

FENOMENI KOJI PRATE TRAGOVE NAELEKTRISANIH ČESTICA

6.1 DELTA ZRACI

Teške naelektrisane čestice ili elektroni putujući kroz materiju ponekada proizvode sekundarne elektrone sa dovoljnom energijom da napuste neposrednu blizinu putanje primarne čestice i proizvedu svoj opažljiv trag. Takvi sekundarni elektroni se nazivaju delta zraci. Slika 6.1. pokazuje primere delta zraka duž putanje izračunatog traga protona i alfa čestica na nekoliko energija sa istom brzinom. Alfa čestice energije 20 MeV proizvode vrlo visoko energetske delta zrake, koji opet proizvode druge delta zrake. Nema oštre razlike kako jedan elektron duž traga označiti kao delta zrak, a drugi ne, osim da je trag vidljiv ili udaljen od putanje primarne čestice.

6.2 OGRANIČENA ZAUSTAVNA MOĆ

Kao što će biti diskutovano u Glavi 10, radijaciona doza se definiše kao energija absorbovana po jedinici mase ozračene materije. Absorbovana energija, tako, igra primarnu ulogu u dozimetriji i radijacionoj zaštiti.

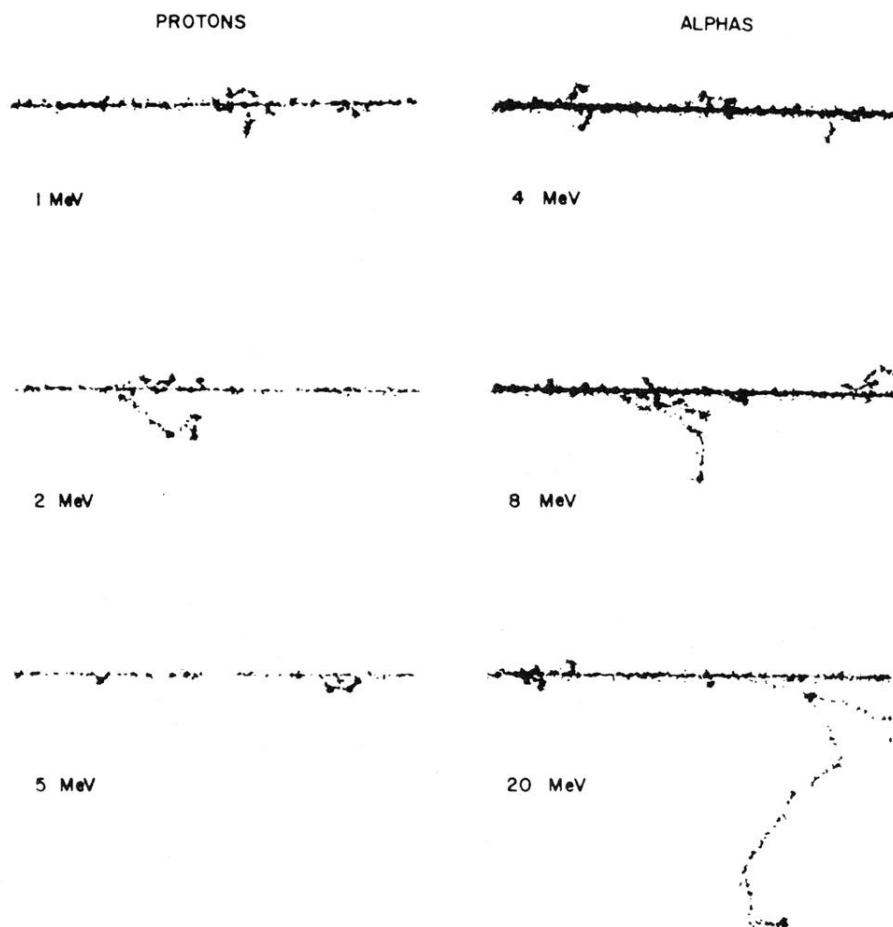
Zaustavna moć daje energiju naelektrisane čestice izgubljene u materiji. Ovo, nije uvek jednako energiji absorbovanoj u meti, naročito ako je meta mala u poređenju sa dometom proizvedenih sekundarnih elektrona. Na biološkoj skali, mnoge žive ćelije imaju dijаметar reda mikrona (10^{-4} sm). Subćelijske strukture mogu biti mnogo puta manje; DNA ima dijаметar 2 nm. Delta zraci i drugi sekundarni elektroni mogu efektivno preneti energiju izvan mesta na kome je ona izgubljena od strane primarne čestice.

Koncept ograničene zaustavne moći je uveden da opiše energetske gubitak u meti, blizu mesta gde je stvarno absorbovana. Ograničena zaustavna moć, označava se sa $-(dE/dx)_\Delta$ i definiše se kao linearni gubitak energije koji potiče samo od sudara u kojima preneti energija ne prelazi specificiranu vrednost Δ . Da bi se izračunala ova veličina, integrali se utežnjeni spektar energetskih gubitaka do Δ , a ne do Q_{max} . Na mesto jedn. (5.26) definišemo ograničenu zaustavnu moć za elektrone kao

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_\Delta = \mu(T) \int_0^\Delta EN(T, E) dE \quad (6.1)$$

sličan izraz se primenjuje i za teške naelektrisane čestice. Zavisno od primene, biraju se različite vrednosti Δ , tj, $-(dE/dx)_{100\text{ev}}$, $-(dE/dx)_{1\text{keV}}$ i td. U kontekstu ograničene zaustavne moći, subskript Q_{max} ili ∞ se koristi da označi uobičajenu zaustavnu moć.

$$-\frac{dE}{dx} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Q_{max}} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_\infty \quad (6.2)$$



Slika 6.1. Izračunati segmenti traga ($0.7\mu\text{m}$) protona i alfa čestica koje imaju iste brzine, u vodi.

