.

Теоријско објашњење процеса продукције неутрона брзим мионима заснива се на моделирању електромагнетне интеракције брзих миона тиме што се виртуелни фотон замењује еквивалентним реалним фотоном при чему се у рачуну узимају у обзир познати ефикасни пресеци за фотонуклеарне реакције (84). На слици 2.7. је приказан Фајманов дијаграм који описује мионски спалациони процес продукције неутрона са уочљивим виртуелним фотоном. Теоријски прорачуни мионских процеса су веома компиковани због тога што се приликом поређења експерименталних и теоријски израчунатих вредности мора водити рачуна и о простирању и могућем каскадном мултиплицирању свих продуката мионских

реакција. Неутрони такође не морају бити генерисани само изменом виртуелног фотона, него и реалних фотона, који потичу из закочног зрачења, и креацијом пара електрон-позитрон приликом проласка миона кроз материју. Анализирање свих ових процеса заједно знатно копликује теоријске прорачуне.



Слика 2.7.  
Фајманов дијаграм мионског спалационог процеса продукције неутрона.

Неутрони могу бити продуктовани интеракцијама миона са материјалима који су присутни око детектора и самим детектором. Тешко је разликовати неутроне генерисане у детектору и изван њега. У студији (113) је процењено да половина детектованих сигнала који потичу од неутрона је узрокована неутронима из хадронских каскада изван детекторског система, тј. из интеракције миона са околним стенама. Интегрални флуks неутрона генерисан интеракцијама миона са стенама може се проценити на основу следећег израза:

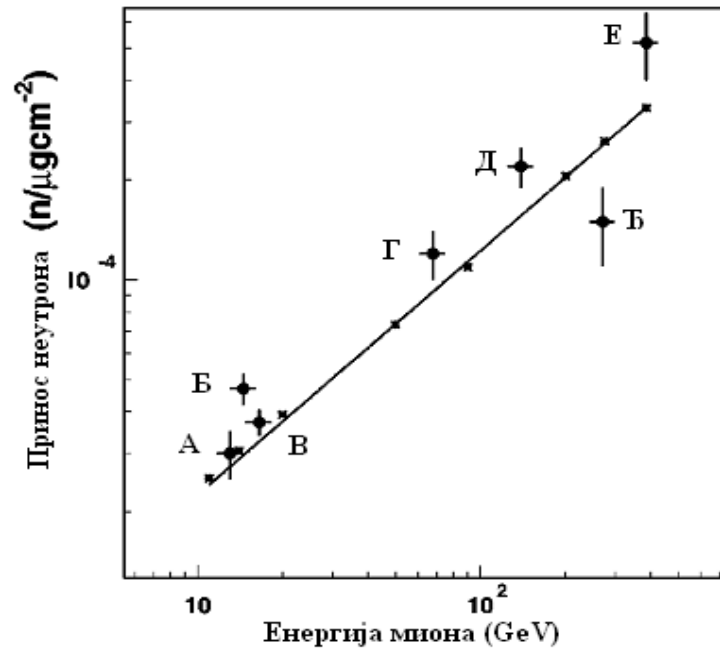
$$\Phi_n = \frac{r_n \rho}{k_n} \quad (2.14)$$

где је  $r_n = 1.7 \times 10^{-3} \Phi_\mu$  продукциона брзина неутрона по граму стене ( $\Phi_\mu$  је флуks миона),  $\rho$  је густина стена и  $k_n = 1.53 \times 10 m^{-1}$  је атенуациони коефицијент за неутроне од природне радиоактивности.

Постоје обајљени радови до сада извршених мерења приноса неутрона у мионским процесима на различитим дубинама (84). Мерења показују да принос неутрона зависи од дубине или еквивалентно од средње енергије миона јер се са повећањем дубине услед апсорпције миона повећава средња енергија миона. На сликама 2.8. и 2.9. приказани су резултати извршених експерименталних мерења и симулација приноса неутрона на различитим дубинама тј. при различитим енергијама миона. Треба напоменути да иако са повећањем дубине продукција неутрона космичким мионима расте (што се запажа на сликама 2.8. и 2.9.), флуks космичких миона опада, што доводи до смањења укупног броја неутрона генерисаних интеракцијама брзих неутрона. На већим дубинама овај процес продукције неутрона постаје занемарљив у односу да генерисање неутрона у стенама спонтаном фисијом урана и ( $\alpha, n$ ) реакцијама.

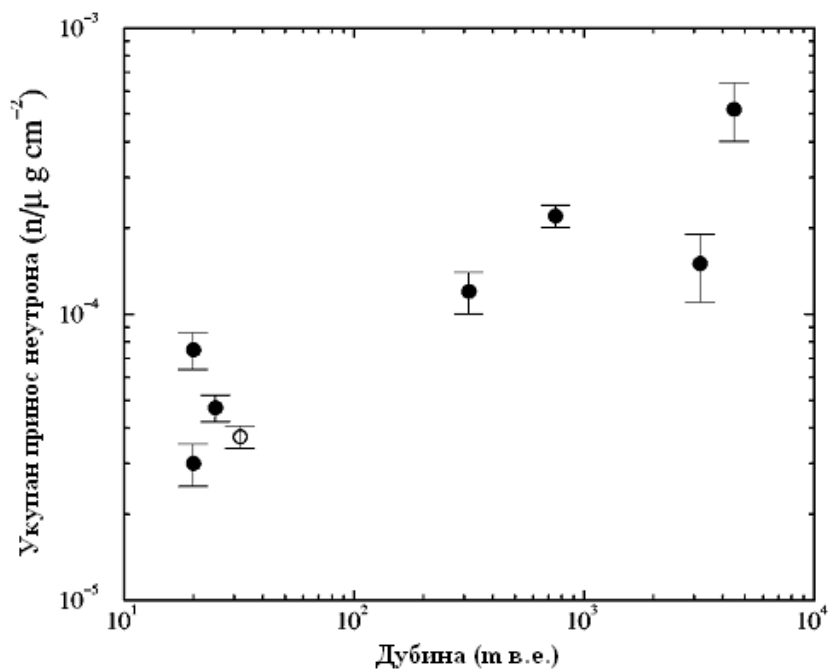
Генерисање неутрона интеракцијама брзих миона зависи и од атомског броја материјала са којим миони интерагују. На слици 2.10. дати су резултати симулација који показују како различити мионски процеси који доводе до генерисања неутрона

зависе од атомске масе материјала са којим миони интерагују. Запажа се да се са повећањем атомског броја материјала повећава и број генерисаних неутрона.



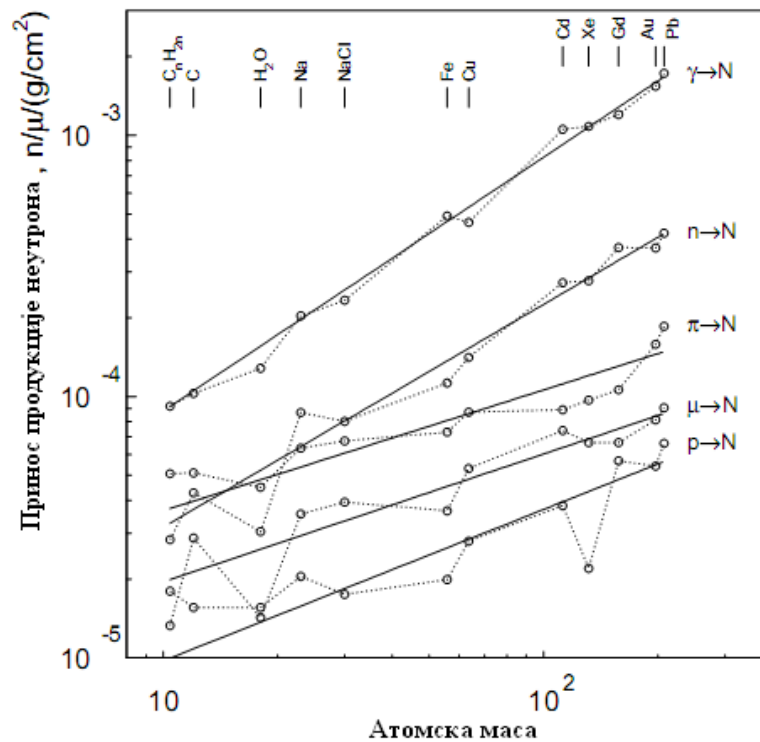
Слика 2.8.

Принос неутрона мионским процесима у зависности од енергије миона. Тачке без ознака на графику су резултати Монте Карло симулација а линија су фитоване вредности. Обележене тачке на графику су резултати експеримената: А) 20 m в.е., Б) 25 m в.е., В) 32 m в.е., Г) 316 m в.е., Д) 750 m в.е., Ђ) 3650 m в.е. и Е) 5200 m в.е. (84).



Слика 2.9.

Принос неутрона у мионским процесима у зависности од дубине. Слика је преузета из рада (83).



Слика 2.10.

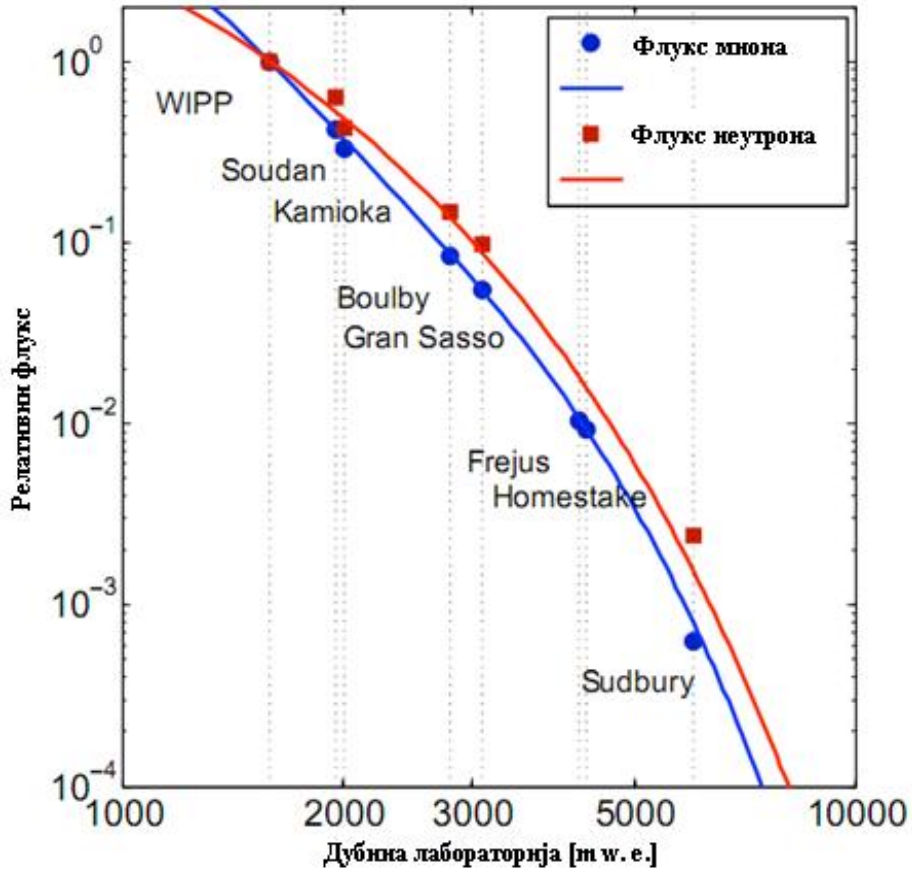
Продукција неутрона у различитим материјалима мионима енергије 280 GeV добијена GEANT4 симулацијом (81).

Одређивање енергетског спектра неутрона продукованих интеракцијама миона у подземним лабораторијама је био предмет истраживања многих теоријских и експерименталних студија. Енергетски спектар неутрона генерисаних интеракцијама брзих миона у подземним лабораторијама може бити описан следећим функционалним зависностима (114), (14):

$$\frac{dN}{dE} = \begin{cases} e^{-E/9}, & E > 4.5\text{MeV} \\ e^{-E/77}, & E < 200\text{MeV} \\ e^{-E/9}, & E > 200\text{MeV} \end{cases}$$

У горњем изразу прва функционална зависност се односи на неутроне енергије од 20-30 MeV који су доминантно генерисани фотонуклеарним реакцијама повезаним са електромагнетним каскадама и еластичним расејањем миона на неутрону у језгру. Друге две енергетске зависности се односе на високо енергетски део спектра неутрона који се може простирати и до неколико хиљада MeV, а потиче од хадронских плјускова продукованих мионима.

У табели 2.9. приказане су измерене вредности неутронског флукса у различитим опсезима енергија за различите висине у атмосфери и на различитим дубинама у подземним лабораторијама (10). На слици 2.11. приказане су вредности флукса миона и неутрона у лабораторијама на различитим дубинама.



Слика 2.11. Флуks миона и неутрона у различитим подземним лабораторијама.

Табела 2.9. Измерене вредности неутронског флуksа на различитим висинама у атмосфери и у подземним лабораторијама.

Локација	Енергија	Флуks [ $\cdot 10^{-6} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]
3195m	0.4eV-0.1MeV	38000
	0.1-1MeV	19000
	1-10MeV	17000
~1000m	0.025-0.3eV	1400
	0.3-500eV	6900
	0.5-10MeV	5700
Ниво мора	укупно	4000
	0.4eV-0.1MeV	2900
	0.1-1MeV	1600
	1-10MeV	1700
17 m w.e.	укупно	81±6
	11.5-50MeV	1.07±0.41
3400 m w.e.	термални	1.08±0.02
	0.05eV-1keV	1.98±0.05
	>2.5MeV	0.23±0.07
	0.025-0.3eV	2.05±0.06
	0.3-500eV	1.28±0.31
	1.5-10MeV	2.56±0.27



### Неутронски процеси

Детаљно познавање карактеристика процеса у којима учествују неутрони је изузетно битно приликом анализе гама активности коју они могу продуковати интеракцијама са материјалима нискофонских гама детекторских система. Специфичност процеса у којима учествују неутрони потиче од главних особина неутрона. Маса неутрона је скоро једнака маси протона и износи  $939.565560(51) \text{ MeV}/c^2$ , магнетни момент неутрона је  $-1.913042(5) \mu_N$ . Слободан неутрон је нестабилна честица са временом живота од  $885.7(8) \text{ s}$ . Неутрон је електронеутрална честица, што значи да не интерагује Кулоновом интеракцијом, због чега чак и неутрони ниских енергија продиру у поље језгра. Може се сматрати да неутрони приликом проласка кроз материју интерагују искључиво са атомским језгром и да је интеракција неутрона са електронима занемарљива, због малог ефикасног пресека за одвијање реакција неутрон-електрон и због велике разлике у масама између неутрона и електрона.

У овом раду анализиран је утицај неутрона на фон у нискофонским гама спектроскопским мерењима на нивоу мора. Као што је објашњено у претходном поглављу, главни допринос присуству неутрона у детекторском систему у површинским и плитко укопаним лабораторијама даје захват космичких миона. Нјавећи део неутрона створених на овај начина има енергије до неколико  $\text{MeV}$ . На овим енергијама реакције у којима учествују неутрони се одвијају путем формирања сложеног језгра, док се неутронима виших енергија дешавају директне нуклеарне реакције што је карактеристично за неутроне присутне у подземним лабораторијама. У овом поглављу биће објашњени начини одвијања неутронских реакција које су битне у нискофонској гама спектроскопији и начини на који неутрони могу утицати на фон приликом нискофонских гама спектроскопских мерења. Детектовање гама активности која потиче од неутронских интеракција често је непожељно у гама спектроскопији, посебно у случају испитивања ретких нуклеарних процеса, због чега су развијени различити начини заштите и сузбијања фона продукованог неутронима што је описано у одељку 3.3.

Енергетски спектар неутрона присутних у окружењу нискофонског гама детекторског система мења се њиховим простирањем кроз материјале детекторског система. Променом енергије неутрона мења се и начин њихове интеракције са материјалима услед енергетске зависности ефикасног пресека за одвијање одређених неутронских процеса. Због тога је потребно анализирати утицај одређене средине на простирање неутрона и вредности неутронског флукса, што је објашњено у одељку 3.2.

### 3.1. Неутронске реакције

Неутронске реакције се могу поделити на процесе апсорпције и расејања неутрона. Процеси расејања обухватају еластична и нееластична расејања неутрона. Еластична расејања се могу одвијати као потенцијална расејања и резонантна расејања. Апсорпција неутрона обухвата захват неутрона и фисију. У табели 3.1. дат је преглед реакција у којима могу учествовати неутрони а које су битне у анализи гама активности генерисане неутронима (115).

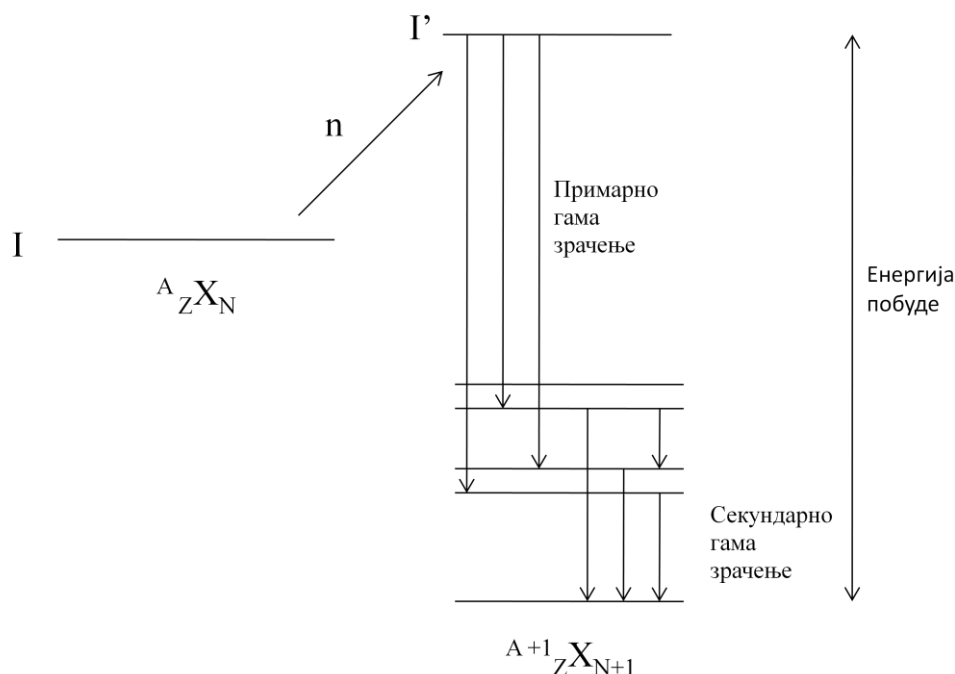
**Табела 3.1.**

Преглед најбитнијих неутронских реакција.

Процес	
Потенцијално расејање неутрона	$n + A \Rightarrow n + A$
Еластично резонантно расејање неутрона	$n + A \Rightarrow n + A$
Нееластично резонантно расејање неутрона	$n + A \Rightarrow n + A^*$
	$A^* \Rightarrow A + \gamma$
Захват неутрона	$n + A \Rightarrow \gamma + (A + 1)$
	$n + A \Rightarrow n + n + (A - 1)$
	$n + A \Rightarrow p + B$
	$n + A \Rightarrow \alpha + C$
	<i>itd</i>
Фисија	$n + A \Rightarrow PF_1 + PF_2 + \text{neutroni}$

#### 3.1.1. Захват неутрона

Захват неутрона је процес у којем неутрон у интеракцији са језгром бива апсорбован од стране језгра, при чему остаје трајно везан у језгру. Након захвата неутрона од стране језгра формира се сложено језгро које се углавном налази у неком од побуђених стања у зависности од енергије коју је неутрон предао језгру. (слика 3.1.). Енергија побуде насталог језгра након захвата је једнака суми везивне енергије неутрона и кинетичке енергије неутрона. Сложено језгро се може деексцитовати емисијом гама фотона или емисијом појединих честица као што су протони, неутрони и алфа честице. Битно је напоменути да процес распада или деексцитације сложеног језгра не зависи од начина на који је формирано сложено језгро (116), тј. сложено језгро не памти механизам на који је настало и процес настајања сложеног језгра нема утицај на вероватноће распада језгра путем одређених канала (емисија  $\gamma$ ,  $\alpha$ ,  $p$  или  $n$  честица).



**Слика 3.1.** Шематски приказ процеса захвата ниско енергетских неутрона након чега долази до емисије гама фотона.

Процес захвата неутрона је битан у реакторској физици и у радиолошкој заштити (117). Заштита од неутрона се конструише од материјала који успоравају неутроне и потом их апсорбују. Материјали карактеристични по томе што имају велике вредности за захват неутрона су борон, кадмијум и гадолинијум.

### 3.1.2. Расејање неутрона

Приликом разматрања расејања неутрона треба направити разлику између потенцијалног расејања и „реалних“ реакција. Потенцијално расејање се одвија путем интеракције неутрона са пољем језгра и при томе нема директног контакта између неутрона и језгра. Са друге стране реалне реакције се одвијају на тај начин што неутрон продире у језгро и ове реакције се могу описати (у зависности од енергије реакције) или преко формирања сложеног језгра или путем директних нуклеарних реакција.

#### 3.1.2.1. Еластично расејање неутрона

Еластично расејање неутрона је процес у којем долази до интеракције неутрона и језгра атома при чему не долази до промене структуре језгра мете ( $n + {}^A_Z X = n + {}^A_Z X$ ). При овом процесу долази до промене брзине и правца кретања неутрона, а језгро мете добија одређени део енергије у виду узмака језгра. Укупна кинетичка енергија у процесу еластичног расејања је очувана, с тим што језгро добија део енергије неутрона.

Еластично расејање је битно за простирање неутрона кроз материјале који садрже лака језгра. У том случају неутрони језгру могу предати велики проценат

своје енергије и на тај начин бивају ефикасно успорени. Материјали који добро успоравају неутроне називају се модераторима неутрона.

Применом једноставних закона класичне механике може се доћи до следећих једноставних формула које дају изразе за енергију неутрона након расејања. Такође, лако је одредити угао у односу на упадни правац под којим ће се кретати неутрон након расејања (116):

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}{(A + 1)^2} = \frac{1}{2} [1 + \alpha + (1 - \alpha) \cos \theta] \quad (3.1)$$

$$\cos \psi = \frac{1 + A \cos \theta}{\sqrt{A^2 + 1 + 2A \cos \theta}} \quad (3.2)$$

$\alpha$  је дато са  $\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$ ,  $E_{ni}$  и  $E_{nf}$  су енергије неутрона пре и након расејања,  $A$  је атомски број језгра мете,  $\psi$  је угао под којим се изврши расејање у лабораторијском систему а  $\theta$  угао расејања у систему центра масе.

### 3.1.2.2. Нееластично расејање неутрона

Нееластично расејање неутрона је процес расејања неутрона на језгру атома након којег језгро остаје у неком од својих побуђених енергетских стања. Побуђено језгро се после нееластичног расејања распада на основно стање емисијом гама фотона. Укупна кинетичка енергија неутрона пре нееластичног расејања једнака је суми кинетичке енергије неутрона након расејања, енергије узмака језгра и енергије побуђеног стања језгра.

Процес нееластичног расејања неутрона је могућ ако је енергија упадног неутрона већа од енергије првог побуђеног стања језгра. Неутрон мора имати довољну енергију да побуди језгро са којим интерагује. Из овога произилази да овај процес има одређени енергетски праг.

Применом закона одржања енергије и момента импулса за нееластично расејање се могу добити једноставне формуле које описују енергију коју поседује неутрон након нееластичног расејања и угао под којим се креће после интеракције са језгром (116):

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos \theta}{(A + 1)^2} \quad (3.3)$$

$$\cos \psi = \frac{1 + \gamma \cos \theta}{\sqrt{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos \theta}} \quad (3.4)$$

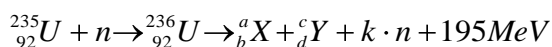
$$\gamma = A \sqrt{1 - [(A + 1) / A] Q / E_{ni}} \quad (3.5)$$

где су  $E_{ni}$  и  $E_{nf}$  енергије неутрона пре и након расејања,  $A$  је атомски број језгра мете,  $\psi$  је угао под којим се изврши расејање у лабораторијском систему, а  $\theta$  угао расејања у систему центра масе и  $Q$  је енергија побуде језгра мете. Треба напоменути да минимална енергија коју мора поседовати неутрон да би процес нееластичног расејања био могућ износи (115):

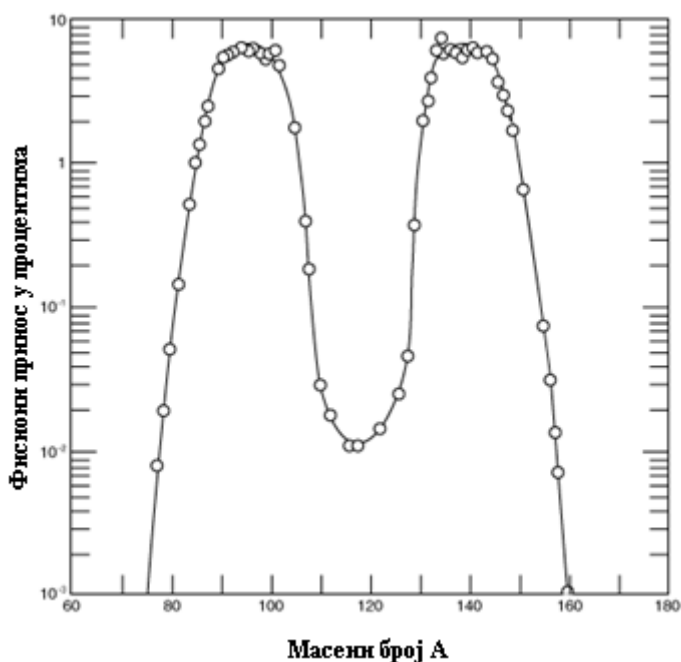
$$E_0 = \frac{A+1}{A} Q \quad (3.6)$$

### 3.1.3. Спонтана и индукована фисија

Нукларна фисија представља процес распада тежих језгара на два главна фрагмента при чему се и емитује неколико неутрона. Фисија може бити изазвана неутронима, и одвија се распадом сложеног језгра након апсорпције неутрона. У случају нукларне фисије  $^{235}\text{U}$  интеракцијама са термалним неутронима од  $^{235}\text{U}$  настаје веома нестабилан  $^{236}\text{U}$  који се распада на два или три потомка:



Показано је да продукти фисије  $^a\text{X}$  и  $^c\text{Y}$  нису увек идентични већ постоји одређена вероватноћа за настајање одређених језгара. На слици 3.2. су приказане вероватноће за настајање фисионих продуката након бомбардовања  $^{235}\text{U}$  са термалним неутронима. Многа тешка језгра су фисиона али за примену у нуклеарним реакторима најзначајнији су изотопи урана и плутонијум.



Слика 3.2. Вероватноћа формирања фисионих фрагмената након фисије  $^{235}\text{U}$  (118).

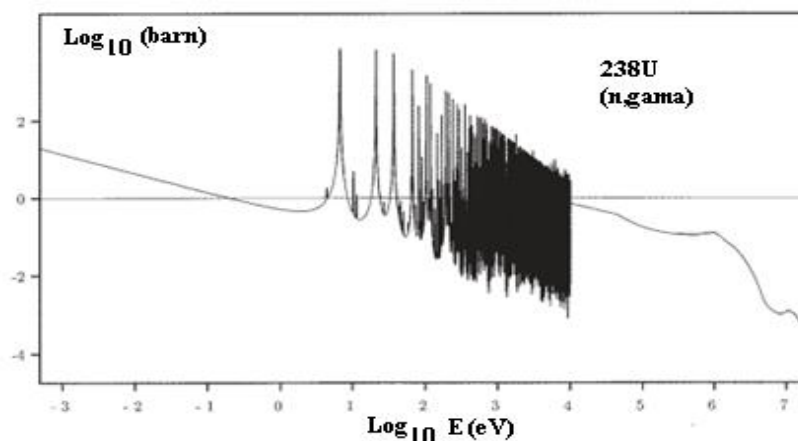
Поред фисије индуковане неутронима познат је и процес спонтане фисије тежих језгара. Теоријски, спонтана фисија је могућа за сва језгра чија је маса већа од 100 атомских јединица масе, али практично спонтана фисија се одвија ако је маса језгра већа од 230 атомских јединица масе. Математички, критеријум за одвијање спонтане фисије је:

$$Z^2 / A \geq 45 \quad (3.7)$$

Спонтана фисија је начин распада тежих језгара који је углавном занемарљив у односу на остале начине распада. Међутим, код неких језгара спонтана фисија представља доминантан начин распада, као што је случај код изотопа калифорнијума  $^{252}\text{Cf}$ . Овај изотоп се због тога често користи као извор неутрона.  $^{252}\text{Cf}$  је употребљен и приликом мерења у овом експерименталном раду.

### 3.1.4. Резонантни процеси

Приликом интеракција неутрона са језгром атома може доћи до појаве резонантних процеса. Појава резонантног процеса је условљена структуром енергетских нивоа сложеног језгра које настаје након интеракције неутрона и енергије коју неутрон предаје језгру приликом интеракције. Наиме, ако је енергија екситације коју неутрон преда језгру (збир везивне и кинетичке енергије неутрона) једнака управо енергетској разлици између основног и неког од побуђених стања сложеног језгра, ефикасни пресек за интеракцију неутрона и језгра при тој вредности енергије неутрона има знатно већу вредност од ефикасног пресека за интеракцију при другим вредностима енергије. Процес апсорпције неутрона са енергијом која одговара енергији неког побуђеног стања сложеног језгра назива се резонантним. Ако енергија побуде није једнака тачно одређеном нивоу сложеног језгра, до процеса интеракције неутрона долази много теже, и ефикасни пресеци за интеракцију неутрона и језгра имају много мање вредности. Услед појаве резонанци ефикасни пресек за интеракцију неутрона са језгром одређеног елемента може имати велике промене у малом енергетском опсегу и на графику који приказује зависност ефикасног пресека од енергије за (n,γ) реакцију на  $^{238}\text{U}$  запажају се пикови који одговарају резонантним енергијама (слика 3.3.). До резонантних процеса може доћи и приликом захвата и расејања неутрона тј. свих процеса који се одвијају преко формирања сложеног језгра (116).



Слика 3.3.

Зависност ефикасног пресека за (n,γ) реакцију на  $^{238}\text{U}$ , са уочљивим резонантним пиковима (116).

Резонантни пик ефикасног пресека за интеракције неутрона има одређену ширину. Ширина пика зависи од ширине енергетског стања сложеног језгра. Ширина пика резонанције се може описати параметром  $\Gamma$  који представља ширину дате резонанције. Наиме, неутрони се приликом формирања сложеног језгра не апсорбују резонантно само на одређеној енергији нивоа језгра  $E_0$ , него и у опсегу енергија од  $E_0 - \Gamma/2$  до  $E_0 + \Gamma/2$  (117).

Breit и Wigner су применом метода квантне механике дошли до функције која описује ефикасни пресек приликом резонанције (119). Ова функција описује резонантне ефикасне пресеке за различите процесе. Ефикасни пресек захвата неутрона приликом резонанције се описује функцијом (119), (120):

$$\sigma_i = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_i}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (3.8)$$

Приликом расејања неутрона ефикасни пресек у случају резонанције је описан следећом функцијом:

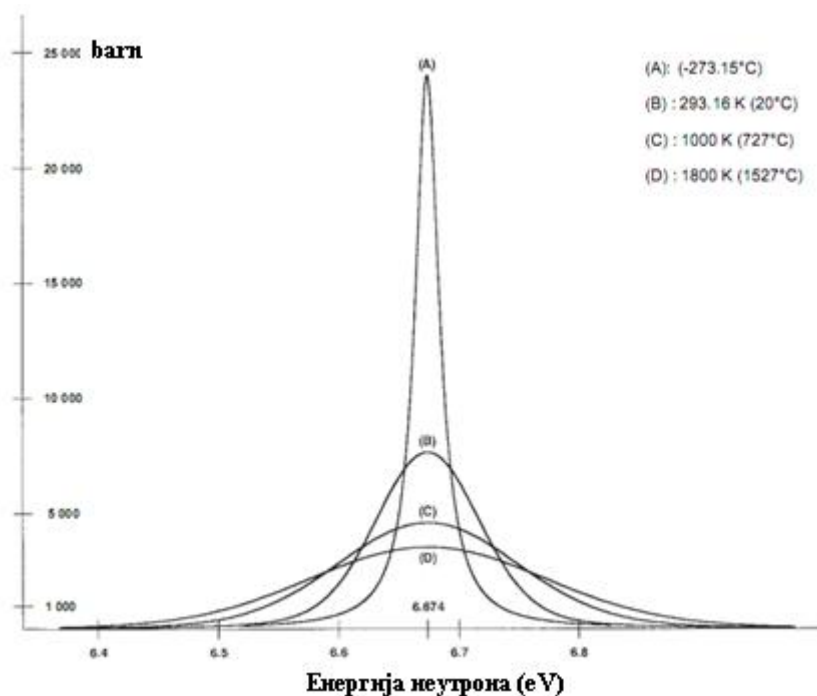
$$\sigma_s = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} + 2\sqrt{\pi \lambda^2 g p} \frac{\Gamma_n (E - E_0)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} + p \quad (3.9)$$

За укупан ефикасни пресек се добија:

$$\sigma = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} + 2\sqrt{\pi \lambda^2 g p} \frac{\Gamma_n (E - E_0)}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} + p \quad (3.10)$$

У горњим једначинама  $\Gamma$  је ширина резонанције,  $\Gamma_i$  је парцијална ширина која одговара различитим начинима распада формираног сложеног језгра: емисија неутрона ( $i = n$ ), емисија фотона ( $i = \gamma$ ), фисија ( $i = f$ ) итд.,  $p$  је ефикасни пресек за потенцијално расејање, а  $E_0$  је енергија резонантног пика. Остале величине имају стандардно значење.

Ширина резонантног пика ефикасног пресека се мења са променом температуре. Минимум вредности  $\Gamma$  на нултој температури је  $h/2\pi\tau$  и одговара природној ширини резонанције а условљена је ширином енергетског нивоа на који бива побуђено језгро ( $\tau$  је време живота побуђеног стања). Међутим, са повећањем температуре долази до термалног кретања језгара због чега се јавља Доплерово ширење резонантног пика (117). Услед Доплеровог ширења долази до снижавања резонантног врха али и до повећања ефикасног пресека на крилима резонантног пика (слика 3.4.).



Слика 3.4.

Утицај Доплеровог ефекта на промену вредности ефикасног пресека на најинтензивнију резонанцу изотопа  $^{238}\text{U}$  (116).

### 3.1.5. Ефикасни пресеци за неутронске реакције у различитим опсезима енергије неутрона

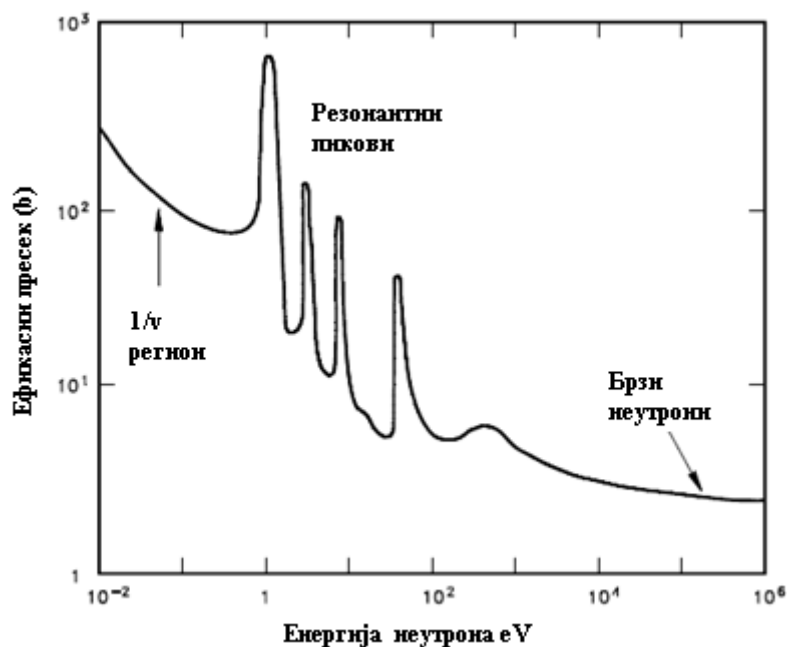
Вредности ефикасног пресека за интеракције неутрона путем различитих процеса зависе од кинетичке енергије неутрона. Енергетски спектар неутрона се може поделити на неколико области за које су карактеристични одређени процеси у којима учествују неутрони. У зависности од вредности кинетичке енергије коју поседују неутроне можемо сврстати у следеће групе: хладни ( $<1\text{meV}$ ), термални ( $<0.5\text{ eV}$ ), епитермални ( $0.5\text{-}50\text{ keV}$ ), брзи ( $>50\text{ keV}$ ), неутрони средњих енергија ( $>1\text{MeV}$ ) и високих енергија ( $>10\text{ MeV}$ ). За сваку од ових група неутрона карактеристичне су одређене реакције. Еластично расејање је могуће за све опсеге енергија неутрона. Дифракција је специфична за хладне неутроне јер је њихова таласна дужина, која на основу де Бројеве теорије одговара овим енергијама, истог реда величине као растојања у кристалној решеци. Фисију могу индуковати термални, епитермални и брзи неутрони, док је процес захвата карактеристичан за хладне, термалне, епитермалне и брзе неутроне. Неутрони средњих и високих енергија имају довољну енергију да учествују у нееластичном расејању.

Могућа је другачија подела опсега спектра неутронске енергије која се заснива на изгледу зависности ефикасног пресека за интеракцију неутрона од енергије. На слици 3.5. приказана је карактеристична зависност укупног ефикасног пресека за интеракцију неутрона на неком језгру од енергије неутрона. Запажају се три региона: један на нижим енергијама, затим регион у којем доминирају резонантни процеси и област на високим енергијама. У ова три региона ефикасни пресек за интеракцију неутрона има различите вредности па и спектар неутрона можемо поделити на нискоенергетски, резонантни регион и област високих



енергија. Регион високих енергија се назива и област континуума јер се у њему не запажају резонантни пикови што је последица тога што су на вишим енергијама побуђена стања сложеног језгра веома блиска и практично чине енергетски континуум.

У нискофонској гама спектроскопији, приликом анализе гама активности продукване неутронима обично се прави подела на брзе и термалне неутроне (10), при чему термални неутрони производе гама активност процесима захвата, а брзи неутрони путем нееластичног расејања.



Слика 3.5.

Карактеристичан изглед енергетске зависности вредности ефикасног пресека интеракције неутрона са језгром.

У нискоенергетском делу неутронског спектра карактеристична је обрнуто пропорционална зависност ефикасног пресека од брзине неутрона ( $1/v$ ) (116). Ова зависност је специфична за апсорпцију неутрона (захват, индукована фисија). Оваква зависност је одређена експерименталним мерењима, а може се добити и теоријским рачуном, нпр. апроксимацијом у формули 3.8. да је  $E \ll E_0$  уз услов  $\Gamma \propto v$ . У овом региону могуће је и јасно уочити поједине резонантне процесе (117). Одступање ефикасног пресека од зависности  $1/v$ , карактеристично за термалне неутроне се описује Westcott-овим параметром и табеле са вредностима овог параметра се могу наћи у објављеним студијама (121 и 122). Овај параметар има мале вредности али приликом израчунавања флукса термалних неутрона у реакторској физици оне морају бити узети у обзир. Вредности ефикасног пресека за захват термалних неутрона могу знатно варирати за различита језгра што је илустровано у табели 3.2.

У опсегу енергија изнад неколико десетина keV јавља се континуум енергетских стања сложеног језгра тако да су овом региону нема наглих промена вредности ефикасног пресека за интеракције неутрона као у резонантном региону. Разлог настанка резонанци је добро познат, међутим због сложености структура енергетских нивоа сложених језгара за појаву резонанци не постоји егзактна

теорија која би предвиђала позицију резонанци у енергетском спектру. Могу се јавити сложене структуре или изоловани резонантни пикови. Резонантни пикови се појављују и за ефикасне пресеке који описују захват и расејање неутрона, што је нарочито карактеристично код интеракција неутрона са језгрима средње и веће атомске масе. Посебан случај представља потенцијално расејање неутрона за које је ефикасни пресек практично константан и не зависи од енергије неутрона, а условљен је једино геометријском вредношћу слике мете коју види упадни неутрон.

Табела 3.2.

Вредности ефикасних пресека за апсорпцију неутрона са брзином 2200 m/s (116).

Материјал	$\sigma$ [barn]
Природни водоник	0.332
Деутеријум	0.000506
Природни берилијум	0.0076
$^{10}\text{B}$	3840
Природни угљеник	0.00337
Природни кисеоник	0.000191
Природни циркониум	0.184
$^{135}\text{Xe}$	2650000
Природни гадолинијум	48600
$^{149}\text{Sm}$	40500
Природно олово	0.178

### 3.2. Одређивање флукса неутрона у модераторској средини

Познавање вредности неутронског флукса у некој тачки посматране средине (одређене вектором положаја  $\vec{r}$ ) за неутроне енергије  $E$  је битно приликом разних разматрања неутронских процеса, посебно у реакторској физици. У општем случају неутронски флуks у некој средини је функција енергије, положаја и времена. Ако средина није бесконачна и ако се апсорпција не може занемарити приликом кретања неутрона, мора се узети у обзир да неутрони напуштају дату средину и да долази до њихове апсорпције. Такође, средина може бити нехомогена и имати различита својства за расејање и апсорпцију неутрона у различитим својим деловима. Све то утиче на просторну расподелу неутронског флукса. Ако посматрамо нестационарно стање, флуks неутрона је, наравно, и функција времена. Због интеракције неутрона долази и до промене њихове енергије. Ригорозно третирање просторне расподеле неутрона је веома сложено због тога што све ове факторе треба анализирати. На основу класичне теорије гасова развијена је транспортна теорија неутронског кретања која посматра неутронски флуks као функцију положаја, енергије неутрона, правца и смера кретања неутрона и времена, а затим се узимају у разматрање сви фактори који утичу на вредности неутронског флукса (успоравање, апсорпција). На овај начин се добија транспортна једначина неутрона у датој средини која је интегрално-диференцијалног облика и није решива у општем случају, већ се решава увођењем одређених апроксимација при анализи конкретних случајева (123).

Приликом проласка неутрона кроз материју долази до њихове интеракције са језгрима атома при чему они могу бити апсорбовани или доживети расејање. Приликом анализе интеракција неутрона битно је тачно познавање енергетског спектра неутрона тј. вредности флукса неутрона за одређене енергије који се мења

приликом простирања неутрона кроз одређену средину. Неутрони могу изгубити део своје енергије путем еластичног и нееластичног расејања. Формуле дате у поглављима 3.1.2.1. и 3.1.2.2. дају односе енергије неутрона пре и након еластичног и нееластичног расејања. Величина која се користи за описивање успоравања неутрона је средњи логаритамски декремент енергије,  $\xi$ , који се дефинише на следећи начин:

$$\xi = \overline{\log E_1 - \log E_2} = \overline{\log \frac{E_1}{E_2}} \quad (3.11)$$

У горњој формули  $E_1$  је енергија неутрона пре, а  $E_2$  енергија неутрона након расејања. Може се показати (123) да је параметар  $\xi$  завистан од атомске масе мете на којој се дешава расејање на следећи начин:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \log \frac{A-1}{A+1} \cong \frac{1}{A + \frac{2}{3}} \quad (3.12)$$

Из горње релације закључујемо да се успоравање неутрона много ефикасније остварује приликом њихове интеракције са лаким него са тежим језгрима. Помоћу параметра  $\xi$  може се одредити број судара  $N_s$  који је потребан да се енергија неутрона смањи са  $E'$  на неку вредност  $E''$  на следећи начин:

$$N_s = \frac{\log E' - \log E''}{\xi} \quad (3.13)$$

У табели 3.3. дате су вредности параметра  $\xi$  за неке материјале и средњи број судара потребан да се при интеракцији неутрона са овим материјалима њихова енергија смањи са 2 MeV на 1 eV.

**Табела 3.3.**  
Параметри  $\xi$  и  $N_s$  за одабране материјале (123).

Материјал	A	$\xi$	$N_s$
Водоник	1	1	15
Деутеријум	2	0.725	20
Угљеник	12	0.158	92
Уранијум	236	0.0084	1717

Сударима са језгрима неутрони се успоравају али само до одређене границе која је одређена термичким кретањем језгара атома. Процес формирања неутронског енергетског спектра који је у равнотежи (квазиравнотежи) са термичким кретањем атома, назива се термализацијом неутрона. Неутрони који образују овакав енергетски спектар називају се термалним неутронима. Кад након узастопних расејања енергија неутрона постане блиска енергији термичког кретања атома ( $\bar{E} = \frac{3}{2} kT$ ,  $k$  је Болцманова константа а  $T$  апсолутна температура), не може се

посматрати прост механизам судара у којем су атоми средине у стању мировања. У термалном опсегу енергије долази до судара и размене енергије између језгара и неутрона при чему и језгра атома могу предати енергију неутронима. Ако би оваква размена енергије трајала довољно дуго неутрони би попримили исти енергетски спектар који имају и атоми услед термичког кретања. Спектар брзина атома услед термичког кретања је Максвелов спектар:

$$n(v) = \frac{4n}{v_T^3 \sqrt{\pi}} v^2 e^{-\frac{v^2}{v_T^2}} \quad (3.14)$$

где је  $v_T$  највероватнија брзина атома у спектру одређена са условом  $\frac{mv_T^2}{2} = kT = E_T$

. За температуру од  $T=293$  К, највероватнија брзина је  $v_T = v_0 = 2.2 \cdot 10^3$  m/s што одговара енергији  $E_T = E_0 = 0.0253$  eV. Референтни спектар термалних неутрона се одређује при овој температури.

Процес термализације неутрона је веома сложен (116), јер због апсорпције и узмицања неутрони не могу довољно да се успоре, па није могуће да се формира неутронски спектар који би тачно одговарао термалном спектру честица са којима неутрони интерагују, него неутрони имају спектар сличан Максвеловом али померен ка вишим енергијама. Апроксимативно се може сматрати да је такав спектар неутрона Максвелов али на температури вишој од температуре средине. Та температура се назива неутронска температура  $T_n$ . Разлика неутронске температуре  $T_n$  и температуре средине  $T$  се приближно може одредити помоћу релације:

$$\Delta T = T_n - T = 0.9TA \frac{\overline{\Sigma_a}}{\Sigma_s} \quad (3.15)$$

где је  $A$  атомска маса атома средине, а  $\Sigma_a$  и  $\Sigma_s$  су макроскопски ефикасни пресеци за расејање и апсорпцију неутрона.

Да би се одредио флуks неутрона у некој средини  $\Phi(\vec{r}, E)$  полази се од једначине неутронског баланса за енергије у опсегу од  $E$  до  $E+dE$ :

$$\text{div}(\vec{J}dE) + \Sigma_a(\Phi(\vec{r}, E)dE) = (QdE) \quad (3.16)$$

У горњој једначини  $QdE$  је укупна вредност флуksа извора неутрона у опсегу од  $E$  до  $E+dE$  која обухвата „стварни“ извор неутрона (фисија, изотропни извори итд.) и допринос успоравања неутрона. Неутрони са енергијама већим од  $E$  успоравањем дају допринос броју неутрона у опсегу од  $E$  до  $E+dE$ . Успоравање неутрона се врши путем расејања и у опсегу енергија од  $E'$  до  $E'+dE'$  број расејаних неутрона у јединици времена или брзина расејања је:

$$dR_s = \Sigma_s(E')[\Phi(\vec{r}, E')dE'] \quad (3.17)$$

где је  $\Sigma_s(E')$  укупни макроскопски ефикасни пресек за расејање неутрона. Одређен број ових расејаних неутрона ће имати енергију  $E$  и они ће дати допринос броју

неутрона са енергијом  $E$ . Укупан број неутрона са енергијом већом од  $E$  које ће након расејања имати енергију  $E$  и налазити се на месту  $\vec{r}$  је:

$$q(\vec{r}, E) = \int_E^{\infty} P(E' \rightarrow E) \cdot \Sigma_s(E') \cdot \Phi(\vec{r}, E') \cdot dE' \quad (3.18)$$

где је  $P(E' \rightarrow E)$  вероватноћа да неутрон енергије  $E'$  након расејања има енергију  $E$  и дата је са:

$$P(E' \rightarrow E) \begin{cases} 0, & \text{inace} \\ \frac{E - \alpha E'}{(1 - \alpha)E'}, & \alpha E' \leq E \leq E' \end{cases}, \quad \alpha = \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2 \quad (3.19)$$

Заменом израза за  $P$  у 3.18. добија се:

$$q(\vec{r}, E) = \int \frac{E - \alpha E'}{(1 - \alpha)E'} \cdot \Sigma_s(E') \cdot \Phi(\vec{r}, E') \cdot dE' \quad (3.20)$$

Дифернцијална разлика  $q(\vec{r}, E + dE) - q(\vec{r}, E)$  даје допринос успоравања неутрона броју неутрона у опсегу енергија од  $E$  до  $E + dE$ , тако да једначину неутронског баланса можемо написати у облику:

$$\text{div}(\vec{J}dE) + \Sigma_a \Phi(\vec{r}, E) = (q(\vec{r}, E + dE) - q(\vec{r}, E)) + QdE \quad (3.21)$$

У горњој једначини  $Q$  сада представља вредност флукса стварног извора неутрона. Дељењем горње једначине са  $E$  и уз лимит  $dE \rightarrow 0$  добија се :

$$\text{div}\vec{J}(\vec{r}, E) + \Sigma_a(E) \cdot \Phi(\vec{r}, E) = \frac{\partial}{\partial E} q(\vec{r}, E) + Q(\vec{r}, E) \quad (3.22)$$

Коришћењем Фуковог закона  $\vec{J}(\vec{r}, E) = -D(E) \cdot \text{grad}\Phi(\vec{r}, E)$  и заменом  $\frac{\partial q}{\partial E} = \int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E') \cdot \Phi(\vec{r}, E')}{1 - \alpha} dE' - \Sigma_s(E) \cdot \Phi(\vec{r}, E)$ , добија се коначно једначина на основу које се може одредити флукс неутрона  $\Phi(\vec{r}, E)$  :

$$\text{div}[D(E) \cdot \text{grad}\Phi(\vec{r}, E)] - [\Sigma_a(E) + \Sigma_s(E)] \cdot \Phi(\vec{r}, E) + \int_E^{E/\alpha} \frac{\Sigma_s(E') \cdot \Phi(\vec{r}, E')}{(1 - \alpha) \cdot E'} dE' + Q(\vec{r}, E) = 0 \quad (3.23)$$

Горе наведено извођење даје једначину неутронског флукса у општем случају. У конкретним израчунавањима користе се бројне апроксимације које зависе првенствено од карактеристика дате средине кроз коју се неутрони простиру. Често се врши подела неутрона на неколико енергетских група и прати се

кретање сваке од ових група неутрона уз чињеницу да интеракције неутрона доводе до прелазака неутрона из једне у други групу. Овај поступак је детаљно објашњен у (123).

Поступак одређивања флукса неутрона на горе описани начин стандардно се користи у реакторској физици. Примена сличног поступка за одређивање флукса космичких неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима је нешто компикованија. Пре свега, углавном није тачно познат изглед примарног спектра неутрона формиран интеракцијама космичког зрачења са материјалима детекторског система. Затим, сложена геометрија детекторског система и присуство различитих материјала знатно усложњава израчунавање вредности присутног неутронског флукса. Због тога се флукс неутрона у нискофонским гама детекторским системима одређује експерименталним путем применом различитих метода које су описане у четвртој глави овог рада.

### 3.3. Компонента фона у $\gamma$ -спектроскопским мерењима генерисана неутронским интеракцијама

Неутрони присутни у гама детекторским системима својим интеракцијама утичу на подизање нивоа фона приликом различитих нискофонских мерења. Неутрони продукују гама активност интеракцијом захвата и расејања на језгрима материјала детекторског система.

Процесом захвата неутрона гама зрачење се емитује деексцитацијом или распадом формираног језгра ( ${}^A\text{X}(n,\gamma)A+1\text{X}$ ). Реакцијом захвата неутрони могу продуковати гама зрачење у самом детектору што је посебно битно у нискофонским гама спектроскопским мерењима. Приликом употребе HPGe детектора у снимљеним спектрима јавља се већи број гама линија германијума које потичу од интеракција неутрона у самој активној запремини детектора. Ове линије могу бити промптне, од деексцитације побуђених језгара, или могу потицати од распада изомерних стања. Најинтензивније линије карактеристичне у фонским гама спектрима чије порекло је  $(n,\gamma)$  реакција одговарају енергијама од 139.9 keV и 198.3 keV и настају распадом изомерних стања  ${}^{75m}\text{Ge}$  и  ${}^{71m}\text{Ge}$  (8), (124). Поред линија германијума могу се у фонским гама спектрима регистровати и гама линије настале захватом неутрона на другим материјалима (нпр. бакром) присутним у конструкцији нискофонских детекторских система. Захват неутрона, као што је већ раније речено, је процес својствен термалним неутронима, због чега гама активност генерисана захватом неутрона може послужити као мера присуства термалних неутрона у окружењу детекторског система.

