

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ ПРИРОДНО – МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



Расејање бета честица на материјалима различитог редног броја

- дипломски рад -

Ментор: проф.др Миодраг Крмар

Кандидат: Никола Новаковић

Нови Сад, 2013.

Садржај

Увод3	
Интеракција бета честица са материјом6	
Теоријско предвиђање расејања бета честица9	
Гајгер-Милеров бројач11	
Експериментална поставка13	
Одређивање дебљине атенуатора20	
Зависност детекције бета честица од растојања24	
Одређивање сатурационе дебљине материјала26	
Одређивање зависности расејања бета честица од редног броја материјала на којима врши расејање	ce
Закључак	
Референце	
Биографија кандидата33	

Увод

Године 1899., Ернест Радерфорд је открио алфа и бета "зраке" из уранијума, а 1900. је Анри Бекерел показао да су бета честице идентичне електронима, које је открио Џозеф Џон Томсон 1897. године. Од тада су откривени многи радионуклиди који емитују бета честице: трицијум (T), кобалт-60 (⁶⁰Co), стронциум-90 (⁹⁰Sr), технецијум-99 (⁹⁹Tc), јод-129 и 131 (¹²⁹I ; ¹³¹I), цезијум-137 (¹³⁷Cs) и други. Постоји и неколико хиљада вештачких радионуклида, који су већином бета емитери.



Слика 1. Неутрон-протонски дијаграм

Са *Слике 1* се може видети да језгра, као стабилна или нестабилна могу постојати у релативно уској области на N-P дијаграму.



Слика 2. Део неутрон-протонског дијаграма

Дијагонални низови језгара, са опадајућим нагибом представљају *изобаре*, који су повезани узастопним бета распадима. Управо бета распад представља најјчешћи облик спонтане трансформације језгра.

До емисије бета честице из језгра, долази када је број неутрона већи од броја протона. Тада се неутрон трансформише у протон, електрон и антинеутрино. Протон остаје у језгру, а електрон бива избачен. Енергија овако избачених електрона се креће у интервалу од 18 *keV* до 16,6 *MeV*.



Слика 3. β^{-} распад

Процеси расејања имају веома значајну улогу у нуклеарној физици, јер се путем њих долази до информација о карактеристикама језгара на којима се врши расејање, као и о честицама које се користе као "пројектили".

Основна област примене расејања бета честица јесте у контроли дебљине материјала. Очигледно, домет и ефекат сатурације ограничавају употребу аутоматских мерача који раде на овом принципу до одређене дебљине. Избор различитих бета емитера пружа извесну флексибилност: За веома танке филмове користи се ¹⁴С, док се ⁹⁰Sr/ ⁹⁰Y примењује код дебљих филмова.

Већи део бета честица доживљава вишеструко расејање на електронима и језгрима. Како је математичко дефинисање вишеструког расејања прилично компликовано, користе се емпиријске релације. Такође, радиоактивни извор емитује бета честице континуалне енергетске дистрибуције, што додатно лимитира аналитичку примену расејања бета честица.

У новије време се расејање бета честица разматра као пропратни ефекат. Backscattering бета честица је озбиљно размотрен у оквиру Монте Карло симулација и мерења, из два разлога. Први је тај да веома прецизна мерења бета честица морају узети у обзир расејање бета честица од детектора. Ово има утицај код проучавања бета распада, где се захтева највећи ниво прецизности мерења који се може реализовати. Друга област, која захтева детаљно познавање механизма расејања бета честица јесте радијациона терапија. У радијационој терапији се користе убрзани електрони, али њихово је понашање једнако као и бета честицама. Они се расејавају на границама области где се густина нагло мења: на ткивима и површинама органа или тумора. Зато, доза апсорбованог бета зрачења око тачке унутар тела човека може бити знатно различита од вредности добијене за хомогено тело или сличну конструкцију.

Циљ овог експерименталног рада јесте утврђивање зависности броја расејаних бета честица на материјалима различитог редног броја. Да би се поменути циљ реализовао, било је неопходно конструисати адекватну поставку апаратуре. При овоме је вођено рачуна о избору врсте и позиције извора зрачења, о геометрији детекције расејаних бета честица, о карактеристикама бета честица и материјала на којима се врши њихово расејање, као и о карактеристикама детекторског система.

Рад има и методолошки значај за наставу нуклеарне физике, јер се у оквиру расејања бета честица јавља неколико појмова: домет, атенуација, закочно зрачење, детекција. Ови појмови се изучавају на теоријској настави, а извођењем лабораторијске вежбе се утврђује, продубљује и проверава стечено теоријско знање студената и развија способност за обављање експерименталног рада. Наставна пракса је показала да су многи појмови и принципи апстрактни и недовољно јасни студентима, па је значај лабораторијских вежби велики, јер су то искуства "из прве руке". На овај начин се избегава формално, рецептивно учење, које је непримењиво и стварају се предуслови за стицање оперативног, а код посебно мотивисаних студената и креативног знања.

Интеракција бета честица са материјом

Уобичајено је да се под општим појмом ,,зрачење" подразумевају фотони гама и закочног зрачења, као и наелектрисане и ненаелектрисане честице које поседују одређену кинетичку енергију. Наелектрисане честице се деле на тешке и лаке.

Када сноп тешких наелектрисаних честица (алфа честица, протона, деутерона и др.) пролази кроз неки медијум, карактеристично је да губи енергију дуж свог пута, али се не мења број честица. Тешке честице губе енергију на јонизацију. Када тешка честица изгуби моћ јонизације, то је крај њеног пута. Дужина пута који може да достигне наелектрисана честица назива се домет и мери у дужинским јединицама (μm ; cm; m). Домет се дефинише и путем најмање дебљине неког материјала која је потребна да заустави наелектрисану честицу.