Primer: Virus, oblika sfere dijametra 30 nm, ozračuje se snopom naelektrisanih čestica u eksperimentu. Oceniti cut-of energiju koja je pogodna za određivanje ograničene zaustavne moći koja bi bila indikator stvarne energije absorbovane u pojedinačnim virusima.

Rešenje: Kao aproksimaciju možemo prihvatiti da domet najenergetskijih delta zraka ne treba da pređe 30 nm. Pretpostavimo da je gustina virusa 1. Tabela 5.1. pokazuje da ovom rastojanju odgovara energiji elektrona 700 eV. Zbog toga izabraćemo $\Delta=700$ eV i koristićemo ograničenu zaustavnu moć $-(dE/dx)_{700\text{eV}}$ kao meru srednje apsorbovane energije u pojedinačnom virusu od čestica koje ga preseču.

Ograničena masena zaustavna moć vode za protone je data u Tabeli 6.1. Na energijama 0.05 MeV i ispod, sudari u kojima se prenese više od 100 eV ne doprinose značajno ukupnoj zaustavnoj moći, tako da je $(-dE/pdx)_{100\text{eV}}=(dE/pdx)_{\infty}$. U stvari, na 0.05 MeV, $Q_{\text{max}}=109$ eV. Na 0.10 MeV na drugoj strani $Q_{\text{max}}=220$ eV; i tako ograničena zaustavna moć sa $\Delta=1$ keV je znatno veća nego širina $\Delta=199$ eV. Na 1 MeV, zanemarljiv broj sudara rezultuje u prenosu energije većem od 10 keV; na 10 MeV, oko 6 % zaustavne moći potiče od sudara u kojima je preneto više od 10 keV. Odgovarajući podaci o ograničenoj sudarnoj masenoj zaustavnoj moći za elektrone su dati u Tabeli 6.2. Ovde su ograničene zaustavne moći različite na mnogo nižim energijama nego u Tabeli 6.1.

Tabela 6.1. Ograničena masena zaustavna moć vode $-(dE/pdx)_\Delta$ u $MeVcm^2/g$ za protone

Energija MeV	$\Delta=100\text{ eV}$	$\Delta=1\text{ keV}$	$\Delta=10\text{ keV}$	$\Delta=\infty$
0.05	910	910	910	910
0.10	711	910	910	910
0.50	249	424	428	428
1.	146	238	270	270
10.	24.8	33.5	42.2	45.9
100.	3.92	4.94	5.97	7.28

Tabela 6.2. Ograničena sudarna masena zaustavna moć vode $-(dE/pdx)_\Delta$ u $MeV\text{ cm}^2/g$ za elektrone

Energija MeV	$\Delta=100\text{ eV}$	$\Delta=1\text{ keV}$	$\Delta=10\text{ keV}$	$\Delta=\infty$
0.0002	298	298	298	298
0.0005	183	194	194	194
0.001	109	126	126	126
0.003	40.6	54.4	60.1	60.1
0.005	24.9	34.	42.6	42.6
0.01	15.1	20.2	23.2	23.28
0.05	4.12	5.26	6.35	6.75
0.10	2.52	3.15	3.78	4.2
1.	1.05	1.28	1.48	1.89

6.3 LINEARNO PRENETA ENERGIJA (LET)

Koncept linearno prenete enrgije, ili LET, je uveden ranih 1950. tih, da bi okarakterisao brzinu prenošenja energije po jediničnom rastojanju duž traga naelektrisane čestice. Kao takav LET i zaustavna moć su sinonimi. Pri proučavanju radijacionih efekata u obliku LET-a. čini se razlika između energije naelektrisane čestice prenete meti i stvarno apsorbirane energije. Godine 1962. Internacionalna Komisija za Radijacione jedinice i Mere, (ICRU) definiše LET kao količnik $-dE_L/dx$, gde je $-dE_L$ "srednja lokalno predata energija" od strane naelektrisane čestice pri prolasku rastojanja dx . Izraz "lokalno predata", međutim nije precizno specificiran, i LET nije uvek korišćen tačno na isti način. Godine 1970 ICRU definiše LET_Δ kao ograničenu zaustavnu moć za energetske gubitke, koji ne prevazilaze δ :

$$LET_\Delta = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_\Delta \quad (6.3)$$

pri čemu simbol LET_∞ označava običnu neograničenu zaustavnu moć.

LET se često u literaturi nalazi bez indeksa ili drugih pojašnjenja. Onda se može pretpostaviti da je to neograničena zaustavna moć.

Primer: Koristeći Tabelu 6.1. odrediti LET_{1keV} i LET_{5keV} za protone u vodi.

Rešenje: Zapazi da je u jednačini (6.3) zaustavna moć, a ne masena zaustavna moć. Pošto je $\rho=1$ za vodu brojevi u Tabeli 6.1. takođe daju $-(dE/dx)_\rho$ u MeV/cm . Može se naći $LET_{1keV}=238\text{ MeV/cm}$, što je dato direktno u tabeli. Linearna interpolacija daje $LET_{5keV}=252\text{ MeV/cm}$.