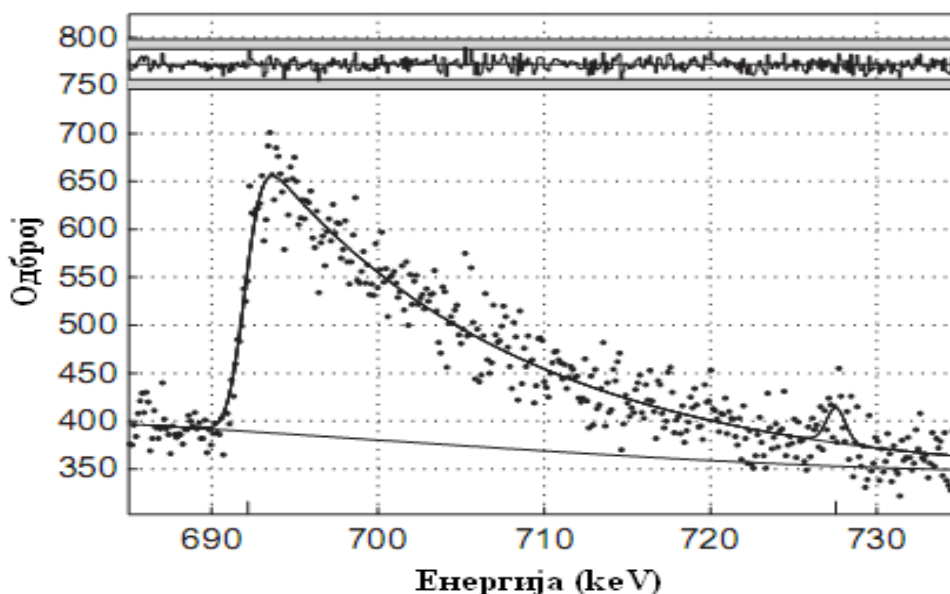
Други процес поред захвата којим неутрони могу дати допринос фону приликом мерења са германијумским детекторским системима је нееластично расејање на језгрима материјала присутним у конструкцији детекторског система. Брзи неутрони који учествују у реакцијама нееластичног расејања могу продуковати гама активност интеракцијама са самим детектором. Код HPGe детектора нееластичним расејањем неутрона побуђују се језра германијума. Активирана језгра се деексцитију емисијом гама фотона или конверзионих електрона који остављају своју енергију у активној запремини детектора. Током процеса нееластичног расејања неутрона долази до узмака језгра германијума (последница закона одржања енергије и импулса). Приликом детекције гама фотона и конверзионих електрона емитованих деексцитацијом језгара германијума дешава

се сумирање енергије гама фотона и конверзионих електрона са енергијом узмака језгра, јер се процеси деексцитације и детекције одвијају истовремено у самом детектору. Због тога гама линије које су последица нееластичног расејања неутрона на језгрима германијума имају карактеристичну енергетску асиметрију са дугачким репом ка вишим енергијама (125) (слика 3.6.). Узмак језгра германијума има својствену континуалну енергетску расподелу која је приказана на слици 3.7. за узмак језгра изотопа  $^{72}\text{Ge}$  приликом деексцитације са енергетског нивоа од 691.3 keV. Нееластично расејање неутрона се одвија и на осталим материјалима присутним у нискофонским гама детекторским системима, као што су материјали заштите. Карактеристичне су у фонским спектрима гама линије које потичу од нееластичног расејања неутрона на гвожђу и олову. Нееластичним расејањем неутрона на материјалима изван самог детектора даје у фонским спектрима стандардне гама пикове без енергетске асиметрије.

Допринос повећању нивоа фона у гама спектроскопским мерењима може дати и процес еластичног расејања неутрона. У овом случају нема побуде језгра и емисије гама фотона него неутрон језгру предаје енергију само у виду узмака језгра, због чега овај процес повећава одброј само нискоенергетском делу фонског спектра.

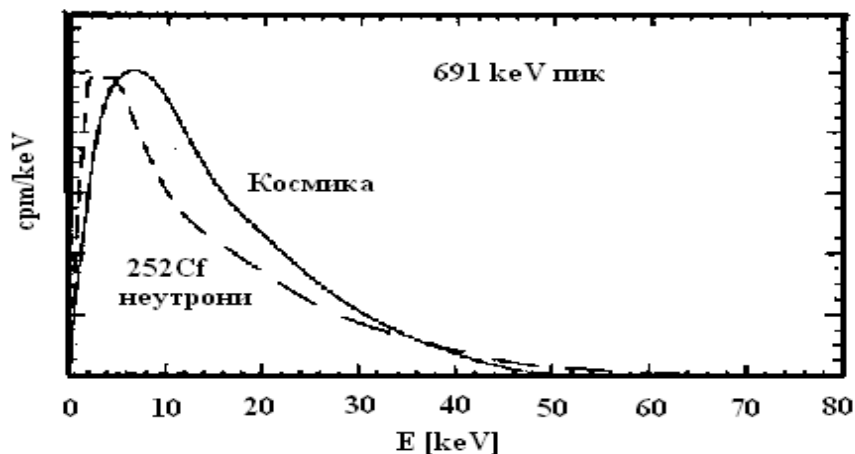
Детекција узмака језгра након расејања неутрона представља посебан проблем приликом трагања WIMP-ова јер се њихова детекција заснива на мерењу узмака језгра након њихових интеракција са детектором. Сигнал произукован интеракцијама WIMP-ова је идентичан сигналу који потиче од узмака језгра генерисаног расејањем неутрона (14).

Неутрони могу индуковати и фонски континуум и анихилациони пик (511 keV) путем продукције високоенергетских фотона насталих деексцитацијом побуђених језгра након неутронских интеракција (34). Високоенергетски фотони губе енергију Комптоновим расејањем и иницирају електромагнетне плускове током њиховог проласка кроз различите материјале. Облик континуума зависи од редног броја материјала са којим неутрони интерагују слично као што је случај и са космичким мионима.



Слика 3.6.

Карактеристична асиметрична гама линија германијума произукована нееластичним расејањем неутрона на изотопу германијума  $^{72}\text{Ge}$  (125).



Слика 3.7. Расподела узмака језгра  $^{72}\text{Ge}$  након расејања космичких неутрона и неутрона из извора  $^{252}\text{Cf}$  (2).

У табели 3.4. дате су вредности енергије гама фотона (у опсегу до 2500 KeV) које могу бити генерисане процесима у којима учествују неутрони, а такође су дате и реакције из којих ти фотони могу потицати. Овде су представљени подаци о гама активности која може бити индукована интеракцијама неутрона са изотопима германијума, гвожђа, олова, флора, кадмијума, живе, бакра, никла и водоника. Ови материјали се најчешће појављују у конструкцији нискофонских гама детекторских система.

Табела 3.4.

Гама активност индукована интеракцијама неутрона са материјалима који чине конструкцију нискофонских гама детекторских система (10,3 и 92).

E[keV]	Изотоп	Реакција
10.37	$^{68,71}\text{Ge}$	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71}\text{Ge}$ , $^{70}\text{Ge}(n,3n)^{68}\text{Ge}$
13.3	$^{73m}\text{Ge}$	$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{74}\text{Ge}(n,2n)$
23.5	$^{71m}\text{Ge}$	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{72}\text{Ge}(n,2n)$
53.4	$^{73m}\text{Ge}$	$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{74}\text{Ge}(n,2n)$
66.7	$^{73m}\text{Ge}$	$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{74}\text{Ge}(n,2n)$
68.7	$^{73*}\text{Ge}$	$^{73}\text{Ge}(n,n')$
109.9	$^{19*}\text{F}$	$^{19}\text{F}(n,n')$
122.1	$^{57*}\text{Fe}$ , $^{57}\text{Co}$	$^{57}\text{Fe}(n,n')$ , активирани Cu/Ni
136.5	$^{57}\text{Co}$	активација Cu/Ni
139.9	$^{75m}\text{Ge}$	$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{76}\text{Ge}(n,2n)$
143.6	$^{57}\text{Co}$	активација Ge
159.3	$^{77m}\text{Ge}$	$^{76}\text{Ge}(n,\gamma)$
174.9	$^{71m}\text{Ge}$	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{72}\text{Ge}(n,2n)$
186.0	$^{66}\text{Cu}$	$^{65}\text{Cu}(n,\gamma)$
198.3	$^{71m}\text{Ge}$	$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)$ , $^{72}\text{Ge}(n,2n)$
278.3	$^{64*}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)$ , $^{65}\text{Cu}(n,2n)$
368	$^{200*}\text{Hg}$	$^{199}\text{Hg}(n,\gamma)$
558.4	$^{114*}\text{Cd}$	$^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$
562.8	$^{79*}\text{Ge}$	$^{76}\text{Ge}(n,n')$
579.2	$^{207*}\text{Pb}$	$^{207}\text{Pb}(n,n')$
595.8	$^{74*}\text{Ge}$	$^{74}\text{Ge}(n,n')$
651.1	$^{114}\text{Cd}$	$^{113}\text{Cd}(n,\gamma)$
669.6	$^{63*}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(n,n')$

наставак на следећој страни



наставак E[keV]	Изотоп	Реакција
691.0	<sup>72*</sup> Ge	<sup>72</sup> Ge(n,n')
803.3	<sup>206*</sup> Pb	<sup>206</sup> Pb(n,n')
805.9	<sup>114*</sup> Cd	<sup>113</sup> Cd(n,)
810.8	<sup>58</sup> Co	Cu/Ni
817.9	<sup>58</sup> Co	Ge
834.0	<sup>72*</sup> Ge	<sup>72</sup> Ge(n,n')
834.8	<sup>54</sup> Mn	Fe/Co/Ni
840.8	<sup>54</sup> Mn	Ge
846.8	<sup>56*</sup> Fe	<sup>56</sup> Fe(n,n')
962.1	<sup>63*</sup> Cu	<sup>63</sup> Cu(n,n')
1063.6	<sup>207*</sup> Pb	<sup>207</sup> Pb(n,n')
1097.3	<sup>116</sup> In	<sup>115</sup> In(n,)
1115.5	<sup>65*</sup> Cu	<sup>65</sup> Cu(n,n')
1125.2	<sup>65</sup> Zn	Ge
1173.2	<sup>60</sup> Co	Cu/Ni
1293.5	<sup>116</sup> In	<sup>115</sup> In(n,)
1327.0	<sup>63*</sup> Cu	<sup>63</sup> Cu(n,n')
1412.1	<sup>63*</sup> Cu	<sup>63</sup> Cu(n,n')
1481.7	<sup>65*</sup> Cu	<sup>65</sup> Cu(n,n')
1547	<sup>63*</sup> Cu	<sup>63</sup> Cu(n,n')
2223	<sup>2*</sup> H	<sup>1</sup> H(n,)

У фонским спектрима снимљеним са гама детекторским системима који имају добро пројектовану заштиту од екстерног зрачења доминирају гама линије које потичу од неутронских интеракција. Због тога је редукација неутронске компоненте фона у гама спектроскопским мерењима изузетно битна и може бити извршена коришћењем материјала који добро апсорбују неутроне и активних (антикосмичких) заштита (10). Различити методи се користе за елиминисање термалних и брзих неутрона. Материјали који добро апсорбују термалне неутроне су борон и кадмијум. Ако се са овим материјалима окружи детектор они ће апсорбовати термалне неутроне. Фон продукovan брзим неутронима се може редуковати на тај начин што ће они прво бити успорени до термалних енергија а потом апсорбовани. То се врши коришћењем два слоја материјала. Први слој се састоји од елемената који имају мали редни број (водоник, литијум, бор) и ефикасно успоравају неутроне. Други слој чине материјали који апсорбују успорене неутроне. Често се за ефикасно успоравање неутрона користе пластични материјали који садрже велики проценат водоника. Након успоравања неутрони се апсорбују на исти начин као и термални неутрони путем реакција захвата неутрона што је углавном праћено емисијом гама фотона одговарајућих енергија. На овај начин се смањује број неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима а тиме и ниво гама активности коју они продукују.

Ефикасан начин редукације неутронске компоненте фона јесте коришћење антикосмичких детектора са којима се опкољава главни детектор. На овај начин се путем антикоинциденционих мерења елиминишу догађаји који потичу првенствено од космичких миона, а доминантан начин продукције неутрона су управо интеракције космичких миона. Проблем који се јавља употребом активне заштите јесте тај да је њоме могуће ефикасно елиминисати промптне догађаје који су продуктовани интеракцијама миона, док се гама активност која се јавља распадом радионуклида генерисаних моинским процесима емитује након одређеног периода времена после интеракције миона. Због тога се сигнали од догађаја генерисаних космичким зрачењем који касне за одређени интервал времена у односу на

примарне интеракције космичког зрачења са детекторским системом не могу у потпуности елиминисати употребом активних заштита.

Један од начина редукције неутронског фона је градња подземних лабораторија у којима је смањен флуks миона у односу на њихов флуks на нивоу мора па је услед тога присутан и мањи број неутрона. Доминантну компоненту неутронског флуksа у подземним лабораторијама чине неутрони од природне радиоактивности (спонтана фисија,  $(\alpha, n)$  реакције) што је објашњено детаљније у глави II овог рада.

### 3.4. Детекција неутрона

Неутрони су електронеутралне честице и не могу изазвати јонизацију, због чега њихова детекција директно преко јонизационих догађаја није могућа. Детекција неутрона се заснива на регистровању седкундарних догађаја који су генерисани различитим нуклеарним реакцијама као што су  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, \gamma)$  и  $(n, \text{фисија})$ . Детекцијом протона, алфа честица, гама кваната индукованих неутронским реакцијама помоћу јонизационих комора, сцинтилатора, пропорционалних бројача и полупроводника добијају се информације о неутронима који су изазвали те реакције.

Елементи који се најчешће користе за детекцију неутрона, посредством неутронских интеракција су  $^{10}\text{B}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  и  $^{235}\text{U}$ . Ови елементи се употребљавају као конвертори у неутронским детекторима. Материјал за конверзију је обично уграђен у сам детектор.

$^{10}\text{B}$  је материјал који је део  $\text{BF}_3$  гаса у неутронском бројачу. Интеракцијама неутрона на бору настаје  $^7\text{Li}$  у основном стању ( $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$ ,  $Q = 2.796\text{MeV}$ ) или метастабилном стању  $^7\text{Li}$  ( $^{10}\text{B}(n, \alpha_1)^{7\text{m}}\text{Li}$ ,  $Q = 2.314\text{MeV}$ ). Ефикасни пресек за интеракцију термалних неутрона са бором је  $2927 \pm 9b$ . Изотопски састав природног бора варира у различитим подручјима и мерени су ефикасни пресеци у интервалу од 746 до 770 barn. Одступање ефикасног пресека од зависности  $1/v$  је мање од 2%. Литијум се користи у стакленим сцинтилаторима. Саставни је део  $\text{Li(Eu)}$  детектора и коришћен је као танак активни слој у неутронским спектрометрима. Термални пресек за нуклеарну реакцију неутрона на  $^6\text{Li}$  ( $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ ;  $Q = 4.876\text{MeV}$ ) је  $940 \pm 4b$ .  $^7\text{Li}$  има мали ефикасни пресек за реакцију са неутронима ( $\sigma_\gamma = 0.045b$  на термалним енергијама) док му је ефикасни пресек за расејање скоро исти као за  $^6\text{Li}$ , због чега се може користити за мерење фона на начин што се користе два идентична детектора од којих један садржи само  $^6\text{Li}$  а други само  $^7\text{Li}$ . Материјал који је погодан за неутронске бројаче, јер има велики ефикасни пресек на термалним енергијама  $\sigma_\gamma = 5333 \pm 7b$ , је  $^3\text{He}$  ( $^3\text{He}(n, \alpha)^3\text{H}$ ;  $Q = 0.765\text{MeV}$ ).  $^4\text{He}$  има мали ефикасни пресек на термалним енергијама  $\sigma_\gamma = 0.76 \pm 0.001b$ , али узмакла алфа честица има висок јонизациони потенцијал и мали ефикасни пресек који се компензује употребом високог притиска или течног хелијума. Течни хелијум је коришћен као сцинтилатору у експериментима са неутронском поларизацијом.  $^4\text{He}$  је могуће користити и у пропорционалним детекторима.  $^{235}\text{U}$  се употребљава код већине фисионих неутронских бројача. Фисиона језгра имају значајно место у детекцији неутрона због тога што фисиони фрагменти имају високу енергију и велики ефикасни пресек за интеракцију.

За бројање неутрона користе се неутронски бројачи као што је комора за детекцију неутрона. Ови детектори се пуне једним од горе поменутих материјала. Сцинтилациони детектори се често користе за детекцију неутрона, јер имају брз одзив и релативно високу енергију. Углавном се употребљавају органски сцинтилатори. Приликом детекције неутрона користе се и детектори са модераторима, јер ефикасни пресеци за интеракције неутрона опадају са повећањем њихове енергије. Зато се неутрони успоравају пре него што стигну до детектора и на тај начин се повећава ефикасност детекције.

Детекција неутрона може бити вршена и коришћењем активационих фолија које се озрачују неутронским флуksom након чега се врше мерења продукване активности (нпр. детекција гама активности помоћу полупроводничких детектора). Обично се такве фолије обмотавају слојем кадмијума те се на тај начин (мерењем са кадмијумом и без њега) могу посебно одредити вредности флуkseва термалних и брзих неутрона. Наиме, кадмијум има велике вредности ефикасног пресека за захват термалних неутрона, те ако је узорак окружен кадмијумом до њега ће углавном стизати брзи неутрони који нису апсорбовани.

Брзина неутрона може се мерити коришћењем техника које се заснивају на мерењу времена прелета. Ако постоји импулсни извор неутрона на основу мерења времена за које они пређу одређену дистанцу може се израчунати њихова брзина. Уколико иницијални сноп неутрона садржи неутроне у широком опсегу брзина, старт-стоп техника коришћењем претварача време-амплитуда може дати енергетски спектар неутрона.

Дифракција неутрона на кристалима се употребљава као веома прецизан метод за одређивање енергије неутрона у термалном региону. Термални неутрони имају одговарајућу Де Брољеву таласну дужину од око 0.1 nm колико износи и растојање између атома у кристалној решеци. Мерењем интерференционих максимума могуће је одредити енергију неутрона.

Метод који се уобичајено користи за конструkcију неутронских спектрометара за брзе неутроне је детекција узмака језгра након расејања неутрона на лаким елементима (H,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  итд.). Обично се посматра узмак протона након расејања неутрона. Узмак протона се детектује употребом пластичних и органских сцинтилационих детектора који су богати водоником.

Детаљнија објашњења начина детекције неутрона могу се наћи у објављеној студији (126).

### Нискофонска мерења гама активности генерисане неутронима

Детаљна анализа продукције гама зрачења неутронским интеракцијама је битна за издвајање процеса проузрокованих неутронима од других процеса који могу произвести исто гама зрачење као и неутронски процеси. То је често једини начин за тачну и прецизну детекцију одређених процеса приликом различитих мерења ниских гама активности која потиче од ретких нуклеарних догађаја.

Објављене студије (10, 2 и 124) показују да у снимљеним спектрима са нискофонским гама детекторским системима опремљеним одговарајућом пасивном заштитом која ефикасно сузбија зрачење од радионуклида из околине доминирају гама линије које потичу од интеракција неутрона. У глави II је објашњено да доминантан начин продукције неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима представљају интеракције космичких миона, док су у глави III објашњени механизми продукције гама активности неутронским интеракцијама и начини сузбијања компоненте фона која потиче од интеракција неутрона. Преглед до сада објављених радова из ове области гама спектроскопије показује да продукција гама зрачења у интеракцијама неутрона са материјалима гама спектроскопских система није у потуности истражена. Много су бројније објављене студије које се баве истраживањима гама активности продукване неутронима у подземним него у лабораторијама на нивоу мора и плитко укопаним лабораторијама. Због свега тога су у овом раду спроведена истраживања која су требала да дају детаљну анализу детектоване гама активности генерисане неутронима у нискофонској лабораторији која се налази на нивоу мора без значајног покровног слоја. Пручавање гама активности генерисане неутронима у лабораторији на површини земље у односу на подземне лабораторије има одређене предности. Сви процеси који потичу од неутрона одвијају се и у подземним и лабораторијама на површини али је због већег броја неутрона интензитет гама активности генерисане неутронима већ на површини (глава II). Зато је неутронске реакције и њима индуковану гама активност у лабораторијама без значајнијег покровног слоја лакше детектовати и анализирати.

У овом поглављу су објашњена експериментална мерења која су извршена у Лабораторији за гама спектроскопију, Департмана за физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду, а која су за циљ имала да се пружи што потпунији увид у механизме продукције гама активности неутронима као и нивое (интензитета) тог зрачења. На основу резултата мерења анализирана је интеракција неутрона са различитим материјалима који су били присутни у детекторском систему. Такође су дати и резултати процене присуства неутрона у детекторском систему коришћењем различитих метода и дискутовани су нерешени проблеми који произилазе из детаљне анализе гама активности генерисане неутронима.

## 4.1. Експериментални рад

Регистровање ниских активности коришћењем нискофонских гама детекторских система захтевају дуготрајна мерења да би сакупљени подаци били добијени са задовољавајућом статистиком потребном за обраду података. У овом раду су снимани фонски спектри током релативно дугод периода мерења ( $\sim 10^6 s$ ) чијом анализом су добијене информације о генерисању гама активности неутронским интеракцијама. Приликом мерења коришћена су два детекторска система. Употребљени су HPGe детектори различитих релативних ефикасности са оловном и гвозденом заштитом.

Један од циљева овог рада је био и да се испита утицај различитих материјала постављених око детектора на присуство неутрона у детекторским системима и продукцију гама активности неутронским интеракцијама. Због тога су одабрани материјали паковани у Маринели геометрију постављани око детектора унутар главног штита и вршена су снимања дугачких фонских спектра са дугачким периодом мерења (24).

Експериментални рад је обухватао и мерења са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  која су имала за циљ детаљнију анализу неутронских интеракција са материјалима нискофонских гама детекторских система, поређењем резултата фонских мерења и резултата са извором неутрона.

Проблем који се јавио приликом обраде резултата мерења је био тачно утврђивање ефикасности детекције гама зрачења генерисаног неутронима што је захтевало израду Монте Карло симулација које су омогућиле одређивање ефикасности детекције гама фотона емитованих након интеракција неутрона са материјалима присутним око детектора и самим детектором.

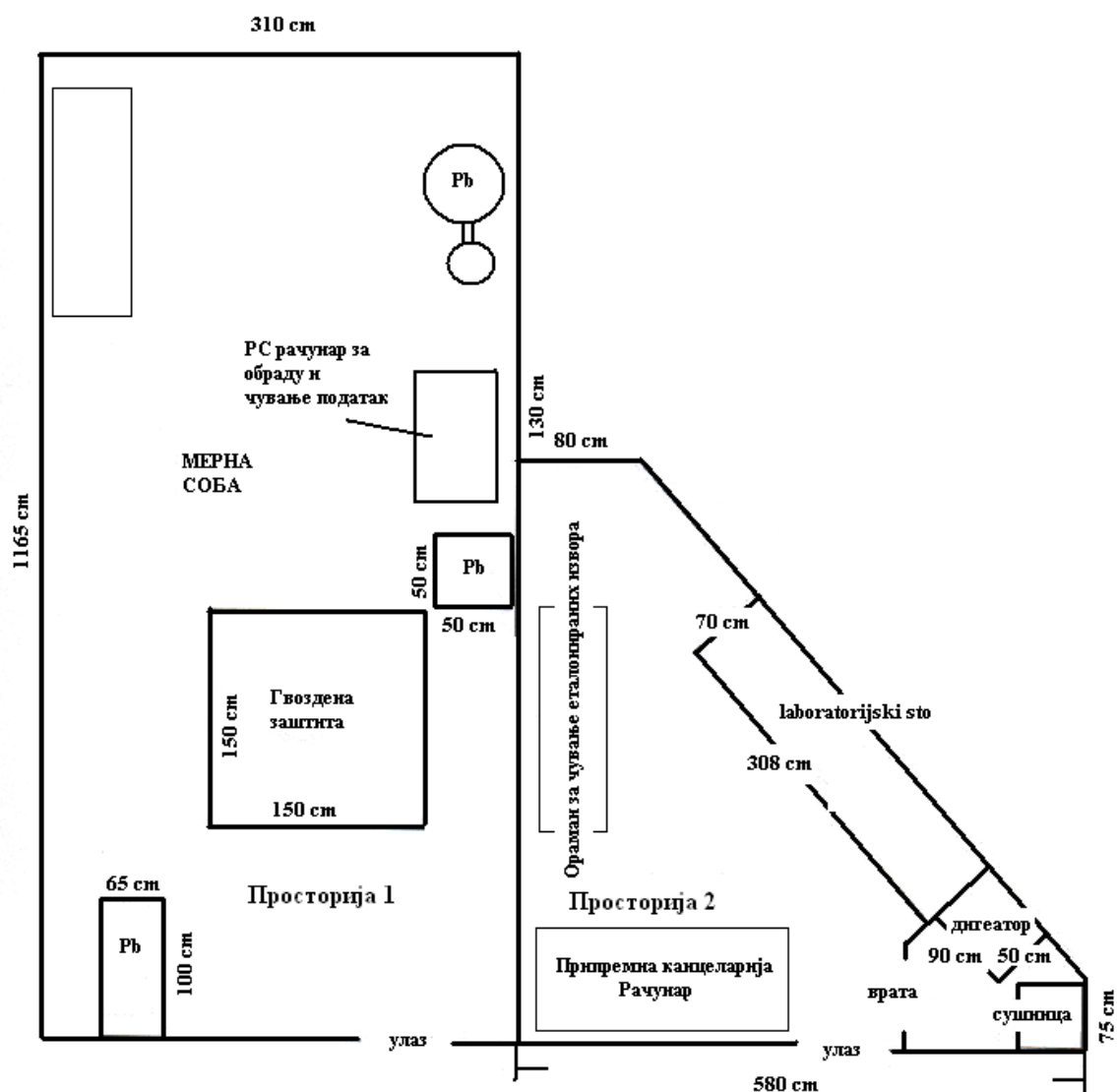
У овома одељку су детаљно објашњене карактеристике употребљених детекторских система, начин извођења експерименталних мерења и дати су резултати Монте Карло симулација помоћу којих је одређена ефикасност детекције гама зрачења.

### 4.1.1. Детекторски системи

Детекторски системи који су коришћени у овом раду налазе се у Лабораторији за гама спектроскопију, Катедре за нуклеарну физику, Департамана за физику, Природно-математичког факултета, Универзитета у Новом Саду. Лабораторија је опремљена са четири HPGe детектора са различитим типовима пасивних и активних заштита од чега су у овом раду коришћена два детекторска

система: HPGe детектор са гвозденом заштитом и HPGe са оловном заштитом. На слици 4.1. представљен је план лабораторије. Лабораторија је изграђена од чврстог грађевинског материјала (опека, бетон), налази се на надморској висини од око 80 m са покрвним слојем који чини стандардна бетонска плоча дебљине око 0.3 m.

Главно поље истраживања у Лабораторији за гама спектроскопији на Департману за физику у Новом Саду је нискофонска гама спектроскопија и истраживање ретких нуклеарних процеса (127 и 128). У овој лабораторији постоји дугогодишње искуство у истраживању утицаја различитих нуклеарних догађаја на фон у гама спектроскопским мерењима који је довео до подешавања оптималне конфигурације детекторских система за мерења ниских гама активности.



Слика 4.1. План гама спектроскопске лабораторије на Департману за физику у Новом Саду.

#### 4.1.1.1. Германијумски спектроскопски систем са оловном заштитом

Први детекторски систем који је коришћен у експерименталном раду био је германијумски спектрометар (HPGe детектор) произвођача Canberra, серијске ознаке GX10021 (слика 4.2.). Детектор је коаксијални (close end) n-типа, са U-типом

криостатске конфигурације. Његова релативна ефикасност је 100 %. Активна запремина детектора је око  $380 \text{ cm}^3$ . Детектор је изграђен од материјала који су изразито чисти од радиоактивне контаминације. Предњи прозор кућишта детектора је изграђен од карбон фибер композитног материјала високе чврстоће чија је дебљина само 0.89 mm. Овакав прозор омогућава транспаренцију већу од 80 % за фотоне енергије од 15 keV и скоро 100 % за фотоне енергије од 20 keV, те је на тај начин омогућена и детекција гама зрака ниских енергија. У табели 4.1. дати су параметри детектора.

**Табела 4.1.**

Параметри HPGe детектора GX10021 у оловној заштити.

Радна температура	77 K
Радни напон	4.5 kV
Спољашњи контакт	0.3 mm Ge(Li)
Унутрашњи контакт	0.3 $\mu\text{m}$ Al
Улазни прозор	0.89 mm (Be)
Пречник кристала	80 mm
Висина кристала	77.5 mm
Полупречник језгра	4.5 mm
Висина језгра	38.5 mm
Дебљина кућишта	1.5 mm Al



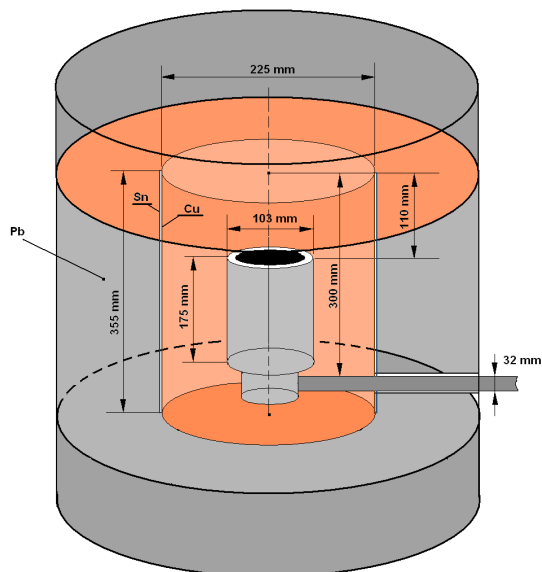
**Слика 4.2.**

Германијумски детектор са оловном заштитом.

Детектор се налази у пасивној заштити изграђеној од олова. Произвођачка ознака оловне заштите је Canberra модел 777B. Укупна маса заштите је 1633 kg. Шематски приказ пасивне оловне заштите детектора дат је на слици 4.3. Дебљина оловне заштите је 15 cm. Спољашњих 125 mm заштите је израђено од обичног ниско радиоактивног олова, док је унутрашњих 25 mm израђено од посебно селектованог олова који садржи конценрацију активности  $^{210}\text{Pb}$  од 20 Bq/kg. Пасивна заштита детектора садржи и слој калаја дебљине 1 mm и бакура високог степена чистоће дебљине 1.5 mm (слика 4.3.). Бакар и калај служе за заустављање К-серије

X-зрачења олова у опсегу енергија 75-85 keV. Помоћу бакра се апсорбује и X-зрачење калаја (у опсегу енергија од 25 до 28 keV).

Оловна заштита садржи отвор који служи за убризгавање азота из Dewar-овог суда у унутрашњост заштите и на тај начин се врши издувавање радона што доводи до снижења фона који потиче од радона и његових потомака.



Слика 4.3.  
Шематски приказ оловне заштите HPGe детектора.

#### 4.1.1.2. Германијумски спектроскопски систем са гвозденом заштитом

Поред германијумског спектроскопског система са оловном заштитом у експерименталном раду коришћен је гама спектроскопски систем са гвозденом заштитом који се састоји од HPGe детектора, пасивног масивног штита изграђеног од гвожђа и потребних електронских компонената за прикупљање и обраду података (129) (слика 4.4).



Слика 4.4.  
Гама спектроскопски систем са гвозденом заштитом.



Детектор који је смештен у гвозденој комори је коаксијални (close end) HPGe детектор, релативне ефикасности 22.3 % и активне запремине од око 119 cm<sup>3</sup>. Произвођач детектора је Canberra, модел G.C.2520-7600. Мерни опсег детектора је 30 keV – 3 MeV. Резолуција овог детектора на енергији од 1460 keV је FWHM = 1.80 keV. Однос пик/Комптон у снимљеним спектрима је P/C = 55,7 а брзина бројања је 1,50 импулса/s. У табели 4.2. дати су параметри детектора.

**Табела 4.2.**

Димензије HPGe детектора Canberra G.C.2520-7600 у гвозденој заштити.

Радна температура	77 K
Радни напон	4.5 kV
Спољашњи контакт	0.5 mm Ge(Li)
Унутрашњи контакт	0.3 μm Al
Улазни прозор	0.4 mm (Al)
Пречник кристала	50 mm
Висина кристала	58.5 mm
Полупречник језгра	4.5 mm
Висина језгра	34 mm
Дебљина кућишта	1.5 mm Al

Гвоздена заштита изграђена је у облику коцке и поседује велику корисну запремину која износи 1 m<sup>3</sup>. Маса гвоздене заштите је 20 тона. Унутар те запремине се смешта детектор заједно са Dewar-ovim судом. Детектор се налази у геометријском средишту коморе. Оваква конструкција заштите омогућава уношење различитих детектора у њу. Недостатак оваквог решења је релативно велики ниво радона унутар коморе пошто нема издувавања радона азотом, а такође није ни изолована активност која може потицати од самог Dewar-ovim суда. Дебљина зидова коморе је 25 cm и направљени су од гвоздених лимова дебљине око 1 cm који су спојени без заваривања. Комора поседује велика помична врата на којима се налазе мања кружна врата (пречника 15 cm) која служе за уношење мањих узорака у комору. На комори се налазе још само отвори за доливање течног азота у Dewar-ov суд, за вођење електричних каблова до детектора и два отвора за принудну вентилацију.

Гвоздена комора је направљена од гвожђа које је изливано пре Другог светског рата. Гвоздени лимови од којих је сачињена гвоздена комора су исечени из оплате старог шведског брода „Оријетн II“. Оваквим избором материјала, заштита детектора не би требало да садржи фисионе продукте који потичу из ваздушних нуклеарних проба. Да би се смањио утицај фонског зрачења које може потицати из подлоге на којој се налази комора она је уздигнута са бетонског постоља на висину од 0.5 m помоћу носача направљених од старих жељезничких шина.

У мереним фонским спектрима са германијумским детекторима у гвозденој комори детектоване су само гама линије од природних радионуклида и није утврђено присуство вештачких радионуклида у материјалу заштите. Укупан интегрални одброј фона у интервалу од 23 keV до 2.7 MeV је  $1.060 \pm 0.02 \text{ s}^{-1}$ . Анализа снимљених фонских спектра је показала да су главни извори фона гасовити потомци U и Th (129).

### 4.1.2. Опис мерења

Анализа активности генерисане неутронима који су присутни у окружењу нискофонских гама спектроскопских система је извршена снимањем спектра током дугог интервала мерења (реда величине  $10^6$  s) док није добијена задовољавајућа статистика потребна за обраду података. Вршена су фонска мерења када је око детектора била присутна само заштита (гвожђе и олово) и мерења када су различити материјали који су били паковани у Маринели геометрију били у окружењу детектора. На овај начин је испитивана продукција неутрона у разним материјалима, интеракције неутрона са материјалима гама детекторских система као и утицај одређених материјала на присуство неутрона у детекторском систему. Циљ снимања фонских гама спектра је био и да се одреде начини продукције гама зрачења у неутронским интеракцијама, као и начини генерисања неутрона интеракцијама космичког зрачења. Поред мерења фонских спектра када су анализирани само утицаји неутрона присутних у окружењу гама спектроскопских система вршена су и снимања гама спектра када је у близини детектора био присутан извор неутрона. Као извор неутрона коришћен је  $^{252}\text{Cf}$ . Поређењем података добијених снимањем фонских спектра и спектра са калифорнијумом добијене су пре свега одређене информације о енергетском спектру космичких неутрона који су присутни у нискофонском гама спектроскопском систему, као и подаци о неутронским интеракцијама са одређеним материјалима и начину настајања гама активности генерисане неутронима.

#### 4.1.2.1. Мерења гама активности индуковане неутронима помоћу HPGe детектора са гвозденом заштитом

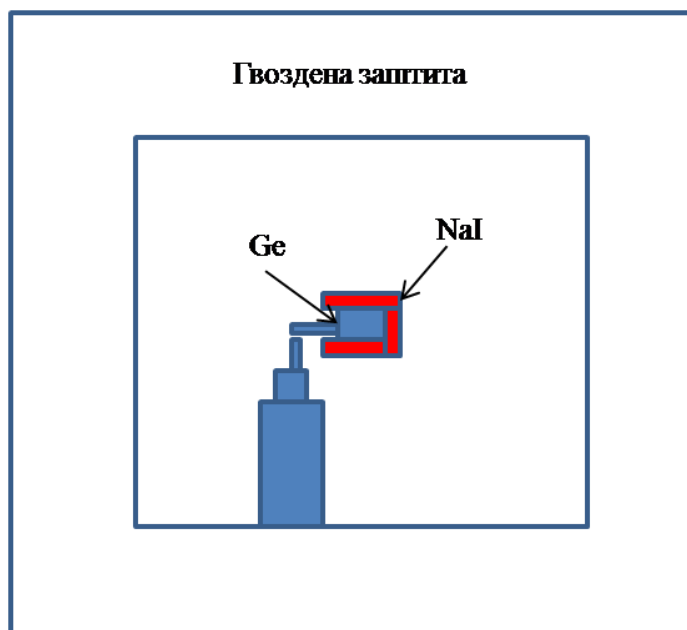
Анализа гама активности генерисане неутронима у интеракцијама са материјалима нискофонског гама спектроскопског система извршена је коришћењем HPGe детектора са гвозденом заштитом на тај начин што је прво снимљен фонски спектар. Време мерења је било 5106525 s (60 дана). Овај спектар је заправо добијен сумирањем неколико појединачних фонских спектра који су снимљени током једне године. У спектру се појављују карактеристичне гама линије које прате интеракције неутрона (захват неутрона и расејање неутрона) са језгрима Ge и Fe. Горњи енергетски лимит овог снимљеног спектра је био 2 MeV. Процена утицаја реакције  $\text{Fe}(\mu, \nu)\text{Mn}$  на интензитет гама линија емитованих од изотопа  $^{56}\text{Fe}$  захтевала је снимање новог фонског спектра са већим енергетским опсегом (одељак 4.2.14). Због тога је прикупљен и други фонски спектар са временом мерења од 554102 s (6.5 дана), код кога је максимална детектована енергија фотона била 2830 keV.

Поред мерења фонског спектра када је око детектора била присутна само гвоздена заштита извршено је и снимање спектра у случају када је око детектора био постављен систем за потискивање комптонски расејаних фотона (слика 4.5.). Систем за потискивање комптонски расејаних фотона се састоји од NaI детектора који окружује HPGe детектор и потом се врше актикоицидентна мерења чиме се редукује фон од комптонски расејаних фотона. Приликом овог мерења NaI детектор је био пасивно постављен око германијумског детектора (нису вршена антикоицидентна мерења). Геометрија током мерења је приказана на слици 4.6. Циљ овог мерења је био да се испита утицај пасивно постављеног NaI детектора на флуks неутрона који стижу до HPGe детектора. Такође су анализиране и

интеракције неутрона са језгрима Na и I. Приликом коришћења система за сузбијање комптонски расејаних фотона интеракцијама неутрона присутних у окружењу детекторског система са Na и I може се генерисати гама активност која у различитим мерењима представља фонско зрачење. Због тога је битна анализа могућности продукције гама зрачења услед интеракције неутрона са натријумом и јодом. Дебљина зидова NaI детектора је 3 in. (9“× 9“). Маса NaI је око 45 kg. Снимање спектра када је NaI детектор био присутан око германијумског детектора трајало је 4379329 s (50 дана).



Слика 4.5.  
Систем за потискивање комптонски расејаних фотона (NaI детектор).



Слика 4.6.  
HPGe детектор окружен са системом за потискивање комптонски расејаних фотона (NaI детектор).

#### 4.1.2.2. Мерење гама активности генерисане неутронима помоћу HPGe детектора са оловном заштитом

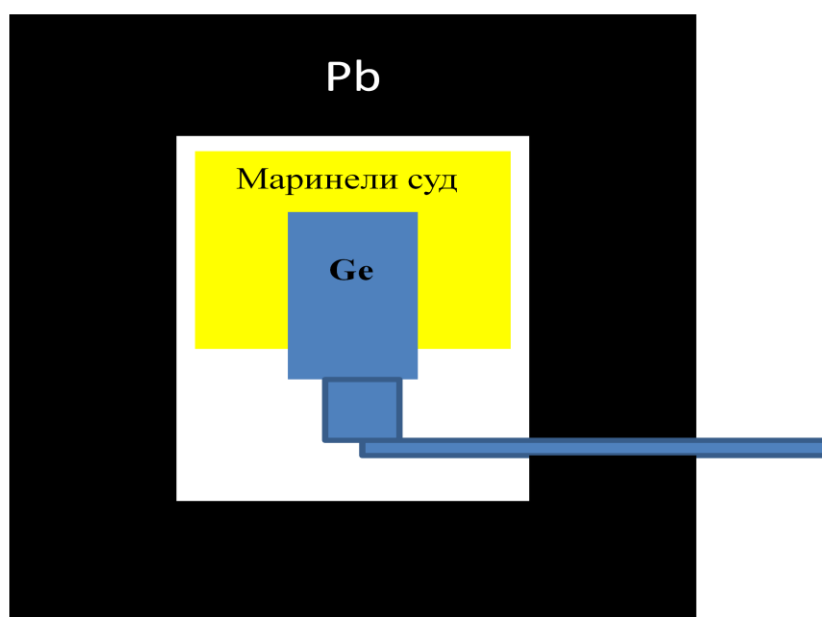
Коришћењем HPGe детектора са оловном заштитом прво је снимљен један фонски спектар. Време мерења овог спектра је било 5886293 s (68 дана). Мерење је трајало док није добијена задовољавајућа статистика детектованих гама линија које су последица интеракције неутрона са детектором и материјалима заштите. Релативна статистичка грешка за детектован интензитет линије од 139 keV ( $^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$ ) на нивоу поверења од 68% је у снимљеном спектру била је 6 %. Запажено је током мерења да је за добијање добре статистике мерења интензитета гама линија генерисаних неутронима потребно много краћи период времена мерења са детектором у оловној него у гвозденој заштити што је последица много веће продукције неутрона у олову него у гвожђу интеракцијама космичких миона (111).

Помоћу HPGe детектора са оловном заштитом вршена су и мерења којима је требао да се испита утицај одређених материјала на вредности неутронског флукса који стиже до HPGe детектора као и да се анализирају саме интеракције неутрона са датим материјалима. За потребе ових истраживања различити материјали су паковани у Маринели судове. Коришћена су два Маринели суда и њихове димензије су представљене у табели 4.3. док је на слици 4.7. приказан изглед геометрије система током мерења са материјалима спаковним у Маринели суд. Маринели судови су били направљени од PVC пластике.

**Табела 4.3.**

Димензије коришћених Маринели судова

Димензија	Маринели бр. 1 („велики“)	Маринели бр. 2 („мали“)
Унутрашњи радијус	106	106
Спољашњи радијус	200	160
Висина	265	205
Дебљина горњег дела	92	30
Дебљина PVC зида	4	3



**Слика 4.7.**

Упростићен шематски приказ геометрије током мерења када су око детектора били присутни различити материјали спаковани у Маринели судове.

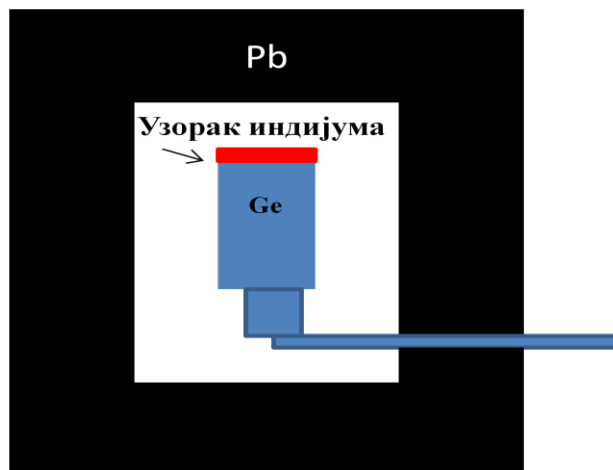
Прво је снимљен спектар када је празан Маринели суд (број 1) био постављен на детектор. На овај начин је испитан утицај самог Маринели суда на флуks неутрона у окружењу детектора. Потом су снимљена два спектра када је тај Маринели суд био напуњен са материјалима NaCl и CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O. NaCl (кухињска со) је одабран као материјал за мерење да би се упоредила гама активност генерисана интеракцијама неутрона са Na када је он присутан у окружењу са већим и мањим бројем неутрона (са детектором у гвозденој заштити је мерен NaI) а такође је испитан и утицај NaCl на термализацију неутрона и продукција неутрона у овом материјалу. CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O (плави камен) у свом саставу има 5 атома воде и претпоставка пре мерења је била да би овај материјал могао много боље вршити успоравање и термализацију неутрона од NaCl. На тај начин је било могуће анализирати утицај већег присуства термалних неутрона на гама активност генерисану у интеракцијама неутрона са материјалима нискофонских гама детекторских система. Избором CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O је анализирана и продукција гама активности интеракцијама неутрона са Cu који је чест материјал у саставу заштита HPGe детектора. Да би се испитао утицај материјала који је добар модератор неутрона на њихов флуks у окружењу германијумског детектора други Маринели суд (број 2) је напуњен парафином па је извршено снимање фонског спектра. На овај начин су утврђене промене активности генерисане неутронима када је овакав материјал присутан у окружењу детектора. Како парафин и плави камен у свом саставу имају и водоник, било је могуће детектовати и гама активности индуковане интеракцијама неутрона са водоником и пратити промене те гама активности у зависности од тога који је материјал био присутан око детектора. Сви материјали који су коришћени приликом мерења су јефтине и лако доступни. Масе мерених узорака и дужине периода времена мерења представљени су у табели 4.4.

**Табела 4.4.**

Масе мерених узорака и дужине периода времена мерења.

Материјал	Маса [kg]	Време мерења [s]
NaCl	6.875	4265166
CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	5.847	3434419
Празан Маринели бр. 1 (PVC)	1.2	2919399
Парафин	2.210	3941023

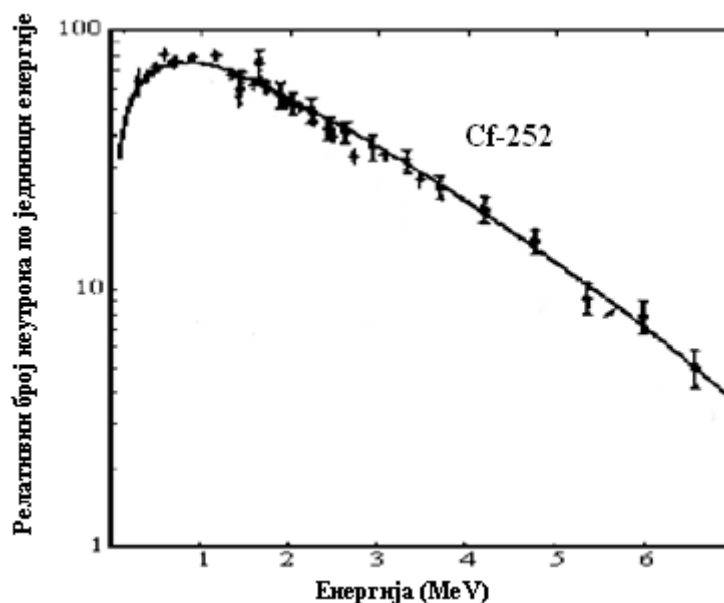
Детекција неутрона може се вршити и употребом активационих фолија (као што је објашњено у поглављу 3.4.). У овом раду покушана је детекција неутрона коришћењем узорка индијума. Узорак индијума је био цилиндричног облика дебљине 1 mm и пречника 5.3 cm и био је постављен на врх прозора детектора (слика 4.8.). Маса индијума износила је 16.3 g. Најзаступљенији изотоп индијума је <sup>115</sup>In (са 95.7% удела у природном индијуму). На изотопу <sup>115</sup>In може доћи до захвата неутрона након чега настаје <sup>116</sup>In који је нестабилан и распада се са периодом полураспада од 54.15 минута. Узорак је мерен са детектором у оловној запремини и био је изложен флуксу присутних неутрона неколико дана. Сатурација индуковане гама активности распадом <sup>116</sup>In достигнута је након неколико сати. Коришћењем овакве геометрије (узорак у оловној заштити) продукција <sup>116</sup>In се дешавала истовремено са мерењем гама активности која потиче од његовог распада. Дужина периода времена мерења је била 450000s.



Слика 4.8. Упрошћен шематски приказ геометрије детектор - узорак током мерења са узорком индијума.

#### 4.1.2.3. Мерења гама активности генерисане неутронима са извором неутрона $^{252}\text{Cf}$

Поред фонских мерења која су за циљ имала одређивање присуства неутрона у детекторском систему и њиховог утицаја на фон приликом гама спектроскопских мерења у овом раду је коришћен и извор неутрона  $^{252}\text{Cf}$  за испитивање интеракција неутрона са материјалима од којих се изграђују нискофонски гама спектроскопски системи. Овај радионуклид има период полураспада од 2.645 године. 96.9 % распада  $^{252}\text{Cf}$  се одвија  $\alpha$  распадом док се 3.1% распада дешава путем спонтане фисије. Приликом сваке спонтане фисије емитује се 3.77 неутрона. Током мерења извор  $^{252}\text{Cf}$  је имао стабилну емисију неутрона од  $4.5 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$  у  $4\pi \text{ sr}$ . Спектар неутрона емитованих након распада  $^{252}\text{Cf}$  приказан је на слици 4.9 (130).



Слика 4.9. Спектар неутрона емитованих након распада  $^{252}\text{Cf}$ .

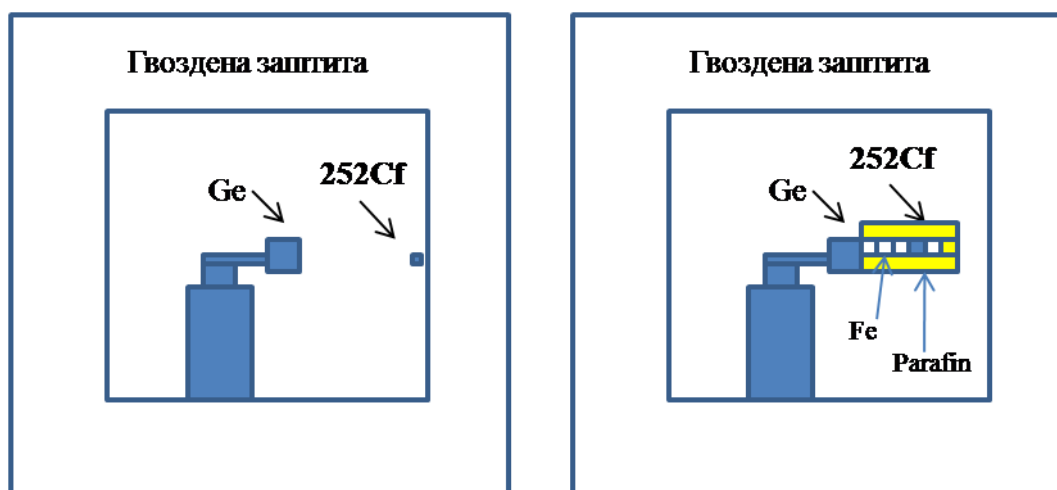
Мерења са неутронским извором калифорнијума извршена су помоћу детектора у гвозденој комори. Од овог извора могу бити детектоване гама линије које потичу од распада физионих продуката  $^{252}\text{Cf}$  као и гама линије које потичу од интеракција неутрона. Извор  $^{252}\text{Cf}$  је био смештан на различите позиције у гвозденој комори. У првом случају постављен је сам  $^{252}\text{Cf}$  у гвоздену комору на позицију која је представљена на слици 4.10. и у снимљеном спектру је детектован велики број гама линија које потичу од распада физионих фрагмената  $^{252}\text{Cf}$ . Да би се елиминисале гама линије физионих продуката калифорнијума које представљају сметњу за анализу гама активности генерисане неутронима испред неутронског извора у правцу германијумског детектора постављен је гвоздени цилиндар са циљем да се ове гама линије атенуирају и у таквој геометрији (слика 4.10.) је снимљен спектар гама зрачења.

Фисони спектар калифорнијума чине брзи неутрони а један од циљева мерења је био и да се испита утицај термалних неутрона на продукцију гама активности у интеракцијама са германијумом и гвожђем. Због тога су спектри снимани када је извор  $^{252}\text{Cf}$  био окружен са свих страна парафином дебљине 2 cm (слика 4.9.). Парафин је требао да послужи као модератор неутрона.

У поглављу 4.1.2.1. је објашњено како је извршено снимање фонског спектра када је NaI детектор био постављен око HPGe детектора са гвозденом заштитом. Да би се упоредила гама активност генерисана интеракцијама космичких и физионих неутрона са NaI у гвоздену комору је постављен један цилиндрични NaI детектор испред извора неутрона  $^{252}\text{Cf}$  према германијумском детектору и вршено је снимање гама спектра. На овај начин је требало испитати и утицај NaI на простирање неутрона од извора  $^{252}\text{Cf}$ .

Последња серија мерења са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  је извршена када је извор био постављен са спољашње стране коморе, на њеном врху, са циљем да се утврди могућност детекције гама линија индукованих неутронима у случају када неутрони треба да прођу слој гвожђа веће дебљине.

У табели 4.5. дати су подаци о карактеристичним периодима временима мерења свих спектара са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$ .



Слика 4.10.

Геометрија у којој је био постављен извор неутрона  $^{252}\text{Cf}$  током снимања гама спектра.

Табела 4.5.

Дужине периода времена мерења гама спектра са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$ .

Мерени спектар	Време мерења [s]
Сам извор $^{252}\text{Cf}$	265137
Извор $^{252}\text{Cf}$ са гвозденим цилиндром	556287
Извор $^{252}\text{Cf}$ окружен парафином	65208
Извор $^{252}\text{Cf}$ са NaI цилиндром	204256
Извор $^{252}\text{Cf}$ са спољашње стране коморе	69043

### 4.1.3. Одређивање ефикасности детекторских система

Ефикасност германијумских детектора коришћених у овом раду за детекцију гама зрачења одређена је путем Монте Карло симулација помоћу програмског пакета GEANT4 (131). Монте Карло симулације за проучавање интеракција гама фотона са детекторским системима се годинама користе и служе за боље разумевање самих процеса детекције зрачења (132 и 133). Ефикасност германијумских детектора се израчунава симулацијама када експерименталним путем, коришћењем извора познате активности, није могуће одредити ефикасност детекторског система што је био случај и у овом раду. За анализу гама активности индиковане неутронима било је потребно претходно познавање ефикасности детекције гама фотона које се емитују из заштите детектора, из материјала присутних око детектора као и самог детектора. Није било могуће експериментално мерење гама активности на енергијама од интереса са изворима познатих активности који би имали исту геометрију као и коришћени материјали током мерења гама активности генерисане неутронима. У овом случају извори зрачења су сама заштита детектора и сам детектор, па је због тога ефикасност детекције за гама фотоне од интереса и за геометрију која је била иста као и током мерења одређена Монте Карло симулацијама.

