



**УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО – МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ**



**Монте-Карло симулације закочног зрачења индукованог
бета емитерима**

- дипломски рад -

Ментор:

проф. др Душан Мрђа

Кандидат:

Јована Кнежевић

Нови Сад, 2016.

Садржај

1. УВОД.....	3
2. ИНТЕРАКЦИЈА ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈОМ.....	5
2.1. ТЕШКЕ НАЕЛЕКТРИСАНЕ ЧЕСТИЦЕ	6
2.2. ЛАКЕ НАЕЛЕКТРИСАНЕ ЧЕСТИЦЕ	9
2.3. ГАМА И РЕНДГЕНСКО ЗРАЧЕЊЕ	14
3. ОСНОВНЕ ДОЗИМЕТРИЈСКЕ ВЕЛИЧИНЕ.....	16
3.1. ЕКСПОЗИЦИОНА ДОЗА.....	16
3.2. АПСОРБОВАНА ДОЗА	17
3.3. ЕКВИВАЛЕНТНА ДОЗА	18
4. МОНТЕ-КАРЛО СИМУЛАЦИЈЕ.....	19
4.1. GEANT4	20
4.1.1. Структура GEANT4 програмског пакета	21
4.1.2. GEANT4 физички модели и процеси	23
4.1.3. Изградња симулација	25
5. РЕЗУЛТАТИ СИМУЛАЦИЈЕ И ПОРЕЂЕЊЕ СА ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИМ ВРЕДНОСТИМА.....	27
5.1. СИМУЛАЦИЈА ЗАКОЧНОГ ЗРАЧЕЊА У GEANT4 СОФТВЕРУ	27
5.2. РАЧУНАЊЕ ДОЗЕ ЗАКОЧНОГ ЗРАЧЕЊА ЗА ДАТУ АКТИВНОСТ Sr-90 УНУТАР ОЛОВНЕ КАПСУЛЕ	31
5.3. СИМУЛАЦИЈА БРЗИНЕ ДОЗЕ ЗАКОЧНОГ ЗРАЧЕЊА ПРОДУКОВАНЕ БЕТА ЕМИТЕРИМА УНУТАР МАТРИЦА ОД Cu, Al, СТАКЛА И ПЛАСТИКЕ.....	32
5.4. ДИСТРИБУЦИЈА ДЕПОНОВАНЕ ЕНЕРГИЈЕ ЗАКОЧНОГ ЗРАЧЕЊА УНУТАР ВОДЕНОГ ЦИЛИНДРА КОЈИ ПРЕДСТАВЉА ЉУДСКО ТЕЛО И ЕКСПЕРИ- МЕНТАЛНА МЕРЕЊА ДОЗЕ	35
6. РАДИЈАЦИОНИ РИЗИЦИ МЕДИЦИНСКОГ ОСОБЉА ПРИЛИКОМ ТЕРАПИЈА СА Y-90.....	38
6.1. РАЧУНАЊЕ ДОЗЕ КОЈУ ПРИМЕ ПРСТИ МЕДИЦИНСКОГ ОСОБЉА ПРИЛИКОМ РАДА СА Y-90.....	40
7. ЗАКЉУЧАК.....	41
ЛИТЕРАТУРА	42
БИОГРАФИЈА	44

1. УВОД

Добро је познато да је заштита за спољашње зрачење произведено бета емитерима једноставнија него заштита за зрачење произведено изворима који емитују гама зрачење. Ово је проузроковано чињеницом да постоји релативно снажна апсорпција електрона у различитим материјалима. Ипак, за јаке бета емитере посебна пажња се посвећује законном зрачењу индукованом у капсули у којој се налази извор, и то нарочито за емитере са високим максималном енергијом (реда величине 1 MeV), који се налазе у честој употреби у медицини. У овом раду, спектар законног зрачења, продукован у различитим материјалима од стране следећих бета емитера *Sr-90* (заједно са његовим потомком *Y-90*), *P-32*, *Bi-210* је обрађен у Монте-Карло симулацијама, користећи *Geant4* софтвер. Претпостављено је да је тачкасти радиоактивни извор окружен капсулом цилиндричног облика изграђеној од различитих материјала: *Pb*, *Cu*, *Al*, *стакло* и *пластика*. У случају *Sr-90* (*Y-90*) у цилиндричној капсули од алуминијума, такође су мењане и димензије капсуле. Апсорбована доза која потиче од законног зрачења је рачуната у случају када је инкапсулирани извор на растојању 30 mm од површине воденог цилиндра масе 75 kg (груба репрезентација људског тела). Апсорбована доза која потиче од тачкастог извора *Sr-90* (*Y-90*) у капсули од алуминијума је одређена и мерењем, а потом су упоређени добијени резултати са резултатима које је дала симулација. Будући да чист *Y-90* има широку примену у медицини и да је окарактерисан високом вредношћу максималне енергије емитованих електрона из бета распада, посебан акценат је стављен на симулацију излагања прстију (екстремитета) медицинског особља при раду са овим радиоизотопом.

Спектар законног зрачења произведеног успоравањем електрона приликом проласка кроз неки материјал је континуалан. Добро је познато да осим спољашњег законног зрачења [1, 2], истраженог у овом раду, постоји и унутрашње законно зрачење [3].

Електрони, који продукују законно зрачење унутар одређеног материјала, могу бити емитовани из бета радиоактивних извора, произведени у рендгенским цевима, или то могу бити електронски снопови у акцелераторима [4, 5, 6], укључујући и високоенергетске електроне који се користе у радиотерапијама [7]. Максимум енергије законног спектра је одређен максималном енергијом електрона емитованог бета распадом, док је просечна енергија спектра знатно мања од максималне енергије електрона. Вероватноћа емитовања законног зрачења расте са порастом енергије електрона, као и са редним бројем материјала. Стога, у случају бета емитера са максималном енергијом електрона која је мања од апроксимативних 0,1 MeV, апсорбована доза законног зрачења је практично занемарљива. Међутим, за бета емитере са већом максималном енергијом електрона, посебно за оне које су смештене унутар материјала релативно великог редног броја, интензитет законног зрачења, као и одговарајућа произведена доза, не могу бити занемарени и потребно их је анализирати. Неки од високоенергетских бета емитера се користе као извори у терапијама (као нпр. *Y-90*), или као маркери у нуклеарној медицини (као нпр. *P-32*).

Постоји неколико емпиријских релација које могу бити употребљене за процену интензитета законног зрачења. На пример, почетна процена може бити направљена на основу једначине:

$$F = 3,5 \times 10^{-4} \cdot Z \cdot E_{\beta max}$$

која репрезентује онај део енергије бета честице који је конвертован у закочно зрачење. (Z је редни број материјала, $E_{\beta max}$ је максимална енергије бета честице изражена у MeV-има). Често се, као резултат оваквих процена, може само одредити ред величине очекиване аспорбоване дозе закочног зрачења. Детаљнији метод који се користи за рачунање дозе у оловној заштити за радиоактивни извор $Sr-90$ ($Y-90$) је приказан у референци [8].

Осим анализе закочног зрачења продукovanог бета емитерима, може се развити модел који предвиђа интензитет спектра закочног зрачења продукovanог рендгенским цевима за различите упадне углове електрона на мети одређеног материјала и за различите напоне у цеви и рачун је приказан у референци [9].

Са друге стране, за много прецизније одређивање очекиваног интензитета закочног зрачења и одговарајуће дозе, узроковане зрачењем у близини бета емитера, потребно је користити Монте-Карло симулације. Употреба симулација омогућава да се изабере реална дистрибуција енергије бета честица емитованих из бета извора, геометрија и састав капсуле у којој се извор налази, као и продукција и апсорпција закочног зрачења у материјалу од ког је изграђена капсула у којој је смештен извор.

Монте-Карло симулација такође може да буде корисна приликом анализирања закочног зрачења произведеног у рендгенским цевима које се користе у радиографији и радиотерапији [10].

2. ИНТЕРАКЦИЈА ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈОМ

Основни механизми путем којих зрачење интерагује са материјалом кроз који се простирају јонизација и експитација, дакле, интеракције које се одвијају у атомском омотачу. С обзиром да је дејство нуклеарних сила ограничено на веома мали део простора - атом има око 10^4 пута већи полупречник од језгра - вероватноћа да приликом кретања кроз неку материјалну средину честица зрачења или фотон интерагује са атомом је многоструко већа него да се интеракција деси са језгром.

Уобичајено да се под појмом зрачење подразумевају фотони гама и закочног зрачења, као и наелектрисане и ненаелектрисане честице које поседују одређену кинетичку енергију. Природни радиоактивни извори емитују алфа и бета зрачење које се састоји од наелектрисаних честица. Бета зрачење природних елемената чине негативне бета честице (електрони), док изотопи произведени путем нуклеарних реакција могу да емитују и позитроне. Шира примена радиоизотопа и радијације у индустрији, енергетици и медицини, довела је неминовно до тога да је значајна популација људи изложена зрачењу. Излагање може бити део планиране дијагностичке или терапијске процедуре у медицини, али до њега може доћи и непланирано. То свакако значи да је потребно добро познавати ефекте које зрачење производи приликом проласка кроз живу материју - од нивоа органских молекула, преко ћелијског нивоа, ткива, па све до нивоа целог организма.

Приликом изучавања интеракције зрачења са материјом, у највећој мери се прати историја честице: колико енергије изгуби по јединици пута, на који начин губи енергију, колики ће јој бити домет, итд. Уколико је средина кроз коју се зрачење простира жива материја, далеко је корисније посматрати ефекте које честица изазива, него посматрати шта се дешава са упадном честицом.

Механизми путем којих честице интерагују са материјом могу бити различити. Наелектрисане честице могу да јонизују средину кроз коју пролазе, али може доћи и до Кулоновог расејања. Такође, за наелектрисане честице су карактеристични и радијациони губици, као и појава Черенковљевог зрачења. Фотони приликом интеракције могу да доживе расејање (Томсоново, Комптоново), фотоелектрични ефекат, као и да створе електронско-позитронски пар. Притом, примећено је да постоји и значајна разлика у интеракцији са материјом између тешких и лаких наелектрисаних честица. Због тога се зрачење дели на три групе: тешке наелектрисане честице, лаке наелектрисане честице и фотони, и као такве се одвојено изучавају. [17]

2.1. ТЕШКЕ НАЕЛЕКТРИСАНЕ ЧЕСТИЦЕ

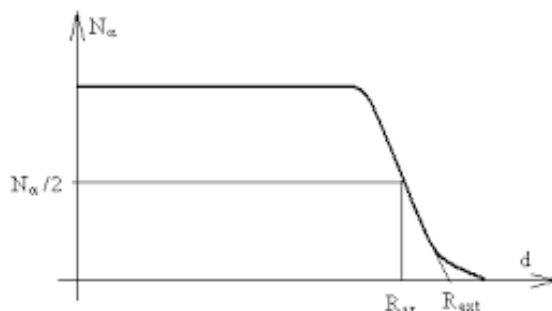
Под тешким наелектрисаним честицама подразумевају се алфа честице, протони, деутерони, језгра трицијума, лаквих елемената и огољена језгра неких тежих елемената. Основни механизми путем којих све ове поменуте честице интерагују са материјом и губе енергију током своје путање су потпуно једнаки. Како су алфа честице познате још од открића радиоактивности, а алфа емитери су доступни у лабораторијској употреби, оне су и најбоље изучене.

С обзиром да су алфа честице, тј. језгра хелијума око 7.300 пута веће масе од електрона, енергија која може бити предата једном електрону у директном судару са алфа честицом је ограничена по питању количине. Максимална енергија коју електрон коју електрон може добити је:

$$E_e = 4 \frac{m_e}{m_\alpha} E_\alpha ,$$

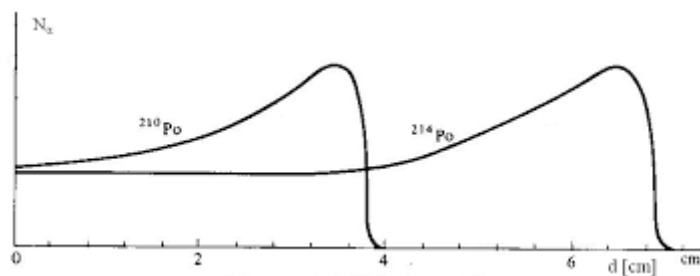
где је m_e маса електрона, m_α маса алфа честице, а E_α је енергија алфа честице. У једној интеракцији алфа честица појединачном електрону може да преда веома мали део своје енергије, реда величине $5 \cdot 10^{-4}$, што значи да ће до свог заустављања, алфа честица предати своју енергију великом броју електрона.

Због велике разлике у масама, алфа честица неће скретати, већ ће задржавати свој првобитни правац кретања. Уколико се измери број алфа честица у неком снопу дуж њихове путање, добије се да се највећим делом свог пута сноп не осипа и садржи једнак број честица (слика 1):



Слика 1: Број алфа честица у снопу у зависности од дужине путање пређене у ваздуху

Може се видети да је највећим делом број алфа честица константан, те је евидентно да задржавају исти правац и значајније осипање се дешава тек при крају њихове путање. Ако се посматра како се мења број јона које алфа честица створи током свог проласка кроз ваздух (слика 2), може се приметити да количина наелектрисања коју створи алфа честица расте дуж правца кретања, с почетка споро, а затим све брже. При крају пута, јонизација достиже максимум, да би након тога веома брзо пала на нулу. Максимум криве приказан на слици 2 се назива Брегов пик.