Бета честице се убрајају у лаке наелектрисане честице. У случају њиховог проласка кроз неки медијум, понашају се далеко сложеније него тешке честице. Обзиром да поседују идентичну масу као орбитални електрони са којима интерагују, као и јединично наелектрисање, електрони на свом путу лако скрећу, услед чега им је путања изломљена линија.

Три типа интеракције бета честица су од велике важности:

1. Еластични судари са језгром резултују *Радерфордовим расејањем*. Радерфордово расејање подразумева кулоновску интеракцију између бета честице и позитивно наелектрисаног језгра. Процес се назива еластичним јер се укупна енергија система (који чини бета честица и језгро), не мења након интеракције. Путања расејане бета честице може бити скренута максимално у износу 180° у односу на упадни правац, док се кинетичка енергија у суштини не мења, због знатно веће масе језгра.

2. Нееластично расејање на језгру - *Мотово расејање*, резултује смањењем енергије система. Енергија се губи у виду електромагнетног зрачења са горњом границом енергије фотона која је једнака енергији упадне бета честице. Ово електромагнетно зрачење се назива закочно зрачење, а у употреби је и немачки назив *bremsstrahlung*. У процесу нееластичног расејања на језгру, бета честица не само да бива скренута са примарне путање, већ трпи и смањење брзине.

3. Нееластично расејање бета честица на орбиталним електронима, путем кулоновске интеракције се назива *Молеровим расејањем*. Оно за последицу може имати јонизацију. Орбитални електрон бива "избачен", услед чега атом постаје позитивно наелектрисани јон.

Ред величине језгра износи око 10⁻¹⁴ m, што је четири реда величине мање од димензија атома, чије се величине крећу око 10⁻¹⁰ m. Обзиром на његове димензије, мала је вероватноћа да се интеракција догоди на самом језгру, али се и интеракција у атомском омотачу сматра интеракцијом у Кулоновом (електричном) пољу језгра, које је екранирано (заклоњено) орбиталним електронима. Ефекат екранирања условљава ефективно смањење јачине електричног поља језра.

а) Јонизациони губици бета честица

Интеракција бета честице и орбиталног електрона има за последицу ексцитацију и јонизацију атома. Ова интеракција доводи до губитка енергије бета честице при савладавању Кулонове електричне силе орбиталног електрона. Електричне силе делују на великим растојањима. Зато, две честице не морају ступити у директан контакт да би дошло до јонизације. Бета честице и орбитални електрони имају исту масу, па бивају скренуте при сударима са њима. Због тога бета честице имају изломљену путању при пролазу кроз апсорбујући материјал. Специфична јонизација бета честице је мала, услед релативно високе брзине.

$$\left[-\frac{dE}{dx}\right]_{jon} \sim \frac{Zn}{mV^2} \tag{1}$$

Губитак енергије бета честице на јонизацију, по јединици пута је, као што се може видети из горњег израза, директно пропорционалан броју атома по јединици запремине материјала n, као и редном броју материјала Z, а обрнуто пропорционалан квадрату брзине \mathcal{V}^2 .

б) Радијациони губици бета честица

Када дође до убрзања бета честице под дејством Кулоновог поља језгра или орбиталних електрона, долази до емисије закочног зрачења. Бета честица може да емитује закочно зрачење само ако поседује енергију вишу од m_ec^2 . Ако је њена енергија нижа од ове, радијациони губици су незнатни према губицима на јонизацију. Међутим, они постоје и значајно их је узети у разматрање. Рецимо, код рендгенске цеви се 1% енергије електрона емитује као Х-зрачење, али управо је овај ефекат разлог њихове примене.

$$\left[-\frac{dE}{dx}\right]_{rad} \sim nZ^2 E_0 \tag{2}$$

Губици енергије бета честице на радијацију су директно пропорционални броју атома по једини запремине n, енергији бета честице E_0 , као и квадрату редног броја материјала средине кроз коју се бета честице крећу Z^2 .

Бета честице имају континуалан енергетски спектар, који је асиметричан, као што се може видети са *Слике 4*. Утврђено је да средња енергија емитованих електрона износи око једне трећине максималне енерије. Дакле, само мали број бета честица у распаду односи комплетну енергију која им је на располагању, а све остале имају енергију која је мања од ње. Ово је важно, јер је максимална енергија закочног зрачења тиме одређена и мања је од Е_β(max).



Слика 4. Енергетски спектар бета честица

Теоријско предвиђање расејања бета честица

Расејање бета честица је пропорционално атомском броју Z у оквиру једне периоде Периодног система елемената, са наглим променама у нагибу које настају на атомским бројевима 2, 10, 18, 36 и 54, који одговарају племенитим гасовима. Већ је било речено да је расејање бета честица веома комплексан процес који зависи од великог броја параметара. Основна интеракција између бета честица и атома је електромагнетне природе и као таква зависи од карактеристика електричног поља у коме се расејање одвија. Оно се дешава у пољу језгра, које је знатно модификовано присуством орбиталних електрона. Са порастом редног броја атома, расте и наелектрисање језгра, као и јачина поља, што у коначном исходу доводи до линеарног пораста вероватноће расејања бета честице са редним бројем. Но, како са порастом редног броја расте и број орбиталних електрона који попуњавају орбитале на већ познат начин, са порастом њиховог броја долази до скоковитих промена у неким карактеристикама атома. Те скоковите промене се уочавају у близини атома којима су у потпуности попуњене неке од љусака. Дакле, порастом броја електрона у оквиру једне периоде не мењају се значајно особине атома, са аспекта облика и јачине електричног поља у коме се електрони крећу и одвија интеракција са упадним бета честицама. Након што је једна љуска у потпуности попуњена, долази до видне промене у структури атомског омотача, што такође утиче и на облик електричног поља у коме се одвијају интеракције расејања бета честица. Теоријски прорачуни показују да се на преласку из једне периоде у другу такође мења и вероватноћа дешавања расејања бета честица, која и даље показује линеарну зависност од редног броја атома, само је нагиб те зависности постао мањи у односу на нагиб којом се описује ова зависност у претходној периоди. Ово је добијено теоријским прорачуном и приказано на Слици 5. У пракси, скоковите промене у нагибу криве је тешко представити, па се црта континуирана крива кроз добијене експерименталне тачке.



