

4. ПРЕДАВАЊЕ

4. ИНТЕРАКЦИЈА ФОТОНА СА МАТЕРИЈОМ

4.1. Увод: Фотон: талас и честица. Таласни карактер светлости

Чињеница да светлост може да се посматра као таласни феномен је потврдјена у експериментима интерференције у 17. и 18. веку, од стране холандског физичара Хајгенса и енглеског Young-а. У 19. веку откривена је физичка природа ових таласа; то су електромагнетни таласи и описани су *Maxwellovim* једначинама. Они се карактеришу векторима електричног E и магнетског поља B и показују периодичност са фреквенцијом ω .

Године 1885., теорија електромагнетских појава је комплетирана формулисањем *Maxwell* ових једначина. Две године касније (1887) *Hertz* је демонстрирао да се такви таласи могу произвести у лабораторији као емисија са осцилујућег дипола. Према *Maxwellu*, електрично и магнетско поље се простиру брзином светлости са наелектрисања које се убрзава. Наелектрисање које се убрзава емитује, зрачи енергију. Емисија светлости у моделу осцилатора је резултат високофреквентних осцилација којима је подвргнута наелектрисана честица. При апсорпцији и расејању светлости, инцидентни електромагнетски талас ексцитује осцилаторе принудним осцилацијама. Ова класична *Maxwell* ова теорија омогућује прецизно рачунање електромагнетских таласа који се емитују у радио и радарским антенама. Штавише, у потпуности описује таласне особине електромагнетског зрачења, на пример интерференцију и дифракцију.

4.2. Механизми интеракције фотона са материјом

За разлику од наелектрисаних честица, фотони су електрично неутрални и не губе енергију непрекидно при продирању кроз материју. Они могу да продју извесно растојање пре интеракције са атомом. Шта више, како дубоко ће дати фотон продрети у материју је одредјено статистиком, тј. вероватноћом интеракције по јединици предјеног растојања, што зависи од особина медијума и енергије фотона.

Томсон-ово и *Releigh*-ево расејање су два процеса којима фотони интерагују са материјом без значајније предаје енергије. У Томсоновом расејању претпоставља се да је електрон слободан, осцилује класично под утицајем електричног вектора електромагнетног таласа. Осцилујући електрон одмах емитује зрачење (фотоне) исте фреквенције као инцидентни талас. Укупан ефекат Томсоновог расејања, које је еластично, је преусмеравање инцидентних фотона без трансфера енергије средини.

Рејлијево расејање фотона резултат је интеракције са атомом у целини. Угао расејања је обично веома мали и такође не постоји знатан губитак енергије фотона.

Главни механизми депозиције енергије фотона у материји су: **фотоелектрична апсорпција, Комптоново расејање, процес производње парова и фотонуклеарне реакције.**

4.2.1. Фотоелектрични ефекат

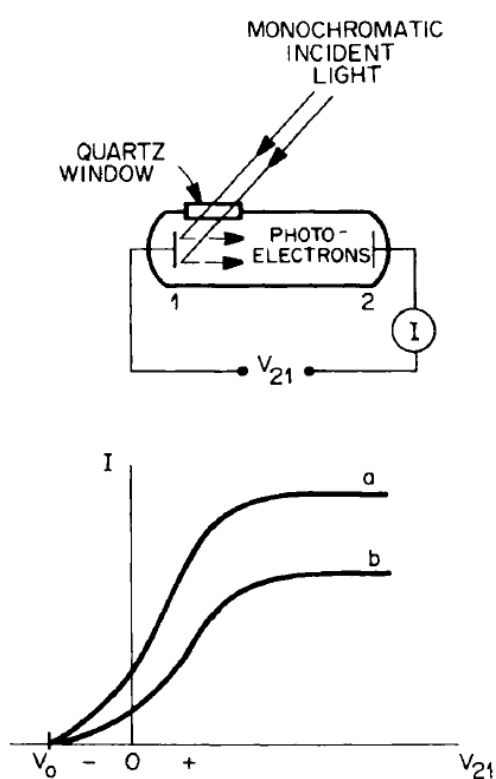
Избацивање електрона са површине метала услед апсорпције светлости се назива фотоелектрични ефекат. Фотоелектрични ефекат се може једноставно демонстрирати помоћу уредјаја приказаног на слици 4.1. Монохроматска светлост пролази у евакуисану стаклену цев кроз кварцни прозор (који дозвољава коришћење ултраљубичасте светлости) што изазива избацивање фотоелектрона. Електрода 1 се може направити од материјала које се жели проучавати, или може бити превучена њиме. Струја I која тече за време озрачивања се може мерити у зависности од потенцијала V_{12} примењеног између две електроде 1 и 2 у цеви. Криве 1 и 2 представљају резултате добијене за два различита интензитета упадне светлости. Ако је површина озрачена, биће неке струје, чак и ако је $V_{12}=0$. Када је V_{12} позитивно и када расте, ефикасност сакупљања електрона на електроди 2 расте, струја се повећава до сатурације (платоа) када су сви електрони сакупљени. Количник струја засићења је једнак релативном интензитету светлости коришћеној за добијање кривих (а) и (б).

Када се поларитет потенцијала преокрене ($V_{12}<0$) на фотоелектроне избачене са катоде делује одбојна Кулонова сила. Повећавајући негативни потенцијал може се учинити да само најенергетскији електрони могу доспети до електроде 2, што утиче на смањење струје I . Независно од интензитета светлости фотоелектрична струја се доводи на нулу када напон достигне вредност V_0 , што се назива

закочни потенцијал. Потенцијална енергија eV_0 , где је e наелектрисање електрона, једнака је максималној енергији T_{max} , фотоелектрона:

$$T_{max} = eV_0 \quad (4.1)$$

Зауставни потенцијал варира линеарно са фреквенцијом ν монохроматске светлости. Испод прага фреквенције ν_0 , нема емисије фотоелектрона без обзира како се повећавао интензитет. Вредност ν_0 зависи од метала који се користи за електроду 1.



Слика 4.1. Експериментални уређај за проучавање фотоелектричног ефекта. Електрода 1 се осветљава монохроматском светлошћу интензитета и мери се интензитет струје I у зависности од потенцијалне разлике V_{12} између електрода

1 и 2. Криве (а) и (b) представљају два различита интензитета инцидентне светлости

Фотоелектрични ефекат је од историјског значаја. Експериментални резултати су били у нескладу са класичном таласном теоријом светлости, која је била врло успешна у другој половини XIX века. На основу таласног концепта, може се очекивати да максимална кинетичка енергија фотоелектрона, T_{max} у једначини (4.1) расте са интензитетом светлости. Чак је нађено да је V_0 за метал независно од интензитета (Сл. 4.1). Могло се очекивати да се изврстан број фотоелектрона емитује применом светлости било које енергије, ако се интензитет довољно појача. Међутим, праг ν_0 постоји за сваки метал.