LET se često izražava u jedinicama $keV/\mu m$ za vodu. Konverzijom jedinica može se pokazati da je $1keV/\mu m = 10 MeV/cm$ (problem 10).

6.4 SPECIFIČNA JONIZACIJA

Srednji broj jonskih parova koje naelektrisana čestica proizvede po jedinici dužine svoje putanje naziva se specifična jonizacija. Ova veličina koja izražava gustinu jonizacije duž traga se često razmatra u studijama odgovora materijala na zračenje i u interpretiranju nekih bioloških efekata. Specifična jonizacija čestice date energije je jednaka zaustavnoj moći podeljenoj sa srednjom energijom potrebnom za proizvodnju jednog jonskog para na toj energiji čestice. Zaustavna moć vazduha za $5 MeV$ alfa čestice je $1.23 MeV/cm$ i oko $36 eV$ je potrebno za proizvodnju jednog jonskog para. Tako, specifična jonizacija $5 MeV$ - ske alfa čestice u vazduhu je $1.23 \cdot 10^6 eV/(36 eV/jp) = 34200 jp/cm$. Za $5 MeV$ sku alfa česticu u vodi ili u tkivu $-dE/dx = 950 MeV/cm$ (Sl 4.3). Pošto je oko $25 eV$ potrebno za proizvodnju jonskog para, specifična jonizacija je $3.8 \cdot 10^7 jp/cm$.

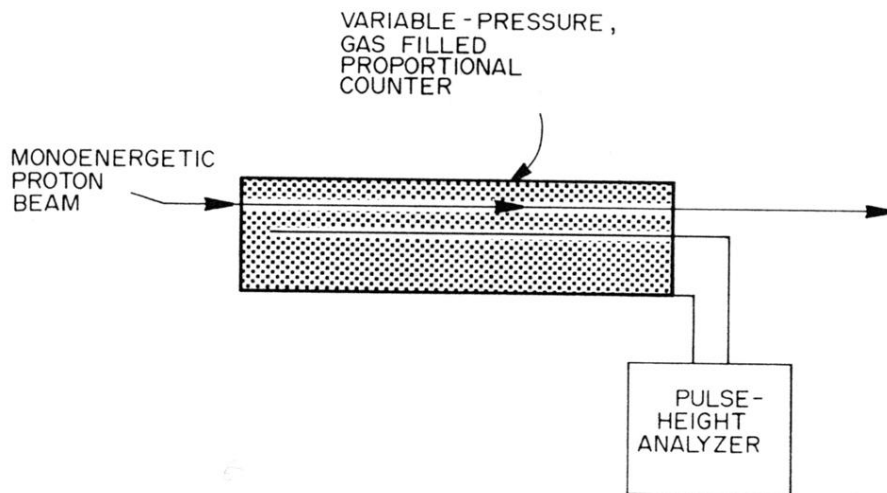
6.5 ENERGETSKO RAŠTRKAVANJE

Kako naelektrisana čestica prodire u materiju, događaju se statističke fluktuacije u broju sudara duž traga i u iznosu energije predate u svakom sudaru. Kao rezultat identične čestice koje startuju pod identičnim uslovima pokazaće: 1) energetska raspodelu posle prolaska određene dubine i b) raspodelu dužine pređene putanje pre zaustavljanja. Fenomen nejednakog gubitka energije pod identičnim uslovima naziva se energetska raštrkavanje, dok se postojanje različitih dužina putanje naziva raštrkavanje dometa. Proučavaćemo ove dve forme raštrkavanja u ovoj i u sledećoj sekciji.

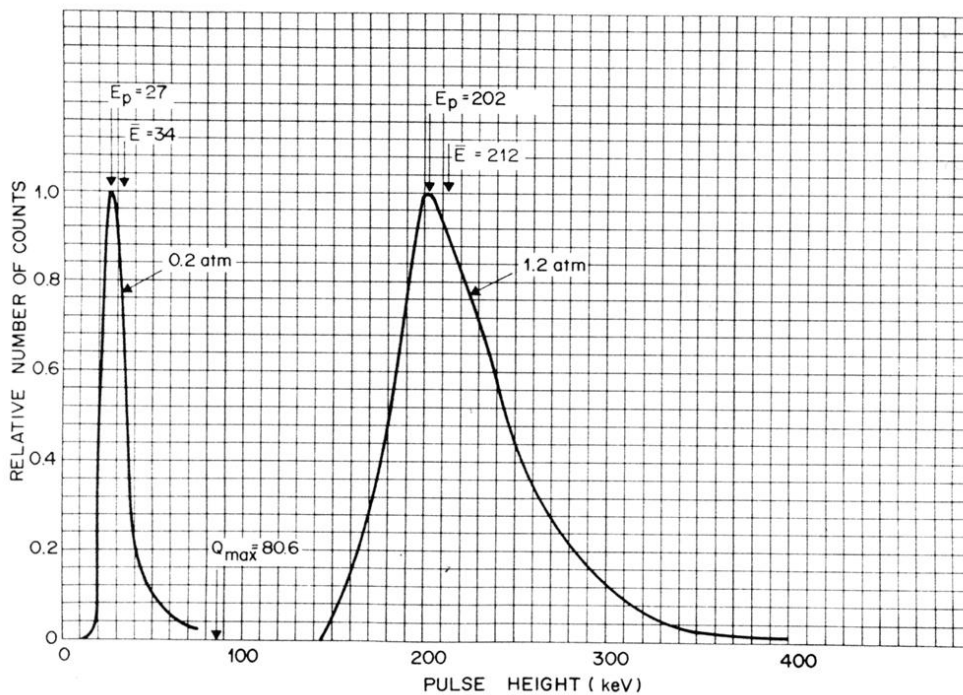
Energetska raštrkavanje se može eksperimentalno opaziti u uređaju koji je šematski prikazan na Sl 6.2. Monoenergetski snop protona (ili drugih naelektrisanih čestica) prolazi kroz gasom napunjeni cilindrični proporcionalni brojač paralelno njegovoj osi. Kraj cilindra može biti tanak aluminijum ili drugi materijal koji apsorbuje malo energije. Svaki proton čini brojne elektronske sudare i proizvodi jedan impuls u brojaču, koji radi tako da je visina impulsa proporcionalna ukupnoj energiji koju je proton ostavio u gasu brojača. Tako, merenjem raspodele visine impulsa, što se naziva spektar visine impulsa, u eksperimentu može se dobiti raspodela energije izgubljene od strane protona u gasu. Promenom pritiska gasa i ponavljajući eksperiment, može se studirati raspodela energetskih gubitaka zavisno od materije.

