Марко Ж. Даковић Милош Д. Мојовић

Практикум из радиохемије и нуклеарне хемије

Ауторизована скрипта

Београд 2017.

Увод

Постоји више дефиниција радиохемије које укључују објекте њеног и, знатно ређе, њене примене. Дефиниције наука-научних дисциплина су одраз како става научника који их даје, његове упућености у област изучавања, али и тренутног стања науке у периоду њиховог изношења. Тако је британски научник Фредерик Соди (*Frederic Soddy*) који је познатији као најближи сарадник једног од утемељивача науке о радиоактивности Ернеста Ратерфорда (*Ernest Rutherford*), радиохемију дефинисао као "науку која проучава природу и својства радиоактивних елемената и производа њиховог распада". Насупрот томе, дефиниција руског научника Несмејанова (*Александр Николаевич Несмеянов*) је опсежна: Радиохемија је област хемије, која проучава хемију радиоактивних изотопа, елемената и једињења, њихових физичкохемијских својстава, хемију нуклеарних реакција и пратећих хемијских процеса.

Радиохемија је јединствена по томе што су истраживања у њеној области имала, не само пресудну улогу у настанку и развоју других наука, већ и у значајној мери одредила свет у којем живимо.

Свој настанак наука о радиоактивности дугује интезивном и мукотрпном експерименталном раду Анрија Бекерела (*Henry Becquerel*), супружника Кири (*Marie et Pierre Curie*), Ернеста Ратерфорда и њихових бројних следбеника. Стога се радиохемија може сматрати првенствено експерименталном (искуственом) науком, док се наука која јој дугује постојање и са којом последично има бројне додирне тачке - нуклеарна физика специјализовала за објашњавање феномена везаних за структуру језгра као и промене у њему које доводе до појаве радиоактивности.

Ауторизована скрипта

Садржај

1 Нуклиди, стабилност нуклида и радиоактивни распад **1**

1.1 Масе нуклида и стабилност нуклида . . . 1

1.1.1 Дефект масе и енергија везе језгра . . . 2

1.1.2 Енергија везе по нуклеону и стабилност језгара . . . 2

1.1.3 Област стабилности . . . 3

1.2 Радиоактивност и закон радиоактивног распада . . . 3

1.2.1 Енергетика радиоактивног распада . . . 5

1.2.2 Типови радиоактивних распада . . . 5

1.2.3 Шеме радиоактивног распада . . . 12

1.2.4 Закон радиоактивног распада . . . 12

1.2.5 Одређивање времена полураспада . . . 15

2 Пролаз радиоактивног зрачења кроз материју **18**

2.1 Процеси при проласку зрачења кроз материју . . . 18

2.1.1 Јонизација . . . 18

2.1.2 Ексцитација . . . 19

2.1.3 Нееластичне интеракције са језгром . . . 19

2.2 Величине које карактеришу пролаз зрачења кроз материју . . . 19

2.3 Пролаз алфа зрачења кроз материју . . . 20

2.4 Пролаз електрона кроз материју . . . 20

2.5 Пролаз гама зрачења и високоенергетског X-зрачења кроз материју . . . 23

2.5.1 Фотоелектрични ефекат . . . 23

2.5.2 Комптонов ефекат . . . 24

2.5.3 Стварање парова . . . 25

2.5.4 Апсорпција гама зрачења у материјалу . . . 25

3 Детекција радиоактивног зрачења **28**

3.1 Опште особине детектора радиоактивног зрачења . . . 28

3.1.1 Формирање импулса услед проласка зрачења . . . 28

3.1.2 Детекциони системи . . . 30

3.1.3 Мртво време детектора и детекционог система . . . 31

3.2 Гасни детектори . . . 33

3.2.1 Јонизационе коморе . . . 34

3.2.2 Пропорционални детектори . . . 34

3.2.3 Гајгер-Милеров бројач (ГМ) . . . 35

3.3 Сцинтилациони детектори . . . 36

3.3.1 Фотомултипликатори . . . 38

3.3.2 Претпојачивачи и појачивачи . . . 39

Ауторизована скрипта

3.3.3 Једноканални и вишеканални анализатор 39
3.3.4 Спектрометрија гама зрачења помоћу сцинтилационог детектора . . 40
3.3.5 Енергетска калибрација детектора 41
3.3.6 Калибрација детектора на ефикасност 41
3.3.7 Квантификација радионуклида помоћу гама спектрометрије 42
3.3.8 Полупроводнички детектори и спектрометри 42

4 Статистика и грешке код мерења активности 43
4.1 Статитика мерења 43
4.2 Корекције код мерења активности узорака коначних димензија 45
4.2.1 Корекција на самоапсорпцију у узорку 45
4.2.2 Корекција на одбијање од подлоге 47

Ауторизована скрипта

Глава 1

Нуклиди, стабилност нуклида и радиоактивни распад

Атомско језгро састављено је од протона и неутрона које заједно називамо нуклеонима. Атомско језгро представљамо симболом ${}^{A}_{Z}X$, где је Z редни број и представља укупан број протона у језгру, док се A назива масеним бројем и представља укупан број нуклеона. У литератури се понегде може наћи и симбол у којем фигурише и број неутрона ${}^{A}_{Z}X^{N}$. Језгра која поседују исти редни број, а различит број неутрона, називају се ***изотопима***. Пример су изотопи угљеника ${}^{12}C$,${}^{13}C$ и ${}^{14}C$. Уколико језгра имају исти масени а различите редне бројеве, називамо их ***изобарима***. Такви су рецимо ${}^{137}Cs$ и ${}^{137}Ba$. Језгра која имају исти број неутрона називају се ***изотонима*** (од појма изонеутрон). Уколико пак језгра имају исти број протона и неутрона, али се разликују по енергијском садржају (т.ј. у различитим су побуђеним стањима, или је један стабилан, а други у побуђеном стању) називају се ***изомерима***. Језгра која су у побуђеном стању поред масеног броја носе ознаку m; уколико постоји више стабилних стања она се означавају са m_1,m_2... Пример су ${}^{99}Tc$ и ${}^{99m}Tc$.

Појам ***нуклид*** се користи да би се означио атом чије језгро саджи Z протона и A нуклеона. Овај појам се у литератури често наизменично користи са појмом изотоп, иако су изотопи искључиво везани за исти хемијски елемент. Уколико је нуклид нестабилан (т. ј. подлеже распаду) назива се ***радионуклидом***.

1.1 Масе нуклида и стабилност нуклида

У радиохемији и осталим нуклеарним наукама маса нуклида се изражава у универзалним атомским јединицама масе. Универзална атомска јединица масе ***u*** (понегде у литератури је означена са ***ати***) дефинисана је као $1/12$ масе *атома* изотопа ${}^{12}C$ и износи

$$u = \frac{1}{12}m({}^{12}C) = \frac{1}{12}\frac{12\frac{g}{mol}}{N_A\frac{1}{mol}} = \frac{1}{N_A} = 1,6606 \cdot 10^{-24}g = 1,6606 \cdot 10^{-27}kg \qquad (1.1)$$

У прорачунима везаним за енергетику нуклеарних процеса користи се енергијски еквивалент атомске јединице масе који је дат као

Ауторизована скрипта

$$E_u = uc^2 = 1,6606 \cdot 10^{-27} kg \cdot (3 \cdot 10^8)^2 \frac{m^2}{s^2} = 1,4924 \cdot 10^{-10} J = 931,5 MeV \qquad (1.2)$$

.

Последња вредност у једначини се добија конверзијом џула у електронволте (за подсећање $1eV = 1,602 \cdot 10^{-19} J$).

У свим нуклеарним трансформацијама постоји баланс електрона, тако да се у прорачунима користе атомске масе нуклида. Масе пронона и неутрона изражене преко атомске јединице масе су

$$m_p = 1,007825u \qquad m_n = 1,008665u \qquad (1.3)$$

1.1.1 Дефект масе и енергија везе језгра

Уколико се од експериментално измерене масе неког нуклида одузме сума маса нуклеона који га изграђују добија се негативна вредност, што значи да је један део масе нуклеона преведен у неки вид енергије. Вредност разлике назива се ***дефектом масе*** који је дат изразом

$$\Delta M = [M(A,Z) - (Zm_p + (A-Z)m_n)] \qquad (1.4)$$

"Изгубљена" маса се "троши" на енергију привлачења између нуклеона у језгру. Енергијски еквивалент дефекта масе зове се ***енергија везивања језгра*** дат је изразом

$$B_{uk} = \Delta M c^2 = [M(A,Z) - (Zm_p + (A-Z)m_n)]c^2 \qquad (1.5)$$

Из овога следи да је енергија везивања језгра функција редног и масеног броја. Уколико се она подели са бројем нуклеона, добија се ***енергија везе по нуклеону*** која је релативна мера стабилности језгра[1].

$$B_A = \frac{B_{uk}}{A} \qquad (1.6)$$

Сваки нуклеон у језгру доприноси укупној енергији везе, па би се могло претпоставити да је она једноставна функција масеног броја. Заправо, интеракције у језгру су знатно сложеније и поред привлачних, присутне су и одбојне интеракције, али и површински и квантномеханички ефекти[2].

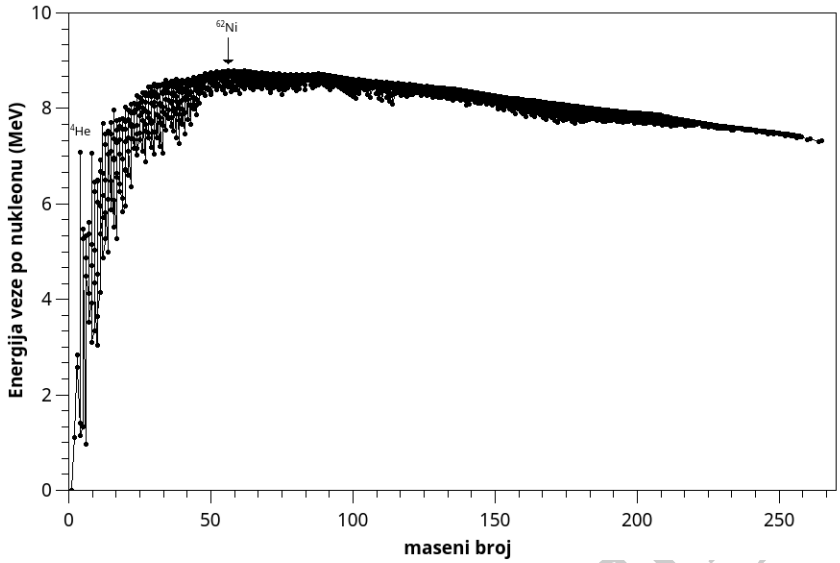
1.1.2 Енергија везе по нуклеону и стабилност језгара

На слици 1.1 дата је зависност енергије везе по нуклеону за до сада познате нуклиде. Уочава се да крива у почетку расте и то приближно линеарно, да би негде око масеног броја 60 (масени бројеви карактеристични за стабилне нуклиде из групе гвожђа) достигла максимум, после чега почиње постепено да опада. Ако посматрамо најлакше нуклиде, видимо да је код њих фаворизован једнак број протона и неутрона у језгру. Касније се однос мења у корист неутрона, што је последица појачавања одбојне кулоновске интеракције са порастом броја протона. На кривој се уочавају и значајна одступања у енергији везивања на одређеним вредностима масеног броја који одговарају језгрима са парним бројевима протона и неутрона. Уколико се ова зависност упореди са дијаграмом енергија јонизације у функцији редног броја (слика 1.2), на којој се значајна одступања примећују за елементе са потпуно

[1] Односно на основу ње је могуће поредити стабилност различитих језгара.

[2] Разматрање ових интеракција је изван предмета овог практикума

Ауторизована скрипта



Слика 1.1: Енергија везе по нуклеону у функцији броја нуклеона

попуњеним љускама[3], може се закључити да у атомском језгру постоје сличне нуклеонске конфигурације-магични бројеви[4]. Нуклиди са магичним бројем протона или неутрона су изузетно стабилни.То што се они не поклапају са одговарајућим бројевима код електронских конфигурација, последица је специфичне структуре енергијских нивоа у језгру.

1.1.3 Област стабилности

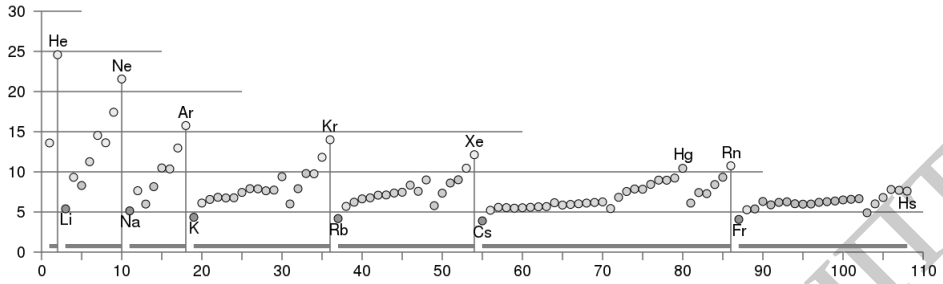
Уколико се за стабилне нуклиде број неутрона представи у функцији броја протона добија се дијаграм као на слици 1.3 (црно обојени сегменти); такав дијаграм се назива облашћу стабилности или ређе линијом стабилности. Видимо да су само у случају најлакших нуклида бројеви протона и неутрона једнаки. Како расте Z расте и кулоновско одбијање па је за одржавање стабилности неопходно присуство више неутрона у језгру; додатни неутрон(и) у језгру доприносе повећању енергије везивања, али не и одбојним интеракцијама. Са даљим порастом Z повећава се и одступање од линије $N = Z$. Максимални однос $N/Z = 1,42$ уочава се код најтежих стабилних нуклида. Нуклиди који се налазе изван области стабилности подложни су нуклеарним трансформацијама - односно радиоактивним распадима.

1.2 Радиоактивност и закон радиоактивног распада

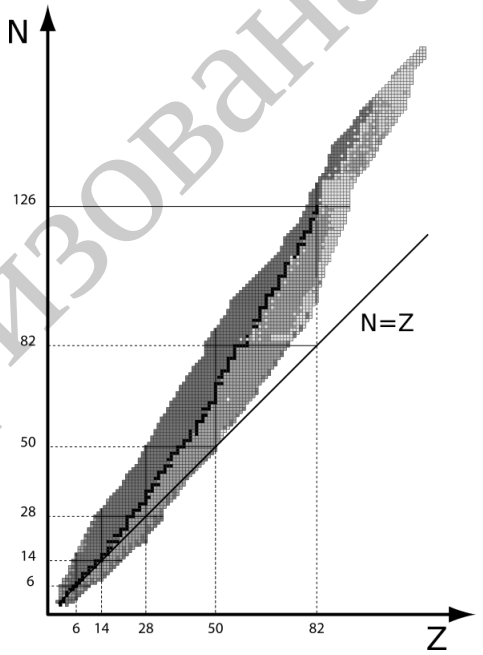
Радиоактивност можемо дефинисати као појаву спонтане трансформације (распада) енергијски нестабилног језгра у стабилнији или стабилни облик уз емисију честица и електромагнетног зрачења. Нестабилним језгром сматрамо оно које има неповољан однос протона и неутрона и/или се налази у побуђеном стању.

[3]Редни бројеви који одговарају племенитим гасовима - магични бројеви.
[4]Магични бројеви код нуклида су 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126.

Ауторизована скрипта



Слика 1.2: Енергије јонизације за атоме периодног система



Слика 1.3: Дијаграм $N = f(Z)$ за познате нуклиде. Централни део ("цик-цак линија") обележен црном бојом назива се област стабилности. Сви нуклиди изван ове области подлежу радиоактивном распаду.

Ауторизована скрипта

Таква је већина изотопа (**језгра истог елемента која имају исти број протона, а различит број неутрона**) елемената у периодном систему. Нуклид који подлеже трансфомацији називамо ***претком***, док је оно које при њој настаје називамо ***потомком***. Која врста/е честица и/или електромагнетног зрачења ће се емитовати при распаду зависи од врсте нуклеона који су у "вишку" у односу на њихов број у стабилном језгру (**стабилним језгрима се сматрају она чију трансформацију није могуће детектовати**). У општем облику радиоактивни распад дат је релацијом:

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A_1}_{Z_1}Y + p + q + h\nu \tag{1.7} $$

X је језгро предак, Y је језгро потомак, док су p и q емитоване честице. Радиоактивни распад је често праћен емисијом електромагнетног зрачења (γ и/или x зрачења). У литератури се може наћи и скраћени запис који се користи када се приказују сукцесивни распади

$$ {}^{A}_{Z}X(p){}^{A_1}_{Z_1}Y(m){}^{A_2}_{Z_2}L\cdots \tag{1.8} $$

1.2.1 Енергетика радиоактивног распада

Будући да је радиоактивни распад спонтан процес, у њему долази до ослобађања енергије Q. Та енергија се распоређује на кинетичке енергије емитованих честица и на емисију електромагнетног зрачења.

$$ Q = -[M({}^{A_1}_{Z_1}Y) + M(p) + M(q) - ({}^{A}_{Z}X)]\cdot 931,5MeV \tag{1.9} $$

$$ Q = E_k({}^{A_1}_{Z_1}Y) + E_p({}^{A_1}_{Z_1}Y) + E_k(p) + E_k(q) \tag{1.10} $$

Члан E_p узима у обзир чињеницу да језгро потомка након нуклеарног распада може бити у побуђеном стању. Кинетичка енергија потомка која се назива и ***енергијом узмака*** је мала[5] и израз за њу је могуће добити комбиновањем закона одржања енергије и импулса. Најједноставнији случај је када се у распаду емитује само једна честица и тада се, узимајући у обзир да пре распада језгро претка мирује, за кинетичку енергију језгра потомка добија се

$$ E_k({}^{A_1}_{Z_1}Y) = \frac{M(p)}{M({}^{A_1}_{Z_1}Y)}\cdot E_k(p) \tag{1.11} $$

1.2.2 Типови радиоактивних распада

Област стабилности и радиоактивни распади

Дијаграм стабилности нуклида (слика 1.3) даје опсег вредности Z и N у којима се налазе стабилни нуклиди. Језгра изнад и испод линије стабилности, као и она изнад редног броја 83, су нестабилна и подлежу радиоактивном распаду. Нуклиди који су изнад линије имају вишак неутрона и они се распадају емисијом електрона, односно β^- распадом. Аналогно томе, језгра са вишком протона дезинтегришу се путем β^+ распада, при чему се емитује позитрон, који је античестица електрона. Језгра која поседују вишак оба типа нуклеона подлежу α распаду.