Да би објаснио фотоелектрични ефекат, Ајнштајн је 1905. године **предложио** да инцидентна светлост доспева у облику кваната (фотона), који имају енергију $E=h\nu$, где је h Планкова константа. Он је даље претпоставио да се фотоелектрон производи када један електрон у металу потпуно апсорбује фотон. Кинетичка енергија T са којом се фотоелектрон емитује из метала је једнака енергији фотона минус енергија ϕ коју електрон утроши да би изашао са површине:

$$T = h\nu - \phi \quad (4.2)$$

Енергија ϕ може потицати од сударних губитака (зауставне моћи) и од рада потребног да се савладају привлачне силе које држе електроне у металу. Минимална енергија ϕ_0 назива се радна функција метала је потребна да се уклони најслабије везан електрон са површине метала. Максимална кинетичка енергија таквог фотоелектрона је дата са

$$T_{max} = h\nu - \phi_0 \quad (4.3)$$

Ајнштајн је добио Нобелову награду 1921. године "за допринос математичкој физици а нарочито за његово откриће закона фотоелектричног ефекта".

Вероватноћа производње фотоелектрона када светлост удара на атом је јако зависна од атомског броја Z и енергије фотона $h\nu$. Највећа је за материјале са високим атомским бројем Z и на ниским енергијама фотона са фреквенцијом изнад прага. Вероватноћа се мења као $Z^4/(h\nu)^3$.

4.2.1.1. ЗАХТЕВИ ЗА ОДРЖАЊЕМ ЕНЕРГИЈЕ И ИМПУЛСА ПРИ АПСОРПЦИЈИ ФОТОНА ЕЛЕКТРОНОМ

Као и код наелектрисаних честица, када је енергија пренета од фотона атомском електрону велика у поређењу са његовом енергијом везе, електрон се може третирати као иницијано слободан и у миру. Сада ћемо показати да конзервација енергије и импулса забрањује апсорпцију фотона од стране електрона под овим условима. Тако, везаност електрона и његова интеракција са остатком атома је битна да би се догодио фотоефекат. Међутим, фотон се може расејати на слободном електрону уз смањење енергије (Комптонов ефекат) или без промене енергије (Томпсоново расејање).

Ако електрон, иницијално слободан и у миру (енерија мировања mc^2) апсорбује фотон енергије $h\nu$ и импулса $h\nu/c$ (Appendix C) онда закони очувања енергије и импулса дају:

$$mc^2 + h\nu = \gamma mc^2 \quad (4.4)$$

и

$$h \frac{v}{c} = \gamma mc \beta \quad (4.5)$$

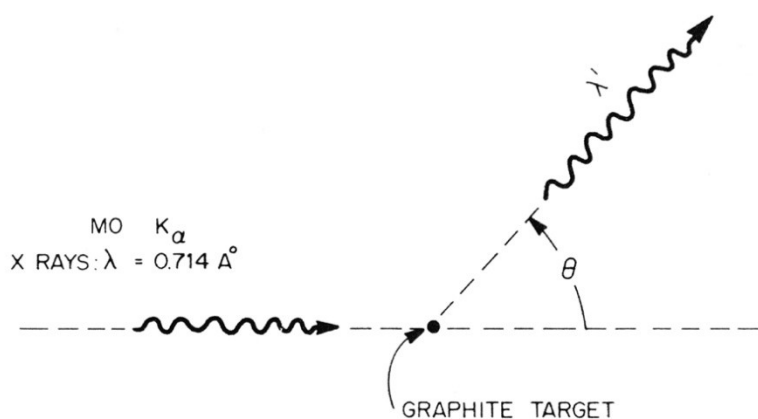
Овде је $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ релативистички фактор и $\beta = v/c$ је количник брзине електрона после апсорпције и брзине светлости. Множећи обе стране једначине (4.4) са c и одузимајући од (4.5) добиће се

$$mc^2 = \gamma mc^2 (1 - \beta) \quad (4.8)$$

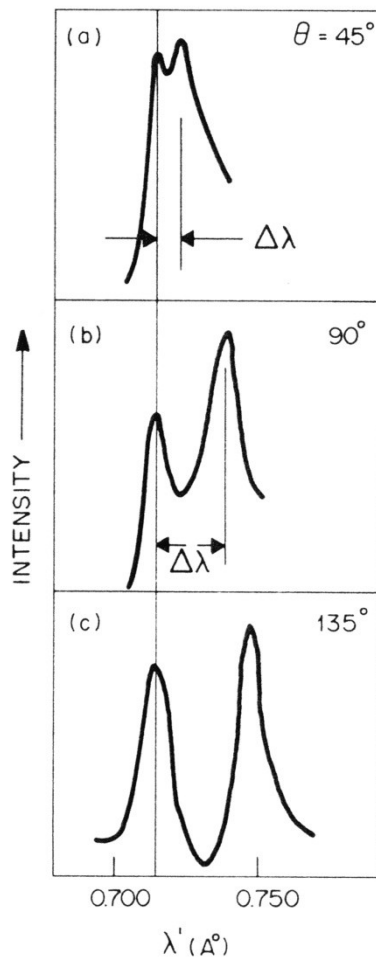
Ова једначина има тривијално решење $\beta=0$ и $\gamma=1$, што једначину (4.4) своди на услов $h\nu=0$. Закључујемо да се фотоелектрични ефекат догађа услед тога што апсорбујући електрон интерагује са језгром и осталим електронима у атому чиме се очувава импулс.

4.2. 2. КОМПТОНОВ ЕФЕКАТ

Слика 4.2. илуструје експериментални уређај који је користио Комптон 1922 год. Молибденово X зрачење K_{α} (енергије 17.4 keV , таласне дужине $0.714 \cdot 10^{-10} \text{ m}$) је управљено на графитну мету и таласна дужина λ' расејаних фотона је мерена под различитим угловима θ у односу на инцидентни правац фотона. Интензитет расејаног зрачења у зависности од λ' за три различите вредности θ је приказано на Сл 8.17. Сваки график показује пикове за две вредности λ' : једна таласна дужина λ је т. д. инцидентних фотона а друга је т. д. $\lambda' > \lambda$. Појава расејаног зрачења веће таласне дужине се назива Комптонов ефекат. Комптонов померај таласне дужине $\delta = \lambda' - \lambda$, зависи од θ и независан је од таласне дужине инцидентног зрачења. У круцијеном новом експерименту 1922 год. Комптон је измерио $\delta = \lambda' - \lambda = 0.02410 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ на $\theta = 90^{\circ}$.