Слика 5. Теоријско предвиђање зависности расејаних бета честица од редног броја

Гајгер-Милеров бројач

Гајгер-Милеров бројач спада у гасне електричне детекторе диференцијалног типа. Како је јонизација основни механизам интеракције зрачења са материјом, технички је најједноставније "покупити" наелектрисање које том приликом буде створено и претворити га у електрични сигнал.

Гајгер-Милерови бројачи се праве у коаксијалној геометрији, при чему катода представља метални цилиндар, а анода жицу постављену дуж осе цилиндра. Напон на ком раде омогућава лавинско пражњење, које се одвија у целој запремини детектора. За стварање лавине и започињање пражњења довољан је и један електрон, који посредством јаког електричног поља бива убрзан до те мере да почне да јонизује и побуђује атоме гаса на које наиђе. Радни гас у бројачу је најчешће аргон (Ar). То је племенити, тј. инертан гас, који има осам електрона у спољашњем атомском омотачу. Електрони створени приликом јонизације атома гаса у јаком електричном пољу веома брзо добију довољну енергију да и сами врше јонизације. Побуђени атоми гаса, након преласка на ниже енергетско стање емитују фотоне, који падају на металну катоду и из ње избијају нове електроне, који започињу нове јонизације и лавине. Важно је напоменути да је излазни рад за емисију електрона са површине метала од кога је сачињена катода нижи неколико пута од енергије јонизације аргона и износи 4-5 eV. Овај процес је релативно брз и цео циклус од стварања електрона, екситације атома аргона, емисије фотона и избијања нових електрона са катоде траје око 10⁻⁶s. Јони аргона путују у електричном пољу до катоде и уколико успут стекну довољну енергију, успевају да избију нове електроне, који започињу нове лавине. Овај процес је мало спорији, пошто јону треба до 10⁻⁴s да превали растојање од места настанка до зида бројача.

Једном започет процес лавинског пражњења никада не би био окончан сам од себе. Но, да би детектор био у могућности да детектује наредну честицу, неопходно је да се пражњење на неки начин заустави. То се може постићи електронским путем, спуштањем напона у моменту када лавина започне. У условима када се напон између електрода обори на нижу вредност, електрони не могу да стекну довољно енергије да наставе лавински процес. Други начин би био да се у Гајгер-Милерову цев поред аргона дода неки вишеатомски гас. Најчешће то бивају алкохолне паре. Задатак ових вишеатомских молекула је да апсорбују фотоне настале деексцитацијом аргона, а да том приликом не настану електрони који би са катоде избили нове електроне. Молекули алкохолних пара се након апсорбције фотона побуђују и доживљавају дисоцијацију, без емисије нових фотона. На тај начин се ефективно смањује број фотона који имају могућност да на катоди произведу нове електроне. Алкохолне паре истовремено успевају да смање број јона гаса. Наиме, уколико дође до судара између јона аргона и молекула алкохола, често се дешава да један електрон из молекула алкохола пређе на аргон и неутралише га. Ово је могуће због чињенице да је јонизациони потенцијал молекула алкохола нижи од енергије јонизације аргона.

Сада јонизовани молекул алкохола путује ка катоди, а како он има знатно већу масу од јона аргона, не успева да стекне довољну кинетичку енергију да би избио електрон са површине метала. Гајгер – Милерови бројачи који раде на овај начин зову се самогасећи.

Висина напонског сигнала код Гајгер-Милеровог бројача слабо зависи од напона између електрода и иста је за алфа и бета честице. Дакле, једном започета лавина даје напонски сигнал који је одређен дизајном Гајгер-Милерове цеви и уопште не зависи од врсте детектоване честице или њене енергије. Због тога се ови детектори могу користити само као бројачи.

Обзиром да и Х-фотони и β- честице окидају лавину, не постоји могућност да се разликују. Због тога је било потребно пронаћи начин да се елиминише утицај Х-фотона на добијени одброј, што је у овом раду и учињено.