[5] Изузимајући случајеве када долази до распада лаких радионуклида.

Ауторизована скрипта

α распад

Алфа распад је присутан код елемената који су периодном систему иза бизмута, мада је детектован и код неких изотопа лантаноида. У њему се језгро родитељ трансформише у језгро потомка које има редни број мањи за два, а масени број мањи за четири - односно изотоп елемента који је у односу на предак два места улево у периодном систему.

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}He \tag{1.12}$$

Ово су неки од примера α распада

$$ {}^{226}Ra \rightarrow {}^{222}Rn + {}^{4}_{2}He \tag{1.13}$$

$$ {}^{222}Rn \rightarrow {}^{218}Po + {}^{4}_{2}He \tag{1.14}$$

$$ {}^{238}U \rightarrow {}^{234}Th + {}^{4}_{2}He \tag{1.15}$$

Енергија алфа распада дата је изразом

$$ Q_{\alpha} = -[M({}^{A-4}_{Z-2}Y) + M({}^{4}_{2}He) - ({}^{A}_{Z}X)] \cdot 931,5 MeV \tag{1.16}$$

Узмак језгра потомка при овом распаду је лако израчунати

$$ E_k({}^{A-4}_{Z-2}Y) = \frac{M({}^{4}_{2}He)}{M({}^{A-4}_{Z-2}Y)} \cdot E_k(p) \tag{1.17}$$

Ако се узме у обзир да је просечна енергија емитованих α честица 4,5 MeV и да је код најлакших алфа емитера масени број око 200, енергија узмака потомка је, у најбољем случају, око 90 keV. Иако мала у односу на енергију алфа честице, оволика кинетичка енергија је довољна за дислокацију атома потомка из кристалне решетке и раскидање везе у молекулима у којима се налази.

Алфа честице које се емитују при распаду имају тачно дефинисане енергије, односно енергијски спектар α распада је дискретан (Слика 1.4). Нуклид може емитовати алфа честице различитих енергија, при чему највећа одговара деексцитацији до најнижег квантног стања језгра потомка;емисијом честица нижих енергија добија се потомак у побуђеном стању, које се деексцитује емисијом гама зрачења.

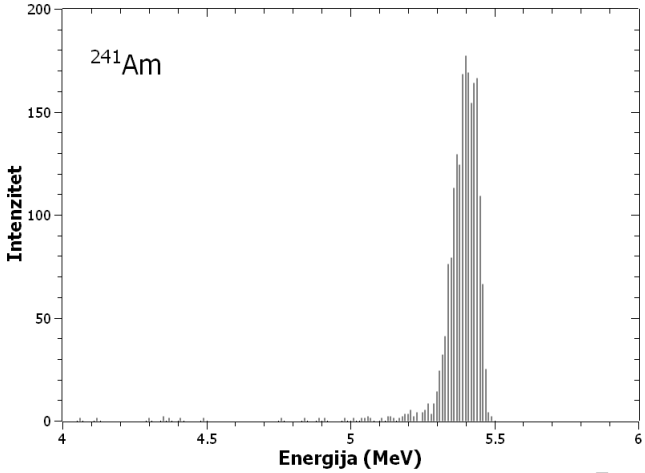
β^- распад

Вишак неутрона у језгру (најчешће) доводи до трансформације у језгро које има редни број за један већи од претка, при чему се емитује електрон и антинеутрино. Антинеутрино је античестица неутрину који је честица без наелектрисања и масе (или има веома малу масу) [6]. Такву трансформацију називамо β^- распадом.

$$ {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z+1}Y + e^- + \bar{\nu} \tag{1.18}$$

[6] Сматра се да је маса неутрина у енергијском еквиваленту мања од $0,02\ eV$

Ауторизована скрипта



Слика 1.4: Спектар енергија алфа честица које се емитују при распаду ^{241}Am. Уочава се да се пик на 5,4 MeV састоји од два пика који одговарају двема енергијама емитованих алфа честица

Процес који се дешава у језгру је транформација неутрона у протон, па се укупан број нуклеона A не мења, док редни је редни број потомка за један већи од редног броја претка. На пример[7].

$$^{137}_{55}Cs \rightarrow ^{137}_{56}Ba + e^- + \bar{\nu} \tag{1.19}$$

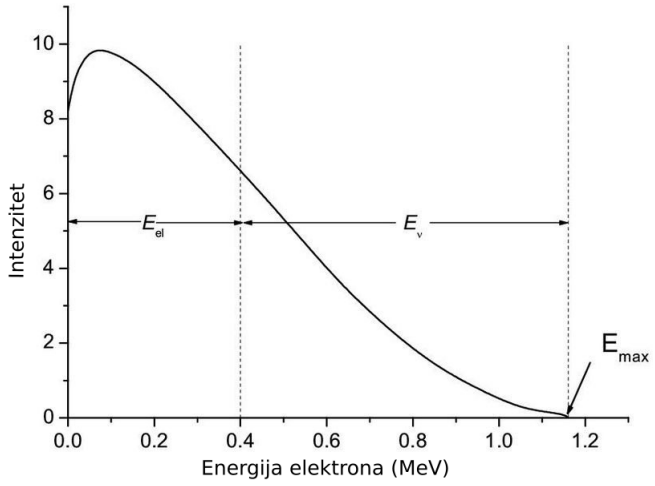
Иако се и предак и потомак налазе у тачно одређеним стањима, електрони који се емитују при β^- распаду имају континуални енергијски спектар (слика 1.5). Он је последица чињенице да електрон и неутрино деле енергију распада, при чему се енергија електрона може кретати од 0 до максималне енергије E_{max}.

Континуални изглед β^- спектра дуго је био енигма за научнике, јер је био у супротности са дотада познатим законима физике. Волфганг Паули (*Wolfgang Pauli*) је претпоставио да се у распаду емитује и неутрална честица занемарљиве масе која односи део енергије распада. Енрико Ферми (*Enrico Fermi*) је честици 1933. године дао име *неутрино* и уврстио у своју теорију бета распада. На потврду постојања неутрина се чекало све до 1955. године када су то у свом чувеном експерименту учинили Ринс и Коувен (*Frederic Reines and Clyde Cowan*).

Енергија бета распада рачуна се као разлика маса потомка и претка. На пример, у β^- распаду ^{90}Sr при чему настаје ^{90}Y енергија распада је

[7] , ^{137}Cs се распада до ^{137m}Ba, који се даље (види ниже) деексцитује до основног стања ^{137}Ba

Ауторизована скрипта



Слика 1.5: Спектар енергија електрона који се емитују при β^- распаду. Назначена је расподела енергије распада на електрон и антинеутрино.

$$^{90}Sr \rightarrow ^{90}Y + \beta^- + \bar{\nu} \tag{1.20}$$

$$Q_{\beta^-} = -\left[M(^{90}Y) - M(^{90}Sr)\right] \cdot 931,5\ MeV = -[89,907144 - 89,907730] \cdot 931,5\ MeV \tag{1.21}$$

$$Q_{\beta^-} = 0,546\ MeV \tag{1.22}$$

Ово је уједно и максимална енергија коју може да има електрон настао у распаду. Највероватнију енергију енергију електрона могуће је добити коришћењем емпиријске формуле

$$E_{e^-} \approx 0,33 E_{max} \left(1 - \frac{\sqrt{Z}}{50}\right)\left(1 + \frac{\sqrt{E_{max}}}{4}\right) \tag{1.23}$$

β^+ распад

За разлику од алфа и β^- радионуклида, од којих се неки могу наћи у природи, сви позитронски (β^+) емитери су вештачки произведени. Карактерише их неповољан нижи однос протона и неутрона од оног у области стабилности. При распаду се у језгру дешава конверзије протона неутрон, што је праћено емисијом позитрона (анти-честица електрона e^+, има исту масу, али је позитивно наелектрисан и има супротну оријентацију спина) и неутрина. Настало језгро потомка је у односу на претка померено за једно место улево у периодном систему.

$$^A_Z X \rightarrow ^A_{Z-1} Y + e^+ + e^- + \nu \tag{1.24}$$

У овом случају у једначини поред позитрона фигурише и електрон који напушта новонастали атом потомка. Енергија распада у овом случају

$$Q_{\beta^+} = -\left[M(^A_{Z-1}Y) + m_e + m_e - M(^A_Z X)\right] \cdot 931,5\ MeV \tag{1.25}$$

Ауторизована скрипта

Разлог је што и случају β^+ нуклид ефективно губи две масе електрона. Ако би се горња једначина преуредила, услов за одигравање овог вида распада је да је разлика у масама потомка и претка једнака или већа од двоструке масе електрона. Ако се то преведе у енергијски еквивалент добијамо

$$-931,5 \cdot \left[M(^{A}_{Z-1}Y) - M(^{A}_{Z}X)\right] \geq 2m_e c^2 = 1,022MeV \tag{1.26}$$

Пример позитронског распада ^{18}F се распада до ^{18}O

$$^{18}F \rightarrow ^{18}O + e^+ + \nu \tag{1.27}$$

Позитронски распад доминира код лакших радионуклида, док му у области средњих маса конкурише електронски захват.

Чувена Диракова ($Paul\ Dirac$) једначина која је добро предвиђала релативистичку енергију електрона и других фермиона[8] дозвољава постојање стања електрона са негативном енергијом.

$$E = c\sqrt{p^2 + m^2c^4} \tag{1.28}$$

Пошто електрони са негативном енергијом нису детектовани, Дирак је изнео претпоставку да стања са негативном енергијом постоје али да су сва попуњена. Уколико би електрон из таквог стања добио довољно енергије да пређе у стање са позитивном енергијом, у негативном домену би остала "шупљина" која би се понашала као позитивно наелектрисање и имала исту масу као електрон (аналогија са носиоцима наелектрисања код полупроводника). То објашњење није наишло на ширу подршку у научној јавности, па је амерички научник Фејман ($Richard\ Fayman$) претпоставио постојање нове честице, позитрона. Постојање позитрона је 1932. године експериментално потврдио Андерсон ($Carl\ Anderson$).

Захват електрона

Електронски захват је процес који конкурише β^+ распаду и јавља се када није задовољен енергијски услов за последњи. Више је заступљен код језгара са $Z > 80$. Састоји се у захвату од стране језгра електрона из најнижих љуски (из K љуске, ређе из L или осталих љуски) при чему долази до трансформације протона у неутрон. При томе настају неутрино и нуклид са редним бројем за један мањим од језгра претка

$$^{A}_{Z}X + e^- \rightarrow ^{A}_{Z-1}Y + \nu \tag{1.29}$$

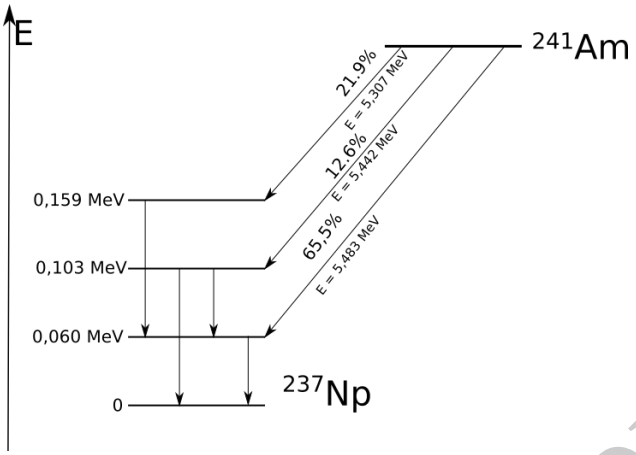
За разлику од β^+ распада емитовани неутрино је моноенергијски. Електронски захват је праћен карактеристичним X-зрачењем које се јавља услед попуњавања празнине у $K, L, M \cdots$ љускама од стране валентних електрона. Енергија електронског захвата дата је изразом

$$Q_{EC} = -\left[M(^{A}_{Z-1}Y) - M(^{A}_{Z}X)\right] \cdot 931,5\ MeV \tag{1.30}$$

Узмак језгра код бета распада

Пошто електрони и позитрони емитовани при распаду имају енергије веће од $100\ keV$ (нпр. електрони енергије $200\ keV$ имају брзину $0,7c$) при рачунању енергије узмака језгра морају се користити релативистички изрази за енергију и импулс. Поред тога мора се водити рачуна у ком правцу се емитују електрон (позитрон) и антинеутрино (неутрино). Постоје два гранична случаја:

Ауторизована скрипта



Слика 1.6: У α распаду ^{241}Am настаје ^{237}Np у побуђеном стању. Пошто у распаду могу да се емитују различите енергије алфа честица са одговарајућом заступљеношћу у распаду, потомак поседује исти број побуђених стања која се деексцитују емисијом гама зрачења.

- уколико се емитују у супротним смеровима, али на истом правцу, узмак језгра потомка ће бити једнак нули
- уколико се емитују у истом смеру и међусобно паралелним правцима узмак језгра ће бити максималан

У последњем случају, израз за енергију узмака потомка (извођење у прилогу Б) је

$$E_k(^{A}_{Z-1}Y) = m_e \frac{E_{max}}{M(^{A}_{Z-1}Y)} + \frac{E^2_{max}}{M(^{A}_{Z-1}Y)c^2} \tag{1.31}$$

Просечна енергија узмака језгра потомка је око $100\ eV$ што је, узимајући у обзир да енергија везе у молекулу износи пар eV, довољно за раскидање везе и напуштање молекула.

γ распад

Алфа и бета распадима често настају нуклиди чија су језгра у побуђеном стању (стањима). Као таква она се деексцитују емисијом електромагентног γ зрачења. На пример, при α распаду ^{241}Am, у којем се са уделом од $12,6\%$ емитује алфа честица енергије $5,442\ MeV$, настаје ^{237}Np у побуђеном стању, из код се до основног стања релаксира емисијом γ кванта енергије $0,103\ MeV$ (Слика 1.6).

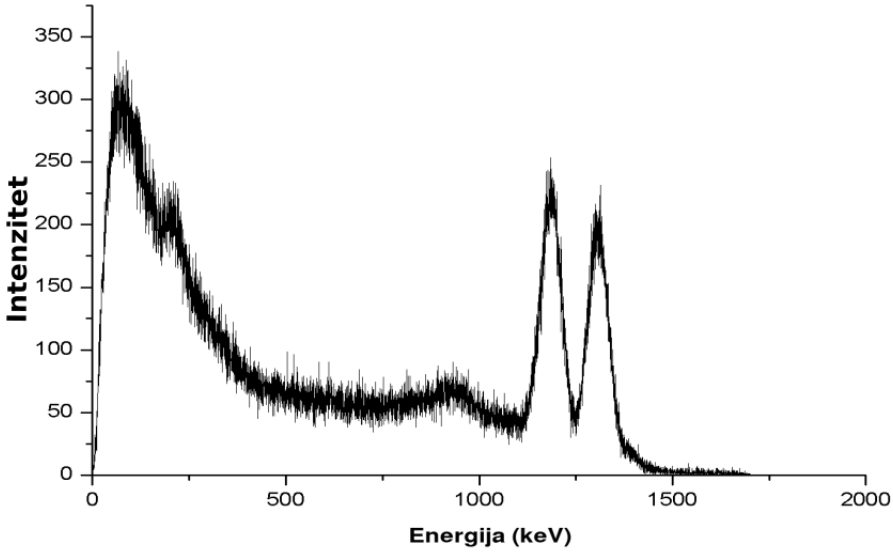
Узмак потомка при γ емисији може се добити преко закона одржања импулса и енергије у распаду, под условом да је језгро претка пре емисије у стању мировања

$$\frac{E_\gamma}{c} = -M_{pot}v_{pot} \tag{1.32}$$

$$E_k(pot) = \frac{E^2_\gamma}{2M_{pot}c^2} \tag{1.33}$$

Енергија узмака потомка при емисији гама зрачења је реда величине пар eV. Емисија γ фотона у ужем смислу не представља дезинтеграцију, али због постојања (радио)нуклида

Ауторизована скрипта



Слика 1.7: Гама спектар ^{60}Co добијен помоћу сцинтилационог спектрометра (види ниже). Принцип добијања спектра биће описан касније.

код којих време живота метастабилног стања може да буде и неколико сати и временске константе распада (види ниже), може се сматрати типом распада. Спектар гама распада је линијски (Слика 1.7)

Процеси који прате гама распад

Процес који конкурише γ распаду је ***интерна конверзија*** која представља предавање енергије ексцитације језгра електрону који припада $K, L, \cdots$ електронској љусци. Избачени електрон има енергију која је једнака разлици енергија ексцитације језгра и енергије везе електрона - односно добијају се моноенергијски електрони. Као последица овог процеса долази до емисије карактеристичног x-зрачења. Интерна конверзија доминира над емисијом γ фотона код нуклида високог редног броја.