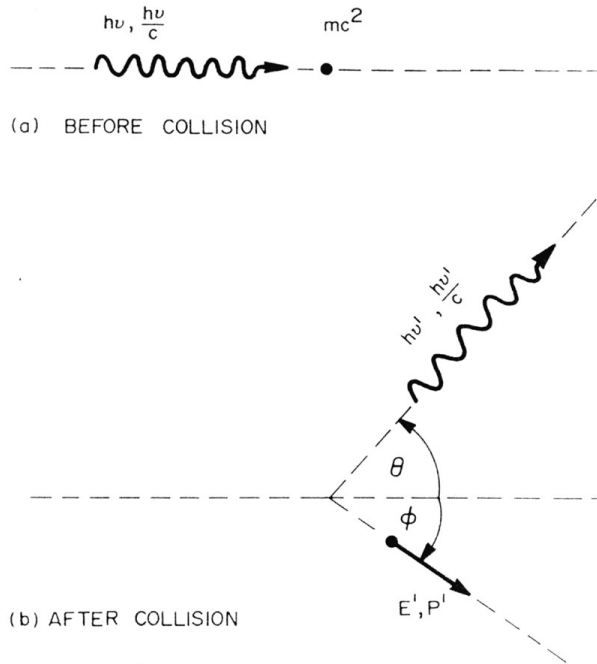


Слика 4.2. *Комптоново мерење интензитета расејаних фотона у зависности од таласне дужине λ' на разним угловима θ . Инцидентно зрачење је карактеристична K_{α} линија молибдена $\lambda = 0.714 \text{ \AA}$*



Слика 4.3. Интензитет у зависности од таласне дужине λ фотона расејаног на углу (a) $\theta=45^\circ$, (b) 90° и (c) 135° .

Појава расејаног зрачења исте таласне дужине као и инцидентно зрачење може се објаснити класичном електромагнетском таласном теоријом. Електрично поље инцидентног таласа убрзава електроне који почињу да осцилују фреквенцијом $\nu=c/\lambda$. Електрони онда емитују зрачење исте таласне дужине. Ово Томпсоново расејање зрачења од атома без промене таласне дужине било је познато и пре Комптоновог рада. Појава расејаног зрачења веће таласне дужине је у контрадикцији са очекивањима заснованим на класичној физици.



Слика 4.4. Дијаграм илуструје Комптоновско расејање фотона (енергије $h\nu$) од електрона који је иницијално у миру са енергијом мировања mc^2 . Као резултат судара фотон се расејава на углу θ , уз смањење енергије и импулса; електрон узмакне под углом ϕ са укупном енергијом E' и импулсом P' .

Да би објаснио свој налаз Комптон је предложио следећи квантни модел. На Слици 4.4(a) фотон енергије $h\nu$ и импулса $h\nu/c$ (таласаста линија) упада на слободан електрон у миру. После судара фотон (b) је расејан на угао θ са енергијом $h\nu'$ и импулсом $h\nu'/c$. Електрон доживљава узмак на углу ϕ са укупном енергијом E' и импулсом P' . Одржање укупне енергије у судару

$$h\nu + mc^2 = h\nu' + E' \quad (4.9)$$

Одржавање компоненти импулса у хоризонталном и вертикалном правцу даје две једначине

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + P' \cos \Phi \quad (4.10)$$

и

$$\frac{h\nu'}{c} \sin \theta = P' \sin \Phi \quad (4.11)$$

Елиминацијом P' и ϕ из ових једначина и решавањем по ν' може се наћи

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/mc^2)(1 - \cos \theta)} \quad (4.12)$$

Са овим резултатом Комптонов померај износи:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = c \left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{v} \right) = \frac{h}{mc} (1 - \cos\theta) \quad (4.13)$$

На овај начин, као што је Комптон је нашао експериментално, померај не зависи од енергије инцидентног фотона v . Величина помераја на $\theta=90^\circ$ је

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc} = \frac{6.625 \cdot 10^{-27}}{9.11 \cdot 10^{-28} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 2.42 \cdot 10^{-10} \text{ cm} \quad (4.14)$$

што се слаже са измереном вредношћу. Величина $h/mc=0.02410^{-10} \text{ m}$ се назива Комптонова таласна дужина.

У следећем тексту проучаваћемо неке детаље у вези са пренетом енергијом при Комптоновом расејању. Кинетичка енергија коју електрон добије при овом процесу је:

$$T = hv - hv' \quad (4.15)$$

Замењујући (4.12) за hv' и после неколико алгебарских трансформација може се добити:

$$T = hv \frac{1 - \cos\theta}{mc^2 / hv + 1 - \cos\theta} \quad (7.16)$$

Максимална кинетичка енергија, T_{\max} коју секундарни електрон може добити је при $\theta=180^\circ$. У овом случају једначина (7.19) даје

$$T_{\max} = \frac{2hv}{2 + mc^2 / hv} \quad (4.17)$$

Када енергија фотона постане врло велика у поређењу са mc^2 , T_{\max} достиже hv .

Угао узмака електрона Φ на слици 4.4 је повезан са hv и θ . Користећи једначине (4.10) и (4.11) уз тригонометријски идентитет $\sin\Phi/\cos\Phi=\tan\Phi$, добија се:

$$\tan\Phi = \frac{hv \cdot \sin\theta}{hv - hv' \cos\theta} \quad (4.18)$$

Замена hv' из једначине (7.12) даје

$$\tan\Phi = \frac{\sin\theta}{(1 + hv/mc^2)(1 - \cos\theta)} \quad (4.19)$$

Тригонометријски члан са θ се уобичајено може изразити у облику полууглова. Пошто је $\sin\theta=2\sin\theta/2\cos\theta/2$ и $1-\cos\theta=2\sin^2\theta/2$ претходни израз се своди на:

$$\frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{2 \sin \theta / 2 \cos \theta / 2}{2 \sin^2 \theta / 2} = \cot \theta / 2 \quad (7.20)$$

Једначина (4.19) се може сада преписати у компактној форми

$$\cot g \frac{\theta}{2} = \left(1 + \frac{h\nu}{mc^2} \right) \tan \Phi \quad (7.21)$$

Када је θ мало, $\cot \theta / 2$ је велико и ϕ је скоро 90° . У овом случају фотон наставља да се креће скоро у истом правцу, предајући релативно мали део своје енергије електрону који се креће скоро под правим углом у односу на правац инцидентног фотона. Како θ расте од 0° до 180° , $\cot \theta / 2$ опада од ∞ до 0 . Зато ϕ опада од 90° до 0° . Угао узмака електрона на сл 4.4 је увек у правцу напред ($0 \leq \phi \leq 90^\circ$), док се фотон може расејати под било којим углом.