Пре израде Монте Карло симулација извршено је снимање крива ефикасности за оба детектора са тачкастим и цилиндричним изворима познате активности. Потом је вршено моделирање детектора и вршене су симулације ефикасности детекције за исте такве тачкасте и цилиндричне изворе при истим геометријама. Подаци добијени експериментално и путем симулација су поређени. Проблем који се при томе јавио је било неслагање експерименталних и симулираних вредности. То неслагање је потицало услед непознавања тачних димензија детектора које произвођач не наводи у спецификацији. Због тога је вршена промена одређених параметара детектора у симулираном моделу док није добијено добро слагање између експериментално и симулацијом одређених вредности ефикасности детектора. Након што је добијено задовољавајуће слагање могло се сматрати да претпостављени модел детектора на добар начин одговара реалном детектору. Потом су вршене симулације ефикасности детекције гама фотона који су од интереса приликом анализе гама активности генерисане неутронима, а то је гама зрачење које се емитује из самог детектора, материјала заштите и материјала који су били постављани око детектора у Маринели геометрији.



#### 4.1.3.1. Одређивање ефикасности HPGe детектора у гвозденој заштити

Одређивање ефикасности детекције гама фотона генерисаних неутронима коришћењем германијумског детектора са гвозденом заштитом захтевало је поседовање доброг модела детектора, а да би се то урадило поређене су експериментално и симулацијом добијене вредности ефикасности детекције гама фотона које потичу од тачкстих извора.

Ефикасност HPGe детектора са гвозденом заштитом је експериментално одређена мерењем са више тачкастих извора гама зрачења на растојању од 25 cm од детектора. Експериментално одређене вредности ефикасности у пику тоталне апсорпције за 30 различитих енергија у опсегу од 30 keV до 1800 keV представљене су у табели 4.6.

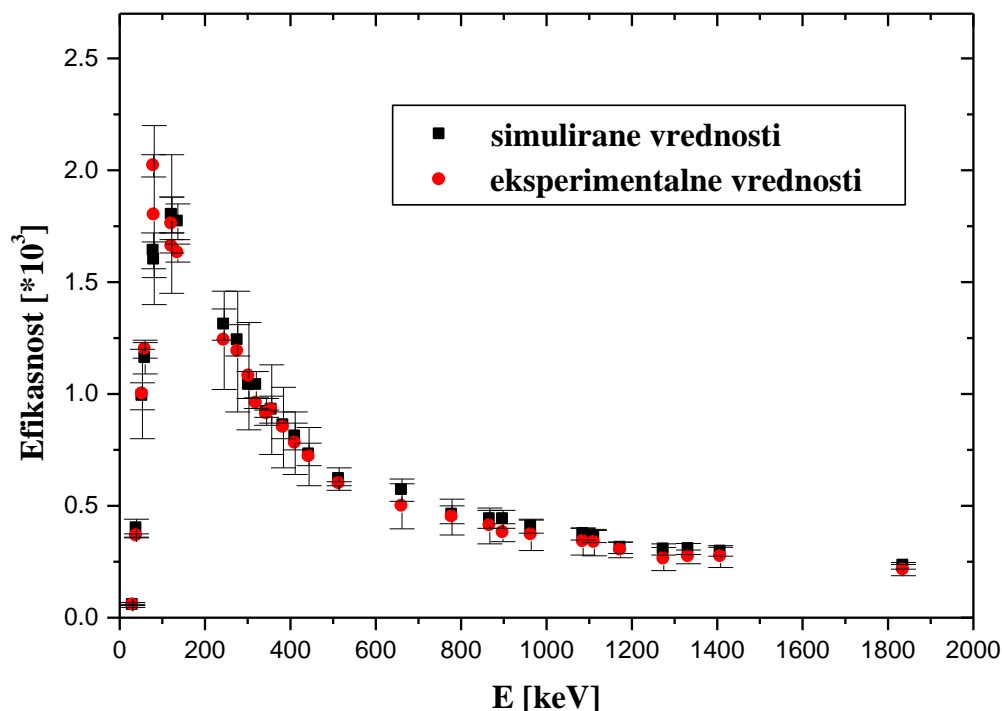
**Табела 4.6.**

Експериментално одређене вредности ефикасности германијумског детектора са гвозденом заштитом.

Енергија [keV]	Ефикасност [ $10^{-3}$ ]
30.83	0.057(3)
39.91	0.366(9)
53.16	1.00(20)
59.54	1.20(4)
79.62	2.02(5)
81.00	1.8(4)
121.78	1.76(31)
122.50	1.66(3)
136.48	1.63(4)
244.69	1.24(22)
276.40	1.19(27)
302.84	1.08(24)
320.08	0.959(24)
344.27	0.912(16)
356.01	0.93(20)
383.85	0.85(18)
411.11	0.78(14)
443.98	0.72(13)
513.99	0.599(9)
661.65	0.498(101)
778.89	0.45(8)
867.32	0.41(8)
898.02	0.38(4)
964.01	0.37(7)
1085.78	0.34(6)
1112.02	0.336(59)
1173.22	0.303(35)
1274.54	0.262(52)
1332.49	0.272(31)
1407.95	0.273(49)
1836.01	0.213(25)

Први корак у изради симулације којом би се одредиле ефикасност за детекцију гама фотона индукованих неутронима је био да се симулира детекција зрачења од тачкастих извора у истој геометрији која је била и током експерименталног мерења. Узете су димензије детектора које је навео произвођач у спецификацији. Како нису биле тачно познате све димензије детектора, извршено је подешавање параметара детектора, пре свега унутрашње шупљине кристала док

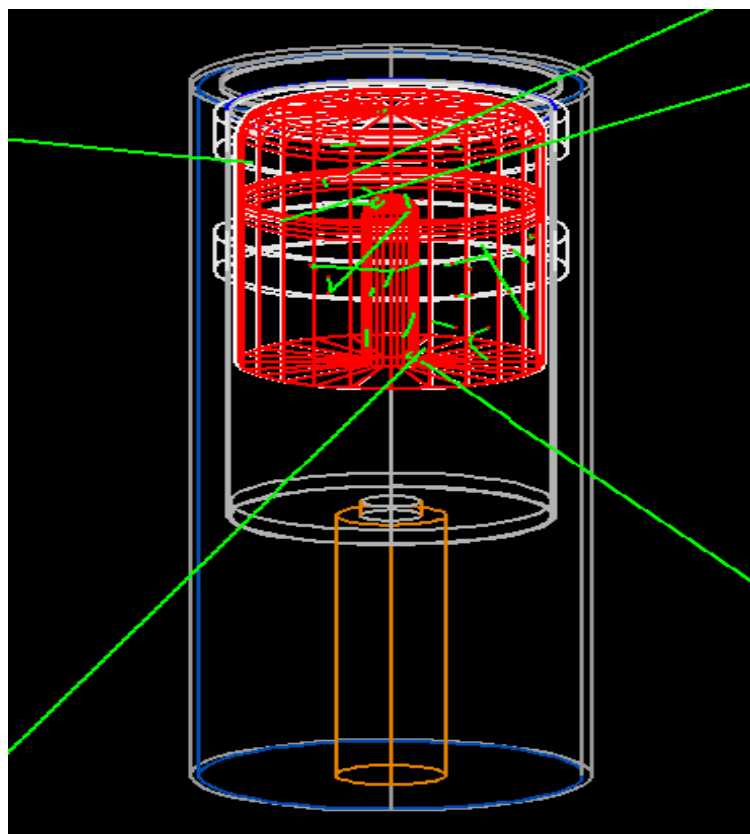
није добијено најмање могуће одступање експерименталних и симулираних података. За сваку енергију фотона је у симулацији случајним избором генерисано 1000000 фотона и одређиван је број фотона који бива детектован те је на тај начин добијена ефикасност у врху тоталне апсорпције за све енергије од интереса. Након тога су поређене добијене вредности симулације и експеримента и потом су мењане вредности одређених параметара детектора док није добијено задовољавајуће слагање. На слици 4.11. представљено је поређење експерименталних и симулираних вредности ефикасности детекције гама фотона са германијумским детектором у гвозденој заштити када је постигнуто оптимално слагање експерименталних и симулираних вредности.



Слика 4.11.

Поређење експерименталних и симулираних вредности ефикасности детектора за тачкасте изворе на растојању 25cm од детектора.

Задовољавајућа одступања експерименталних и симулираних вредности говоре да се може сматрати да је модел детектора у гвозденој заштити добро симулиран и да се може користити за одређивање ефикасности детекције гама фотона који су продуковани интеракцијама неутрона. Прво је одређена ефикасност детекције гама фотона који се генеришу интеракцијама неутрона (путем захвата и расејања неутрона) у самом детектору. У симулацији је генерисано по 1000000 фотона енергија које су од интереса у овом раду у самој запремини детектора (сам детектор у овом случају представља и извор гама зрачења) и посматрани су фотони који од почетно генерисаног броја буду детектовани (слика 4.12.). На овај начин одређена је ефикасност детекције. У табели 4.7. приказане су вредности симулацијом добијене ефикасности детекције гама фотона генерисаних интеракцијама неутрона са кристалом германијума у пику пуне апсорпције.



Слика 4.12.

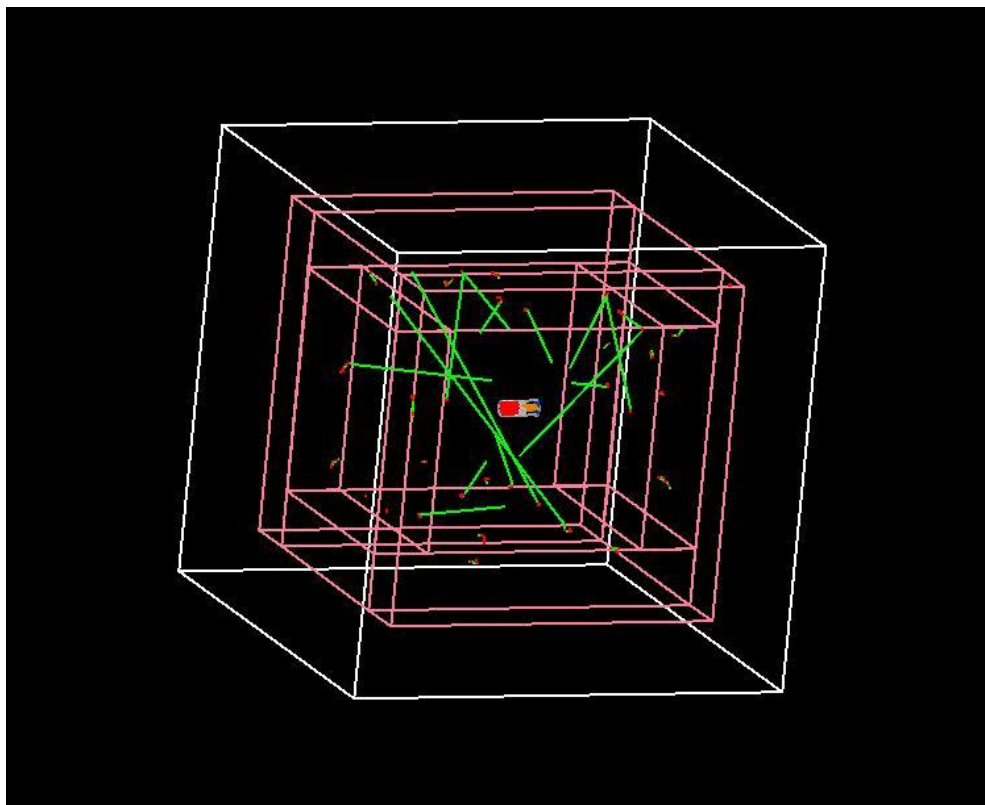
Приказ визуелизације гама фотона генерисаних GEANT4 симулацијом у самом детектору.

Табела 4.7.

Симулацијом добијене вредности ефикасности детекције гама фотона у пикну пуне апсорпције који се генеришу интеракцијама неутрона са језгрима германијума за детектор у гвозденој заштити.

Порекло гама фотона	Енергија [keV]	Ефикасност
$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$	23.4	0.99
$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73\text{m}}\text{Ge}$	53.4	0.98
$^{72}\text{Ge}(n,n')^{73}\text{Ge}$	139.9	0.75
$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$	198.3	0.56
$^{76}\text{Ge}(n,n')^{76}\text{Ge}$	595.8	0.18
$^{74}\text{Ge}(n,n')^{74}\text{Ge}$	691.3	0.15

Гама активност може настати интеракцијама неутрона са гвожђем из заштите детектора. Ефикасност за детекцију гама зрачења које се генерише у заштити детектора може бити одређена једино путем Монте Карло симулација. Симулација одређивања ефикасности детекције гама фотона продукованих интеракцијама неутрона са гвожђем (ресејање неутрона) урађена је на тај начин што је око детектора моделирана гвоздена комора и генерисани су хомогено и изотропно гама фотони у целој њеној запремини за енергије које су од интереса приликом пручавања процеса интеракције неутрона са гвожђем (слика 4.13.). У табели 4.8. представљени су добијени резултати симулације вредности ефикасности детекције гама фотона који се неутронским интеракцијама генеришу у гвозденој комори.



**Слика 4.13.**  
Визуализација симулацијом генерисаних гама фотона у гвозденој комори.

**Табела 4.8.**  
Симулацијом добијене вредности ефикасности детекције за гама фотоне настале у интеракцији неутрона са гвозденом заштитом.

Порекло гама фотона	Енергија [keV]	Ефикасност [ $10^{-5}$ ]
$^{56}\text{Fe}(n,n')^{56}\text{Fe}$	846.8	9.48
$^{56}\text{Fe}(n,n')^{56}\text{Fe}$	1037.9	8.15
$^{56}\text{Fe}(n,n')^{56}\text{Fe}$	1238.3	6.56
$^{56}\text{Fe}(n,n')^{56}\text{Fe}$	1810.8	5.20

#### 4.1.3.2. Одређивање ефикасности HPGe детектора у оловној заштити

Ефикасност HPGe детектора у оловној заштити је одређена истом процедуром као и у случају одређивања ефикасности германијумског детектора у гвозденој заштити. Прво је експериментално, коришћењем извора познате активности, одређена ефикасност детекције, потом је симулацијом одређена вредност ефикасности детекције гама фотона који потичу од идентичног извора као и приликом експерименталног мерења. Након тога је извршено подешавање параметара детектора док није добијено задовољавајуће слагање између експерименталних и симулираних вредности, као и у случају HPGe детектора са гвозденом заштитом. Ефикасност HPGe детектора са оловном заштитом је експериментално одређена коришћењем стандардног референтног материјала SRM4350B (134) који је спакован у цилиндричну геометрију и постављен директно на прозор детектора. Експериментално одређене вредности ефикасности у пику

пуне апсорпције за 15 различитих енергија у опсегу од 60 keV до 2700 keV представљене су у табели 4.9.

**Табела 4.9.**

Експериментално одређене вредности детекције фотона различитих енергија у пикну пуне апсорпције за HPGe детектора са оловном заштитом.

Енергија [keV]	Ефикасност [ $10^{-3}$ ]
63.06	36.5
121.8	52.2
238.8	48.9
295.1	39.7
338.2	35.9
352.2	36.9
583.4	23.1
609.5	22.9
661.9	27.7
911.3	20.5
969.1	19.6
1120.5	16.5
1460.4	15.5
1764.4	13.6
2614.8	8.8

После моделирања геометрије детектора извршена је симулација ефикасности детекције гама фотона који се неутронским интеракцијама генеришу у самој запремини детектора. Симулацијом су генерисани у активној запремини детектора фотони истих енергија који се појављују након интеракција неутрона са германијумом. У симулацији је генерисано 1000000 фотона сваке енергије и одређивана је ефикасност детекције у пикну тоталне апсорпције. Добијени резултати су приказани у табели 4.10.

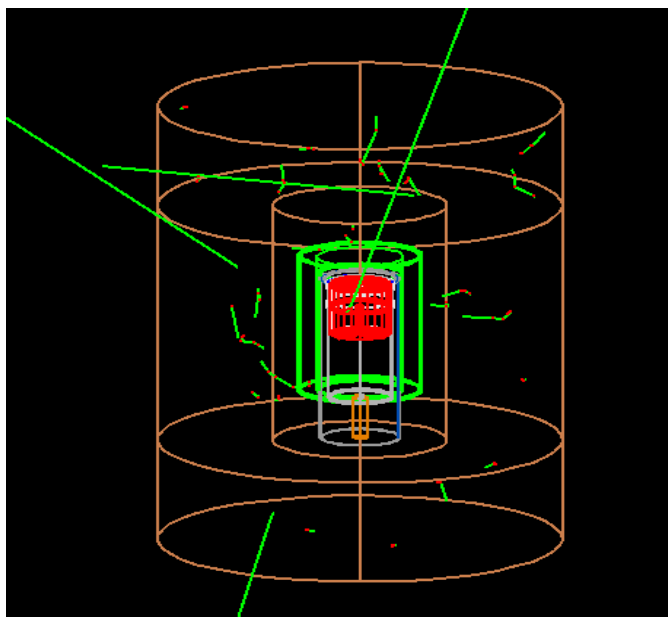
**Табела 4.10.**

Симулацијом добијене вредности ефикасности детекције гама линија које се генеришу интеракцијама неутрона са језгрима германијума за детектор у оловној заштити.

Порекло гама фотона	Енергија [keV]	Ефикасност
$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$	23.4	0.99
$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73\text{m}}\text{Ge}$	53.4	0.99
$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73\text{m}}\text{Ge}$	66.7	0.98
$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$	139.9	0.86
$^{76}\text{Ge}(n,\gamma)^{77\text{m}}\text{Ge}$	159.7	0.81
$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$	174.9	0.77
$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$	198.3	0.72
$^{76}\text{Ge}(n,n')^{76}\text{Ge}$	562.8	0.34
$^{74}\text{Ge}(n,n')^{74}\text{Ge}$	595.8	0.32
$^{72}\text{Ge}(n,n')^{72}\text{Ge}$	691.3	0.29
$^{72}\text{Ge}(n,n')^{72}\text{Ge}$	834	0.25

Приликом анализе гама активности са материјалима од којих су изграђени нискофонски гама спектроскопски системи било је потребно познавати ефикасност детекције гама фотона који настају интеракцијама неутрона са оловом. У овом случају је моделирана оловна заштита детектора и генерисани су хомогено и изотропно фотони са енергијама које одговарају онима који настају након

интеракција неутрона у целој запремини оловне заштите. Симулацијом је испитан и утицај присуства различитих материјала пакованих у Маринели геометрију и постављених између детектора и оловне заштите, на ефикасност детекције гама фотона који до детектора стижу из оловне заштите (слика 4.14.). Добијени резултати су приказани у табели 4.11.



Слика 4.14.

Визуализација Монте Карло симулације која показује генерисање гама фотона у оловној заштити са Маринели судом присутним око детектора.

Табела 4.11.

Ефикасност детекције гама фотона генерисаних неутронима у оловној заштити.

Материјал присутан око детектора	Порекло гама фотона	Енергија [keV]	Ефикасност [ $10^{-4}$ ]
Оловна заштита	$^{206}\text{Pb}(n,n')^{206}\text{Pb}$	803.3	1.41(26)
	$^{208}\text{Pb}(n,n')^{208}\text{Pb}$	2614	1.37(23)
Оловна заштита и празан Маринели PVC суд	$^{206}\text{Pb}(n,n')^{206}\text{Pb}$	803.3	1.48(24)
	$^{208}\text{Pb}(n,n')^{208}\text{Pb}$	2614	1.18(22)
Оловна заштита и парафин	$^{206}\text{Pb}(n,n')^{206}\text{Pb}$	803.3	1.22(20)
	$^{208}\text{Pb}(n,n')^{208}\text{Pb}$	2614	1.11(21)
Оловна заштита и $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	$^{206}\text{Pb}(n,n')^{206}\text{Pb}$	803.3	1.22(22)
	$^{208}\text{Pb}(n,n')^{208}\text{Pb}$	2614	1.12(21)

Неки од материјала који су паковани у Маринели геометрију и постављани око детектора садржали су водоник. Захватом неутрона на водонику може се емитовати гама фотон енергије 2223 keV који настаје реакцијом  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ . Ефикасност детекције гама фотона ове енергије је одређена Монте Карло симулацијом на тај начин што су фотони генерисани у материјалу који је заузимао Маринели геометрију око детектора и праћено је колико њих од укупно генерисаних буде детектовано. Добијени резултати приказани су у табели 4.12.

**Табела 4.12.**

Симулацијом одређене вредности ефикасности детекције гама фотона 2223 keV  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$  у пикну пуне апсорпције.

Материјал присутан око детектора	Ефикасност [ $10^{-3}$ ]
CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	8.2(2)
Парафин	12.2(2)

## 4.2. Резултати и дискусија

Гама спектри прикупљени мерењима на начин описаним у претходном одељку су анализирани и одређено је које су гама линије генерисане неутронским интеракцијама присутне у снимљеним спектрима. За прикупљање и обраду спектра коришћени су програмски пакети GENIE (166) и ARTEC. У овом поглављу приказани су резултати мерења на тај начин што су одређене тачне неутронске реакције у којима су генерисани фотони који су допринели одброју испод детектованих гама пикова и дати су интензитети детектованих гама линија. Сви резултати су приказани са мерним несигурностима које су рачунате на нивоу једне стандардне девијације и представљени су према начину објашњеном у (2). Анализа података је показала да доминантна мерна несигурност потиче од статистичке грешке мерења интензитета гама линија.

Одређивање порекла и интензитета детектованих гама линија била је основа за анализу гама активности генерисане неутронима. Посебна пажња приликом анализе резултата експерименталног рада посвећена је продукцији гама активности путем интеракција неутрона са језгрима германијума, гвожђа и олова јер су ови материјали најзаступљенији у конструкцији гама спектрометара. Због тога су у овом раду детаљно анализирани процеси захвата и расејања неутрона на језгрима германијума и дате су процене утицаја различитих материјала присутних око HPGe детектора на интензитете гама линија изотопа германијума генерисаних неутронима. На основу детектованог одброја гама пикова одређена је активност изотопа германијума индукована неутронским интеракцијама што је представљено у одељку 4.2.1.1.

Један од циљева овог рада био је да се утврди ниво продукције гама активности интеракцијама неутрона са језгрима гвожђа. На основу резултата мерења детаљно је анализирана интеракција неутрона са изотопом гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  и одређени су релативни интензитети гама линија  $^{56}\text{Fe}$  на основу чега су добијене информације о спектру неутрона присутних у гама спектроскопском систему са гвозденом заштитом (одељак 4.2.13.).

Као што је објашњено у претходном поглављу у овом експерименталном раду поред фонских мерења вршена су и снимања спектра када је извор неутрона,  $^{252}\text{Cf}$ , био постављен на различита места у гвозденој комори (одељак 4.1.2.3.). Ови спектри су анализирани и одређени су интензитети гама линија које настају интеракцијама неутрона са гвожђем. Резултати мерења са извором неутрона су упоређени са фонским мерењима из чега је добијена могућност да се упореди енергетски спектар неутрона насталих интеракцијама космичког зрачења са гвожђем, са спектром фисионих неутрона из извора  $^{252}\text{Cf}$  (одељци 4.2.12. и 4.2.13.).

Анализа резултата различитих мерења ниских гама активности помоћу германијумских детектора захтева познавање вредности флукса неутрона присутних у окружењу детекторског система. У овом раду је на различите начине одређен флукс брзих и термалних неутрона у коришћеним детекторским системима

помоћу детектованих интензитета гама линија индукованих неутронским процесима и резултата Монте Карло симулација ефикасности детекције. Неутрони продуковани мионима из космичког зрачења могу бити захваћени или доживети расејање на различитим језгрима материјала који су присутни у конструкцији детекторског система након чега се емитује гама зрачење које може бити регистровано. На основу интензитета неутронима индукованих гама линија може се одредити флуks неутрона који је продуковао измерену гама активност. Често се за процену флуksа неутрона користе интензитети гама линија емитованих након захвата и расејања неутрона на германијуму тј. самом детектору (7 и 37) што је урађено и у овом раду. Ако мерени узорак или неки материјал присутан у детекторском систему садржи водоник, за одређивање флуksа неутрона може послужити и гама линија од 2223 keV која се емитује након захвата неутрона на водонику, што до сада није коришћено за процену флуksа термалних неутрона. Мерни узорци у овом експерименталном раду су садржали водоник, тако да је на основу детектованог интензитета гама линије од 2223 keV одређен флуks неутрона. Употреба интензитета гама линије од 2223 keV за одређивање флуksа термалних неутрона је нова метода која је први пут претстављена у овом раду (174). Детектор са којим су вршена мерења се налазио у оловној заштити и детектоване су гама линије које су последица интеракције неутрона са оловом, те су и на основу интензитета ових гама линија одређени флуksеви неутрона при различитим условима мерења. Одређивање флуksа неутрона покушано је овом приликом и са активацијом узорка индијума који је био постављен у оловну заштиту. Добијене вредности флуksа неутрона коришћењем различитих реакција представљене су у одељцима 4.2.3. и 4.2.8.

#### **4.2.1. Детектовани интензитети ( $n, \gamma$ ) гама линија изомерних стања изотопа германијума**

Германијум је због својих полупроводничких карактеристика нашао примену као материјал од кога се израђују детектори гама зрачења. Редни број германијума је 32, средња атомска маса је 72.5 g/mol, а густина германијума је 5.60 g·cm<sup>-3</sup>. Германијум има 5 стабилних изотопа (процентуални изотопски састав германијума приказан је у табели 4.13).

Интеракцијама неутрона са кристалом германијума генерише се гама активност која има мерљиве вредности. Процеси интеракције неутрона са германијумом након којих се емитује гама зрачење детектовано у овом експерименталном раду су захват неутрона и нееластично расејање неутрона. На основу одређених интензитета детектованих гама линија може се одредити флуks неутрона присутних у окружењу детекторског система и утицаји различитих материјала на вредности неутронског флуksа (одељци 4.2.3. и 4.2.8.). Такође, могуће је анализирати и упоредити различите начине настанка појединих детектованих гама линија на основу чега добијају одређене информације о неутронским интеракцијама (одељак 4.2.4.). Кроз интеракције са неутронима сам кристал германијума бива активан и емитује гама зрачење. Нивои те активности су такође израчунати и упоређени када су око детектора били присутни различити материјали (одељак 4.2.1.1.).

У снимљеним спектрима детектоване су гама линије које се јављају услед деексцитације и распада језгра германијума након захвата неутрона. Захват неутрона је процес у којем учествују првенствено термални неутрони, па је због



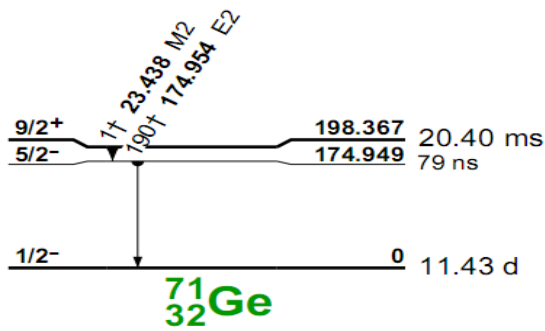
тога детектовани интензитет ових гама линија мера присуства термалних неутрона у самом детектору. Након захвата неутрона на германијуму емитују се гама фотони које су последица распада изомерних стања и промпте гама линије услед деексцитације побуђених језгра.

**Табела 4.13.**

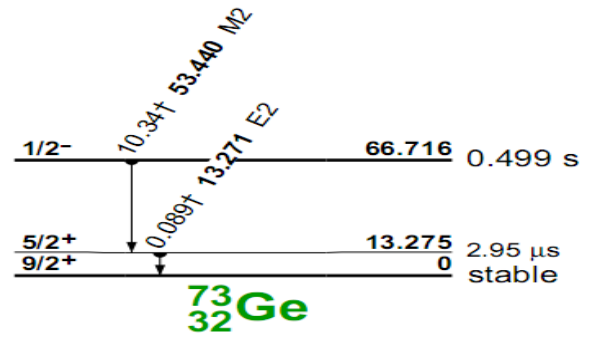
Процентуални изотопски састав германијума.

Изотоп	Процентуална присутност [%]
$^{70}\text{Ge}$	20.52
$^{72}\text{Ge}$	27.43
$^{73}\text{Ge}$	7.76
$^{74}\text{Ge}$	36.54
$^{76}\text{Ge}$	7.75

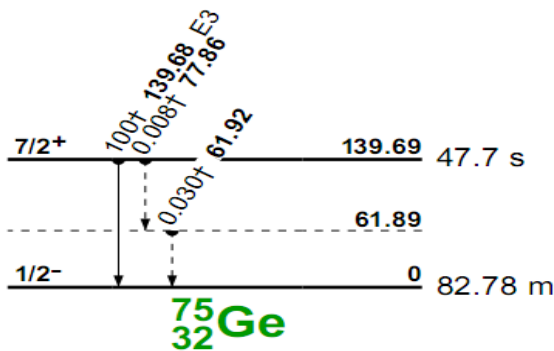
Најинтензивније гама линије индуковане захватом неутрона које су детектоване у снимљеним спектрима потичу од распада изомерних стања изотопа германијума  $^{71\text{m}}\text{Ge}$ ,  $^{73\text{m}}\text{Ge}$ ,  $^{75\text{m}}\text{Ge}$  и  $^{77\text{m}}\text{Ge}$  (7 и 135). Након захвата неутрона на  $^{70}\text{Ge}$  настаје  $^{71}\text{Ge}$ . Постоје два изомерна стања  $^{71\text{m}}\text{Ge}$  (слика 4.15). Време живота ових изомерних стања је 22 ms и 73 ns и њихов распад се одвија путем изомерне транзиције (ИТ). При том распаду се могу емитовати гама фотони енергија 174.9 keV и 23.4 keV или конверзиони електрони. Конверзиони коефицијент за прелаз 23.4 keV је  $\alpha_{23.4} = 212.1$  а за 174.9 keV је  $\alpha_{174.9} = 0.093$ . Коинцидентним сумирањем фотона енергија 174.9 keV и 23.4 keV или збрајањем наелектрисања које се у германијумском кристалу створи услед интеракција конверзионих електрона, у снимљеним спектрима се јавља и гама линија енергије од 198.3 keV. Захватом неутрона на  $^{72}\text{Ge}$  настаје  $^{73}\text{Ge}$  који има изомерно стање  $^{73\text{m}}\text{Ge}$  са временом живота од 0.499(11) s (136), (слика 4.16). Распадом овог изомера у основно стање које се дешава путем ИТ распада (137) могу се емитовати гама фотони од 13.26 keV и 53.44 keV или конверзиони електрони. Конверзиони коефицијент за прелаз 13.26 keV је  $\alpha_{23.4} = 212.1$  а за 53.4 keV је  $\alpha_{174.9} = 8.67$ . Гама линија са енергијом од 66.73 keV која настаје коинцидентним сумирањем ова два гама фотона или наелектрисања генерисаног конверзионим електронима у детектору може бити регистрована. Изомерно стање чијим распадом се такође емитују детектовани гама фотони је и  $^{75\text{m}}\text{Ge}$  које настаје након захвата неутрона на  $^{74}\text{Ge}$ . Време живота овог изомерног стања је 48 s и његовим распадом се емитује гама фотон енергије 139.9 keV или конверзиони електрони при чему је конверзиони коефицијент  $\alpha_{139.5} = 1.54$  (слика 4.17). Изомерно стање германијума  $^{77\text{m}}\text{Ge}$  настаје захватом неутрона на  $^{76}\text{Ge}$  и распадом на  $^{77}\text{Ge}$  емитује гама фотон енергије од 159.7 keV или конверзионе електроне ( $\alpha_{159.7} = 0.84$ ) (слика 4.18). Време живота овог изомера је 53 s. Треба напоменути да је вероватноћа за детекцију конверзионих електрона генерисаних у кристалу германијума практично 100 %, док је ефикасност детекције емитованих гама фотона од стране изомера германијума такође висока као што показују резултати Монте Карло симулација (табеле 4.7 и 4.10).



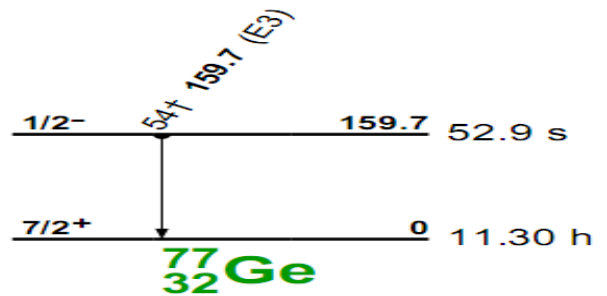
Слика 4.15. Део шеме енергетских нива изотопа  $^{71}\text{Ge}$  са уочљивим изомерним стањима.



Слика 4.16. Део шеме енергетских нива изотопа  $^{73}\text{Ge}$  са уочљивим изомерним стањима.



Слика 4.17. Део шеме енергетских нива изотопа  $^{75}\text{Ge}$  са уочљивим изомерним нивоима.

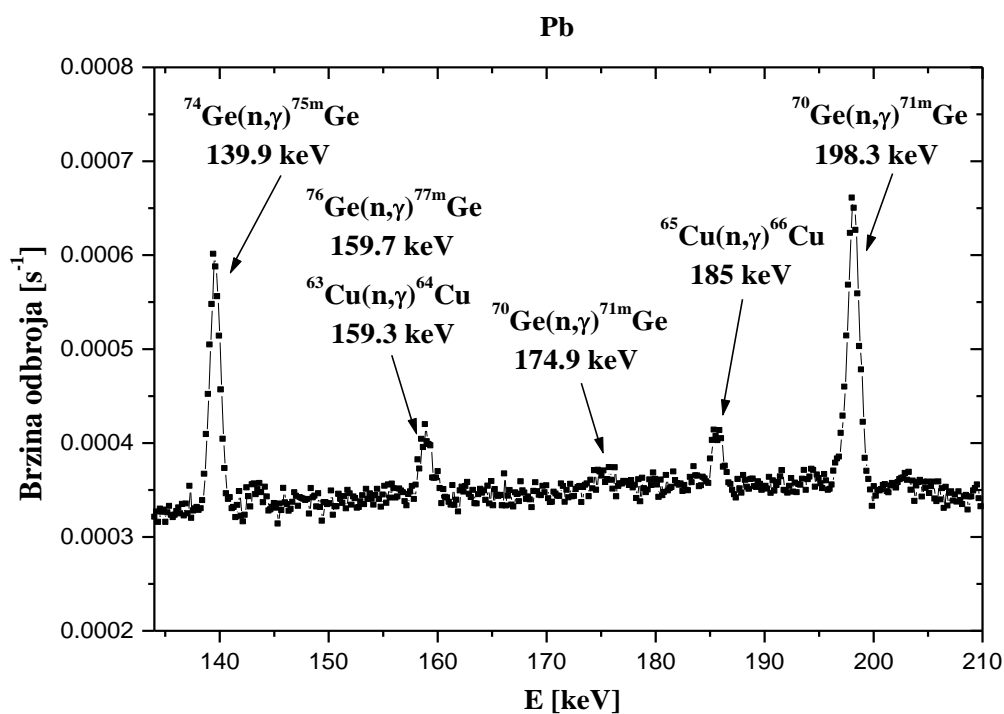


Слика 4.18. Део шеме енергетских нива изотопа  $^{77}\text{Ge}$  са уочљивим изомерним нивоима.

У табели 4.14. дати су интензитети детектованих гама линија у снимљеним спектрима. Ове се линије појављују као последица распада изомерних стања германијума након захвата неутрона. На сликама 4.19, 4.20, 4.21, 4.22, 4.23, 4.24 и 4.25 представљени су нискоенергетски делови снимљених спектра кад су око детектора били присутни различити материјали на којима се уочавају гама линије које настају распадом изомерних стања германијума.

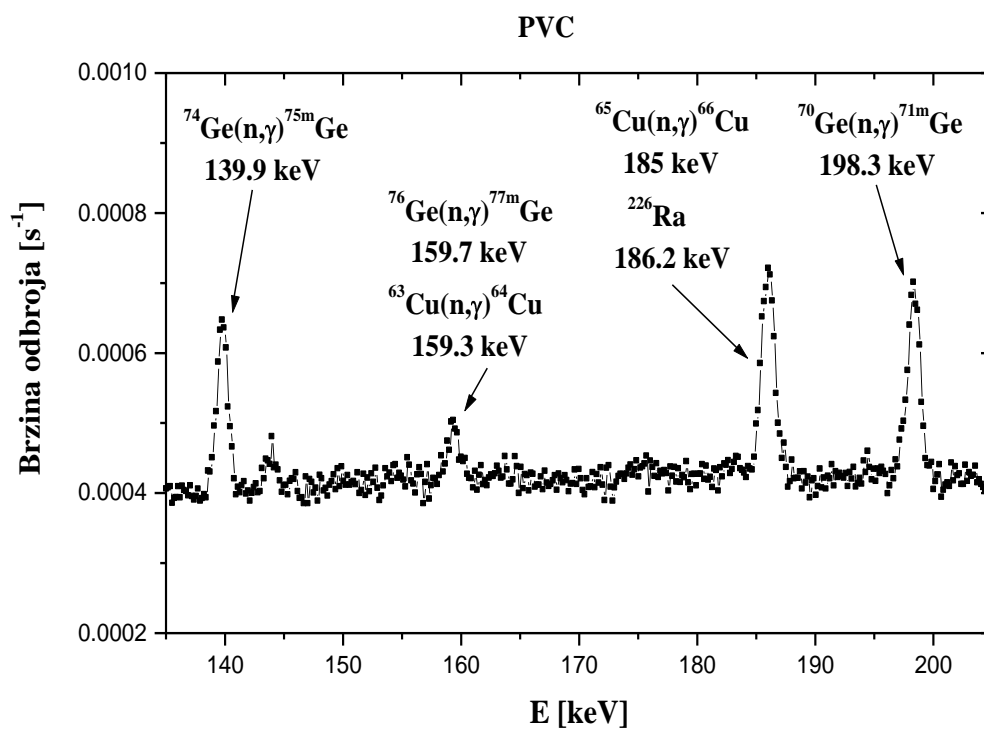
Табела 4.14. Детектовани интензитети гама линија које настају распадом изомерних стања германијума.

Реакција	Енергија [keV]	I [ $10^{-3}\text{s}^{-1}$ ]						
		Fe	Fe +NaI	Pb	Pb +PVC	Pb +NaCl	Pb + CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	Pb+ Парафин
$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$	23.4	--	--	0.22(13)	0.27(16)	0.11(19)	0.86(16)	0.94(14)
$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73\text{m}}\text{Ge}$	53.4	0.30(15)	0.55(15)	1.1(8)	1.14(14)	0.87(12)	2.96(16)	3.00(13)
$^{72}\text{Ge}(n,\gamma)^{73\text{m}}\text{Ge}$	66.7	--	--	2.10(12)	1.42(14)	1.15(12)	3.36(16)	5.52(17)
$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$	139.9	0.5(2)	0.4(2)	1.77(11)	1.67(18)	1.70(5)	4.61(7)	5.85(6)
$^{76}\text{Ge}(n,\gamma)^{77\text{m}}\text{Ge}$	159.7	--	--	0.46(11)	0.59(15)	<0.052	2.32(18)	1.55(14)
$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$	174.9	--	--	<0.008	<0.012	<0.058	0.75(15)	0.99(14)
$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$	198.3	0.3(2)	0.6(2)	2.43(11)	2.19(19)	2.30(18)	5.63(20)	6.94(18)



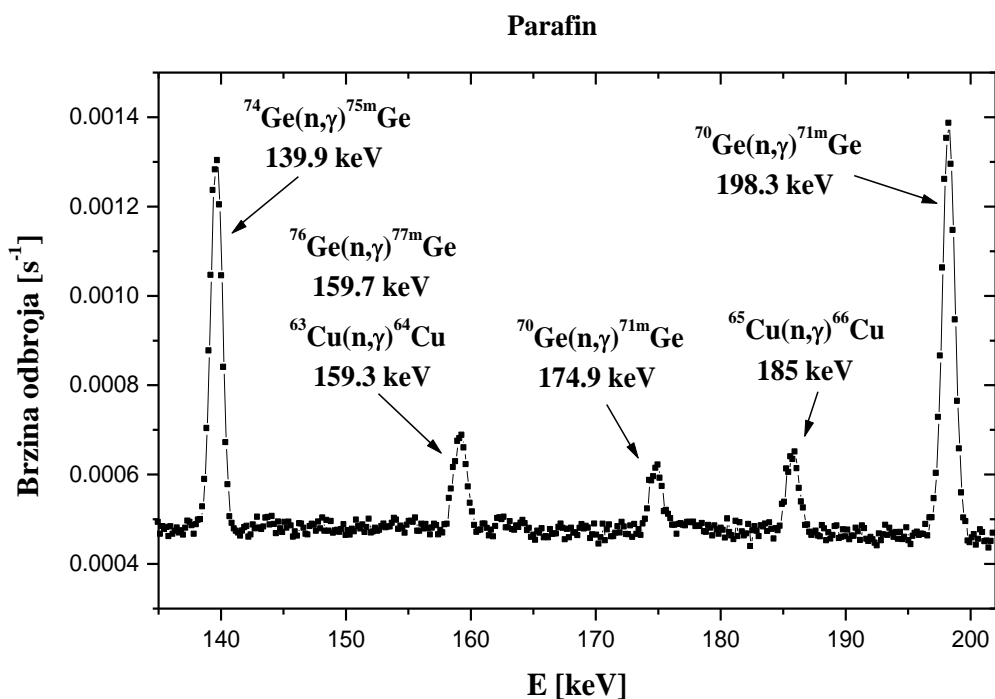
Слика 4.19.

Нискоенергетски део фонског спектра (HPGe детектор сам у оловној заштити) са гама линијама које настају распадом изомерних стања германијума.



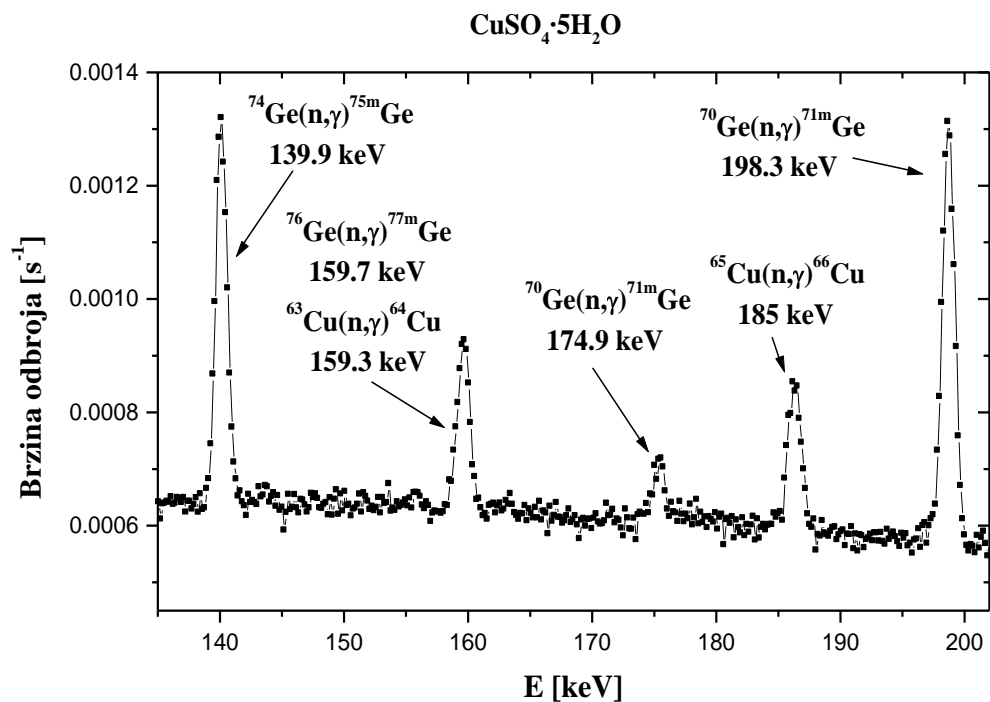
Слика 4.20.

Нискоенергетски део фонског спектра (HPGe детектор у оловној заштити окружен са празним Маринели судом) са гама линијама које настају распадом изомерних стања германијума.



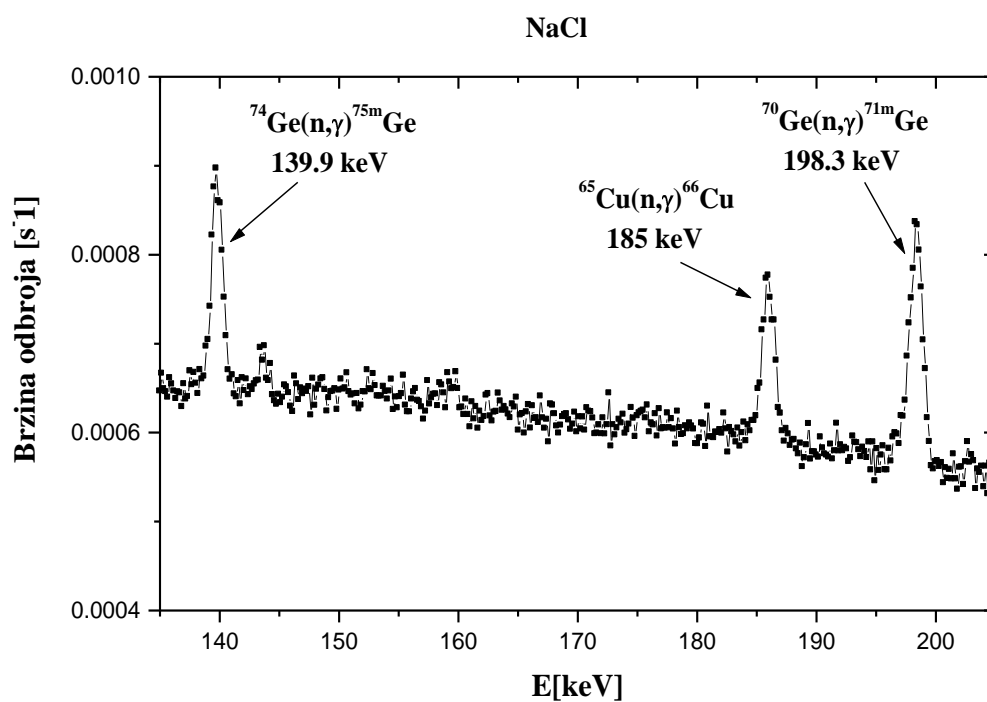
Слика 4.21.

Нискоенергетски део фонског спектра (HPGe детектор у оловној заштити окружен парафином у Маринели суду) са гама линијама које настају распадом изомерних стања германијума.

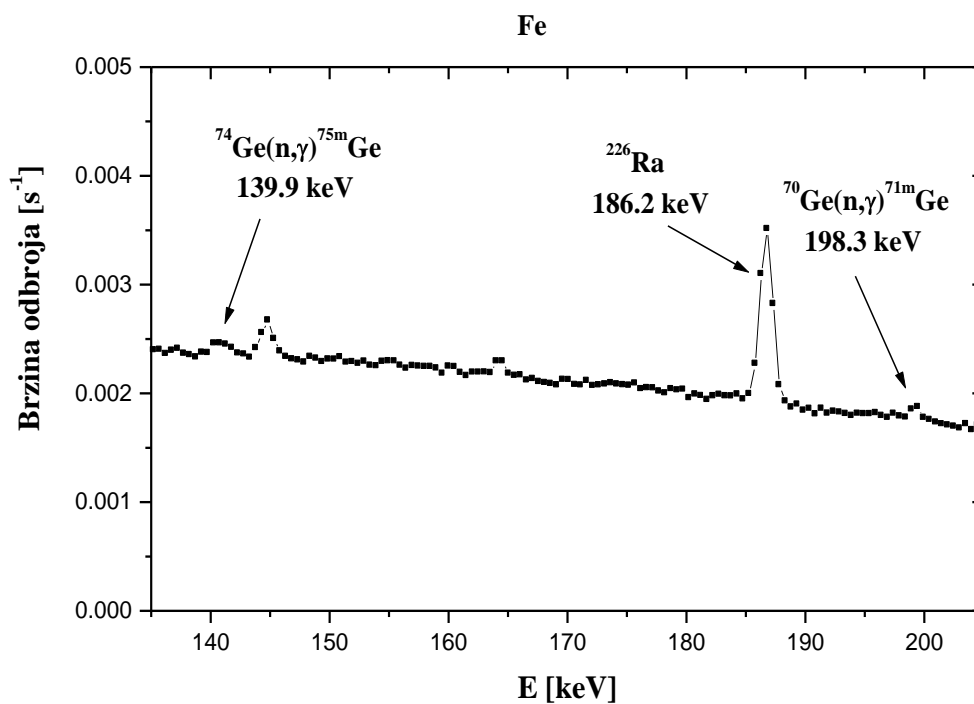


Слика 4.22.

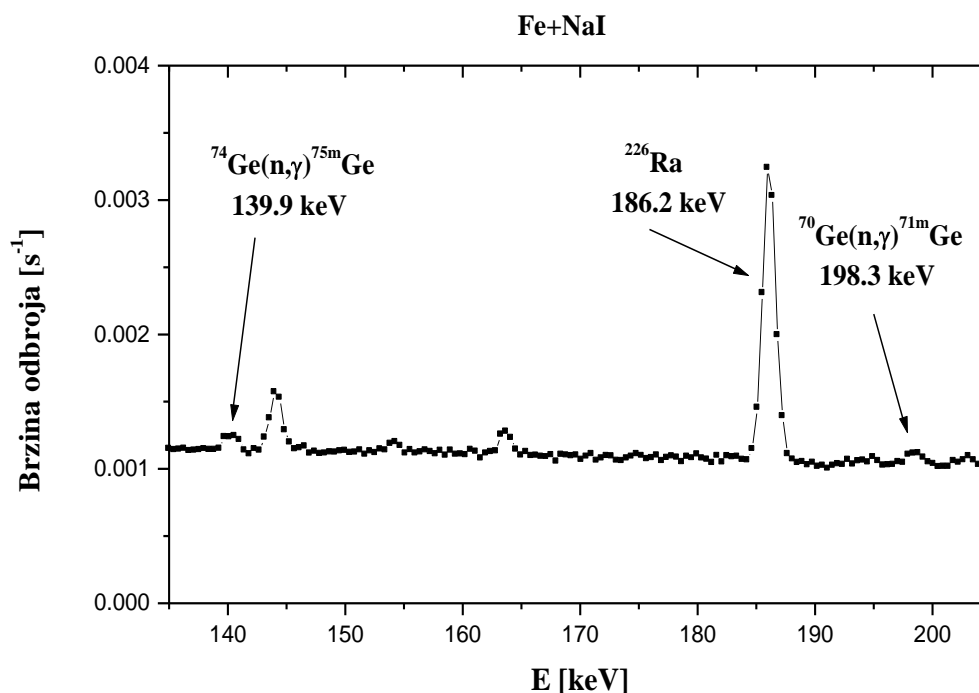
Нискоенергетски део фонског спектра (HPGe детектор у оловној заштити окружен са CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O у Маринели суду) са гама линијама које настају распадом изомерних стања германијума.



**Слика 4.23.**  
Нискоенергетски део фонског спектра (HPGe детектор у оловној заштити окружен са NaCl у Маринели суду) са гама линијама које настају распадом изомерних стања германијума.



**Слика 4.24.**  
Нискоенергетски део фонског спектра (HPGe детектор сам у гвозденој заштити) са гама линијама које настају распадом изомерних стања германијума.



Слика 4.25.

Нискоенергетски део фонског спектра (HPGe детектор у гвозденој заштити пасивно окружен са натријум јодидским детектором) са гама линијама које настају распадом изомерних стања германијума.

Две најинтензивније гама линије емитоване са изомерних нивоа германијума детектоване у свим снимљеним спектрима су гама линија енергије од 139.9 keV изомера  $^{75m}\text{Ge}$  и гама линија енергије од 198.3 keV изомера  $^{71m}\text{Ge}$ . У спектрима сакупљеним са германијумским детектором у гвозденој заштити регистрован је око 3.5 пута мањи интензитет гама линије енергије од 139.9 keV и око 8 пута мањи интензитет гама линије од 198.3 keV него када је сам германијумски детектор био присутан у гвозденој заштити. Присуство NaI око германијумског детектора у гвозденој заштити није значајније утицало на промену детектованог интензитета гама линија од 139.9 keV и 198.3 keV. Резултати приказани у табели 4.14 за мерења са HPGe детектором у оловној заштити показују да су детектовани интензитети гама линије од 139.9 keV једнаки у оквиру грешке мерења на нивоу поверења од  $3\sigma$  за три случаја: када је детектор био сам у оловној заштити, кад је био присутан празан Маринели суд и NaCl. Исти је случај и са интензитетима гама линије од 198.3 keV. Ови резултати могу бити последица тога што NaCl и Маринели суд имају слаб утицај на термализацију и апсорпцију неутрона. Највећи интензитет гама линија енергија од 139.9 keV и 198.3 keV је детектован у случају када је германијумски детектор у оловној заштити био окружен парафином (табела 4.14.). У снимљеним спектрима када су материјали који добро термализују неутроне (парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ) били присутни око детектора у оловној заштити интензитети гама линија од 139.9 keV и 198.3 keV су се повећали за око 3 пута у односу на случај када је сам детектор био у оловној заштити. Већи интензитети ове две гама линије детектовани су у случају када је парафин био присутан око детектора него у сакупљеном спектру када је  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  био постављен око

детектора. Овај резултат указује на то да је парафин у датој геометрији мерења успешније термализовао неутроне од  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ .

Постављањем различитих материјала у Маринели геометрију око HPGe детектора анализиран је њихов утицај на интензитете гама линија које потичу од распада изомерних стања германијума насталих након реакције  $\text{Ge}(n,\gamma)$ . У претходном пасосу анализиран је утицај различитих материјала на две најинтензивније  $(n,\gamma)$  гама линије енергија од 139.9 keV и 198.3 keV. Сваки појединачан материјал присутан око германијумског детектора на сличан начин утиче на интензитете и осталих гама линија, које потичу од изомерних стања германијума (табела 4.14) као и на интензитете гама линије енергија од 139.9 keV и 198.3 keV. У фонском спектру са самим HPGe детектором у оловној заштити интензитети  $\text{Ge}(n,\gamma)$  гама линија од изомерних стања су ниски у односу на случајеве кад су неки модератори неутрона присутни око детектора, што је последица одсуства значајнијег броја термалних неутрона, јер интеракцијама космичког зрачења се генеришу брзи неутрони, а кад је детектор био сам у оловној заштити у његовом окружењу није постојао материјал који би могао извршити термализацију неутрона. Празан Маринели PVC суд није довео до промене интензитета  $\text{Ge}(n,\gamma)$  линија која би била већа од грешке мерења. То значи да 4 mm дебео PVC суд не изврши значајнију термализацију неутрона. Исти је случај и са NaCl чије присуство око детектора има занемарљив утицај на промену интензитета германијумских гама линија у односу на случај кад је детектор био сам постављен у оловној заштити. Присуство парафина и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  има највећи утицај на детектоване интензитете  $\text{Ge}(n,\gamma)$  гама линија и доводи до повећања интензитета ових линија што може бити узроковано успоравањем и термализацијом брзих неутрона у овим материјалима. Последица тога може бити и детекција гама линије од 174.9 keV у спектрима када су парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  били присутни око детектора и одсуство ове линије у свим осталим снимљеним спектрима, што се може видети на сликама 4.21 и 4.22.

Помоћу германијумског детектора у гвозденој заштити детектоване су само три гама линије од распада изомерних стања германијума енергија од 53.4 keV, 139.9 keV и 198.3 keV. Детектовани интензитет ових гама линија је веома низак и одређен је са великом грешком (слике 4.24 и 4.25). У случају када је NaI био присутан око германијумског детектора у гвозденој заштити детектован интензитет гама линија германијума приближно је истих вредности као у случају када је сам HPGe детектор био у гвозденој заштити, али су интензитети гама линија ниски и одређени са великом грешком да би се могли извући неки значајнији закључци о утицају NaI на интензитет гама линија од распада изомерних стања германијума.

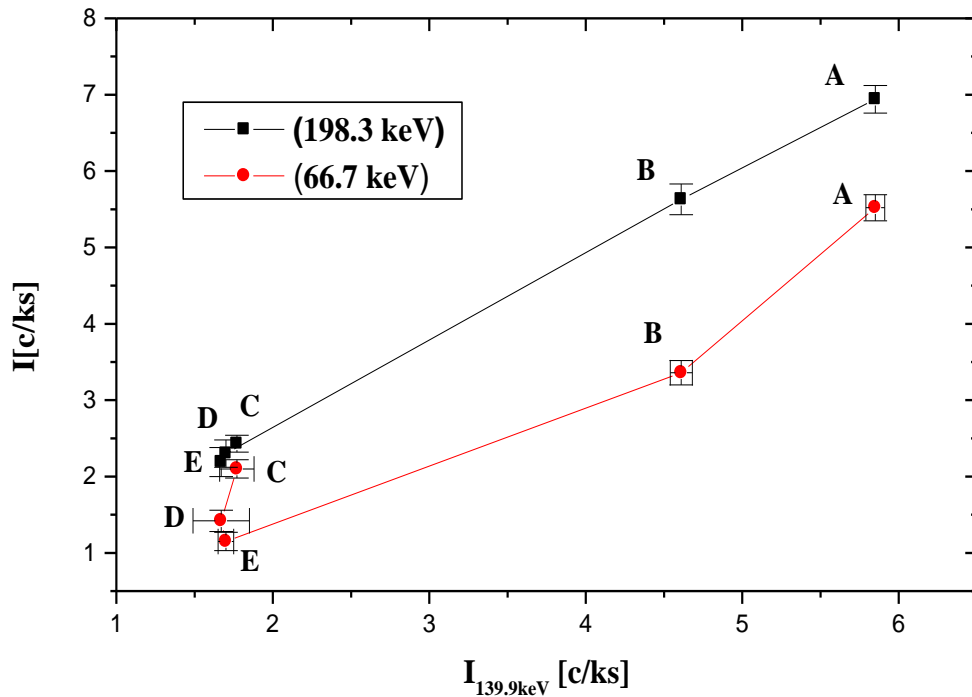
На основу података представљених у табелама 4.14. запажа се да су детектовани интензитети  $(n,\gamma)$  линија германијума са детектором у гвозденој заштити мањи за ред величине од интензитета истих ових линија у спектрима снимљеним са детектором у оловној заштити. Ови резултати се могу објаснити чињеницом да продукција неутрона интеракцијама космичких миона зависи од густине и редног броја материјала са којим неутрони интерагују (111). Интензитет неутронског флукса много је мањи у гвозденој него у оловној заштити, услед чега је и број интеракција неутрона са германијумом мањи у гвозденој него у оловној заштити што доводи и до мањег броја емитованих гама фотона од стране атома Ge.

У нискоенергетском делу снимљених спектра са детектором у оловној заштити регистрован је гама пик који може одговарати гама линији германијума од 159.7 keV  $^{76}\text{Ge}(n,\gamma)^{77\text{m}}\text{Ge}$  и гама линији бакра енергије од 159.3 keV  $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$  (слике 4.19, 4.20, 4.21, 4.22 и 4.23). Запажа се да је интензитет ове гама линије

највећи у случају када је  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  био присутан око детектора. Када су неки од материјала приликом мерења били постављени око германијумског детектора, интензитет ове гама линије у снимљеним спектрима је био мањи него у случају када је сам детектор био у оловној заштити. Ови резултати упућују на то да је доминантан механизам настанка ове гама линије захват неутрона од стране језгра бакра. Када је сам германијумски детектор био присутан у оловној заштити гама линија од 159.3 keV може се емитовати из слоја бакра који је постављен у унутрашњости оловне заштите. Уношење неког материјала у оловну заштиту око детектора између слоја бакарне заштите и детектора атенуира гама фотоне енергије од 159.3 keV што доводи до смањења детектованог интензитета гама линије од 159.3 keV. Присуство  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  повећава количину бакра око детектора а тиме и број емитованих фотона након захвата неутрона на језгрима бакра што има за последицу повећање детектованог интензитета гама линије енергије од 159.3 keV. У литератури (37) се може наћи пример да се флуks термалних неутрона присутних у детекторском систему одређивао коришћењем интензитета гама линије енергије од 159.7 keV. Међутим, овом методом је добијена већа вредност флуksа термалних неутрона од других метода које се нпр. заснивају на коришћењу детектованог интензитета гама линије од 139.9 keV, што је директна последица сумирања гама линије германијума од 159.7 keV  $^{76}\text{Ge}(n, \gamma)^{77\text{m}}\text{Ge}$  и гама линији бакра енергије од 159.3 keV  $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$ . Због тога је потребно изузети гама линију германијума од 159.7 keV приликом израчунавања флуksа термалних неутрона јер линија са пиком на око 159.5 keV доминантно потиче од реакције  $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$ .

На основу резултата обраде снимљених спектра могу се добити одређене информације о механизмима продукције детектованих гама линија изомерних стања германијума. Због тога је извршено поређење детектованих одброја најинтензивнијих гама линија које настају ИТ прелазима изомерних стања 139.9 keV ( $^{74}\text{Ge}(n, \gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$ ), 198.3 keV ( $^{70}\text{Ge}(n, \gamma)^{71\text{m}}\text{Ge}$ ) и 66.7 keV ( $^{72}\text{Ge}(n, \gamma)^{73\text{m}}\text{Ge}$ ). Поређење интензитета гама линија од 198.3 keV и 66.7 keV у односу на интензитет линије од 139.9 keV представљено је на слици 4.26 за различите услове при мерењу са детектором у оловној заштити. Запажа се добра корелација између интензитета ових гама линија. Промену интензитета гама линије од 139.9 keV прати и промена интензитета гама линија енергије од 198.3 keV и 66.7 keV. Уочљиво је да поствљање празног пластичног Маринели суда и NaCl око германијумског детектора доводи до смањења интензитета гама линије од 66.7 keV за око 50 % у односу на случај кад је сам детектор у оловној заштити. Овај резултат може указивати на то да се ова гама линија у одређеној мери може генерисати и интеракцијама брзих неутрона. PVC суд и NaCl могу утицати на успоравање неутрона али их не могу довести до термалних енергија (као што то чине парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ). На тај начин се мења средња енергија неутрона у детекторском систему. Највишу средњу енергију неутрони ће имати у случају када је детектор окружен само са оловом, а у том случају је детектован већи интензитет гама линије од 66.7 keV. Запажа се такође и смањење интензитета гама линија енергија од 139.9 keV и 198.3 keV када су Маринели суд и NaCl присутни око детектора али ове промене су у оквиру грешке мерења. Резултати са слике 4.26 ипак могу упутити на то да се ове три гама линије генеришу истим механизмом при чему остаје отворено питање доприноса интеракција брзих неутрона продукцији ове три гама линије које се јављају услед распада изомерних стања германијума.





Слика 4.26.

Поређење интензитета 198.3 keV и 66.7 keV гама линија у функцији од интензитета гама линије од 139.9 keV (A - парафин, B - CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O, C - олово, D - PVC и E- NaCl).

#### 4.2.1.1. Одређивање вредности активности изотопа германијума генерисане захватом неутрона

Захватом неутрона на германијуму сам детектор постаје извор зрачења. На основу измерених интензитета гама линија (табела 4.14.) емитованих након распада изомерних стања германијума насталих захватом неутрона могуће је израчунати индуковану активност појединих изотопа германијума по јединици запремине детектора. Ова активност је израчуната коришћењем следећег израза:

$$A = \frac{I}{p_{\gamma} \cdot (\varepsilon + \alpha) \cdot V}, \quad (4.1)$$

где је  $I$  регистровани одброј гама линија (табела 4.14.),  $p_{\gamma}$  је вероватноћа за емисију гама фотона одређене енергије у сваком распаду (135),  $\alpha$  је конверзиони коефицијент (138),  $\varepsilon$  је ефикасност детекције у фото пику пуне апсорпције а  $V$  је запремина детектора (за HPGe у гвозденој заштити  $V = 119\text{cm}^3$ , а у оловној заштити  $V = 380\text{cm}^3$ ). Приликом израчунавања активности изотопа германијума претпостављено је да конверзиони електрони остављају сву своју енергију у активној запремини кристала детектора. Ефикасност детекције за гама фотоне различитих енергија је израчуната коришћењем програмског пакета GEANT4 на начин како је објашњено у одељцима 4.1.3.1 и 4.1.3.2. (табела 4.7. и 4.10. ). Ефекат појаве реалних коинциденционих сумирања је укључен у рачун за активност изомера <sup>71m</sup>Ge (198.3 keV  $\gamma$  линија) и <sup>73m</sup>Ge (66.7 keV  $\gamma$  линија). Добијени резултати за вредности активности генерисане у германијумском детектору представљени су у табели 4.15. Грешка са којом је одређена ефикасност детекције је укључена у

израчунавање грешке индуковане активности германијума. Активност изомера германијума је израчуната за сва извршена мерења када су око детектора били присутни различити материјали.

Табела 4.15.

Активност изотопа германијума у присуству различитих материјала у окружењу HPGe детектора (цртицом је представљено одсуство одговарајућих гама линија у детектованом спектру).

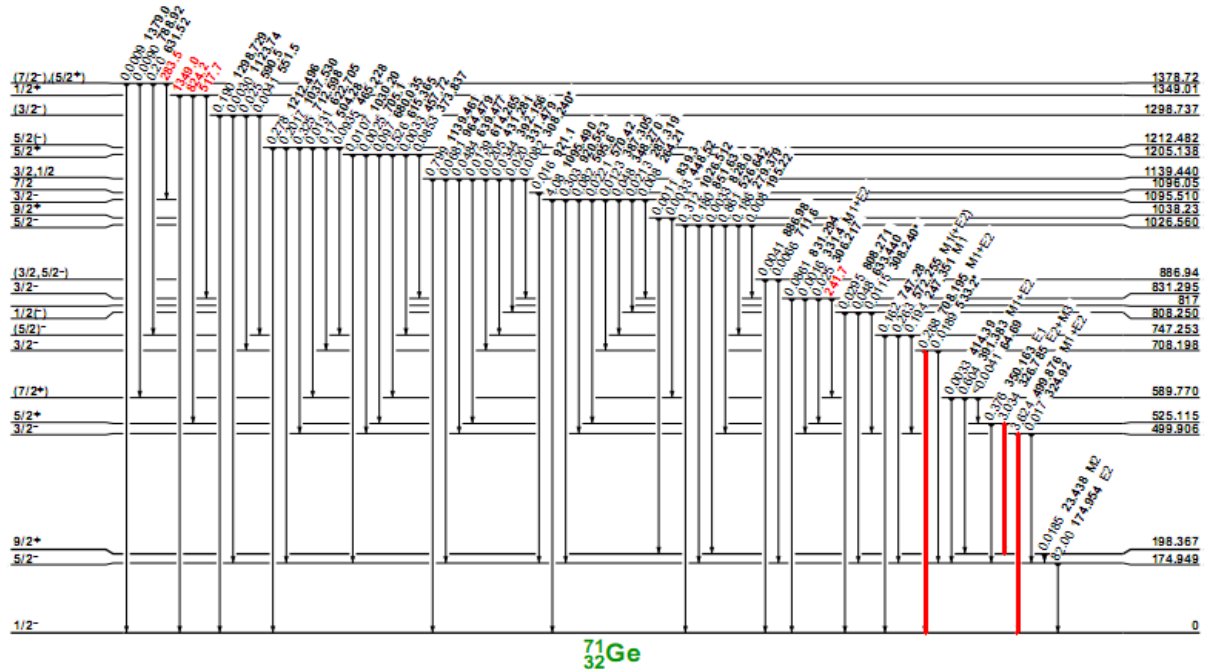
Изомер	A [ $\mu\text{Bqcm}^{-3}$ ]						
	Fe	Fe +NaI	Pb	Pb +PVC	Pb +NaCl	Pb + CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	Pb+ Парафин
<sup>71m</sup> Ge	4.2(25)	7.6(16)	7.6(4)	7.2(6)	7.6(16)	18.4(8)	23.0(6)
<sup>73m</sup> Ge	-	-	4.2(3)	3.68(26)	3.18(11)	8.29(16)	12.50(16)
<sup>75m</sup> Ge	6.7(16)	3.4(17)	5.2(4)	5.1(10)	4.92(26)	13.3(3)	16.87(37)
<sup>77m</sup> Ge	-	-	8.7(13)	7.9(3)	5.26(11)	33.4(10)	24.5(10)

Неутронима су активирана само два изомерна стања <sup>71m</sup>Ge и <sup>77m</sup>Ge германијумског детектора у гвозденој заштити. Активност ових изомерних стања се није значајније променила када је NaI био пасивно постављен око HPGe детектора. Код детектора смештеног у оловну заштиту активирана су четири изомерна стања германијума <sup>71m</sup>Ge, <sup>73m</sup>Ge, <sup>75m</sup>Ge и <sup>77m</sup>Ge. Активност ових изомера германијума је највећа у случају када је око детектора присутан парафин. Уношење пластичног Маринели суда и NaCl у оловну заштиту око детектора доводи до смањења гама активности генерисане неутронима што је последица апсорпције неутрона у овим материјалима. Постављање парафина и CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O око германијумског детектора у оловној заштити узроковало је повећања неутронима генерисане активности изомерних стања германијума у односу на случај сам детектор био присутан у оловној заштити. Овај резултат може бити објашњен чињеницом да ова два материјала добро термализују неутроне, чиме се повећава број термалних неутрона па тиме и број захвата неутрона на језгрима германијума што доводи до веће активације германијума. Гама активност генерисана неутронима, побудом изомерних нивоа германијума, је реда величине  $\mu\text{Bq}$  по јединици запремине детектора. Ово представља константну и неизбежну активност у нискофонским гама спектроскопским мерењима услед изложености детекторског система флуксу неутрона индукованог интеракцијама космичког зрачења. Гама активност германијума продуквана неутронским интеракцијама се никако не може у потпуности елиминисати. Једино је могуће њено смањење коришћењем одговарајућих начина за редукцију фона продукваног неутронима, као што је постављање око детектора материјала који добро апсорбују неутроне.

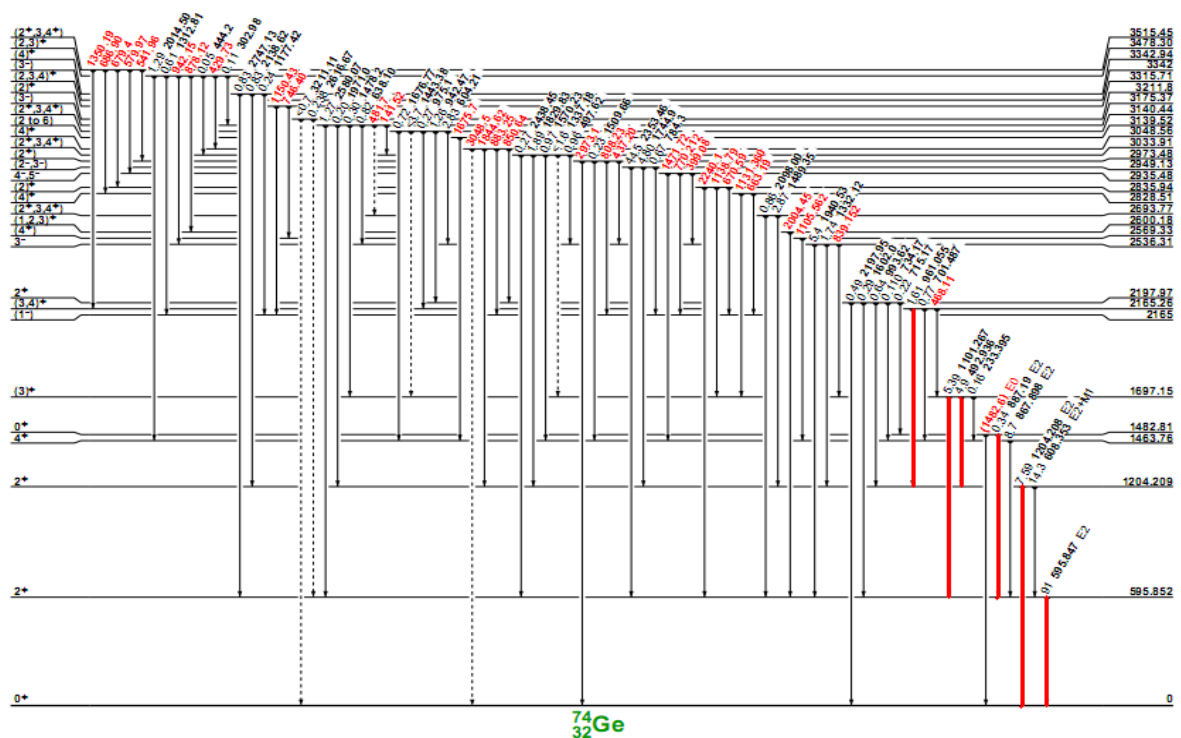
#### 4.2.2. Детектовани интензитети промтних гама линија германијума емитованих након захвата неутрона

Поред гама линија које потичу од распада изомерних стања (одељак 4.2.1.) у снимљеним спектрима су детектоване и промтне гама линије које се јављају као последица деексцитације побуђених стања германијума након захвата неутрона (135). На сликама 4.27, 4.28 и 4.29 су приказани делови шема енергетских нивоа изотопа германијума <sup>71</sup>Ge, <sup>74</sup>Ge и <sup>75</sup>Ge који настају након захвата неутрона на

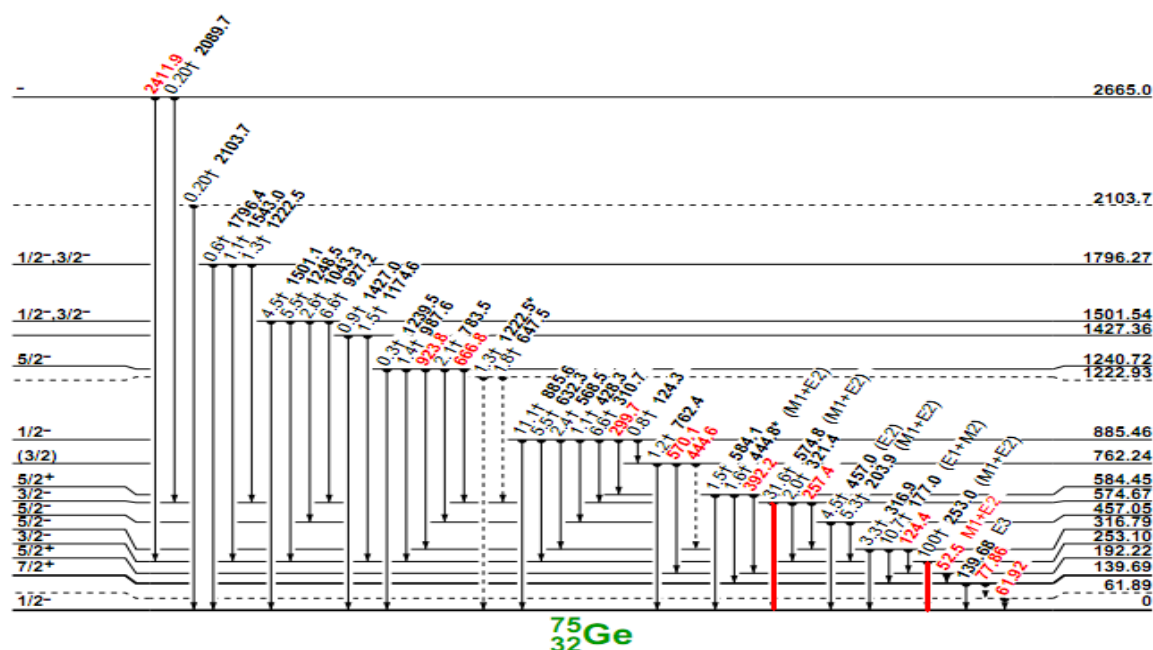
изотопима  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{73}\text{Ge}$  и  $^{74}\text{Ge}$ . Након захвата неутрона ови изотопи германијума могу остати у неком од побуђених стања. Сlike 4.27, 4.28 и 4.29 приказују и могуће гама прелазе приликом деексцитације побуђених стања изотопа германијума. Гама фотони емитовани деексцитацијом побуђених стања називају се промптни због тога што се емитују без кашњења као што је случај код распада изомерних стања. На сликама 4.27, 4.28 и 4.29 су означени промптни прелазу у којима се гениришу фотони који су регистровани у снимљеним спектрима.



Слика 4.27. Део шеме енергетских нивоа изотопа  $^{71}\text{Ge}$ .



Слика 4.28. Део шеме енергетских нивоа изотопа  $^{74}\text{Ge}$ .



Слика 4.29. Део шеме енергетских нивоа изотопа  $^{75}\text{Ge}$ .

У табели 4.16. представљени су детектовани одброји најинтензивнијих промптних гама линија изотопа германијума. Поређењем интензитета промптних и гама линија које потичу од изомерних стања (табела 4.14.) запажа се да је интензитет промптних гама линија за један ред величине мањи.

Табела 4.16. Итензитети детектованих промптних гама линија емитованих након захвата неутрона на Ge.

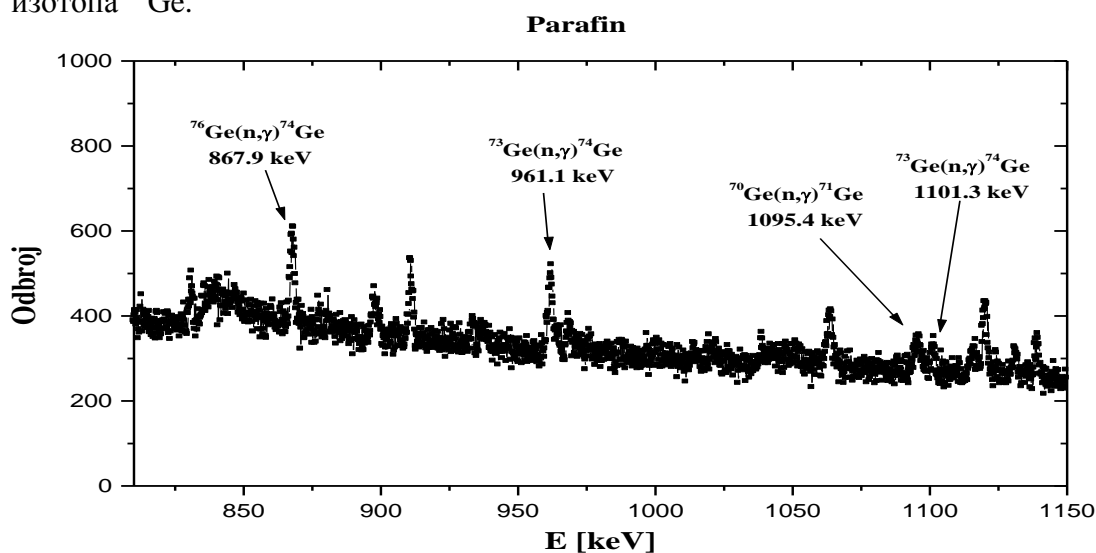
Реакција	E[keV]	I [ $10^{-3}\text{s}^{-1}$ ]	
		Оловна заштита + $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	Оловна заштита + Парафин
$^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71}\text{Ge}$	326.8	0.85(5)	1.21(5)
	499.9	0.86(4)	1.08(4)
	708.2	0.51(3)	0.55(3)
	831.3	0.05(1)	0.07(6)
	1095.4	0.28(3)	0.32(3)
	1139.3	0.35(3)	0.28(2)
	1298.6	0.25(2)	0.29(2)
$^{73}\text{Ge}(n,\gamma)^{74}\text{Ge}$	492.9	--	0.20(3)
	595.8	1.87(9)	2.10(10)
	867.9	0.55(3)	0.62(3)
	961.1	0.63(3)	0.67(3)
	1101.3	--	0.19(2)
	1204.2	0.21(2)	0.23(2)
$^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75}\text{Ge}$	253.7	0.74(5)	0.88(15)
	574.7	0.17(3)	0.22(3)

Промптне гама линије су детектоване једино у мерењима са детектором у оловној заштити, у два снимљена спектра са детектором у гвозденој заштити (фонски спектар и када је NaI био присутан око детектора) нису регистроване промптне гама линије германијума. Промптне гама линије су детектоване само у случају када је око HPGe детектора са оловном заштитом био присутан материјал који садржи елементе са малим редним бројем ( $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  или парафин). Овај

резултат може бити објашњен као последица термализације неутрона у овим материјалима, што доводи до већег броја термалних неутрона у германијумском кристалу а тиме се повећава могућност за захват неутрона. На сликама 4.30. и 4.31. приказан је део спектра у којем су детектоване ове промптне гама линије када је детектор у оловној заштити био окружен са парафином и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ .

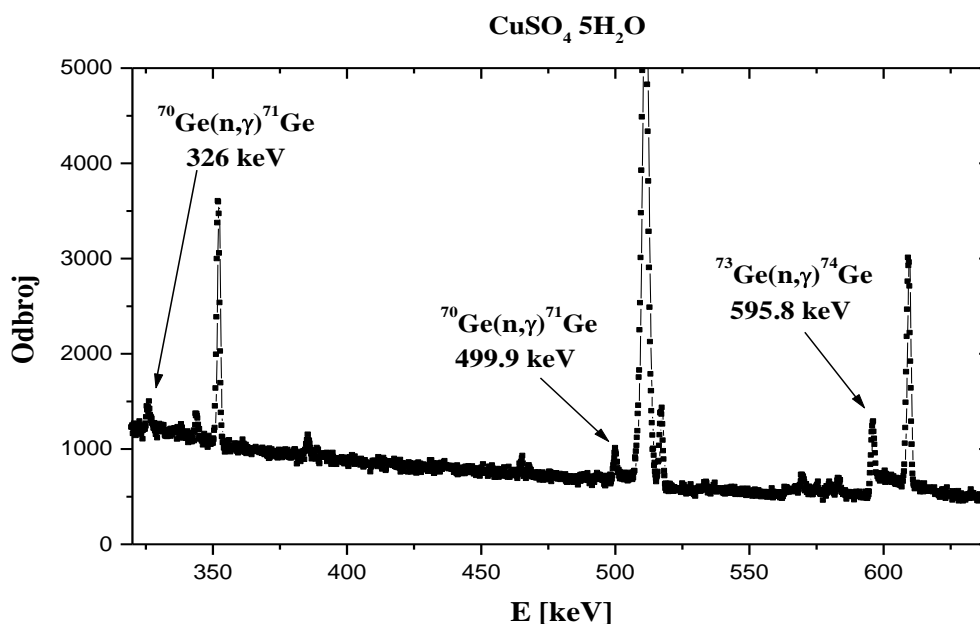
Интересантно је приметити да се у снимљеном спектру са самим детектором у оловној заштити региструју интензивне гама линије од 139.9 keV, 198.3 keV, 66.7 keV и 53.4 keV које би потицале од распада изомерних стања германијума насталих након захвата термалних неутрона. Међутим, у истом спектру промптне гама линије које се сигурно индукују интеракцијама термалних неутрона нису детектоване. Овај резултат би могао да буде индикација да изомерна стања германијума могу да буду побуђена и на други начин (захват и расејање брзих неутрона) а не само интеракцијама термалних неутрона.

У снимљеним спектрима са германијумским детектором у оловној заштити детектоване су промптне гама линије које настају деексцитацијом побуђених стања три изотопа германијума,  $^{71}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}$  и  $^{75}\text{Ge}$  (табела 4.16). Запажа се да је већи интензитет промптних гама линија германијума детектован у случају када је парафин био присутан око детектора него када је  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  окруживао детектор. Овај резултат може бити последица веће термализације и мање апсорпције неутрона у парафину него у  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ . Најинтензивнија детектована промптна гама линија одговара енергији од 595.8 keV и генерише се реакцијом  $^{73}\text{Ge}(n,\gamma)^{74}\text{Ge}$ . Интензитет ове промптне гама линије је за ред величине већи од интензитета осталих регистрованих промптних гама линија. То је последица тога што је  $^{73}\text{Ge}$  једини стабилан изотоп германијума са непарним бројем неутрона и ефикасни пресеци за захват термалних неутрона на језгрима овог изотопа су већи него за остале изотопе германијума. Тако, на пример ефикасни пресек за емисију гама фотона 595.8 keV након реакције  $^{73}\text{Ge}(n,\gamma)^{74}\text{Ge}$  има вредност од 1.100(24) barn, док је ефикасни пресек за емисију гама фотона енергије 499.9 keV после захвата неутрона,  $^{70}\text{Ge}(n,\gamma)^{71}\text{Ge}$ , 0.162(6) barn. Гама фотони од 595.8 keV се емитују деексцитацијом првог побуђеног стања изотопа германијума  $^{74}\text{Ge}$  које се више попуњава од осталих побуђених стања тог изотопа због чега је и детектована промптна гама линија од 595.8 keV интензивнија од осталих промптних гама линија изотопа  $^{74}\text{Ge}$ .



Слика 4.30.

Део спектра који показује детектоване промптне гама линије германијума у случају када је HPGe детектор у оловној заштити био окружен са парафином.



Слика 4.31.

Део спектра који показује детектоване промтне гама линије германијума када је HPGe детектор у оловној заштити био окружен са  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ .

### 4.2.3. Одређивање вредности флукса термалних неутрона

Флукс термалних неутрона може се одредити на основу измерених интензитета гама линија које се јављају након реакција захвата неутрона. Ефикасни пресек за захват неутрона је највећи у опсегу термалних енергија, па је зато гама активност која се продукује процесом деексцитације језгара након захвата неутрона пропорционална флуксу термалних неутрона који је изазвао захват. Познавањем ефикасних пресека за захват неутрона на језгрима посматраних елемената и ефикасности детекције гама фотона, може се одредити флукс упадних термалних неутрона. Стандардно се израчунавање флукса термалних неутрона у нискофонској гама спектроскопији врши помоћу семиемпиријских релација које су изведене посматрањем захвата неутрона на германијуму и такве методе израчунавања флуксева термалних неутрона су коришћене и овом приликом. Такође, употребљене су и друге реакције осим захвата неутрона на германијуму и упоређени су добијени подаци одређивања флукса различитим методама.

#### 4.2.3.1. Одређивање флукса термалних неутрона коришћењем реакције $\text{Ge}(n,\gamma)$

Флукс термалних неутрона на месту германијумског детектора може бити одређен на основу интензитета гама линија које настају деексцитацијом језгра Ge након захвата неутрона. У табелама 4.14. и 4.16. дати су интензитети гама линија емитованих након захвата неутрона које су детектоване у свим мереним спектрима са детекторима у оловној и гвозденој заштити. Флукс термалних неутрона може бити одређен коришћењем интензитета гама линије од 139.9 keV, која настаје распадом изомерног стања германијума  $^{75\text{m}}\text{Ge}$ , помоћу следећег израза (140):

$$\Phi_T = \frac{980 \cdot I_{139.9}}{(\varepsilon_{139.9}^\gamma + 1.6) \cdot V} \quad (4.2)$$

где је ефикасност детекције гама линије германијума од 139.9 keV одређена са:

$$\varepsilon_{139.9}^\gamma \approx 1 - \frac{1 - e^{V^{-1/3}}}{V^{1/3}} \quad (4.3)$$

У горњим изразима  $I_{139.9}$  је детектовани одброј гама линије од 139.9 keV изражен у  $s^{-1}$ ,  $V$  је активна запремина детектора изражена у  $cm^3$  (запремина детектора у гвозденој заштити је  $V = 119cm^3$  а у оловној заштити је  $V = 380cm^3$ ). Добијене вредности флукса термалних неутрона коришћењем израза 4.2 и 4.3 приказани су у табели 4.17 (24).

Предност коришћења израза 4.2 и 4.3 је та што је за процену вредности флукса термалних неутрона на месту германијумског детектора потребно знати само вредности одброја гама линије енергије од 139.9 keV и запремину детектора, међутим како наводе аутори (140) несигурност ове формуле је 30%.

Флукс неутрона може се одредити и на основу детектованих интензитета гама линија од 139.9 keV ( $^{75m}Ge$ ) и 159.7 keV ( $^{77m}Ge$ ) емитованих након реакције ( $n, \gamma$ ) на начин како је то објашњено у студији (37). Како су ове линије детектоване у снимљеним спектрима извршено је израчунавање вредности флукса термалних неутрона коришћењем израза:

$$\Phi_T = \frac{I_E}{\omega_E \cdot (\varepsilon_E + \alpha) \cdot N_{Ge} \cdot \eta_A \cdot \sigma_A(n, \gamma)} \quad (4.4)$$

Подаци за вредности ефикасног пресека  $\sigma_A(n, \gamma)$  за захват неутрона на  $A$ -том изотопу германијума као и вредности за вероватноћу прелаза одређене енергије  $\omega_E$  преузети су из студије (37). У изразу 4.4  $N_{Ge}$  је укупан број атома германијума у кристалу детектора,  $\eta_A$  природна обилност  $A$ -тог изотопа германијума, а  $\alpha$  означава вредности конверзионог коефицијента. Ефикасност детекције гама линија енергије  $E$  је одређена Монте Карло симулацијом коришћењем програмског пакета GEANT4 на начина како је објашњено у одељку 4.1.3. (табеле 4.7. и 4.10.). У табели 4.17. (24, 174) приказане су добијене вредности флуксева термалних неутрона на месту германијумског детектора коришћењем израза 4.4 и интензитета гама линија од 139.9 keV и 159.7 keV.

Резултати у табели 4.17 показују да је флукс термалних неутрона у гвозденој и оловној заштити (кад немамо материјал у Маринели суду око детектора) приближно истих вредности. Добијене вредности су ниске. То је последица одсуства материјала који би могао термализовати брзе неутроне настале интеракцијама космичког зрачења. Анализом добијених вредности флукса термалних неутрона могу се добити информације о утицају различитих материјала на флукс термалних неутрона. Запажа се да највеће повећање интензитета флукса термалних неутрона од 3.4 пута у односу на фон када је сам детектор у оловној заштити, добијено у геометрији мерења када је парафин био присутан око детектора. При геометрији мерења када је коришћен  $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ , који такође

добро термализује неутроне, флуks термалних неутрона увећан је за око 2.5 пута у односу на фонско мерење са самим детектором у оловној заштити. У мерењима са NaI, NaCl и PVC није одређен значајнији утицај ових геометрија на вредности флуksа термалних неутрона присутних у нискофонском гама детекторском систему.

Табела 4.17.

Вредности флуksева термалних неутрона одређене коришћењем израза 4.2, 4.3 и 4.4.

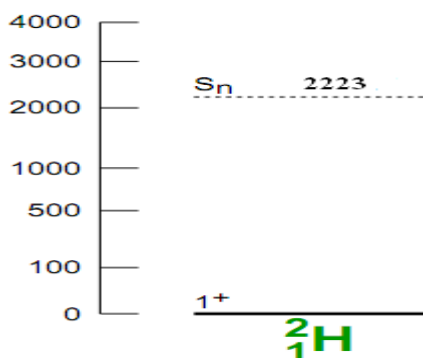
Материјал присутан око детектора	$\Phi_T[s^{-1}m^{-2}]$ Ge изрази 4.2 и 4.3	$\Phi_T[s^{-1}m^{-2}]$ Ge изрази 4.4 139.9 keV	$\Phi_T[s^{-1}m^{-2}]$ Ge изрази 4.4 159.7 keV
Fe заштита	14(7)	20.8(24)	--
Fe заштита + NaI	13(5)	16.3(24)	--
Pb заштита	17.5(1.1)	21.6(1.4)	21.6(5)
Pb заштита + PVC	17(3)	20.4(22)	24.0(18)
Pb заштита + NaCl	17(3)	20.8(6)	--
Pb заштита + CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	45.4(6)	55(3)	101(20)
Pb заштита + парафин	58.5(6)	72(4)	72(12)

#### 4.2.3.2. Одређивање флуksа термалних неутрона коришћењем реакције $^1H(n,\gamma)^2H$

У овом раду за одређивање флуksа термалних неутрона поред стандардних семиемпиријских формула (4.2, 4.3) и релације 4.4 коришћене су и друге методе. Једна од њих је била и употреба реакције  $^1H(n,\gamma)^2H$ , захват неутрона на језгрима водоника. Резултати добијени овом методом су упоређени са резултатима одређивања флуksа неутрона праћењем интеракција неутрона са језгрима германијума.

##### 4.2.3.2.1. Детектовани интензитети гама линија водоника након захвата неутрона

Приликом мерења фонских спектра када је око германијумског детектора био присутан материјал који садржи водоник, детектована је гама линија енергије 2223 keV, која прати процес креације деутеријума путем захвата неутрона на водонику,  $^1H(n,\gamma)^2H$  (слика 4.32).

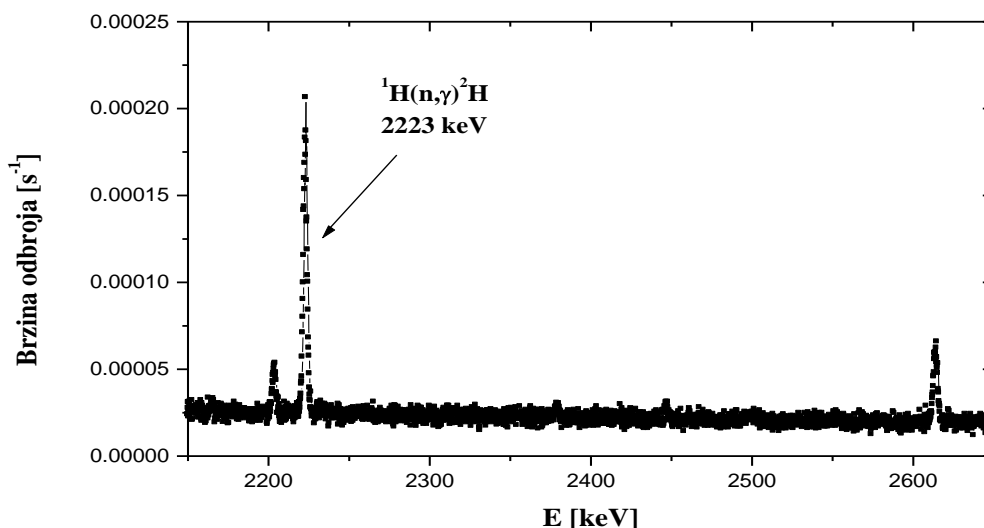


Слика 4.32.

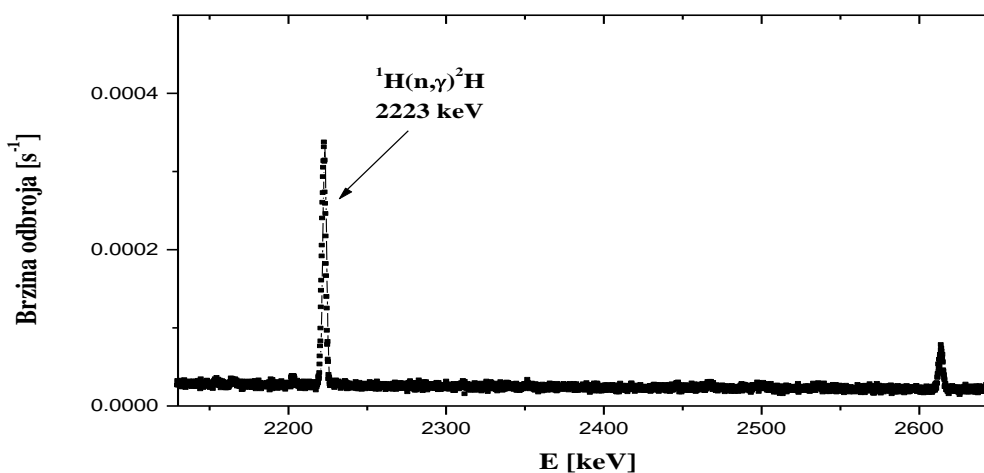
Енергија везе језгра деутеријума.



На сликама 4.33 и 4.34 приказани су високоенергетски делови снимљених спектара са германијумским детектором у оловној заштити када су око њега били присутни материјали који садрже водоник (парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ) на којима је уочљива гама линија од 2223 keV. У фонском спектру, када је германијумски детектор био сам у оловној заштити, није детектована ова гама линија, као ни у случају када је детектор био окружен са NaI, материјалом који не садржи водоник. Линија 2223 keV потиче од реакције захвата неутрона на водонику,  ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$ , који се одвија првенствено захватом термалних неутрона (7). Због тога, у случају када је око детектора присутан материјал који садржи водоник, интензитет ове линије може бити искоришћен за процену присуства термалних неутрона у детекторском систему. У табели 4.18. дати су детектовани интензитети гама линије од 2223 keV.



Слика 4.33. Детектована линија од 2223 keV  ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$  (HPGe детектор у оловној заштити окружен са  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ).



Слика 4.34. Детектована линија од 2223 keV  ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$  (HPGe детектор у оловној заштити окружен са парафином).

**Табела 4.18.**

Детектовани интензитети гама линије 2223 keV  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ .

Материјала присутан око детектора	I [ $10^{-3}\text{s}^{-1}$ ]
CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	2.86(8)
Парафин	5.3(1)

Резултати у табели 4.18. показују да је детектовани интензитет гама линије енергије од 2223 keV скоро два пута већи у случају када је парафин присутан око германујумског детектора него када је присутан CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O, што може бити последица већег броја атома водоника у узорку парафина него у CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O и мање апсорпције гама линије 2223 keV у парафину него у CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O.

#### 4.2.3.2.2. Израчунавање флукса термалних неутрона коришћењем детектованих интензитета гама линије водоника енергије од 2223 keV

Након реакције  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$  емитује се гама линија од 2223 keV. Ова линија је детектована док су око детектора били присутни материјали који садрже водоник (парафин и CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O, табела 4.23.). Флукс термалних неутрона може бити одређен помоћу детектованих интензита гама линије од 2223 keV коришћењем следећег израза:

$$\Phi_T = \frac{I_{2223}}{\sigma \cdot \varepsilon_{2223} \cdot N_H} \quad (4.5)$$

где је  $I_{2223}$  интензитет посматране гама линије,  $\sigma$  је ефикасни пресек за захват неутрона на водонику,  $\varepsilon_{2223}$  ефикасност за детекцију фотона од 2223 keV, која је одређена Монте Карло симулацијом коришћењем програмског пакета GEANT4 на начин како је објашњено у поглављу 4.1.3. , а  $N_H$  је број атома водоника у окружењу детектора. Израчунато је на основу масе узорка да је укупан број атома водоника у узорку CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O био  $1.41 \cdot 10^{26}$ , а у мереном узорку парафина  $1.96 \cdot 10^{26}$ . Ефикасни пресек за захват термалних неутрона на  $^1\text{H}$  је 0.332 barn (139). Израчунате вредности флукса термалних неутрона коришћењем израза 4.5 су приказане у табели 4.19 (174). Треба нагласити да на овакав начина одређен флукс неутрона одговара флуксу на месту материјала који садржи водоник.

**Табела 4.19.**

Израчунате вредности флукса термалних неутрона коришћењем реакције  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ .

Узорак око детектора	$\Phi_T[\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}]$
CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	75.3(27)
Парафин	69.4(18)

Да би ова метода одређивања флукса термалних неутрона била поуздана, потребно је знати колики допринос захвату неутрона на водонику може дати захвата епитермалних неутрона. Да би се то одредило анализираћемо брзину захвата неутрона. Брзина реакције захвата неутрона коришћењем упоршћене Westcott-ове конвенције (141 и 142) дата је следећом једначином:

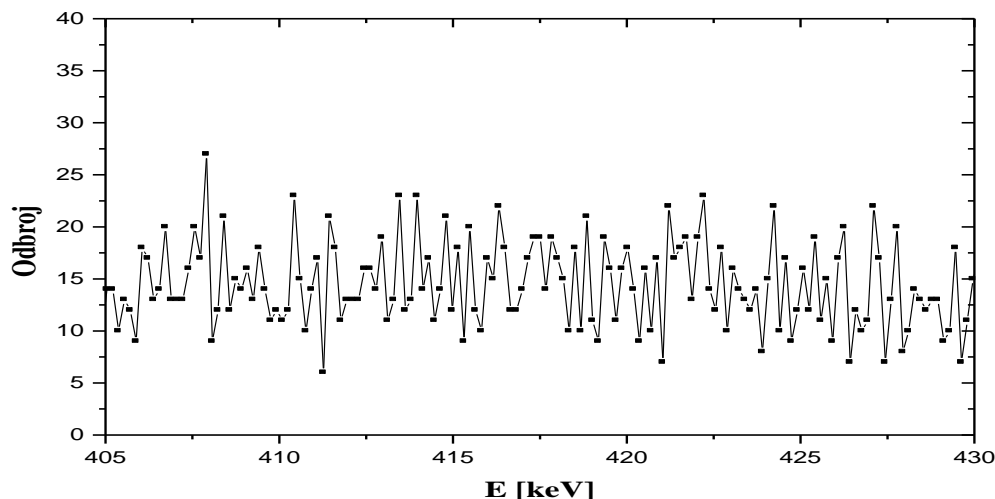
$$R = g \cdot G_t \cdot \Phi_t \cdot \sigma_t + G_{epi} \cdot \Phi_{epi} \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot (I_0 - 0.45 \cdot \sigma_t) \quad (4.6)$$

У стандардним реакторским експериментима фактор  $g$  означава одступање вредности ефикасног пресека од понашања функције  $1/v$  (где је  $v$  брзина неутрона) и обично се узима да има вредност 1.  $G_t$  и  $G_{epi}$  представљају факторе самоапсорпције за термалне и епитермалне неутроне у мереном узорку и за танке узорке се сматра да су ови фактори једнаки јединици. У узорцима мереним у овом експерименталном раду није било једноставно проценити факторе самоапсорпције неутрона због њихове геометрије. Такође, није било могуће тачно проценити посебно вредности флукса термалних и епитермалних неутрона ( $\Phi_t$  и  $\Phi_{epi}$ ).

Вредност резонантног интеграла за водоник је  $I_0 = 0.1489 \text{ barn}$  (139), а ефикасни пресек за захват термалних неутрона је  $0.332 \text{ barn}$  (139) па је члан у загради у изразу 4.6,  $(I_0 - 0.45 \cdot \sigma_t)$ , једнак  $0.0014 \text{ barn}$ , из чега произилази да би флукс епитермалних неутрона морао бити три реда величине већи од флукса термалних неутрона да би дао исти допринос захвату неутрона као и флукс термалних неутрона. Резултати одређивања флукса брзих и термалних неутрона (одељци 4.2.3. и 4.2.8.) показују да су флуксиви епитермалних и термалних неутрона истог реда величине у коришћеном нискофонском гама детекторском систему. Због тога се допринос епитермалних неутрона реакцији  ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$  може занемарити, па је исправно користити релацију 4.5 за одређивање флукса термалних неутрона.

#### 4.2.3.3. Одређивање флукса термалних неутрона коришћењем реакције $\text{In}(n,\gamma)$

У снимљеном спектру са активационом фолијом индијума након више од пет дана мерења (450000 s) није детектована ни једна од најинтензивнијих гама линија из распада  ${}^{116}\text{In}$  (416.9 keV, 818.7 keV, 1097.3 keV и 1293.6 keV), (135). Раван део спектра у којем је требало да буду присутна гама линија од 416.9 keV приказан је на слици 4.35 (174).



Слика 4.35.  
Део снимљеног спектра са активационом фолијом индијума.

Одсуство гама линија које потичу од  $^{116}\text{In}$  упућује на то да је за њихову детекцију потребно много дужи интервал времена мерења или знатно већа маса индијума. То се може показати поређењем тоталне ефикасности детекције за гама линију олова од 803.3 keV и гама линије индијума енергије од 416.9 keV. Тотална ефикасност за гама линију 803.3 keV је процењена на 109 g·cm, на основу укупне масе оловне заштите и интегралног ефикасног пресека (143), док је за дату масу узорка индијума и вредности ефикасног пресека за реакцију  $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$  за тоталну ефикасност за детекцију гама линије од 416.9 keV добијена вредност од 0.1 g·cm. Проблем који би се јавио ако би већа количина индијума била смештена око детектора је тај што би сам мерени узорак изменио флуks неутрона и на тај начин одређена вредност флуksа неутрона не би одговарала вредности без узорка индијума (детаљнија објашњења о утицају материјала унетих у заштиту на флуks неутрона су дата у одељцима 4.2.3.4. и 4.2.8.3).

#### 4.2.3.4. Анализа одређивања флуksа термалних неутрона

У овом раду флуks термалних неутрона је одређен коришћењем две неутронске реакције, са германијумом  $\text{Ge}(n,\gamma)$ , водоником  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$  и покушано је одређивање флуksа термалних неутрона неутронском реакцијом са индијумом  $\text{In}(n,\gamma)$ . Употребљени су детектовани интензитети гама линија генерисаних захватом неутрона на језгрима ова три елемента па је тиме флуks неутрона одређен без употребе посебних неутронских детектора. На овај начин је флуks термалних неутрона израчунат помоћу интеракција неутрона са самим детектором, мереним узорком и активационом фолијом.

Табела 4.17. приказује резултате одређивања флуksа термалних неутрона коришћењем детектованих интензитета гама линија  $\text{Ge}(n,\gamma)$ . Одређивање флуksа неутрона употребом интеракција неутрона са германијумом се стандардно користи у анализи гама спектроскопских мерења (8). Флуks термалних неутрона помоћу реакције  $\text{Ge}(n,\gamma)$  одређен је у овом раду на два начина, употребом израза 4.2 и 4.3 и релације 4.4 и детектованог интензитета гама линија од 139.9 keV и 159.7 keV. Изрази 4.2 и 4.3 су семиемпиријске формуле добијене на начин описан у раду (140), док се релација 4.4 заснива на класичном приступу коришћењем ефикасних пресека за одвијање неутронских реакција. Запажа се да други начин одређивања флуksа термалних неутрона (израз 4.4) даје нешто веће вредности, које се највише разлику од резултата прве методе (изрази 4.2 и 4.3) у случају присуства парафина и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  око детектора. Вредности добијене изразом 4.4 зависе од тачности са којом су одређени ефикасни пресеци за интеракцију неутрона.

Приликом израчунавања флуksа термалних неутрона коришћени су интензитети гама линија од 139.9 keV и 159.7 keV. Гама линија 159.7 keV није детектована у свим снимљеним спектрима па је због тога много повољније користити интензитет гама линије од 139.9 keV. Флуks термалних неутрона одређен изразом 4.4 коришћењем интензитета гама линије од 159.7 keV у случају када је  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  био присутан око детектора даје 2 пута веће вредности од оних које су добијене помоћу детектованог интензитета гама линије од 139.9 keV. То може бити последица сумирања гама линије германијума од 159.7 keV са гама линијом бакра  $^{64}\text{Cu}$  (који настаје захватом неутрона на  $^{63}\text{Cu}$ ) енергије 159.3 keV, што даје већи одброј испод пика од 157 keV. Аутори објављене студије (37) такође су за одређивања флуksа термалних неутрона користили интензитет гама линије од 159.3 keV и добили су више вредности него са гама линијом од 139.9 keV

$I_{139,9} = 82m^{-2}s^{-1}$  и  $I_{159,7} = 117m^{-2}s^{-1}$ ). Тај резултат је потврда да је неопходно извршити раздвајање детектованих интензитета гама линија германијума и бакра у пику од 157 keV, што компликује израчунавање флукса термалних неутрона коришћењем интензитета гама линије германијума од 159.7 keV и повећава грешку са којом се одређује флукс неутрона. Све то повећава непоузданост одређивања флукса термалних неутрона употребом регистрованог интензитета гама линије од 159.7 keV.

Додатна метода која је претстављена у овом раду је одређивање флукса неутрона анализом захвата неутрона на језгрима водоника. Добијени резултати показују да је могуће на задовољавајући начин одредити флукс термалних неутрона коришћењем реакције  ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$ . Ова метода се може примењивати у случају када је у детекторском систему присутан материјал који садржи водоник. Израчунате вредности флукса термалних неутрона помоћу интензитета гама линије од 2223 keV водоника која настаје реакцијом  ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$  (табела 4.19.) су веће него вредности добијене употребом интензитета гама линија германијума. Овај резултат може бити објашњен чињеницом да у овим материјалима долази и до апсорпције неутрона услед чега мањи флукс неутрона стиже до германијумског детектора. Запажа се такође да је одређена вредност флукса термалних неутрона са гама линијом водоника већа када је  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  био присутан око детектора него кад је био парафин окруживао детектор, док је у рачуну са интензитетима гама линија германијума флукс већи када је парафин присутан око детектора. Ова разлика може потицати од различитих утицаја парафина и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  на термализацију и апсорпцију неутрона. Треба нагласити и да су геометрије узорака парафина и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  приликом мерења биле различите и количине водоника у једном и другом материјалу нису биле исте.