Neki rezultati prikazani na Sl 6.3. su zasnovani na radovima Gooding a i Eisberg- a koji su koristili $37 MeV$ ske protone i $10 cm$ dug brojač napunjen smešom $96 \% Ar$ i $4 \% CO_2$ na pritiscima do $1.2 atm$. Srednja energija potrebna za proizvodnju jednog jonskog para u gasu je $25 eV$. Rezultati su dati za pritisak gasa od 0.2 do $1.2 atm$. Ordinata prikazuje relativni broj impulsa za različite visine impulsa datim na apscisi. Možemo proučiti obe krive kvantitativno. Radi upoređenja vrednost $Q_{max} = 80.6 keV$ za jednostruki sudar $37 MeV$ proton sa elektronom je takođe prikazan.

Na $0.2 atm$, najverovatniji energetski gubitak za proton koji prolazi kroz gas je $E_p = 27 keV$ i srednji energetski gubitak je $E_s = 34 keV$. Pošto oko $25 eV$ je potrebno za proizvodnju jednog jonskog para, srednji broj sekundarnih elektrona je $34000/25 = 1360$ po protonu. Neki od ovih elektrona se proizvode direktno protonom a drugi se proizvode sekundarnim elektronima. Ako pretpostavimo da proton direktno izbaci sekundarne elektrone sa srednjom energijom $60 eV$, onda proton čini prosečno $34000/60 = 570$ sudara pri prolasku kroz gas. Na nižim pritiscima, gde je srednji gubitak energije protona znatno manji od Q_{max} samo nekoliko stotina sudara se desi i spektar impulsa pokazuje asimetričnu raspodelu karakterističnu za spektar jednostrukih sudara. Relativno rastojanje pika i srednje energije je $(E_s - E_p)/E_s = (34 - 27)/34 = 0.21$



Slika 6.2. Shema uređaja za eksperimentalno studiranje raštrkavanja



Slika 6.3. Spektar visine impulsa za 37 MeV-ske protone koje prolaze kroz proporcionalni brojač sa gasom na pritiscima 0.2 atm i 1.2 atm.

Na 1.2 atm usrednjeno proton ima 6 puta više sudara. Sredni gubitak energije je $E_s = 212 \text{ keV}$ je tri puta Q_{max} . Spektar impulsa je manje asimetričan (mada i sada prikazuje izvesnu asimetriju). Relativno rastojanje pika i srednje energije je $(212 - 202) / 212 = 0.05$, što je znatno manje nego na 0.2 atm. Na još većim pritiscima spektar se pomera udesno i postaje više simetričan, približavajući se Gausovom obliku sa $E_p = E_s$.