Слика 2: Број јонских парова створених у ваздуху дуж правца кретања снопа алфа честица

Губитак енергије алфа честице је обрнуто пропорционалан енергији коју поседује. Највише јона ствара баш на крају своје путање, када јој је енергија најмања. При крају пута се енергија алфа честице веома брзо смањи до те границе да захвати прво један, а затим и други електрон и на тај начин постане неутрални атом хелијума, који не поседује наелектрисање нити електрично поље путем којег би вршио јонизацију. Тиме се објашњава нагли пад броја алфа честица приказан на слици 1, као и нагли пад броја створених јонских парова при крају њихове путање на слици 2.

Једна од основних величина којим се описује зрачење је његов домет у неком материјалу. Под дометом се подразумева најмања дебљина слоја неког материјала која у потпуности може да заустави одређено зрачење. На слици 1 је означена дебљина слоја која број алфа честица смањи на половину од почетног броја и то се назива средњи домет. Пресек правца линеарног дела криве и апцисе даје екстраполирани домет. На основу великог броја мерења добијена је емпиријска релација која повезује енергију алфа честице и домет:

$$R_{\alpha} [cm] = 0,318 \cdot E_{\alpha}^{\frac{3}{2}} [MeV]$$

Горња релација даје добру процену за енергије алфа честица у опсегу од 3 до 7 MeV.

Домет алфа честица се може установити и на основу детектовања броја алфа честица за различите дебљине атенуатора. Продорна моћ алфа честица је чак и у материјалима сачињеним од лаких елемената веома мала. Брег и Клемен су установили емпиријску релацију која даје везу између домета алфа честица одређене енергије у два различита материјала. Та релација је облика:

$$\frac{R_1}{R_2} \cong \frac{\rho_2 \sqrt{A_1}}{\rho_1 \sqrt{A_2}},$$

где су ρ_1 и ρ_2 густине два посматрана материјала, A_1 и A_2 су њихови масени бројеви.

На основу домета алфа честица, могуће је проценити домет и других теших наелектрисаних честица. Ливингстон и Бете су пронашли везу између домета протона R_p и домета алфа честице у ваздуху:

$$R_p = 1,0072 \cdot R_{\alpha} \cdot (3,971 \cdot E_{\alpha}) - 0,20 [cm]$$

Укупна енергија коју честица преда свим електронима по јединици пута је:

$$\left[-\frac{dE}{dx}\right] = k^2 \frac{4\pi Z z^2 e^4 n}{m_e v^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}},$$

где су b_{max} и b_{min} максимално и минимално растојање на којима се догађа интеракција између електрона и честица. Теоријски гледано, интеракција се одвија путем Кулонове силе која делује на растојањима од 0, па све до бесконачности. Међутим, у тим случајевима горњи израз би дао бесконачну вредност. То би значило да тешка наелектрисана честица готово тренутно губи енергију и предаје је околним електронима, али су експерименти показали да се то никада не дешава. Јасно је да пренос енергије од честице ка електрону поседује ограничења која су последица чињенице да се овде ради о микроскопским објектима и да квантна механика налаже нека ограничења.

Вредност b_{max} се може проценити на основу чињенице да дистанца између честице и електрона мора путем Кулонове силе дозволити пренос онолике количине енергије колика је енергија везе електрона. Такође, дужина процеса преноса енергије од честице ка електрону не сме бити већа од периода ротације електрона на орбити на којој се налази. За процену минималног растојања b_{min} узима се у обзир да је максимална енергија коју може добити електрон одређена односом масе електрона и масе алфа честице, као и енергијом алфа честице. Уз то, Хајзенбергов принцип неодређености налаже да се електрон не може приближити наелектрисаној честици на мање растојање од његове таласне дужине.

Експерименталне резултате је на најбољи начин описала Бете-Блохова формула:

$$[-dE/dx]_{ion} = k^2 \frac{4\pi Z z^2 e^4 n}{m_e v^2} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I_s(1-\beta^2)} - \beta^2 \right),$$

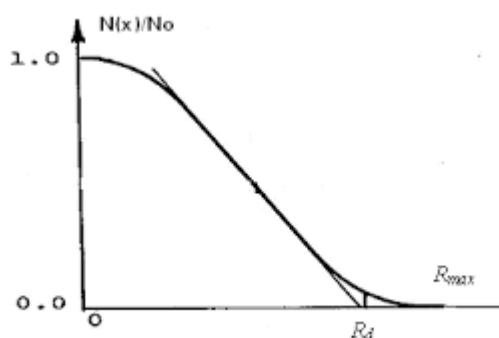
где је I_s средњи јонизациони потенцијал атома материјала кроз који се честица креће, а је β однос брзине честице и брзине светлости. [17]

2.2. ЛАКЕ НАЕЛЕКТРИСАНЕ ЧЕСТИЦЕ

Под лаким наелектрисаним честицама подразумевају се електрони и позитрони. Велика разлика у масама лаких и тешких наелектрисаних честица условила је и значајну разлику у начину на који интерагују са материјом. Највећи део своје енергије тешке честице изгубе путем јонизације, но, како лаке честице имају идентичну масу као и орбитални електрони, могући су и радијациони губици. Дакле, за лаке честице су осим јонизационих губитака карактеристични и радијациони губици праћени емисијом такозваног закочног зрачења.

Електрони и позитрони на идентичан начин интерагују са материјом, са једином значајном разликом која се састоји у томе да електрони кад изгубе своју целокупну енергију, бивају захваћени од стране неког атома и прелазе у орбиталне електроне, док позитрони доживљавају аниhilацију, и притом се емитују два гама кванта од 511 keV. Када се прате ефекти проласка позитрона кроз неку средину, треба узети у обзир да ће на крају њиховог пута доћи до стварања продорног електромагнетног зрачења, што је веома значајно када се пројектује заштита од позитронског зрачења.

За разлику од алфа честица, којима је број у снопу константан током највећег дела пута, електронима се због честог скретања број знатно осипа (слика 3).



Слика 3: Зависност броја електрона од дебљине слоја материјала кроз који електронски сноп пролази

Мерења путем којих би се установила једна стандардна атенуациона крива приказана на слици 3, нису ни мало једноставна. Показало се да мале промене у геометрији експерименталне поставке, производе велике разлике у добијеним резултатима. То је свакако последица честог скретања електрона приликом интеракције. Као и код тешких честица, може се одредити максимални домет, као и екстраполирани домет. Домет се због изломљене путање електрона знатно разликује од дужине његовог трага. Средњи пут који електрони пређу у неком материјалу је отприлике двоструко дужи од домета.

За моноенергетске електроне којима је енергија мања од 10 MeV, добра процена се добија коришћењем релације:

$$R_{max} = 0,526 \cdot E - 0,24 ,$$

где се домет добија у $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ако се енергија изрази у MeV.

Кац и Пенфолд су добили нешто сложенију везу између екстраполираног домета електрона и њихове енергије у алуминијуму:

$$R_d = 412 \cdot E^n, n = 1,265 - 0,0954 \cdot \ln E ,$$

где се домет добија у $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ако се енергија изрази у MeV, и даје добре резултате у опсегу енергија од електрона од 0,01 до 2,5 MeV. За релативистичке енергије електрона од 2,5 до 20 MeV, добра слагања се добијају из релације:

$$R_d = 530 \cdot E - 106 ,$$

где се домет добија у $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ако се енергија изрази у MeV.

Знатно је сложенији случај са дометом бета честица емитованих из језгра. Горње релације се односе на моноенергетске електроне, док бета зрачење има континуиран карактер. У овом случају је слабљење интензитета бета зрачења с почетка експоненцијално, док са већим дебљинама атенуатора долази до видног одступања од експоненцијалне атенуације. Неке од експериментално установљених релација које дају добре резултате су:

$$R_{max} = 0,407 \cdot E_{max} - 1,38 \text{ за } 0,15 \text{ MeV} < E_{max} < 0,8 \text{ MeV}$$

$$R_{max} = 0,542 \cdot E_{max} - 1,38 \text{ за } E_{max} > 0,8 \text{ MeV}$$

где се домет добија у $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ако се енергија изрази у MeV.

С обзиром да атенуациона крива бета честица показује делимични експоненцијални карактер, могуће је њихову атенуацију приказати експоненцијалним законом:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} ,$$

где су са I_0 и I означени интензитети снопа пре и након проласка кроз атенуатор, x дебљина слоја материјала, а μ је атенуациони коефицијент. При том, треба водити рачуна да масени атенуациони коефицијент није константа, већ зависи од максималне енергије бета спектра као:

$$\mu_m = 17,0 \cdot E_{max}^{-1,43}$$

Уз помоћ горње формуле и експоненцијалног закона атенуације се може проценити интензитет бета зрачења након проласка кроз неки атенуатор коме је дебљина мања од домета бета честица.

Јонизациони губици лаких честица се могу проценити на сличан начин као и код алфа честица. Основна разлика се огледа у чињеници да приликом процена параметара b_{max} и b_{min} се мора узети у обзир да бета честица има много мању масу од алфа честица, да се приликом интеракције бета честице и електрона морају узети у обзир квантно-механички, као и релативистички ефекти. Коначно се израз за губитак енергије бета честице по јединица пута добија у облику:

$$[-dE/dx]_{jon} = k^2 \frac{2\pi e^4 Z n}{m_e v^2} \left(\ln \frac{m_e v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right) ,$$

где је са E означена релативистичка енергија бета честице.

У случају када је $\beta \ll 1$, тј. у случају нерелативистичких енергија, израз се своди на:

$$[-dE/dx]_{jon} = k^2 \frac{4\pi e^4 Z n}{m_e v^2} \ln \left(\frac{m_e v^2}{2I} \right)$$

У ултрарелативистичком случају када је енергија бета честице многоструко већа од њене масе мировања, добија се израз:

$$[-dE/dx]_{jon} = k^2 \frac{2\pi e^4 Z n}{m_e c^2} \ln \left(\frac{E^2}{2I^2 \sqrt{1 - \beta^2}} + \frac{1}{8} \right)$$

Губитак енергије по јединици пута је директно пропорционалан броју електрона по јединици запремине n , а обрнуто пропорционалан квадрату брзине, поготово на нижим енергијама (када допринос логаритамског члана није значајан).

Значајно је приметити да у случају када алфа честица и бета честица имају једнаке енергије, јонизациони губици ће им се значајно разликовати. Како је маса алфа честице око 7.000 пута већа од масе електрона, у случају истих енергија, квадрати брзина им се разликују баш за тај фактор. То значи да би алфа честица имала много мању брзину, те би јој губитак енергије по јединици пута био много већи од бета честице идентичне кинетичке енергије. Алфа честице много брже губе своју енергију, те им је и домет краћи.

Осим јонизационих губитака, за лаке честице су карактеристични и радијациони губици путем емисије закочног зрачења. Према законима класичне механике, наелектрисано тело које трпи промену брзине емитује електромагнетно зрачење. До промене брзине наелектрисане честице долази у електричном пољу другог тела. Најчешће то бива језгро неког од атома који улазе у састав материјала кроз који се честица креће. Ако је наелектрисање језгра Ze , а маса посматране наелектрисане честице m , добије се да је:

$$\frac{dE}{dt} \sim \frac{Z^2 z^2}{m_e^2}$$

Како је интензитет емитованог електромагнетног зрачења обрнуто пропорционалан квадрату масе наелектрисане честице, то значи да је интензитет закочног зрачења које ће емитовати бета честица 50 милиона пута већи од интензитета закочног зрачења које би емитовала алфа честица, под условом да обе имају једнака убрзања.

Постоји велики број израза за вероватноћу емисије закочног зрачења, но, који год да се употреби, за губитак енергије радијацијом по јединици пута се добија:

$$[-dE/dx]_{rad} \sim n Z^2 E$$

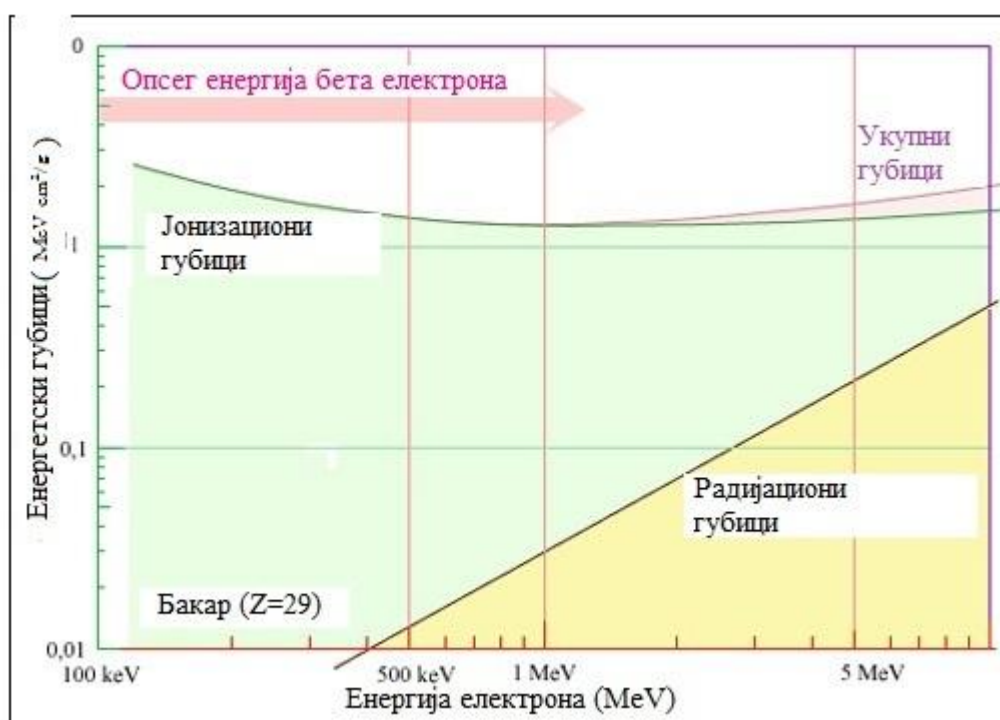
Као и јонизациони губици, и радијациони губици су пропорционални броју атома по јединици наелектрисања, али за разлику од јонизационих, они су директно пропорционални енергији бета честице. Радијациони губици су пропорционални и квадрату редног броја материјала кроз који се бета честице крећу.