Резултати одређивања флукса термалних неутрона коришћењем две неутронске реакције, са германијумом  $\text{Ge}(n,\gamma)$  и са водоником  ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$  (табеле 4.17. и 4.19) показују да независно од методе која се користи флукс неутрона зависи од тога који се материјали налазе у окружењу детектора. Свака промена материјала у окружење детектора мења флукс неутрона унутар детекторског система. Тако се запажа, из добијених резултата, да нарочито велики утицај на флукс термалних неутрона имају материјали који добро термализују неутроне. Због тога је свако мерење случај за себе и неопходно је одредити флукс неутрона при свакој промени у окружењу детекторског система. Зато је најбоље за одређивање флукса термалних неутрона користити детектоване интензитете гама линија насталих након нуклеарних реакција неутрона са материјалима детекторског система у конкретном мерењу.

У овом раду покушано је да се флукс термалних неутрона одреди и помоћу мерења са активационом фолијом. Како сваки материјал постављен око детектора утиче на присутни флукс неутрона употребљена је активациона фолија мале запремине са циљем да њено присуство не промени знатније присутни флукс неутрона. Коришћен је узорак индијума јер овај елемент поседује велике вредности ефикасног пресека за захват термалних неутрона. Међутим, резултати мерења са активационом фолијом индијума нису дали задовољавајуће резултате. У снимљеном спектру није детектована ниједна гама линија која се емитује након захвата неутрона на језгрима индијума. Да би употреба активационе фолије индијума била могућа за одређивање флукса термалних неутрона, потребно је много дуже време мерења или значајно већа количина узорка, што знатно ограничава употребу ове методе за тачно одређивање флукса термалних неутрона. Уношењем у оловну заштиту веће количине индијума променио би се флукс

термалних неутрона и добијене вредности у том случају не би одговарале онима када узорак индијума веће запремине није присутан у окружењу детектора.

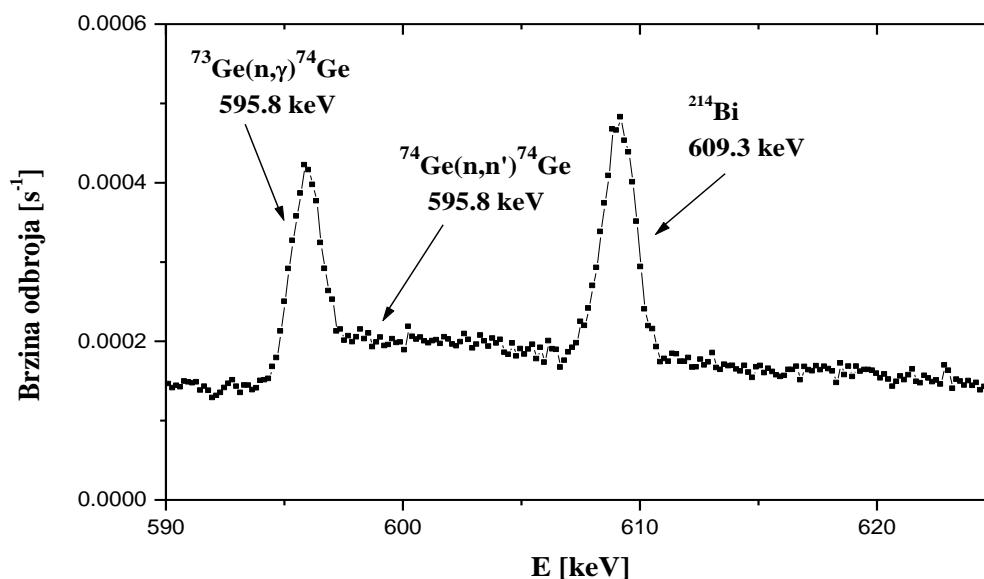
#### 4.2.4. Поређење детектованих интензитета гама линија германијума енергија од 139.9 keV и 595.8 keV

Након захвата неутрона на језгрима германијума емитују се гама фотони који потичу од распада изомерних стања и промπτних прелаза. Поређење детектованих интензитета гама линија насталих распадом изомерних стања германијума (одељак 4.2.1, слика 4.26) показује да ове гама линије потичу од истог механизма. Промптне гама линије, као што се види из резултата мерења (одељак 4.2.2.), су детектоване једино у случају када је у детекторском систему повећан број термалних неутрона услед присуства материјала који добро термализују неутроне, због чега се може закључити да је захват термалних неутрона једини механизам који генерише промптне гама линије. Занимљиво је упоредити интензитета промптних гама линија и гама линија које потичу од распада изомерних стања. На тај начин је могуће утврдити да ли ове две групе гама линија генеришу исти процеси.

За поређење детектованих интензитета промптних и гама линија од распада изомерних стања германијума одабране су гама линије од 139.9 keV и 595.8 keV. Гама линија енергије од 139.9 keV настаје распадом  $^{75m}\text{Ge}$  након захвата неутрона, а гама линија од 595.8 keV деексцитацијом изотопа  $^{74}\text{Ge}$ . Ове две гама линије су најинтензивније детектоване гама линије из ове две групе гама линија, због чега је погодно користити управо њих. Гама линија од 595.8 keV настаје деексцитацијом првог побуђеног енергетског нивоа изотопа германијума  $^{74}\text{Ge}$  који настаје након захвата неутрона на језгру јединог стабилног изотопа германијума са непарним бројем неутрона,  $^{73}\text{Ge}$ . Гама линија од 139.9 keV се користи у стандардној методи одређивања флукса термалних неутрона коришћењем семиемпиријских формула (одељак 4.2.3.1) и занимљиво је поредити њен интензитет са интензитетом промптних гама линија са циљем да се потврди да допринос интензитету ове гама линије не даје само захват термалних већ и емитермалних неутрона. Потврда да емисију фотона енергије 139.9 keV изомерног стања германијума  $^{75m}\text{Ge}$  могу изазвати и брзи неутрони захтевала би ревизију начина одређивања флукса термалних неутрона коришћењем семиемпиријских формула.

Слика 4.36. показује сложену структуру гама линије од 595.8 keV што је последица истовременог одвијања два неутронска процеса. Енергетски ниво од 595.8 keV изотопа германијума  $^{74}\text{Ge}$  може се побудити на два различита начина: путем захвата неутрона преко реакције  $^{73}\text{Ge}(n,\gamma)^{74}\text{Ge}$  и путем нееластичног расејања неутрона  $^{74}\text{Ge}(n,n')^{74}\text{Ge}$ . Након захвата неутрона појављује се стандардни гама пик од 595.8 keV, док расејање неутрона у активној запремини германијумског детектора прати појава карактеристичне енергетски асиметричне линије. У одељку 4.2.5 детаљно је објашњено генерисање енергетски асиметричних гама линија које се продукују нееластичним расејањем неутрона на језгрима германијума. Линија од 595.8 keV која настаје захватом неутрона детектована је једино помоћу детектора у оловној заштити. Ова линија је најинтензивнија у случају када су око детектора били присутни материјали који добро термализују неутроне, док је у осталим случајевима њен интензитет веома слаб. Гама линија од 595.8 keV је интензивнија од осталих детектованих промптних гама линија што је последица већег ефикасног пресека за захват неутрона на непарном језгру германијума. Пертурбације

енергетског спектра неутрона под утицајем парафина и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  доводе до већег присуства термалних неутрона у детекторском систему па је због тога тада и већа емисија фотона енергије од 595.8 keV.



Слика 4.36.

Сложена структура у снимљеним спектрима гама линије од 595.8 keV (HPGe детектор у оловној заштити окружен парафином).

Извршено је поређење интензитета промптне гама линије од 595.8 keV, која се јавља као последица захвата неутрона и интензитета гама линије од 139.9 keV која настаје распадом изомерног стања германијума након захвата неутрона. Поређење детектованих интензитета ових линија за спектре снимљене при различитим условима (када су различити материјали били присутни око детектора) приказано је на слици 4.37. Запажа се да интензитет обе линије зависи од способности материјала присутног око детектора да успори и термализује неутроне. У спектрима снимљеним када је детектор био окружен са празним PVC Маринели судом,  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ , парафином, NaCl и само оловном заштитом, интензитет гама линије од 595.8 keV прати тренд пораста гама линије од 139.9 keV. Међутим, у спектрима када око детектора нису били присутни материјали који добро термализује неутроне детектована је интензивна гама линија од 139.9 keV, док је линија од 595.8 keV веома слабог интензитета близу детекционог лимита, што се може видети на сликама 4.39, 4.40 и 4.41. Корелација између интензитета обе линије у мереним спектрима са празним Маринели судом и другим материјалима упућује на закључак да се ове линије доминантно генеришу истим механизмом, захватом термалних неутрона. Треба обратити пажњу на добијени резултат у овом раду који показује да је интензивна гама линија од 139.9 keV детектована у фонском спектру када је сам детектор био у оловној заштити а при томе промптна гама линија од 595.8 keV је веома слабог интензитета. У овом случају око детектора мора бити највише брзих неутрона, у односу на то када су око детектора били присутни различити материјали у Маринели геометрији, јер нема материјала који термализују неутроне. Главна разлика у интензитетима гама линија од 595.8 keV и 139.9 keV која се појављује у фонском спектру без материјала

пакованих у Маринели геометрију око детектора може потицати од тога што се ниво од 139.9 keV изомерног стања германијума  $^{75m}\text{Ge}$  може побуђивати и неким другим процесом. Највероватнији процес за побуђивање овог нивоа који може бити конкурентан захвату термалних неутрона је захват брзих неутрона. Због тога се може претпоставити да интеракције брзих неутрона дају допринос детектованом интензитету гама линије од 139.9 keV. Проблем који се због тога јавља је тај да се интензитет гама линије од 139.9 keV најчешће користи за одређивање флукса термалних неутрона што цео концепт процене флукса термалних неутрона заснован на употреби семиемпиријских релација доводи у питање.

Занимљиво је поредити промене детектованих интензитета гама линија енергија од 595.8 keV и 139.9 keV. Са слике 4.37 а) се уочава да се интензитет гама линије од 595.8 keV повећао за око 7 пута у случају када је парафин био присутан у окружењу детектора у односу на случај када је сам детектор био у оловној заштити. При томе се интензитет гама линије од 139.9 keV променио за око 3 пута. Ако претпоставимо да ове две гама линије настају на исти начин онда би и промена интензитета гама линије од 139.9 keV требала бити иста као и промена интензитета гама линије енергије од 595.8 keV. Одређена разлика у вредностима пораста интензитета ове две гама линије може потицати од доприноса интеракција брзих неутрона одброју испод пика од 139.9 keV ( $I_{(139.9)} = I_{term(139.9)} + I_{brzi(139.9)}$ ). Ако брзи неутрони својим интеракцијама дају допринос пику који одговара енергији од 139.9 keV, онда би однос интензитета гама линије од 139.9 keV у случају када је само олово присутно око детектора и када је постављен парафин био дат изразом:

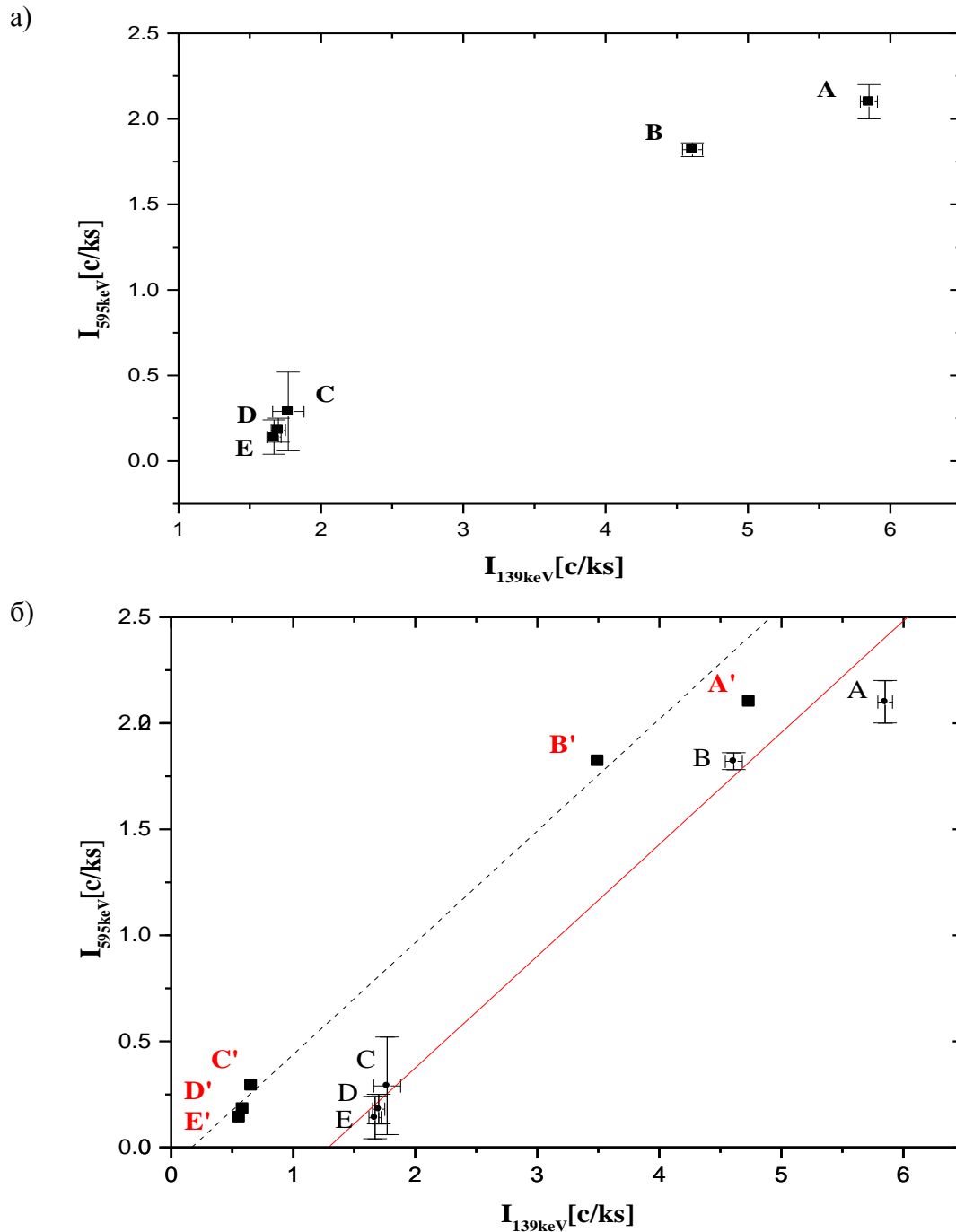
$$\frac{I_{(139.9)}^{parafin}}{I_{(139.9)}^{fon}} = \frac{I_{term(139.9)}^{parafin} + I_{brzi(139.9)}^{parafin}}{I_{term(139.9)}^{fon} + I_{brzi(139.9)}^{fon}}$$

Допринос интеракција брзих неутрона доводи до горе поменуте разлике у повећању интензитета гама линија од 139.9 keV и 595.8 keV. Због тога је потребно извршити одузимање доприноса реакција брзих неутрона пику од 139.9 keV. То би довело до транслаторног померања тачака приказаних на слици 4.37 а) ка мањим интензитетима гама линије од 139.9 keV што је илустровано на слици 4.37 б). У овом случају би након одузимања од сваке измерене вредности доприноса брзих неутрона однос пораста интензитета гама линије од 139.9 keV био дат са:

$$\frac{I_{(139.9)}^{parafin}}{I_{(139.9)}^{fon}} \approx \frac{I_{term(139.9)}^{parafin}}{I_{term(139.9)}^{fon}} \approx \frac{I_{term(595.5)}^{parafin}}{I_{term(595.5)}^{fon}}$$

Након одузимања доприноса који пику од 139.9 keV дају интеракције брзих неутрона, повећање интензитета гама линија од 139.9 keV када је парафин био присутан у окружењу детектора у односу на случај када је сам детектор био у оловној заштити зависило би само од присуства термалних неутрона. Тада би промена интензитета гама линија од 139.9 keV требала да буде иста као и повећање интензитета гама линије од 595.8 keV. На слици 4.37 б) је извршено транслаторно померање тачака које су добијене у мерењима за одређени износ док није постигнуто да пораст интензитета ове две гама линије буде исти. При томе је претостављено да је вредност доприноса интеракција брзих неутрона иста за све различите геометрије мерења. На овај начин би се могао одредити утицај интеракција брзих неутрона одброју гама линије од 139.9 keV.





Слика 4.37.

Интензитет гама линије од 595.8 keV у пику потпуне апсорпције у функцији од интензитета гама линије од 139.9 keV (A - парафин, B -  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ , C - олово, D - PVC и E- NaCl): а) измерене вредности, б) измерене и кориговане вредности.

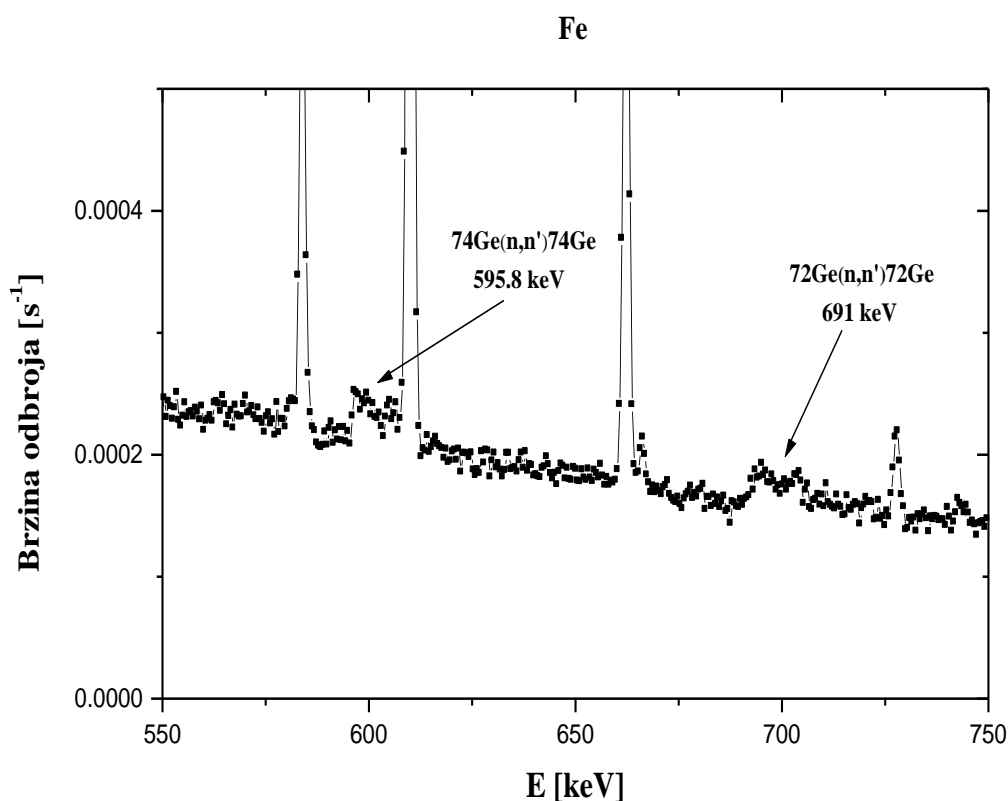
Резултати приказани на слици 4.37 упућују на то да допринос детектованом одброју гама линије од 139.9 keV могу дати и брзи и термални неутрони што намеће потребу да се провери начин настанка гама линије од 139.9 keV, а то би довело до прецизнијег и тачнијег одређивања флукса термалних неутрона коришћењем интензитета гама линије од 139.9 keV (одељак 4.2.3.1.). Да би се то учинило неопходно је одредити тачан допринос захвата посебно брзих и посебно термалних неутрона детектованом одброју гама линије од 139.9 keV. То би се могло учинити на тај начин што би детектор био са свих страна окружен материјалом који

добро апсорбује термалне неутроне (нпр. кадмијум). На тај начин би били апсорбовани термални неутрони и до детектора би стизали само брзи неутрони. Детекција гама линије од 139.9 keV у том случају би била мера утицаја брзих неутрона на генерисање ове гама линије.

#### 4.2.5. Детектовани интензитети (n,n') гама линија изотопа германијума

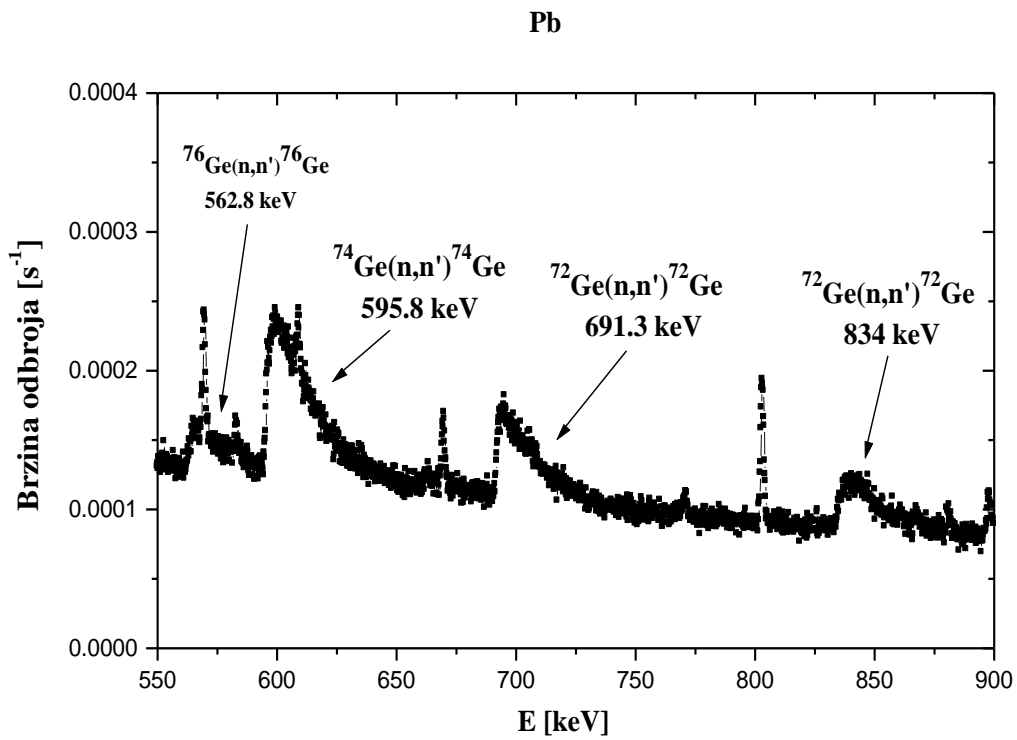
Нееластичним расејањем брзих неутрона на језгрима германијума у кристалу детектора настају карактеристичне енергетски асиметричне гама линије, како је то описано у глави III. Ове карактеристичне гама линије настају услед сумирања, у активној запремини детектора, депоноване енергије гама фотона након деексцитације језгара германијума и узмака језгра после нееластичног расејање неутрона. Анализом детектованих енергетски асиметричних гама линија изотопа германијума у овом раду су добијене информације о интеракцијама брзих неутрона са детекторским системом.

На сликама 4.38, 4.39, 4.40 и 4.41 приказани су делови снимљених спектра са уочљивим Ge(n,n') гама линијама. Анализом енергетских нивоа изотопа германијума (135) утврђено је да су детектоване гама линије које настају деексцитацијом побуђених језгара изотопа германијума  $^{70}\text{Ge}$ ,  $^{72}\text{Ge}$ ,  $^{74}\text{Ge}$  и  $^{76}\text{Ge}$  након расејања неутрона са детектором у оловној заштити, и деексцитацијом језгара изотопа  $^{72}\text{Ge}$  и  $^{74}\text{Ge}$  са детектором у гвозденој заштити.

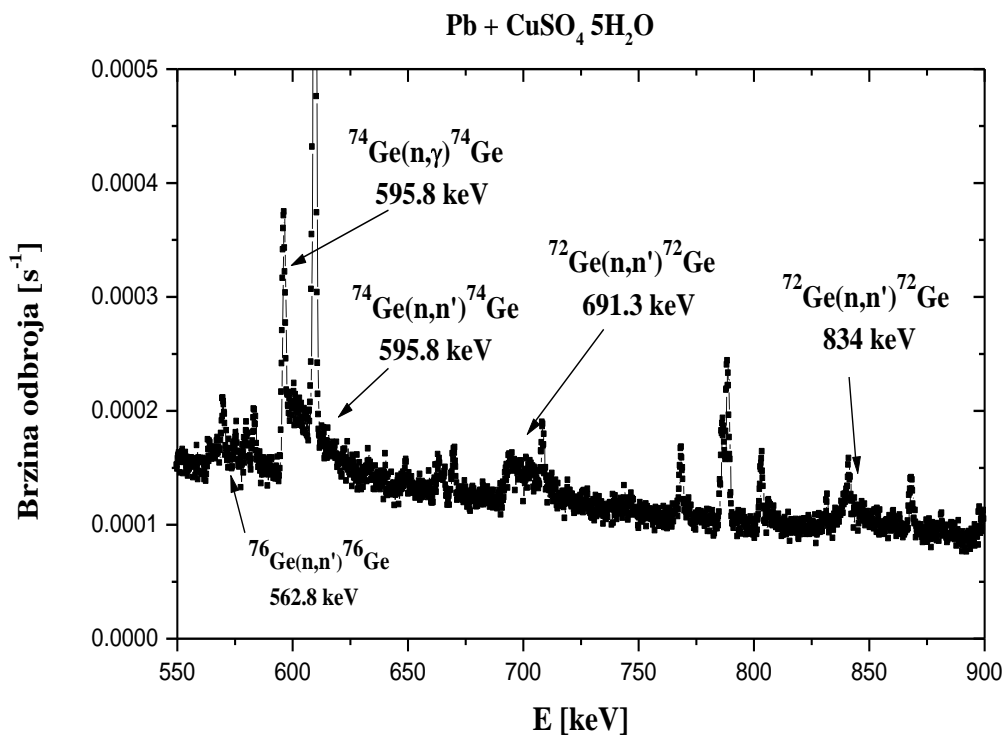


Слика 4.38.

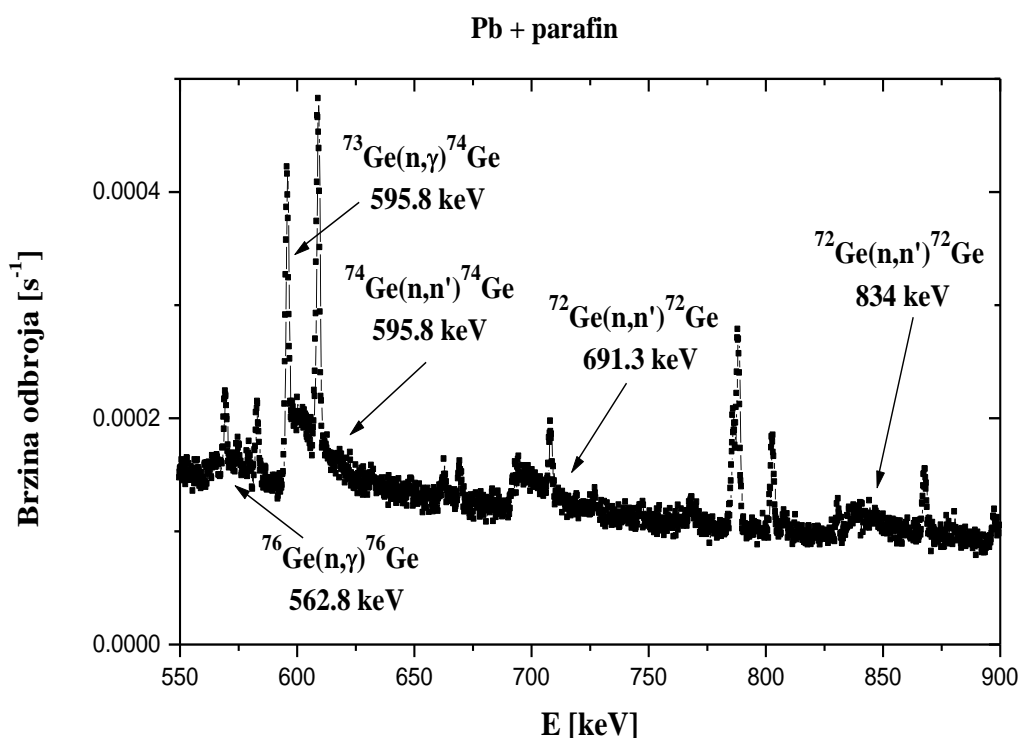
Карактеристичне Ge(n,n') гама линије (HPGe детектор у гвозденој заштити).



Слика 4.39. Карактеристичне Ge(n,n') гама линије (HPGe детектор у оловној заштити).



Слика 4.40. Карактеристичне Ge(n,n') гама линије (HPGe детектор у оловној заштити окружен са CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O).



Слика 4.41.

Карактеристичне Ge(n,n') гама линије (HPGe детектор у оловној заштити окружен са парафином).

Интензитети детектованих Ge(n,n') гама линија у снимљеним спектрима са HPGe детектором у оловној и гвозденој заштити и када су око детектора били присутни различити материјали паковани у Маринели геометрију представљени су у табели 4.20 (24). У табели 4.20. су дате и реакције које генеришу одређене енергетски асиметричне гама линије.

Табела 4.20.

Интензитети детектованих Ge(n,n') гама линија.

E[keV]	Реакција	I [10 <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> ]						
		Гвоздена заштита	Гвоздена заштита + NaI	Оловна заштита	Оловна заштита + PVC	Оловна заштита + NaCl	Оловна заштита + CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	Оловна заштита + Парафин
68.7	$^{72}\text{Ge}(n,n')^{73}\text{Ge}$	--	--	4.40(24)	2.7(4)	6.3(4)	2.6(4)	2.8(4)
562.8	$^{76}\text{Ge}(n,n')^{76}\text{Ge}$	--	--	2.51(22)	2.1(3)	2.1(3)	1.6(3)	1.3(3)
595.8	$^{74}\text{Ge}(n,n')^{74}\text{Ge}$	0.4(2)	<0.4	13.4(4)	13.0(4)	10.6(4)	7.6(4)	9.2(4)
691.3	$^{72}\text{Ge}(n,n')^{72}\text{Ge}$	0.8(1)	0.6(2)	6.67(21)	5.56(29)	5.53(24)	3.4(4)	3.3(3)
834.0	$^{72}\text{Ge}(n,n')^{72}\text{Ge}$	--	--	4.56(22)	2.7(3)	2.69(24)	1.5(3)	1.3(2)
1039.6	$^{70}\text{Ge}(n,n')^{70}\text{Ge}$	--	--	1.63(16)	0.72(16)	0.69(13)	0.58(15)	0.57(14)

Најинтензивнија детектована Ge(n,n') гама линија у свим снимљеним спектрима је гама линија енергије од 595.8 keV (табела 4.20). Са детектором у гвозденој заштити регистроване су само две гама линије које се јављају услед нееластичног расејања неутрона на језгрима германијума, енергија од 595.8 keV и

691.3 keV (слика 4.38). Присуство различитих материјала око германијумског детектора утиче на детектовани интензитет  $Ge(n,n')$  гама линија.

На основу података представљених у табели 4.20. може се анализирати утицај одређених материјала на интензитет  $Ge(n,n')$  гама линија. Запажа се да је интензитет  $Ge(n,n')$  гама линија у гвозденој заштити за ред величине мањи од интензитета истих гама линија регистрованих са детектором у оловној заштити. То се може објаснити као последица мање продукције неутрона у гвожђу него у олову интеракцијама космичких миона.

Када је детектор у гвозденој заштити био окружен са NaI детектором за редукују комптонски расејаног зрачења детектован интензитет  $Ge(n,n')$  линија је низак и одређен је са великом статистичком грешком тако да се не може доћи до јасних закључака о утицају овог материјала на присуство брзих неутрона у детекторском систему.

Са детектором у оловној заштити највеће вредности интензитета  $Ge(n,n')$  гама линија су детектоване када је око детектора била присутна само оловна заштита без иједног другог материјала (празан Маринели суд, NaCl,  $CuSO_4 \cdot 5H_2O$  или парафин). Занимљиво је запазити да се интензитет  $Ge(n,n')$  гама линија смањи највише када се око детектора поставе парафин или  $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ . То се може објаснити тиме да ови материјали добро редукују број брзих неутрона путем њиховог успоравања.

Резултати у табели 4.20. показују да NaCl нема велики утицај на интензитет  $Ge(n,n')$  гама линија. Присуство NaCl узрокује релативно мало повећање интензитета гама линије од 68.7 keV и незнатно смањење интензитета гама линија  $(n,n')$  виших енергија што може бити мера успоравања неутрона у овом материјалу. Парафин и  $CuSO_4 \cdot 5H_2O$  доводе до смањења интензитета  $Ge(n,n')$  линија што се може објаснити чињеницом да су ова два материјала добри модератори неутрона услед чега до детектора стиже мањи број брзих неутрона.

На основу резултата приказаних у табели 4.20 закључује се да највећи утицај на смањење интензитета  $Ge(n,n')$  имају материјали који садрже веће количине водоника (парафин и  $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ ) док остали материјали не мењају интензитете ових гама линија драстично. Празан Маринели суд дебљине 4 mm не утиче значајније на интензитете енергетски асиметричних гама линија изотопа германијума, иако овај материјал садржи водоник. То је последица мале количине PVC материјала у конструкцији Маринели суда. Парафин изврши смањење детектованих интензитета гама линија за око 30 % приближно исто као и  $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ . Занимљиво би било извршити серију мерења са слојевима ових материјала различитих дебљина постављених око детектора са циљем да се утврди како се са променом њихове дебљине мења интензитет  $Ge(n,n')$  гама линија. Оваквим експериментом би се могло утврдити да ли постоји одређена дебљина слоја модераторског материјала при којој долази до сатурације термализације неутрона.

#### 4.2.6. Детектовани интензитети $(n,n')$ гама линија изотопа олова

Олово је материјал који се најчешће користи за израду главног штита нискофонских гама спектроскопских система, јер има велике вредности ефикасног пресека за апсорпцију гама зрачења. Међутим, проблем који се јавља приликом употребе олова као материјала заштите јесте продукција неутрона интеракцијама космичких миона са оловом. Мионима индуковани неутрони настали у олову

продукују мерљиву гама активност интеракцијама са оловом и осталим материјалима од којих су изграђени нискофонски гама детекторски системи, па је због тога анализа интеракција неутрона са оловом изузетно битна у нискофонској гама спектроскопији.

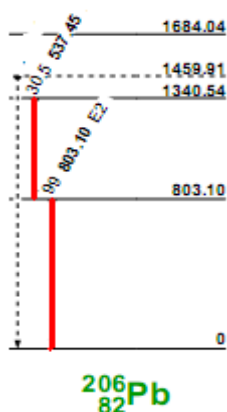
Олово има четири стабилна изотопа:  $^{204}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . У табели 4.21. дат је процентуални изотопски састав олова и варијације присуства стабилних изотопа у природном олову (135).

Табела 4.21.

Изотопски састав олова.

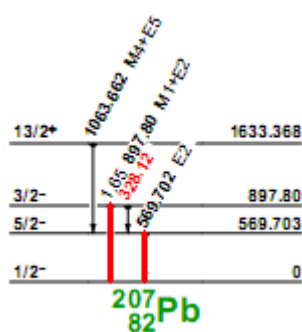
Изотоп	Изотопски састав олова	Природне варијације изотопског састава олова
$^{204}\text{Pb}$	0.014(1)	0.014-0.0165
$^{206}\text{Pb}$	0.241(1)	0.2084-0.2748
$^{207}\text{Pb}$	0.221(1)	0.1762-0.2365
$^{208}\text{Pb}$	0.524(1)	0.5128-0.5621

Анализом енергетских нивоа изотопа олова (слике 4.42, 4.43 и 4.44) утврђено је да у снимљеним спектрима са германијумским детектором у оловној заштити одређене детектоване гама линије могу потицати од интеракција неутрона са оловом.



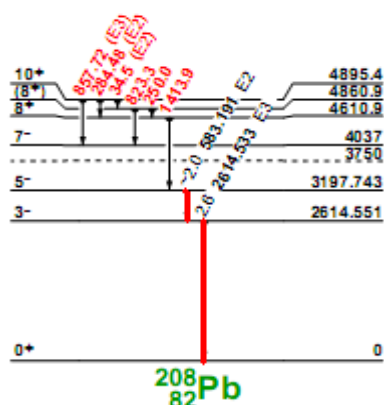
Слика 4.42.

Део енергетске шеме изотопа олова  $^{207}\text{Pb}$ .



Слика 4.43.

Део енергетске шеме изотопа олова  $^{206}\text{Pb}$ .



Слика 4.44. Део енергетске шеме изотопа олова  $^{208}\text{Pb}$ .

Неутрони гама линије олова могу продукovati захватом и нееластичним расејањем на језгрима изотопа олова. Ефикасни пресеци за захват неутрона на олову имају мале вредности. У табели 4.22 дате су вредности ефикасних пресека за захвта термалних неутрона и вредности резонатног интеграла за стабилне изотпе олова. Укупни ефикасни пресек за захват термалних неутрона на олову је  $0.170(2)$  barn док укупни резонатни интеграл за захват епитермалних неутрона на олову износи  $0.16(5)$  barn. Мале вредности ефикасног пресека за захват неутрона на олову су последица тога што су ова језгра парно-парана изузев  $^{207}\text{Pb}$  који има непаран број неутрона па због тога и нешто већи ефикасни пресек за апсорпцију термалних неутрона. Језгро изотопа  $^{208}\text{Pb}$  је чак и двостуко магично језгро. Ефикасни пресеци за расејање неутрона на језгрима олова имају веће вредности од вредности ефикасних пресека за захват неутрона. Тако на пример, ефикасни пресек за емисију гама линије од  $569.7$  keV након захвта неутрона на изотопу  $^{206}\text{Pb}$  има вредност  $1.06(6) \cdot 10^{-4}$  barn, док ефикасни пресек за емисију гама линије од  $803.3$  након нееластичног расејања неутрона енергије од  $3$  MeV на језгрима изотопа  $^{206}\text{Pb}$  износи  $1.4$  barn (144). Због тога се може сматрати да све детектоване гама линије изотопа олова настају деексцитацијом језгара олова побуђених нееластичним расејањем неутрона.

У табели 4.23. дати су детектовани интензитети гама линија које настају деексцитацијом побуђених језгара олова. Приказани су интензитети гама линија из свих снимљених спектара са германијумским детектором у оловној заштити (сам детектор у оловној запремини, детектор окружен PVC Маринели судом, парафином, NaCl и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ).

На слици 4.45. приказан је део снимљеног спектара са регистрованим гама линијама које потичу од реакције  $\text{Pb}(n,n')$ .

Табела 4.22.

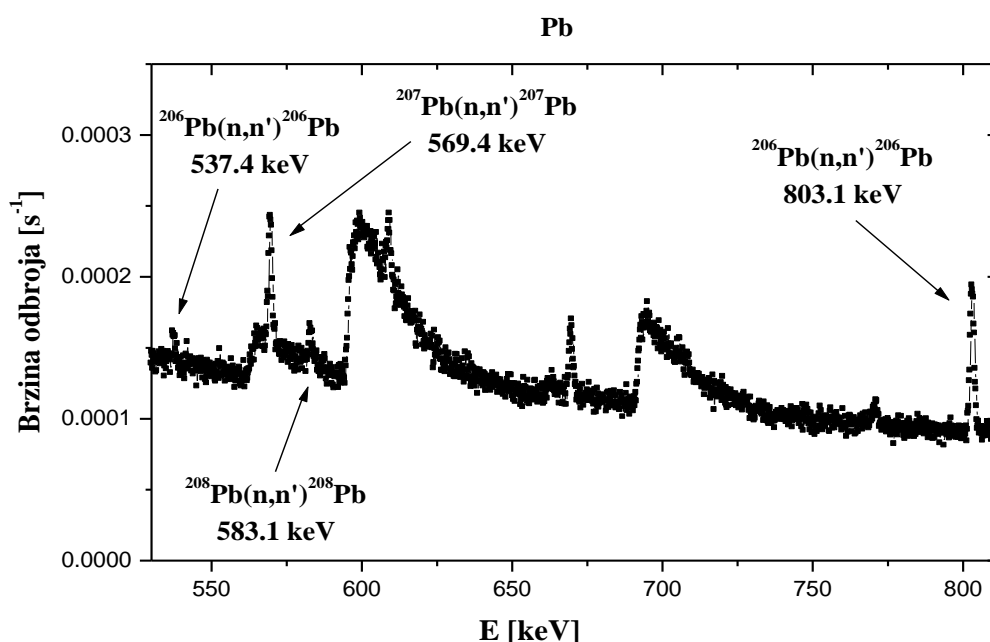
Вредности ефикасних пресека за захват термалних неутрона и резонатног интеграла за стабилне изотопе олова.

Изотоп	Тремални ефикасни пресек (barn)	Резонатни интеграл (barn)
$^{204}\text{Pb}$	0.661 (70)	1.7 (5)
$^{206}\text{Pb}$	0.030 (8)	0.2 (1)
$^{207}\text{Pb}$	0.709 (10)	0.4 (2)
$^{208}\text{Pb}$	0.487 (30)	--

Табела 4.23.

Детектовани интензитети гама линија након реакције  $Pb(n,n')$  у снимљеним спектрима са HPGe детектором у оловној заштити.

Реакција	Енергија [keV]	I [ $10^{-3} s^{-1}$ ]				
		Оловна заштита	Оловна заштита + PVC	Оловна заштита + NaCl	Оловна заштита + $CuSO_4 \cdot 5H_2O$	Оловна заштита + Парафин
$^{206}Pb(n,n')^{206}Pb$	537.4	0.14(6)	<0.06	<0.03	<0.03	<0.09
	803.3	1.12(7)	0.81(8)	0.65(7)	0.56(9)	0.80(8)
$^{207}Pb(n,n')^{207}Pb$	569.6	0.81(8)	0.72(12)	0.45(9)	0.34(9)	0.59(9)
	897.7	0.48(7)	0.34(10)	0.27(7)	0.46(8)	0.36(8)
$^{208}Pb(n,n')^{208}Pb$	583.1	0.18(7)	0.33(10)	0.53(9)	0.38(9)	0.62(9)
	2614.5	0.89(4)	0.93(6)	0.86(5)	0.77(6)	0.99(5)

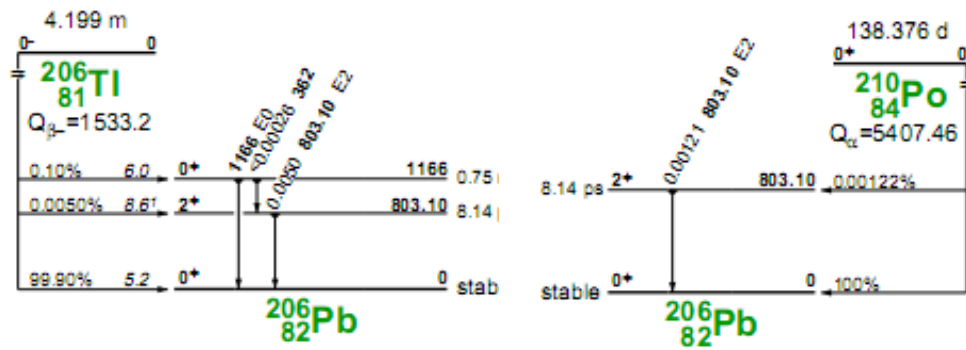


Слика 4.45.

Део снимљеног спектра са уочљивим гама линијама које потичу од реакција  $Pb(n,n')$  (HPGe детектор у оловној заштити).

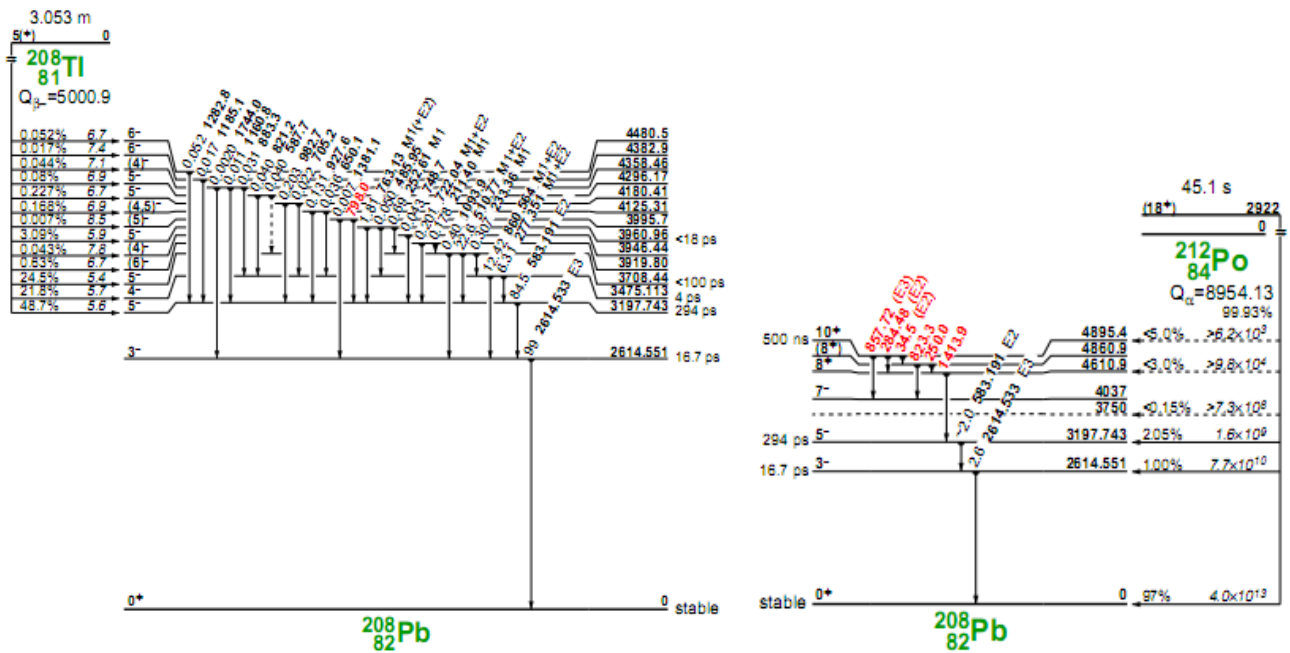
Детектоване гама линије олова могу потицати и од природне радиоактивности из окружења детекторског система, тј. распада радионуклида из низова урана и торијума, због чега је битна анализа која би потврдила да детектоване линије олова потичу искључиво од неутронских реакција. Изотоп  $^{206}Pb$  је потомак  $^{210}Po$  и  $^{206}Pb$  који су чланови низа  $^{238}U$ . Оба ова радионуклида,  $^{210}Po$  и  $^{206}Pb$ , попуњавају основно стање  $^{206}Pb$  са вероватноћом од 99.9% (135), слика 4.46. Услед радиоактивне равнотеже у члановима низа  $^{238}U$  после  $^{222}Rn$  интензитет линије од 803.3 keV би требао да је за четири реда величине мањи од стандарне фонске гама линије од 609.3 keV која потиче од  $^{214}Bi$ . У снимљеним спектрима између гама линије од 803.3 keV и 609.3 keV нема ове зависности. Детектовани интензитет гама линије од 803.3 keV је  $0.00112(7) s^{-1}$  а гама линије од 609.3 keV износи  $0.00037(8) s^{-1}$  у спектру снимљеним са самим детектором у оловној заштити. То значи да је допринос природне радиоактивности одброју испод пика линије од 803.3 keV занемарљив у односу на допринос неутронских реакција.





Слика 4.46. Шема распада  $^{210}\text{Po}$  и  $^{206}\text{Tl}$ .

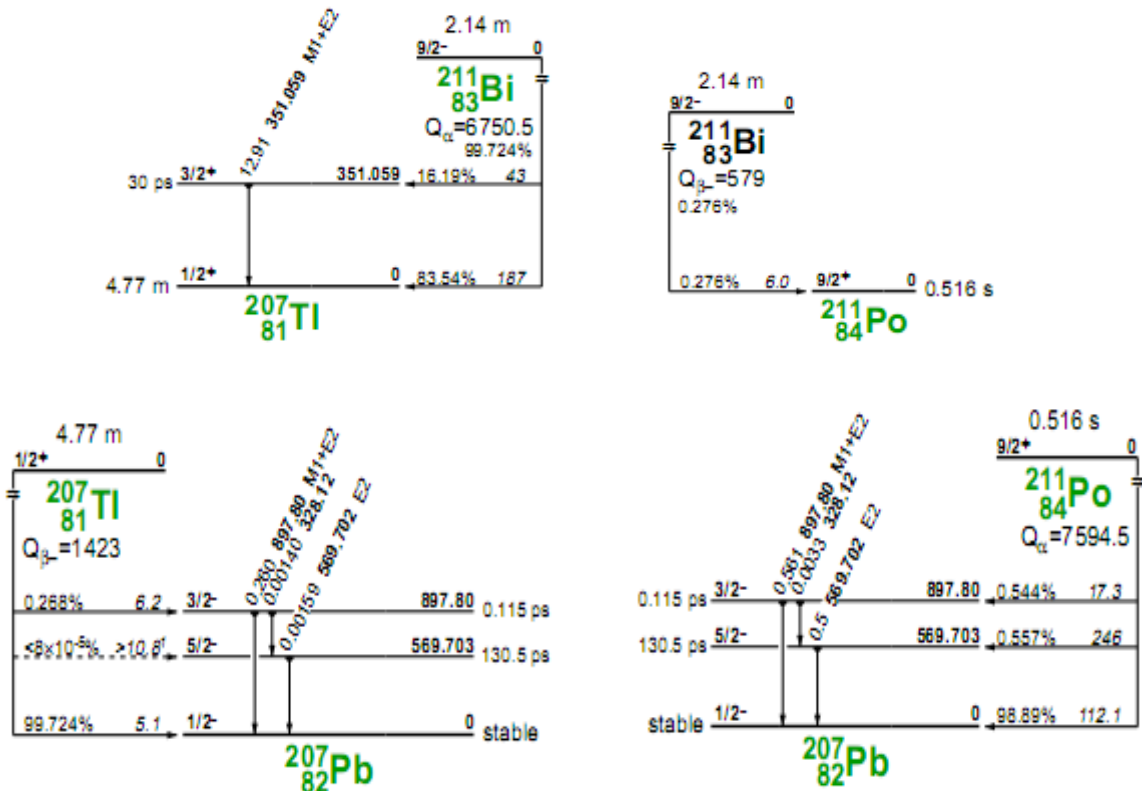
Гама линије енергије од 583.1 keV и 2614.5 keV изотопа  $^{208}\text{Pb}$  могу потицати и од распада  $^{212}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Tl}$  из низа  $^{232}\text{Th}$ . Квантни принос гама линија из распада ових изотопа је 86% и 99.8%, респективно (слика 4.47). Ефикасност детекције коришћеног детекторског система у овом раду је три пута мања за гама фотоне енергије 2614.5 keV него за 583.1 keV. У снимљеном фонском спектру (сам германијумски детектор у оловној заштити) интензитет гама линије од 2614.5 keV је  $0.00089(4) \text{ s}^{-1}$  а гама линије од 583.1 keV је  $0.00018(7) \text{ s}^{-1}$ , тј. детектовани интензитет гама линије 2614.5 keV је око четири пута већи од регистрованог интензитета линије од 583.1 keV. То значи да је емитовани интензитет гама линије од 2614.5 keV скоро 12 пута већи него што би био да је извор гама линија од 2614.5 keV и 583.1 keV природна радиоактивност из окружења детекторског система. На основу ових резултата може се закључити да доминантан допринос гама линијама емитованих од стране изотопа  $^{208}\text{Pb}$  дају неутронске реакције.



Слика 4.47. Шема распада  $^{212}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Tl}$ .

Гама линије од 569.6 keV и 897.8 keV од изотопа олова  $^{207}\text{Pb}$  могу потицати и од распада  $^{211}\text{Po}$  и  $^{207}\text{Tl}$  из низа  $^{235}\text{U}$  (слика 4.48).  $^{211}\text{Po}$  и  $^{207}\text{Tl}$  настају

радиоактивним распадом  $^{211}\text{Bi}$ , при чему се емитује гама линија од 351 keV (слика 4.48). Квантни приноси гама линија од 351 keV, 569.6 keV и 897.8 keV су 12.76%, 0.53% и 0.24% респективно. То значи да би због радиоактивне равнотеже чланова низа  $^{235}\text{U}$  интензитет гама линија од 569.6 keV и 897.8 keV требао да буде око 50 пута мањи од интензитета линије од 351 keV. Међутим, у снимљеном фонском спектру интензитет линија од 569.6 keV и 897.8 keV је већи од интензитета гама линије од 351 keV ( $I_{569.7} = 0.00081(8)s^{-1}$ ,  $I_{897.8} = 0.00048(7)$  и  $I_{351} = 0.00030(8)s^{-1}$ ) на основу чега се може закључити да природна радиоактивност даје занемарљив допринос одброју испод пикова гама линија од 569.6 keV и 897.8 keV.



Слика 4.48. Шема распада  $^{211}\text{Po}$ ,  $^{207}\text{Tl}$  и  $^{211}\text{Bi}$ .

У објављеној студији (176) анализиран је утицај неутронских реакција на фон приликом истраживања двоструког бета распада. Аутори овог рада такође су дискутовали и порекло гама линије енергије од 2614.5 keV и утврдили су да је доминантан механизам продукције ове гама линије нееластично расејање неутрона на језгрима изотопа олова  $^{208}\text{Pb}$  а не распад радионуклида из окружења.

Гама линије емитоване деексцитацијом побуђених стања олова често се убрајају у фонске линије које потичу од природне радиоактивности из низова  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  (174). Претходно приказана анализа и експериментални резултати из овог рада показују да гама линије изотопа олова доминантно потичу од нееластичног расејања неутрона, генерисаних космичким зрачењем, на језгрима олова. Зато се приликом процене присуства радионуклида из окружења у различитим мерењима на основу детектованих гама линија олова мора узети у обзир допринос расејања присутних неутрона одброју регистрованих гама линија.