Квантно механичка теорија Комптоновог расејања, заснована на интеракцији фотон-електрон, даје за угаону расподелу расејаних фотона Клеин-Нисхину формулу:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{2m^2c^4} \left(\frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu} - \sin^2 \theta \right) cm^2 \quad (7.28)$$

Овде $d\sigma/d\Omega$, названо диференцијални пресек расејања, представља вероватноћу по инцидентом фотону/ cm^2 да електрон расеје фотон у просторни угао $d\Omega$ на углу θ . Једначина (4.21) се са другим једначинама горе може користити за добијање енергетског спектра електрона који су узмакнули при Комптоновом расејању. Овај спектар је приказан на Сл 4.5 за $1 MeV$ инцидентни фотон. Релативни број узмакнутих електрона опада од $T=0$ док не почне да расте брзо како се T приближава $T_{max}=0.796 MeV$, где спектар има свој максимум. Спектар узмакнутих електрона има сличан спектар и за друге инцидентне енергије фотона. Највероватнији судари су они где се преноси релативно велики износ енергије.

Нарочито важно за дозиметрију је средња енергија узмакнутих електрона, T_{avg} , у Комптоновом расејању. За фотоне дате енергије, средња енергија се може израчунати директно из релативне расподеле, као што је она на слици 4.5. Табела 4.1 даје вредности T_{avg} за опсег енергија фотона. Такође је приказан део инцидентне енергије фотона која се конвертује у кинетичку енергију Комптонових електрона. Овај део опада константно са енергијом фотона.

Слично фотоелектричном ефекту, Комптонов ефекат је потврда честичне природе светлости. Откриће квантне механике је уследило неколико година након открића Комптоновог ефекта. Модерна квантна електродинамика врло успешно објашњава ову дуалну талас-честица природу електромагнетског зрачење

Табела 4.1. *Средња кинетичка енергија електрона узмакнутих у Комптоновом ефекту и део инцидентне енергије фотона*

Енергија фракција фотона енергије $h\nu$ MeV	Средња енергија узмака електрона T_{avg}	Средња инцидентне $T_{avg}/h\nu$
0.01	0.0002	0.0187
0.02	0.0007	0.0361
0.04	0.0027	0.0667
0.6	0.0056	0.0938
0.08	0.0094	0.117
0.1	0.0138	0.138
0.2	0.0432	0.216
0.4	0.124	0.310
0.6	0.221	0.368
0.8	0.327	0.409
1.	0.440	0.440
2.	1.06	0.531
4.	2.43	0.607
6.	3.86	0.644
8.	5.34	0.667
10.	6.84	0.684
20.	14.5	0.772
40.	30.4	0.760
60.	46.6	0.776
80.	62.9	0.787
100.	79.4	0.794

4.2.3. Ефекат образовања парова

Фотон са енергијом двоструко већом од енергије мировања електрона $h\nu \geq 2m_0c^2$, може се конвертовати у електрон позитронски пар у пољу атомског језгра. Производња пара је могућа и у пољу атомског електрона, али је вероватноћа знатно мања и праг енергије је $4m_0c^2$. Овај процес се често назива "триплет" због присуства узмакнутог атомског електрона уз пар. Када се пар произведе у пољу језгра, масивно језгро узмакне са занемарљивом енергијом. При судару уместо примарног фотона, образују се две честице, пар електрон позитрон. Успоравајући се, позитрон интерагује са једним електроном из средине. Као резултат образују се два фотона анихилационог зрачења са укупном енергијом $2m_0c^2$. Тако, при ефекту образовања пара, енергија примарних фотона трансформише се у кинетичку енергију јонзујућих честица (електрони и позитрони) и у енергију анихилационог зрачења.

$$h\nu = 2m_0c^2 + T_+ + T_- \quad (4.22)$$

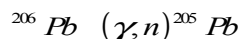
Расподела вишка енергије између електрона и позитрона је континуална; тако да је кинетичка енергија између 0 и максимално могуће $h\nu - 2m_0c^2$. Енергетски спектри за обе честице су скоро исти и зависе од атомског броја језгра. Гранична таласна дужина фотона за производњу пара је 0.01210^{-10} m.

Производња пара постаје вероватнија са порастом енергије фотона, а вероватноћа расте са атомским бројем приближно као z^2 .

Инверзни процес се такође дешава, кад се електрон и позитрон анихилирају производећи фотоне. Позитрон се може анихилирати у лету, иако је много вероватније да се прво успори, затим привуче електрон и створи позитронијум. Позитронијум је везани систем, аналоган водениковом атому, саградјен од електрона и позитрона, који "круже" око нијиховог центра маса. Позитронијум постоји 10^{-10} s пре него што се електрон и позитрон анихилирају. Пошто је укупни моменат позитронијума пре распада једнак нули, најмање два фотона се морају произвести у циљу очувања импулса. Највероватнији је догадјај стварања два 0.511 MeV фотона који одлазе у супротним смеровима. Ако се позитрон анихилира у лету, укупна енергија фотона ће бити $2m_0c^2$ плус кинетичка енергија. Трофотонска анихилација се такође дешава. Присуство 0.511 MeV-ских фотона око сваког позитронског извора пружа увек могућност радијационог хазарда.

4.2.4. Фотонуклеарне реакције

Фотон се може апсорбовати атомским језгром и избацити нуклеон. Овај процес се назива фотораспад. Пример је гама захват језгра ^{206}Pb са емисијом неутрона



Фотон може да има енергију већу од везивне енергије избаченог нуклеона, која је обично неколико MeV. Слично фотоелектричном ефекту, фотораспад се може догодити само ако фотон има енергију изнад прага. Кинетичка енергија избаченог нуклеона је једнака енергији фотона умањеној за његову везивна енергија у језгру.

Вероватноћа фотонуклеарних реакција је *ред величине мања* од вероватноће Фотоелектричног ефекта, Комптоновог ефекта или производње парова. Медјутим, за разлику од ових ефеката, фотонуклеарне реакције могу произвести неутроне, који опет представљају посебан радијациони проблем. Додатно, преостала језгра после фотонуклеарне реакције су често радиоактивна. Због овога фотонуклеарне реакције могу бити важне око високо енергетских акцелератора који производе енергетске фотоне.