Слика 6. Шематски приказ Гајгер-Милеровог бројача

Експериментална поставка

Циљ рада је одређивање зависности броја расејаних бета честица на материјалима различитог редног броја. У ову сврху је било потребно конструисати апаратуру која укључује следеће елементе:

- 1. Гајгер-Милерова цев
- 2. држач Гајгер Милерове цеви
- 3. два извора радиоизотопа стронцијума- 90 (⁹⁰Sr)
- 4. носач извора
- 5. подлоге на којима се врши расејање:

- папир (Z \approx 7) — овај материјал је уврштен јер Z \approx 7 одговара вредности коју имају мека ткива

- алуминијум (₁₃Al) у виду танких фолија
- гвожђе (26Fe), бакар (29Cu) и олово (82Pb) у виду плоча
- 6. рам за постављање подлога на којима се врши расејање
- 7. дигитални бројач SPECHTECH ST360



Слика 7. Изглед апаратуре

Као извор бета честица коришћен је радиоизотоп стронцијум- 90, који има период полураспада $T_{1/2}$ = 28,8 година и распада се на итријум- 90 (⁹⁰Y) са енергијом распада у износу 0,5 *MeV*. Итријум-90 има период полураспада $T_{1/2}$ =64*h* и распада се са енергијом распада у износу 2,2 *MeV* на цирконијум (⁹⁰Zr) који је стабилан. Извор ⁹⁰Sr/ ⁹⁰Y се сматра савршено чистим извором бета честица. Емисија гама фотона из распада ⁹⁰Y је толико ретка да се занемарује, те се сматра да се при распаду емитују бета честице поменуте енергије 2,2 *MeV*.



Слика 8. Шема распада ⁹⁰Sr

На бета распад се троши комлетна енергија на располагању (која потиче од разлике у маси језгара) и на тај начин настају ⁹⁰Y и ⁹⁰Zr у основном енергетском стању. Бета прелази којима се попуњавају побуђена стања ⁹⁰Zr имају малу вероватноћу, па се занемарују. Из овог разлога се може сматрати да нема емисије гама фотона.

У случају када је период полураспада претка много већи од периода полураспада потомка, може се сматрати да је достигнуто стање радиоактивне равнотеже након што је протекло време у износу неколико перода полураспада потомка, те се може сматрати да предак и потомак имају исте активности. У конкретном случају, обзиром да је период полураспада стронцијума- 90 много већи од периода полураспада итријума -90, а извори датирају из 1970. године, оправдано је сматрати да су њихове активности једнаке.

У експерименту су употребљена два затворена извора стронцијума- 90, чије активности одређене у тренутку производње 1970.године износе A_1^0 = 23 μ *Ci* и A_2^0 = 30 μ *Ci*.

Под затвореним радиоактивним извором се подразумева радиоактивни материјал заптивен у малој металној посуди цилиндричног облика одговарајуће чврстине. Извор је дизајниран тако да садржи радиоактивни материјал под нормалним радним условима и обично има високу концентрацију радиоактивног материјала у малој запремини. Са једне стране извор је затворен алуминијумском фолијом, која допушта пролазак максималног броја бета честица, а да им при том не смањује енергију.

Зрачење бива емитовано из извора у свим правцима. Расејано зрачење је такође емитовано у свим правцима, а бива детектовано оно зрачење које је обухваћено углом прозора Гајгер-Милерове цеви. Када зрачење дође у додир са материјом, долази до промене правца његове путање. Ово скретање се назива расејање. Бета честице посебно могу имати велике углове расејања. Оне бета честице које су расејане под углом блиским 180⁰ се називају расејаним уназад. У недостатку термина на српском језику који добро илуструје овај феномен, често се користи енглески назив *backscattering*.



Слика 9. Извори бета зрачења ⁹⁰Sr

Активност у тренутку мерења може се одредити према закону:

$$A = A^{\circ} \cdot \mathbf{e}^{-\lambda t} \tag{3}$$

, где је: A° почетна активност извора λ константа распада t старост извора

Константа распада се изражава као: $\lambda = \frac{ln2}{T_{1/2}}$, а старост извора износи *t*=42 године.

Дакле, ако се ово уврсти у формулу, добија се:

$$A = A^{\circ} \cdot \mathbf{e}^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T^{1}/2}} \tag{4}$$

Израчунате активности узорака у тренутку мерења износе:

$$A_1(^{90}\text{Sr}) = 8,37 \ \mu Ci$$

 $A_2(^{90}\text{Sr}) = 10,92 \ \mu Ci$

Извори имају довољну старост да и активност потомка буде значајна. Стога је потребно израчунати и активности које потичу од итријума-90. Израчунате активности које потичу од стронцијума-90 сада представљају почетне активности:

$$A_{1}(^{90}\text{Y})=8,37 \ \mu Ci \cdot \left(1-e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T^{1}/2}}\right) \qquad A_{2}(^{90}\text{Y})=10,92 \ \mu Ci \cdot \left(1-e^{-\frac{\ln 2 \cdot t}{T^{1}/2}}\right)$$

⁹⁰Ү има период полураспада $T_{1/2}$ = 64h = 15120 дана, а t = 42 године= 2,67 дана.

Када се ово уврсти у формулу, добијају се следеће вредности

$$A_1(^{90}Y) = 8,37 \ \mu Ci$$
 $A_1(^{90}Y) = 10,92 \ \mu Ci$

Као што се може запазити, бројне вредности активности претка ⁹⁰Sr и потомка ⁹⁰Y су једнаке, тако да је доказано успостављање стања радиоактивне равнотеже.

Апсолутна активност узорка, која је једнака суми активности претка и потомка, рачуна се према формули:

$$A_1(\text{tot})=8,37\ \mu Ci \cdot \left(2-e^{-rac{\ln 2 \cdot t}{T^1/2}}
ight)$$
, односно за други узорак је $A_2(\text{tot})=10,92\ \mu Ci \cdot \left(2-e^{-rac{\ln 2 \cdot t}{T^1/2}}
ight)$

Уврштавањем вредности $T_{1/2}({}^{90}$ Y)= 64h = 15120 дана и t = 42 године= 2,67 дана у формулу, добијају се следеће вредности апсолутних активности узорака:

A₁(tot)= 16,74 μCi

A₂(tot)= 21,84 μCi

Потребно је реализовати експерименталну поставку тако, да извори буду непосредно уз Гајгер-Милерову цев, како би било детектовано зрачење расејано уназад, које пролази кроз лискунски прозор цеви, а да се при том елиминише продор зрачења кроз бочне зидове цеви. Из овог разлога је, за потребе експеримента, Гајгер-Милерова цев обмотана са два слоја олова и два слоја алуминијума. Алуминијум, који је најближи изворима, има за циљ заустављање бета честица, а да се притом не ствара закочно зрачење, док олово зауставља гама фотоне. Захваљујући савитљивости ових метала, постигнуто је адекватно обмотавање цеви.