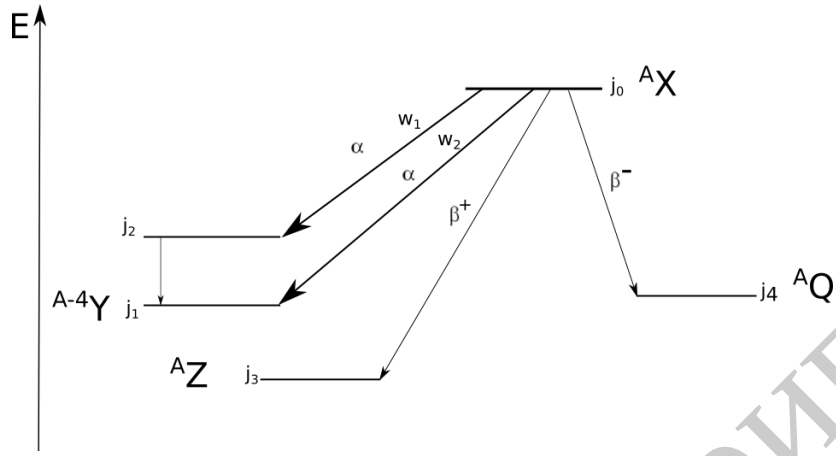
$$ {}^{Am}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z}X^{+} + e^{-} + K_{\alpha,\beta\ldots} + L_{\alpha,\beta\ldots} \tag{1.34} $$

Уместо емисије x-зрачења такође може доћи до нерадијационог трансфера енергије на електроне у вишим електронским љускама, при чему долази до емисије више електрона, које називамо ***Ожеовим ($Auger$) електронима***. Као резултат имамо високојонизовани атом потомка.

Егзотични облици распада

У случајевима великог вишка протона или неутрона, у језгру може доћи до директне емисије ових честица. Уколико је нестабилност језгра изразита, може доћи и до спонтане фисије-односно деобе језгра на два лакша.

Ауторизована с



Слика 1.8: Општа шема радиоактивног распада неког нуклида. $j_{0,1,2\ldots}$ је укупан спин нуклида у датом квантном стању, $w_{1,2}$ су удели одговарајућег канала у распаду. На шеми су изостављене ознаке за време полураспада и енергију честица и γ кваната.

1.2.3 Шеме радиоактивног распада

Шеме радиоактивног распада (Слика 1.8) представљају графички приказ пута (***канала***) којим се одређени радионуклид може распасти. Поред тога оне садрже информације о уделима појединачних канала у распаду, квантним стањима претка и потомка, временима полураспада и енергијама емитованих честица и фотона (у случају β распада је то максимална енергија електрона). Постоје одређена правила за цртање ових шема:

- На апсциси дијаграма је редни број, док је на ординати енергија.
- квантна стања језгра претка и потомка представљена су хоризонталним линијама поред којих се наводи спин стања и време полураспада.
- распади у којима настају потомци који имају мањи редни број од претка цртају се искошеним стрелицама на лево. У случају алфа распада црта се подебљана или ређе двострука линија. Уколико се радионуклид распада и електронским захватом и емисијом позитрона, последњи се представља као изломљена стрелица која прво креће вертикално, а затим се ломи на лево. Дужина ових стрелица треба да буде иста.
- β распад се представља искошеном стрелицом усмерено на лево.
- емисија γ фотона представља се вертикалним линијама.

1.2.4 Закон радиоактивног распада

У зависности од степена нестабилности језгра, радионуклиди ће пре или касније подлећи радиоактивном распаду. Узмимо да у неком узорку имамо N атома радионуклида. Нека је ***вероватноћа*** у јединици времена да ће радионуклид распасти λ. Број насталих језгара потомка је пропорционалан производу λN. Са друге стране, он је једнак разлици између почетног броја језгара претка (у времену $t = 0$) и броја истих атома који преостане после времена t

Ауторизована скрипта

$$N_{pot} \propto \lambda N \tag{1.35}$$

$$N_{pot}(t) = N_0 - N(t) \tag{1.36}$$

Ако диференцирамо ову једначину по времену добијамо

$$\frac{dN_{pot}}{dt} = \frac{N_0 - N(t)}{dt} = -\frac{dN(t)}{dt} \tag{1.37}$$

Изједначавањем десних страна једначина (1.35) и (1.37) добијамо

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N \tag{1.38}$$

Лева страна у овој једначини представља ***брзину распада*** претка[9]. У хемијској кинетици аналогно се представља израз за брзину хемијске реакције првог реда, с тим што уместо λ егзистира константа брзине k.

Уколико извршимо интеграцију претходне једначине у границама 0 до t

$$-\frac{dN}{N} = \lambda dt \tag{1.39}$$

$$-\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N} = \lambda \int_0^t dt \tag{1.40}$$

$$ln\frac{N}{N_0} = -\lambda t \tag{1.41}$$

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} \tag{1.42}$$

На крају добијамо израз ***закона радиоактивног распада***

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \tag{1.43}$$

λ се назива ***радиоактивном константом*** има димензије реципрочног времена и карактеристична је за сваки нуклид. Као што се може закључити из једначине 1.43 број атома потомка експоненцијално опада са временом. На слици 1.9 дата је промена броја тома радионуклида ^{137}Cs са временом. На слици је обележено *време које је потребно да се почетни број атома претка смањи на половину*. Њега називамо ***временом полураспада***.

Везу између радиоактивне константе и времена полураспада могуће је добити ако се у закону радиоактивног распада број преосталих атома замени са $N_0/2$.

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \tag{1.44}$$

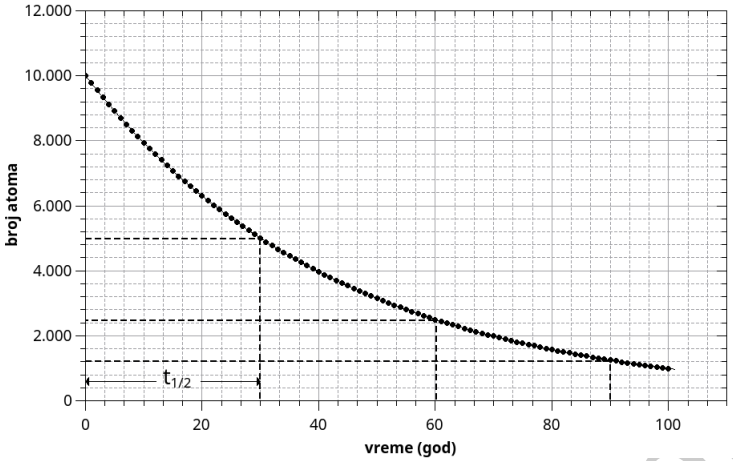
$$t_{1/2} = \frac{ln2}{\lambda} \tag{1.45}$$

Уколико се претходна једначина замени у закон радиоактивног распада добијамо

$$N = N_0 e^{-\frac{tln2}{t_{1/2}}} \tag{1.46}$$

[9] У исто време и брзину настајања потомка.

Ауторизована скрипта



Слика 1.9: Дијаграм промене броја атома ^{137}Cs са временом.

.

Уколико представимо време као умножак $t_{1/2}$ долазимо до корисне релације

$$N = N_0 e^{-\frac{nt_{1/2}ln2}{t_{1/2}}} = N_0 e^{-nln2} = N_0 e^{ln\frac{1}{2^n}} \tag{1.47}$$

$$N = \frac{N_0}{2^n} \tag{1.48}$$

Тако ће се после пет времена полураспада број атома претка смањити 32 пута, а после 10 времена полураспада 1024 пута.

Уколико леву и десну страну закона радиоактивног распада помножимо са радиоактивном константом, добићемо следећи израз

$$\lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} \tag{1.49}$$

$$A = \lambda N \tag{1.50}$$

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \tag{1.51}$$

Величина ***A*** назива се ***активност*** која је, са њој пропорционалним величинама, основни предмет мерења у радиохемији. SI јединица за активност је 1 Бекерел (Bq) и она представља 1 распад у секунди. Један Bq представља малу активност и у пракси се користе килобекерели (kBq), мегабекерели (MBq) итд. У пракси се још користи јединица Кири (Ci) која је првобитно била дефинисана као активност једног грама ^{226}Ra, која се у зависности од коришћене вредности времена полураспада овог нуклида мењала. Да би се то избегло вредност једног Ci је дефинисана као

$$1Ci = 37 \cdot 10^9 Bq \tag{1.52}$$

Један Ci представља велику активност и често се у пракси користе миликирији (mCi), микрокирији (μCi) итд.

Специфична активност неког радионуклида дефинише се као количник његове апсолутне активности и масе или запремине. Ова величина је карактеристична за дати нуклид.

Ауторизована скрипта

$$S_A = \frac{A}{m} \qquad (Bq/g) \tag{1.53}$$

$$S_A = \frac{A}{V} \qquad (Bq/dm^3) \tag{1.54}$$

У пракси се апсолутна активност ретко директно одређује. Сваки уређај за детекцију радиоативног зрачења има коначну радну (активну) запремину и ефикасност са којом може детектовати зрачење. Због тога он може детектовати само део честица/електромагнетног зрачења емитованих из извора - односно мери само фракцију од његове апсолутне активности. Тако мерену активност називамо ***релативном активношћу***, R, која је са апсолутном повезана релацијом

$$R = A \cdot \epsilon \tag{1.55}$$

и изражава се у јединицама импулс[10] по секунди, минуту или часу ($imp/s,\ \ imp/min,\ \ imp/h$) Параметар ϵ преставља ***ефикасност детекције***, која је дата производом свих фактора који на њу утичу. Неки од њих су геометријска ефикасност (фракција активности коју детектор "види"), ефикасност колекције наелектрисања, али и корекција на апсорпцију енергије честица у самом извору.

1.2.5 Одређивање времена полураспада

Пре него што се започне са одређивањем времена полураспада неопходно је (бар приближно) знати његов ред величине, јер од тога зависи која метод ће бити коришћен за мерење. То је могуће урадити помоћу пробних мерења активности радионуклида у почетном тренутку и после одређеног временског периода (реда минута до сата). На основу процента за који се редуковала активност између два времена могуће је предвидети ред величине времена полураспада и његову приближну вредност. Међутим, постоје радионуклиди са изузетно дугим $t_{1/2}$ које може износити од неколико десетина па до неколико милијарди година, за које се процена реда величине овог параметра мора вршити на други начин (рецимо калориметријски).

Принцип одређивања времена полураспада - графичка метода

Општи принцип одређивања времена полураспада следи из самог закона радиоактивног распада. Ако једначину 1.51 логаритмујемо добијамо

$$lnA = lnA_0 - \lambda t \tag{1.56}$$

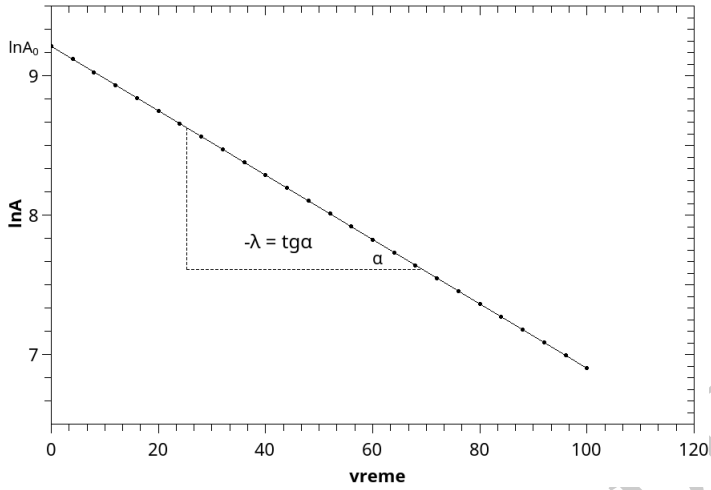
и узимајући у обзир једначину 1.45

$$lnA = lnA_0 - \frac{tln2}{t_{1/2}} \tag{1.57}$$

Ако смо помоћу неког уређаја у току времена мерили активност извора А, који садржи само један радионуклид, и графички представили lnA у функцији времена (Слика 1.10) добили би смо праву чији је коефицијент правца $-\lambda$, док одсечак на ординати одговара логаритму почетне активности узорка. Из коефицијента правца се коришћењем једначине (1.45) лако добија време полураспада.

[10]Пролазак честице кроз активну запремину детектора изазива примарну јонизацију атома и молекула. Колекција носиоца наелектрисања на електродама доводи до пада напона у електричном колу детектора који се назива напонским импулсом.

Ауторизована скрипта



Слика 1.10: Одређивање времена полураспада графичком методом

.

Времена полураспада познатих радионуклида варирају од неколико μs до 10^{15} година[11]. Описана техника одређивања није погодна за одређивање $t_{1/2}$ за дугоживеће (($t_{1/2} > 5$ година, али ни за краткоживеће радионуклиде ($t_{1/2} < 1\ s$).

Уколико се дугоживећи нуклид распада до потомка који је такође радиоактиван, али му је време полураспада за два или више редова величине мање, $t_{1/2}$ претка је могуће одредити преко активности потомка. Наиме у таквом систему потомак споро настаје и брзо се троши, па се за његових 3-5 $t_{1/2}$ успоставља ***радиоактивна равнотежа*** (тзв. секуларна равнотежа),односно активност потомка постаје једнака активности претка

$$A_{pr} = A_{pot} \tag{1.58}$$

$$\lambda_{pr} N_{pr} = A_{pot} \tag{1.59}$$

$$t_{1/2}(pr) = \frac{N_{pr} ln2}{A_{pot}} \tag{1.60}$$

При овоме се узима да је број атома претка N_{pr}, због дугог времена полураспада, практично константан. N_{pr} је могуће одредити другим техникама, као што је нпр. масена спектрометрија. Други начин за одређивање $t_{1/2}$ дугоживећих радионуклида је преко мерења њихове активности, при чему важи наведена претпоставка. Тада је

$$t_{1/2} = \frac{N ln2}{A} \tag{1.61}$$

$$t_{1/2} = \frac{m N_A ln2}{MA} \tag{1.62}$$

где је m - маса узорка, моларна (или атомска) маса узорка и N_A Авогадров број. Уколико је радионуклид присутан само са уделом ω у узорку, потребно је горњу једначину помножити са њиме.

[11] Након ове границе нуклиди се сматрају стабилним

Ауторизована скрипта

$$t_{1/2} = \frac{\omega m N_A ln2}{MA} \tag{1.63}$$

Ако се пак у узорку налази елемент у чијем је природном изотопском саставу и дати радионуклид, онда је једначину неопходно помножити са његовим уделом k.

$$t_{1/2} = \frac{k\omega m N_A ln2}{MA} \tag{1.64}$$

Задаци

1. Израчунати дефект масе за језгро $^{35}_{17}Cl$. Маса атома $^{35}_{17}Cl$ износи 34,968852u, док су масе неутрона $m_n = 1,008665u$ и протона $m_p = 1,007825u$. Колика је енергија везивања по нуклеону за ово језгро? (uc^2=931,5 MeV).

2. Нуклиди $^{40}_{20}Ca$ и $^{42}_{20}Ca$ су стабилни изотопи калцијума. Који од њих стабилнији, односно има већу енергију везивања по нуклеону? Масе атома $^{40}_{20}Ca$ и $^{42}_{20}Ca$ су 39,962591u и 41,958618u. Масе протона и неутрона узети из претходног задатка. (uc^2=931,5 MeV).

3. Израчунати енергију алфа распада $^{226}_{88}Ra$. Масе атома $^{226}_{88}Ra$, $^{222}_{86}Rn$ и $^{4}_{2}He$ су 226,025408u, 222,017576u и 4,002603u респективно.

4. Колику енергију распада из претходнох задатка би смо добили ако би масу алфа честице представили као збир маса протона и неутрона? Да ли се она разликује од енергије добијене у претходном задатку? Објаснити.

5. Да ли је могућ β^+ распад радионуклида $^{67}_{31}Ga$? Маса атома $^{67}_{31}Ga$ је 66.928202u, док је маса $^{67}_{30}Zn$ 66,927128u.

6. Нацртати шему радиоактивног рапада ^{137}Cs. Овај радионуклид се дезинтегрише β^- распадом праћеним емисијом гама фотона енергије 0,661 MeV.

7. Колико је времена потребно да се 10^5 атома ^{60}Co распадне на 1/6 од почетног броја. Време полураспада овог радионуклида је 5,26 година?

8. Радиоактивни извор садржи 10^6 атома ^{226}Ra. Колико атома овог радионуклида се распадне у току 500 година, ако је његово време полураспада 1600 година?

9. Радионуклиди ^{232}Th и ^{228}Ra су у радиоактивној равнотежи. Израчунати број атома ^{228}Ra који се формира након 50 година је почетни број атома ^{232}Th 10^6. Времена полураспада ^{232}Th и ^{228}Ra су $1,39 \cdot 10^{10}$ и 5,7 година.

10. Колика запремина $^{4}_{2}He$, под претпоставком да је хелијум идеални гас, настане у току 500 година при распаду 1g ^{226}Ra. Податак о времену полураспада радионуклида дат је у задатку 8. ($V_m = 22,4\ dm^3/mol$).