Најинтензивније гама линије олова детектоване у снимљеним спектрима одговарају енергијама од 803.3 keV и 2614.5 keV (табела 4.22). Брзина одброја детекција гама линија олова зависи од тога који је материјал присутан око детектора. Промена интензитета гама линија олова услед присуства неког материјала унутар оловне заштите може бити последица утицаја ових материјала на број присутних неутрона у детекторском систему или може настати због контаминације ових материјала са ураном и торијумом па би се услед радиоактивности њихових потомака могао повећати интензитет гама линија олова.

#### 4.2.7. Утицај различитих материјала пакованих у Маринели геометрију на интензитете гама линија насталих реакцијом $Pb(n,n')$

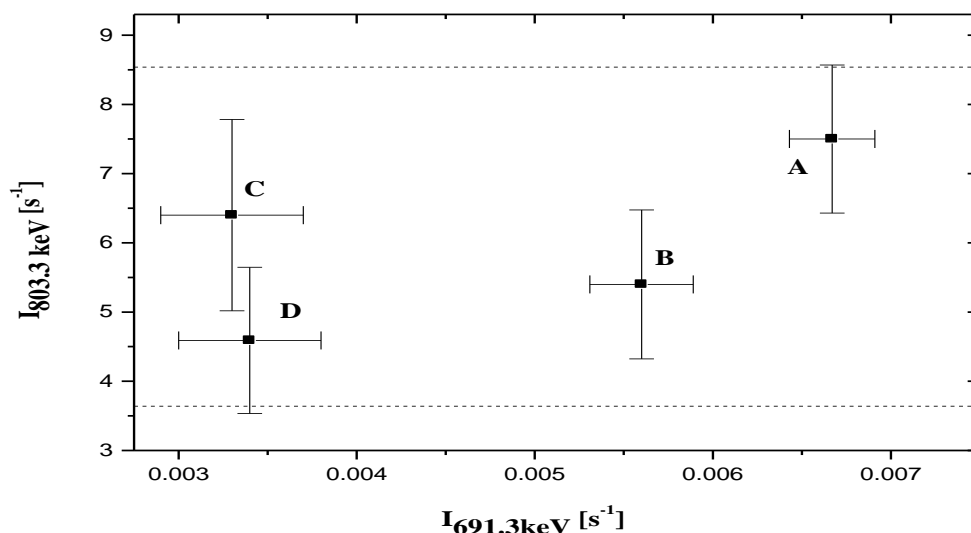
Интересантно је анализирати како присуство различитих материјала пакованих у Маринели геометрију и постављених око детектора унутар оловне заштите утиче на интензитет гама линија насталих нееластичним расејањем неутрона на језгрима олова. Могу се поредити интензитети гама линија насталих нееластичним расејањем неутрона на олову и германијуму.

Гама линије генерисане нееластичним расејањем неутрона на Ge могу послужити као мера присуства брзих неутрона на месту детектора. Промена интензитета ових линија након постављања различитих материјала око детектора даје меру утицаја тих материјала на успоравање неутрона.

Поређењем интензита гама линија насталих након реакције  $Ge(n,n')$  са гама линијама насталим након реакције  $Pb(n,n')$  може послужити за утврђивање да ли различити материјали присутни око детектора имају исти утицај на интензитет германијумских као и оловних  $(n,n')$  линија тј. ако су ове линије мера присуства неутрона у оловној заштити и германијумском детектору да ли су промене неутронског флукса исте на месту германијума и у оловној заштити.

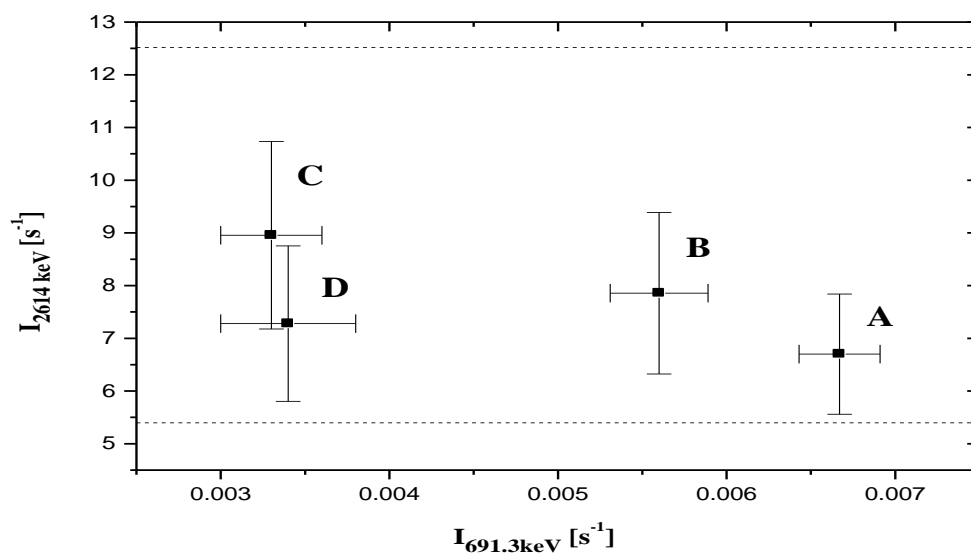
На сликама 4.49 и 4.50 (174) је представљен интензитет  $(n,n')$  гама линија олова од 803.3 keV,  $^{206}Pb(n,n')^{206}Pb$ , и 2614.5 keV,  $^{208}Pb(n,n')^{208}Pb$ , у зависности од интензитета гама  $(n,n')$  линије германијума 691.3 keV,  $^{72}Ge(n,n')^{72}Ge$ . Тачкама на графику су представљени детектовани интензитет ових гама линија у свим снимљеним спектрима када су различити материјали били присутни око германијумског детектора у оловној заштити. Интензитети гама линија олова су кориговани на ефикасност детекције која у себе укључује и атенуацију фотона у материјалима који су се налазили између оловне заштите и германијумског детектора, што је извршено помоћу програмског пактета GEANT4 (поглавље 4.1.3.). Изабрано је да се пореде интензитети две најинтензивније детектоване гама линије олова и гама линија германијума која се стандардно користи као мера присуства брзих неутрона на месту германијума.

Резултати на сликама 4.49 и 4.50 показују да присуство празног Маринели суда смањује интензитет гама линије германијума од 691.3 keV. Присусто парафина и  $CuSO_4 \cdot 5H_2O$  значајно редукује интензитет гама линије 691.3 keV и то много више него празан Маринели суд. На сликама 4.49 и 4.50 запажа се да се интензитети гама линија емитованих из олова, енергија од 803.3 keV и 2614.5 keV, за разлику од гама линија германијума, не мењају значајно са уношењем материјала унутар оловне заштите. Сви измерени интензитети ове две гама линије олова су унутар коридора грешке од  $2\sigma$  који је на сликама 4.49 и 4.50 приказан испрекиданим линијама.



Слика 4.49.

Поређење интензитета гама линија  $^{206}\text{Pb}$  803.3 keV са интензитетом гама линије  $^{72}\text{Ge}$  691.3 keV : A - оловна заштита, B - оловна заштита и PVC, C - оловна заштита и парафин и D - оловна заштита и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ .



Слика 4.50.

Поређење интензитета гама линија  $^{208}\text{Pb}$  2614.5 keV са интензитетом гама линије  $^{72}\text{Ge}$  691.3 keV : A - оловна заштита, B - оловна заштита и PVC, C - оловна заштита и парафин и D - оловна заштита и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ .

Резултати добијени поређењем интензитета гама линија олова и германијума упућују на главну разлику која потиче од утицаја присуства неког материјала унутар оловне заштите на интензитете (n,n') гама линија германијума и олова. Интензитети гама линија германијума су изразито зависни од могућности материјала присутног унутар детекторског система да термализује неутроне. Са друге стране интензитети гама линија олова незнатно се мењају са променом материјала присутног унутар детекторског система и њихов интензитет је

релативно стабилан. Ова чињеница може бити искоришћења приликом одређивања флуksа брзих неутрона присутног у детекторском систему. За одређивање флуksа неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима користе се детектовани интензитети гама линија које се појављују у снимљеним спектрима као последица нуклеарних реакција неутрона са материјалима детекторског система. Стандардно се за ову сврху употребљавају детектовани интензитети гама линија германијума. Међутим, интензитети ових гама линија се мењају са уношењем неког узорка у окружење детектора што омогућава да се коришћењем детектованог интензитета гама линија германијума одреди флуks неутрона у конкретном мерењу. Са друге стране за одређивање вредности флуksа брзих неутрона могу се употребити и гама линије олова генерисане нееластичним расејањем неутрона, чији интензитети, како показују резултати са слика 4.49 и 4.50, се не мењају значајно са уношењем неког материјала унутар детекторског система. Истовремена употреба, у конкретном мерењу, и германијумских и оловних гама линија за одређивање флуksа брзих неутрона дала би могућност за процену флуksа неутрона у целом детекторском систему, а не само на месту детектора и помогла би у разумевању утицаја узорака на расподелу неутронског флуksа у окружењу детектора. У следећем поглављу представљене су методе одређивања флуksа брзих неутрона коришћењем детектованих интензитета ( $n, n'$ ) гама линија олова и германијума.

#### 4.2.8. Одређивање флуksа брзих неутрона

Брзи неутрони интерагују путем процеса нееластичног расејања са језгрима након чега језгро остаје у побуђеном стању. Деекситацијом језгра емитују се гама фотони. На основу детекције на овакав начин генерисане гама активности може се одредити флуks брзих неутрона који је изазвао процес нееластичног расејања јер је интензитет детектованих гама линија пропорционалан вредности флуksа брзих неутрона. У овом раду флуks брзих неутрона је одређен праћењем нееластичног расејања неутрона на језгрима германијума и олова, те је одређен флуks брзих неутрона у самом детектору и у оловној заштити. Анализиране су и промене флуksа брзих неутрона ако су око детектора били присутни различити материјали паковани у Маринели геометрију.

Прво је потребно анализирати простирање неутрона унутар детекторског система да би се утврдило да ли је адекватно поредити вредности флуksева брзих неутрона добијене коришћењем неутронских реакција са оловом и германијумом. Средњи слободан пређени пут неутрона који имају енергије у MeV- ском региону може износити око 6 cm (37) и приликом интеракција расејања на олову средњи губитак кинетичке енергије неутрона је свега око 1%. Ове процене упућују на то да је германијумски кристал у оловној заштити изложен приближно истим вредностима флуksа брзих неутрона као и олово. Због тога је могуће поредити интензитете флуksева брзих неутрона који су добијени израчунавањима коришћењем детектованих интензитета гама линија олова и германијума.

##### 4.2.8.1. Одређивање флуksа брзих неутрона коришћењем реакције $Ge(n, n'\gamma)$

Након расејања неутрона на језгрима германијума детектују се карактеристичне енергетски асиметричне линије (глава III). За процену вредности флуksа брзих неутрона на месту кристала германијума се стандардно користи

интензитет гама линије од 691.3 keV која настаје реакцијом  $^{72}\text{Ge}(n,n'\gamma)^{72}\text{Ge}$ . Интегрални флуks неутрона који имају енергије веће од 691.3 keV може се одредити коришћењем следеће семиемпиријске релације (140):

$$\Phi_F = k \cdot \frac{I_{691.3}}{V} \quad (4.7)$$

где је  $V$  запремина детектора изражена у  $\text{cm}^3$  а  $k$  је параметар који је одређен у раду (140) и износи  $900 \pm 150 \text{cm}$ . Вредности флуksева брзих неутрона одређене на основу горње релације за различите услове мерења са детекторима у оловној и гвозденој заштити дате су у табели 4.27.

Флуks брзих неутрона на основу детектованог интензитета гама линије германијума од 691.3 keV може бити одређен и на други начин коришћењем вредности за ефикасни пресек за емисију гама фотона процесом расејања неутрона. Прелаз са енергијом од 691.3 keV  $^{72}\text{Ge}$  је  $0^+ \rightarrow 0^+$  прелаз и остварује се путем конверзије електрона. Како је интензитет детектоване гама линије  $I_{691.3}$  пропорционалан флуксу брзих неутрона  $\Phi_F$ , броју језгра германијума  $N_{Ge}$ , обилности посматраног изотопа  $\eta_A$  (37), ефикасном пресеку за продукцију дате гама линије при расејању неутрона  $\sigma_A(n,n'\gamma)$  (37) и ефикасности за детекцију конверзионих електрона  $\varepsilon_E$ , флуks брзих неутрона може бити одређен на основу следеће релације:

$$\Phi_F = \frac{I_{691.3}}{\varepsilon_A \cdot N_{Ge} \cdot \eta_A \cdot \sigma_A(n,n')} \quad (4.8)$$

Добијени резултати за вредности флуksева неутрона при различитим условима мерења израчунати коришћењем горње релације приказани су у табели 4.24 (24). Приликом израчунавања узето је у обзир да је ефикасност детекције конверзионих електрона практично 100%.

**Табела 4.24.**

Вредности флуksева брзих неутрона одређене на основу реакције  $\text{Ge}(n,n'\gamma)$ .

Материјал присутан око детектора	$\Phi_F[\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}]$ релација 4.7	$\Phi_F[\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}]$ релација 4.8
Fe заштита	57(14)	69.6(9)
Fe заштита + NaI	44(15)	52(17)
Pb заштита	157(24)	181(23)
Pb заштита + PVC	131(23)	152(10)
Pb заштита + NaCl	130(23)	151(8)
Pb заштита + CuSO4·5H2O	80(16)	92(11)
Pb заштита + парафин	79(15)	89(8)

Резултати приказани у табели 4.24. показују да се одређене вредности флуksева неутрона помоћу израза 4.7 и 4.8 слажу у оквиру грешке. Добијене вредности флуksева неутрона су нешто веће коришћењем израза 4.8. Види се да је флуks брзих неутрона највећи када је присутан сам детектор у оловној заштити и износи око стотину неутрона по метру квадратном у секунди. Флуks неутрона у гвозденој заштити је много мањи, око 3 пута. То је директна последица потврђене

чињенице о мањој продукцији неутрона у гвожђу него у олову интеракцијама космичког зрачења (111).

У детекторским системима коришћеним овом приликом одређен је много већи број брзих него термалних неутрона (табеле 4.24. и 4.17). Једино у случају када су око детектора били присутни парафин или  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  флуks термалних и брзих неутрона је приближно исте вредности, услед успоравања и термализације неутрона у овим материјалима. Овај резултат може се објаснити тиме да се интеракцијама космичких миона генеришу брзи неутрони, тако да је за већи број термалних неутрона у детекторском систему неопходно присуство материјала који добро термализује неутроне.

Резултати у табели 4.24 показују да су највећи утицај на присуство брзих неутрона у детекторском систему извршили парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ , који су редуковали флуks брзих неутрона за скоро 2 пута. Празан Маринели суд и  $\text{NaCl}$  нису извршили значајнију промену флуksа брзих неутрона у односу на случај када је сам германијумски детектор био унутар оловне заштите.

Промена вредности неутронског флуksа са уношењем неког материјала у оловну заштиту објашњава одређене проблеме који се јављају приликом покушаја одређивања вредности флуksа неутрона унутар нискофонског гама детекторског система. Због утицаја материјала присутног око детектора одређивање интензитета флуksа неутрона унутар заштите нискофонских детекторских система коришћењем неутронских детектора не би дало задовољавајуће резултате. На пример, употреба неутронског детектора са модератором би унела у окружење детектора материјал који добро термализује неутроне што би изазвало промене флуksа присутних неутрона, као што је у овом експерименту парафин изазвало знатно повећање флуksа термалних неутрона. Такав је случај и са неутронским дозиметром Meridian, модел 5085, ковог поседује Лабораторија за гама спектроскопију Природно-математичког факултета у Новом Саду. Сам неутронски детектор постављен унутар заштите би променио флуks неутрона, и измерене вредности флуksа неутрона не би одговарале вредностима флуksа које су присутни у детекторском систему када у њему није постављен неутронски детектор. Посебан проблем представља величина неутронских детектора и немогућност да се они унесу унутар пасивних заштита мањих запремина.

#### 4.2.8.2. Одређивање флуksа брзих неутрона коришћењем реакције $\text{Pb}(n, n'\gamma)$

Олово као материјал са великим редним бројем има мали ефикасни пресек за захват неутрона и интеракције неутрона с оловом се одвијају путем процеса расејања. Нееластичним расејањем неутрона на олову продукује се гама активност. Интензитети детектованих гама линија које потичу од расејања неутрона на језгрима олова дати су у табели 4.23. На основу ових измерених интензитета гама линија могуће је одредити флуks брзих неутрона у оловној заштити детекторског система.

За процену вредности флуksа брзих неутрона у овом раду је употребљен интензитет детектоване гама линије од 803.3 keV која се генерише процесом  $^{206}\text{Pb}(n, n')^{206}\text{Pb}$ . Интензитет ове линије је искоришћен за одређивање флуksа брзих неутрона због тога што је она била најинтензивнија гама линија настала расејањем неутрона на олову која је регистрована у свим снимљеним спектрима. Такође, познати су (из објављених студија (143), (144)) и ефикасни пресеци за продукцију

ове гама линије путем нееластичног расејања неутрона на олову у широком опсегу вредности енергије неутрона од 0.9 MeV до 4 MeV.

Интензитет детектоване гама линије од 803.3 keV може бити изражен на следећи начин:

$$I_{803.3} = N_{Pb} \cdot \eta_{206} \cdot \varepsilon_{803.3} \cdot \int_{E_0}^{E_1} \sigma_{803.3}(E) \cdot \Phi(E) \cdot dE \quad (4.9)$$

где је  $N_{Pb} \cdot \eta_{206}$  број језгара  $^{206}\text{Pb}$  у оловној заштити,  $\varepsilon_{803.3}$  је ефикасност детекције гама линије од 803.3 keV,  $\sigma_{803.3}(E)$  је ефикасни пресек за продукцију побуђеног стања енергије 803.3 keV изотопа олова  $^{206}\text{Pb}$  (овај ефикасни пресек уједно представља и ефикасни пресек за емисију гама фотона енергије од 803.3 keV јер се деексцитациом овог нивоа гама фотони емитују са вероватноћом од 100%), а  $\Phi(E)$  означава енергетски спектар неутрона. Иако је олово уобичајен материјал од кога се израђују пасивне заштите нискофонских гама детекторских система, постоје само две објављене студије (143, 144) које наводе вредности ефикасних пресека за побуђивање нивоа од 803.3 keV интеракцијама расејања неутрона (n,n'). Измерене вредности  $\sigma_{803.3}(E)$  у обе ове публикације се могу апроксимирати линеарном функцијом енергије упадних неутрона ( $\sigma_{803.3}(E) = a + b \cdot E$ ) што је приказано на сликама 4.51 и 4.52. Енергетски спектар неутрона у оловној заштити може бити изражен коришћењем следеће једноставне пропорције која се заснива на мерењима која су објављена у студији (109):

$$\phi(E) \propto E^{5/11} \cdot e^{-E/1.22} \quad (4.10)$$

Горња релација је погодна за употребу јер она описује енергетски спектар неутрона продуктованих захватом миона на олову, а управо је захват миона доминантан процес продукције неутрона на нивоу мора и мањим дубинама. Флукс неутрона може бити израчунат интегралом енергетског спектра неутрона у одређеном опсегу енергија (од  $E_0$  до  $E_1$ ) ако се претходно изврши нормализација енергетског спектра помоћу једног параметра  $k$ :

$$\Phi = \int_{E_0}^{E_1} k \cdot E^{5/11} \cdot e^{-E/1.22} \cdot dE \quad (4.11)$$

Да би се одредио параметар  $k$  употребљен је следећи израз који се добија комбиновањем функција 4.9 и 4.10 и чињенице да се ефикасни пресек  $\sigma_{803.3}(E)$  може апроксимирати линеарном функцијом:

$$I_{803.3} = N_{Pb} \cdot \eta_{206} \cdot \varepsilon_{803.3} \cdot k \cdot \int_{E_0}^{E_1} (a + b \cdot E) \cdot E^{5/11} \cdot e^{-E/1.22} \cdot dE \quad (4.12)$$

Да би се на основу горње релације добила вредност параметара  $k$ , интензитет гама линије од 803.3 keV је одређен из снимљених фонских спектра детектора са



оловном заштитом. Ефикасност детекције гама фотона  $\varepsilon_{803.3}$  је добијена Монте Карло симулацијом помоћу програмског пакета GEANT4 (поглавље 4.1.3.).

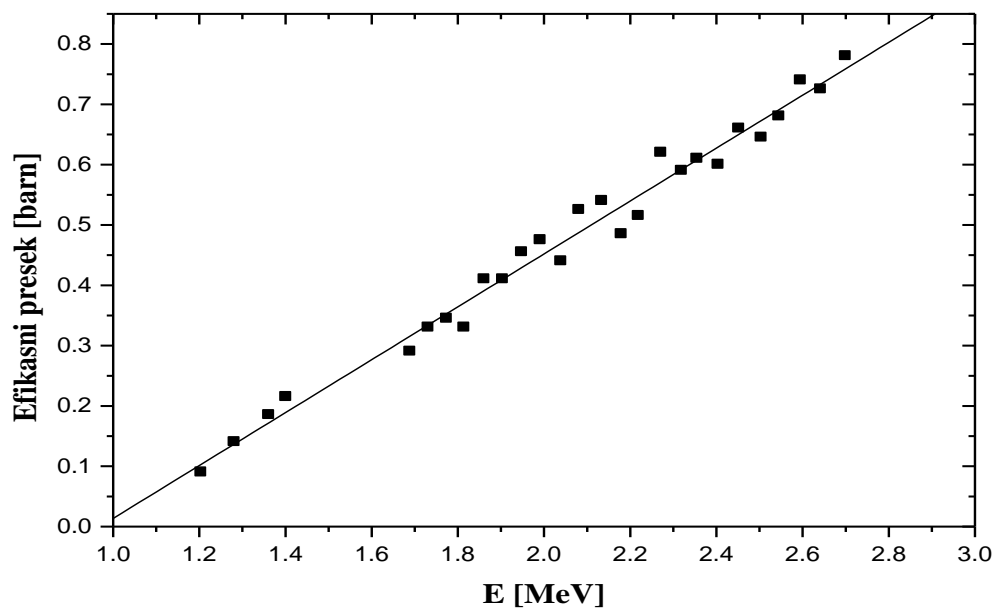
Параметри линеарног фита вредности ефикасног пресека су израчунати отежаним линеарним фитом коришћењем оба сета доступних података за измерене вредности  $\sigma_{803.3}(E)$  у енергетском опсегу од 0.9 MeV до 4 MeV. За параметре линеарног фита коришћењем вредности за  $\sigma_{803.3}(E)$  преузетих из (143) добијене су вредности  $a = -4.24(25) \cdot 10^{-29}$  и  $b = 4.38(12) \cdot 10^{-29}$ , док су приликом фитовања вредности  $\sigma_{803.3}(E)$  наведених у раду (144) одређене вредности параметра које износе  $a = -4.45(19) \cdot 10^{-29}$  и  $b = 6.19(8) \cdot 10^{-29}$  (слика 4.51 и 4.52).

Након, одређивања параметара  $a$  и  $b$  и израчунавања интеграла у изразу 4.12 одређене су вредности параметра  $k$  коришћењем израза 4.12 и потом је извршено израчунавање вредности флукса неутрона коришћењем релације 4.11. Добијене вредности за флуксеве неутрона приказане су у табели 4.25 (174).

Табела 4.25.

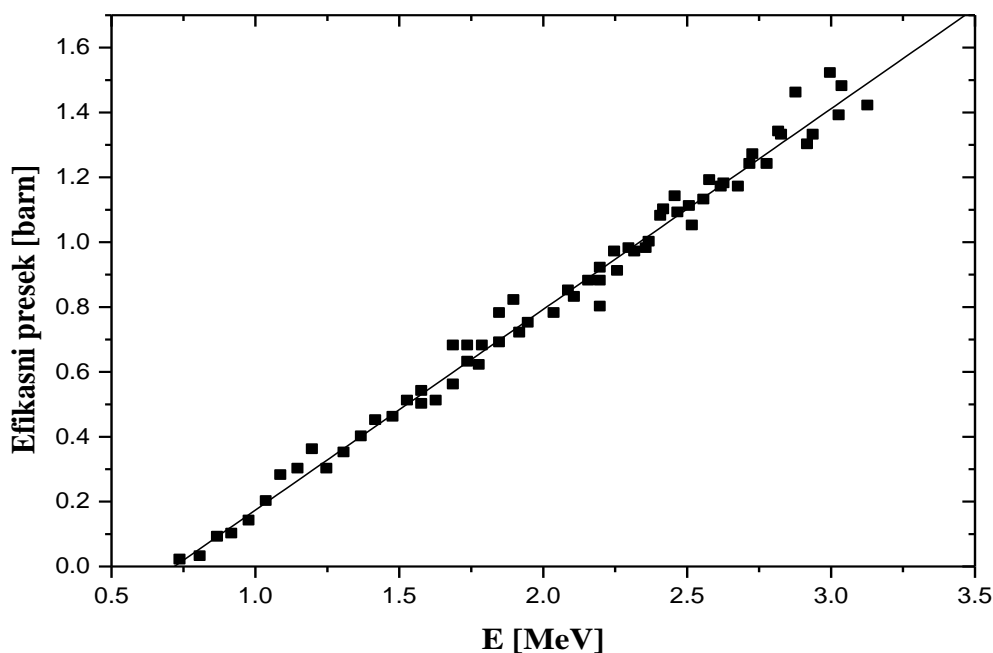
Вредности флукса неутрона одређене на основу реакције  $^{206}\text{Pb}(n,n')^{206}\text{Pb}$ .

Материјала присутан око детектора	$\Phi_F[\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}]$	
	803.3 keV $^{206}\text{Pb}$	803.3 keV $^{206}\text{Pb}$
	$\sigma_A(n, \gamma)$ из (144)	$\sigma_A(n, \gamma)$ из (143)
Pb заштита	104(8)	57(13)
Pb заштита + PVC	76(7)	41(4)
Pb заштита + $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	60(8)	33(5)
Pb заштита + парфин	85(9)	46(6)



Слика 4.51.

Измерене вредности (тачке) и фитована функција за  $\sigma_{803.3}(E)$  (измерени подаци преузети од (143)).



Слика 4.52.

Измерене вредности (тачке) и фитована функција за  $\sigma_{803.3}(E)$  (измерени подаци преузети од (144)).

Резултати одређивања флукса неутрона коришћењем детектованих интензитета гама линија олова након расејања неутрона (тебела 4.25), показују разлике у добијеним подацима у зависности од коришћеног сета експерименталних података за вредности ефикасног пресека за нееластично расејање неутрона на олову. Због тога је овакав начин одређивања флукса брзих неутрона изразито завистан од тачности са којом су одређене вредности  $\sigma_{803.3}(E)$ .

#### 4.2.8.3. Анализа одређивања флукса брзих неутрона

У претходна два одељка представљене су методе одређивања флукса брзих неутрона коришћењем детектованих интензитета гама линија које се јављају у снимљеним спектрима услед деекситације побуђених енергетских стања језгара германијума и олова након нееластичног расејања неутрона. Стандарна метода која се користи за одређивање флукса брзих неутрона у нискофонским гама спектроскопским мерењима заснива се на употреби семиемпиријске релације 4.7 и интензитета детектоване гама линије германијума од 691.3 keV. Поред ове методе у овом раду су приказана и два додатна начина одређивања флукса брзих неутрона, помоћу релације 4.8 и анализом интеракција неутрона са оловом.

Резултати процене флукса брзих неутрона коришћењем детектованих интензитета гама линија германијума дати су у табели 4.24. Помоћу релације 4.8 добијене су систематски нешто веће вредности флукса брзих неутрона него семиемпиријском релацијом 4.7. Слагања су међутим задовољавајућа у оквиру грешке мерења. Тачност резултата добијених релацијом 4.8 зависи од одређивања вредности ефикасних пресека за интеракцију брзих неутрона са језгрима

германијума. Формула 4.7 много је погоднија за брзу процену присуства неутрона на месту германијумског кристала од израза 4.8. јер је потребно знати само детектовани интензитет гама линије. Међутим, проблем који се јавља употребом израза 4.7 је тај да је вредност семиемпиријског параметра  $k$  одређена са релативном грешком од око 16% што уноси додатну непрецизност у одређивање флукса неутрона.

Флукс брзих неутрона одређен је у овом раду и помоћу детектованог интензитета гама линија олова (табела 4.25), при чему су коришћена два сета експерименталних података вредности ефикасног пресека за емисију гама фотона енергије од 803.3 keV. Са подацима за ефикасне пресеке одређене у раду (143) добијене су веће вредности флукса брзих неутрона него са вредностима ефикасних пресека преузетих од (144). За вредности флукса неутрона на месту кристала германијума добијене су веће вредности него на месту оловне заштите. Реакцијама  $\text{Ge}(n, n'\gamma)$  одређен је око 1.5 пута већи флукс брзих неутрона него реакцијама  $\text{Pb}(n, n'\gamma)$  коришћењем сета података из рада (144) и око 3 пута веће вредности приликом употребе података из студије (143). Ова разлика може зависити од тачности са којом су одређени ефикасни пресеци за интеракцију неутрона са оловом и промене флукса неутрона током њиховог простирања од места настанка у оловној заштити до германијумског кристала. Вредности ефикасних пресека одређене у објављеним радовима (143) и (144) међусобно се доста разликују и измерене су релативно давно. У овим двама студијама нису мерени ефикасни пресеци за емисију гама линије олова енергије од 803.3 keV нееластичним расејањем неутрона са енергијама већим од 3 MeV. Све то намеће потребу за поновним тачним и прецизним одређивањем ефикасних пресека за емисију гама фотона након нееластичног расејања неутрона на језгрима изотопа олова у ширем енергетском опсегу која би омогућила испитивање утицаја расејања неутрона генерисаних космичким мионима на интензитет гама линија олова.

Флукс неутрона коришћењем детектованих интензитета гама линије олова одређен је у случају када је детектор био сам у оловној заштити и када су различити материјали били присутни око детектора. Уношење различитих материјала у оловну заштиту није изазвало значајније промене детектованих интензитета гама линија олова. Зато се може закључити да није дошло ни до промене изгледа неутронског спектра у олову услед њихових интеракција са датим материјалом. Због тога, у случају када је неки материјал присутан у оловној заштити може се претпоставити да функционална зависност 4.11 и том случају на задовољавајући начин описује изглед енергетског спектра неутрона.

У табели 4.24. дати су резултати израчунавања флукса брзих неутрона коришћењем интензитета  $\text{Ge}(n, n'\gamma)$  гама линија на основу којих се може анализирати утицај присуства одређених материјала у детекторском систему на флукс брзих неутрона. Запажа се да је флукс брзих неутрона у оловној заштити око 3 пута већи него флукс брзих неутрона у гвозденој заштити, што је директна последица веће продукције неутрона у интеракцијама космичких миона са оловом него са гвожђем.

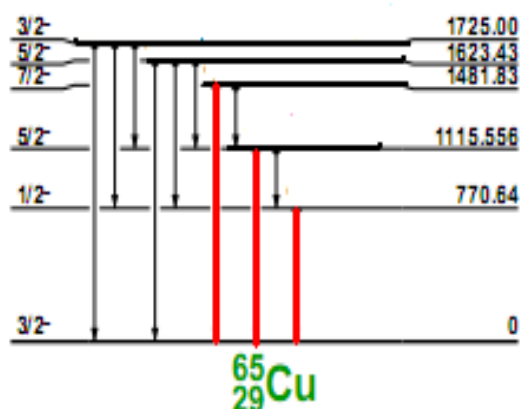
У оловној заштити највећи флукс брзих неутрона је присутан ако је детектор сам у оловној заштити. Уношење празног Маринели суда у заштиту смањује флукс брзих неутрона. То је последица апсорпције неутрона у PVC материјалу Маринели суда. Присуство NaCl око германијумског детектора нема значајнијег утицаја на промене вредности неутронског флукса у поређењу са празним Маринели судом. Материјали који добро термализују неутроне, плави камен и парафин, доводе до смањења вредности флукса брзих неутрона за фактор 2 у односу када је само

празан пластични Маринели суд био присутан око детектора. Утицај парафина и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  на редукцију флукса брзих неутрона на месту кристала германијума је приближно исти. Важно је приметити да присуство неког материјала унутар заштите између олова и германијумског детектора доводи до промена вредности флукса брзих неутрона и на месту детектора и на месту заштите (у овом случају олова) што показују резултати приказани у табели 4.25. Утицај различитих материјала на флукс брзих неутрона у олову и германијуму није исти. Промене флукса брзих неутрона су израженије на месту кристала германијума него у оловној заштити.

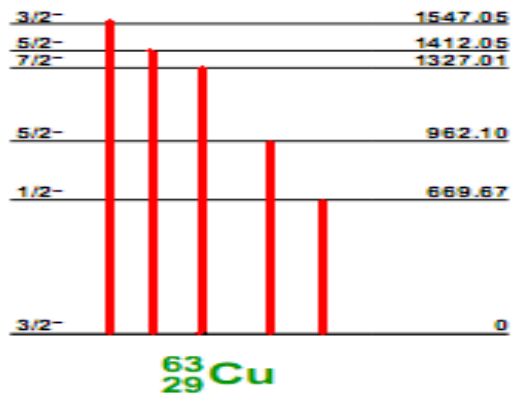
#### 4.2.9. Интеракције неутрона са бакром

Бакар је материјал који се стандардно користи приликом конструкције нискофонских гама спектроскопских система. Употребљава се за унутрашњи слој заштите првенствено код оловних заштита са циљем да апсорбује  $\alpha$ -зрачење које потиче од олова (2). Заштита германијумског детектора која је коришћена у овом експерименталном раду имала је унутрашњи слој бакра дебљине 1.5 mm. Бакар, иако апсорбује зрачење и на тај начин смањује фонско зрачење, може дати и допринос одброју фона. Неутрони присутни унутар заштите доводе до активације језгара бакра путем процеса нееластичног расејања и захвата. Деекситацијом језгра бакра емитују се гама фотони услед чега су у фонским спектрима карактеристичне гама линије које воде порекло од бакра. Гама линије бакра детектоване су и у снимљеним спектрима у овом раду.

Бакар има два стабилна изотопа  $^{65}\text{Cu}$  и  $^{63}\text{Cu}$ . Могуће је да на језгрима ова два изотопа дође до нееластичног расејања неутрона и неутронског захвата. Нееластичним расејањем неутрона изотопи бакра  $^{65}\text{Cu}$  и  $^{63}\text{Cu}$  остају у побуђеним енергетским стањима и њиховом деекситацијом емитују се гама фотони. Анализом шема енергетских нивоа изотопа  $^{65}\text{Cu}$  и  $^{63}\text{Cu}$  (135), (слике 4.53 и 4.54) и снимљених гама спектра утврђено је које су гама линије, генерисане нееластичним расејањем неутрона, детектоване у овом експерименталном раду. На сликама 4.53 и 4.54 су обележени регистровани гама прелазни.

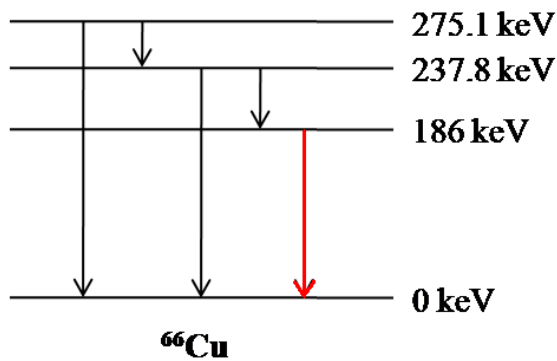


Слика 4.53.  
Део шеме енергетских нивоа изотопа бакра  $^{65}\text{Cu}$ .

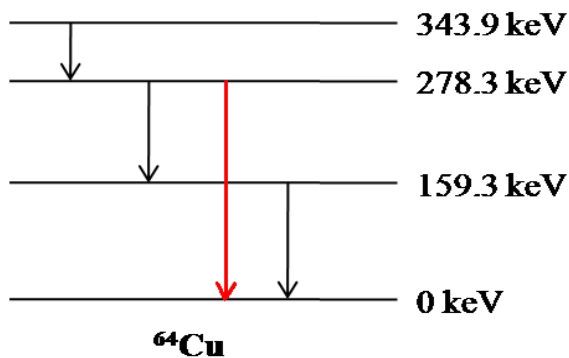


Слика 4.54.  
Део шеме енергетских нивоа изотопа бакра  $^{63}\text{Cu}$ .

Захватом неутрона на стабилним изотопима бакра  $^{65}\text{Cu}$  и  $^{63}\text{Cu}$  настају  $^{66}\text{Cu}$  и  $^{64}\text{Cu}$ . Анализом шема распада и енергетских нивоа изотопа  $^{66}\text{Cu}$  и  $^{64}\text{Cu}$  утврђено је да у снимљеним гама спектрима присутне промптне гама линије настале деекситајом побуђених нивоа изотопа  $^{66}\text{Cu}$  и  $^{64}\text{Cu}$  (135), (слике 4.55 и 4.56). На сликама 4.55 и 4.56 обележени су и детектовани гама прелази.



Слика 4.55.  
Део шеме енергетских нивоа изотопа бакра  $^{66}\text{Cu}$ .



Слика 4.56.  
Део шеме енергетских нивоа изотопа бакра  $^{64}\text{Cu}$ .

У табели 4.26. дати су детектовани интензитети гама линија које потичу од интеракција неутрона са два стабилна изотопа бакра,  $^{65}\text{Cu}$  и  $^{63}\text{Cu}$ . Представљени су интензитети гама линија детектовани у свим снимљеним случајевима.

Табела 4.26.

Детектовани интензитет гама линија бакра генерисаних  $(n,n')$  и  $(n,\gamma)$  реакцијама.

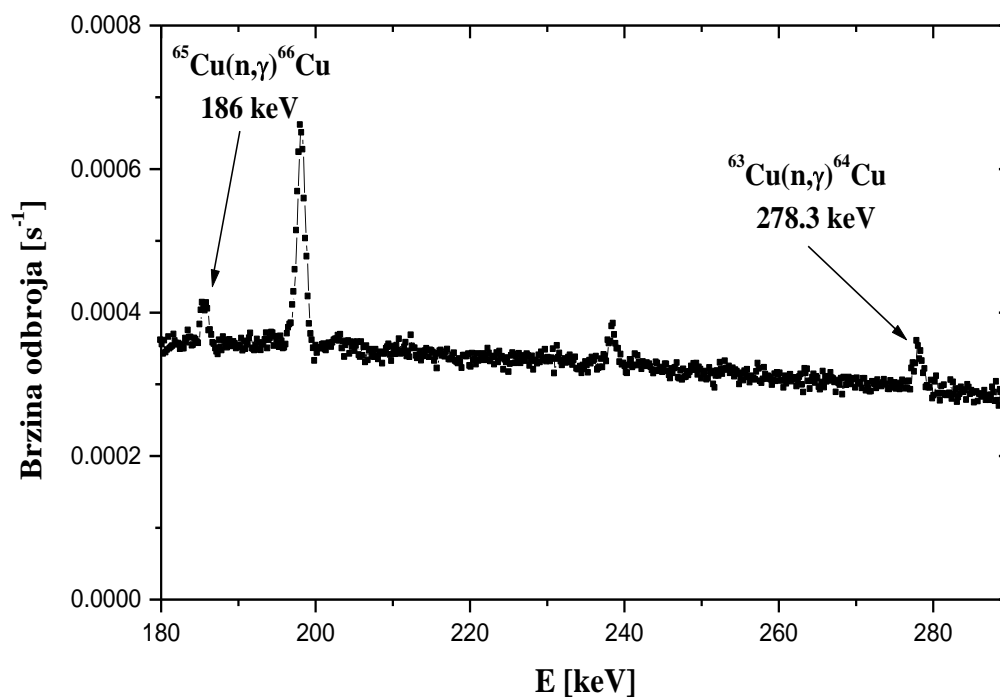
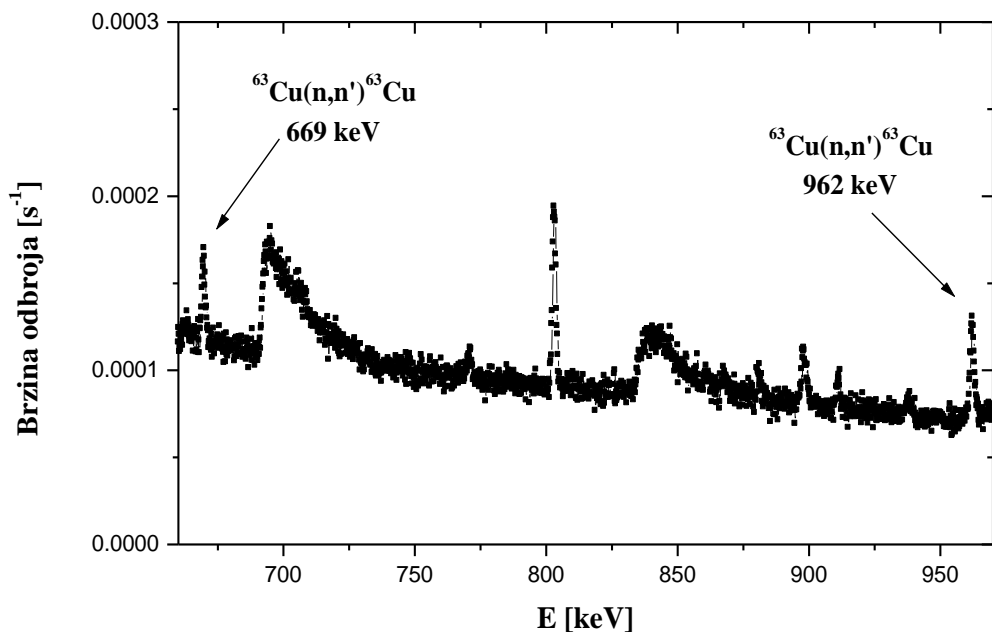
Енергија [keV]	Реакција	I [ $10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ]				
		Оловна заштита	Оловна заштита + PVC	Оловна заштита + NaCl	Оловна заштита + CuSO <sub>4</sub> ·5H <sub>2</sub> O	Оловна заштита + Парафин
186	$^{65}\text{Cu}(n,\gamma)^{66}\text{Cu}$	0.36(10)	2.36(17)	1.47(17)	2.05(20)	1.23(15)
278.3	$^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$	0.35(11)	0.32(14)	0.23(13)	3.07(17)	1.75(14)
669	$^{63}\text{Cu}(n,n')^{63}\text{Cu}$	0.19(8)	0.31(10)	0.19(8)	0.42(8)	0.36(8)
962	$^{63}\text{Cu}(n,n')^{63}\text{Cu}$	0.65(6)	0.66(10)	0.31(7)	0.62(9)	0.48(7)
1327.0	$^{63}\text{Cu}(n,n')^{63}\text{Cu}$	0.18(4)	0.11(7)	0.14(6)	0.15(6)	0.21(6)
1481.7	$^{63}\text{Cu}(n,n')^{63}\text{Cu}$	<0.06	<0.02	<0.02	<0.02	<0.02
1547	$^{63}\text{Cu}(n,n')^{63}\text{Cu}$	0.11(5)	<0.02	<0.02	<0.02	<0.02
770.1	$^{65}\text{Cu}(n,n')^{65}\text{Cu}$	0.19(6)	0.16(7)	0.11(6)	0.12(7)	<0.025
1115.5	$^{65}\text{Cu}(n,n')^{65}\text{Cu}$	0.22(5)	0.14(6)	0.17(6)	0.12(6)	0.13(5)
1412.1	$^{65}\text{Cu}(n,n')^{65}\text{Cu}$	<0.01	<0.01	<0.02	<0.02	<0.02

Резултати представљени у табели 4.26. показују да је једино пет гама линија бакра енергија 186 keV, 278.3 keV, 669 keV, 962 keV, 1115.5 keV и 1327 keV детектовано у свим снимљеним спектрима. Остале гама линије се бар у неком од снимљених спектра појављују у оквиру грешке лимита детекције. Детектоване су две гама линије које потичу од захвата неутрона (гама линије енергија од 186 keV и 278.3 keV). Остале детектоване гама линије бакра потичу од нееластичног расејања неутрона, и то три детектоване гама линије потичу од изотопа  $^{65}\text{Cu}$  а пет линија од изотопа  $^{63}\text{Cu}$ .

На сликама нискоенергетских делова снимљених спектра 4.19, 4.20, 4.21, 4.22 и 4.23 запажа се гама линија од 186 keV која може потицати од захвата неутрона на бакру ( $^{65}\text{Cu}(n, \gamma)^{66}\text{Cu}$ ) и од  $\alpha$ -распада  $^{226}\text{Ra}$  на радон  $^{222}\text{Rn}$  (186.2 keV). Може се сматрати да у снимљеним спектрима са германијумским детектором у гвозденој заштити ова гама линија потиче од распада  $^{226}\text{Ra}$ , тј. нечистоћа присутних унутар гвоздене заштите. Такође унутар ове заштите не постоји слој бакар на чијим језгрима би захват неутрона могао индуковати ову гама линију енергије 185 keV.

Све детектоване гама линије које потичу од интеракција неутрона са језгрима бакра су најинтензивније у фонском спектру када је сам германијумски детектор био присутан у оловној заштити, осим гама линије енергије 186 keV. Материјали који су приликом мерења уношени у оловну заштиту смештани су између слоја бакра (који служи за апсорпцију x-зрачења олова) и детектора. Услед апсорпције гама зрачења емитованог од изотопа бакра након неутронских интеракција у материјалима који су били паковани у Маринели геометрију у снимљеним спектрима детектовани су мањи интензитети гама линија бакра него у чистом фонском спектру. Повећање интензитета гама линије 186 keV уношењем неког материјала у оловну заштиту је последица контаминације ових материјала са  $^{238}\text{U}$  чији потомак  $^{226}\text{Ra}$  емитује гама фотоне енергије 186.2 keV (135) због чега у гама пику који одговара енергији од 186 keV долази до сумирања интензитета гама линије бакра  $^{65}\text{Cu}$  енергије 186 keV и гама линије  $^{226}\text{Ra}$  енергије 186.2 keV.

На слици 4.57 приказани су делови фонског спектра (сам германијумски детектор у оловној заштити) са уочљивим гама пиковима који потичу од (n, n') и (n,  $\gamma$ ) реакција неутрона са језгрима бабра.



Слика 4.57.

Делови фонског спектра германијумског детектора у оловној заштити са гама линијама које потичу од интеракција неутрона са језгрима бабра.

Занимљиво је детаљније анализирати утицај различитих материјала на интензитете детектованих неутронима генерисаних гама линија бакра. Утицај материјала унетих у оловну заштиту је различит на гама линије које потичу од расејања и захвата ( $n,\gamma$ ) неутрона. Присуство празног пластичног Маринели суда, NaCl, парафина и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  не утиче у значајнијој мери на интензитете ( $n,p'$ ) гама линија бакра. Утицај  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  на интензитет неутронима генерисаних гама линија бакра је посебно интересантан. Могло би се очекивати да би присуство овог материјала требало да доведе до повећања интензитета гама линија бакра услед већег броја атома бакра у детекторском систему, међутим то се не дешава. Долази једино до повећања интензитета гама линија бакра емитованих са нижих енергетских стања енергија које су генерисане захватом и нееластичним расејањем неутрона. Ови резултати могу бити објашњени чињеницом да материјал  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  врши термализацију неутрона те се тиме смањује број неутрона који учествују у нееластичном расејању и мање се побуђују виша енергетска стања језгара бакра. Такође, не треба ни занемарити апсорпцију насталих гама фотона након деексцитације језгра бакра у самом  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ . Уношење парафина у оловну заштиту извршило је повећање интензитета ( $n,\gamma$ ) гама линија бакра што је последица већег присуства термалних неутрона због термализације у овом материјалу.

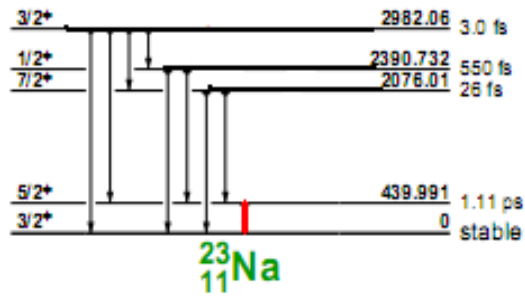
Утицај различитих материјала постављених у Маринели геометрији око HPGe детектора на интензитете гама линија бакра потврђује резултате који су добијени анализом детектованих интензитета гама линије изотопа олова и германијума. То је чињеница да уношење неког материјала у окружење детектора не мења значајно интензитете гама линија које настају услед нееластичног расејања неутрона на језгрима материјала заштите (олово, бакар). Долази једино до повећања интензитета гама линија које су генерисане захватом неутрона на језгрима бакра у случају када је присутан материјал који добро термализује неутроне. Са друге стране, детектовани интензитети гама линија које се јављају услед нееластичног расејања и захвата неутрона на кристалу детектора, значајно зависе од промене карактеристика материјала присутног око детектора. Ови резултати упућују на то да промена неутронског флукса уношењем неког материјала унутар заштите није иста у целом детекторском систему.

#### 4.2.10. Интеракције неутрона са јодом и натријумом

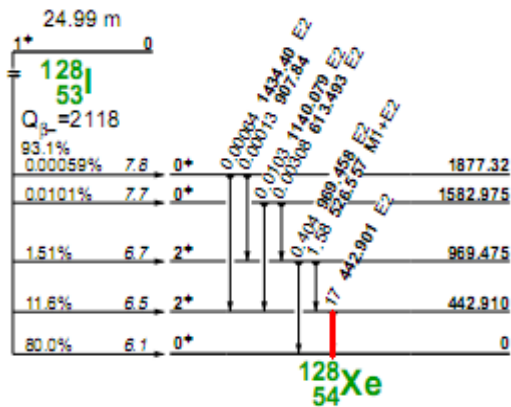
Анализа гама активности генерисане неутронима снимањем дугачких фонских спектра када су различити материјали били присутни око германијумских детектора у гвозденој и оловној заштити показала је да до нееластичног расејања и захвата неутрона може доћи и на другим материјалима присутним у детекторском систему изузев материјала заштите детектора и самог кристала германијума.

У спектру снимљеном са HPGe детектором у гвозденој заштити кад је NaI детектор био пасивно постављен око германијумског детектора детектована је гама линија од 439.3 keV која потиче од расејања неутрона на изотопу натријума  $^{23}\text{Na}$  (135). На слици 4.58 приказан је део енергетске шеме изотопа натријума  $^{23}\text{Na}$ . Анализом истог спектра утврђено је и присуство гама линије енергије од 442 keV која потиче од реакције  $^{127}\text{I}(n,\gamma)^{128}\text{I}$  (135). Настали јод  $^{128}\text{I}$  се распада на  $^{128}\text{Xe}$  и при томе се емитује гама фотона од 442 keV деексцитацијом побуђеног језгра  $^{128}\text{Xe}$  (слика 4.59). На слици 4.60 приказан је део снимљеног спектра са германијумским детектором у гвозденој заштити који показује ове две гама линије.

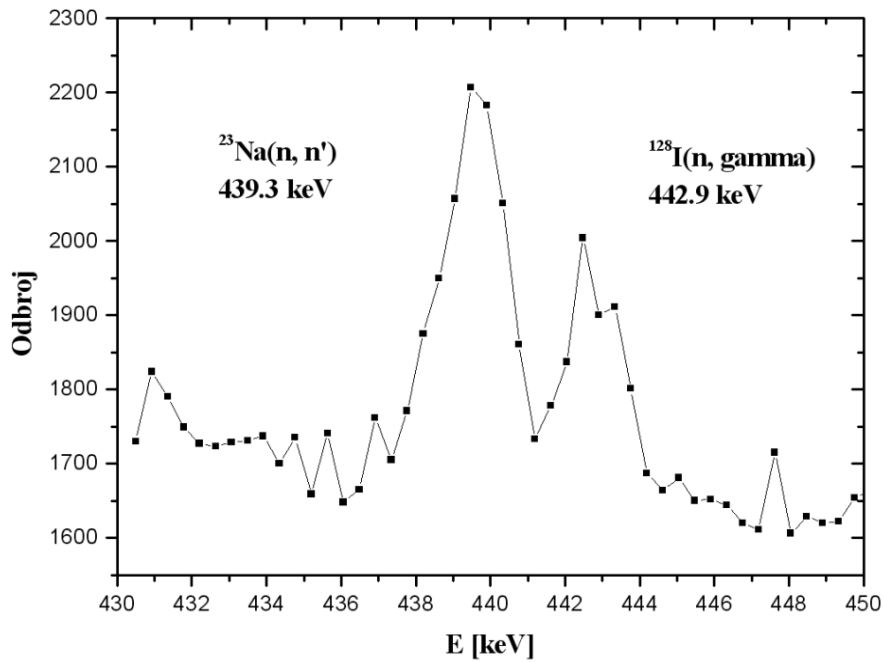




Слика 4.58. Део шеме енергетских ниво изотопа натријума  $^{23}\text{Na}$

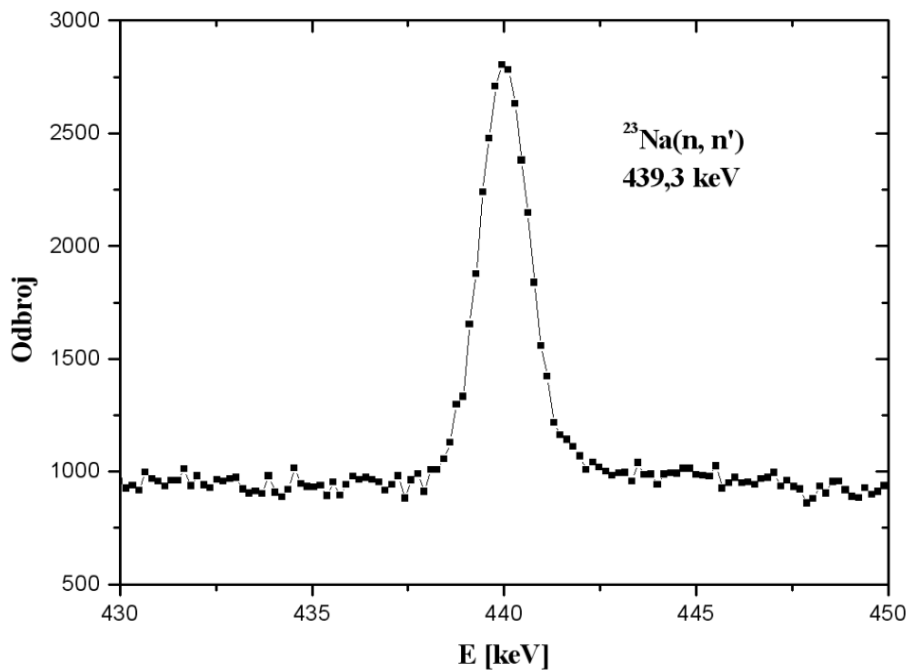


Слика 4.59. Шема распада изотопа  $^{128}\text{I}$ .