6.6 RAŠTRKAVANJE DOMETA

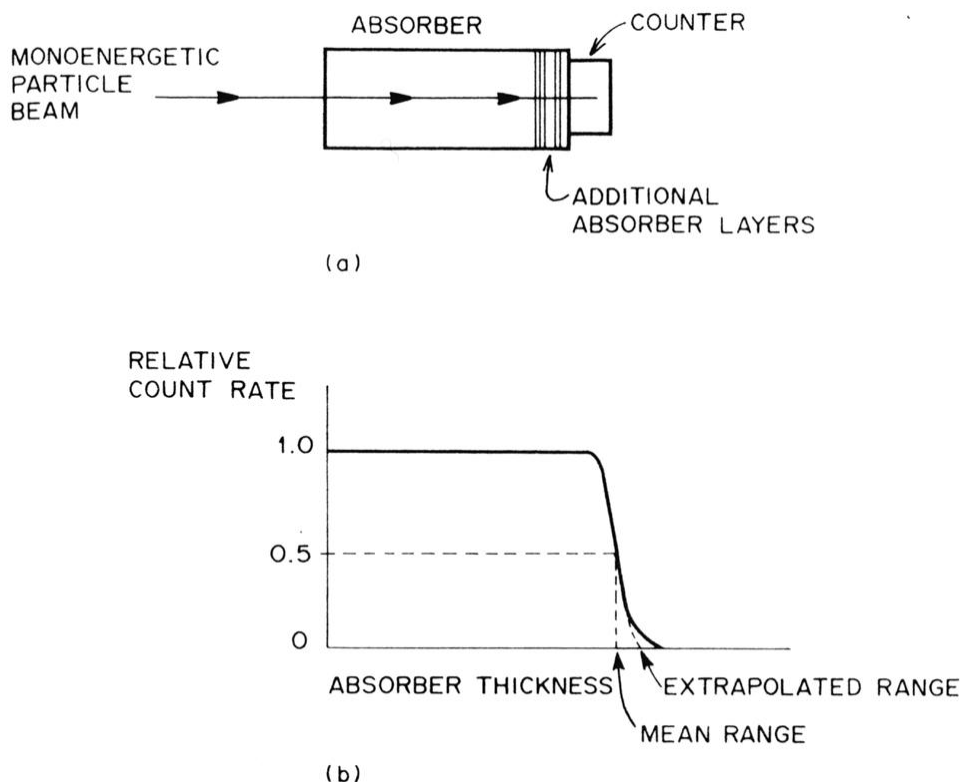
Raštrkavanje dometa se može meriti sa eksperimentalnim uređajem prikazanim na SI 6.4(a). Monoenergetski snop naelektrisanih čestica je incidentan na absorber čija se debljina može menjati dodavanjem slojeva materijala. Rate meter se koristi za merenje relativnog broja čestica snopa koje prođu absorber kao funkcija njegove debljine. Grafik relativne brzine brojanja u zavisnosti od debljine absorbera, za teške naelektrisane čestice ima oblik prikazan na Fig 6.4 (b). Prvi absorber služi da smanji energiju čestica, i zbog toga je grafik prikazan na slici ravan. Dodatni slojevi absorbera ne menjaju oblik krive, sve dok se ne dostigne domet čestica. Onda broj čestica koje prođu absorber počinje brzo da opada, skoro linearno sa dodavanjem novih slojeva materijala, sve dok se sve čestice ne zaustave u absorberu.

Srednji domet se definiše kao debljina absorbera na kojoj je brzina brojanja 0.5 kao što je prikazano na SI 6.4(b). Ekstrapolisani domet se određuje produžavanjem pravog dela krive do abscise. Raspodela dubina zaustavljanja oko srednjeg dometa ima skoro Gausov oblik.

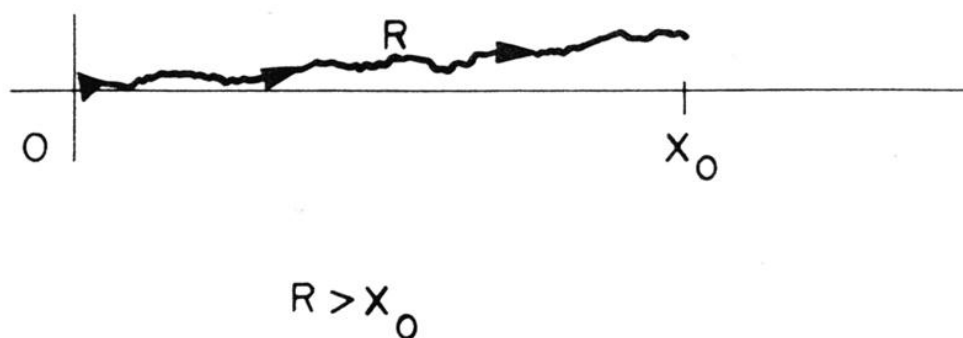
Raštrkavanje dometa nije veliko za teške naelektrisane čestice. Za 100 MeV ske protone u tkivu, na primer domet iznosi 7.57 cm, koren sredine kvadrata fluktuacije je 0.09 cm (Table 4.3), tako da je relativno širenje rastojanja zaustavljanja 1.2%.

6.7 VIŠESTRUKO KULONOVO RASEJANJE

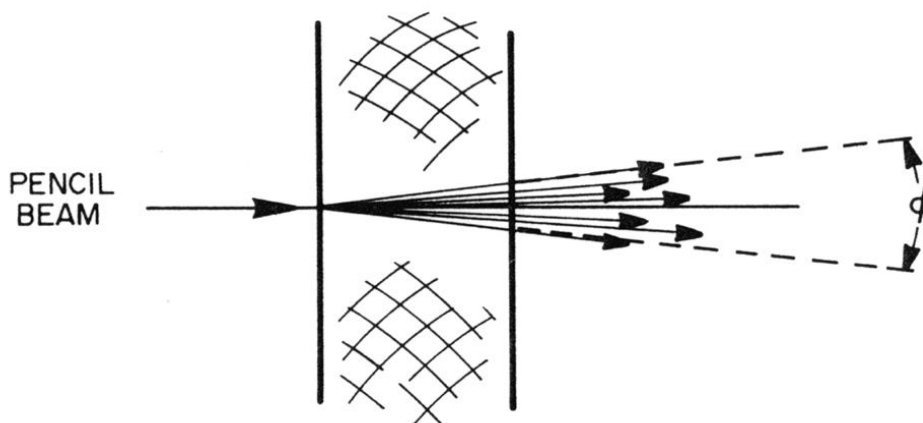
Videli smo kako raštrkavanje utiče na prodiranje naelektrisanih čestica i unosi neku nejasnoću u koncept dometa. Drugi fenomen, elastično rasejanje na atomskom jezgru preko Kulonovih sila, dalje komplikuje analizu prodiranja čestica. Putanja naelektrisane čestice u materiji - čak brzih elektrona ili teških naelektrisanih čestica- odstupa od prave linije jer često doživljavaju događaje nuklearnog rasejanja pod malim uglovima.