Ауторизована скрипта

Глава 2

Пролаз радиоактивног зрачења кроз материју

За разлику од већине физичких појава, радиоактивно зрачење није могуће регистровати наши чулима. Његова детекција одвија посредно - преко промена које оно изазива при проласку кроз материјалну средину. Начин на који ће радиоактивно зрачење интераговати са средином зависи од димензије, масе, наелектрисања и енергије емитованих честица и електромагнетног зрачења[1]. Основна појава коју радиоактивно зрачење проузрокује при проласку кроз материју је јонизација - односно стварање јонских парова (јон-електрон) па у оно спада у јонизујућа зрачења. Мада у јонизујуће зрачење спадају и X-зрачење и високоенергетско ултраљубичасто зрачење, овај термин се1 најчешће везује за њега.

2.1 Процеси при проласку зрачења кроз материју

Процес проласка зрачења кроз материју можемо посматрати са становишта честице и са становишта материјалне средине кроз коју пролази. Честица у интеракцијама са атомима и молекулима средине првенствено губи енергију али и оријентацију кретања. Са друге стране пролаз честице у материјалној средини доводи до промене потенцијалне енергије њених конституента путем јонизације, ексцитације, дисоцијације и генерисања карактеристичног и закочног X-зрачења. У једном броју случајева долази и до еластичног расејања упадне честице при чему долази до размене кинетичке енергије.

Зрачење које се емитује у радиоактивном распаду и неким другим нуклеарним процесима, можемо поделити на директно и индиректно јонизује. Тако алфа-честице, електрони и позитрони врше директну јонизацију средине, док $\gamma-$, неутронско и x-зрачење то чине преко носиоца наелектрисања (електрона и протона) које генеришу.

2.1.1 Јонизација

Највећа је вероватноћа избијања електрона из валентних љуски. Уколико пак дође до избијања електрона из унутрашњих љуски, њихово место попуњавају електрони из виших љуски уз емисију ултраљубичастог или $x-$зрачења. Електрони створени при јонизацији називају се секундарним електронима и обично имају енергије између $100 - 200\ \ eV$ и због тога могу да врше дање јонизације. Заправо, њихов допринос у укупној јонизацији средине

[1] Очигледно је да интеракција електромагнетног зрачења зависи само од његове енергије

Ауторизована скрипта

је доминантан и и може да износи и 80%. Број јона које ће јонизујуће зрачење генерисати у некој материјалној средини зависи од енергије јонизације атома и молекула средине. За ваздух и његове конституенте енергија за потребна за стварање једног јонског пара (назива се и ***енергија по пару јона***) креће се између $30 - 35\ \ eV$. Тако алфа-честица енергије 6 Mev на свом путу кроз ваздух произведе око 200000 јонских парова.

2.1.2 Ексцитација

Честица при проласку кроз материјално средину може довести до ексцитације атома и молекула средине - односно њиховог превођења у више, енергетско стање. У случају атома долази до ексцитације електрона у више енергентско стање, након чега се они скоро тренутно (за валентне електроне средње време живота у побуђеном стању је око $10^{-8}s$) враћају у основно стање уз емисију фотона. Код молекула осим електронских, долази до побуђивања и вибрационих и ротационих нивоа, што може довести со дисоцијације молекула.

2.1.3 Нееластичне интеракције са језгром

Наелектрисане честице са језгром атома средине могу интераговати преко електростатичке интеракције при чему долази до њиховог негативног убрзања (кочења). По законима електродинамике убрзане честице емитују ***континуално рентгенско зрачење*** (нем. $bremsstrahlung$). Овај процес је највероватнији за лаке честице и за материјал великог редног броја Z и значајан је за интеракције електрона.

2.2 Величине које карактеришу пролаз зрачења кроз материју

Интеракција радиоактивног зрачења са материјом квантификује се преко неколико параметара.

Зауставна моћ S се дефинише као губитак енергије по јединици дужине пута и карактеристична је за материјал кроз који зрачење пролази. Зауставна моћ једнака је суми електронске зауставне моћи S_e и зауставне моћи језгра S_n. Последња је у већини случајева занемарљива па је $S \approx S_e$.

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (Jm^{-1}, \quad eVcm^{-1}) \tag{2.1}$$

Линеарни пренос енергије LET представља енергију по јединици пута коју радиоактивно зрачење преда средини кроз коју пролази

$$LET = \frac{dE}{dx} \quad (Jm^{-1}, \quad eVcm^{-1}) \tag{2.2}$$

Зауставна моћ и линеарни пренос енергије се често поистовећују, али нису исти. Честица може изгубити енергију на једном сегменту пута, али она не мора бити апсорбована у њему. На пример, продорно закочно зрачење може избећи апсорпцију у материјалу.

Уколико зауставну моћ поделимо са густином материјала добићемо **масену зауставну моћ**

$$S_m = -\frac{\frac{dE}{dx}}{\rho} \quad (Jm^2kg^{-1}, \quad eVcm^2g^{-1}) \tag{2.3}$$

Ауторизована скрипта

Релативну заустављну моћ добијамо када заустављну моћ датог материјала поделимо са заустављном моћи референтног материјала. За алфа честице је то ваздух, док је за електроне алумијум.

$$S_r = \frac{(\frac{dE}{dx})}{(\frac{dE}{dx})_{ref}} \tag{2.4}$$

Специфична јонизација је дефинисана као број јонских парова које честица направи по јединици пута.

$$J = \frac{dN_{j.p.}}{dx} \quad (j.p./m) \tag{2.5}$$

Домет дефинишемо као дужину пута коју честица пређе у неком материјалу до њеног потпуног заустављања. Алтернативно, могуће га је дефинисати као оно дебљину материјала која у потпуности заустављa зрачење.

2.3 Пролаз алфа зрачења кроз материју

Због своје тежине алфа честице и велике енергије (средња енергија алфа-честица емитованих из радиоактивних извора је око $4,5$ MeV) при проласку кроз материју губе енергију у малим "порцијама". При томе се правац њиховог кретања не мења, тако да се оне у материјалној средини крећу праволинијски (слика 11). На други начин кажемо да је траг алфа-честице у медијуму праволинијски. До одступања од оваквог кретања долази тек када алфа-честица изгуби велики део своје енергије (испод 20 keV) и када јој брзина постане упоредива са брзином електрона у валентним љускама средине. Након тога долази до сукцесивног захвата електрона (настаје атом хелијума) и њеног потпуног заустављања. У веома ретким случајевима долази до њиховог расејања на језгрима средине, када алфа-честица трпи скретање под великом углом. Овај процес је вероватнији у срединама са великим Z. Специфична јонизација алфа честице лагано расте са растојањем да би при крају трага дошло до наглог пораста и достизања максималне вредности и након тога брзог опадања до нуле (слика 11). Максимум криве назива се $Bragg$-ов пик.

Заустављна моћ за алфа честице најпре расте до енергије око 1 MeV а затим знатно спорије опада да би за вредности $E > 8\ \ MeV$ имала приближно константне вредности.

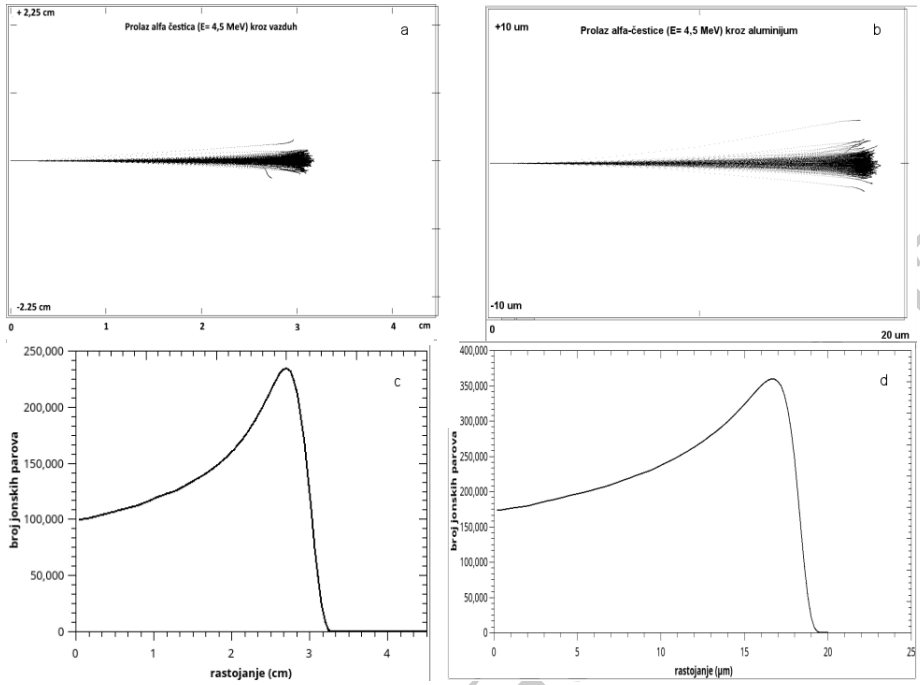
Домет алфа честице се у принципу може одредити коришћењем једноставне апаратуре која се састоји од извора, колиматора снопа и детектора алфа-честица који се налазе на истој оси, при чему је могуће мењати растојање међу њима. Уколико меримо одброј (интензитет зрачења) који региструје детектор за различита растојања добићемо криву која је дата на слици 12[2]. За алфа честице дефинише се средњи домет R_s који се одређује као растојање на којем одброј опадне на половину од почетног.

2.4 Пролаз електрона кроз материју

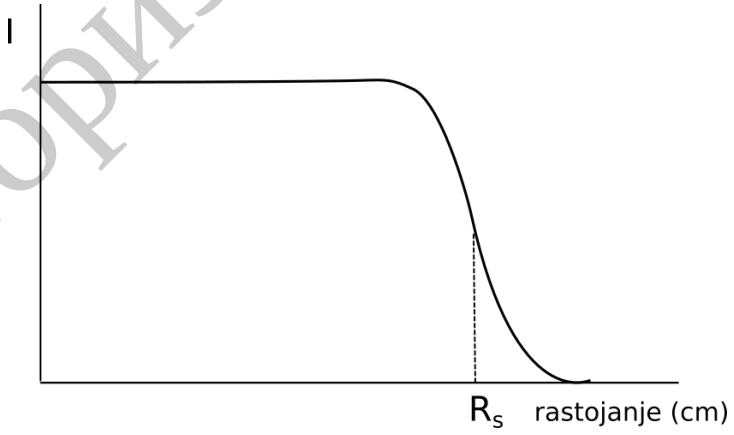
Будући да при свом проласку кроз материју електрони доживљавају сударе са електронима средине пренос енергије је далеко ефикаснији - и да при томе долази до промене оријентације њихове путање. Због тога је траг електрона далеко распршенији, поготово ако се

[2]На исти начин се мери и домет електрона

Аутоматска скрипта



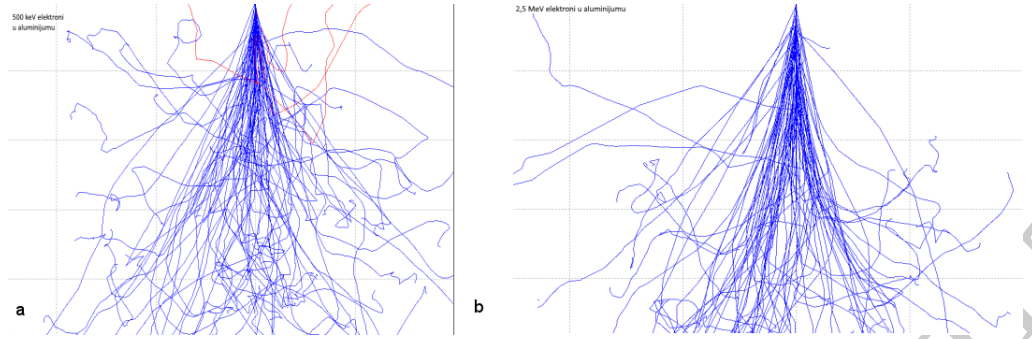
Слика 2.1: Трагови алфа честице у а) ваздуху, б) алуминијуму. Специфична јонизација алфа-честице у ц)ваздуху и д)алуминијуму. Трагови и криве су добијени коришћењем програма SRIM.



Слика 2.2: Одређивање домета алфа-честице

.

Ауторизован



Слика 2.3: Трагови електрона енергије а)$500\ \ keV$ и б) $2,5\ \ MeV$ у алуминијуму.

ради о нискоенергијским електронима и средини великог Z^3. Део електрона при сударима може бити расејан под великим углом и избећи детекцију. Они се називају ***расејаним електронима***. Допринос закочног зрачења у губитку енергије електрона постаје значајно за материјале високог Z. За чисте β емитере енергија која по једном бета распаду одлази на закочно зрачење дата је изразом

$$E \approx \frac{Z}{7000} E_{max}^2 \quad MeV/ \tag{2.6}$$

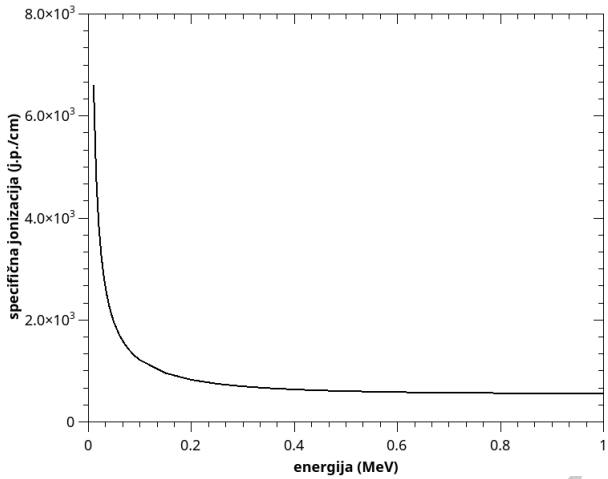
Специфична јонизација електрона опада са порастом њихове енергије (слика 14). Иако теоријски специфичне јонизације треба да показује Брагов пик, он се у практичном раду никад не запажа. Разлог је у томе што се максимална депозиција енергије одиграва готово тренутно на енергији од $1\ \ keV$. Максимална специфична јонизација електрона је око 10 пута мања од одговарајуће вредности за алфа-честице.

Због кривудаве природе трага и сложенијег механизма губитка енергије стварни домет ***монокинетичких електрона***је мањи од дужине трага. Експериментално одређивање домета сложеније него за алфа честице због тога што на облик криве за електроне поред енергије и материјала апсорбера утичу и услови мерења и геометрија детектора. Дубина продирања електрона у правцу снопа дефинише се ***екстраполисаним дометом*** R_e (слика 15а). Екстраполисани домети у алуминијуму, бакру и олову, у функцији енергије електрона, дати су на слици 15б.

Ситуација постаје компликованија уколико се одређује домет електрона емитованих при радиоактивном распаду јер они имају енергију у распону од веома ниских до максималне енергије E_{max}. Експериментално је утврђено да у овом случају коефицијент трансмисије T брже опада са дебљином апсорбера тако је крива зависности приближно експоненцијална. Такође је нађено да је максимални домет електрона R_{max} емитованих из радиоактивних извора приближно једнак екстраполисаном домету монокинетичких електрона. Пошто је $T = f(d)$ приближно експоненцијална омогућава увођење појма полудебљине $d_{1/2}$ која се дефинише као она дебљина материјала при која зауставља половину од укупног броја електрона који падају на апсорбер.

[3]Електрони који имају енергију изнад $1\ MeV$ у почетку имају праволинијски траг, да би касније дошло до расипања путања - види слику 13b

Ауторизована скрипта



Слика 2.4: Специфична јонизација електрона у ваздуху у функцији енергије

.

$$I = I_0 e^{-\mu d} \tag{2.7}$$

$$I = I_0 e^{-\frac{dln2}{d_{1/2}}} \tag{2.8}$$

где је μ апсорпциони коефицијент за електроне у датом материјалу. Полудебљину и максималну енергију електрона повезује следећа емпиријска једначина

$$d_{1/2} = 0,44 E_{max}^{1,14} \tag{2.9}$$

2.5 Пролаз гама зрачења и високоенергетског X-зрачења кроз материју

При проласку гама зрачења кроз материју може доћи до његовог еластичног и нееластичног расејања и његове апсорпције.Губитак енергије се дешава у неколико корака, при чему су доминатна три процеса: фотоелектрични ефекат, Комптонов ефекат и ефекат стварања парова.