Како радијациони губици расту са порастом енергије, може се очекивати да на вишим енергијама буду доминантни. Ако се упореде радијациони и јонизациони губици, добија се следећа процена:

$$\frac{[-dE/dx]_{rad}}{[-dE/dx]_{jon}} \approx \frac{E_e Z}{800}$$

Вредност енергије за коју је однос јонизационих и радијационих губитака у неком материјалу једнак, се назива критична енергија. У води њена вредност је 100 MeV, док је за олово 10 MeV. Тек на енергијама од преко 100 MeV радијациони губици у води ће надмашити јонизационе. Како максималне енергије не прелазе вредност од пар MeV, код ове врсте зрачења ће јонизација бити доминантан начин губитка енергије, чак и у случају проласка материјала високог редног броја. [17]

Bremsstrahlung или заочно зрачење (од немачке речи *bremsen*-поломити и *Strahlung*-зрачење) је феномен који је везан за наелектрисане честице чија је брзина блиска брзини светлости. Јавља се када ултрарелативистичке честице интерагују са јаким електричним или магнетним пољем, која могу бити природна (нпр електрично поље које потиче од језгра) или могу бити вештачка (нпр магнетна поља произведена у акцелераторима). Електрони и позитрони лако достижу брзине блиске брзини светлости јер имају мале масе, док је за протоне, алфа честице, тешка језгра овај ефекат занемарљив. Такође, за енергије ниже од 1 MeV овај ефекат се може занемарити.



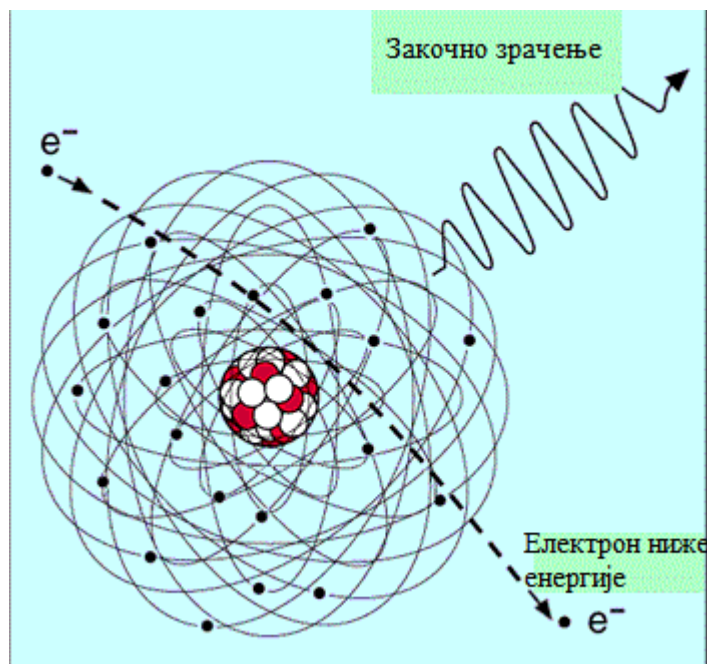
Слика 4: Упоредни приказ губитка енергије електрона у случају заочног зрачења и јонизације у бакуру ($Z=29$). Дебљина апсорбера је изражена у g/cm^2 . Може се видети да је за енергије електрона мање од 1 MeV, удео заочног зрачења веома мали и расте са повећањем енергије.

Заочно зрачење има маргиналну улогу у пољу радиоактивности, с обзиром да честице емитоване приликом бета распада немају довољно велике брзине. Међутим, оно игра значајну улогу у космичком зрачењу и у случају честица које се налазе у акцелераторима.

Заочно зрачење се јавља најчешће у два случаја:

1. Успоревње наелектрисане честице – када наелектрисана честица пролази кроз материју долази до њеног успоравања под утицајем електричног поља атомског језгра и атомских електрона.

2. Убрзање наелектрисаних честица – када се ултарелативистичка наелектрисана честица креће кроз магнетно поље она је приморана да се креће закривљеном путањом. С обзиром да се њена путања стално мења, и притом се убрзава, она емитује зрачење.



Слика 5: Када се електрон убрзава или успорава, емитује зрачење, губи енергију и успорава. Ово зрачење се назива *bremsstrahlung* (закочно зрачење).

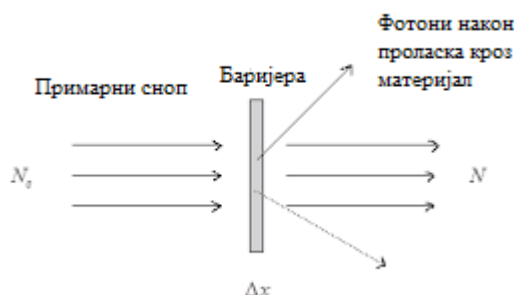
Као што је већ напоменуто, за енергије електрона ниже од 1 MeV, губици на закочно зрачење су занемарљиви. Међутим, како интензитет закочног зрачења расте са квадратом редног броја материјала кроз који се честица креће, у случајевима материјала са вишим редним бројевима, мора се узети у обзир. Заштита за зрачење се најчешће прави од олова ($Z=82$), што доводи до продукције закочног зрачења. [18, 19]

2.3. ГАМА И РЕНДГЕНСКО ЗРАЧЕЊЕ

Између гама и рендгенског зрачења не постоји никаква разлика у погледу интеракције са материјом. У оба случаја реч је о електромагнетном зрачењу мале таласне дужине, а разликују се једино по месту настанка. Гама зрачење потиче из језгра, док рендгенско зрачење настаје у процесима који се одвијају у пољу језгра.

Основни механизми интеракције електромагнетног зрачења са материјом се могу описати једино квантном електродинамиком и битно су сложенији од процеса путем којих интерагују наелектрисане честице. Фотони не доживљавају континуиран губитак енергије, тако да им се не може одредити губитак енергије по јединици пута, као ни домет или дужина путање.

Чињеница да фотони приликом интеракције или у потпуности нестају или скрећу са првобитног правца, искоришћена је да се на једноставан начин опише њихово простирање кроз неку средину (слика 6).



Слика 6: Шематски приказ слабљења фотонског снопа приликом проласка кроз атенуатор

Број фотона у снопу N који се добија након проласка кроз материјал дебљине x и атенуационог коефицијента μ је дат атенуационом законом:

$$N = N_0 e^{-\mu x}$$

Пракса је да се уместо линеарног атенуационог коефицијента често користи масени атенуациони коефицијент μ_m који се добија као количник линеарног атенуационог коефицијента и густине материјала од којег је атенуатор сачињен:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$$

Коришћењем масеног атенуационог коефицијента атенуациони закон добија облик:

$$N = N_0 e^{-\mu_m \rho x}$$

Број фотона неког снопа експоненцијално опада са дебљином материјала кроз који пролази. При том, треба водити рачуна да се вредности масених коефицијента разликују за разне енергије зрачења.

Основни механизми путем којих фотон може интераговати са материјом су фотоелектрични ефекат, Томсоново, Рејлијево и Комптоново расејање, као и стварање парова. Приликом фотоелектричног ефекта и стварања парова фотони у потпуности нестају. У процесу Томсоновог и Рејлијевог расејања бивају скренути за мали угао, без губитка енергије. Ови су процеси знатно мање вероватни од Комптоновог расејања, када фотон бива скренут и предаје део своје енергије електрону. [17]

3. ОСНОВНЕ ДОЗИМЕТРИЈСКЕ ВЕЛИЧИНЕ

С обзиром на широку распрострањеност зрачења међу људском популацијом, веома је значајно знати и какав утицај то зрачење има на околину. Врло брзо након открића радиоактивности сазнало се за нежељене ефекте проузроковане дејством зрачења на организам. Како су у то доба рендгенске цеви функционисале на ниским напонима, а нефилтрирани снопови су имали знатну нискоенергетску компоненту слабе продорне моћи, први примећени ефекат зрачења је било црвенило и иритација коже, те су сличне ране задобили и пионири нуклеарне физике Бекерел и Пјер Кири.

Да би се квантитативно описали ефекти јонизујућег зрачења, потребно је увести физичке величине које ће их описивати. У ту сврху су уведени појмови експозиционе, апсорбоване и еквивалентне дозе.

3.1. ЕКСПОЗИЦИОНА ДОЗА

Експозициона доза се дефинише као однос наелектрисања ΔQ које електромагнетно зрачење произведе у одређеној запремини и масе Δm ваздуха која се налази у тој запремини:

$$X = \frac{\Delta Q}{\Delta m}$$

Ово је уједно и прва величина која је уведена да квантитативно опише ефекте рендгенског и гама зрачења, а усвојена је на интернационалном нивоу тек 1928. године - чак више од тридесет година након открића рендгенског зрачења и радиоактивности.

ΔQ представља апсолутну вредност укупног наелектрисања једне врсте (позитивног или негативног) које се створи у ваздуху када сви секундарни електрони, ослобођени од стране фотона у некој малој запремини ваздуха, у потпуности изгубе своју енергију и престану да врше јонизацију. У укупну количину створеног наелектрисања убраја се и наелектрисање настало и од стране секундарних електрона који су створени и ван посматране запремине. Δm је маса ваздуха који се налази у посматраној запремини.

Јединица за експозициону дозу је рендген. Један рендген се дефинише као експозициона доза која у једном кубном центиметру ваздуха створи једну електростатичку јединицу ESU наелектрисања. У нормалним условима 1 cm^3 ваздуха тежи $0,001293\text{ g}$. Како је ESU јединица у SI систему замењена јединицом кулон [C], и експозициона доза се изражава у $\text{C} \cdot \text{kg}^{-1}$, веза између старе и нове јединице је:

$$1 \frac{\text{C}}{\text{kg}} = 3876 \text{ R}; \quad 1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{C}}{\text{kg}}$$

У SI систему јединична је она експозиција која произведе у килограму ваздуха 1 C наелектрисања истог знака.

Дефинише се и брзина експозиционе дозе као количник експозиционе дозе и времена озрачивања Δt :

$$\dot{X} = \frac{X}{\Delta t} = \frac{\Delta Q}{\Delta m \Delta t}$$

Јединица за брзину експозиционе дозе је рендген у секунди $[R \cdot s^{-1}]$ или кулон по килограму и часу $[C \cdot kg^{-1} \cdot h^{-1}]$. Мерење брзине експозиционе дозе јонизационом комором је једноставно и своди се на мерење јачине струје $\frac{\Delta Q}{\Delta t}$ која протиче кроз струјно коло јонизационе коморе која ради у интегралном режиму.

У случају када се ради са гама емитерима једноставних геометрија, као што је то случај са тачкастим извором, израз за експозициону дозу се може представити у облику:

$$\frac{x}{\Delta t} = \Gamma \frac{A}{d^2},$$

где је A активност извора зрачења, а d растојање између извора зрачења и места на коме се мери доза. Величина Γ се назива гама константом, а вредност јој зависи од својстава изотопа који се распада. Бројна вредност гама константе за неки изотоп је она брзина експозиционе дозе која се добије на јединичном растојању од узорка јединичне активности. Јединица за гама константу у SI систему је $[C \cdot m^2 \cdot kg^{-1} \cdot h^{-1} \cdot MBq^{-1}]$, мада је још увек у употреби и стара јединица $[R \cdot cm^2 \cdot h^{-1} \cdot mCi]$. [17]

3.2. АПСОРБОВАНА ДОЗА

Експозициона доза пружа могућности релативно лаког мерења, међутим, хемијске и биолошке промене узроковане зрачењем се лакше могу довести у везу са енергијом које је зрачење оставило у ткиву, него са створеном количином наелектрисања. Услед тога, дефинисана је апсорбована доза као однос енергије ΔE коју зрачење преда одређеној запремини средине кроз коју се простире и масе Δm садржане у тој запремини:

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m}$$

Апсорбована енергија се мери у џулима и представља разлику укупне енергије свих директних и индиректних јонизујућих честица које уђу у посматрану запремину и укупне енергије свих честица које из ње изађу.

Јединица за апсорбовану дозу је џул по килограму $[J \cdot kg^{-1}]$ и назива се греј $[Gy]$. Такође је могуће дефинисати и брзину апсорбоване дозе као количник примљене дозе и времена озрачивања:

$$\dot{D} = \frac{D}{\Delta t} = \frac{\Delta E}{\Delta m \Delta t}$$

Јединица за ову величину је греј по секунди $[Gy \cdot s^{-1}]$, а у употреби је и греј по часу $[Gy \cdot h^{-1}]$.