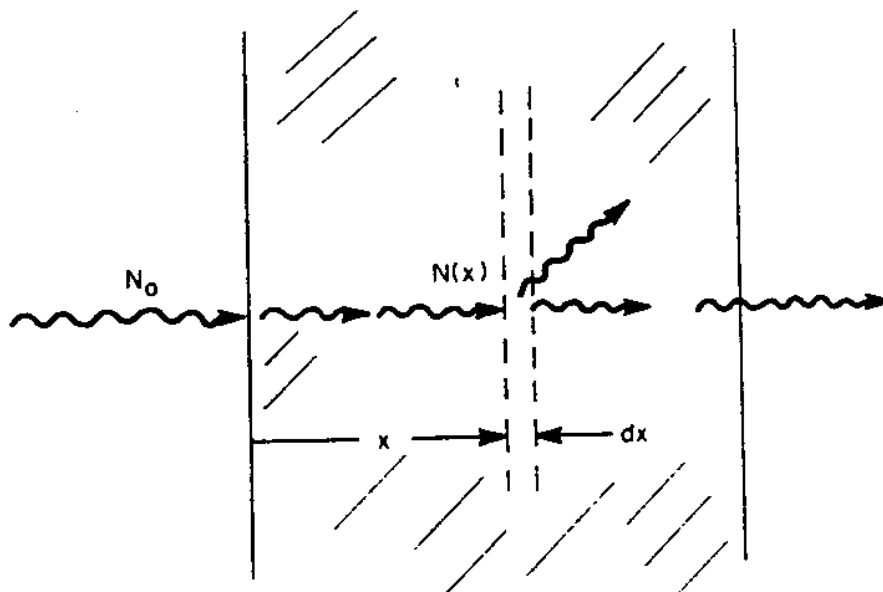
Праг (γ, p) реакције је често виши од прага (γ, n) реакције, због одбојне Кулонове баријере коју протон мора превазићи да би напустио језгро. Иако је вероватноћа за обе ове реакције приближно једнака за лаке елементе, (γ, n) реакција је много пута вероватнија него (γ, p) у тешким елементима.

Друге фотонуклеарне реакције се такође дешавају: двонуклеарне реакције, као што су: $(\gamma, 2np)$ и (γ, np) као и (γ, α) . Апсорпција фотона може изазвати фисију тешких језгара.

4.3. КОЕФИЦИЈЕНТИ СЛАБЉЕЊА, АПСОРПЦИЈЕ И РАСЕЈАЊА

Из претходног разматрања сва три процеса следи, да у примарним актима интеракције фотонског зрачења са материјом део енергије се трансформише у кинетичку енергију корпускуларног зрачење, а део у енергију секундарног фотонског зрачења. За дозиметрију је нарочито важан део енергије фотона који се трансформише у кинетичку енергију наелектрисаних честица. У општем случају истовремено могу ићи сва три процеса.

Продирање фотона у материју је одредјено вероватноћом да фотон интерагује једним од горе наведених процеса или другим, по јединици предјеног растојања. Ова вероватноћа, означена са μ , се назива **линеарни коефицијент слабљења** (m^{-1}). Коефицијент μ зависи од енергије фотона и од материјала у коме се интеракције одигравају. Масени коефицијент слабљења се добија дељењем линеарног коефицијента са густином (μ/ρ) и обично се изражава у cm^2/g .



Слика 4.6. Узан сноп моноенергетских фотона упада на плочу

Моноенергетски фотони слабе експоненцијално у униформној мети, на пример нека узан сноп N_0 моноенергетских фотона нормално упадају на плочу, као на слици 4.6. Како сноп продире у апсорбер, неки фотони бивају расејани, а неки апсорбовани. Означимо са $N(x)$ број фотона који су достигли дубину x без интеракције. Број интеракција унутар следећег малог растојања dx је пропорционалан са N и са dx :

$$dN = -\mu N dx \quad (4.24)$$

При чему је μ линеарни коефицијент слабљења. Решење јне је:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (4.25)$$

У пракси, чешће се мери интензитет фотона, него број. Интензитет I , који се назива и јачина флуенса енергије фотона, дефинише се као енергија по јединици времена која се снопом пренесе по јединичној површини под правим углом

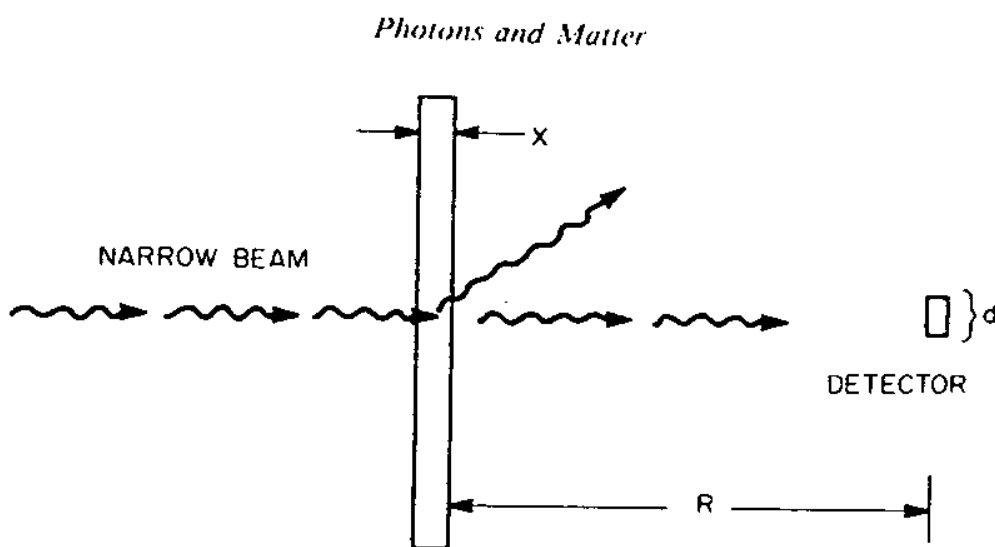
(јединица је $\text{MeV}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$). За моноенергетске фотоне $h\nu$ ове две величине су повезане релацијом $I=N h\nu$, па је

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (4.26)$$

и

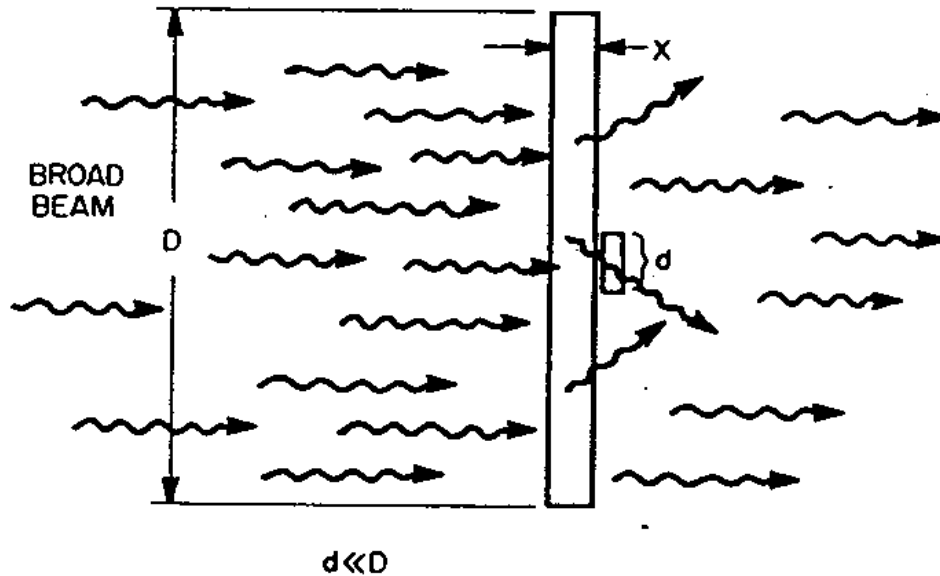
$$\phi(x) = \phi_0 e^{-\mu x} \quad (4.27)$$

Где су I^0 и Φ^0 интензитет и јачина флуенса на дубини 0. Када сноп фотона није моноенергетски, ове једначине се могу примењивати за сваку енергију да би се израчунало слабљење.