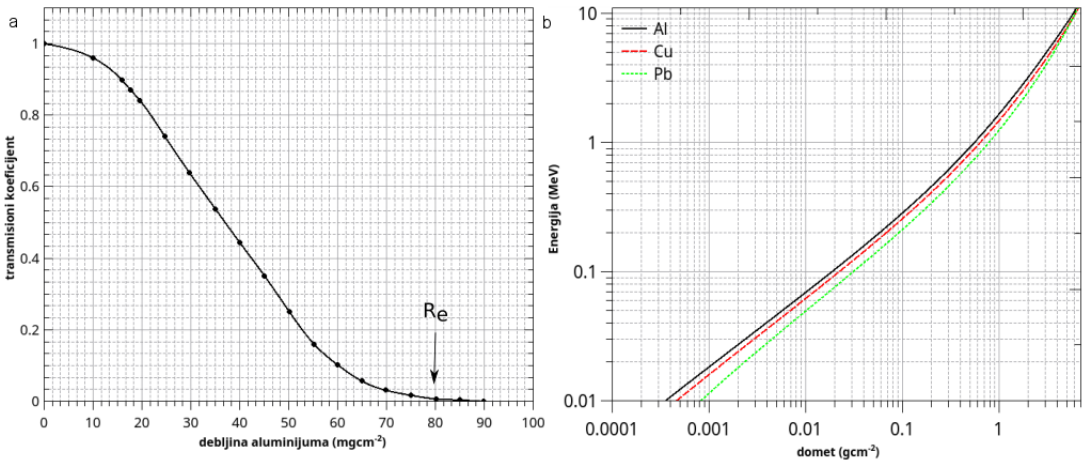
2.5.1 Фотоелектрични ефекат

У фотоелектричном ефекту γ-фотон предаје сву енергију везаном електрону (најчешће из љуски ближих језгру) при чему он напушта атом или молекул са енергијом која је једнака разлици енергије фотона и енергије везе електрона[4]

$$E_k = E_\gamma - E_b = h\nu - E_b \tag{2.10}$$

[4]Егзактан израз узима у обзир и енергију узмака атома, али се она због веома мале вредности у практичном рачуну занемарује

Ауторизована скрипта



Слика 2.5: а) Трансмисиона крива за пролаз електрона енергије 250 keV кроз алуминијум. б) Зависност екстраполисаног домета електрона од енергије у алуминијуму, бакру и олову

где E_b представља енергију везивања електрона[5]

Фотоефекат је вероватнији што је мања разлика $E_\gamma - E_b$ и доминантан је на ниским енергијама E_γ (види слику 17). У случају енергија гама фотона већих од 100 keV (уобичајене енергије гама фотона емитованих из радиоактивних извора) избацује електрон из K љуске; заправо 80% фотоелектрона потиче из ове љуске. Да би се добила вероватноћа емисије фотоелектрона по љусци треба вероватноћу по једном електрону помножити са бројем електрона у тој љусци. Вероватноћа фотоефекта зависи од редног броја атома мете и E_γ

$$P_{fe} \propto \frac{Z^4}{E_\gamma^3} \tag{2.11}$$

Као што се може закључити из израза, фотоелектрични ефекат као вид интеракције је доминанан у материјалима већег Z и при ниским енергијама.

2.5.2 Комптонов ефекат

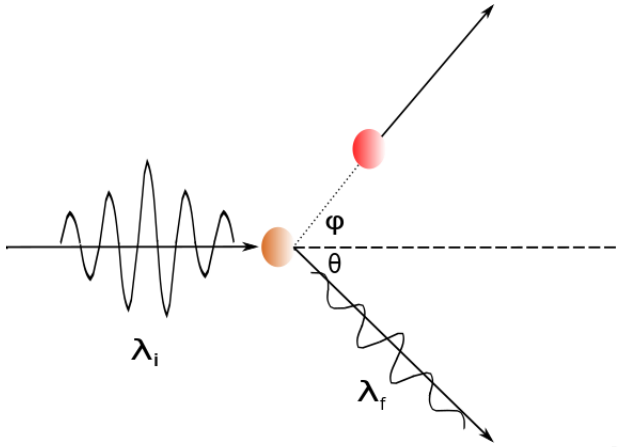
Комптонов ефекат је процес у ком долази до нееластичног расејања електромагнетног зрачења на електрону из валентних љуски атома средине. Уколико се ради о интеракцији са гама зрачењем, због вишеструко мање енергије везивања, ови електрони се сматрају "слободним". При томе долази до смањења енергије гама фотона и промене правца његовог кретања, док електрон напушта атом са енергијом једнаком разлици енергија упадног и расејаног фотона (слика 16). Таласне дужине упадног и расејаног фотона и угао између њихових праваца повезане су следећом једначином

$$\lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c}(1 - cos\theta) \tag{2.12}$$

Веровантноћа Комптоновог ефекта расте са редним бројем атома материјала, а опада са енергијом упадног γ зрачења. За енергије веће од $600keV$ (при којој је иначе она максимална) дата је изразом

[5]У Ајнштајновој једначини за фотоефекта аналогна величина је A_i која се назива излазним радом метала

Ауторизована скр



Слика 2.6: Механизам Комптоновог ефекта

$$P_{ke} \propto \frac{Z}{E_\gamma} \tag{2.13}$$

Комптоновска интеракција је доминатна за лаке материјале и средње енергије гама зрачења (види слику 17).

2.5.3 Стварање парова

Енергијски услов за стварање пара електрон - позитрон је да енергија гама зрачења мора бити већа или једнака од енергијског еквивалента двоструке масе мировања електрона

$$E_\gamma \geq 2m_0c^2 = 1,022 \;\; MeV \tag{2.14}$$

Створени позитрон ће после растојања од неколико милиметара нестати у процесу анихилације са електроном, при чему се емитују два гама кванта енергија по $0,511 \;\; keV$ који се разилазе под углом од 180^o. Стварање парова постаје доминантно тек при високим енергијама ($> 3 \;\; MeV$) и при високим Z материјала и његову вероватноћа је дата изразом

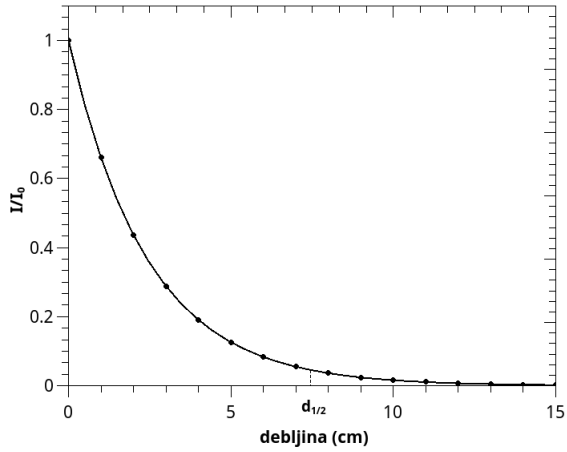
$$P_{sp} \propto Z^2 log E_\gamma \tag{2.15}$$

2.5.4 Апсорпција гама зрачења у материјалу

При проласку гама зрачења кроз материјал коначне дебљине као долази до смањења његовог интензитета. Смањењу интензитета доприносе сва три описана ефекта при чему се појединачни доприноси разликују и зависе од енергије упадног гама зрачења. Енергија гама фотона ће прво бити редукована у неколико сукцесивних Комптонових расејања, да би затим била потпуно "изгубљена" у фотоелектричном ефекту. За уобичајене енергије гама зрачења које потиче из радиоактивних извора, ефекат стварања парова је занемарљив.

Уколико би смо применили експеримент сличан описаном у одељку 2.3, где би сада на пут колимисаног уског снопа гама зрачења сукцесивно стављали оловне плоче познате

Ауторизована скрипта



Слика 2.7: Опадање интензитета γ-зрачења енергије 1 MeV кроз олово. Са $d_{1/2}$ означена је дебљина апсорбера која редукује почетни интензитет на половину.

дебљине, за зависност интензитета пропуштеног зрачења у функцији дебљине апсорбера добили би смо експоненцијалну зависност (слика 17)

$$I = I_0 e^{-\mu d} \tag{2.16}$$

где је μ линеарни или масени апосорпциони коефицијент, у зависности од тога да ли дебљину апсорбера d изражавамо у јединицама дужине (cm) или површинске густине (gcm^{-2}). Због експоненцијалног опадања интензитета пропуштеног γ-зрачења није могуће дефинисати појам домета. Уместо њега користи се појам полудебљине $d_{1/2}$. Она је карактеристична за дати материјал и представља ону дебљину која реукује почетни интезитет на половину.

Апсорпциони коефицијент је могуће представити преко суме парцијалних апсорпционих коефицијената који се односе на доприносе три ефекта.

$$\mu = \mu_{uk} = \mu_{fe} + \mu_{ke} + \mu_{sp} \tag{2.17}$$

На слици 18 дата је зависност укупног апсорпционог масеног апсорпционог коефицијента од енергије,где су назначени појединачни доприноси фотоелектричног, Комптоновог и ефекта стварања парова[6].

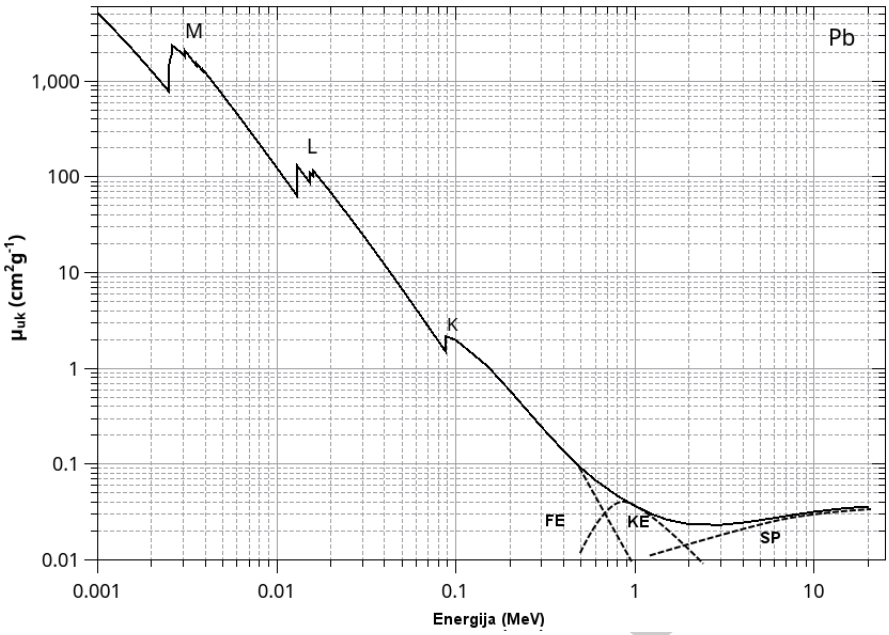
Укупни апсорпциони коефицијент је повезан са $d_{1/2}$ што је лако показати ако интезитет I у једначини 2.14 заменимо са $I_0/2$. Тада добијамо

$$d_{1/2} = \frac{ln2}{\mu_{uk}} \tag{2.18}$$

Линеарни апсорпциони коефицијент могуће је одредити графички из дијаграма $ln(I/I_0) = f(d)$. У реалном случају детектор ће регистровати и закочно x-зрачење што чини да интензитет пропуштеног x-зрачења опада спорије од предвиђања експоненцијалног закона.

[6]Детаљнију слику можете наћи у прилогу XXX

Ауторизована скрипта



Слика 2.8: Зависност укупног масеног апсорпционог коефицијента од енергије гама зрачења за олово.

Задаци

1. Стандардни рентгенски апарат који се користи у радиолошкој дијагностици производи x-зраке енергије 150 keV. Која дебљина бетона је потребна да би се интензитет x-зрачења смањио на 5% од почетног, ако је масени апсорпциони коефицијент за бетон за ту енергију фотона 0,1436 cm^2/g? Густина бетона је 2,4 g/cm^3.

2. Израчунати полудебљину олова за гама зрачење енергије 1,5 MeV, ако је масени апсорпциони коефицијент за овај метал 0,0522 cm^2/g. Густина олова је 11,34 g/cm^3.

3. За колико ће се редуковати интензитет гама зрачења енергије 1 MeV ако се на његову путању постави сендвич од две оловне плочице и једне алуминијумске плочице (последња је у средини)? Дебљина свих плочица је 1,5 mm. Линеарни апсорпциони коефицијенти за гама зрачење дате енергије за олово и алуминијум су 0,805 и 0,166 cm^{-1}.

4. Да ли би резултат мерења интензитета пропуштеног гама зрачења из претходног задатка променио ако би смо променили редослед плочица?

5. Извор ^{90}Sr емитује електроне енергије 1 MeV. Који материјал ћете употребити за заштиту од електронског зрачења из овог извора-алуминијум или олово и зашто?

Ауторизована

Глава 3

Детекција радиоактивног зрачења

Ефекти које јонизујуће зрачење испољава у материјалној средини кроз коју пролази представљају основу за његову детекцију. Детекциону средину могу сачињавати супстанције/смеше супстанција у свим агрегатним стањима. Њен избор зависи од врсте и енергије зрачења које се мери. Уколико се ради о честичном зрачењу[1] које производи интезивну јонизацију, као детекциона средине углавном се користите обичан ваздух и чисти гасови/смеше гасова. Изузетак представља детекција нискоенергетских електрона емитованих из неких радионуклида (као што је тријцијум са максималном енергијом електрона од 18,6 keV) када се детекција врши у течном медијуму. Због знатно слабије интеракције гама и X-зрачења са гасовима, детекција се углавном врши у течним и чврстим супстанцијама и у којима је пренос њихове енергије значајно ефикаснији.

3.1 Опште особине детектора радиоактивног зрачења

Гасни детектори су, укључујући преносне уређаје, најчешће коришћени детектори јонизујећег зрачења. Детекција се врши на основу прикупљања генерисаног наелетрисања на електродама, што за последицу има формирање струјног/напонског импулса у спољашњем електричном колу. Уколико је амплитуда импулса пропорционална енергији упадног зрачења, гасни детектори се могу користити и за мерење енергије емитованих честица и електромагнетног зрачења, а на основу тога и за идентификацију радионуклида.

3.1.1 Формирање импулса услед проласка зрачења

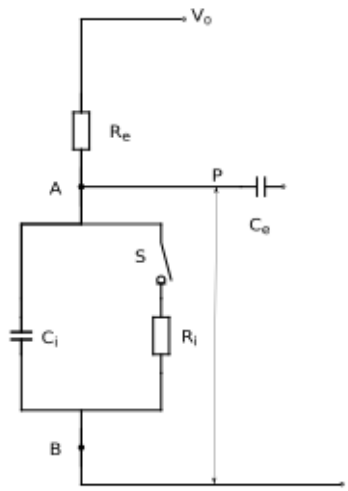
Струјни импулс, који настаје у спољашњем колу као последица проласка честице кроз активну запремину детектора, пропорционална је количини наелектрисања које она у њему производи[2]

$$\Delta Q = \frac{e\Delta E\eta}{\epsilon_{jp}} \tag{3.1}$$

[1] Са изузетком неутрона.

[2] Налектрисање се генерише у времену $10^{-9} - 10^{-4}\ s$

Ауторизовани скрипта



Слика 3.1: Еквивалентно коло детектора јонизујућег зрачења

где су е елементарно наелектрисање, ΔE енергија коју честица изгуби у детектору, η ефикасност сакупљања наелектрисања и ϵ_{jp} енергија потребна за стварање јонског пара у детекционом медијуму.

Струјни импулс амплитуде

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \tag{3.2}$$

се преко отпорника великог отпора преводи у напонски импулс

$$\Delta U = R\frac{\Delta Q}{\Delta t} \tag{3.3}$$

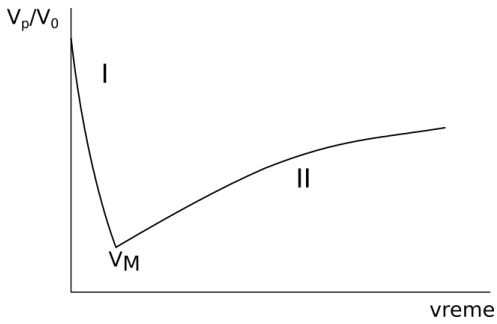
Процес формирања импулса најлакше се може схватити ако детектор представимо одговарајућим (еквивалентним) електричним колом (види слику 3.1). Систем електрода између којих се налази гас заправо представља кондензатор капацитета C_i. Поред тога гас показује одређен отпор кретању створених носиоца наелектрисања кога ћемо означити са R_i. Заправо детектор се понаша као RC коло. У колу се налази и прекидач чије је затварање одговара детекцији честице у активној запремини. Поред ових елемената у спољашњем делу кола налазе се отпор R_e и капацитет C_i, као и извор напона V_0. Вредности R_i и C_i су вишеструко мање од R_e и C_e.

У одсуству зрачења мала струја из напонског извора пуни кондензаторе C_i и C_e, а разика потенцијала између тачке P и нуле (уобичајено потенцијал уземљења) за коју је везана негативна електрода кондензатора једнак је V_0. Пролазак зрачења кроз детектор доводи до затварања прекидача, што за последицу има пражњење кондензатора тако да наелектрисање $C_i + C_e$ тече кроз отпорник R_e. То доводи до смањења разлике потенцијала између тачке P и нуле. V_p у том случају опада[3] са временом

$$V_p = V_0\frac{R_i}{R_i + R_e}(1 - e^{-\frac{R_i+R_e}{R_eR_iC}t}) + V_0e^{-\frac{R_i+R_e}{R_eR_iC}t} \tag{3.4}$$

[3]Извођење ове релације можете наћи у прилогу XXX

Ауторизована скрипта



Слика 3.2: Облик пулса у тачки P

Временска константа овог система је

$$\tau = \frac{R_e R_i C}{R_i + R_e} \tag{3.5}$$

где је $C = C_i + C_e \approx C_e$

Након сакупљања наелектрисања на електродама (обично траје 1 μs, прекидач S се отвара, тако да струја из извора V_0 тече кроз отпор R_e и пуни кондензаторе C_i и C_e. Због тога долази до пораста потенцијала у тачки P

$$V_p = V_0 - (V_0 - V_M)e^{-\frac{t}{R_e C}} \tag{3.6}$$

V_M је потенцијал у тачки P у тренутку отварања прекидача (види слику 3.2), док је t време од отварања прекидача S. C представља суму капацитета кондезатора у колу. Пад напона у тачки P доводи до појаве негативног напонског пулса на кондензатору C_e[4]. Стварни пад напона је заправо мала фракција напона извора и у зависности од типа детектора може износити од дела миливолта до неколико волти.