Носач извора је израђен од експандираног полистирена, специјалне врсте стиропора. Овај материјал се састоји из 98% ваздуха, што га чини лаким и погодним за обраду.



Слика 10. Приказ апаратуре

У описаној геометрији детектор има могућност да региструје неколико врста (извора) зрачења:

1. фон

- 2. закочно зрачење
- 3. бета честице

Под фоном се подразумева зрачење које је перманентно присутно у средини у којој се врши мерење, те га је потребно одузимати од сваког резултата мерења. У његов удео улази космичко зрачење, као и зрачење које потиче од земљишта или грађевинског материјала, ако се мерење врши у затвореном простору. У оквиру датог експеримента, фон подразумева наведено, као и одброј који се добије када су извори постављени на фиксирана растојања од Гајгер-Милерове цеви, у одсуству подлоге на којој се врши расејање.

Добијени одброј у приказаној геометрији се састоји из одброја електрона N_e , фона N_f и закочног зрачења подлоге $N_z^{podloge}$:

$$N_1 = N_e + N_f + N_z^{podloge}$$
⁽⁵⁾

Да би се добио одброј електрона, потребно је одредити закочно зрачење подлоге. Ово се постиже постављањем алуминијумске заштите у виду кружно изрезаних плочица између расејивача и прозора Гајгер – Милерове цеви, чији пречник одговара пречнику прозора Гајгер-Милерове цеви. Одброј добијен на овај начин се састоји из фона $N_{f,}$ закочног зрачења подлоге $N_z^{podloge}$ и закочног зрачења алуминијума N_z^{Al} , које потиче од радијационих губитака расејаних бета честица (једначина 2) које интерагују са алуминијумским плочицама постављеним испред прозора детектора :

$$N_2 = N_f + N_z^{podloge} + N_z^{Al} \tag{6}$$

Претпоставља се да је закочно зрачење алуминијума довољно мало да се може занемарити ($N_z^{Al} \rightarrow 0$). Ова претпоставка је оправдана, обзиром да је енергија расејаних бета честица мања од енергије примарних, уз то расејаних бета честица има мање од примарних, па је и вероватноћа за стварање закочног зрачења мања. Када се од вредности одброја N_1 одузме вредност одброја N_2 , добија се вредност одброја електрона N_e :

$$N_1 - N_2 = N_e + N_f + N_z^{podloge} - N_f - N_z^{podloge}$$
$$N_1 - N_2 = N_e \qquad (7)$$

Закочно зрачење има већу продорну моћ од расејаних бета честица. Идеја је да се између расејавача и детектора постави апсорбер који сигурно зауставља све расејане бета честице и да тада само закочно зрачење доспева до детектора.

Одређивање дебљине атенуатора

Потребно је одредити дебљину алуминијумског атенуатора којим ће бити елиминисане расејане бета честице. Извршена су мерења у идентичној геометрији која се разликују по броју плочица атенуатора испред Гајгер-Милерове цеви.

Изведен је следећи експеримент: Гајгер-Милерова цев је постављена хоризонтално, а на растојању од 10cm је постављен извор зрачења ⁹⁰Sr. Између њих су слагане алуминујумске плочице и мерен одброј у трајању од 60s. Добијени резултати су приказани у *Табели 1* и на *Слици 10*.

Табела 1. Одређивање броја алуминијумских плочица потребних за атенуацују електрона у директом положају испред извора:

$N_{6e3Al} = 7723 = N_0;$	<i>N₀/t</i> = 128,72 1/s ;	\sqrt{N} - грешка мерења
---------------------------	---------------------------------------	----------------------------

број <i>АІ</i> плочица	Ν	N/t [1/s]	\sqrt{N}	\sqrt{N}/t [1/s]
1	2424	40,4	49,23	0,82
2	606	10,1	24,62	0,41
3	329	5,48	18,14	0,3
4	325	5,42	18,03	0,3
5	237	3,95	15,4	0,26
6	269	4,48	16,4	0,27
7	256	4,27	16	0,27
8	246	4,1	15,68	0,26
9	244	4,07	15,52	0,26



Слика 11. Атенуација помоћу Al плочица у директној поставци испред извора

Са *Слике 10* се може видети да у је дирекној поставци алуминијумских плочица испред извора ⁹⁰Sr, када је флукс бета честица кроз њихову површину највећи, довољно три алуминијумске плочице да би бета честице биле атенуиране.

Након овога је у стандардној поставци апаратуре мењан број алуминујумских плочица испред прозора Гајгер-Милерове цеви. Као расејавач је употребљена оловна плоча, због очекивано најизраженијег ефекта расејања бета честица (на основу редног броја). Време мерења је 200s. Добијени резултат је приказан у *Табели 2* и на *Слици 11*.