Slika 6.4. a) Eksperimentalni uređaj za studiranje raštrkavanja dometa.
b) Zavisnost relativne brzine brojanja od debljine absorbera, vidi se ekstrapolisani i srednji domet.



Slika 6.5. Shematička predstava efekta višestrukog Kulonovog rasejanja na putanju teške naelektrisane čestice koja polazi iz koordinatnog početka udesno duž x ose. Pomeranje od X ose je uvećano radi ilustracije



Slika 6.6. Višestruko Kulonovo rasejanje izaziva širenje snopa naelektrisanih čestica kako one prolaze kroz metu.

Slika 6.5. ilustruje kako teška čestica, startujući duž X ose na početku 0, a apsorberu, može skrenuti usled višestrukog Kulonovog rasejanja, dok ne dospe do mira na dubini X_0 . Ukupna dužina putanje, R , je veličina koja se računa iz jednačine (4.22) i daje u tabelama, je veća od dubine prodiranja X_0 . Zadnja veličina se ponekada naziva "projektovani domet". Razlika između R i X_0 za teške naelektrisane čestice je obično $\leq 1\%$, tako da se uzima da je R jednako X_0 .

Drugi efekat višestrukog Kulonovog rasejanja je širenje vrlo tankog snopa naelektrisanih čestica u divergentni snop pri prolasku kroz metu, što je prikazano na Slici 6.6. Veličina širenja raste sa atomskim brojem mete. Kada uzan snop 120 MeV skih protona prodre 1 cm vode, na primer, oko 4% čestica izađe van krećući se unutar ugla od 1.5° .

U radioterapiji sa snopom naelektrisanih čestica Kulonovo rasejanje često smanjuje dozu kojom se želi tretirati tumor, naročito kada je on lociran na izvesnoj dubini u telu.

INTERAKCIJA FOTONA SA MATERIJOM

7.1 MEHANIZMI

Za razliku od naelektrisanih čestica fotoni su električno neutralni i ne gube energiju neprekidno pri prodiranju kroz materiju. Oni mogu da prođu izvesno rastojanje pre interakcije sa atomom. Štaviše kako duboko će dati foton prodreti u materiju je određeno statistikom, tj. verovatnoćom interakcije po jedinici pređenog rastojanja, što zavisi od osobina medijuma i energije fotona.

Glavni mehanizmi depozicije energije fotona u materiji su fotoelektrična apsorpcija, Komptonovo rasejanje, proces proizvodnje parova i fotonuklearne reakcije.

7.2 FOTOELEKTRIČNI EFEKAT

Izbacivanje elektrona sa površine usled apsorpcije svetlosti se naziva fotoelektrični efekat. Uređaj na Slici 7.1. se može koristiti za proučavanje ovog procesa eksperimentalno. Monohromatska svetlost prolazi u evakuisanu staklenu cev kroz kvarcni prozor (koji dozvoljava korišćenje ultraljubičaste svetlosti) što izaziva izbacivanje fotoelektrona. Elektroda 1 se može napraviti od materijala koji se želi proučavati, ili može biti prevučena njime. Struja I koja teče za vreme ozračivanja se može meriti u zavisnosti od potencijala V_{12} primenjenog između dve elektrode 1 i 2 u cevi. Krive 1 i 2 predstavljaju rezultate dobijene za dva različita intenziteta upadne svetlosti. Ako je površina ozračena izvesna struja će teći čak i ako je $V_{12}=0$. Kada je V_{12} pozitivno i kada raste, efikasnost sakupljanja elektrona na elektrodi 2 raste, struja se podiže do saturacije (platoa) kada su svi elektroni sakupljeni. Količnik struja zasićenja je jednak relativnom intenzitetu svetlosti korišćenog za dobijanje krivih (a) i (b).

Kada se polaritet potencijala preokrene ($V_{12}<0$) na fotoelektrone izbačene sa katode deluje odbojna Kulonova sila. Povećavajući negativni potencijal može se postići da samo najenergetskiji elektroni mogu dospeti do elektrode 2, što utiče na smanjenje struje I . Nezavisno od intenziteta svetlosti fotoelektrična struja se dovodi na nulu kada napon dostigne vrednost V_0 , što se naziva zakočni potencijal. Potencijalna energija eV_0 , gde je e naelektrisanje elektrona, jednaka je maksimalnoj kinetičkoj energiji T_{\max} , fotoelektrona:

$$T_{\max} = eV_0 \quad (7.1)$$

Zaustavni potencijal varira linearno sa frekvencijom ν monohromatske svetlosti. Ispod praga frekvencije ν_0 , nema emisije fotoelektrona, bez obzira kako se povećavao intenzitet. Vrednost ν_0 zavisi od metala koji se koristi za elektrodu 1.