Веза између експозиционе и апсорбоване дозе или такозвани енергијски еквивалент јединичне експозиције је:

$$1 \frac{C}{kg} = 33,85 Gy \text{ [17]}$$

3.3. ЕКВИВАЛЕНТНА ДОЗА

Примећено је да различите врсте зрачења имају различите биолошке ефикасности, што је доведено у везу са количином јона које једна честица зрачења произведе по јединици пута. Како број створених јона у различитим материјалима одговара различитом утрошку енергије, уведена је величина линеарног енергијског трансфера LET. Ова величина представља средњу енергију коју честица остави по јединици пута.

Еквивалентна доза представља производ апсорбоване дозе и фактора квалитета Q:

$$H = D \cdot Q$$

Фактор квалитета је бездимензионална величина, а бројна вредност му зависи од специфичне јонизације или линеарног енергијског трансфера. У табели 1 приказане су вредности фактора квалитета у зависности од специфичне јонизације и линеарног енергијског трансфера у води.

Специфична јонизација [јонских парова μm^{-1}]	Линеарни енергијски трансфер [keV μm^{-1}]	Фактор квалитета Q
< 100	< 3.5	1
100 - 200	3.5 - 7.0	1 - 2
200 - 650	7.0 - 23.0	2 - 5
650 - 1500	23.0 - 53.0	5 - 10
1500 - 5000	53.0 - 175.0	10 - 20

Табела 1: Фактор квалитета у зависности од специфичне јонизације и линеарног енергијског трансфера у води.

За разне врсте зрачења су усвојене и различите вредности фактора квалитета, сходно вредностима приказаним у табели 1. Вредности фактора квалитета за различите врсте зрачења приказани су у табели 2.

Врста зрачења	Фактор квалитета Q
Рендгенско, гама, бета	1
Термални неутрони	5
Неутрони и протони	20
Алфа честице	20
Тешка језгра	20

Табела 2: Вредности фактора квалитета за различите врсте зрачења

Из табеле се види да се може очекивати да алфа зрачење, у случају када ткиву преда једнак износ енергије као и гама зрачење, може произвести и до 20 пута веће биолошке ефекте.

Јединица за еквивалентну дозу је сиверт [Sv]. У употреби је и сто пута мања јединица која се назива рем [rem].

$$1 \text{ Sv} = 100 \text{ rem}; 1 \text{ rem} = 0,01 \text{ Sv} [17]$$

4. МОНТЕ-КАРЛО СИМУЛАЦИЈЕ

Монте-Карло методи су широка класа компјутерских алгоритама који користе случајно биране догађаје за решавање сложених проблема у физици, математици, статистици и другим областима. Назив Монте-Карло су добили по аналогiji са престолицом државе Монако, познатој по казинима и играма на рулету.

Основна идеја метода Монте-Карло је конструисање стохастичког модела који пресликава стварни проблем, или директна симулација проблема. Ови методи су погодни за анализу система са великим бројем степени слободе (нпр. флуиди, статистичка физика), а с обзиром да процеси у нуклеарној физици (нпр. радиоактивни распади, пролазак честица кроз материју) подлежу законима вероватноће и статистике, широко се примењују и у овој области. Метод подразумева извођење великог броја рачунских експеримената који се на крају статистички анализирају у циљу добијања што бољег поклапања са експериментом. Овај метод користи псеудослучајне бројеве (бројеве добијене из компјутерских програма за генерисање низова случајних бројева). Предност метода је значајно поједностављење чак и врло тешких проблема, док је мана потреба за великим бројем извршених симулација у циљу постизања што већег слагања са експериментом.

Монте-Карло методи су погодни за описивање сложених геометрија, као што су геометрије модерних детекторских система у физици високих енергија (нпр. ATLAS, CMS). Због високе цене извођења експеримената, симулације имају значајну улогу као ефективна замена за експериментална постројења. У физици високих енергија, метод за симулацију експерименталних података се одвија у две фазе: генерисање догађаја и симулација детектора. Генератори догађаја описују реакције честица и производе векторе импулса створених честица. Output генератора догађаја се користи као input за програм симулације детектора. Одговор детектора на пролаз расејаних честица садржи насумичне процесе као што су јонизација, вишеструко Кулоново расејање, итд. Стога се транспорт честица кроз експерименталну поставку може ефикасно извршити помоћу Монте-Карло метода.

Дакле, Монте-Карло алгоритми:

- дефинишу домене могућих улазних догађаја
- генеришу случајно биране улазне догађаје из домена и извршавају са њима одређени рачун
- сакупљају резултате појединачних рачуна у коначан резултат.

Данас постоји мноштво различитих Монте-Карло кодова: MCNPX, GEANT, FLUKA, MARS, RHITS. Програмски пакети, као што је GEANT, могу се користити да опишу сложене детекторске конфигурације. Многи симулациони пакети базирани на GEANT-у су развијени као централне фигуре за Монте-Карло студије за различите експерименте. [23]

4.1. GEANT4

Geant4 софтвер је програмски пакет базиран на Монте-Карло методу, првобитно описан у две независне студије у CERN-у и КЕК-у 1993. године. Основни разлог развоја Geant4 програмског пакета је потреба за симулационим програмом који је флексибилан и функционалан за испуњење потреба експерименталне субатомске физике. Развој Geant4 програма је постао велика интернационална колаборација са много научника, физичара програмера и софтверских инжењера из више институција и универзитета укључених у истраживачке експерименте широког опсега у Европи, Јапану, Канади и САД.

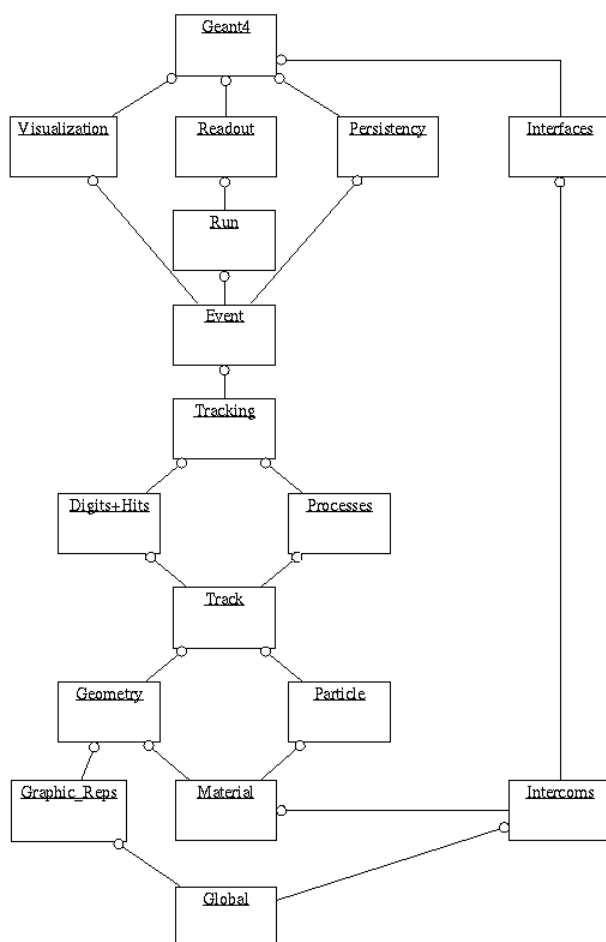
Geant4 је модерни програмски пакет имплементиран у C++ програму. Користи напредне софтверско-инжењерске технике и објектно-оријентисану технологију. Geant4 софтверски програмски пакет, базиран на Монте-Карло симулацији транспорта честица и интеракције са материјом, састављен је од алата који се могу користити за прецизне симулације проласка честице кроз материју (име Geant је акроним за Geometry And Tracking). Симулациони процеси укључени у пакет су [20]:

- геометрија система који се моделује
- материјали
- честице од интереса
- генерисање примарних догађаја
- праћење честица кроз материју и електромагнетна поља
- физички процеси који описују интеракције честица
- одговор на осетљиве компоненте детектора
- стварање података о догађајима
- складиштење догађаја и трагова
- визуализација детектора и трајекторија честица
- анализа симулационих података.

Geant4 укључује серију пакета за симулацију интеракција честица са материјом, специјализованих за различите типове честица, енергијски опсег или приступ у физичком моделовању. Мноштво физичких приступа који су обезбеђени доприноси прилагодљивости *Geant4* за примену у многим различитим експерименталним доменима: у нуклеарној физици, физици елементарних честица, хадронској терапији, медицинској томографији, астрофизици и другим. [23]

4.1.1. Структура Geant4 програмског пакета

Geant4 је састављен од компонената које корисник може да употреби да изгради симулацију. Свака основна компонента *Geant4* програмског пакета је C++ класа која често позива објекте који су формирани у другим класама програмског пакета. *Слика 7* приказује хијерархијску структуру категорија класа у *Geant4*. Категорије на дну дијаграма обезбеђују основу програмског пакета и њих користе практично све више категорије.



Слика 7: Хијерархијска структура *Geant4* програмског пакета

Општа категорија (Global) покрива систем јединица, константе, бројеве и руковање случајним бројевима. Категорије Материјали и Честице (Materials, Particles) користе неопходна оруђа за описивање физичких особина честица и материјала за симулацију интеракција честица-материја. Категорија Геометрија (Geometry) омогућава описивање геометријске структуре и ефикасно пролажење честица кроз њу. Изнад ових категорија су категорије за праћење честица и описивање физичких процеса којима оне подлежу. Категорија за Трагове (Track) садржи класе за трагове и кораке које користи категорија Процеси (Processes), која садржи извршења модела физичких интеракција: електромагнетне интеракције лептона, хадрона, фотона, јона, хадронске интеракције. Све процесе позива категорија за Праћење (Tracking), која управља њиховим доприносом у еволуцији стања трага и даје информацију у осетљивим запреминама за ударе (hits) и дигитализацију (digitization). Изнад ових, категорија Дорађај (Event)

управља догађајима у смислу њихових путања. Категорија Покретање (Run) сакупља догађаје који имају сличан сноп и имплементацију детектора. Категорија Ишчитавање (Readout) омогућава руковање нагомилавањем (pile-up). Постоји могућност коришћења свих ових категорија са постројењима изван програмског пакета преко апстрактних интерфејсова, путем категорија Визуализација (Visualization), Истрајност (Persistency) и кориснички Интерфејс (Interface). [23, 24]

4.1.2. GEANT4 физички модели и процеси

Geant4 се састоји од великог броја различитих физичких модела који омогућавају симулације интеракција честица са материјом у широком енергијском опсегу (од 250 eV до неколико PeV), као и да на сваком нивоу симулације корисник има приступ интерфејсу и комадама. Треба направити разлику између процеса (интеракција, распад) – који имају добро дефинисан попречни пресек и средњи живот, и модела – који производи секундарне честице. При том је могуће истом процесу доделити више модела. Старије верзије овог програмског пакета су имале потешкоћа у додавању нових физичких модела, услед њихове сложености и међусобне зависности. Модерни објектно-оријентисани приступ превазилази ове потешкоће тако што дефинише организационе принципе заједничке за све физичке моделе. Тако је функционалност физичких модела *Geant4* програмског пакета препознатљива и разумљива, што омогућује да формирање и додавање нових физичких модела буде олакшано и добро дефинисано. На тај начин корисник може већ постојећи код надоградити и прилагодити својим потребама.

Физичким моделима је описана физика фотона, електрона, хадрона, миона и јона. Хијерархијска структура *Geant4* категорије за процесе подељена је у следеће поткатегорије:

- **Транспорт честица** – транспорт честица је одређен дужином слободне путање честице, а узроковање дужина слободне путање честице производи кораке на границама материјала. Физички процеси ограничавају величину корака према дужини слободне путање узорка (нпр. цик-цак путање у Кулоновом расејању, губитак енергије и могућа креација других честица). Рачуна се дужина корака којим путања честице прелази у другу запремину.
- **Електромагнетне интеракције** – Физички процеси (Комптоново расејање, гама конверзија, фотоефекат, производња пара миона), електрон/позитрон процеси (јонизација, заочно зрачење, анихилација), мионски процеси (јонизација, заочно зрачење и производња пара електрон-позитрон), хадрон/јон процеси (јонизација), вишеструко расејање, нискоенергетски електромагнетни процеси (Рејлијево расејање).
- **Хадронске интеракције** – језгро-језгро реакције, лептон-хадрон интеракције, еластично расејање, интеракције зауставних честица, нуклеарне каскаде, фисија, евапорација, модели распада, нискоенергетске неутронске интеракције, радиоактивни распад, фотонуклеарне и електронуклеарне реакције.
- **Фото-лептон** – хадрон интеракције
- **Распад честица** – симулиран је од стране G4Decay класе која је имплементирана унутар *Geant4* физичких процеса који су базирани на односима грањања. Сваки од модова распада је имплементиран као класа и генерише секундарне честице које се производе у процесу распада.
- **Оптички ефекти** – укључује процесе као што су Черенковљево зрачење, сцинтилација, померање таласних дужина и апсорпција.
- **Параметризација.**

Физички процеси описују како честице интерагују са материјом. Према квантној теорији, физички процес је микроскопски опис интеракције честице са другом честицом

материјала или спољашњег поља. Вероватноћа за интеракцију унутар дужине L услед физичког процеса i је:

$$p_i(L) = 1 - e^{-\frac{L}{\lambda_i}},$$

где је λ_i средња слободна путања.