Слика 4.60. Детектоване гама линије  $^{23}\text{Na}(n, n')^{23}\text{Na}$  и  $^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$  (HPGe детектор у гвозденој заштити окружен са NaI).

Много интензивнија линија натријума енергије 439.3 keV детектована је у спектру снимљеном са германијумским детектором у оловној заштити када је он био окружен са NaCl. Већи интензитет гама линије изотопа  $^{23}\text{Na}$  енергије од 442 keV у оловној него у гвозденој заштити може се објаснити много већом продукцијом неутрона у оловној него у гвозденој заштити. На слици 4.61 приказан је део снимљеног спектра са германијумским детектором у оловној заштити када је око њега био присутан NaCl.



Слика 4.61. Детектована гама линија  $^{23}\text{Na}(n, n')^{23}\text{Na}$  (HPGe детектор у оловној заштити окружен са NaCl).

У табели 4.27. дати су детектовани одброји гама линија 439.3 keV  $^{23}\text{Na}(n, n')^{23}\text{Na}$  и 442 keV  $^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$  са детекторима у оловној и гвозденој заштити.

Табела 4.27. Детектовани одброји гама линија 439.3 keV  $^{23}\text{Na}(n, n')^{23}\text{Na}$  и 442.9 keV  $^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$  у спектрима снимљеним са оловном и гвозденим заштитом.

E[keV]	Реакција	I[10 <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> ]	
		Гвоздена заштита + NaI	Оловна заштита + NaCl
439.3	$^{23}\text{Na}(n, n')^{23}\text{Na}$	0.6(1)	4.15(16)
442.9	$^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$	0.3(1)	--

Детекција гама линија изотопа натријума и јода показује пре свега да NaI детектор који се употребљава за редуkcију фона проузрокованог комптонски расејаним неутронима може и сам постати извор гама активности која је генерисана неутронским интеракцијама.

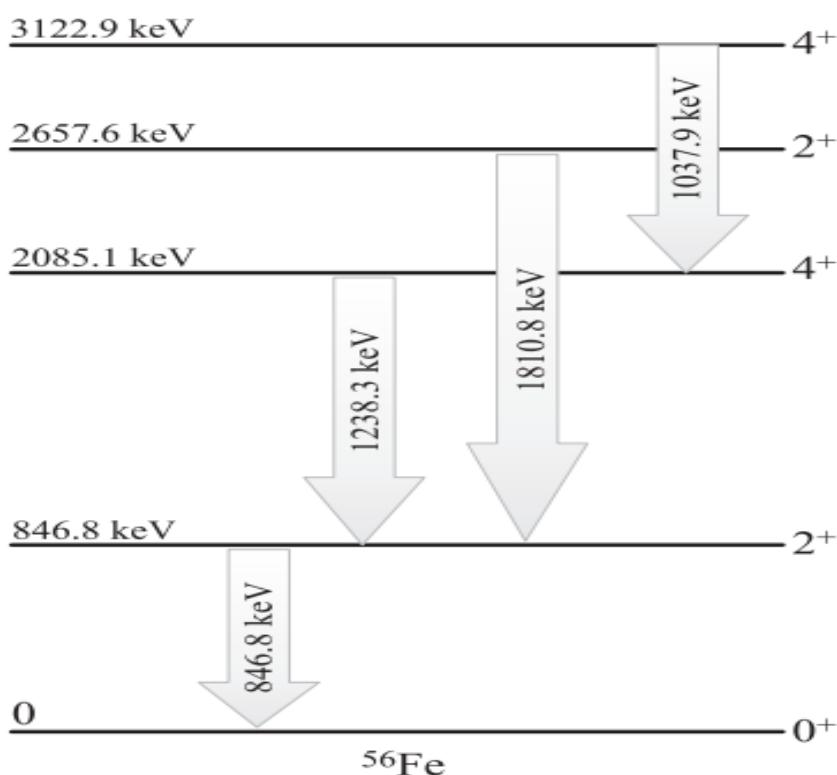
#### 4.2.11. Детектовано гама зрачење након расејања космичких неутрона на језгрима изотопа гвожђа $^{56}\text{Fe}$

Гвожђе изливено пре Другог светског рата се често користи као материјал од кога се израђују пасивне заштите нискофонских гама спектроскопских система, због чега је проучавање утицаја интеракције неутрона присутних у нискофонским гама детекторским система са гвожђем на фонски гама спектар веома битно приликом истраживања различитих ретких нуклеарних догађаја.

Неутрони могу продуковати гама активност процесом нееластичног расејања на језгрима гвожђа (154, 156). Ефикасни пресек за одвијање осталих неутронских процеса (захват неутрона) у интеракцији неутрона са гвожђем имају много мање вредности од ефикасног пресека за расејање неутрона на језгрима гвожђа. Тако на пример, ефикасни пресек за емисију гама линије од 352.3 keV након захвата неутрона на језгру изотоп  $^{56}\text{Fe}$  износи 0.273(3) barn, а ефикасни пресек за емисију гама линије од 846.8 keV после нееластичног расејања неутрона на истом изотопу достиже вредност од 1 barn. У изотопском саставу гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  учествује са 91.72% (135), па је због тога са становишта нискофонске гама спектроскопије најзанимљивије анализирати процесе интеракције неутрона са овим изотопом гвожђа.

Присуство масивне гвоздене заштите (масе око 20 тона) око германијумског детектора било је у овом раду веома погодно за анализу генерисања гама активности интеракцијама космичких неутрона. Због тога је извршено снимање дугачког фонског спектра на начин како је то објашњено у поглављу 4.1.2.1.

Анализом снимљеног спектра и шеме енергетских нивоа изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  утврђено је које су гама линије детектоване. На слици 4.62. приказан је део шеме енергетских нивоа изотопа  $^{56}\text{Fe}$ .



Слика 4.62.

Део шеме енергетских нивоа  $^{56}\text{Fe}$  са гама прелазима посматраним у овом раду.

У дугачком фонском спектру (са укупним периодом временом мерења од  $5.1 \cdot 10^6$  s) снимљеним детектором у гвозденој комори који је добијен сумирањем већег броја фонских спектра детектоване су 3 гама линије које се јављају као последица деексцитације језгара  $^{56}\text{Fe}$  након нееластичног расејања неутрона. Детектоване су линије са енергијама од 846.8 keV, 1238.3 keV и 1810.8 keV.

Резултати приказани у студијама (152, 153) показују да је у експериментима расејања неутрона на гвозђу са неутронским сноповима детектована и гама линија од 1037.9 keV. Гама линија од 1037.9 keV није регистрована у снимљеном фонском спектру у овом раду. Међутим, и само одсуство ове гама линије из снимљеног спектра је битан податак што ће бити објашњено у одељку 4.2.13.

У табели 4.28. дати су измерени детектовани интензитети гама линија 846.8 keV, 1238.3 keV и 1810.8 keV изотопа  $^{56}\text{Fe}$  и интензитети кориговани на ефикасност детекције која је одређена Монте карло симулацијом (одељак 4.1.3.1.). За гама линију од 1037.9 keV дат је само горњи коридор грешке детекције.

**Табела 4.28.**

Детектовани интензитети гама линија изотопа гвозђа  $^{56}\text{Fe}$  у мереном фонском спектру.

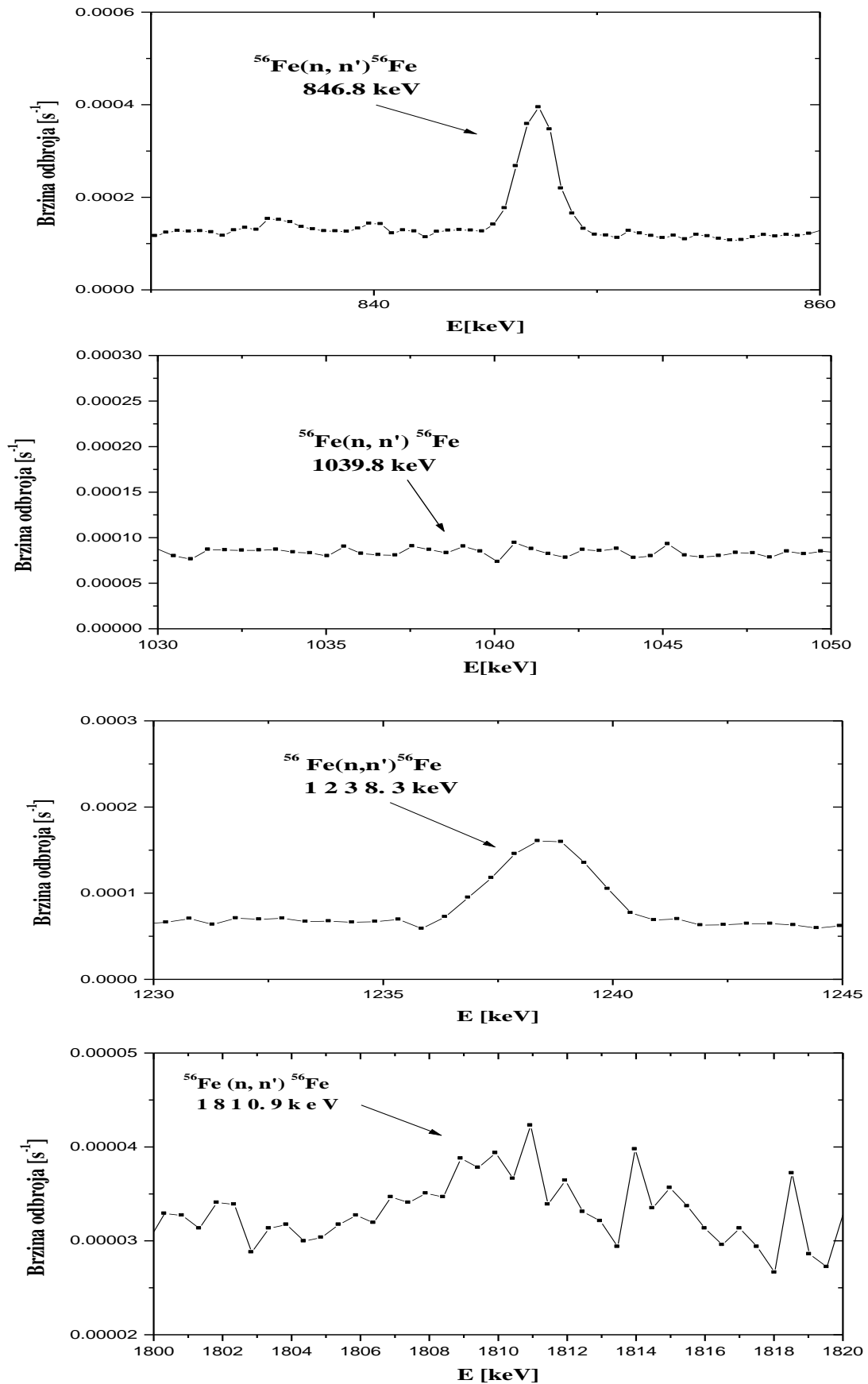
Енергија [keV]	Измерени интензитет [ $10^{-3}\text{s}^{-1}$ ]	Интензитет коригован са ефикасношћу детекције [ $\text{s}^{-1}$ ]
846.8	1.16(8)	12.3(8)
1037.9	< 0.014	< 0.17
1238.3	0.06(4)	1.0(7)
1810.8	0.07(4)	1.3(8)

Треба напоменути да се гама прелаз  $^{56}\text{Fe}(4^+, 2^+ \gamma)$  (слика 4.62) одвија на енергији која је приближно иста са енергијом фонске гама линије  $^{214}\text{Bi}$  енергије од 1238.1 keV, па је због тога приликом израчунавања интензитета гама линије  $^{56}\text{Fe}$  од 1238.3 keV било потребно извршити раздвајање и одузимање доприноса линије  $^{214}\text{Bi}$ . То је урађено на тај начин што је девет гама линија  $^{214}\text{Bi}$  које се појављују у фонском спектру са енергијама између 609.3 keV и 1764.6 keV искоришћено како би се извршила калибрација ефикасности коришћеног детектора и за раздвајање и одузимање интензитета линије  $^{214}\text{Bi}$  од профила њој енергетски блиске линије  $^{56}\text{Fe}$  енергије од 1238.3 keV.

На слици 4.63. приказани су делови фонског спектра са гама линијама  $^{56}\text{Fe}$  које су од интереса у овом раду. Запажа се да је најинтензивнија детектована гама линија енергије од 846.8 keV. У снимљеном спектру уочљив је значајан гама пик који одговара енергији од 1238.3 keV, међутим када се изврши одузимање интензитета фонске гама линије  $^{214}\text{Bi}$  енергије од 1238.1 keV добије се да је интензитет детектоване гама линије 1238.3 keV изотопа гвозђа  $^{56}\text{Fe}$  веома слаб са великом грешком која потиче од мерења и рачунске процене (табела 4.28.).

Занимљиво је запазити да је у снимљеном фонском спектру гама линија изотопа  $^{56}\text{Fe}$  енергије 1810.8 keV релативно слабог интензитета, док линија од интереса у овом раду са енергијом од 1037.9 keV није детектована што показују и делови снимљених спектра приказани на слици 4.63. У табели 4.28. дат је лимит детекције за интензитет линије од 1037.9 keV на основу одброја у равном делу фонског спектра где би се требала налазити гама линија.

На основу детектованих интензитета гама линија изотопа гвозђа  $^{56}\text{Fe}$  одређен је релативни интензитет ових линија на основу чега су добијене одређене информације о интеракцијама космичког зрачења са гвозђем што је објашњено у наредним одељцима 4.2.13. и 4.2.14.

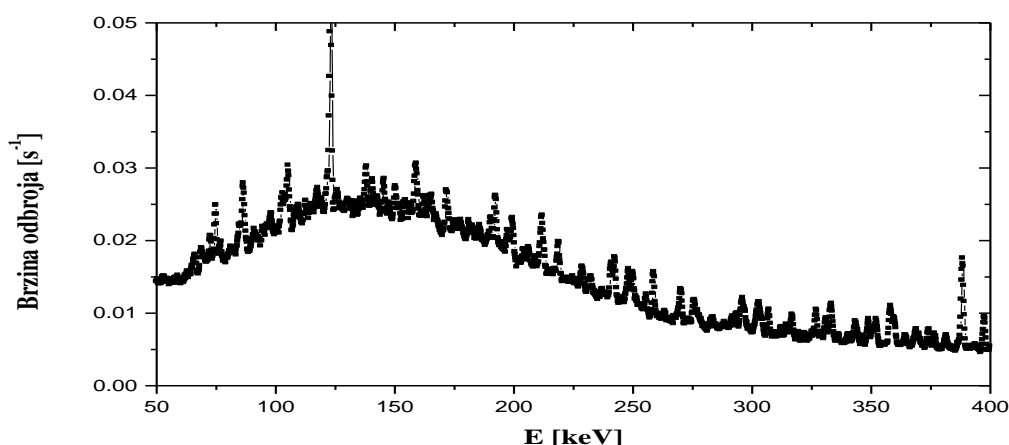


Слика 4.63. Делови фонског спектра са детектованим гама линијама  $^{56}\text{Fe}$ .

4.2.12. Резултати мерења са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$ 

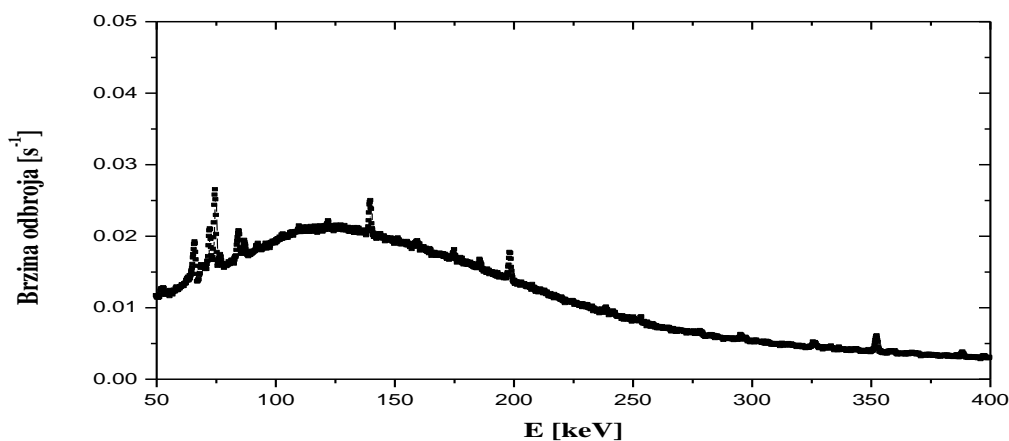
Мерења са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  су спроведена да би била извршена детаљнија анализа генерисања гама активности неутронским процесима. Снимљен је већи број спектара са германијумским детектором који се налази у гвозденој заштити на начин како је описано у поглављу 4.1.2.3.

У снимљеном спектру када је сам неутронски извор био постављен у гвозденој комори детектован је велики број гама линија које потичу од фисионих фрагмената  $^{252}\text{Cf}$  (слика 4.64) што је довело до значајног подизања нивоа фона. Због тога је испред извора неутрона према германијумском детектору постављен слој гвожђа који је апсорбовао зрачење од фисионих фрагмената и на овај начин је добијен много чистији спектар (слика 4.65). Како је циљ мерења био детекција гама активности генерисане интеракцијама неутрона са језгрима гвожђа постављен додатни слој гвожђа није умањило квалитет добијених података тиме што би увео нове гама линије у спектар.



Слика 4.64.

Део снимљеног спектра у случају када је непокривени извор неутрона  $^{252}\text{Cf}$  био постављен у гвозденој комори са уочљивим великим бројем гама линија које потичу од фисионих фрагмената  $^{252}\text{Cf}$ .



Слика 4.65.

Део снимљеног спектра када је слој гвожђа био постављен између извора неутрона  $^{252}\text{Cf}$  и германијумског детектора.

У табели 4.29. дати су детектовани интензитети гама линија у снимљеним спектрима са извором неутрона које потичу од нееластичног расејања неутрона на изотопу гвожђа  $^{56}\text{Fe}$ . Детектоване су три гама линије енергија од 846.8 keV, 1238.3 keV и 1810.8 keV изотопа  $^{56}\text{Fe}$ . Гама линија енергије од 1037.9 keV није детектована у снимљеним спектрима са извором неутрона као и у случају прикупљеног фонског спектра. Међутим, ова гама линија, па чак и њено одсуство из снимљених спектра, је битна за анализу која је спроведена у поглављима 4.2.13 и 4.2.14, због чега су табели 4.29. наведени одређени лимити детекције гама линије од 1037.9 keV. Време мерења приликом коришћења извора неутрона  $^{252}\text{Cf}$  било је много краће од времена снимања фонског спектра. Због тога приликом обраде резултата мерења од интензитета гама линије енергије 1238.3 keV није било потребно одузимати допринос фонске линије  $^{214}\text{Bi}$  од 1238.1 keV јер је њен интензитет у овом случају много мањи од интензитета гама линије  $^{56}\text{Fe}$ . Приликом анализе интеракција неутрона да гвожђем (одељак 4.2.13.) детектовани интензитети гама линија изотопа  $^{56}\text{Fe}$  у мерењима са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  су кориговани са ефикасношћу детекције која је доређена Монте Карло симулацијом (одељак 4.1.3.).

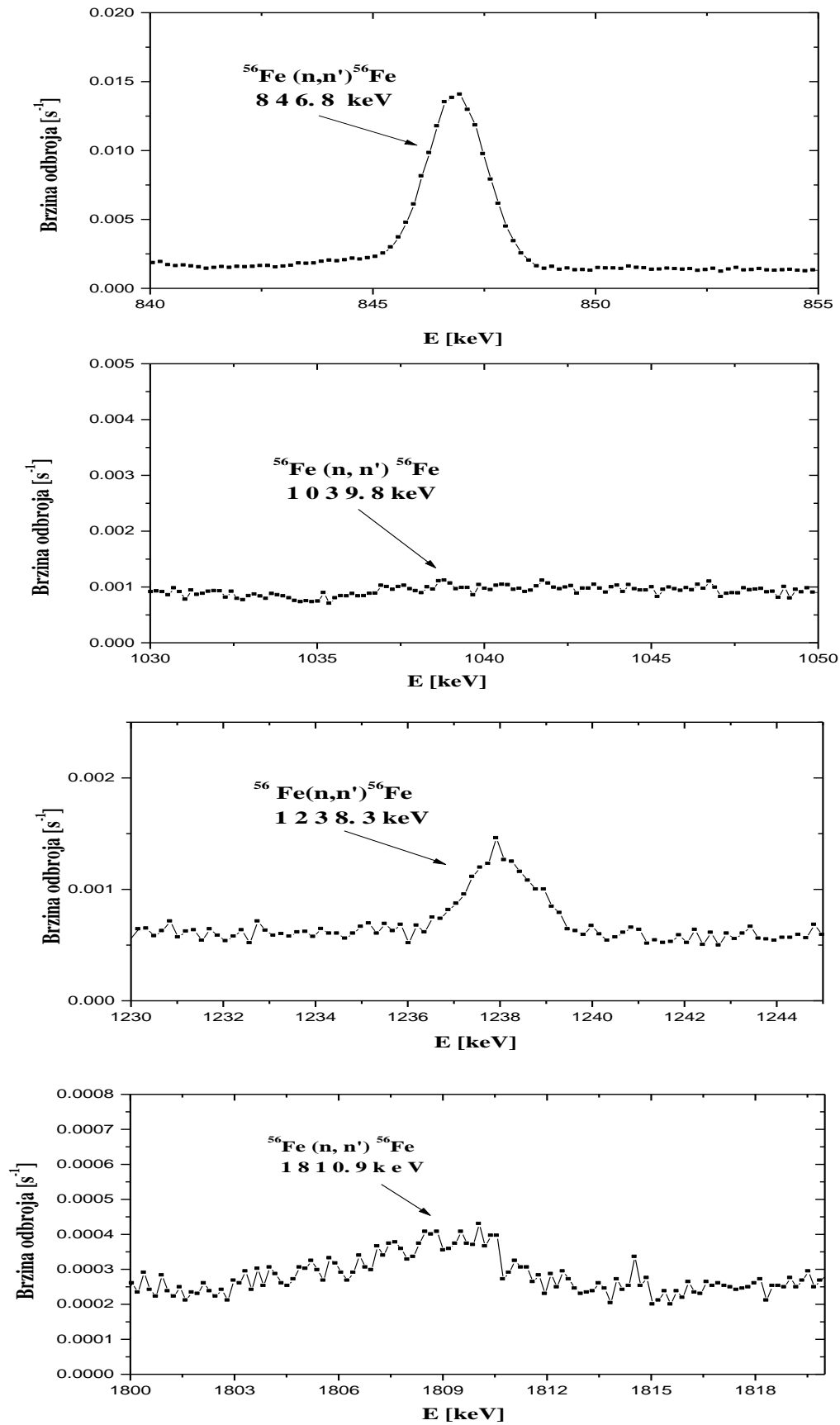
**Табела 4.29.**

Детектовани интензитети гама линија изотопа  $^{56}\text{Fe}$  у снимљеним спектрима у случају мерења са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$ .

Енергија [keV]	I [s <sup>-1</sup> ]				
	$^{252}\text{Cf}$ сам у гвозденој комори	$^{252}\text{Cf}$ са слојем гвожђа између детектора и извора	$^{252}\text{Cf}$ окружен парафином	$^{252}\text{Cf}$ слојем NaI између детектора и извора	$^{252}\text{Cf}$ са спољашње стране коморе
846.8	0.1320(19)	0.081(1)	0.078(3)	0.0734(18)	0.0031(5)
1037.9	<0.0003	<0.00016	<0.0006	<0.0003	<0.0001
1238.3	0.0734(18)	0.0052(4)	0.0052(4)	0.0039(15)	0.0008(5)
1810.8	0.0043(7)	0.0027(6)	0.0022(14)	0.0033(9)	<0.00008

Добијени резултати мерења са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  су искоришћени за израчунавање релативног интензитета гама линија изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  на основу чега је извршена детаљна анализа продукције гама зрачења интеракцијама неутрона што је објашњено у поглављима 4.2.13. и 4.2.14. Резултати у табели 4.29. показују да су најинтензивније гама линије детектоване у случају када је непокривени извор неутрона  $^{252}\text{Cf}$  био постављен у гвозденој комори. У случају кад је извор неутрона био са спољашње стране коморе детектоване су изразито слабе гама линије близу прага детекције. Присуство парафина и узорка NaI није битније утицало на интензитет гама линија изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$ . Постављање гвозденог цилиндра између извора и детектора довело је до смањења детектованог интензитета гама линија изотопа  $^{56}\text{Fe}$  али је добијен много чистији гама спектра (слика 4.65) који је био погоднији за обраду.

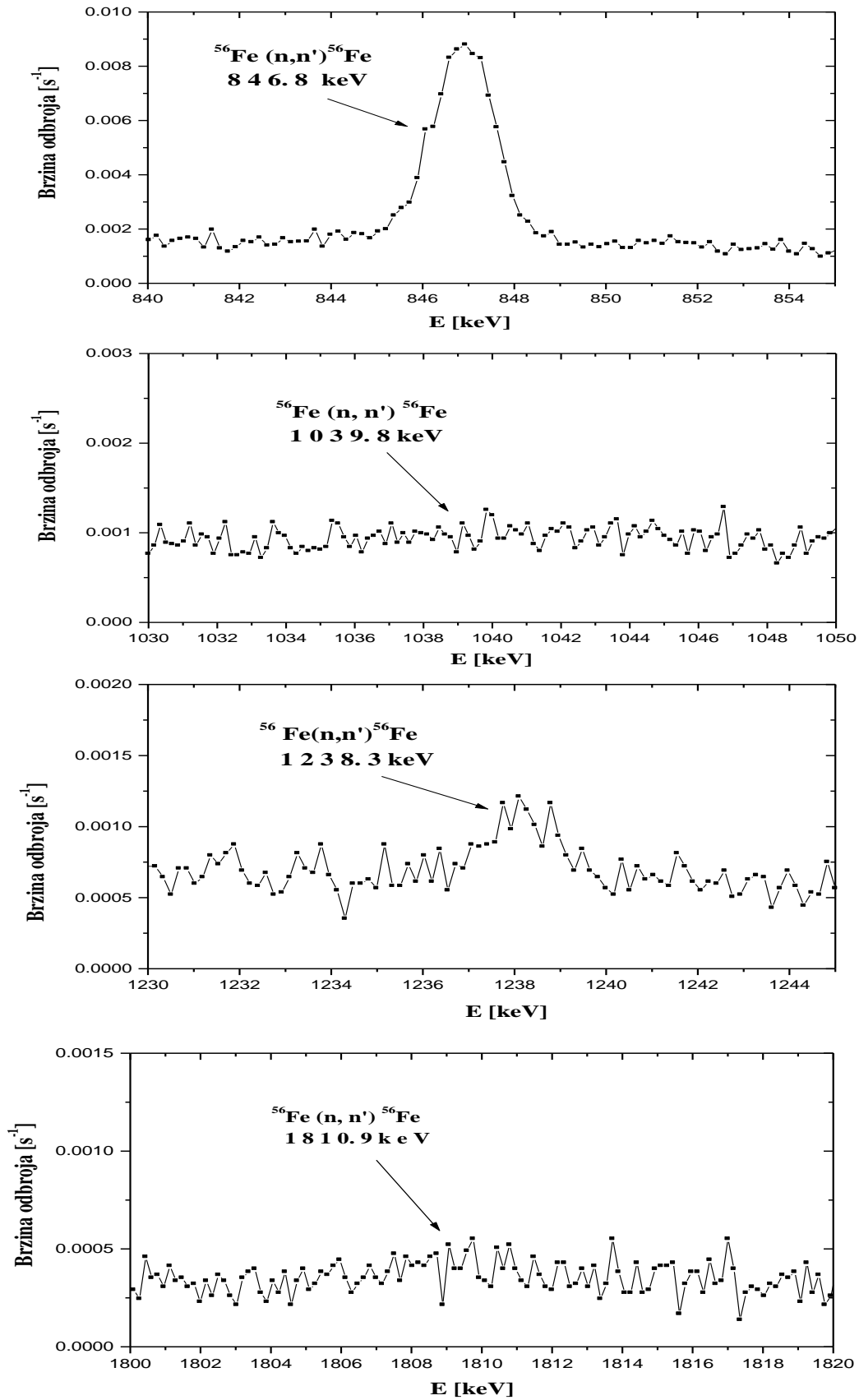
У свим снимљеним спектрима са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  најинтензивнија је гама линија од 846.8 keV. Интензитети гама линија од 1238.3 keV и 1810.8 keV су за ред величине мањи од интензитета гама линије од 846.8 keV. Детектовани интензитет гама линије од 1238.3 keV је већи од регистрованог интензитета гама линије од 1810.8 keV у свим прикупљеним спектрима са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$ . На сликама 4.66 и 4.67 приказани су делови два снимљена спектра, када је извор неутрона био сам постављен у гвозденој комори и када је био окружен са парафином.



Слика 4.66.

Делови снимљеног спектра у случају када је извор неутрона  $^{252}\text{Cf}$  био постављен сам у гвозденој комори са уочљивим гама линијама изотопа  $^{56}\text{Fe}$ .





Слика 4.67.

Делови снимљеног спектра у случају када је извор неутрона  $^{252}\text{Cf}$  окружен са парафином био постављен у гвозденој комори са уочљивим гама линијама изотопа  $^{56}\text{Fe}$ .

### 4.2.13. Поређење релативних интензитета гама линија изотопа $^{56}\text{Fe}$ генерисаних нееластичним расејањем неутрона

Процесом нееластичног расејања неутрона енергетска структура стабилног изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  је интензивно проучавана (146, 147, 148, 149, 150 и 151) и постоје значајни подаци о продукцији гама зрачења нееластичним расејањем неутрона. Скорашњи експерименти су вршени са циљем да се одреде ефикасни пресеци за продукцију гама зрачења коришћењем неутрона са енергијама до 150 MeV. Међутим, иако је нуклеарна реакција  $^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma)$  доста истраживана, само неколико објављених студија (152 и 153) наводи податке о релативном интензитету гама линија продукованих нееластичним расејањем неутрона на језгру  $^{56}\text{Fe}$ . У табели 4.30. су дате вредности релативних интензитета гама линија  $^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma)$  одређене у објављеним студијама за енергије неутрона од 6.3 MeV, 7.3 MeV и 14.2 MeV. Доступни експериментални подаци (149 и 154) за ефикасни пресек за  $^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma)$  реакцију показују да интензитети гама линија зависе од енергије неутрона и да енергија неутрона има утицај на релативни интензитет гама линија емитованих деексцитацијом  $^{56}\text{Fe}$  након нееластичног расејања неутрона. Тако на пример, за енергије неутрона који изазивају ову реакцију између 6.3 MeV и 14.2 MeV релативни интензитет гама линије од 1238.3 keV мења се за скоро 80%. Како се енергија неутрона продукованих космичким зрачењем који чине главну компоненту неутрона присутних у нискофонским гама спектроскопским системима креће у опсегу све до неколико хиљада MeV и релативни интензитет гама линија продукованих овим неутронима се може мењати у зависности од тога који је механизам продукције неутрона доминантан. У површинским и плитко укопаним лабораторијама главни механизам продукције неутрона представља захват миона при чему настају неутрони са енергијама до неколико MeV, док у лабораторијама на већим дубинама доминирају процеси спалационих, фотонуклеарних и хадронских каскадних реакција индукованих мионима којима настају и неутрони са енергијама од неколико хиљада MeV (глава II).

**Табела 4.30.**

Релативни интензитети гама линија изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  одређени у експериментима са сноповима неутрона (152 и 153).

$E_\gamma$ [keV]	Релативни интензитет [%]		
	Енергија неутрона: 6.3 MeV (152)	Енергија неутрона: 7.3 MeV (152)	Енергија неутрона: 14.2 MeV (153)
1037.9	6.4	7.0	10.3
1238.3	28	29	50
1810.8	11.9	9.8	7.5

Најинтензивнија од четири детектоване гама линије изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  у фонском спектру и у спектрима снимљеним са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  је била гама линија која одговара енергији од 846.8 keV. Релативни интензитет остале три гама линије енергија 1238.3 keV, 1810.8 keV и 1037.9 keV су израчунати тако што су њихови интензитети нормирани на интензитет гама линије од 846.8 keV. Приликом израчунавања релативних интензитета коришћени су регистровани интензитети гама линија који су кориговани на ефикасност детекције. Добијени резултати за релативни интензитет гама линија изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  одређени на основу

снимљеног фонског спектра и два спектра са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  (сам извор у гвозденој заштити и извор окружен са парафином) приказани су у табели 4.31 (167, 28).

**Табела 4.31.**

Релативни интензитет ( $\gamma$  %) гама прелаза при деексцитацији побуђених стања  $^{56}\text{Fe}$ . Гама линије су детектоване у фонском спектру и у два спектра снимљеним са извором неутрона, калифорнијумом.

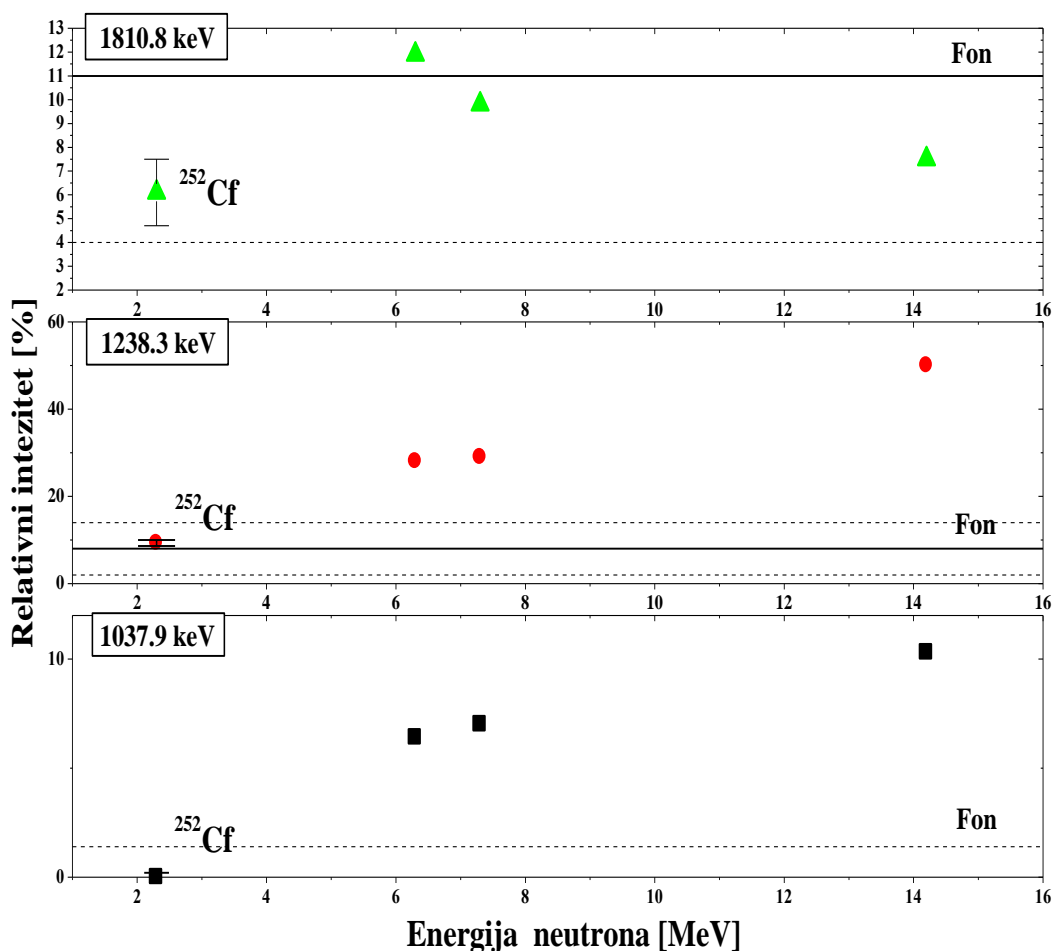
$E_\gamma$ [keV]	Релативни интензитет [%]		
	Фонски спектар	$^{252}\text{Cf}$ у ваздуху	$^{252}\text{Cf}$ у парафину
1037.9	<1.4	<0.2	<0.9
1238.3	8(6)	9.3(7)	7(3)
1810.8	11(7)	6.1(14)	5(3)

Резултати у табели 4.31. показују да је релативни интензитет гама линија  $^{56}\text{Fe}$  добијених мерењем са извором неутрона окруженим парафином и са непокривеним извором блиских вредности што упућује на то да у парафину није дошло до битније промене изгледа неутронског спектра фисионих неутрона за енергије неутрона које су веће од енергија побуда ниво изотопа  $^{56}\text{Fe}$  са којих се емитују детектовани гама фотони.

Добијени резултати за релативне интензитете гама линија  $^{56}\text{Fe}$  мерењем фонског спектра и спектра са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  су упоређени са подацима добијеним у експериментима са сноповима неутрона. У литератури су публиковани подаци мерења релативних интензитета гама линија  $^{56}\text{Fe}$  коришћењем неутронских снопова са енергијама неутрона од 6.3 MeV и 7.3 MeV која је извршио (152) и са енергијама неутрона од 14.2 MeV (153) (табела 4.30). На слици 4.68 (167, 28) приказани су релативни интензитети гама линија од 1238.3 keV, 1810.8 keV и 1037.9 keV добијени у овом раду и из експеримената са сноповима неутрона. Пуна хоризонтална линија представља релативни интензитет гама линија одређен на основу снимљеног фонског спектра, а испрекидана линија означава  $1-\sigma$  коридор грешке. На слици 4.68 (167) приказани су и резултати добијени мерењем са извором калифорнијума. Представљени су одређени релативни интензитети гама линија који одговарају средњој енергији фисионих неутрона од 2.3 MeV. Тачкама су на истом графику дати резултати експеримената са сноповима неутрона.

Резултати представљени на слици 4.68 показују да релативни интензитет гама линије од 1238.3 keV расте са порастом енергије неутрона у опсегу од 6.3 MeV до 14.2 MeV. Ова чињеница може бити објашњена на основу резултата одређивања ефикасног пресека за настајање линија од 1238.3 keV и 846.8 keV који су представљени у раду (154), слика 4.69. Наиме, ефикасни пресек за продукцију линије од 846.8 keV расте са порастом енергије неутрона до 3.5 MeV док на вишим енергијама остаје константан и независан од енергије неутрона који изазивају реакцију  $^{56}\text{Fe}(n,n'\gamma)$ . Са друге стране ефикасни пресек за емисију фотона енергије од 1238.3 keV расте униформно са порастом енергије неутрона. Енергетски праг за продукцију гама линије енергије од 846.8 keV је доста мањи од прага за продукцију гама линије енергије од 1238.3 keV (слика 4.62, шема енергетских нивоа  $^{56}\text{Fe}$ ). Због тога би релативни интензитет гама линије енергије од 1238.3 keV мерен у фонском спектру требао да буде мањи од релативног интензитета одређеног за енергије неутрона од 6.3 MeV, јер је у окружењу нискофонског гама детекторског система много мањи број неутрона који имају довољну енергију да побуде енергетски ниво

од 2085.1 keV него ниво од 846.8 keV изотопа  $^{56}\text{Fe}$ . Резултати предсављени на слици 4.68 потврђују ову тврдњу.



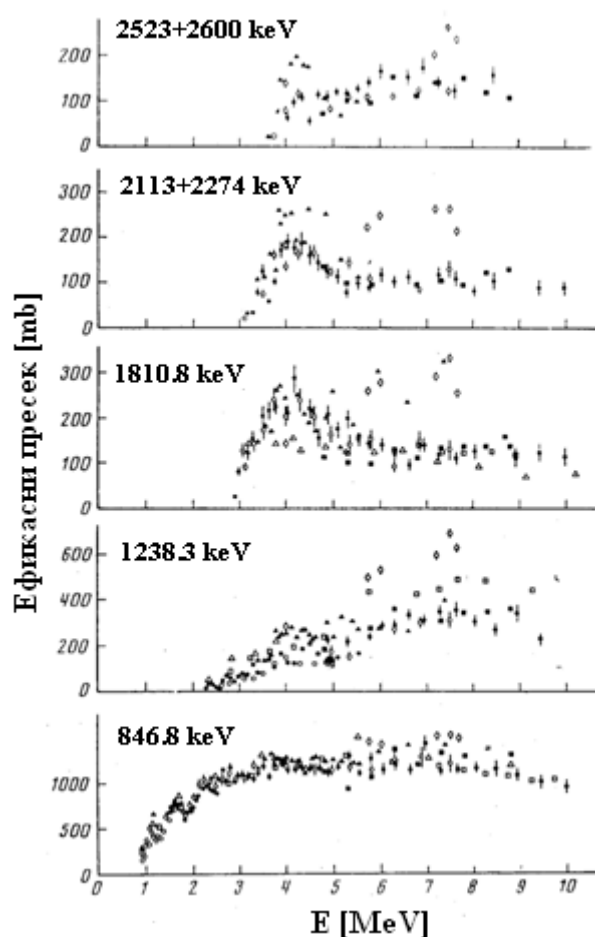
Слика 4.68.

Релативни интензитети гама линија  $^{56}\text{Fe}$  детектованих у фонском спектру и у спектру са извором калифорнијума. Тачке представљају резултате експеримента са сноповима неутрона за енергије неутрона од 6.3 MeV, 7.3 MeV и 14.2 MeV (152, 153). Пуном линијом су представљени релативни интензитети одређени из прикупљеног фонског спектра, а испрекиданим линијама је дат коридор грешке.

Релативи интензитет гама линије од 1810.8 keV показује обрнуту зависност од енергије неутрона у односу на гама линију енергије од 1238.3 keV што је приказано на слици 4.68. Овај резултат такође може бити објашњен на основу експерименталних резултата представљених у раду од (154), слика 4.69: ефикасни пресек за продукцију фотона енергије 1810.8 keV има максимум на око 4 MeV и опада униформно са порастом енергије неутрона. Међутим, детектовани интензитет гама линије 1810.8 keV у мереном фонском спектру је релативно слаб и релативни интензитет је одређен са великом статистичком грешком.

Гама линија од 1037.9 keV није детектована у снимљеним спектрима (фонском спектру и у мерењима са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$ ). Резултати мерења

ефикасних пресека објављених у студији (156) показују да је ефикасни пресек за емисију гама фотона енергије од 1037.9 keV нееластичним расејањем неутрона на изотопу  $^{56}\text{Fe}$  за енергију неутрона од 6.5 MeV око 36 пута мањи од вредности ефикасног пресека за емисију гама фотона енергије од 846.8 keV и 6 пута мањи од ефикасног пресека за емисију гама фотона енергије 1238.3 keV. Експерименталних података за вероватноћу продукције гама фотона од 1037.9 keV интеракцијама космичких неутрона нема у досада објављеним научним радовима. Међутим, на основу података добијених у експериментима са сноповима неутрона може се претпоставити да ефикасни пресек за емисију гама фотона енергије 1037.9 keV има вредности које нису довољне да би у спектрима снимљеним у овом раду била детектована гама линија од 1037.9 keV.



Слика 4.69.

Вредности ефикасних пресека за емисију гама линија изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  након нееластичног расејања неутрона у зависности од енергије неутрона (154).

Резултати мерења у овом раду показују да неутрони генерисани космичким зрачењем у детекторском систему не могу побудити изотоп гвожђа на енергетске нивое више од око 3 MeV, што се види из анализе шеме енергетских нивоа са којих се емитују детектоване гама линије (слика 4.62). Неутрони немају довољну енергију да побуде ниво од 3122.9 keV изотопа  $^{56}\text{Fe}$ , а мали број неутрона има довољне енергије за побуду нивоа од 2085.1 keV. Односно, број присутних неутрона са енергијама већим од 3 MeV је мали да би генерисано гама зрачење процесом нееластичног расејања неутрона било детектовано у снимљеним

спектрима. Овај резултат може бити објашњен чињеницом да је доминантан механизам продукције неутрона у лабораторијама на нивоу мора захват негативног миона, којим се продукује највећи број неутрона са енергијама до око 3 MeV (што је детаљније објашњено у глави II). То потврђује и енергетска зависност неутронског спектра у опсегу енергија од 1 MeV до 4 MeV, емитованих након захвата негативног миона (109):

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{5/11} e^{-E/1.22} \quad (4.13)$$

У подземним лабораторијама неутрони се продукују интеракцијама миона виших енергија, процесима спалационих реакција, у којима се генеришу неутрони знатно виших енергија. Међутим, због мањег броја миона у подземним лабораторијама је присутан и много мањи број неутрона (глава II) па и неутронима генерисана гама активност у овом случају има доста ниже вредности.

У снимљеним спектрима са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  такође нису детектоване гама линије које потичу од деексцитације енергетских нивоа са енергијама већим од 3 MeV. То се може објаснити енергетском расподелом неутрона насталих спонтаном фисијом  $^{252}\text{Cf}$  која у енергетском опсегу енергија неутрона од 0 MeV до 6 MeV има облик (130) :

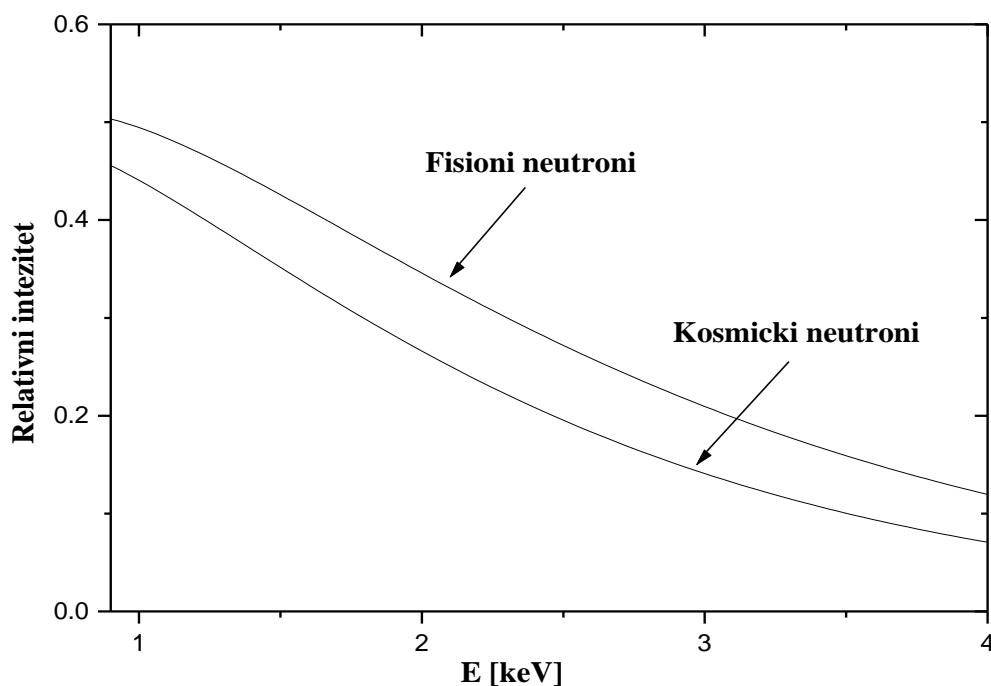
$$\frac{N(E)}{dE} \sim \sqrt{E} e^{-E/1.42} \quad (4.14)$$

Оваква енергетска расподела не даје довољан број неутрона са енергијама већим од 3 MeV да би се у снимљеном спектру са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$  могли видети прелази настали деексцитацијом побуђених нивоа са енергијама већим од 3 MeV.

Занимљиво је поредити резултате за релативне интензитете гама линије изотопа  $^{56}\text{Fe}$  добијене са оба мерена спектра (фонски спектар и спектар са калифорнијумом). Одређене вредности релативних интензитета све три гама линије изотопа  $^{56}\text{Fe}$  су конзистентни. Релативни интензитети гама линије од 1238.3 keV имају приближно исте вредности у фонском спектру и у спектру сакупљеном са извором неутрона. Линија од 1037.9 keV није детектована ни у једном снимљеном спектру, док се вредности релативног интензитета гама линије од 1810.8 keV поклапају у оквиру маргина грешке.

Приближно исте вредности релативних интензитета гама линија изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  одређене из фонског и спектра са извором неутрона (табела 4.31) упућују на то да фисиони неутрони и космички неутрони имају приближно исту вредност средње енергије. Такође, може се закључити да су енергетски спектри фисионих неутрона и неутрона генерисаних космичким мионима веома слични, што потврђују и релације 4.13 и 4.14.

Поређење енергетске дистрибуције броја неутрона насталих спонтаном фисијом калифорнијума и захватом негативног миона приказано је на слици 4.70 у енергетском опсегу од 1 MeV до 4 MeV. Енергетски спектри фисионих и космичких неутрона показују да у репу расподела на енергијама већим од 3 MeV постоји одређен број неутрона. Међутим, резултати мерења у овом раду упућују на то да је број ових неутрона недовољан да би се побудио потребан број језгра гвожђа на енергетске нивое више од 3 MeV чијом деексцитацијом би се емитовали гама фотони који би довели до детекције гама линија изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$ .



Слика 4.70.

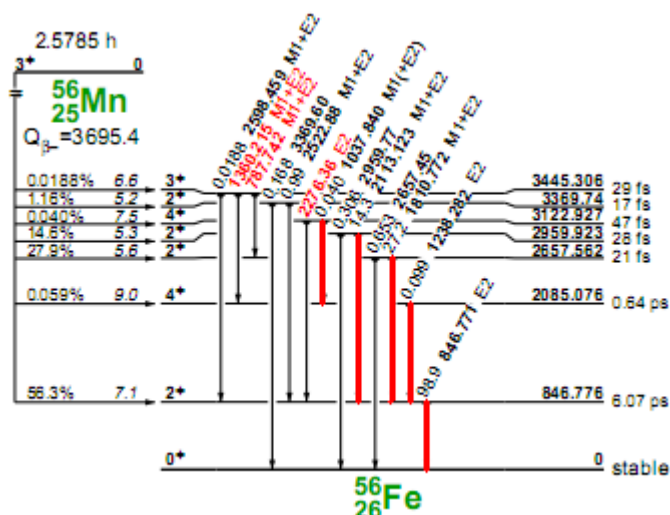
Поређење енергетских спектра фисионих и мионима генерисаних неутрона у олову.

#### 4.2.14. Процена утицаја реакције $^{56}\text{Fe}(\mu, \nu)^{56}\text{Mn}$ на интензитете детектованих гама линија изотопа гвожђа $^{56}\text{Fe}$

У одељку 4.2.11. овог поглавља дати су детектовани интензитети гама линија изотопа  $^{56}\text{Fe}$  након расејања космичких неутрона док су у 4.2.13. анализирани релативни интензитети ових гама линија на основу чега је добијена процена о изгледу спектра и средњој енергији неутрона присутних унутар детекторског система са гвозденом заштитом.

Поред нееластичног расејања неутрона на  $^{56}\text{Fe}$  постоји још један могући извор настанка гама зрачења емитованог од побуђеног изотопа  $^{56}\text{Fe}$ . То је реакција  $^{56}\text{Fe}(\mu, \nu_{\mu})^{56}\text{Mn}$ , захват миона без емисије неутрона. Heidunger и сарадници (155) су утврдили да се око 15.7 % од укупног броја захвата миона на гвожђу одвија путем овог канала захвата. Након захвата неутрона на  $^{56}\text{Fe}$  настаје  $^{56}\text{Mn}$  и емитује се мионски неутрино. Изотоп  $^{56}\text{Mn}$  је нестабилан (са периодом полу распада од 2.5785 h) и распада се на  $^{56}\text{Fe}$  при чему се емитују гама фотони од побуђеног језгра  $^{56}\text{Fe}$  који имају, наравно, исте енергије као фотони емитовани након нееластичног расејања неутрона. Утврђивање доприноса процеса распада  $^{56}\text{Mn}$  одброју гама линија изотопа гвожђа енергија од 846.8 keV, 1238.3 keV, 1810.8 keV и 1037.9 keV допринело би бољој анализи интеракција неутрона са  $^{56}\text{Fe}$  и фона генерисаног космичким зрачењем.

На слици 4.71 приказана је шема распада  $^{56}\text{Mn}$  (135). Дати су гама прелази који су могући заједно са вероватноћама за њихово одвијање.



Слика 4.71.  
Шема распада  $^{56}\text{Mn}$ .

Анализом резултата мерења у овом раду је покушано да се утврди могући утицај процеса  $^{56}\text{Fe}(\mu, \nu_{\mu})^{56}\text{Mn}$  на интензитет детектованих гама линија изотопа  $^{56}\text{Fe}$ . Да би се то учинило прво су поређени релативни интензитети гама линија изотопа  $^{56}\text{Fe}$  енергија од 1238.3 keV, 1810.8 keV и 1037.9 keV одређени у овом раду са релативним интензитетима гама линија након распада  $^{56}\text{Mn}$ . У табели 4.32. су наведени релативни интензитети три гама линије (које су од интереса у овом раду) након распада  $^{56}\text{Mn}$  на  $^{56}\text{Fe}$  (135) и релативни интензитет истих гама линија одређени из снимљеног фонског спектра (167, 28).

Табела 4.32.

Поређење релативних интензитета гама линија  $^{56}\text{Fe}$  добијених из снимљеног фонског спектра са релативним интензитетима истих линија из распада  $^{56}\text{Mn}$ .