Табела 2. Одређивање броја алуминујумских плочица потребних за атенуацију електрона у експерименталној поставци:

број А/ плоча	одброј N	N/t [1/s]	\sqrt{N}	\sqrt{N}/t [1/s]
1	2061	10,305	45,4	0,227
2	2160	10,8	46,47	0,232
3	2248	11,24	47,42	0,237
4	2635	13,175	51,33	0,256

 $N_{\text{Ges Al}}$ = 3235 ; N/t = 16,17 1/s



Слика 12. Одређивање броја алуминујумских плочица потребних за атенуацију електрона у експерименталној поставци

Са *Слике 2* се може видети да одброј Гајгер-Милерове цеви расте са порастом дебљине алуминијума. Ово се може протумачити порастом закочног зрачења које настаје у самим атенуаторским плочицама интеракцијом расејаних електрона, са дебљином Al. На основу ових резултата опредељено је коришћење две алуминијумске плочице за атенуацију електрона у експерименталној поставци. Ради утврђивања дебљине материјала на којима се врши расејање, неопходно је израчунати максималан домет бета честица енергије 2,2 *MeV* у тим материјалима. Уколико је дебљина расејавача мања од домета, део честица се губи проласком кроз њега.

На основу релације која се примењује када је максимална енергија бета честица већа од 1 *MeV*, што је у овом случају испуњено, добија се следећа вредност:

 R_{max} = 0,571· E_{max} [*MeV*] – 0,161 [g/cm²]

 R_{max} = 0,571·2,2 - 0,161 [g/cm²] = 1,09 [g/cm²]

Да би се добио максималан домет у конкретном материјалу, потребно је добијену вредност домета у [g/cm²] поделити са вредношћу густине материјала р [g/cm³]:

$$d_{max} = \frac{R_{max}}{\rho} [\text{cm}] \tag{8}$$

Табела 3. Максимални домети бета честица енергије 2,2 MeV у наведеним материјалима:

материјал	ρ [g/cm ³]	d _{max} [cm]	d _{max} [mm]
Al	2,7	0,4	4
Fe	7,87	0,12	1,2
Cu	8,96	0,14	1,4
Pb	11,36	0,1	1

Из *Табеле 3* се може видети да се експеримент расејања може извести употребом релативно танких слојева материјала, пошто је домет бета честица максималне енергије реда величине једног милиметра. Само је за алуминијум добијено да је максимални домет бета честица које емитује употребљени извор 4 милиметра.

Зависност детекције бета честица од растојања

Битан фактор који утиче на детекцију расејаних бета честица са одговарајуће подлоге јесте растојање подлоге од прозора Гајгер-Милеровог бројача. Да би се извршила процена ове зависности, изведен је следећи експеримент: Оловни расејавач је постављен у држач и измерено растојање до прозора Гајгер-Милерове цеви. Извршена су два мерења одброја. Прво мерење без алуминијумског атенуатора пред прозором Гајгер-Милерове цеви (одброј *N*_{bez Al}) и друго мерење са алуминијумским атенуатором (одброј *N*_{Al}). Одброј који потиче од бета честица је добијен као разлика ова два одброја:

 $N = N_{\delta e 3 A I^{-}} N_{A I} \tag{9}$

Затим је држач транслаторно померан и при свакој промени положаја је очитано растојање од прозора Гајгер-Милерове цеви и извршено мерење одброја на описан начин. Као расејавач је употребљена оловна плоча дебљине изнад сатурационе вредности, а време мерења је 800s. Резултати су приказани у *Табелама 1* и 2 и на *Слици 12*.

Табела 4. Зависност броја детектованих бета честица од растојања детектора о	д
подлоге на којој се врши расејање:	

Ν _{без Al}	N _{Al}	N	\sqrt{N}	r [cm]
5342	1130	4212	64,9	19
3942	1100	2812	53	27
2951	1102	1849	43	31,5
2563	1045	1518	38,9	35,5
1818	1077	741	27,2	45

Табела 5. Зависност броја детектованих бета честица у јединици времена од растојања детектора од подлоге на којој се врши расејање:

t= 800s

N/t [1/s]	\sqrt{N}/t [1/s]	r [cm]
5,265	0,081	19
3,515	0,066	27
2,311	0,054	31,5
1,897	0,048	35,5
0,926	0,034	45



Слика 13. Зависност броја детектованих бета честица у јединици времена од растојања детектора од подлоге на којој се врши расејање

Са *Слике 12* се види да број детектованих бета честица опада са повећањем растојања подлоге на којој се врши расејање, од прозора Гајгер- Милерове цеви. Ову зависност описује линеарна фукција 1/r, која одговара зависности површинског извора зрачења од растојања. Ова зависност важи до растојања од око 40 cm. На већим растојањима је одброј мањи, па је утицај фона већи. Ово је значајан резултат, јер имплицира да се променом растојања подлоге од детектора не утиче драстично на добијени одброј, као што је то случај код зависности тачкастог извора зрачења од растојања 1/r².

Апсорбција ваздуха утиче на број детектованих бета честица, али уколико се мерења врше са истим изворима и на фиксираним растојањима подлоге од прозора детектора, смањење одброја је сразмерно за сва мерења. Апсорбцију ваздуха је значајно узети у разматрање када се врше мерења под једнаким геометријским условима са радиоактивним изворима који емитују зрачење различитих енергија.

Одређивање сатурационе дебљине материјала

Са повећањем дебљине материјала, број расејаних честица расте до одређене вредности изнад које повећање дебљине неће имати утицај. Ова дебљина се назива *сатурациона дебљина*. Могло би се очекивати да сатурациона дебљина буде једнака половини домета бета честице у датом материјалу, пошто бета честица ово растојање мора да пређе два пута пре детекције. У пракси, ова вредност је ближа 20% домета, што је разумљиво, обзиром да приближно 95% бета честица бива заустављено у првој половини укупног домета, мада и ова вредност варира у зависности од конкретног материјала. За алуминијум износи 1/6 максималног домета бета честице (референца 6).