Монте-Карло алгоритам:

1. дефинише особине упадне честице (као што је импулс честице)
2. узима вредности λ_i за све релевантне процесе;
3. узима дужину слободне путање L из расподеле свих учествујућих процеса;
4. бира најмању дужину путање;
5. помера честицу за овај корак;
6. симулира интеракцију;
7. ако честица још постоји, враћа се на први корак.

За дату симулацију, одређен број физичких процеса је приписан сваком типу честице. Сваком од ових процеса приписује се неколико модела и података о попречним пресецима, односно вероватноћама. Сви процеси пролазе кроз две фазе:

- рачунање тоталног пресека и његова примена,
- генерисање крајњег стања.

За сваки процес, укупни попречни пресек на датој енергији E се добија интерполацијом доступних података, према једначини:

$$\log(\sigma(E)) = \log(\sigma_1) \frac{\log\left(\frac{E_2}{E}\right)}{\log\left(\frac{E_2}{E_1}\right)} + \log(\sigma_2) \frac{\log\left(\frac{E}{E_1}\right)}{\log\left(\frac{E_2}{E_1}\right)},$$

где су E_1 и E_2 најближа доња и горња енергија за коју су попречни пресеци σ_1 и σ_2 доступни у библиотекама података [21]

Генерисање крајњег стања учесника одређеног процеса се врши тако што се из дистрибуција изведених из теоријских модела рачунају релевантне физичке величине, нпр. енергије продуката, угаона дистрибуција депоноване енергије. При томе се атом материјала на ком се врши интеракција бира насумично, а симулира се његова деексцитација.

Geant4 омогућава и пропагацију различитих електромагнетних поља. Могу се специјализирати магнетна поља, електрична поља и електромагнетна поља, како униформна, тако и неуниформна. У циљу пропагације трага унутар поља, једначина кретања честица у пољу је укључена у *Geant4* пакет. [23, 24]

4.1.3. Изградња симулација

Садржај програма се мења на основу потреба дате стимулације, стога *Geant4* програмски пакет не обезбеђује основни програм – њега мора написати корисник, међутим, примери једноставних основних програма су дати. Програм који корисник прилагођава својим применама је имплементиран у два пакета класа: *G4RunManager* – садржи три обавезне класе које корисник мора изградити и *G4UImanager* – садржи пет класа које служе кориснику да измени дефинисане кодове у *Geant4*, који су повезани са покретањем симулације, догађајима, праћењем честица и сваког корака. На тај начин корисници могу направити самосталне апликације, односно изградити апликације на објектно-оријентисаној основи.

Корисник мора најпре да изгради пример *G4RunManager* класе. Ова класа је одговорна за почетне процедуре, и мора бити снабдевена свим информацијама неопходним за изградњу о покретању симулације. У ове информације спадају: конструкција детектора, листа физичких процеса, генерисање примарних честица.

➤ Конструкција детектора

Опис детектора мора да буде што је могуће више реалистичнији за процес који се проучава. Да би се добили реалистични резултати, честице које се прате морају осетити реалистично окружење. Конструкција детектора одређује геометрију елемената (облик, величину, положај), коришћене материјале, осетљиве области и особине електронике.

- Геометрија

Геометријска репрезентација елемената детектора се заснива на дефиницији модела *Solid* и њихових положаја у простору.

Детектор у *Geant4* програмском пакету има логичку и физичку запремину. Логичка запремина (*G4LogicalVolume*) управља информацијама повезаним са детекторским елементом одређеног облика (који је представљен датим *Solid* и *Material*), независно од његовог физичког положаја у детектору. Физичка запремина (*G4PhysicalVolume*) представља просторно позиционирање дате логичке запремине у односу на главну логичку запремину. Тако се добија хијерархијска структура логичке запремине у којој се свака запремина састоји од мањих запремина.

- Осетљиве области детектора

Свака логичка запремина може постати осетљив детектор који је објекат из класе *G4SensitiveDetector*. Осетљив детектор представља део детектора који ће извршити стварно мерење. Основни задатак осетљивог детектора је конструкција објеката Удар (*Hit*) помоћу информација из корака дуж трага честица. Удари представљају акумулиране физичке интеракције трагова у осетљивој области детектора. Ови објекти симулирају физички сигнал у елементу детектора произведен у интеракцији честица-материја.

➤ Избор физичких процеса

Потребно је изабрати и честице за које се очекује да ће учествовати у интеракцијама, а које су дефинисане у класи *G4ParticleDefinition*. Ова класа описује основне особине честица, као што су маса и наелектрисање, и додељује честици више процеса којима је подложна. Међу физичким процесима који су задати у *Geant4* програмском пакету, потребно је изабрати оне које су релевантни за конкретан експеримент, односно оне за које се очекује да ће се десити под датим условима. Сваки од

ових процеса је одређен релацијама у Geant4, а преглед ових релација се може видети у [22].

➤ Генерисање примарних честица

Примарне честице и вертекси су класе које корисник мора сам да изгради, које су независне од других класа, и неопходне пре покретања симулације. Неопходно је дефинисати једначине на основу којих ће програм униформно генерисати честице унутар запремине извора, да би се добило што боље слагање са експериментом.

Праћење свих честица

Симулација физичких процеса зависи од метода праћења честица које корисник изабере. Корисник може одредити и одсецање енергије честице и њену путању. Прецизност већине симулационих кодова зависи од изабраних теоријских и физичких модела, метода параметризације, и параметара праћења који су одређени од стране корисника.

Визуализација

Ова категорија омогућује визуелни приказ геометрије детектора, трајекторија честица и њихове интеракције са осетљивом запремином детектора, као и друге кораке потребне за симулацију детектора. [23]

5. РЕЗУЛТАТИ СИМУЛАЦИЈЕ И ПОРЕЂЕЊЕ СА ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИМ ВРЕДНОСТИМА

5.1. СИМУЛАЦИЈА ЗАКОЧНОГ ЗРАЧЕЊА У GEANT4 СОФТВЕРУ

У овом раду коришћен је *Geant4* софтвер (верзија 4.9.5) [11] како би се добио спектар закочног зрачења следећих бета емитера: *Sr-90* (заједно са његовим потомком *Y-90*), *P-32* и *Bi-210*. Разлог због ког је рађена симулација *Sr-90/ Y-90*, а не само *Y-90*, је експериментална могућност провере резултата симулације *Sr-90/ Y-90*, али знајући да је доза узрокована закочним зрачењем самог *Sr-90* далеко мања од дозе *Y-90*, услед велике разлике у максималној енергији бета честица.

Детаљан опис бета распада, као и емисије закочног зрачења, моделованог у *Geant4* софтверу је дат у [12]. Ови радионуклиди су изабрани због релативно високе максималне енергије електрона:

- 546,2 keV за *Sr-90*,
- 2.281,5 keV за *Y-90*,
- 1.710,3 keV за *P-32* и
- 1.161,5 keV за *Bi-210*.

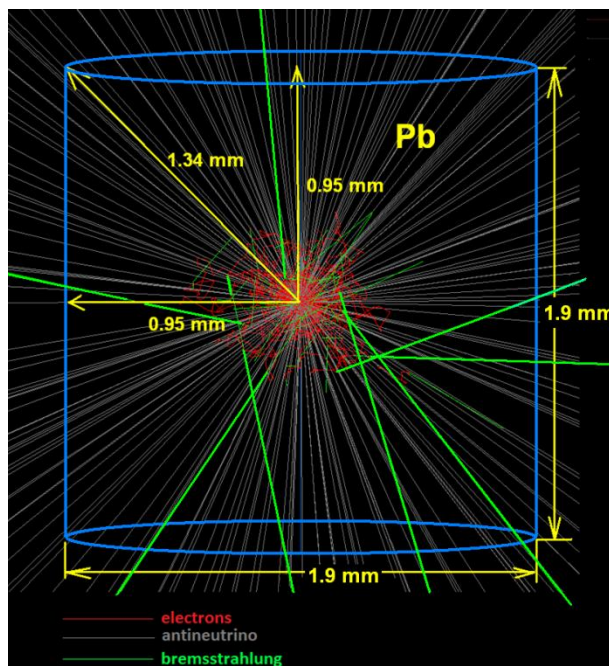
Готово два пута нижа максимална енергија електрона у случају *Bi-210* у односу на *Y-90* има за циљ могућност провере утицаја максимума енергије на индуковану дозу закочног зрачења. У свим симулацијама тачкасти радиоактивни извор је постављен у центар цилиндричне капсуле. Симулације су извршене за различите матрице: Pb, Cu, Al, стакло и пластику. Почетни (иницијални) параметри за сваку симулацију су биле димензије цилиндричне капсуле која садржи тачкасти извор. Димензије су прилагођене тако да буду приближно једнаке домету електрона са максималном енергијом у одређеној матрици (смањујући тиме вероватноћу да неки електрони евентуално изађу из матрице), али истовремено, без употребе сувише дебелих слојева материјала капсуле како би ефекат самоапсорпције закочног зрачења био што мање изражен. Тиме су добијене максималне вредности интензитета емитованог закочног зрачења из инкапсулираног извора.

Домет бета честице, $R_{\max}$ [g/cm²], се може израчунати из једноставне емпиријске релације коју су установили Katz и Penfold [13]:

$$R_{\max} \left[\frac{g}{cm^2} \right] = \begin{cases} 0,412 E_{\beta}^{1,265-0,0954 \ln(E_{\beta})} & 0,01 \leq E_{\beta} \leq 2,5 \text{ MeV} \\ 0,530 E_{\beta} - 0.106 & E_{\beta} > 2,5 \text{ MeV} \end{cases}$$

где је E_{β} максимална енергија бета честице у MeV. На пример, за матрицу изграђену од олова ($\rho = 11,34 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$), добија се домет од 0,96 mm за максималну енергију електрона добијену распадом ($E_{\beta\max} = 2.281,5 \text{ keV}$). Прецизнији рачун домета електрона за различите енергије се може добити коришћењем ESTAR програма [14].

Водећи се претходним рачуном, изабрана је геометрија капсуле од олова за извор Sr-90 (Y-90) и приказана је на слици 8.



Слика 8: Симулација тачкастог извора Sr-90 (Y-90) у оловној капсули димензија: висина 1,9 mm и пречника 1,9 mm. Закочно зрачење је представљено зеленим линијама, а путање електрона су представљене црвеним линијама. Минимална удаљеност извор од површине капсуле (0,95 mm) одговара домету електрона максималне енергије 2,28 MeV.

Део кода у програму којим се задаје цилиндрична капсула у којој је смештен извор је:

```
G4Tubs* solidSupljiCilindar = new
G4Tubs("solidSupljiCilindar",0.00001*mm,0.95*mm,0.95*mm,0.0*deg,360.0*deg);

G4LogicalVolume* logicalSupljiCilindar = new
G4LogicalVolume(solidSupljiCilindar,Lead,"logicalSupljiCilindar", 0,0,0);

logicalSupljiCilindar->SetVisAttributes(G4VisAttributes(G4Colour(0,0.4,0.8)));

G4VPhysicalVolume* physicalSupljiCilindar = new
G4VPPlacement(0,G4ThreeVector(150*mm,0,850*mm),

logicalSupljiCilindar,"physicalSupljiCilindar",logicWorld, false, 0);
```

Оловна капсула са извором Sr-90 (Y-90) у симулацији је смештена на растојању од 30 mm од воденог цилиндра који симулира људско тело. Висина, пречник и маса воденог цилиндра су 1,7 m, 0,237 m и 75 kg, респективно (слика 9a). Број распада за Sr-90 је $N=500.000$, праћених истим бројем распада и језгра потомка (Y-90). У наставку текста су дати делови програмског кода за конструкцију воденог цилиндра, као и за генерисање радиоактивних распада Sr-90/Y-90.