Fotoelektrični efekat je od istorijskog značaja. Eksperimentalni rezultati su bili u neskladu sa klasičnom talasnom teorijom svetlosti, koja je bila vrlo uspešna u drugom delu 19tog veka. Na osnovu talasnog koncepta, može se očekivati da maksimalna kinetička energija fotoelektrona, T_{\max} u jednačini (7.1) raste sa intenzitetom svetlosti. Čak, nađeno je da je V_0 za metal nezavisno od intenziteta (Slika 7.1). Moglo se očekivati da se izvestan broj fotoelektrona emituje primenom svetlosti bilo koje energije, ako se intenzitet dovoljno pojača. Međutim prag ν_0 postoji za svaki metal.

Da bi objasnio fotoelektrični efekat, Ajnštajn je 1905 godine predložio da incidentna svetlost dospeva u obliku kvanata (fotona), koji imaju energiju $E=h\nu$, gde je h Plankova konstanta. On je dalje pretpostavio da se fotoelektron proizvodi kada jedan elektron u metalu

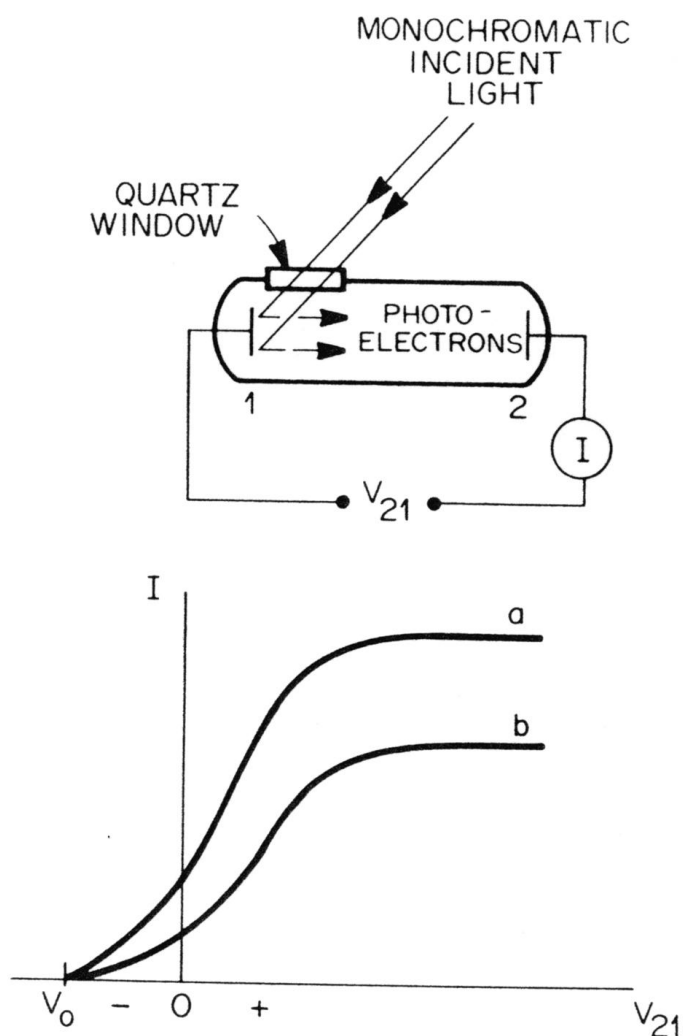
potpuno apsorbuje foton. Kinetička energija T sa kojom se fotoelektron emituje iz metala je jednaka energiji fotona minus energija ϕ koju elektron utroši da bi izašao sa površine:

$$T = h\nu - \phi \quad (7.2)$$

Energija ϕ može poticati od sudarnih gubitaka (zaustavne moći) i od rada potrebnog da se savladaju privlačne sile koje drže elektrone u metalu. Minimalna energija ϕ_0 naziva se radna funkcija metala je potrebna da se ukloni najslabije vezan elektron sa površine metala. Maksimalna kinetička energija takvog fotoelektrona je data sa

$$T_{\max} = h\nu - \phi_0 \quad (7.3)$$

Ajnštajn je dobio Nobelovu nagradu 1921. godine "za doprinos matematičkoj fizici a naročito za njegovo otkriće zakona fotoelektričnog efekta".



Slika 7.1. Eksperimentalni uređaj za proučavanje fotoelektričnog efekta. Elektroda 1 se osvetljava monohromatskom svetlošću konstantnog intenziteta i meri se intenzitet struje I u zavisnosti od potencijalne razlike V_{12} između elektroda 1 i 2. Krive (a) i (b) predstavljaju dva različita intenziteta incidentne svetlosti.

Verovatnoća proizvodnje fotoelektrona kada svetlost interaguje sa atomom je jako zavisna od atomskog broja Z i energije fotona $h\nu$. Najveća je za materijale sa visokim atomskim brojem Z i na niskim energijama fotona sa frekvencijom iznad praga. Verovatnoća se menja kao $Z^4/(h\nu)^3$.

Primer: (a) Koja je energija praga fotona za proizvodnju fotoelektrona iz aluminijuma, koji ima radnu funkciju 4.2 eV . b) Izračunati maksimalnu energiju fotoelektrona izbačenog sa Al ultraljubičastom svetlošću talasne dužine 150 nm . c) Kako se maksimalna energija fotoelektrona menja sa intenzitetom UV svetlosti.