Слика 4. 7. Илустрација добре геометрије расејања за мерење линеарног коефицијента слабљења

Photons and Matter



Слика 4.8. Илустрација лоше геометрије расејања за мерење линеарног коефицијента слабљења

Величина линеарног коефицијента слабљења зависи од доприноса фотоелектричног ефекта, Комптоновог ефекта и производње парова:

$$\mu = \mu_{PE} + \mu_{CT} + \mu_{PP} \quad (4.28)$$

где су μ_{PE} , μ_{CT} и μ_{PP} линеарни коефицијенти слабљења за фотоелектрични ефекат, Комптоново расејање и процес производње парова, респективно. Масени коефицијенти слабљења се добијају дељењем са густином ρ .

У дозиметрији нас интересује енергија коју секундарни електрони депонују у апсорберу, као последица интеракције фотона. Ова енергија је повезана са линеарним коефицијентом слабљења. На Сл. 4.7, ако фотон доживи фотоелектат, сва његова енергија се пренесе на електрон, који опет, ако плоча није танка, сву своју енергију остави у плочи. У овом случају коефицијент слабљења μ_{PE} такође описује енергију секундарног електрона депоновану у апсорберу.

Ако фотон произведе електрон-позитронски пар, веза између депоноване енергије и коефицијента слабљења је различита. У овом случају, енергија $2mc^2 = 1.022 \text{ MeV}$ је потребна да се обезбеди енергија мировања пара. Део енергије фотона $h\nu$ који се трансформише у кинетичку енергију електрона је зато $(h\nu - 1.022)/h\nu$, где је $h\nu$ у MeV . Коефицијент који одредјује енергију коју депонује секундарни електрон је $(h\nu - 1.022)\mu_{PP}/h\nu$. Закочно зрачење и

анихилација позитрона могу конвертовати извесну енергију у фотоне који могу напустити апсорбер, при чему се такви ефекти не узимају у обзир.

Када се фотон расеје у Комптоновом ефекту, ситуација је различита. У том случају, само део енергије фотона пренете на узмакнути електрон се депонује локално у апсорберу, остатак однесе расејани фотон. Укупни Комптонов коефицијент линеарног слабљења је сума два члана:

$$\mu_{CT} = \mu_{CS} + \mu_{CA} \quad (4.28)$$

Комптонов коефицијент расејања μ^{CS} описује део енергије фотона која се расејала из уског снопа због апсорбера (сл. 5.7). Комптонов коефицијент апсорпције μ^{CA} описује део наталожен у апсорберу (од узмакнутих електрона).

За рачунање енергије депоноване у мети озраченој моноенергтским фотонима дефинише се линеарни апсорпциони коефицијент као:

$$\mu_A = \mu_{PE} + \mu_{CA} + \frac{h\nu - 1.022}{h\nu} \mu_{PP} \quad (4.29)$$

Овај фактор је мањи него коефицијент слабљења μ , и такође има димензије инверзне дужине. Разлика

$$\mu_S = \mu - \mu_A \quad (4.30)$$

Између коефицијента слабљења и апсорпције се назива коефицијент расејања.

Масени коефицијент апсорпције μ^A/ρ , се такође често користи. За моноенергтски снап фотона почетног интензитета I^0 , јачина депоноване енергије у апсорберу дебљине x се може израчунати коришћењем μ^A из једначине 4.19. Величина

$$I_A(x) = I_0 e^{-\mu_A x} \quad (4.31)$$

Даје укупни интензитет фотона пренет кроз апсорбер. Ради поређења једначина 4.19 даје интензитет који је пренет фотонима, који нису имали имтеракије и који ће се детектовати малим детектором на сл. 4.7. Пошто је $\mu_A < \mu$, следи да је $I_A(x) > I(x)$. Преостаје дискусија како се μ_A може мерити. На сл. 4.8 паралелни

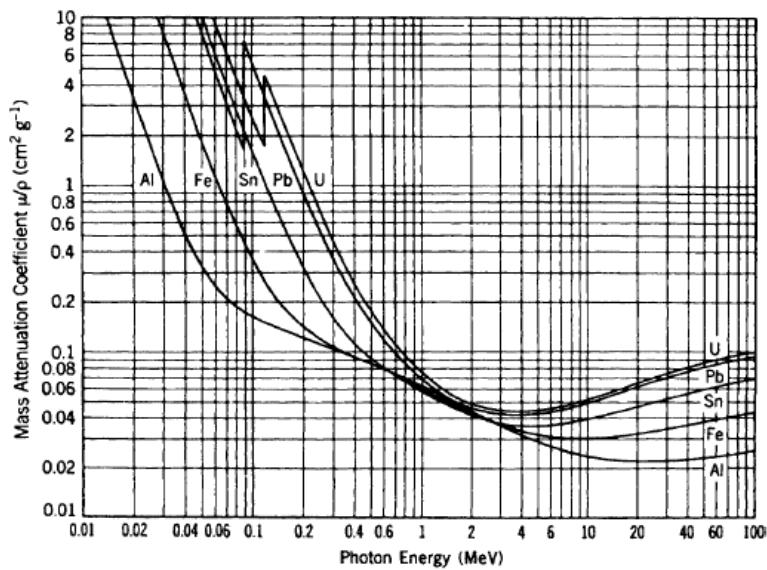
широки сноп моноенергетских фотона упада на апсорбер са детектором смештеним директно иза њега. Са овим широким снопом, или "лошом геометријом", детектор мери расејано и нерасејано зрачење. Услови за једначину (4.31) се могу приближно испунити и показивање детектора ће бити близу I_A , што даје могушност мерења Π_A .

Једначина * се користи за рачунање енергије коју депонује сноп фотона, иако је она врло често само апроксимативна. У пракси, вишеструко Комптоново расејање, закочно зрачење и други фактори могу довести до нетачности. Укупна "компликација" депонивања енергије, нарочито у дебелим апсорберима, може се описати фактором нагомилавања. Међутим, једначина (4.31) је корисна у многим практичним апликацијама, као што је процена дозе лица изложених x и гама зрачењу, филтрација потребна за медицинске уредјаје за x зрачење, захтеви заштите тј. заклањања.