Део кода којим се конструише водени цилиндар дат је на следећи начин:

```
DetectorCode="D"; DetectorShielded=false;

if(DetectorCode=="D")

    DetectorRadius=11.85*cm; DetectorHeight=170.0 * cm;

    z[0]=0*m; z[1]=z[0]+DetectorHeight;      r[0]=0*m; r[1]=0*m;
    R[0]=DetectorRadius; R[1]=DetectorRadius;

    G4ThreeVector positionDetector = G4ThreeVector(0,0,0*mm);

    DetectorMater = materialsManager->GetMaterial("G4_WATER");
    solidDetector = new G4Polycone("detector",0.,twopi,2,z,r,R);
    logicDetector = new G4LogicalVolume(solidDetector ,DetectorMater,
    "Detector",0,0,0);
    physiDetector = new G4PVPlacement(0, positionDetector,
    logicDetector,"Detector",logicWorld,false,0);
    logicDetector->SetSensitiveDetector(SD);
    ScoringVolumeMass=logicDetector->GetMass();
};
```

Део кода који служи за генерисање радиоактивних распада Sr-90/Y-90 гласи:

```
/run/initialize
/run/setCutForRegion Target 1 um
/run/setCutForRegion Detector 1 um

/grdm/applyARM true
/grdm/applyICM true
/grdm/verbose 0
/grdm/noVolumes
/grdm/selectVolume World
/grdm/selectVolume Target
/grdm/selectVolume Detector
```

```

/process/em/deexcitation World true true true
/process/em/deexcitation Target true true true
/process/em/deexcitation Detector true true true
/process/em/fluo true
/process/em/auger true
/process/em/pixe true

/tracking/verbose 0
/tracking/storeTrajectory 1

/gps/pos/type Point
/gps/particle ion
/gps/ion 38 90
/gps/energy 0

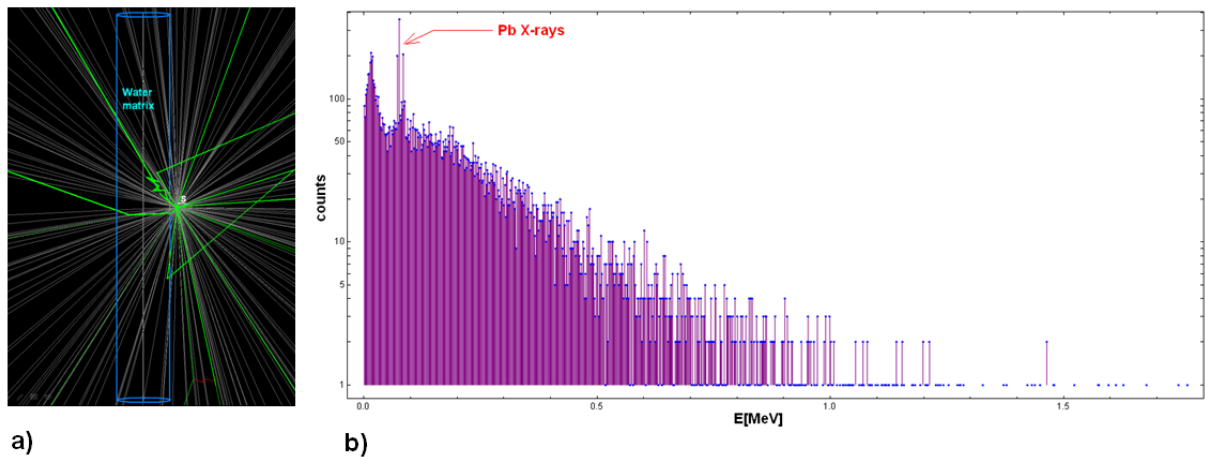
/gps/pos/centre 15 0 85 cm

/gps/pos/type Point

/run/beamOn 500000

```

У следећем кораку, добијен је спектар енергије закочног зрачења депоноване унутар воденог цилиндра (слика 9б).



Слика 9: Позиција радиоактивног извора у близини воденог цилиндра који репрезентује људско тело (а), и одговарајући спектар закочног зрачења депонованог у воденом цилиндру (б)

Интеграцијом спектра, добијени су следећи подаци: укупан одброј ($N_c=12\,713$) и тотална депонована енергија ($\Delta E_{\text{bremss}}=2\,399\text{ MeV}$).

Потом смо смањили димензије оловне капсуле на висину од 1 mm и пречник од 1 mm, што је резултовало значајним повећањем интензитета спектра закочног зрачења ($N_c=23\,078$, $\Delta E_{\text{bremss}}=3\,990\text{ MeV}$).

Процедура која је описана је даље примењена у симулацијама закочног зрачења произведеног у капсулама различитог материјала и различитих димензија, као и за остале бета емитере.

Међутим, треба приметити да распад P-32 резултује стабилним изотопом, а распад Bi-210 чистим алфа емитером, док Sr-90 даје радиоактивни потомак (Y-90) који је такође чист бета емитер и доприноси интензитету закочног зрачења.

5.2. РАЧУНАЊЕ ДОЗЕ ЗАКОЧНОГ ЗРАЧЕЊА ЗА ДАТУ АКТИВНОСТ Sr-90 УНУТАР ОЛОВНЕ КАПСУЛЕ

Просечна апсорбована доза у воденом цилиндру за N догађаја Sr-90 (праћеног истим бројем распада Y-90) закочног зрачења је:

$$D = \frac{\Delta E_{\text{bremss}}}{\Delta m},$$

где је ΔE_{bremss} енергија депонована од стране закочног зрачења унутар воденог цилиндра масе Δm (имајући на уму да је продорна моћ закочних фотона са дистрибуцијом енергије датом на *слици 9*, апсорбована доза је рачуната узимајући у обзир целокупну масу воденог цилиндра).

Ако је активност извора Sr-90 $A\text{ [s}^{-1}\text{]}$, онда време (у секундама) које је потребно да би се одиграло N распада Sr-90 може бити израчунато из релације $t = N/A$. Унутар тог времена, N распада Y-90 ће се такође одиграти, с обзиром да се у овој симулацији Sr-90 и Y-90 налазе у равнотежи. Коначно, брзина дозе која потиче од закочног зрачења може да се изрази као $D' = D/t$. Овим је установљена релација између броја распада у симулацији и одговарајуће брзине дозе узроковане датом активношћу извора.

За активност од 10 μCi Sr-90 (Y-90), нашли смо вредности брзине дозе закочног зрачења произведеног у матрици од Pb:

- 0,023 $\mu\text{Gy/h}$ (за 1 mm x 1 mm капсулу) и
- 0,014 $\mu\text{Gy/h}$ (за 1,9 mm x 1,9 mm капсулу).

За веће активности брзина дозе ће расти са јачином извора. Зато, за извор од 100 mCi, брзина дозе закочног зрачења ће бити 230 $\mu\text{Gy/h}$ (1 mm x 1 mm оловна капсула, 30 mm од површине воденог цилиндра).

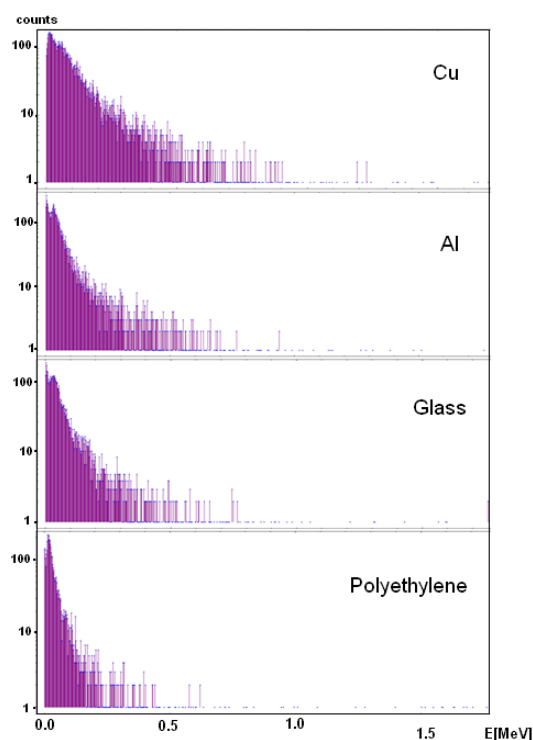
5.3. СИМУЛАЦИЈА БРЗИНЕ ДОЗЕ ЗАКОЧНОГ ЗРАЧЕЊА ПРОДУКОВАНЕ БЕТА ЕМИТЕРИМА УНУТАР МАТРИЦА ОД Cu, Al, СТАКЛА И ПЛАСТИКЕ.

Димензије цилиндричне матрице су сукцесивно повећане у поређењу са величином матрице од Pb (табела 3), услед повећања домета електрона унутар ових матрица.

Матрица	Димензије цилиндричне матрице (пречник x висина) [mm]
Cu	2 x 2
Al	7 x 7
Стакло (Al 0.53% - Si 34.82% - Mg 0.6% - Ca 7.15% - Na 9.65% - K 0.415% - O 46.835%, 2.5 g/cm ³)	8 x 8
Пластика (Полиетилен)	20 x 20

Табела 3: Приказ матрица различитих материјала и њихових димензија

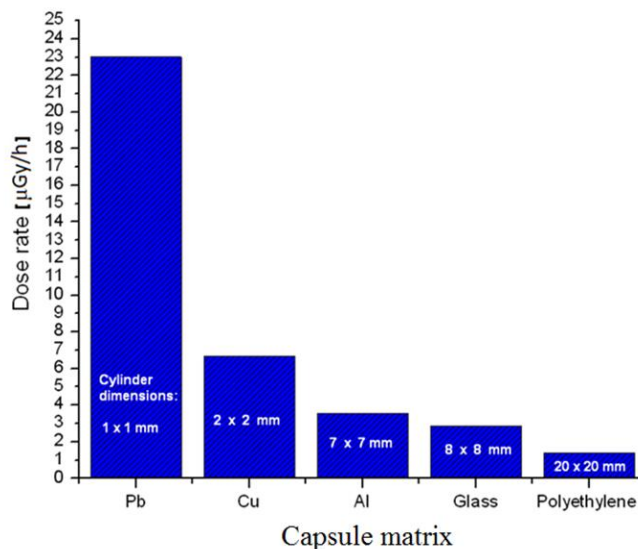
Број распада за Sr-90 је био $N = 500.000$ за сваку матрицу, праћених истим бројем распада његовог језгра потомка (Y-90). Добијени спектри закочног зрачења апсорбованог унутар воденог цилиндра су приказани на *слици 10*. Дистрибуције добијене симулацијама су сличне експериментално добијеним спектрима закочног зрачења, приказаног у [15], које су добијене HPGe детектором у случају када је Sr-90 био унутар капсуле различитих материјала.



Слика 10: Дистрибуција енергије закочног зрачења депонованог унутар воденог цилиндра, добијеног у случају извора Sr-90 (Y-90) унутар различитих матрица.

Депонована енергија у воденом цилиндру је много виша у случају капсуле од Cu, него у случају капсуле од полиетилена.

Дозе закочног зрачења произведена извором Sr-90 (Y-90) активности 10 mCi смештене унутар различитих матрица су упоредно приказане на слици 11. Димензије цилиндричне матрице за Cu, Al, стакло и полиетилен, су представљене на правоугаоникима на хистограму.



Слика 12: Зависност брзине дозе у капсулама различитих материјала

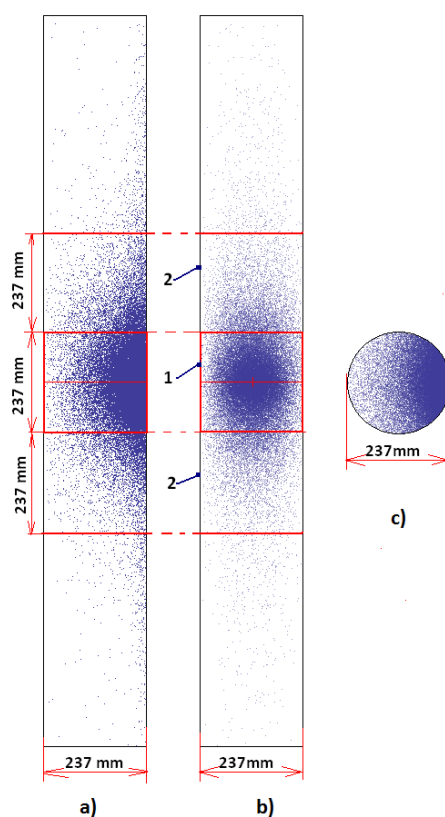
За капсулу која у потпуности апсорбује електроне, доза у случају Pb је око 20 пута већа него у случају полиетилена.

Са повећањем димензија капсуле од алуминијума у случају извора Sr-90 (Y-90) почев од 7 x 7 mm до 20 x 20 mm добијена је око 30% нижа брзина дозе (смањена је од 3,55 $\mu\text{Gy/h}$ до 2,57 $\mu\text{Gy/h}$ за извор активности 10 mCi).

Даље, за извор P-32 и Bi-210 активности 10 mCi смештених унутар алуминијумске матрице димензија 7 x 7 mm, добијене су брзине дозе од 1,53 $\mu\text{Gy/h}$ и 0,54 $\mu\text{Gy/h}$, респективно.

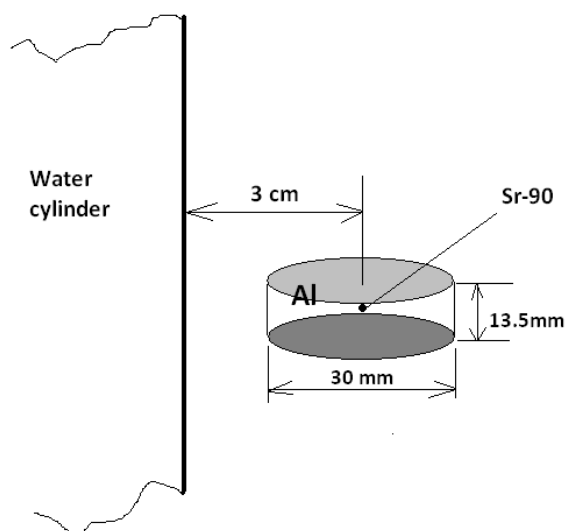
5.4. ДИСТРИБУЦИЈА ДЕПОНОВАНЕ ЕНЕРГИЈЕ ЗАКОЧНОГ ЗРАЧЕЊА УНУТАР ВОДЕНОГ ЦИЛИНДРА КОЈИ ПРЕДСТАВЉА ЉУДСКО ТЕЛО И ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА МЕРЕЊА ДОЗЕ

У претходним рачунима, нађена је просечна брзина дозе апсорбована унутар целокупног воденог цилиндра. Међутим, за задату позицију извора закочног зрачења од воденог цилиндра која је приказана на *слици 11*, постоје разлике у депонованој енергији закочног зрачења у различитим елементима запремине цилиндра, у зависности од релативне позиције од извора. Може се очекивати највећа вредност депоноване енергије у елементима запремине најближих позицији извора. Да би се нашла дистрибуција депоноване енергије (а самим тим и апсорбоване дозе) унутар воденог цилиндра, спроведене су Монте-Карло симулације. Резултати су представљени у графичкој форми на *слици 13*, где су тамнијим подручјима представљена места на којима је и брзина дозе виша.