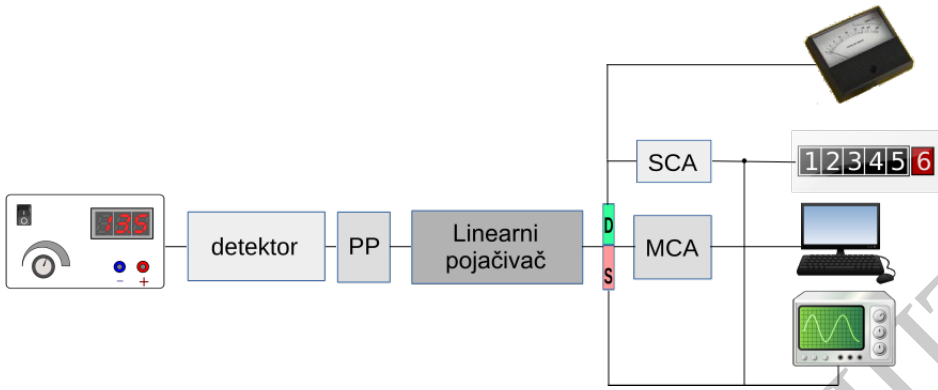
3.1.2 Детекциони системи

За већину детектора амплитуда струјног/напонског импулса је мала што изискује примену појачивачких елемената се пре његове регистрације у одговарајућем уређају (скалеру, бројачу...). Улога **претпојачивача** је да амплитуду импулса повећа до 0,1-10 V. Овај електронски елемент је обично смештен уз сам детектор да би се редуковало капацитивно оптерећење кабла који их повезује. Сигнал из претпојачивача се води до главног **појачивача** који повећава амплитуду импулса за 10 (код Гајгер-Милерових бројача) до 10^4 пута (код полупроводничких детектора).

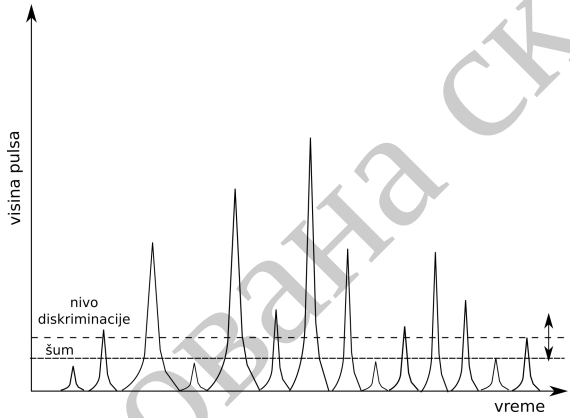
Поред жељеног сигнала у појачивачу се мултипликују и мале флуктуације напона које потичу од шума детектора и електронике. Како би се избегла регистрација таквих импулса детекциони системи садрже **дискриминатор** (DS) који пропушта само импулсе који имају амплитуде изнад минималног задатог напона (види слику 3.4). Након њега импулси се региструју на **бројачу имулса** или **једноканалном анализатору** (SCA). У системима који су поред регистрације радиоактивног зрачења намењени за одређивање његове енергије, импулси се шаљу до **вишеканалног анализатора** (MCA)који омогућава симултано бројање импулса различитих амплитуда. На основу тога се добија зависност броја импулса одређене

[4]Релативни пад напона је на слици вишеструко пренаглашен.

Ауторизована скрипта



Слика 3.3: Детекциони системи



Слика 3.4: Шум и ниво дискриминације

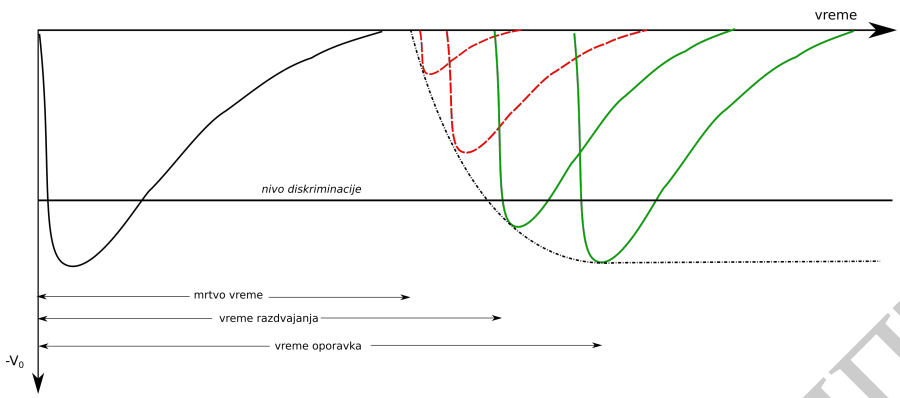
амплитуде од напона која се, након калибрације детекционог система, преводи у енергетски спектар радиоактивног зрачења т.ј зависност броја импулса од енергије зрачења. Спектар се обично приказује на рачунару[5].

3.1.3 Мртво време детектора и детекционог система

Са слике 3.2 се види да импулс брзо достиже максималну амплитуду, док је повратак до напона V_0 знатно спорији. То значи да у већем делу периода опоравка детектор није у стању да региструје улазак радиоактивног зрачења у активну запремину. Време које треба да протекне од регистрације једног догађаја у детектору до појаве новог импулса назива се **мртвим временом детектора** τ (види слику 3.5). Зрачење које уђе у детектор у овом периоду неће бити регистровано, тако да је измерени број догађаја умањен за одређен износ. Мртво време се може изражавати у секундама по импулсу или у процентима. Остали елементи детекционог система имају карактеристично τ; мртво време читавог система одређује еле-

[5] У савременијим детекторским системима MCA се налази у оквиру рачунара

Ауторизована скрипта



Слика 3.5: Мртво време детектора

мент са највећом вредношћу овог параметра[6]. У системима са дискриминатором вредност τ је једнака **времену раздвајања**. Време потребно да пулс досигне максималну амплитуду назива се **временом опоравка**.

Једна од последица постојања мртвог времена јавља се при мерењу извора високе активности, када у се у детектору формира велики број импулса ниских амплитуда које су испод нивоа дискриминације. Тада је број регистрованих импулса је значајно смањен, што доводи до потцењивања активности мереног узорка. У случају да пулсеви у детектор стижу у временским интервалима краћим од времена разлагања може доћи до **нагомилавања пулсева** (*eng. pile-up*). Као последицу тога детектор региструје "комбиновани" импулс чија је амплитуда једнака суми амплитуда сукцесивних пулсева (са одговарајућим уделима). Тако два пулса чије су амплитуде испод границе дискриминације "постају" један који је "прескаче". Овај ефекат је најзначајнији код спектрометарских система, где може довести до погрешног одређивања енергије радиоактивног зрачења.

Одређивање мртвог времена

Најчешће употребљавани поступак за одређивање мртвог времена бројача је **метода два извора**. Она почива на чињеници да су губици при бројању нелинеарни - т.ј. да одброј добијен при истовременом мерењу два извора није једнак суми одброја при појединачним мерењима, при чему се узима да је одброј позадине (шум) R_0 константан. Односно

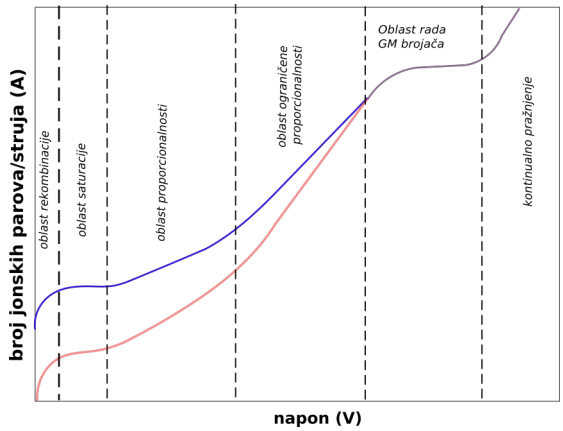
$$R(AB) \neq R(A) + R(B) \tag{3.7}$$

где су R_A и R_B одброји при појединачни мерењима извора A и B, док је R(AB) одброј при истовременом мерењу оба узорка. Неопходно је нагласити да се сва мерења морају изводити под истим условима, односно истом положају и растојању од детектора. Даље, пожељно је да извори имају приближно исте активности јер је у том случају одређивање мртвог времена најпрецизније. Коначна једначина[7] за мртво време је

$$\tau = \frac{R_A + R_B - R_{AB} - R_0}{R_{AB}^2 - R_A^2 - R_B^2} \tag{3.8}$$

[6] Најчешће детектор, док је код спектрометара то вишеканални анализатор
[7] Извођење овог израза дато је у Прилогу XXX

Ауторизована скрипта



Слика 3.6: Зависност струје гасног детектора од примењеног напона

3.2 Гасни детектори

Гасни детектори региструју радиоактивно зрачење на основу ефеката које оно производи у гасној средини. Да би смо размотрили њихов одговор у функцији напона, употребићемо јонизациону комору која се састоји од цилиндричне шупље електроде - катоде дуж чије осе је постављена анода начињена од танке жице дебљине мање од милиметра. Читав систем је испуњен ваздухом или неким другим гасом и изолован од спољашње средине[8]. Напон између аноде и катоде је могуће мењати преко контролисаног напонског извора.

Када честица или електромагнетно зрачење из радиоактивног извора уђе у активну запремину детектора у њему производи носиоце наелектрисања - јонске парове. Динамика њиховог прикупљања и даљи процеси у детектору зависе од врсте зрачења, примењеног напона и врсте гаса у детектору. При малим вредностима напона мали део створеног наелектрисања долази до електрода, док преостали јонски парови подлежу рекомбинацији. Како се напон повећева напон расте и прикупљено наелектрисање на електродама, што се може регистровати као пораст струје у спољашњем колу. После одређеног напона струја достиже константну вредност што указује да је колекција створеног наелектрисања комплетна. Опсег напона у ком је струја из детектора константна назива се **област сатурације**, што се запажа као плато на кривој зависности струје детектора у функцији напона (слика 3.6). У овој области раде **јонизационе коморе**. Даље повећавање напона доводи до повећања кинетичке енергије електрона ($\frac{mv^2}{2} = eU$) тако да у неком трентутку они поседују довољно енергије да би узроковали нове јонизације у гасу - односно настајање секундарних носилаца наелектрисања. Уколико је напон довољно висок да примарни електрони имају довољно енергије да изазову више јонизација, али и да секундарни електрони могу да врше јонизацију у гасу долази до ланчане производње носилаца наелектрисања односно појаве такозване **Таунзендове лавине** (*eng Townsend avalanche*) (слика 3.7а). Јонизација секундарним електронима одвија се непосредно уз аноду због тога што је ту електрично поље максимално. Ако је испуњен услов да је број створних лавина линеарно пропорционалан броју примарних носилаца наелектрисања могуће је одредити енергију енергију радиоактивног зрачења. Опсег напона у коме су ови услови испуњени назива се **област пропорционалности** и у њој раде **пропорционални бројачи**. Даљим повећањем напона улази се у

[8]Неки детектори су отворени према спољашњој средини или су проточни

Ауторизована скрипта

област **ограничене пропорционалности** где позитивни јони, који су услед спорог кретања накупљени око аноде, редукују јачину електричног поља што за резултат има одступање од линеарности[9]. Ако и даље повећавамо напон, густина облака позитивних јона око електроде се значајно повећава што редукује вредност јачине електричног поља, тако да овај феномен одређује судбину лавина у детектору. Када она постане толика да јачина електричног поља падне испод критичне вредности за формирање лавине, за дату вредност примењеног напона број створених лавина остаје и независан од енергије и типа радиоактивног зрачења. То се манифестује као појава **платоа** на кривој I=f(U). На основу овога је јасно да детектори који раде у овој области -**Гајгер-Милерови бројачи (ГМ)** не могу да разликују типове радиоактивног зрачења (т.ј. X-зрачење енергије 100 keV ће u детектору производити импулсе исте амплитуде као и алфа честице енергије 4 MeV). Поред тога, енергија електрона је толика да се, по креирању јонског пара, јон налази у побуђеном стању. Осим тога и у нееластичним сударима може доћи до ексцитације молекула радне средине. Ултраљубичасто зрачење настало деексцитацијом ових врста може довести до јонизације молекула или избијања фотоелектрона из катоде што узрокује појаву нових лавина. Повећање напона изнад ове вредности доводи до појаве континуалног пражњења у детектору.

Видели смо да са повећањем напона расте и амплитуда формираних импулса, а самим тим и осетљивост детектора на радиоактивно зрачење. Последично, мењају се и захтеви са додатним електронским деловима за појачање сигнала. Тако је за пропорционалне бројаче потребан појачивач, док за Гајгер-Милеров детектор, код кога су аплитуде импулса реда волта, он није неопходан.

3.2.1 Јонизационе коморе

Јонизационе коморе су најједноставнији гасни детектори, који су базирани на прикупљању свог наелектрисања које радиоактивно зрачење произведе у запремини детектора. За ралику од пропорционалних и ГМ бројача који раде у пулсном режиму, у већини случајева раде у континуалном режиму - т.ј. преко директног мерења струје. Као радна средина се користе гасови (аргон, хелијум, метан...) код којих се се први јонизациони потенцијал креће између 10-20 eV. Посебна варијанта ових детектора је јонизациона комора отвореног типа (отворена ка ваздуху), која се најчешће користи као дозиметар. При томе она ради у интегралном режиму, т.ј. експозициона доза се одређује на основу наелектрисања прикупљеног у одређено периоду времена. Будући да је генерисано наелектрисање директно пропорционално енергији упадног зрачења, јонизационе коморе се могу користити и за спектрометрију зрачења[10].

3.2.2 Пропорционални детектори

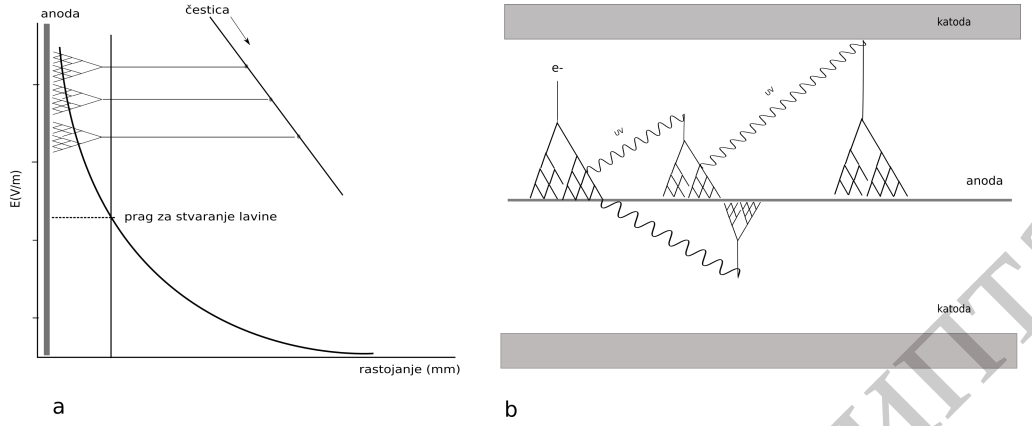
Због постојања секундарне јонизације код пропрционалних детектора број генерисаних носиоца наелектрисања је вишеструко већи него код јонизационих комора,што значи да су излазни импулси значајно већи него код јонизационих комора. То омогућава детекцију и нискоенергетских зрачења, нпр. меког X-зрачења, али и рад без појачивача сигнала. Радни медиум код ових бројача чине племенити гасови, метан или њихова смеша. У специјалној варијанти када је радни гас BF_3 пропоционални бројачи се могу користити као детектори неутрона[11]. Могу радити и проточном режиму када се могу мерити краткоживећи емитери или радон.

[9] Укупан број носилаца наелектрисања је и даље пропорционалан енергији зрачења, али не линеарно.

[10] Због постојања софистицираних детектора јонизационе коморе се ретко користе у ову сврху

[11] Преко нуклеарне реакције $10^B(n,\alpha)$

Ауторизована скрипта



Слика 3.7: Јачина електричног поља у функцији растојања и формирање лавина у пропорционалном детектору

3.2.3 Гајгер-Милеров бројач (ГМ)

Ханс Гајгер је 1908. године конструисао детектор који је био намењен за детекцију алфа зрачења, којег је након вадесет година касније унапредио Милер и омогућио детекцију свих врста радиоактивног зрачења. Састоји се од цеви направљене од метала или стаклене цеви на коју је напарен метални слој који има игра улогу катоде (Слика 3.1b). На оси цеви постављена је анода - танка жица дебљине око 0,1 mm. Запремина ГМ цеви је испуњена радним гасом, најчешће аргоним или неки другим племенитим гасом под сниженим притиском (неколико десетих делова атмосфере). Цев је затворена танким прозором од лаких материјала (лискун, алуминијум...) при чему избор материјала зависи од намене бројача[12]. Радни напон бројача од притиска и врсте гаса у цеви и креће се од неколико стотина до пар хиљада волти. Амплитуда излазних импулса је реда неколико волти тако да рад ГМ бројача не изискује употребу појачивачких елемената.