Одређивање сатурационе дебљине је извшено за алуминијум, јер је због погодне форме материјала у виду танких фолија могуће мењати дебљину у малим корацима.

Изведен је следећи екперимент: Држач расејавача, је постављен на растојању 19ст од прозора Гајгер-Милерове цеви. Алуминијумска фолија је слагана у држач и при сваком додатом слоју су вршена мерења одброја са и без алуминијумског атенуатора пред прозором Гајгер-Милерове цеви. Време мерења је 600s. Резултати су приказани у *Табели 6* и на *Слици 13*.

Табела 6. Еспериментално одређивање сатурационе дебљине алуминијума на ком се врши расејање бета честица:

број Al фолија	N _{bez Al}	N _{Al}	N	$\sqrt{N}_{bez Al}$
5	1177	777	400	34,3
10	1154	732	422	33,97
20	1294	805	489	35,97
30	1363	963	400	36,92
40	1586	924	662	39,6
50	1714	744	970	41,4
60	1721	723	918	41,48
70	1732	898	834	41,62

 $N = N_{bez Al} - N_{Al}$



Слика 14. Сатурациона дебљина алуминијума на ком се врши расејање бета честица

Будући да је у експерименту употребљена алуминијумска фолија којој није била декларисана дебљина, потребно је извршити процену сатурационе дебљине алуминујума која је еквивалентна дебљини 60 алуминијумских фолија, јер је за ову дебљину засигурно постигнута сатурација, што се види са *Слике 13.* Измерена је маса AI фолије познате густине, а површину је лако израчунати:

Површина износи S_{Al} = 48,5cm × 29cm = 1404,5cm² m_{Al} = 243,8g ρ_{Al} = 2,7 g/cm³

$$d_{Al} = \frac{m_{Al}}{\rho_{Al} S_{Al}} \tag{10}$$

 d_{Al} = 0,06 cm = 0,6 mm

Максималан домет бета честица енергије 2,2 *MeV* у алуминијуму износи 4 mm. Шестина ове вредности износи управо 0,6 mm, колико и теорија предвиђа.

Одређивање зависности расејања бета честица од редног броја материјала на којима се врши расејање

Коначно, да би се утврдио утицај редног броја материјала на расејање бета честица, што је циљ овог рада, изведен је експеримент са следећим параметрима:

1. Растојање расејавача и бројача износи 19ст

2. Као расејавач су употребљени папир (Z≈ 7), алуминијум (₁₃Al), гвожђе (₂₆Fe), бакар (₂₉Cu) и олово (₈₂Pb). Дебљина материјала је изнад сатурационе вредности за бета честице енергије 2,2 *MeV*. Ови материјали су одабрани да би мерења одброја расејаних бета честица била спроведена на подлогама чији се редни бројеви налазе у широком опсегу вредности, да би се адекватно проверила зависност. Такође, ови материјали су доступни у планарној форми што их чини погодним за подлогу, а уз то, вредности домета бета честица у њима су релативно ниске (*Табела 3*), па није потребна велика дебљина материјала да би на њима био испољен ефекат расејања.

3. Време мерења одброја износи 3000s, да би се добили статистички валидни резултати.

Опис екперимента: Гајгер-Милеров бројач је постављен у држач тако да се налази изнад централног дела подлоге. Извори су причвршћени на полистиренски носач на фиксним растојањима 5cm од бројача. Носач подлоге је постављен под правим углом у односу на прозор бројача, на фиксном растојању од 19cm. За сваки материјал су вршена два мерења одброја у трајању од 3000s, са и без алуминијумског атенуатора. Одброј који потиче од бета честица добијен је као разлика ова два одброја. Добијени резултати су приказани у *Табелама 7* и 8 и на *Слици 14*.

Табела 7. Експериментално одређивање зависности броја детектованих бета честица расејаних на материјалима различитог редног броја- време мерења 3000s:

материјал	редни број Z	N _{без Al}	N _{Al}	N	\sqrt{N}
папир	≈ 7	7001	3974	3027	55
Al	13	8806	4004	4802	69,3
Fe	26	13995	3973	10022	100,11
Cu	29	16101	4015	12086	109,94
Pb	82	29381	3787	25594	159,98

 $N = N_{\text{fes Al}} - N_{Al}$

Табела 8. Зависност броја детектованих бета честица у јединици времена од редног броја материјала на којима се врши расејање:

t= 3000s

материјал	редни број Z	N/t [1/s]	\sqrt{N}/t [1/s]
папир	≈ 7	1,009	0,0183
Al	13	1,6	0,0231
Fe	26	3,34	0,0334
Cu	29	4,028	0,0366
Pb	82	8,53	0,0533



Слика 15. Зависност броја детектованих бета честица у јединици времена од редног броја материјала на којима се врши расејање

Са *Слике 15* се може видети да је број уназад расејаних честица или вероватноћа да бета честице доживе расејање уназад, функција редног броја материјала на коме се та интеракција дешава. Овакав резултат је предвиђен теоријским прорачунима, на основу којих је добијено да вероватноћа расејања уназад линеарно зависи од редног броја материјала расејивача, али само у оквиру једне периоде. У наредној периоди се та зависност и даље може представити линеарном функцијом, али са нешто мањим нагибом. Обзиром да је у овом експерименту на располагању био веома ограничен број материјала, такви детаљи нису могли бити експериментално потврђени, али се са *Слике 15* јасно може видети да је вероватноћа расејања уназад растућа функција редног броја материјала.