Слика 13: Дистрибуција депоноване енергије унутар воденог цилиндра: а) поглед са стране, б) поглед спреда, ц) поглед одозго

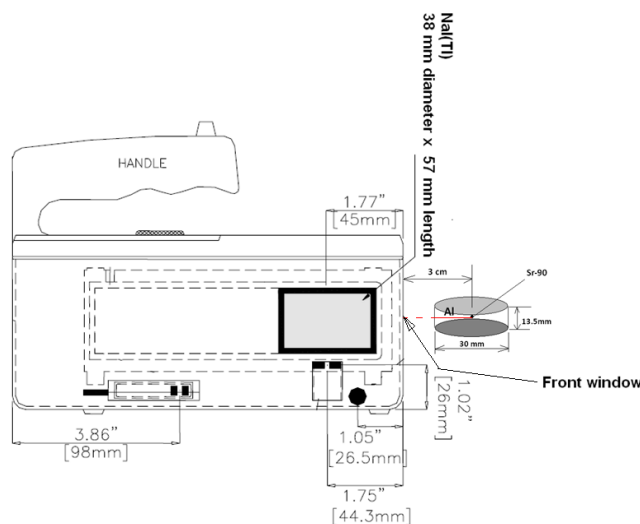
Очигледно је да је највећа количина дозе у елементу означеним бројем “1”, док је значајно мања у елементу “2”. Овде можемо да упоредимо резултате добијене симулацијом са експерименталним мерењима дозе на следећи начин. За сегмент “1” брзина дозе добијена симулацијама је била 24 nGy/h (што одговара брзини дозе од 24 nSv/h) у случају извора Sr-90 активности од 18,4 μCi (680.800 Bq), смештеног унутар матрице од Al (*слика 12*) на растојању 3 cm од површине воденог цилиндра. За сегмент “2”, израчуната брзина дозе је била 6,5 nSv/h. Шематски приказ експерименталне поставке је дат на *слици 14*. За мерења брзине дозе коришћен је преносиви NaI(Tl) детектор, у режиму рада мерења брзине дозе, калибрисан од стране произвођача да прикаже амбијенталну еквивалентну дозу, $H^*(10)$.



Слика 14: Извор Sr-90 унутар матрице од Al који је коришћен у симулацији и такође коришћен у експерименту као извор закочног зрачења

Имајући на уму релативно ниску активност извора Sr-90, мерења брзине дозе закочног зрачења су изведене унутар гвоздене коморе зидова дебљине 25 cm, приликом чега је позадинска еквивалентна брзина дозе значајно редукована са ≈ 90 nSv/h изван коморе, на ≈ 3 nSv/h унутар гвоздене коморе.

Мерења брзине дозе закочног зрачења су рађена у геометрији приказаној на слици 15.



Слика 15: Мерења брзине дозе закочног зрачења извора Sr-90 смештеног унутар матрице од Al преносивим NaI(Tl) детектором. Активност Sr-90 је била 18,4 μ Ci.

Укупна амбијентална еквивалентна брзина дозе мерена унутар гвоздене коморе за поменути извор-детектор геометрију је била ≈ 15 nSv/h, те када урачунамо позадинску

брзину дозе од око 3 nSv/h, Sr-90 продукује дозу брзине од око 12 nSv/h. Ова брзина дозе је око 50% мања од брзине дозе добијене симулацијама за централну регију “1” са *слике 13*. Разлози одступања могу бити следећи:

- 1) брзина дозе коју мери детектор је калибрисана у удаљеној геометрији, уместо за мерења извршена у непосредној близини извора, где су коначне димензије детектора и извора битне
- 2) калибрација произвођача је рађена на основу спектра извора Cs-137, Co-60 и Am-241, чији емисиони спектри не одговарају спектралној дистрибуцији закочног зрачења
- 3) алуминијумски прозор детектора редукује зрачење које стиже до детектора у опсегу ниских енергија закочног зрачења (испод 60 keV)
- 4) рачуната је еквивалентна брзина дозе за сегмент воденог цилиндра, док је амбијентална еквивалентна доза $H^*(10)$, вредност за коју је наш детектор NaI (Tl) калибрисан, дефинисана за нешто другачији материјал – пластику еквивалентну ткиву, са референтном дубином продирања од 10 mm за јако продирујуће зрачење.

Квалитативна слагања симулираних и експериментално одређених вредности, у овом случају, потврђују исправност симулираних резултата за друге изворе и капсуле.

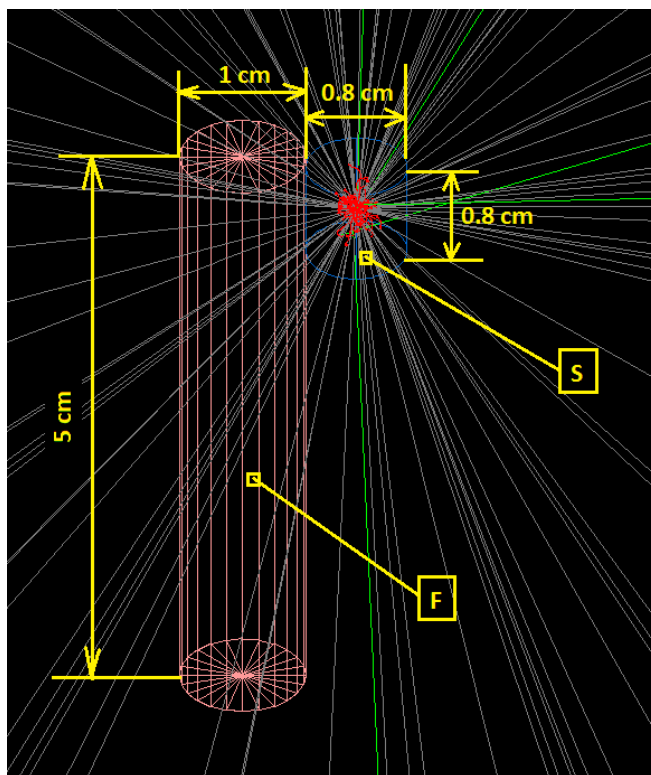
6. РАДИЈАЦИОНИ РИЗИЦИ МЕДИЦИНСКОГ ОСОБЉА ПРИЛИКОМ ТЕРАПИЈА СА Y-90

Наше симулације су показале да је највећа брзина дозе закочног зрачења у случају извора Y-90. Чист Y-90 извор продукује само 2,3 % нижу дозу закочног зрачења у односу на Sr-90/Y-90 извор исте активности (где су Sr-90 и Y-90 у равнотежи). Другим речима, допринос Sr-90 продукцији закочног зрачења у поређењу са доприносом Y-90 је занемарљив.

Имајући на уму да је у пракси Y-90 широко распрострањен, важно је наћи очекивану дозу за цело тело, као и одговарајућу дозу за прсте, коју прими медицинско особље радећи са поменутим радионуклидом током апликације пацијентима. С обзиром да су наше симулације базиране на бета изворима удаљеним 30 mm од тела особе која рукује извором, дозе добијене из симулација могу бити редуковане у пракси повећањем растојања између особе и извора.

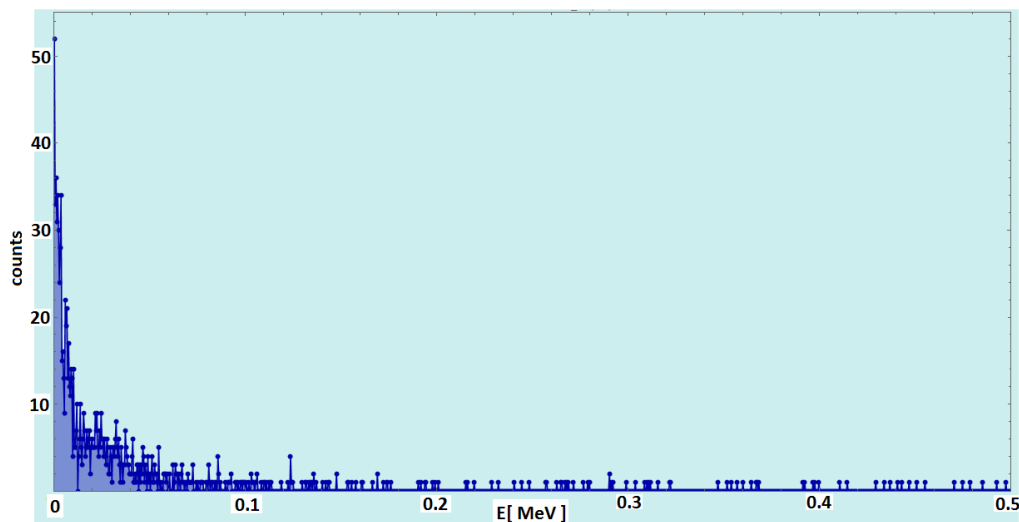
Типична активност Y-90 која се користи у медицинске сврхе је 1 GBq – 3 GBq [25], док је време руковања извором током апликације апроксимативних 10 минута [26]. Чак и релативно кратко време апликације може да доводе до прекомерног излагања руку и прстију медицинског особља [25].

У сврху налажења дозе коју приме прсти у контакту са стакленом матрицом у којој се налази Y-90, спровели смо симулације, како је приказано на слици 15.



Слика 15: Симулација закочног зрачења произведеног Y-90 унутар стаклене матрице ("S") и модел прста базиран на воденој матрици ("F"). Димензије модела прста ("F") и стаклене цилиндричне капсуле у којој се налази извор ("S") су дате у центиметрима.

Спектар апсорбоване енергије унутар модела прста је приказан на *слици 16*. Он је квалитативно другачији него одговарајући спектар апсорбоване енергије за цело тело услед веома мале запремине модела прста у којој се само ниске енергије закочног зрачења ($E \lesssim 20 \text{ keV}$) ефикасно депонују, док модел целог тела апсорбује и више енергије ($E \lesssim 90 \text{ keV}$) са знатно већом вероватноћом.



Слика 16: Спектар апсорбоване енергије унутар модела прста.

Апсорбована доза унутар модела прста је 5 mGy током 10-минутне апликације извора $Y-90$ активности 3 GBq (дозе треба давати споро током терапије [25]). Овај резултат је у доброј сагласности са експерименталним резултатима за апсорбовану дозу у врховима прстију током инјектирања [25]. 150 таквих апликација би проузроковало тоталну апсорбовану дозу од 750 mGy (750 mSv еквивалентне дозе), што је 50% виша вредност него дозвољена годишња доза која је прописана на 500 mSv [27, 28, 29]. Ови резултати упућују на то да је потребно на одговарајући начин редуковати очекивану примљену дозу за екстремитете медицинског особља. Будући да није могуће битно смањити време припреме и апликације раствора који садржи $Y-90$, потребно је смањити број апликација које реализује једна особа, што се постиже адекватном ротацијом особља на овим пословима. Такође, употребом мануалног апликатора (инјектора) повећава се растојање прстију и руку у односу на извор закочног зрачења током апликације, уз додатну редукцију зрачења услед постојања додатног апсорбујућег слоја на апликатору између извора и руке.

Осим тога, у нашим симулацијама смо показали да доза закочног зрачења за цело тело коју прими медицинско особље није занемарљива. Активност $Y-90$ од 3 GBq смештеност унутар стаклене капсуле продукује у просеку за цело тело брзину апсорбоване дозе од $20 \mu\text{Gy/h}$, што одговара апсорбованој дози од $3,4 \mu\text{Gy}$ за цело тело приликом 10-минутне апликације. Према томе, 150 апликације ће продуковати тоталну апсорбовану дозу од око $0,51 \text{ mGy}$. Међутим, ова вредност је и даље знатно нижа него прописана дозвољена доза за цело тело од 20 mSv за професионална лица [27, 28, 29].

6.1. РАЧУНАЊЕ ДОЗЕ КОЈУ ПРИМЕ ПРСТИ МЕДИЦИНСКОГ ОСОБЉА ПРИЛИКОМ РАДА СА Y-90.

Да бисмо нашли апсорбовану дозу у прстима током апликације у трајању од 10 минута, потребно нам је да одредимо брзину апсорбоване дозе за дату активност извора. У овом случају, извор Y-90 је активности 3 GBq, димензије воденог цилиндра којим је представљен модел прста су 5 cm x 1 cm (висина x пречник), а димензије стаклене капсуле у којој се налази извор су 0,8 cm x 0,8 cm (висина x пречник).