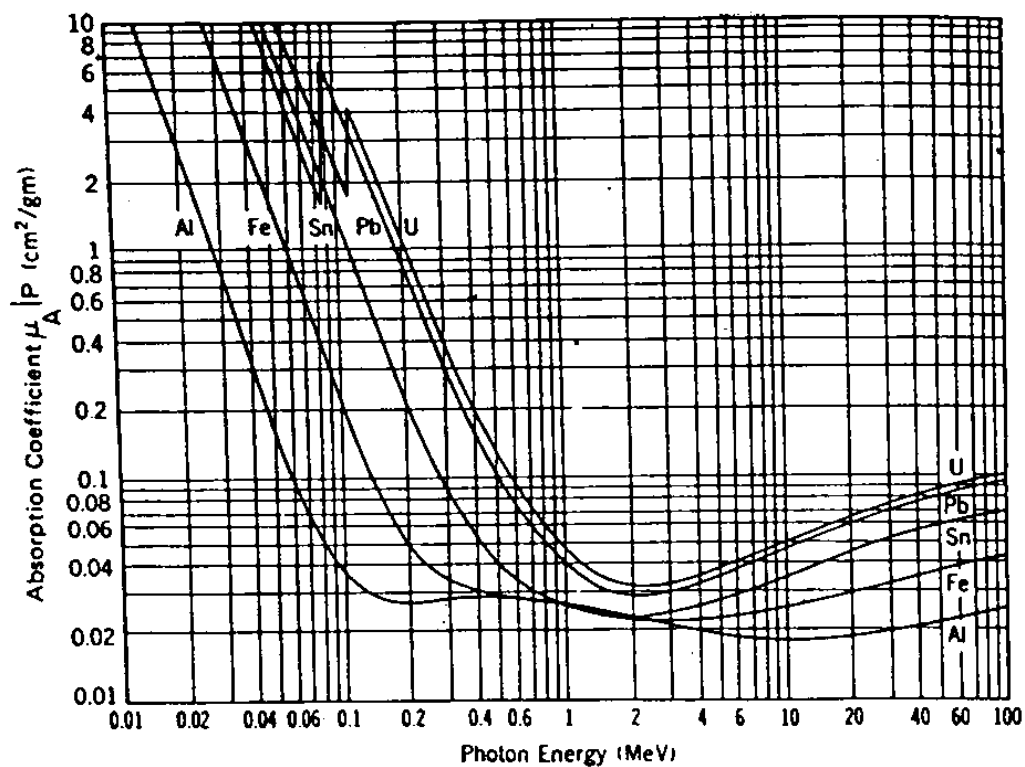
Слике 4.9 и 4.10 дају масене коефицијенте слабљења и апсорпције за пет елемената у широком опсегу енергија фотона. Структура ових кривих упућује на разматране физичке процесе. На ниским енергијама фотона енергија везе атомских електрона је важна и фотоелектрични ефекат је доминантна интеракција. Материјали са високим Z обезбеђују веће слабљење и апсорпцију, који опадају брзо са повећањем енергије фотона. Коефицијенти за Pb и U расту скоковито када је енергија фотона довољна да избаци фотоелектрон из K љуске атома. Криве за друге елементе показују сличну структуру на нижим енергијама. Када је енергија фотона неколико стотина keV или више, везивна енергија атомских електрона постаје мање важна и доминира Комптоново расејање. Пошто елементи (осим водоника) садрже исти број електрона по јединици масе, нема велике разлике између вредности за масене коефицијенте слабљења и апсорпције за различите елементе. Комптоново расејање наставља да буде значајно изнад 1.022 MeV-прага за процес производње парова, све док задњи процес не постане вероватнији. Слабљење услед производње парова је појачано већим нуклеарним расејањем апсорбера.

Слике 4.9 и 4.10 показују да су коефицијенти за олово већи него за друге материјале преко целог опсега енергија фотона. По јединици тежине, олово је један од најефикаснијих материјала за заштиту од фотона. Због тога што је релативно јефтино, оно је скоро универзално у заштити од фотонског зрачења.

Користи се за зидове простора са х-зрачним уредјајима, уградјује се у заштитне кецеље које носи персонал, или се користи за контејнере гама извора. Оловне цигле пружају погодан и ефикасан начин за заклањање од гама извора.