Закључак

У овом раду је вршена детекција бета честица које се приликом интеракција са неким материјалима расејавају уназад, под углом блиским 180°. Основни циљ овог рада је био да се установи на који начин вероватноћа расејања уназад зависи од редног броја материјала на коме се та интеракција одвија. У ту сврху је сачињена специфична експериментална поставка која је садржала изворе бета зрачења, детекторски систем, различите материјале на којима се расејање одвија као и све остале пропратне елементе којима је задатак био да се обезбеди репродуцибилна геометрија мерења.

На основу извршених мерења, могуће је извести следеће закључке:

1. За сваки материјал постоји дебљина изнад које број расејаних бета честица не расте и та дебљина се назива *сатурациона дебљина*. Она је, дакле, карактеристика датог материјала и зависи од енергије бета честица.

2. Број расејаних бета честица расте са порастом редног броја материјала на ком се врши њихово расејање, али ова зависност није линеарна, већ има спорији ток. Добијена зависност показује слагање са теоријским предвиђањем, а због ограниченог броја употребљених материјала за расејање бета честица, изостају скоковите промене нагиба експерименталне криве.

3. Зависност расејања бета честица од редног броја се може проверити са мало опреме и материјала, што овај експеримент чини погодним за реализацију у оквиру лабораторијских вежби.

Референце

1. "Основи нуклеарне физике", друго издање, проф.др Лазар Маринков, Нови Сад, 2010.

2. Интерна скрипта из нуклеарне физике, проф.др Миодраг Крмар

3. ,, *Experiments in nuclear science ", second edition,* Grafton D. Chase, Stephen Rituper, Jonh W. Sulcoski, Alpha Editions, Minneapolis 1971.

4. *"Teacher's guide - Experiments in nuclear science ", second edition,* Grafton D. Chase, Stephen Rituper, Jonh W. Sulcoski, Alpha Editions, Minneapolis 1971.

5. ,, Нуклеарна физика ", W.E.Burcham, Научна књига, Београд, 1974.

6. ,, Conference on absolute β counting ", National Research Council of USA, Committee on Nuclear science, Washington, 1950.

7. ,, Study of coating thickness measurment by the method of filtering backscattered beta particles ", G.C.Kiang and L.Lee, Chinese Journal of Physics, 1969.

8. ,, Nuclear methods in material research ", Karoly Suvegh and Zoltan Homonnay, Instutute of Chemistry, Budapest

9. "Nuclear science – Lab manual", Simon Fraser University, British Columbia, Canada

10. "Дидактика физике – теорија наставе физике", Томислав Петровић, Београд, 1993.

Биографија кандидата



Никола Новаковић је рођен 15.10.1988. у Новом Саду. Основну школу завршава у Новом Милошеву 2003. Затим започиње средњошколско образовање у Техничкој школи "Павле Савић" у Новом Саду, где 2007. стиче диплому техничара за биотехнологију. Исте године уписује студије физике наставног усмерења на Природно-математичком факултету Универзитета у Новом Саду. Јануара 2013. године полаже последњи испит са основног студијског програма.

UNIVERZITET U NOVOM SADU PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj: RBR Identifikacioni broj: IBR Tip dokumentacije: Monografska dokumentacija TD Tip zapisa: Tekstualni štampani materijal ΤZ Vrsta rada: Diplomski rad VR Nikola Novaković Autor: AU Mentor: prof.dr Miodrag Krmar MN Naslov rada: "Rasejanje beta čestica na materijalima različitog rednog broja" NR Jezik publikacije: srpski (ćirilica) JP Jezik izvoda: srpski/engleski JI Zemlja publikovanja: Republika Srbija ZP Uže geografsko područje: Vojvodina UGP Godina: 2013. GO Izdavač: Autorski reprint IZ Mesto i adresa: Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad MA Fizički opis rada: FO Naučna oblast: NO Naučna disciplina: Nuklearna fizika ND Predmetna odrednica/ ključne reči: PO UDK Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu Čuva se: ČU Važna napomena: nema VN Izvod: IZ

Datum prihvatanja teme od NN veća: **DP** Datum odbrane: 2.april 2013.godine **DO** Članovi komisije: **KO** Predsednik: prof.dr Nataša Todorović član: prof.dr Miodrag Krmar član: prof.dr Radomir Kobilarov

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:	Nikola Novaković
AU	
Mentor/comentor:	professor Miodrag Krmar, PhD
MN	
Title:	"Backscatterig of beta particles in different materials"
TI	
Language of text:	Serbian (Cyrillic)
LT	
Language of abstract:	English
LA	
Country of publication:	Republic of Serbia
СР	
Locality of publication:	Vojvodina
LP	
Publication year:	2013.
PY	
Publisher:	Author's reprint
PU	
Publication place:	Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
PP	
Physical description:	5/182/32/0//1/0/3
Scientific field:	Physics
	NT stand star
scientific alsciptine:	Nuclear physics
SD Subject/Venuenda	
SUDJECI/ Key words:	
UC Holding data:	Library of Department of Dhysics, Tra Desitais Obradovida 4
Holaing aala.	Elorary of Department of Thysics, The Dosheja Obradovica 4
Note:	none
N	none
Abstract.	
AB	
Accepted by the Scientific Roard	
ASR	
Defended on: 2 nd of April 2013 AD	
DE	
~~	

Thesis defend board: **DB** President: professor Nataša Todorović Member: professor Miodrag Krmar Member: professor Radomir Kobilarov