Плато бројача и избор радног напона бројача

Као што је већ речено ГМ ради у области напона у којој је број регистрованих импулса константан. Од ширине ове области и нагиба платоа зависи избор радног напона бројача. Уколико је изабран пренизак напон бројач неће бити у стању да региструје импулсе; уколико је пак превисок у цеви се јавља континуално пражњење. Да би се одредио плато бројача неопходно је извести експеримент у ком се прати број регистрованих имулса у функцији примењеног напона. Почетна вредност напона треба да буде нешто нижа од декларисаног минималног напона за дату ГМ цев и мења се у једнаким интервалима. Мерење се завршава када након области са релативно константним вредностима одброја дође до пораста броја импулса. Плато се одређује на основу повлачења праве кроз експерименталне тачке (Слика 3.8), узимајући у обзир грешке експеримента (Види главу 4). За платое мале ширине (до 100 V) радни напон се бира на средини платоа, док је за средње дуге платое (до 300 V) радни напон између прве трећине и половине платоа.

Плато бројача није хоризонталан, већ има одређен нагиб који је последица накнадних јонизација и пратећих ефеката у бројачу. Нагиб платоа се одређује као однос разлике одброја

[12] Лискун за мерење извора алфа зрачења, алуминијум за тврдо бета зрачење итд.

Ауторизбна скрипта

на одређеном интервалу платоа и средње вредности одброја на том интервалу

$$S_N = \frac{N_2 - N_1}{N_{sr}} \tag{3.9}$$

Пожељно је да нагиб платоа изражен у процентима буде мањи од 5%. Нагиб платоа бројача треба повремено проверавати. Његово повећање може бити индикација потребе за променом бројачке цеви.

Гашење бројача и време живота бројача

Позитивни јони који настају у бројачкој цеви крећу се ка катоди на којој се неутралишу. При томе долази до ослобађања енергије која је једнака разлици енергије јонизације молекула од ког је јон настао и излазног рада, односно енергије која је потребна да би електрон напустио катоду. Уколико је прва енергија бар два пута већа од излазног рада, са катоде се може емитовати слободни електрон који може проивести нове лавине. Ово може довести до ситуације да бројач континуално региструје импулсе. Да би се ово спречило у радни гас се обично додаје до 10% супстанце са ниским јонизационим потенцијалом и малом енергијом дисоцијације (гасилац). У том случају долаз до транфера наелектрисања између позитивних јона и молекула гасиоца. Када се молекули последњег неутралишу на катоди, вишак енергије се троши на њихову дисоцијацију. Стога се број молекула гасиоца утоку рада бројача непрекидно смањује и то ограничава радни век бројача. Као гасиоци се користе паре етил алкохола, етил формата или халогени гасови. У случају халогених гасова, радни век бројача је практично бесконачан због њихове регенерације.

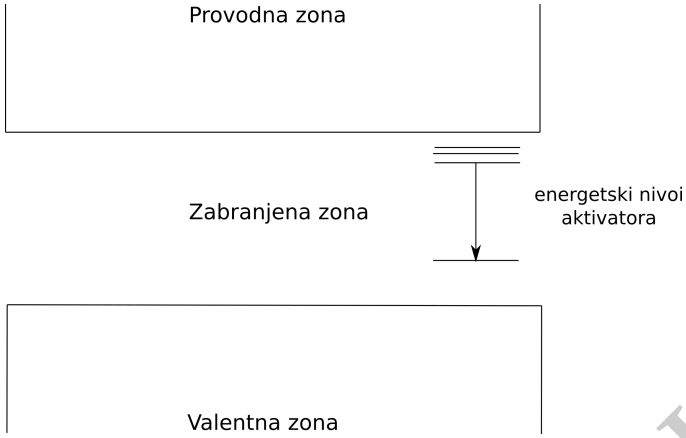
3.3 Сцинтилациони детектори

Сцинтилациони детектори (*lat scintilla* - искра) су базирани на превођењу енегије радиоактивног зрачења у светлосне фотоне, који се даље коришћењем погодних уређаја преводе у струјне или напонске импулсе. Фотони из ултраљубичасте или видљиве области настају у процесу луминисценције молекула сцинтилатора који су претходно екцитовани проласком зрачења кроз материјал сцинтилатора. Идеалне особине које један сцинтилатор треба да поседује су:

1. да са високом ефикасношћу претвара енергију упадног зрачења у светлост која се може детектовати.
2. да конверзија треба да буде линеарна, т.ј. светлосни принос треба да буде пропорционалан енергији депонованој у њему у широком опсегу енергија.
3. да буде транспарентан за светлост коју емитује.
4. да време трајања (живота) луминисценције треба да буде што краће да би се омогућило брзо формирање импулса.
5. да се може произвести у различитим димензијама и облицима.
6. да има погодан индекс преламања (близак индексу преламања за стакло) да би се омогућио што је бољи оптички контакт са уређајима за детекцију емитоване светлости.

Ниједан до сада познати сцинтилатор не испуњава све наведене услове. Сцинтилаторе можемо поделити на органске сцинтилаторе и неорганске кристале који се међусобно разликују по механизму настанка побуђених стања, али и по карактеристикама.

Ауторизована скрипта



Слика 3.8: Енергетски нивои сцинтилатора и активатора

Код **органских сцинтилатора** до емисије светлости долази у процесу флуоресценције - односно при деексцитацији молекула сцинтилатора који су побуђени проласком јонизујућег зрачења. При томе је енергија емитоване светлости мања од енергије ексцитације, што се у спектру запажа као померај спектра флуоресценције ка већим таласним дужинама у односу на спектар апсорбованог зрачења[13].То за последицу има практично потпуну транспарентност материјала сцинтилатора за емитовану светлост. Фуоресценција органских сцинтилатора има кратко време живота, т.ј. емитује се у веома кратком времену након побуђивања (пар до десетак наносекунди). Са друге стране ефикасност конверзије (светлосни принос) је веома мали. Органски сцинтилатори могу бити кристали као што су антрацен и стилбен, раствори органских супстанци, пластичне масе итд. Углавном служе за детекцију алфа и бета зрачења, док се уз модификације[14] могу употребити и за детекцију гама зрачења.

Неорганski кристали се због релативно високог светлосног приноса знатно чешће употребљавају као сцинтилатори[15]. Овакви материјали спадају у полупроводнике или изолаторе, што одређује механизам настајања луминесценције и њено трајање. Код полупроводника и изолатора енергетски нивои организовани у две зоне, валентну и проводну зону (види слику 3.9), које су међусобно раздвојене забрањеном зоном. При проласку зрачења кроз кристал долази до екситације електрона из валентне зоне у проводну зону у којој се он слободно креће кроз читав кристал[16]. У валентној зони остаје упражњено место - шупљина која се понаша као електрон позитивног наелектрисања и као таква може мигрирати кроз кристал. У тренутку када се ови носиоци наелектрисања сретну долази до рекомбинације при чему се емитује светлост из ултраљубичасте области. Иако је у принципу могуће да се ова светлост региструје помоћу погодних уређаја то се користи из два разлога. Прво, рекомбинација тако насталих електрона и шупљина је мали вероватан догађај. Друго, енергија емитоване светлости је веома блиска енергији побуђивања, па постоји могућност њене апсорцпије у самом кристалу. Стога се у процесу формирања кристала додаје мала количина **активатора** који има нижу енерију јонизације од енергије побуђивања, и заузима место у кристалној решетки сцинтилатора. При томе се активатор бира тако да му нивои по

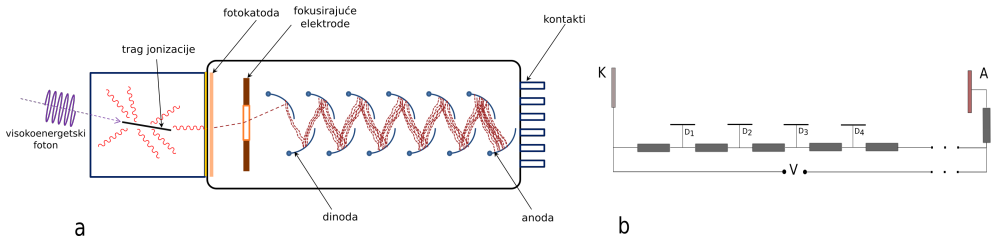
[13]Више о механизму настанак флуоресценције у прилогу XXX

[14]Због веома мале вероватноће фотоефекта у органским материјалима одређивање гама зрачења није могуће. Зато се се додају метали великом редног броја

[15]Иако је време живота флуоресценције реда делова микросекунде

[16]Практично ради се о јонизацији

Ауторизовани скрипта



Слика 3.9: а)Шема фотомултипликатора и б)електрично коло за напајање електрода

енергији одговарају забрањеној зони кристала; најчешће коришћени активатор је талијум. Када шупљина мигрирајући кроз кристал наиђе на атом активатора преузима његов електрон,при чему он добија позитивно наелектрисање. У сусрету мигрирајућег електрона са таквим центром долази до рекомбинације, при чему се емитује светлост из видљивог дела спектра која одговара спектралним опсегу већине уређаја за детекцију светлости.

Најчешће коришћени неорганski сцинтилатор је натријум јодидни кристал са талијумом као активатором, највише због супериорног светлосног приноса у односу на остале комерцијално доступне сцинтилаторе као што су CsI(Tl) или антрацен. Израђује се у облику ваљака различитих димензија кристализацијом из раствора NaI високе чистоће у који је додато 10^{-3} молских делова талијума. Стварна (својствена) ефикасност дефинише се као однос броја импулса које детектор забележи и броја гама зрака који пада на детектор. Она зависи од енергије зрачења (опада са порастом енергије)[17], димензија детектора и растојања од радиоактивног извора од детектора.

3.3.1 Фотомултипликатори

Фотомултипликатори су уређаји који слабе светлосне импулсе претварају у струјне чију амплитуду појачавају до нивоа који омогућава рад електронских појачивача или понекад директну регистрацију импулса. Састоје се од фотокатоде, фокусирајућих електрода, система секундарних катода-динода и аноде; цео систем је затворен у стаклену цев и вакумиран. Упрошћена шема једноставнијег типа мултипликатора и система за електрично напајање његових електрода дата је на слици 3.10. Фотокатода може да буде плочица од метала са ниским излазним радом или је полупровидни метални слој напарен на стакло (прозор фотомултипликатора). Међутим, излазни рад већине метала је већи од 3 eV што представља енергију плаве светлости коју емитује већина сцинтилатора. Због тога се као фотокатода користе различите комбинације полупроводника. Светлост која падне на фотокатоду из фотоелектричним ефектом избија електроне, који због разлике у потецијалу бива убрзан ка фокусирајућој електроди. Фокусирани електрони падају на прву диноду, која се налази на вишем позитивном потенцијалу у односу на фокусирајућу електоду. Из ње електрони избијају нове електроне који након тога бивају привучени потенцијалном разликом ка следећој диноди; разлика у потенцијалима између динода обезбеђује се разделником напона (види слику 3.10б). Процес се понавља и на следећим динодама при чему број електрона сукцесивно расте па се на крају од једног електрона емитованог из катоде добије 10^6 електрона[18]. Они се прикупљају на аноди у чијем се колу услед присуства великог отпора (и

[17] Нпр. за кристал димензија 3x3" и растојање извор-детектор 0,5 mm за енергију од 0,5 MeV је 12%, док је за 1 MeV око 4%.

[18] За један типични светлосни импулс из сцинтилатора који садржи неколико стотина фотона може се добити и до 10^8 електрона

Ауторизована скрипта

паразитске капацитивности) формира напонски импулс. Његова величина је директно пропорционална броју емитованих фотона емитованих у сцинтилатору, а самим тим и енергији упадног зрачења.

Фотомултипликатор је у директном оптичком контакту са чврстим сцинтилатором који је унапређен постојањем слоја силиконског уља. Овај склоп[19] се поставља у алуминијумско кућиште и обезбеђен од продора светлости. Ово је изузетно значајно, јер би излагање фотокатоде под напоном великом броју светлосних фотона из окружења довело до прегоревања фотомултипликатора.

3.3.2 Претпојачивачи и појачивачи

Чињеница да је амплитуда импулса из сцинтилационе сонде пропорционална енергији упадног зрачења представља основу за њено коришћење у спектрометрији зрачења. Да би се импулси из сонде могу регистровати и анализирати неопходно је њихово појачање, што се постиже у два корака. **Претпојачивач** обезбеђује први степен појачања које је неопходно за стабилан рад главног појачивача. Поред тога он обезбеђује пренос импулса без редукције амплитуде до линеарног појачивача, који се из разлога безбедности често налази на већем растојању од претпојачивача. Да би смањили губици у преносу услед капацитивног оптерећења, он се кратким коаксијалним каблом везује за сцинтилаторску сонду или је чешће смештен у самој сонди.

Појачивач има улогу у обликовању и повећању амиплитуде пулсева. Ако се детектор користи као спектрометар, неопхоно је да буде линеаран - односно да даје пулсеве чије су амплитуде пропорционалне излазним ампилтудама из претпојачивача. Пулсеви на излазу из појачивача могу бити позитивне или негативне поларности и обично имају амплитуде у области 0-10 V. Степен појачања који се добија се креће од између 100 и 5000 и могуће је га је ручно подешавати коришћењем грубих и финих потенциометара.

3.3.3 Једноканални и вишеканални анализатор

Под спектрометријом зрачења подразумева се одређивање расподеле интезитета зрачења у функцији његове енергије (таласне дужине, фреквенције, таласног броја). Како су амплитуде излазних импулса из појачивача пропорционалне енергији упадног зрачења, задатак спектрометрије се своди на утврђивање броја импулса дате амплитуде и повезивање вредности амплитуда са енергијом зрачења - енергетску калибрацију. Прво је могуће остварити на два начина: коришћењем једноканалне и вишеканалне анализе. О енергетској калибрацији сцинтилационог спектрометра биће речи у наредном одељку.

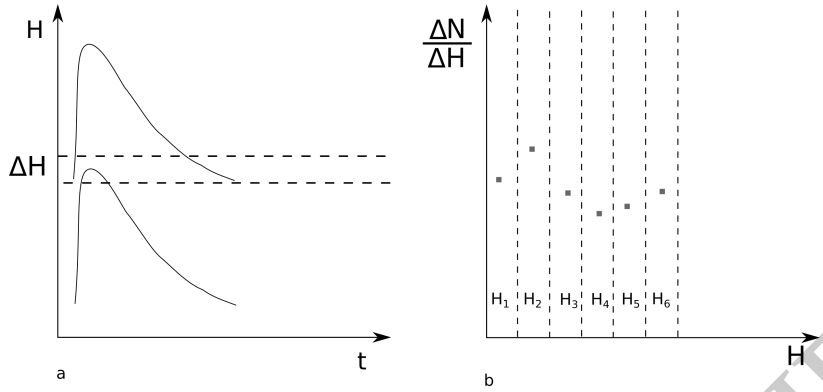
Код једноканалне спектрометрије се прво се читав опсег амплитуда подели на паран број једнаких делова. Број делова треба да буде 2^n. Колики ће бити број n зависи од резолуције сцинтилатора и расте са њом. Појединачни део се назива каналом а његова ширина ΔH дата је у волтима. Затим је преко потенциометра потребно сукцесивно мењати канале, при чему позиција на спектрометру представља центар канала **H**, и очитати (обично на дигиталном дисплеју) број регистрованих амплитуда ΔN за сваки од канала. На тај начин добија се дијаграм $\frac{\Delta N}{\Delta H} = f(H)$ на слици 3.10б.

Овакав начин добијања дијаграма изискује доста времена, поготово ако се ради са већим бројем канала. Данас се овај проблем решава коришћењем вишеканалних анализатора.

Први ступањ **вишеканалне анализе** је конверзија импулса у дигитални облик коришћењем аналогно-дигиталног конвертора. Дигитални сигнал се након корекције облика шаље

[19] Назива се и сцинтилационом сондом. У случају коришћења течних сцинтилатора обично се употребљава више мултипликатора.

Ауторизована скрипта



Слика 3.10: а)Принцип рада једноканалног анализатора и б)број регистрованих ампитуда у каналу ширине ΔH у функцији амплитуде

до система који врши детекцију, дискриминацију и елиминацију нагомилавања пулсева и даље се после логичког кола складишти у дигиталну меморију. Након тога је дијаграм могуће приказати на екрану.

3.3.4 Спектрометрија гама зрачења помоћу сцинтилационог детектора

Да би неки детектор могао да се користи у сврху спектрометрије гама зрачења треба да да испуни (минимално) два услова:

1. мора да игра улогу конверзионог медијума у коме гама фотони имају довољну вероватноћу да у интеракцијама дају један или више брзих електрона.

2. мора детектовати тако настале електроне.

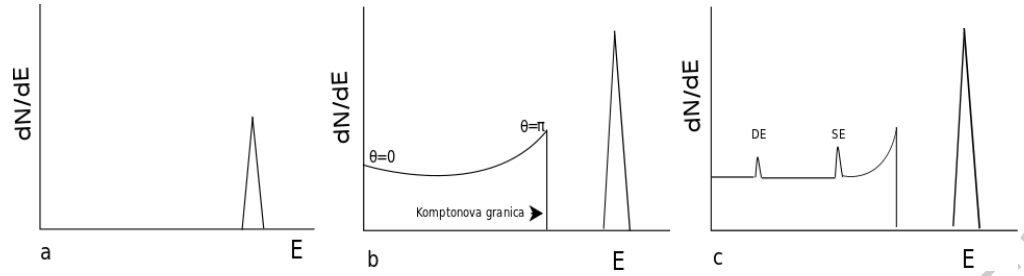
Максимална енергија електрона која настаје у интеракцијама једнака је енергији гама зрачења, што обично износи пар MeV. Домет таквих електрона у медијуму сцинтилатора је пар милиметара, што намеће услов да минимална димензија кристала већа од ове вредности (обично око 1 cm). Закочно зрачење које настаје дуж трага електрона обично има малу продорност.