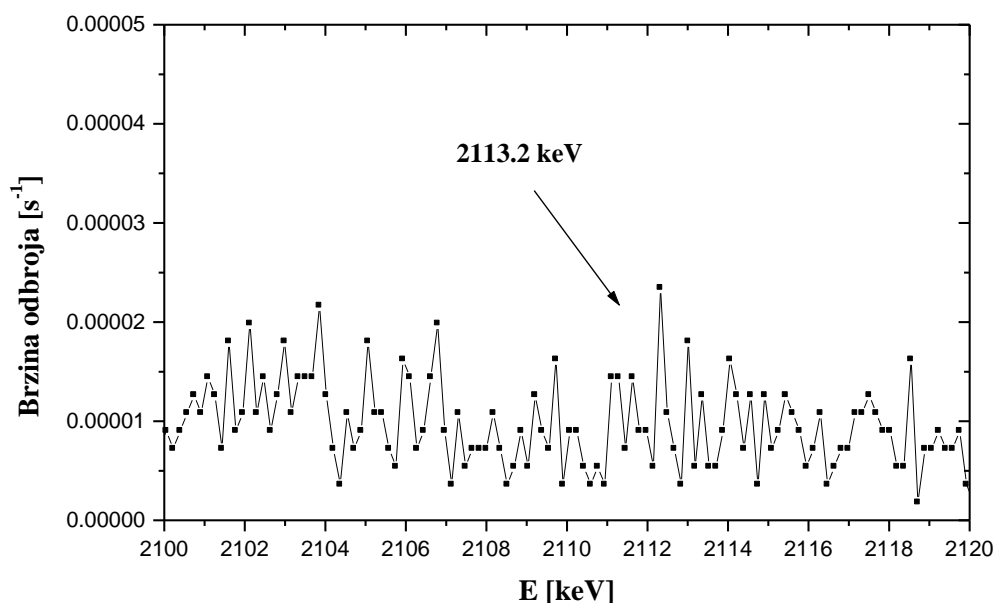
$E_{\gamma}$ [keV]	Релативни интензитет [%]	
	Фонски спектар	Распад $^{56}\text{Mn}$
1037.9	<1.4	0.040
1238.3	8(6)	0.10
1810.8	11(7)	27.7

Поређењем релативних интензитета гама линија након распада  $^{56}\text{Mn}$  са експериментално добијеним вредностима снимањем фонског спектра могу се извести закључци о пореклу ових гама линија и доприносу два могућа процеса (нееластичног расејања неутрона и захвата миона) интензитету гама линија. Након распада  $^{56}\text{Mn}$  емитује се веома слаба радијација од 1238.3 keV што упућује на то да скоро сви детектовани фотони енергије 1238.3 keV потичу од нееластичног расејања неутрона на  $^{56}\text{Fe}$ . Релативно јака гама линија енергије од 1810.8 keV се емитује распадом  $^{56}\text{Mn}$  и због тога постоји могућност да оба ова процеса, нееластично расејање неутрона и распад  $^{56}\text{Mn}$ , доприносе укупном одброју гама пика од 1810.8 keV у фонском спектру. Гама линија енергије од 1037.9 keV није детектована у снимљеном спектру а интензитет ове гама линије је веома слаб и након распада  $^{56}\text{Mn}$ . Поређењем експериментално одређених релативних интензитета гама линија изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  и гама линија из распада  $^{56}\text{Mn}$  не могу се добити јасни закључци о доприносу процеса  $^{56}\text{Fe}(\mu, \nu_{\mu})^{56}\text{Mn}$  интензитету ових гама линија.



Докази о утицају распада  $^{56}\text{Mn}$  на мерене гама линије у фонском спектру могу се добити анализирањем његовог високо енергетског дела и поређењем вредности за емисију гама фотона након распада  $^{56}\text{Mn}$ . Једна од најинтензивнијих гама линија у шеми распада  $^{56}\text{Mn}$  има енергију од 2113.2 keV и кватни принос од 14.3 %. Ова гама линија потиче од прелаза приликом деексцитације енергетског нивоа од 2959.9 keV (слика 4.71). Неутрони генерисани космичким мионима немају довољну енергију да побуде енергетски ниво од 3122.9 keV изотопа  $^{56}\text{Fe}$  због чега се гама линија енергије 1037.9 keV која настаје деексцитацијом овога нивоа не појављује у мереном фонском спектру. Слично се може закључити и за побуду нивоа од 2959.9 keV тј. неутрони немају довољну енергију да побуде и овај ниво. Скорашња мерења (156) показују да ефикасни пресек за емисију гама зрачења енергија од 1037.9 keV и 2113.2 keV интеракцијама неутрона са гвожђем имају приближно исте вредности у широком опсегу енергија. Вредности ефикасног пресека за оба ова прелаза су много мање од вредности ефикасног пресека за емисију гама фотона енергије од 846.8 keV. На пример, ефикасни пресек за гама прелаз од 846.8 keV при енергији неутрона од 6.5 MeV је скоро пет пута већи од ефикасног пресека за појаву прелаза од 1037.9 keV и 2113.2 keV. То значи да би детектована гама линија енергије од 2113.2 keV (уз истовремено одсуство линије од 1037.9 keV) упућивала на то да она потиче само од распада  $^{56}\text{Mn}$ .

Нажалост, горњи енергетски лимит снимљеног фонског гама спектра коришћеног у овој студији је био 2 MeV. Због тога је снимљен нови гама спектар са већим енергетским опсегом који је ишао нешто изнад енергије стандардне фонске гама линије изотопа  $^{208}\text{Tl}$  енергије од 2614.5 keV. Међутим, у новом фонском спектру чије је снимање трајало  $1.04 \cdot 10^6$  s није детектована гама линија од 2113.2 keV. Слика 4.72 показује део снимљеног спектра. Раван део спектра који се појавио на месту линије од 2113.2 keV може евентуално послужити за процену утицаја распада  $^{56}\text{Mn}$  на укупан интензитет гама линије од 846.8 keV изотопа  $^{56}\text{Fe}$  (167).



Слика 4.72.

Део фонског спектра у којем би требала да буде детектована гама линија од распада  $^{56}\text{Mn}$  енергије 2113.2 keV.

## Закључак

У овом раду анализа активности генерисане неутронима у нискофонским гама детекторским системима извршена је одређивањем интензитета детектованих гама линија у снимљеним спектрима. Поменуће линије потичу од интеракција неутрона са материјалима присутним у самом детекторском систему и са материјалима који су постављани око детектора у Маринели геометрији током мерења. На основу добијених резултата мерења интензитета неутронима продукованих гама линија одређени су флуksеви неутрона у детекторском систему различитим методама, а поређењем детектованих интензитета гама линија добијене су значајне информације о начинима продукције гама активности интеракцијама неутрона. Утврђен је утицај одређених материјала на присуство неутрона у нискофонским гама детекторским системима.

### **А) Гама активност генерисана интеракцијама термалних неутрона**

Резултати мерења су у овом раду показали да термални неутрони генеришу гама активност путем захвата неутрона на језгрима материјала присутних у детекторском систему. Детектоване су гама линије које настају захватом неутрона на језгрима германијума (самог детектора) и на материјалима присутним у окружењу детектора. Посебна пажња је посвећена интеракцијама термалних неутрона са самим Ge детектором. У свим снимљеним спектрима регистроване су гама линије које се јављају након распада изомерних стања германијума насталих након захвата неутрона. У случајевима када су око детектора били присутни материјали који добро термализују неутроне детектовне су и промптне гама линије које настају деекситацијом побуђених нивоа након захвата термалних неутрона. Гама линије емитоване путем захвата неутрона на језгрима германијума су коришћене за анализу интеракција неутрона са два нискофонска гама детекторска система. Поређени су спектри мерени HPGe детекторима са различитим врстама заштите (гвожђе и олово). Одређена је гама активност различитих изомерних стања германијума која је продукована захватом термалних неутрона. Добијени подаци показују да је генерисана гама активност реда величине  $\mu\text{Bq}$  по јединици запремине детектора. Одређена је приближно иста активност германијумских кристала када су они били сами постављени унутар оловне и гвоздене заштите. Постављање око детектора материјала који добро термализују неутроне (парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ) довело је до подизања нивоа ове активности до реда величине неколико десетина  $\mu\text{Bq}$  по јединици запремине детектора. То је поседица већег присуства термалних неутрона у овом случају.

Материјали који су коришћени у мерењима и постављани око детектора у Маринели геометрији доводе до појаве нових гама линија у снимљеним спектрима

које су последица неутронских реакција. У снимљеним спектрима током експерименталног рада детектоване су гама линије које потичу од захвата неутрона на језгрима бакра, водоника и јода што показује да сви материјали присутни у детекторској систему могу бити извор детектабилне гама активности генерисане неутронима. Праћен је интензитет детектованих гама линија које се генеришу неутронским процесима у свим снимљеним спектрима и утврђен је утицај присутности различитих материјала на интензитете детектованих гама линија. Запажено је да највећи утицај на повећање детектованог интензитета гама линија које се јављају услед захвата неутрона имају материјали богати водоником (парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ ).

### **Б) Гама активност генерисана интеракцијама брзих неутрона**

Интеракцијама брзих неутрона са материјалима коришћених детекторских система генерисана је гама активност која је детектована у извршеним мерењима у овом раду. Детектоване су у снимљеним спектрима гама линије које потичу од нееластичног расејања неутрона на језгрима германијума, олова, гвожђа, натријума и бакра.

Посебно су анализирани карактеристичне енергетски асиметричне гама линије које настају нееластичним расејањем неутрона у активној запремини германијумског детектора. Утврђен је утицај различитих материјала постављених око детектора на детектоване интензитете ових гама линија. Резултати су показали да празан Маринели суд и  $\text{NaCl}$  утичу, али не у значајној мери, на смањење интензитета  $(n,n')$  гама линија германијума. Смањење интензитета енергетски асиметричних гама линија германијума за око 30 % детектовано је када су парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  били постављени око детектора у односу на случај када је сам германијумски детектор био постављен у оловној запремини. На основу резултата мерења извршено је поређење детектованих интензитета  $(n,n')$  гама линија германијума у два коришћена нискофонска детекторска система са различитим типовима заштите, (оловном и гвозденом заштитом). Регистровани су за ред величине мањи интензитети гама линија германијума помоћу  $\text{HPGe}$  детектора у гвозденој него у оловној заштити, што је директна последица веће продукције неутрона космичким зрачењем у олову него у гвожђу.

Занимљива је детаљнија анализа детектованих интензитета  $(n,n')$  гама линија изотопа олова и бакра које се јављају услед интеракција неутрона са језгрима ова два елемента. Утврђено је да постављање различитих материјала између оловне заштите и  $\text{HPGe}$  детектора не доводи до значајне промене интензитета ових гама линија. Приликом обраде резултата мерења коришћена је Монте Карло симулација како би се извршила корекција детектованог интензитета гама линија олова и бакра и елиминисала апсорпција зрачења емитованог из олова и бакра у материјалу који се налазио између оловне заштите и слоја бакра, и детектора. Детектовани интензитети гама линија олова и бакра у свим мерењима се налазе у оквиру грешке мерења од  $2\sigma$ . За разлику од  $(n,n')$  гама линија германијума чији се интензитет значајно мења са променом модераторских карактеристика материјала у окружењу детектора, интензитет гама линија олова и бакра остаје доста стабилан што указује на различит утицај материјала унетих у оловну заштиту на флукс неутрона на месту кристала германијума и на месту заштите.

## В) Одређивање флукса неутрона

Посебна пажња у овом раду је посвећена анализи метода одређивања вредности флукса неутрона у нискофонским гама детекторским системима. Вредности флукса неутрона су овом приликом одређене коришћењем различитих неутронских реакција, чиме су добијене вредности флукса брзих и термалних неутрона у детекторском систему, са материјалима који су постављани око германијумског детектора у оловној заштити и без њих. За одређивање вредности флукса неутрона искоришћене су реакције неутрона са језгрима германијума, водоника, олова и индијума. Одређивање флукса неутрона на овакав начин, без употребе неутронских детектора је битно пошто се флукс неутрона мења са изменом геометрије која настаје променом материјала који су присутни око детектора. То показују анализе детектованих интензитета гама линија изотопа германијума које су генерисане неутронским интеракцијама. Интензитет ових гама линија зависи од геометрије мерења тј. врсте материјала који је присутан у окружењу детекторског система. Измена материјала присутног у детекторском систему мења флукс неутрона у детекторском систему. Зато је употреба неутронских детектора за одређивање флукса неутрона у нискофонским гама детекторским системима неадекватна. Сам неутронски детектор измени присутни флукс неутрона и вредности флукса неутрона измерене неутронским детектором не одговарају вредностима флукса неутрона у одсуству неутронског детектора. Због тога је битно развити поуздан начин одређивања флукса неутрона у току самог мерења датог узорка за познату геометрију коришћењем детектованих интензитета гама линија насталих интеракцијама неутрона са материјалима детекторског система.

Стандардни начин одређивања флукса неутрона заснива се на семиемпиријским формулама у којима фигуришу детектовани интензитети гама линија германијума. На овај начин се одређује флукс неутрона на месту германијумског детектора. Коришћењем поменуте методе у овом раду су одређени флуксеви брзих и термалних неутрона употребом детектованих интензитета гама линија германијума енергија од 139.9 keV и 691.3 keV које настају неутронским реакцијама  $^{74}\text{Ge}(n,\gamma)^{75\text{m}}\text{Ge}$  и  $^{72}\text{Ge}(n,n'\gamma)^{72}\text{Ge}$  респективно. Поред семиемпиријских формула коришћене су и релације за израчунавање флуксева неутрона које се заснивају на познавању ефикасних пресека за одређене неутронске реакције са језгрима германијума. Ова два начина одређивања флукса неутрона употребом детектованих интензитета гама линија изотопа германијума су дали конзистентне вредности флуксева брзих и термалних неутрона које се међусобно слажу у оквиру грешке мерења.

У овом раду је посебно анализирано порекло гама линије германијума од 139.9 keV чији се детектовани интензитет стандардно користи за одређивање флукса термалних неутрона у нискофонским гама спектроскопским мерењима. Проблем који се јавља приликом одређивања флукса термалних неутрона употребом семиемпиријске релације (4.2 и 4.3) је тај што гама линија од 139.9 keV која се користи приликом израчунавања вероватно може потицати и од захвата термалних неутрона и од интеракција брзих неутрона. Зависност интензитета промтне гама линије од 595.5 keV, која настаје једино захватом термалних неутрона, од интензитета гама линије од 139.9 keV приказана на слици 4.37 а) упућује на закључак да допринос одброју испод пика гама линије од 139.9 keV дају и брзи неутрони. Наиме, у снимљеном спектру када је сам германијумски детектор био присутан у оловној заштити гама линија од 595.5 keV је регистрована на

граници детекције, док је гама линија од од 139.9 keV релативно интензивна. У овом случају унутар оловне заштите није био постављен материјал који би могао извршити термализацију неутрона па се због тога може претпоставити да детектовани интензитет гама линије енергије од 139.9 keV потиче од интеракција брзих неутрона. Проређење промена интензитета гама линија енергија од 595.5 keV и 139.9 keV такође упућује на допринос интензитету гама линије од 139.9 keV интеракције брзих неутрона. Могућност процене доприноса интеракција брзих неутрона интензитету гама пика од 139.9 keV илустрована је на слици 4.37 б). Закључак да брзи неутрони дају допринос интензитету гама линија германијума које потичу од распада изомерних стања произилази и из анализе поређења интензитета гама линије енергија од 139.9 keV, 198.3 keV и 66.7 keV. Сви ови резултати упућују на то да највероватније сви стандардни методи одређивања флукса термалних неутрона који се заснивају на коришћењу интензитета ове гама линије не дају тачне резултате и неопходно је извршити ревизију ових стандардних метода. Да би се то учинило, потребно је утврдити тачан допринос интеракција брзих неутрона одброју испод гама пика 139.9 keV. То би се могло постићи ако би детектор у потпуности био окружен слојем кадмијума који би апсорбовао термалне неутроне, и у том случају детектовани интензитет гама линије од 139.9 keV потицао би у потпуности од интеракција брзих неутрона. Овакво мерење би могло помоћи разумевању интеракција неутрона са германијумом и отклањању дилеме колики је допринос брзих неутрона одброју испод пикова гама линија германијума за које се сматра да потичу од распада изомерних стања насталих интеракцијама неутрона. Потенцијална нова метода за одређивање флукса брзих и термалних неутрона могла би се заснивати на коришћењу детектованог интензитета гама линије од 595.5 keV која настаје и захватом и нееластичним расејањем неутрона. На тај начин би се обрадом два пика, стандарног Гаусовог и енергетски асиметричног, у истој енергетској области могао одредити флукс како термалних, тако и брзих неутрона. Проблем који се при томе мора решити је фитовање и раздвајање доприноса захвата и расејања неутрона сложеној структури испод пика енергије од 595.5 keV.

Нова метода одређивања флукса термалних неутрона заснована на интеракцијама неутрона са језгрима водоника представљена је у овом раду. Ову методу је могуће користити ако је у окружењу детектора присутан материјал који садржи водоник. То су у овом случају били парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ . За одређивање флукса термалних неутрона искоришћен је детектовани интензитет гама линије енергије од 2223 keV која се јавља у снимљеним спектрима због неутронске реакције  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ . Коришћење ове реакције за одређивање флукса термалних неутрона је погодно због тога што њу генеришу искључиво термални неутрони и не јавља се проблем могућег доприноса интеракција брзих неутрона као што је случај са гама линијом од 139.9 keV изомера германијума  $^{75\text{m}}\text{Ge}$ . Овом новом методом одређен је флукс термалних неутрона у случају када су парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  били присутни око германијумског детектора у оловној заштити. На овај начин је одређен флукс термалних неутрона на месту мереног узорка. Мерењем флукса неутрона реакцијом  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$  добијене су вредности које се делимично слажу са резултатима осталих коришћених метода.

Флукс брзих неутрона у овом раду је одређен и коришћењем детектованих интензитета гама линија насталих интеракцијама неутрона са језгрима олова. На овај начин је одређен флукс неутрона на месту оловне заштите. Проблем који се појавио приликом овог израчунавања је тачно познавање вредности ефикасног пресека за нееластично расејање неутрона на олову. Коришћена су два сета података вредности ефикасног пресека за интеракцију неутрона са оловом која су

измерена релативно давно и међусобно се разликују за више од 80%. Одређене су вредности ефикасног пресека за нееластично расејање неутрона само за неутроне са енергијама мањим од 3 MeV. Ове чињенице намећу потребу тачног мерења ефикасног пресека за нееластично расејање неутрона на језгрима олова при различитим енергијама неутрона у ширем енергетском опсегу.

Израчунате вредности флукса неутрона у два HPGe детекторска система показују да је флукс термалних неутрона у оловној заштити незнатно већи од флукса неутрона у гвозденој заштити, док је флукс брзих неутрона око 3 пута већи у олову него у гвожђу. Тиме је само потврђена позната предност коришћења гвоздених заштита детектора пошто је у њима много мање присуство неутрона него у оловним заштитима (10). Ови резултати се могу објаснити тиме што продукција неутрона космичким мионима веома зависи од атомског броја  $Z$  и густине мете (111).

Да би се испитао утицај различитих окружења на број неутрона присутних у детекторском систему одабрани материјали са одређеним карактеристикама за успоравање неутрона су постављани око германијумског детектора у оловној заштити и вршена су снимања спектра. Добијени резултати показују да је највећи флукс брзих неутрона на месту детектора када је сам детектор у оловној заштити. Највише вредности термалног флукса неутрона су добијене у случају кад су око детектора били постављени парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ . Празан Маринели суд са дебљином пластике од 4 mm редуковао је незнатно флукс брзих термалних неутрона. NaCl није извршио значајнији утицај на промену флукса. Материјали који добро термализују неутроне (због високог садржаја водоника),  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  и парафин, извршили су смањење броја брзих неутрона на месту HPGe детектора и повећање броја термалних неутрона. Термализација неутрона парафином и плавим каменом довела је до детекције и промптних гама линија германијума које настају услед захвата термалних неутрона на германијуму. Истраживања спроведена у овом раду могу бити искоришћена приликом пројектовања заштита од неутрона. Резултати мерења показују да је празан PVC пластични Маринели суд извршио одређену редукују флукса брзих неутрона. Коришћена је међутим мала количина овог материјала. Мерења са слојем PVC пластике веће дебљине могла би дати резултате који би говорили о повољној употреби овог материјала за редукују броја неутрона у нискофонским гама спектроскопским системима. Проблем који се јавља код употребе PVC пластике за сузбијање неутронима генерисане компоненте фона је присуство радионечистоћа у овом материјалу. Присуство урана и торијума као и њихових потомака у пластици доводи до подизања нивоа фона гама активности од природних радионуклида. Зато је потребно да пластика буде проверена на степен радиоактивне контаминације и неопходно је користити што је могуће чистије материјале. Од осталих материјала који су употребљени у мерењима у овом раду значајан утицај на број неутрона имали су парафин и  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ . Они су скоро у истој мери довели до смањења броја брзих и повећања броја термалних неутрона. Зато је парафин или неки други материјал са високим процентом водоника погодно користити када је неопходно извршити термализацију неутрона. Наравно и ове материјале је потребно тестирати на ниво радиоактивне контаминације и употребљени материјали морају бити што је могуће чистији.

Утицај детектора за редукују комптонски расејаних неутрона, NaI, који је био пасивно постављен око германијумског детектора у гвозденој заштити, на гама активност генерисану неутронима је посебно анализиран. Поређењем интензитета гама линија германијума у снимљеним спектрима са NaI и без њега утврђен је утицај NaI на број неутрона присутних на месту самог детектора. Добијени

резултати показују да присуство NaI нема значајнији утицај на број термалних неутрона. Детектован интензитет гама линија германијума је био веома низак да би се могли добити јасни закључци о утицају NaI на број присутних брзих неутрона. Из добијених резултата може се закључити да NaI не термализује неутроне, а вероватно у NaI не долази ни до продукције нових неутрона интеракцијама космичких миона. NaI компоненти фона од гама активности генерисане неутронима доприноси једино уношењем у спектар две нове гама линије од 439.3 keV и 442.9 keV које настају захватом ( $^{127}\text{I}(n,\gamma)^{128}\text{I}$ ) и расејањем ( $^{23}\text{Na}(n,n')^{23}\text{Na}$ ) неутрона на натријуму и јоду.

### **Г) Интеракције неутрона са гвожђем**

У овом раду посебна пажња је посвећена анализи гама активности продукване интеракцијама неутрона са језгрима изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$ . Утврђено је снимањем фонског спектра да нееластично расејање неутрона генерисаних мионским интеракцијама на  $^{56}\text{Fe}$  може довести до емисије само фотона са енергијама од 846.8 keV, 1238.3 keV и 1810.8 keV. Овај резултат показује да космичко зрачење не може на нивоу мора путем захвата и нееластичног расејања неутрона насталих мионским захватом побудити енергетске нивое изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  који су виши од 3 MeV у довољној мери да би гама прелази са виших енергетских нивоа овог изотопа били детектовани. Из овога се закључује да у флуксу космичких неутрона генерисаних захватом миона нема довољан број неутрона који би путем нееластичног расејања предали енергије веће од 3 MeV језгрима гвожђа.

На основу детектованих интензитета гама линија изотопа гвожђа  $^{56}\text{Fe}$  одређени су њихови релативни интензитети нормирањем на интензитет најинтензивније гама линије од 846.8 keV. Добијени релативни интензитети су одређени и из спектра са извором неутрона  $^{252}\text{Cf}$ . Поређење релативних интензитета гама линија изотопа  $^{56}\text{Fe}$  одређених у овом раду са релативним интензитетима добијеним у експериментима са сноповима неутрона показало је да космички неутрони имају сличан енергетски спектар као и фисиони неутрони са нешто већом средњом енергијом. Треба напоменути и могућност да детектоване гама линије могу потицати и од распада  $^{56}\text{Mn}$  насталог процесом захвата миона,  $^{56}\text{Fe}(\mu, \nu_{\mu})^{56}\text{Mn}$ . На основу података добијених обрадом снимљених спектра није било могуће тачно проценити утицај процеса захвата миона на интензитет гама линија  $^{56}\text{Fe}$ . У снимљеним спектрима није детектована гама линија енергије од 2113.2 keV која би потицала искључиво од распада  $^{56}\text{Mn}$ . Добијени резултати показују да 20 t гвожђа није довољно да би се мерењем од  $10^6\text{s}$  установио утицај захвата миона на интензитет гама линија изотопа  $^{56}\text{Fe}$ . Неопходно је снимање спектра са дужим периодом временом мерења да би се утврдила могућност детектабилности гама зрачења генерисаног процесом  $^{56}\text{Fe}(\mu, \nu_{\mu})^{56}\text{Mn}$ .

Резултати презентовани у овом раду показали су значај гама активности генерисане неутронима у нискофонским гама спектроскопским системима приликом нискофонских мерења малих активноти. Отворена питања из ове области намећу потребу за даљим истраживањима неутронима генерисане активности у нискофонским гама спектроскопским системима.

## Литература

1. H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Staudt, *Non-accelerator Particle Physics*, Briston, Institute of Physics Publishing, (1995), 0 7503 0305 0.
2. J. Сливка, И. Бикит, М. Весковић, Љ. Чонкић, *Гама спектроскопија (специјалне методе и примене)*, Нови Сад, Природно-математички факултет, (2000), 8649900747.
3. G. Heusser, Background in ionizing radiation detection, [аут. књиге] R. Garcia-Tenorio, M. Garcia-Leon, *Low-Level Measurements of Radioactivity in the Environment*, Singapore, World Scientific, (1994).
4. P. P. Povinec, Underground low-level counting, [аут. књиге] R. Garcia-Tenorio, M. Garcia-Leon, *Low-Level Measurements of Radioactivity in the Environment*, Singapore, World Scientific, (1994).
5. P. P. Povinec, Developments in analytical technologies for marine radionuclide, [аут. књиге] H.D. Livingston, *Marine Radioactivity*, Amsterdam, Elsevier, (2004).
6. I. Zvira, P.P. Povinec, I. Sykora, *Pure Appl. Chem*, (1994), 66, 2537.
7. R. Wordel et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, (1996), 369, 557.
8. G. Heusser, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (1996), 369, 539.
9. I. Bikit, I. Aničin, J. Slivka, M. Krmar, J. Puzović, Lj. Čonkic, *Phys. Rev. C*, (1996), 54, 3270.
10. G. Heusser, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci*, (1995), 45, 543.
11. Y. Feige, B.G. Olman, J. Kastner, *J. Geophys. Res.*, (1968), 73, 3135.
12. G. Heusser, Progress in Ge-spectrometry at the Max-Planck-Institut, [аут. књиге] P. Povinec, *Rare Nuclear Processes*. Singapore, World Scientific, (1992).
13. T. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge, Cambridge Univ. Press, (1990), 0521326672.
14. J. M. Carmona et al., *Astroparticle Physics*, (2004), 21, 523-533.
15. V. E. Guiseppe et al., *Physical Review C*, (2009), 79, 054604.
16. J. Marganec et al., *Physical Review C*, (2009), 79, 065802.
17. W. Joachim, *Measurement of muon induces neutron background at shallow sites*, York, IDM, (2002).
18. C. Athanossopoulos et al., *Phys. Rev. Lett.*, (1998), 81, 1774.
19. K. Eitel, *Nucl. Phys.B (Proc. Suppl.)*, (1999), 70, 210.
20. R. C. Reedy, J. R. Arnold, and J. I. Trombka, *Journal of Geophysical Research*, (1973), 78, 5847.
21. M. Ambrosi, R. Skidmore, *Advances in Space Research*, (2009), 44, 44.
22. M. Segawa et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, (2006), 564, 370-377.
23. V. A. Kudryavtsev, N. J. C. Spooner, J. E. McMillan, *Nucl. Instrum. and Meth. A*, (2003), 505, 688-698.
24. N. Jovančević, M. Krmar, D. Mrđa, J. Slivka, I. Bikit, *Nucl. Instr. and Meth. A*, (2010), 612, 303-308.
25. N. Jovancevic, M. Krmar, I. Bikit, D. Mrđa, M. Vesković, J. Slivka, N. Todorović, S. Forkapić, G. Šoti, J. Papuga, Dubrovnik, Nuclear structure and dynamic 09, Proceeding of the International Conference, (2009).



26. M. Krmar, N. Jovančević, D. Mrđa, J. Slivka, I. Bikit, N. Todorović, M. Vesković, Dubna, XVI International Seminar on Interstion of Neutrons with Nuclei, Proceesing of the International Conference, (2008).
27. N. Jovančević, M. Krmar, J. Slivka, D. Mrđa, I. Bikit, Jornal of Research in Physics, (2009), 33, 49-54.
28. N. Jovančević, M. Krmar, Dubna, XVIII Inernational Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Proceesing of the International Conference, (2010).
29. N. Jovančević, M. Krmar, I. Bikit, M. Vesković, D. Mrđa, Kopaonik, XXV Simozijum društva za zaštitu od zračenja Srbije i Crne Gore, Zbornik radova sa konferencije, (2009).
30. J. P. Ponpon, Semiconductor detector, [аут. књиге] W. Greiner D. N. Poenaru, *Experimental Tehniques in Nuclear Physics*, Berlin, New York, Walter de Gruyter, (1997).
31. W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment*, Berlin, Springer-Verlag, (1994), 3540572805.
32. R. J. Gehrke, J. R. Davidson, *Applied Radiation and Isotopes*, (2005), 62, 479-499.
33. Canberra, *Product catalog*.
34. P. P. Povinec, P. Vojtyla, J. F. Comanducci, Monte Carlo simulation of background characteristics of gamma-ray spectrometrers - a comparison with experiment, [аут. књиге] P. P. Povinec, *Analysis of environmental radionuclides*, Amsterdam, Elsevier, (2008).
35. T. Belan et al., Investigation of radionuclide variations in the Bratislva air, [аут. књиге] P. P. Povinec, *Rare Nuclear Processes*, Singapore, World Scientific, (1992).
36. P. Bossew, *Appl. Radi. an Isot.*, (2004), 62.
37. S. Niese, Underground laboratories for low-level radioactivity measurements, [аут. књиге] P.P. Povinec, *Analysis of environmental radionuclides*, Amsredam, Elsevier, (2008).
38. J. A. Simpson, *Ann. Rev. Nucl. and Particle Sci.*, (1983), 33, 323.
39. J. W. Cronin, *Rev. Mod. Phys.*, (1999), 71, S165-S172.
40. M. Nagano et al., *J. Phys. G*, (1984), 10, 1295.
41. M. Teshima et al., *J. Phys G*, (1986), 10, 1097.
42. J. Hoerandel, *Astropart. Phys.*, (2003), 19, 193.
43. D. J. Bird et al., *Astrophys. J.*, (1995), 441, 144.
44. N. Hayashima et al., *Phys. Rev. Lett.*, (1994), 73, 3941.
45. R. Abbasi et al., *Phys. Lett. B*, (2005), 619, 271.
46. P. Sommers et al., Pune, India, astro-ph/0507150, *Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf.*, (2005).
47. N. Hayashima et al., *Phys. Rev. Lett.*, (1994), 73, 3941.
48. S.W. Barwick et al., *Astrophys. J.*, (1998), 498, 779.
49. D. H. Perkins, *Astropart. Phys.*, (1994), 2, 249.
50. R. Bellotti et al., *Phys. Rev. D*, (1999), 60, 052002.
51. R. Bellotti et al., *Phys. Rev. D*, (1996), 53, 35.
52. M. Boezio et al., *Phys. Rev. D*, (2000), 62, 032007.
53. S. Coutu et al., *Phys. Rev. D*, (2000), 62, 032001.
54. S. Hayakawa, *Cosmic Ray Physics*, New York, Wiley, Interscience, (1969).
55. P. K. F. Grieder, *Cosmic Rays at Earth*, Elsevier Science, (2001).
56. S. A. Stephens, R. R. Daniel, *Reviews of Geophysics*, (1974), 12, 223-258.
57. M. P. De Pascale et al., *J. Geophys. Res.*, (1993), 98, 3501.
58. O. C. Allkofer, *Introduction to cmosmic radiation*, Munich, Thieming, (1975).

59. C. G. S. Costa, *Astropart. Phys.*, (2001), 16, 193.
60. B. C. Rastin, *J. Phys. G*, (1984), 10, 1609.
61. C.A. Ayre et al., *J. Phys. G*, (1975), 1, 584.
62. J. Kremer et al., *Phys. Rev. Lett.*, (1999), 83, 4241.
63. H. Jokisch et al., *Phys. Rev. D*, (1979), 19, 1368.
64. W. R. Frazer, *Phys. Rev. D*, (1972), 5, 1653.
65. Z. Grraffo, A. Pigotti, G. Zgrablich, *Nucl. Physics. B*, (1973), 53, 419.
66. I. L. Rosental, *Sov. Phys, Uspekhi*, (1968), 11, 49.
67. M. Crouch, *Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf.*, (1987), 6.
68. Yu. M. Andreev, V.I. Gurentzov, I.M. Kogai, Moscow, *Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf.*, (1987), 6.
69. M. Aglietta et al. (LVD Collaboration), *Astropart. Phys.*, (1995), 3, 311.
70. M. Ambrosio et al., (MACRO Collaboration), *Phys. Rev. D*, (1995), 52, 3793.
71. Ch. Berger et al., (Frejus Collaboration), *Phys. Rev. D*, (1989), 40, 2163.
72. G. Muller et al., *Nucl. Instrum Methods A*, (1990), 295, 133-139.
73. P. Vojtyla, *Nucl. Instr. and Methods Phys. Res. B*, (1995), 100, 87.
74. R. Tykva, D. Berg, *Man-Made and Natural Radioactivity in Environmental Pollution and Radiochronology*, London, Kluwer Academic Publishers, (2004), 1402018606.
75. B. Heisinger et al., *Earth and Planetary Science Letters*, (2002), 200, 345-355.
76. B. Heisinger et al., *Earth and Planetary Science Letters*, (2002), 200, 357-369.
77. H. Oeschger, M. Wahlen, *Ann. Rev. of Nucl. Science*, (1978), 10, 53.
78. H. Aiginger, F. J. Maringer, E. Unfried, *MIN PR B*, (1986), 17, 435.
79. D. Mrda et al., *Radiation Measurements*, (2007), 42 (8), 1361-1367.
80. I. Bikit et al., *Nucl. Instr. and Methods Phys. Res. A*, (1999), 421, 266-271.
81. H. M. Araujo et al., *Nucl. Instr. and Methods Phys. Res. A*, (2005), 545, 398-411.
82. V. A. Kudryavtsev et al., *Nucl. Instr. and Methods Phys. Res. A*, (2003), 505, 688-698.
83. F. Boehm et al., *Physical Review D*, (2000), 62, 092005.
84. Y. F. Wang et al., *Physical Review D*, (2001), 64, 013012.
85. V. Chazal et al., *Astrop. Phys.*, (1998), 9, 163.
86. J. M. Carmona et al., *Astrop. Phys.*, (2004), 21, 523-533.
87. S. R. Hashemi-Nezhad, L. S. Peak, *Nucl. Instrum. Methods A*, (1995), 357, 524-534.
88. A. Rindi et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, (1989), 267, 529.
89. NCPB, Bethesda, MD, USA, Report of the National Council of Radiation Protection and Measurement, (1987), No 94.
90. G. Cocconi, V. Tongiorgi, *Phys. Rev.*, (1951), 84, 29-36.
91. K. Yamakoshi, K. Nogami, *Nucl. Instrum. Methods*, (1976), 134, 519-524.
92. R. Wordel, et al., *Nucl. Instr. and Meth. A*, (1996), 369, 557.
93. D. F. Measday, *Physics Reports*, (2001), 354, 243-409.
94. H. Primakoff, *Reviews of modern physics*, (1959), 31.
95. T. Suzuki et al., *Phys. Lett. B*, (1980), 95, 202.
96. H. Hanscheid et al., *Z. Phys. A*, (1990), 335, 1.
97. L. W. Huff, *Ann. Phys. (N.Y.)*, (1963), 16, 288.
98. T. Suzuki et al., *Phys. Rev. C*, (1987), 35, 2212.
99. B. MacDonald, J. A. Diaz, S. N. Kaplan, R. V. Pyle, *Phys. Rev. B*, (1965), 139, 1253.
100. G. Heusser, T. Kirsten, *Nucl. Phys. A*, (1972), 195, 369.

101. A. Wyttenbach et al., Nucl. Phys. A, (1978), 294, 278.
102. M. Lifshitz, P. Singer, Phys. Lett. B, (1988), 215, 607.
103. N.C. Mukhopadhyay, J. Haderman, P. Singer, Phys. Rev. Lett., (1980), 44, 1653.
104. B. Budick et al., Phys. Lett. B, (1982), 110, 375.
105. B. Budick et al., Nucl. Phys. A, (1983), 393, 469.
106. J. van der Pluym et al., Phys. Lett. B, (1986), 177, 21.
107. T. Kozlowski et al., Nucl. Phys. A, (1985), 436, 717.
108. E. K. McIntyre et al., Phys. Lett. B, (1984), 137, 339.
109. W. U. Schroder et al., Z. Phys., (1974), 268, 57.
110. T. Kozlowski et al., Nucl. Phys. A, (1985), 436, 717-732.
111. S. Croft, L. C. A. Bourva, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, (2003), 505, 536-539.
112. A. S. Malgin, O. G. Ryazhskaya, Physics of Atomic Nuclei, (2008), 71, 1769-1781.
113. R. Hertenberger, M. Chen, B. L. Doudherty, Phys. Rev. C, (1995), 52, 3449.
114. da Silva et al., Nucl. Instrum. Methods A, (1995), 354, 553.
115. S. Kenneth Krene, *Introductory Nuclear Physics*, New York, John Wiley & Sons, (1988), 047180553.
116. P. Reuss, *Neutron Physics*, Les Ulis Cedex, France, EDP Sciences, (2008). 9782759800414.
117. D. Bodansky, *Nuclear Energy*, New York, Springer, (2004), 0387207783.
118. C. D. G. King, *Nuclear Power Systems*, New York, The Mackmillan company, (1964).
119. G. Breit, E. Wigner, Physical Review, (1936), 49.
120. E. Segre, *Nuclei and Particles*, 2nd edition (Reading, MA: W.A. Benjamin), (1977).
121. M. Benedict, T. H. Pigford, H. W. Levi, *Nuclear Chemical Engineering, 2nd edition*, New York, McGraw-Hill, (1981).
122. J. R. Lamarsh, *Introduction to Nuclear Engineering, 2nd edition*, (1983), Addison-Wesley.
123. Д. Поповић, *Нуклеарна енергетика*, Београд, Научна књига, (1978).
124. R. Wordel et al., Nucl. Instr. Methods Phys. Res. A, (1996), 369, 557-562.
125. T. Siiskonene, H. Toivonen, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, (2005), 540, 403-411.
126. G. Grosshög, Neutron detectors, [аут. књиге] W. Greiner D. N. Poenaru, *Experimental Techniques in Nuclear Physics*, Berlin, Walter de Gruyter, (1997).
127. I. Bikit et al., Phys. Rev. C, (1998), 58, 2566.
128. I. Bikit et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A, (1999), 421, 266.
129. И. Бикит, Л. Маринков, М. Весковић, *Нискофонска заштита за полупроводнички гама спектрометар*, Сплит, XXVIII Југословенска конференција ЕТАН-а, ЕТАН VI 51, (1984).
130. W. Mannhart, The neutron spectrum of spontaneous fission of californium-252, *Handbook on nuclear activation data, Technical reports series No. 273*. Vienna, International Atomic Energy Agency, (1987).
131. S. Agostinell et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, (2003), 506, 250.
132. V. Peyres, E. Garcia-Torano, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, (2007), 580, 296-298.
133. J. Boson et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, (2008), 587, 304-314.

134. *Standad Reference Material 4350B*. National Bureau of Standards Certificate, (1981).
135. E. Browne, R. B. Firestone, *Table of Radioactive Isotopes*, New York, A Wiley-Interscience Publication, (1986). 047184909.
136. R. L. Bunting, J. J. Krauchaar, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*, (1974), 118, 565-572.
137. E. C. Campbell, F. Nelson, *Phys. Rev.*, (1957), 107, 502-503.
138. LBNL Isotopes Project-LUNDS Universitet, Nuclear Data Dissemination HomePage, <http://ie.lbl.gov/toi.html> .
139. E. Gryntakis, D. E. Cullen, G. Mundy, Thermal neutron cross-sections and infinite dilution resonance integrals, *Handbook an Nuclear Activation Data*, Vienna, International Atomic Energy Agency, (1987).
140. G. P. Skoro, I. V. Anicin, A. H. Kukoc, Dj. Krmpotic, P. Adzic, R. Vukanovic, M. Zupancic, *Nucl. Instr. and Meth. A* , (1992), 316, 333.
141. C. H. Westcott, W. H. Walker, T. K. Alexander, Geneva, *Proc. 2nd Int. Conf. Peaceful Use of Atomic Energy*, 16, 70, United Nations, (1958).
142. S. Nakamura, Wada H., Shcherbakov O., Futaka K., Harada H., Katoh T., *Journal of Nuclear Science and Technology*, (2003), 40, 119-124.
143. D. A. Lind, R. B. Day, *Annals of Physics*, (1961), 12, 485.
144. R. M. Kiehn, C. Goodman, *Phys. Rev.*, (1954), 95, 989.
145. B. Goulard, H. Primakoff, *Phys. Rev. C* 10, (1974), 2034.
146. R. B. Day, *Phys. Rev.* 102, (1956), 767.
147. L. Cranberg, J. S. Levin, *Phys. Rev.* 103, (1956), 343.
148. D. J. Bredin, *Phys. Rev.* 135, (1964), B412.
149. V. C. Rogers, *Phys. Rev. C* 6, (1972), 801.
150. S. Mellema, R. W. Finlay, F. S. Dietrich, *Phys. Rev. C* 33, (1986), 481.
151. R. S. Pedroni et al., *Phys. Rev. C* 38, (1988), 2052.
152. J. Lachkar et al., *Nuclear Science and Engineering* 55, (1974), 168.
153. S. Xiamin et al. *Chinese Journal of Nuclear Physics* 4, (1982), 120.
154. M. A. Savin et al. *Journal oh Nuclear Physics* 23, (1976), 512.
155. B. Heisinger et al., *Eath and Planetary Science Letters* 200, (2002), 357.
156. C. Castaneda et al., *Nucl. Instr. and Meth. B* 260, (2007), 508.
157. NCRP 81, Carbon -14 in the environment, NCRP Report No. 81, (1985).
158. NCRP 56, Radiation exposure from consumer products and miscellaneous sources, NCRP Report No. 81, (1977).
159. UNSCEAR, *Ionization Radiation: Sources and biological effects*, New York, UN, Report to the General Assembly, with annexes, (1982).
160. D. Lal, B. Peters, Cosmic-ray produced radioactivity on the earth. In: *Encyclopedia of Physics*, Vol. XLVI/2 (Cosmic ray), ed. K. Sitte, Springer Verlag, New York, (1967).
161. UNSCEAR, *Sources and effects of ionization radiation*, New York, UN, Report to the General Assembly, with annexes, (1977).
162. NCRP 62, Tritium in the environment, Washington DC, NCRP Reaport No. 62, (1979).
163. CERN, Particle Data Group, CERN, Geneva, (1992).
164. CERN, Yellow Report 85-03. CERN, Geneva, (1985).
165. D. E. Groom, S. R. Klein, *The Europen Physical Journal C*, (1999), 15, 1-4, 163-173.
166. *Genie 2000 Operations Manual*, Canberra Industries, USA (ISO 9001 System certified).

167. M. Krmar, N. Jovancevic, D. Nikolic, Gamma ray production in inelastic scattering of neutrons produced by cosmic muons in  $^{56}\text{Fe}$ , arXiv: 1003.3890V1 [nucl-ex], 19 Mar 2010.
168. E.K. McIntyre et al., Phys. Lett. B 137 (1984) 339.
169. M.H. Krieger, Ph.D. Thesis, Columbia University, (1969).
170. T. von Egidy, F.J. Hartmann, Phys. Rev. A 26 (1982), pp. 2355–2360.
171. T. Suzuki, D.F. Measday and J.P. Roalsvig, Phys. Rev. C 35 (1987), pp. 2212–2224.
172. P. Singer, Emission of particles following muon capture in intermediate and heavy nuclei, in: Springer Tracts in Modern Physics 71, Nuclear Physics, Springer, Berlin, 1974, pp. 39–87.
173. G. Heusser, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 58 (1991), 79-84.
174. N. Jovančević, M. Krmar, Applied Radiation and Isotopes, doi:10.1016/j.apradiso.2010.12.004.
175. W. Greiner D. N. Poenaru, *Experimental Techniques in Nuclear Physics*, Berlin, Walter de Gruyter, (1997).
176. D. M. Mei et al., Phys. Rev. C 77, (2008), 054614.

## Кратка биографија



Никола Јованчевић је рођен у Зрењанину 13. априла 1982. године. Основну школу и гимназију је завршио у родном месту. Након завршеног средњошколског образовања уписао је 2001. године студије физике, смер дипломирани физичар, на Департману за физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду. Дипломирао је 2006. године одбравивши дипломски рад са темом: Активност индукована у фотонуклеарним реакцијама као могући индекс квалитета терапијског снопа х-зрачења. 2007. године уписао је докторске студије, смер доктор физичких наука - природне науке, на Катедри за нуклеарну физику, Департмана за физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду.

У периоду од марта 2007. до јануара 2009. године био је стипендиста Министарства за науку ангажован на истраживачком пројекту Министарства науке Нуклеарна спектроскопија и ретки процеси као истраживач-докторант. Јануара 2009. године запослен је на Природно-математичком факултету у Новом Саду као истраживач приправник, а 2010. године је изабран у звање истраживача сарадника. Био је ангажован у извођењу експерименталних и рачунских вежби за студенте основних студија на предметима физика елементарних честица, нуклеарна физика, медицински имиџинг и основи физике за студенте хемије. Поље истраживања којим се бави је гама спектроскопија, Монте Карло симулације и интеракције космичког зрачења. До сада је аутор неколико научних радова који су објављени у међународним и домаћим часописима и презентовани на међународним научним скуповима.

Нови Сад, децембар 2010.

Никола Јованчевић

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ  
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ  
КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

*Редни број:*

**РБР**

*Индентификациони број:*

**ИБР**

*Тип документације:*

Монографска документација

**ТД**

*Тип записа:*

Текстуални штампани материјал

**ТЗ**

*Врста рада:*

Докторска дисертација

**ВР**

*Аутор:*

Никола Јованчевић, бр. дос. 1д/06

**АУ**

*Ментор:*

Др Миодраг Крмар, вредни професор, ПМФ,  
Нови Сад

**МН**

*Наслов рада:*

Анализа неутронима генерисане активности у  
нискофонским гама спектроскопским  
системима

**НР**

*Језик публикације:*

српски (ћирилица)

**ЈП**

*Језик извода:*

српски /енглески

**ЈИ**

*Земља публиковања:*

Република Србија

**ЗП**

*Уже географско подручје:*

Војводина

**УГП**

*Година:*

2010.

**ГО**

*Издавач:*

Ауторски репринт

**ИЗ**

*Место и адреса:*

Природно-математички факултет, Департман за  
физику, Трг Доситеја Обрадовића 4, Нови Сад  
(6/188/176/55/24/91/0)

**МА**

*Физички опис рада:*

**ФО**

*Научна област:*

Физика

**НО**

*Научна дисциплина:*

Нуклеарна физика

**НД**

*Предметна одредница/кључне  
речи:*

Нискофонска гама спектроскопија, захват и  
нееластично расејање неутрона на језгрима Ge,  
H, Fe и Pb, флуks брзих и термалних неутрона,  
космичко зрачење

**ПО**

**УДК**

Чува се:  
**ЧУ**  
Важна напомена:  
**ВН**  
Извод:  
**ИЗ**

Библиотека Департмана за физику, Природно-математичког факултета у Новом Саду  
нема

У експерименталном делу овог рада коришћена су два германијумска детектора високе чистоће (HPGe) смештена у различите пасивне заштите: у гвожђе изливано пре Другог светског рата и комерцијалну оловну заштиту. Гама линије емитоване након захвата неутрона и нееластичног расејања на кристалу германијума су детектоване и анализирани. Вредности флуксева термалних и брзих неутрона су рачунате и поређене за две различите врсте заштите детектора. Неколико материјала је паковано у Маринели геометрију, постављано око детектора у оловној заштити и вршена су мерења која су трајала око  $10^6$  s. Главни део овог рада је био да се одреди могући утицај ових узорака на интензитет индукованих гама линија германијума.

Мерења са детектором у гвозденој заштити са масивним NaI системом за сузбијање комптонски расејаних фотона показала су мерљиву активност продукovanу захватом и нееластичним расејањем неутрона на јоду и натријуму.

Ако мерени узорак у гама спектроскопском систему садржи водоник, високоенергетски фотони (енергије 2223 keV) емитовани у процесу продукције деутеријума могу бити коришћени за процену флукса термалних неутрона. Резултати добијени са H као и са Ge изотопима су израчунати и поређени.

Пасивна оловна заштита детекторског система је значајан извор гама зрачења генерисаног захватом и расејањем неутрона. Гама линије неколико изотопа Pb су такође коришћене за процену флукса неутрона у близини детектора.

Интензитет неколико гама линија емитованих након нееластичног расејања неутрона на изотопу  $^{56}\text{Fe}$  су анализирани. Неутрони се креирају космичким мионима у масивној гвозденој заштити (20 тона) која окружује HPGe детектор смештен на површини Земље. Релативни интензитет детектованих гама линија су поређени са резултатима сакупљеним помоћу истог детектора у гвозденој заштити коришћењем извора неутрона  $^{252}\text{Cf}$ , као и са публикованим резултатима добијеним у неколико експеримената са расејањем неутрона са енергијама до 14 MeV.



*Датум прихватања теме од*

*НН већа:*

28. јануар 2010. године

**ДП**

*Датум одбране:*

**ДО**

*Чланови комисије:*

**КО**

*Председник:*

Др Мирослав Весковић, редовни професор,  
ПМФ, Нови Сад

*члан:*

Др Миодраг Крмар, ваведни професор, ПМФ,  
Нови Сад

*члан:*

Др Иштван Бикит, редовни професор, ПМФ,  
Нови Сад

*члан:*

Др Иван Аничин, редовни професор, Физички  
факултет, Београд

*члан:*

Др Душан Мрђа, доцент, ПМФ, Нови Сад

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE  
KEY WORDS DOCUMENTATION

*Accession number:*  
**ANO**

*Identification number:*  
**INO**

*Document type:* Monograph type  
**DT**

*Type of record:* Printed text  
**TR**

*Content code:* Doctor of science, thesis  
**CC**

*Author:* Nikola Jovančević, number: 1D/06  
**AU**

*Mentor/comentor:* Miodrag Krmar, PhD, asistent professor, Faculty of sciences, Novi Sad  
**MN**

*Title:* Analysis of the activities generated by neutrons in low-background gamma spectroscopy systems  
**TI**

*-Language of text:* Serbian (Cyrillic)  
**LT**

*Language of abstract:* English  
**LA**

*Country of publication:* Republic of Serbia  
**CP**

*Localitz of publication:* Vojvodina  
**LP**

*Publication year:* 2010.  
**PZ**

*Publisher:* Author's reprint  
**PU**

*Publication place:* Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad  
**PP**

*Physical description:* (6/188/176/55/24/91/0)  
**PD**

*Scientific field:* Physics  
**SF**

*Scientific discipline:* Nuclear physics  
**SD**

*Subject/ Kez words:*  
**SKW**  
**UC**

low background gamma spectroscopy, neutron capture and inelastic scattering in Ge, H, Fe and Pb, fast and thermal neutron flux, cosmic ray

*Holding data:*  
**HD**

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

*Note:*  
**N**

none

*Abstract:*  
**AB**

In the experimental part of this work two high purity germanium (HPGe) detectors were located in two different passive shields: one in pre-WW II iron and the second in commercial low background lead. Gamma lines emitted after neutron capture, as well as after inelastic scattering on the germanium crystal were detected and then analyzed. The thermal and fast neutron fluxes were calculated and their values were compared for the two different kinds of the detector shield. Several materials having different neutron slowing-down properties were packed in Marinelli geometry, positioned on the lead shielded detector and measured for around  $10^6$ s. The main goal was to estimate a possible influence of the sample on the intensity of the neutron induced Ge gamma lines.

On the iron-shielded detector a massive (3 in. thick) NaI Compton suppression system showed a measurable activity from neutron capture and inelastic scattering on sodium and iodine nuclei.

If a bulk sample measured in some low background gamma spectroscopy system contains hydrogen, a high energy photon (of energy 2223 keV) emitted in the process of deuterium production can be used to estimate the flux of thermal neutrons. Results obtained from the interaction of neutrons with H as well as with some Ge isotopes are computed and compared in this work.

The passive lead shield in a detector system is a source of a significant fraction of the gamma radiation induced by capture and inelastic scattering of neutrons. We also used gamma lines emitted by several Pb isotopes to estimate the neutron flux near a detector.

The intensities of several gamma lines emitted after the inelastic scattering of neutrons in  $^{56}\text{Fe}$  have been studied. Neutrons were created by cosmic muons in the massive iron shield (20 tons) that surrounds HPGe detector placed at the Earth's surface. Relative intensities of detected gamma lines are compared with the results collected in the same iron shield by the use of  $^{252}\text{Cf}$  neutrons, as well with the published results obtained in several neutron scattering experiments at energies up to 14 MeV.

*Accepted by the  
Scientific Board:*

28. January 2010.

**ASB**

*Defended on:*

**DE**

*Thesis defend board:*

**DB**

*President:*

Miroslav Vesković, PhD, full professor, Faculty of sciences, Novi Sad

*Member:*

Miodrag Krmar, PhD, asistent professor, Faculty of sciences, Novi Sad

*Member:*

Ištvan Bikit, PhD, full professor, Faculty of sciences, Novi Sad

*Member:*

Ivan Aničin, PhD, full professor, Faculty of Physics, Beograd

*Member:*

Dušan Mrđa, PhD, associate professor, Faculty of sciences, Novi Sad