Slika 4.9. Maseni koeficijenti slabljenja za razne elemente

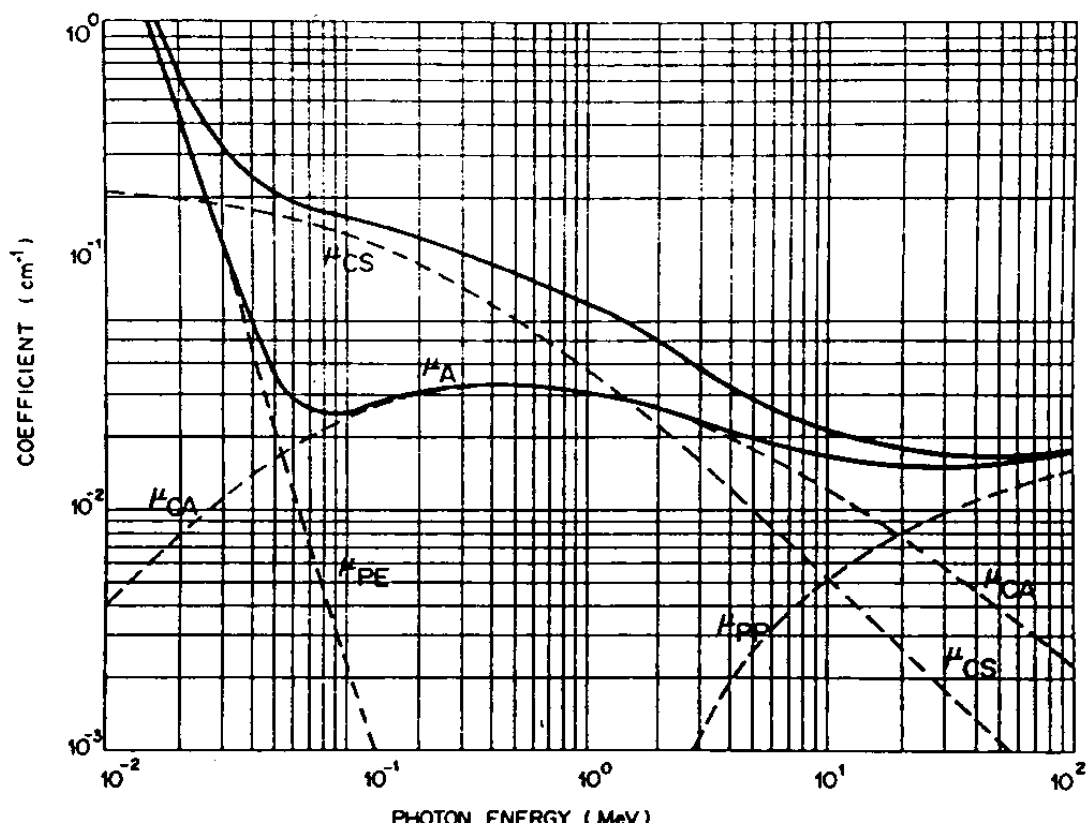


Слика 4.10. Масени коефицијенти апсорпције за разне елементе

На слици 4.11 приказани су масени коефицијенти слабљења и апсорпције за више материјала који су од значаја у радијационој заштити. Криве за ваздух, воду и ткиво су скоро једнаке, што се и очекивало јер се састоје од сличних елемената. Бетон је бољи апсорбер у области доминације фотоефекта и производње парова (баритни бетони садрже барит BaSO_4 као материјал са високим Z). Оловна стакла су такође ефикасни апсорбери зрачења. Сви ови материјали имају скоро исте особине у области доминације Комптоновог расејања. Инструктивно је видети како појединачни физички процеси доприносе коефицијентима апсорпције и расејања у функцији енергије фотона. Слика 4.11. даје вредности μ_{PE} , μ_{CS} и μ_{PP} за воду који се појављују у једначинама 7.34 и 7.35 као и коефицијенте μ и μ_A датих у једначинама 7.34 и 7.36. На најнижим енергијама (<15 eV) скоро све интеракције су фотоелектрични ефекат, тако да је $\mu = \mu_A$. Како енергија фотона расте, μ_{PE} опада брзо и одлази испод μ_{CS} . На 100 keV највише слабљења у води потиче од Комптоновски расејаних фотона μ_{CS} , нешто од Комптоновске апсорпције μ_{CA} и врло мало од фотоелектричне апсорпције μ_{PE} . на још већим енергијама Комптоновски сударни спектар постаје релативно тврђи и μ_{CA} превазилази μ_{CS} , иако оба опадају до границе 600 keV. Комптонови коефицијенти опадају на вишим енергијама како процес производње парова постаје доминантан.

Користе се и други коефицијенти интеракције фотона, зависно од информације која се жели. На пример, масени коефицијент преноса енергије се дефинише као μ_A/ρ из једначине 7.36 осим за онај део енергије који је емитован као флуоресцентно x зрачење које прати избацивање електрона. Ова енергија одлази са места на коме је фотон доживео апсорпцију преко фотоелектричног ефекта. Масени коефицијент апсорпције енергије; део енергије изгубљене од стране секундарних електрона у облику заочног зрачења је такође одузет. Нажалост, у

литератури нема јединствене терминологије за описивање различитих коефицијената апсорпције и слабљења.



Слика 4.11. Линеарни коефицијент слабљења и апсорпције фотона у води

4.4. ЕФИКАСНИ ПРЕСЕЦИ

Линеарни коефицијент слабљења даје вероватноћу да фотон интерагује по јединици предјеног растојања. Ако постоји n атома по јединици запремине униформног медијума, онда се ова вероватноћа може изразити на следећи начин:

$$\mu = n\sigma \quad (4.32)$$

где σ има димензије површине и назива се атомски ефикасни пресек. У униформном паралелном снопу фотона то представља вероватноћу по јединичном флуенсу да се интеракција догоди у јединици запремине (било ког облика) која садржи n атома. Иако σ може изгледати као површина попречног пресека на располагању за интеракцију, он није тачно једнак стварној физичкој

величини атома. Као и Σ , и σ се може мењати за неколико реда величине са променом енергије фотона. Пошто је σ мали број, често се изражава у јединицама названим барн, при чему је $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. Уопште, σ се назива микроскопски ефикасни пресек, а Σ макроскопски ефикасни пресек. У једначини (4.32) n може такође представљати број молекула, електрона или језгара по јединици запремине апсорбера. Онда се σ се назива молекуларни, електронски или нуклеарни ефикасни пресек. Појединачни атомски ефикасни пресеци се могу просто сабирати да би се добили молекуларни ефикасни пресеци за фотонске интеракције.

Атомски ефикасни пресеци се могу користити уместо линеарних коефицијената слабљења и апсорпције да се изрази вероватноћа интеракције по атому. Комбинујући једначине (4.28) и (4.32) може се писати:

$$\sigma = \sigma_{PE} + \sigma_{CT} + \sigma_{PP} \quad (4.33)$$

Где су све три величине на десној страни једначине индивидуални атомски ефикасни пресеци за три главне фотонске интеракције.

На сличан начин, укупни Комптонов ефикасни пресек се представља као сума расејавајућег и апсорпционог ефикасног пресека:

$$\sigma_{CT} = \sigma_{CS} + \sigma_{CA} \quad (4.34)$$

Такође, апсорпциони коефицијент је једнак:

$$\sigma_A = \sigma_{PE} + \sigma_{CA} + \frac{h\nu - 1.022}{h\nu} \sigma_{PP}$$

Ефикасни пресеци представљају вероватноћу судара по јединичном флуенсу. Клеин-Нисхин-ова формула представља диференцијални ефикасни пресек.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4}{2m^2c^4} \left(\frac{v'}{v} \right)^2 \left(\frac{v}{v'} + \frac{v'}{v} - \sin^2 \theta \right) \quad (4.35)$$

Други пример ефикасног пресека даје вероватноћу да инцидентни фотон буде расејан у просторни уга $d\Omega$ око упадног угла θ – **диференцијални ефикасни пресек**, јер је диференцијални по углу и даје угаону расподелу расејаних фотона. Интегралећи диференцијални ефикасни пресек преко целог просторног угла ($d\Omega = 2\pi \cos\theta d\theta$ са $0 \leq \theta \leq \pi$) и множећи са атомским бројем Z (електрона по атому) добија се тотални атомски ефикасни пресек за Комптоново расејање

$$\sigma_{CT} = 2\pi Z \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \cos \theta d\theta \quad (4.36)$$

Комптонов ефикасни пресек расејања, који описује део енергије фотона који је однет расејаним фотонима, дат је утежњеним диференцијалним ефикасним пресеком v'/v :

$$\sigma_{CS} = 2\pi Z \int_0^\pi \frac{v'}{v} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cos \theta d\theta \quad (4.37)$$

Комптонов апсорпциони ефикасни пресек је разлика:

$$\sigma_{CA} = \sigma_{CT} - \sigma_{CS} \quad (4.38)$$