У потпоглављу 2.5 описани су процеси путем којих γ-зрачење интерагује са материјом. При нижим енергијама доминира фотоефекат који резултује емисијом електрона из унутрашњих љуски атома чија је енергија једнака разлици енергије гама зрачења и енергије везивања електрона[20]. Дакле у оваквом догађају се коплетна енергија гама зрачења преда детектору. То се у гама спектру запажа као појава максимума (пика) који се назива **пиком тоталне апсорпције или фотопиком** (слика 3.11а).

У Комптоновом ефекту долази до интеракције са електронима из валентних љуски атома при чему долази до смањења енергије γ-фотона. Емитовани електрони имају континулну расподелу коју карактеришу максимална и минимална енергија које зависе од правца њихове емисије у односу на гама фотон (види једначину 2.12). У случају чеоног судара, када је угао између праваца кретања расејаног фотона и електрона $\theta = \pi$, Комптонски електрони

[20] Карактеристично X-зрачење које при томе настаје у потпуности се апсорбује у материјалу детектора.

Ауторизована скрипта



Слика 3.11: Изглед гама спектра добијеног помоћу сцитилационог спектрометра у случају да је а) сва енергија зрачења депонована у материјалу сцинтилатора што се манифестује појавом фотопика, b) део гама фотона расејаних у комптовској интреракцији напусти детектор и c) анихилациони фотони напуштају детектор

имају максималну енергију. У веома реким догађајима и расејани фотон и електрон имају исти правац кретања. Енергија електрона у овом случају је минимална. Обзиром да до расејања може доћи у целом просторном углу и да расејани фотон може напустити детектор, у спректру се депозиција енергије Комптоновских електрона се у спектру запажа као континуум (Слика 3.11b).

Вероватноћа процеса стварања парова постаје значајна када је енергија упадног γ-зрачења већа од 3 MeV. Створени парови ће у материјалу детектора подлећи процесу анихилације, при чему се у супротним смеровима емитују фотони енергија 0,511 MeV.

Од димензија и геометрије сцинтилаторског кристала зависиће изглед гама спектра. Уколико је детектор веома великих димензија упадно и расејано зрачење, те анихилациони фотони у потпуности се апсорбују у запремини детектора. У спектру тада егзистира само пик тоталне апсорпције. У реалном случају фракција расејаног гама зрачења које може напустити детектор, у ком случају се заправо и запажа Комптонски континуум (Слика 3.11b). Такође један или оба анихилациона фотона могу "побећи" из детектора, при чему се у спектру јављају пик једноструког избегавања (*eng. single escape peak*) или пик двоструког избегавања (*eng. double escape peak*). Први се јавља на енергији која је од енергије фотопика мања за 0,511 MeV, а други на енегији умањеној за 1,022 MeV (види слику 3.11c).

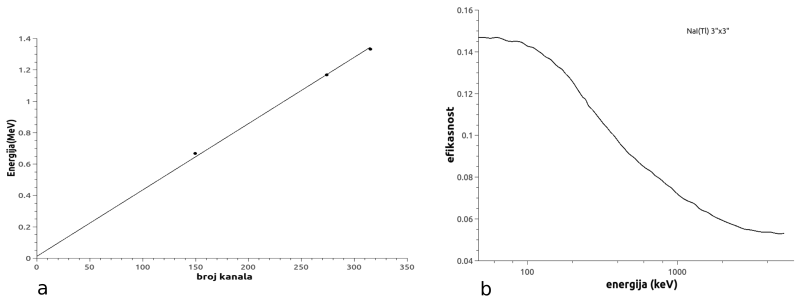
3.3.5 Енергетска калибрација детектора

Да би се спектар из домена напона превео у енергетски домен неопходна је калибрација детектора. Као калибрациони извор користи се радионуклид са познатом дистрибуцијом фотопикова у спектру. То може бити ^{226}Ra или други радионуклиди. Комерцијално су доступне и посебно направљене смеше радионуклида намењене за калибрацију спектрометара. Резултат калибрације је дијаграм E = f(V) који се фитује линеарном функцијом (слика 3.12a).

3.3.6 Калибрација детектора на ефикасност

Ефикасност детекције гама зрачења највише зависи од геометрије прикупљања спектра и енергије зрачења. За фиксну геометрију ефикасност детекције у функцији енергије представља криву која има максимум при ниским енергијама, да и затим по прибилижно експоненцијалном закону опадала ка вишим енергијама (слика 3.12b). Да би се одредила ова зависност потребан је калибрациони извор познате апсолутне активности са погодном

Ауторизована скрипта



Слика 3.12: Енергетска калибрација NaI детектора а) и дијаграм зависности ефикасности детекције од енергије за 3"x3" NaI

дистрибуцијом фотопикова. Подаци о ефикасности детектора су потребни за одређивање активности радионуклида, односно њихову квантификацију.

3.3.7 Квантификација радионуклида помоћу гама спектрометрије

Кванификација радионуклида је могућа захваљујући чињеници да је површина испод фотопика пропорционална његовој активности у узорку. Површина испод пика се одређује као производ његове висине и ширине на половини висине (*eng. full with at half-maximum-FWHM*). Да би се израчунала активност, поред ефикасности детекције, неопходно је познавати и апсолутну ефикасност која преставља вероватноћу гама емисије у току радиоактивног распада датог радионуклида и могуће је наћи у таблицама. Активност радионуклида је дата као

$$A = \frac{P_{FP}}{\epsilon_{det} \cdot \epsilon_{aps}} \tag{3.10}$$

3.3.8 Полупроводнички детектори и спектрометри

Ако се полупроводници n (доминантни носиоци наелектрисања електрони) и p типа (доминантни носиоци наелектрисања шупљине) доведу у контакт, због миграције шупљина у n-тип и електрона у p-тип и њихове рекомбинације, уз додирну површину ће се формирати слој без носиоца наелектрисања (тзв. деплециони слој). Уколико се овакав систем, који се назива pn диодом, инверзно веже на извор високог напона извор дођи ће до повећање ширине овог слоја. Јонизујуће зрачење које уђе у овај слој, производи парове електрон шупљина који се крећу ка одговарајућим половима диоде формирајући у спољашњем колу струјни импулс чија амплитуда је пропорционална енергији зрачења. Струјни импулс се даље мери/анализира на сличан начин као код сцинтилационе спектрометрије. Полупроводнички детектори се најчешће праве од германијума или силицијума високе чистоће, при чему се први користе у гама спектрометрији, а други у спектрометрији алфа и бета зрачења.

Ауторизована скрипта

Глава 4

Статистика и грешке код мерења активности

4.1 Статитика мерења

Радиоактивни распад је насумичан процес па је било какво мерење активности у извесној мери подложно статистичким флуктуацијама, због чега оне представљају неизбежан извор несигурности у свим мерењима нуклеарног зрачења. Стога се примењује статистички апарат (тзв. статистика мерења) који нам омогућава да предвидимо статистичку несигурност и израчунамо тачност мерења.

Нека је сет n резултата мерења $x_1, x_2, x_3, ...x_n$. На основу ових вредности могуће је израчунати суму свих резултата, као и средњу експерименталну вредност мерења

$$\Sigma = \sum_{i=1}^{n} x_i \tag{4.1}$$

$$\overline{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} x_i \tag{4.2}$$

Уобичајено је да сетови података представљају преко **функције расподеле учестаности P(x)** која преставља фреквенцију са којом се одређене бројне вредности јављају у сету података

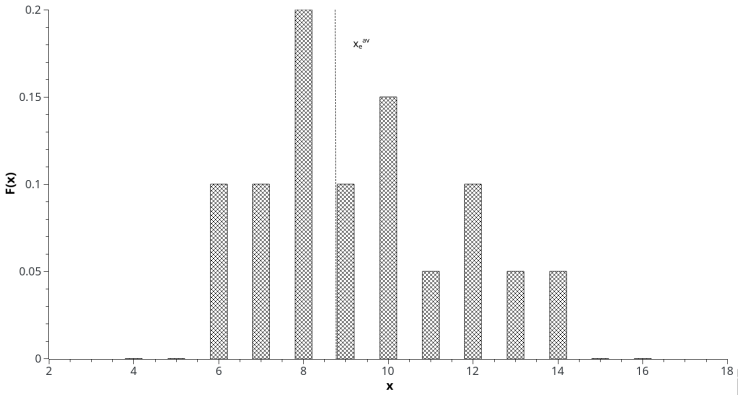
$$P(x) = \frac{k}{n} \tag{4.3}$$

где k представља број понављања одређене вредности у сету података. Расподела је сама по себи нормирана, т.ј.

$$\sum_{x=0}^{n} P(x) = 1 \tag{4.4}$$

Графички приказ расподеле дат је на слици 3.13. Са слике се види да су подаци скоро симетрично распоређени око експерименталне средње вредности, док облик расподеле указује на степен флуктуације у сету података. Експерименталну средњу вредност је могуће израчунати и преко функције расподеле учестаности

Ауторизована скрипта



Слика 4.1: Функција дистрибуције учестаности на генерисаном сету података. x_e^{av} представља експерименталну средњу вредност

$$\overline{x}_e = \sum_{i=0}^{n} xP(x) \tag{4.5}$$

Варијанса, која представља меру средњег одступања чланова сета података од средње вредности, се такође може добити помоћу ове функције

$$s^2 = \sum_{x=0}^{n} (x - \bar{x})^2 P(x) \tag{4.6}$$

Величина σ

$$\sigma = \sqrt{s^2} = \sqrt{\sum_{x=0}^{n} (x - \bar{x})^2 P(x)} \tag{4.7}$$

представља стандардну девијацију на скупу података. Из претходне три једначине следи да се особине скупа експерименталних података могу добити ако познајемо P(x).

У пракси су од интереса три облика функције дистрибуције учестаности. Да би се израчунале њихове вредности неопходно је познавати укупан број мерења n (укупан број догађаја) и вероватноћу да појединачно мерење доведе до успешног исхода p. У случају праћења понашања радиоактивног језгра у току времена последњи параметар представља вероватноћу радиоактивног распада и дат је изразом $(1 - e^{-\lambda t})$.

Биномна расподела

$$P(x) = \frac{n!}{(n-x)!x!} p^x (1-p)^{n-x} \tag{4.8}$$

се широко примењује за све процесе које карактерише константно p. Међутим њено израчунавање је непрактично за велики број догађаја што је чест случај при мерењу радиоактивности.

Поасонова (Siméon Denis Poisson) расподела представља гранични случај биномне расподеле када је вероватноћа повољног догађаја константна и мала. Овака случај имамо када

Аутоматизована скрипта

је време мерења активности много мање од времена полураспада радионуклида. Ова расподела је дата изразом

$$P(x) = \frac{(pn)^x e^{-pn}}{x!} \tag{4.9}$$

Уколико овај израз заменимо у једначину 4.5 и извршимо сумирање као резултат добићемо

$$\bar{x} = \sum_{x=0}^{n} xP(x) = pn \tag{4.10}$$

Комбиновањем једначина 4.4 и 4.6 добијамо

$$s^2 = \sum_{x=0}^{n} (x - \bar{x})^2 P(x) = pn \tag{4.11}$$

На основу поређења са 4.10 i 4.7 следи да је

$$s^2 = \bar{x} \tag{4.12}$$

$$\sigma = \sqrt{\bar{x}} \tag{4.13}$$

Исти резултат се добија уколико би смо уместо Поасонове користили Гаусову расподелу. Резултат мерења активности се представља као

$$A = A_{izm} \pm \sqrt{A_{izm}} \tag{4.14}$$

На исти начин се изражава резултат мерења релативне активности.

4.2 Корекције код мерења активности узорака коначних димензија

4.2.1 Корекција на самоапсорпцију у узорку

Када је у претходним одељцима било речи мерењу активности сматрало се да је извор зрачења тачкаст, односно да су димензије извора много мање од његовог растојања до детектора[1]. У пракси радиоактивни извори могу имати најразличитије облике и дебљине. Последњи параметар је посебно значајан при мерењу узорака који емитују алфа за које дебљина узорка треба да буде неколико μm. У случају бета зрачења може доћи до апсорпције дела електрона у материјалу узорка, што резултује у мањој измереној активности. Ова појава се назива **самоапсорпцијом бета зрачења** и значајна је код узорака који садрже нискоенергетске бета емитере (E_{max}<0,4 MeV). Једначином 2.7 (поглавље 2.4) дат је израз којим је дат интезитет пропуштеног снопа електрона у функцији дебљине апсорбера. Аналогно томе можемо писати да је измерена релативна активност R_{izm} неког радиоактивног извора дата као

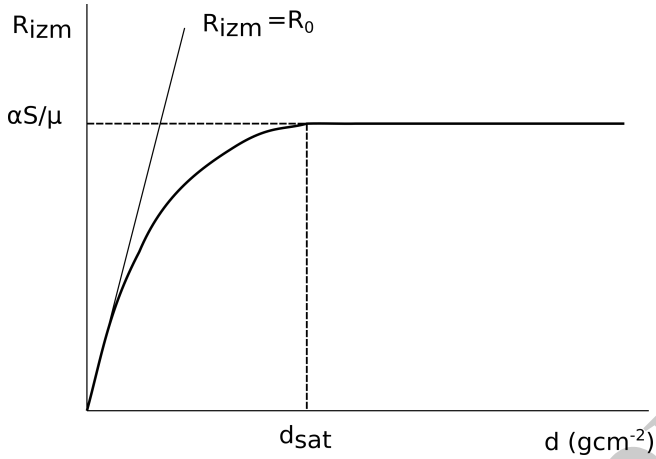
$$R_{izm} = R_n e^{-\mu x} \tag{4.15}$$

где R_n представља релативну активност у одсуству самоапсорпције. Она се може представити и као специфична активност α слоја узорка површине S и бесконачно мале дебљине x

$$R_n = \alpha S x \tag{4.16}$$

[1] Детектор понаша као да сво зрачење које региструје потиче из једне тачке.

Ауторизована скрипта



Слика 4.2: Зависност измерене релативне активности у функцији дебљине узорка који садржи радионуклид који емитује бета зрачење

при чему је x изражено у cm^2/g, а S у cm^2, док је специфична активност дата у imp $min^{-1}g^{-1}$. Заменом ове релације у једначину 4.15 и њеним приказивањем у диферерециjалном облику добијамо

$$dR_{izm} = \alpha S e^{-\mu x} dx \tag{4.17}$$

Интеграцијом овог израза

$$\int_0^{R_{izm}} dR_{izm} = \alpha S \int_0^d e^{-\mu x} dx \tag{4.18}$$

добијамо

$$R_{izm} = \frac{\alpha S}{\mu}(1 - e^{-\mu d}) \tag{4.19}$$

где су μ масени апсорпциони коефицијент за електроне у материјалу узорка у cm^2/g, а d дебљина узорка у g/cm^2.

Дата једначина има два гранична случаја (види слику 4.2). За мале дебљине узорка важи $R_{izm} = R_0$ тако да измерена релативна активност расте са дебљином узорка. Ако пак дебљина узорка тежи бесконачности, R_{izm} тежи константној (сатурационој) вредности.

$$\lim_{d\to\infty} R_{izm} = R_{sat} = \frac{\alpha S}{\mu} \tag{4.20}$$

Вредност d_{sat} при којој R_{izm} достиже константну вредност обично износи 3/4 максималног домета електрона дате енергије. Помоћу R_{sat} могуће је израчунати специфичну активност узорка. Комбинацијом једначина 4.16 и 4.19 добијамо

$$R_n = R_{izm}\frac{\mu x}{(1 - e^{-\mu x})} \tag{4.21}$$

Израз

$$K_{sa} = \frac{\mu x}{(1 - e^{-\mu x})} \tag{4.22}$$

$$K_{sa} = \frac{R_n}{R_{izm}} \tag{4.23}$$

Ауторизована скрипта

дефинише **корекциони фактор на самоапсорпцију**. Ако релацију 4.16 заменимо у 4.23 добија се

$$K_{sa} = \frac{\alpha S x}{R_{izm}} \tag{4.24}$$

Узимањем у обзир 4.20 имамо

$$K_{sa} = \frac{R_{sat}}{R_{izm}} \mu x \tag{4.25}$$

Да би се одредио K_{sa} неопходно је за више дебљина узорка x измерити вредност R_{izm} и са графика R_{izm}=f(x) одредити R_{sat}. Уз познавање масеног апсорпционог коефицијента за електроне за дати узорак могуће је израчунати вредност K_{sa} и конструисати дијаграм K_{sa}=f(x) и користити га за очитавање овог параметра за различите дебљине узорка датог μ.

4.2.2 Корекција на одбијање од подлоге

При мерењима активности неког извора, детектор би требао да региструје само честице емитоване у његовом смеру у делу просторног угла. Уколико се извор налази на подлози-носачу, која може бити стаклена посуда или метална плочица, део честица емитованих у смеру супротном од детектора може се одбити од подлоге, односно претрпети расејање уназад (*eng backscattering*), и доспети до детектора. Због тога ће детектор регистровати нешто већу активност од стварне, па је неопходно добијене вредности кориговати помоћу **фактора одбијања од подлоге** K_b. Овај фактор се дефинише као

$$K_b = \frac{R_{bp}}{R_{sp}} \tag{4.26}$$

где су R_{bp} и R_{sp} релативне активности измерене за узорак без подлоге иза узорак са подлогом. Да би се вредност одброја кориговала на овај ефекат потребно је помножити са K_b

Фактор K_b зависи од енергије емитованих честица и редног броја материјала подлоге.

Ауторизована скрипта