Масу воденог цилиндра у којој се депонује енергија смо добили на следећи начин:

$$\Delta m = \rho \cdot V = \rho \cdot \left(\frac{d}{2}\right)^2 \cdot \pi \cdot h = 1 \frac{g}{cm^3} \cdot \left(\frac{1 cm}{2}\right)^2 \cdot \pi \cdot 5 cm = 3,925 g = 3,925 \cdot 10^{-3} kg$$

Укупна депонована енергија ΔE у воденом цилиндру за дати број распада ($N=10^6$) износи:

$$\Delta E = 67,87 MeV = 67,87 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 1,09 \cdot 10^{-11} J$$

Апсорбовану дозу налазимо као:

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m} = \frac{1,09 \cdot 10^{-11} J}{3,925 \cdot 10^{-3} kg} = 0,277 \cdot 10^{-8} Gy$$

Да бисмо нашли брзину апсорбоване дозе ($D' = \frac{D}{t^*}$) потребно је да нађемо време t^* за које се одигра N распада за дату активност извора:

$$t^* = \frac{N}{A} = \frac{10^6}{3 \cdot 10^9} = 0,333 \cdot 10^{-3} s$$

Брзина апсорбоване дозе је:

$$D' = \frac{D}{t^*} = \frac{0,277 \cdot 10^{-8} Gy}{0,333 \cdot 10^{-3} s} = 8,3 \cdot 10^{-6} \frac{Gy}{s}$$

Коначно, апсорбовану дозу у прстима D_{app} током апликације од 10 минута налазимо као:

$$D_{app} = D' \cdot t_{app} = 8,3 \cdot 10^{-6} \frac{Gy}{s} \cdot 600 s = 4,99 \cdot 10^{-3} Gy \approx 5 mGy$$

7. ЗАКЉУЧАК

Радиоизотопи који су коришћени у симулацијама се налазе у широкој примени у медицини, али и у индустрији. Тако се ^{90}Sr у индустрији користи као радиоактивни извор за мерење густине или дебљине материјала, као и у радиоизотопским термоелектричним генераторима. Распадом ^{90}Sr настаје ^{90}Y чији је период полураспада 64h. ^{90}Y је такође чист бета емитер и његовим распадом настаје стабилни изотоп ^{90}Zr . Радиоактивни ^{90}Y се користи у лековима у третманима рака. ^{32}P се користи у лечењу обољења костију. Услед честог контакта медицинског особља са овим бета емитерима, значајно је предвидети брзину апсорбоване дозе која потиче од закочног зрачења.

Једна од најпоузданијих метода којима се то постиже је примена Монте-Карло симулација, које имају предност над применом једноставних емпиријских или семи-емпиријских релација које омогућују само грубу процену реда величине очекиване брзине дозе. Емисија закочног зрачења из инкапсулираних чистих бета емитера су у овом раду проучене детаљно управо на бази Монте-Карло симулација. Стварна енергијска дистрибуција емитованих бета честица (не само средња, или максимална) је укључена у процесе симулације. Продукција бета зрачења, као и самоапсорпција овог зрачења унутар матрица су такође узете у обзир. Нека од предвиђања добијених Монте-Карло симулацијама су потврђене и експериментално. Бирајући такве дебљине зидова капсула у симулацијама које у потпуности заустављају бета зраке, било је могуће квантификовати разлике у интензитету закочног зрачења у различитим материјалима. На тај начин је нађено да је брзина дозе која потиче из Pb капсуле 20 пута већа него у случају полиетиленске капсуле, 6,5 пута већа него у случају Al, и скоро 3,5 пута већа него у случају Cu. Како је енергијска дистрибуција електрона (максимална и средња енергија) добијених бета распадом важна за продукцију закочног зрачења, утврђено је да је брзина дозе која потиче од извора Sr-90 (Y-90) у истој матрици (нпр. од алуминијума) 2,3 пута виша од брзине дозе од извора P-32, и 6,5 пута виша од брзине дозе у случају Bi-210.

Коначно, показано је да чист Y-90 извор продукује само 2,3 % нижу дозу закочног зрачења у односу на Sr-90/Y-90 извор исте активности (где су Sr-90 и Y-90 у равнотежи), што значи да је допринос Sr-90 продукцији закочног зрачења у поређењу са доприносом Y-90 занемарљив. Одређене су апсорбоване дозе за цело тело ($\approx 0,51 \text{ mSv}$), као и за прсте особља (5 mSv) током типичне апликације раствора Y-90, а такође и одговарајуће годишње еквивалентне дозе у случају 150 апликација. На бази добијених резултата сугерисане су и могућности за редукцију очекиваних годишњих доза.

Генерално, демонстрирано је да ове симулације могу бити корисне за разматрање спољашњег излагања закочном зрачењу медицинског особља укљученог у процесе примене бета емитера, али и других професионално изложених лица (попут неких радника у индустрији) који долазе у контакт са бета изворима.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Manjunatha HC, Rudraswamy B. External bremsstrahlung of ^{90}Sr – ^{90}Y , ^{147}Pm and ^{204}Tl in detector compounds. Radiat Phys Chem 2013; 85: 95–101.
- [2] Manjunatha HC, Rudraswamy B. External bremsstrahlung spectra of the ^{90}Sr source in some lead compounds measured using NaI detector. Radiat Meas 2012; 47: 100–104
- [3] Cengiz A, Almaz E. Internal bremsstrahlung spectra of β^- particle emitters using the Monte Carlo method, Radiat Phys Chem 2004; 70: 661–668.
- [4] Pisharody M. Absorbed dose distributions in a tissue-equivalent absorber for bremsstrahlung produced at the beamlines of the European Synchrotron Radiation Facility, Radiat Phys Chem 2000; 59: 459–466.
- [5] Harisha P, Nayak AR, Mehta SK. Estimation of bremsstrahlung dose rate from a low energy electron accelerator, Radiat Phys Chem 1998; 51: 445–446.
- [6] Haridas G, Verma D, Sahani PK, Nayak MK, Thakkar KK, Sarkar PK. Experimental determination of Bremsstrahlung dose rate due to accidental beam loss in Indus-1 storage ring, Indian J Pure Ap Phy 2012; 50: 462–464.
- [7] Alabdoaburas MM, Bezin JV, Mege JP, Veres A, De Vathaire F, Lefkopoulos D, Diallo I. Measurement of peripheral dose in high-energy electron beams used in external radiotherapy. Phys Medica 2014; 30: e133.
- [8] Florkowski T. Shielding for Radioisotope Bremsstrahlung Sources ^{90}Sr – ^{90}Y . Int J Appl Radiat Isotopes 1964; 15: 579–586.
- [9] Tan D, Heaton B. Bremsstrahlung Intensity and Spectrum-Theoretical Deduction and Discussion. Appl Radiat Isotopes 1994; 45: 1101–1111.
- [10] Taleei R, Shahriari M. Monte Carlo simulation of X-ray spectra and evaluation of filter effect using MCNP4C and FLUKA code. Appl Radiat Isotopes 2009; 67: 266–271.
- [11] Agostinelli S, Allison J, Amako K, Apostolakis J, Araujo H, Arce P., et al. Geant4—a simulation toolkit. Nucl Instrum Meth A 2003; 506: 250–303.
- [12] GEANT4 Physics Reference Manual, Version: geant4 9.6.0. created by Wright DH. 2012.
- [13] Katz L, Penfold AS. Range-Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption, Rev Mod Phys 1952; 24: 28–44.
- [14] NIST ESTAR Database Program, (<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>)
- [15] Mietelski JW, Meczynski W. Application of a low-background gamma-ray spectrometer to the determination of ^{90}Sr . Appl Radiat Isotopes 2000; 53: 121–126.
- [16] SAIC Exploranium – GR-135 System Manual. Part 87317-1 Rev.3.4., Mississauga, Ontario 2004.
- [17] Крмар, М. *Увод у нуклеарну физику*, Природно-математички факултет, Нови Сад, 2013.
- [18] http://www.nuclear-power.net/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclear_physics/fundamental-particles/beta-particle/bremsstrahlung-2/
- [19] <http://www.radioactivity.eu.com/site/pages/Bremsstrahlung.htm>

- [20] <https://geant4.web.cern.ch/geant4/support/introductionToGeant4.shtml>
- [21] <http://geant4.cern.ch/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/node54.html>
- [22] <https://geant4.web.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/html/node1.html>
- [23] Станковић, И. Мастер рад – *Монте-Карло симулације утицаја матрице узорка на ефикасност детекције HPGe детектора*, Природно-математички факултет, Нови Сад, 2014.
- [24] Кнежевић, Д. Мастер рад – *Компаративна анализа симулиране и ексерименталне ефикасности германијумског детектора*, Природно-математички факултет, Нови Сад, 2012.
- [25] Marta Cremonesi, Mahila Ferrari, Giovanni Paganelli, Annalisa Rossi, Marco Chinol, Mirco Bartolomei, Gennaro Prisco, Giampiero Tosi , *Radiation protection in radionuclide therapies with 90Y-conjugates: risks and safety* , European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging Vol. 33, No. 11, 2006.
- [26] Lars Jødal , *Beta emitters and radiation protection*, Acta Oncologica,; 48: 308_313, 2009
- [27] ICRP 60. 1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. Ann ICRP 1991; 21:1_201.
- [28] ICRP 103. The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. Ann ICRP 2007; 37:1_332.
- [29] Правилник о границама излагања јонизујућим зрачењима и мерењима ради процене нивоа излагања јонизујућим зрачењима, Службени гласник РС, бр. 86/2011

БИОГРАФИЈА



Рођена сам 23. јануара 1993. године. Основну школу "Мирослав Антић" сам завршила у Футогу. Потом уписујем Гимназију "Исидора Секулић", природно-математички смер, коју завршавам као вуковац. 2012. године уписујем Природно-математички факултет, смер професор физике, који завршавам 2016. године. Током студија сам учествовала на манифестацијама попут Ноћ Истраживача, Фестивал Науке, Студенти за младе научнике.

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број:

РБР

Идентификациони број:

ИБР

Тип документације:

ТД

Тип записа:

ТЗ

Врста рада:

ВР

Аутор:

АУ

Ментор:

МН

Наслов рада:

НР

Језик публикације:

ЈП

Језик извода:

ЈИ

Земља публикавања:

ЗП

Уже географско подручје:

УГП

Година:

ГО

Издавач:

ИЗ

Место и адреса:

МА

Физички опис рада:

ФО

Научна област:

НО

Научна дисциплина:

НД

Предметна одредница/ кључне речи:

ПО

УДК

Чува се:

ЧУ

Важна напомена:

ВН

Извод:

ИЗ

Монографска документација

Текстуални штампани материјал

Дипломски рад

Јована Кнежевић

проф. др Душан Мрђа

Монте-Карло симулације закочног зрачења индукованог бета емитерима
српски (ћирилица)

српски/енглески

Република Србија

Војводина

2016

Ауторски репринт

Природно-математички факултет, Трг Доситеја Обрадовића 4, Нови Сад

7 поглавља/41 страна/29 референци/3 табеле/16 слика

Физика

Нуклеарна физика

Монте-Карло симулације, закочно зрачење

Библиотека департмана за физику, ПМФ-а у Новом Саду

нема

У раду је софтвером GEANT4 симулирано генерисање закочног зрачења унутар различитих матрица (инкапсулација) пореклом од чистих бета емитера (Sr-90, Y-90, P-32, Bi-210). Добијени су спектри депонованих енергија закочног зрачења у воденом цилиндру као моделу људског тела и одређене брзине апсорбованих доза услед овог зрачења за одговарајуће активности бета емитера. Израчунате су и очекиване годишње еквивалентне дозе за тело и прсте медицинског особља током апликација радиоизотопа Y-90, с обзиром на његову релативно широку примену у медицинској пракси.

*Датум прихватања теме од НН
већа:*

19.08.2016.

ДП

Датум одбране:

12.09.2016.

ДО

Чланови комисије:

КО

Председник:

проф. др Миодраг Крмар, редовни професор

члан:

проф. др Душан Мрђа, ванредни професор

члан:

проф. др Маја Стојановић, ванредни професор

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:
ANO

Identification number:
INO

Document type: Monograph publication
DT

Type of record: Textual printed material
TR

Content code: Final paper
CC

Author: Jovana Knežević
AU

Mentor/comentor: Dušan Mrđa, Ph.D, associate professor
MN

Title: Monte-Carlo simulations of bremsstrahlung induced by beta emitters
TI

Language of text: Serbian (Cyrilic)
LT

Language of abstract: English
LA

Country of publication: Republic of Serbia
CP

Locality of publication: Vojvodina
LP

Publication year: 2016
PY

Publisher: Author's reprint
PU

Publication place: Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
PP

Physical description: 7 chapters/41 pages/29 literature/3 tables/16 pictures
PD

Scientific field: Physics
SF

Scientific discipline: Nuclear physics
SD

Subject/ Key words: Monte-Carlo simulations, bremsstrahlung
SKW

UC

Holding data: Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
HD

Note: none
N

Abstract:
AB

In this work the production of bremsstrahlung originated from pure beta emitters (Sr-90, Y-90, P-32, Bi-210) within different matrices (encapsulations) is simulated using GEANT4 software. The spectra of deposited energies of bremsstrahlung are obtained inside water cylinder representing human body, as well as absorbed dose rates for certain beta emitter activities. The expected annual equivalent doses for whole body and fingers of medical staff during application of Y-90 are found, having in mind its wide use in medical practice.

<i>Accepted by the Scientific Board:</i>	19.08.2016.
ASB	
<i>Defended on:</i>	12.09.2016.
DE	
<i>Thesis defend board:</i>	
DB	
<i>President:</i>	Miodrag Krmar, Ph.D, full professor
<i>Member:</i>	Dušan Mrđa, Ph.D, associate professor
<i>Member:</i>	Maja Stojanović, Ph.D, associate profesor