Rešenje: Radna funkcija $\phi_0 = 4.2 \text{ eV}$ predstavlja minimalnu energiju koju foton mora da ima da bi proizveo fotoelektron. b) Energija incidentnog fotona u eV data preko talasne dužine je

$$E = h\nu = \frac{1240}{\lambda} = 8.27 \text{ eV} \quad (7.4)$$

$$T_{\max} = 8.27 - 4.2 = 4.07 \text{ eV} \quad (7.5)$$

c) T_{\max} je nezavisno od intenziteta svetlosti.

7.3 ZAHTEVI ZA ODRŽANJEM ENERGIJE I IMPULSA PRI APSORPCIJI FOTONA ELEKTRONOM

Kao i kod naelektrisanih čestica, kada je energija preneti od fotona atomskom elektronu velika u poređenju sa njegovom energijom veze, elektron se može tretirati kao inicijano slobodan i u miru. Sada ćemo pokazati da konzervacija energije i impulsa zabranjuje absorpciju fotona od strane elektrona pod ovim uslovima. Tako, vezanost elektrona i njegova interakcija sa ostatkom atoma je bitna da bi se dogodio fotoefekat. Međutim, foton se može rasejati na slobodnom elektronu uz smanjenje energije (Komptonov efekat, sledeća sekcija) ili bez promene energije (Tompsonovo rasejanje).

Ako elektron, inicijalno slobodan i u miru (energija mirovanja mc^2) absorbira foton energije $h\nu$ i impulsa $h\nu/c$ (Appendix C) onda zakoni održanja energije i impulsa daju:

$$mc^2 + h\nu = \gamma mc^2 \quad (7.6)$$

i

$$h\frac{\nu}{c} = \gamma mc\beta \quad (7.7)$$

Ovde je $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ relativistički faktor i $\beta = v/c$ je količnik brzine elektrona posle absorpcije i brzine svetlosti. Množeći obe strane jedn (7.7) sa c i oduzimajući od (7.6) dobiće se

$$mc^2 = \gamma mc^2 (1 - \beta) \quad (7.8)$$

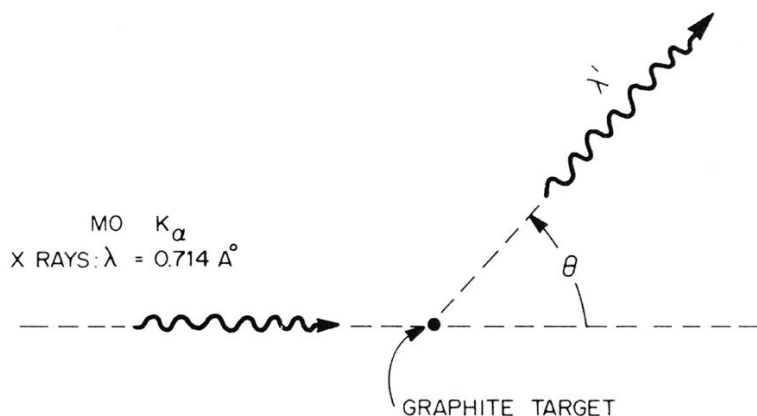
Ova jednačina ima trivijalno rešenje $\beta=0$ i $\gamma=1$, što jednačinu (7.6) svodi na uslov $h\nu=0$. Zaključujemo da se fotoelektrični efekat događa usled toga što apsorbirajući elektron interaguje sa jezgrom i ostalim elektronima u atomu čime se održava impuls svih interagujućih partnera.

Sada ćemo se okrenuti rasejanju fotona na elektronima.

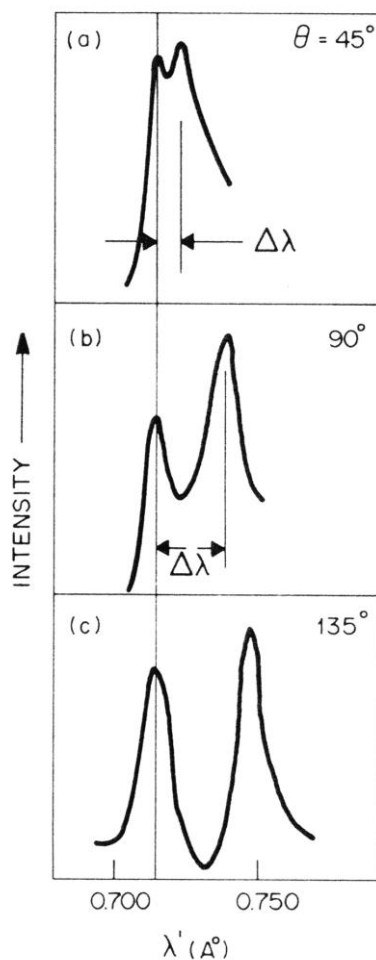
7.4 KOMPTONOV EFEKAT

Slika 7.2. ilustruje eksperimentalni uređaj koji je koristio Kompton 1922. god. Molidbenovo X zračenje K_α (energije 17.4 keV , talasne dužine 0.71410^{-10} m) pada na

grafitnu metu i talasna dužina λ' rasejanih fotona je merena pod različitim uglovima θ u odnosu na incidentni pravac fotona. Intenzitet rasejanog zračenja u zavisnosti od λ' za tri različite vrednosti θ je prikazano na Sl. 8.17. Svaki grafik pokazuje pikove za dve vrednosti λ' : jedna talasna dužina λ je t. d. incidentnih fotona a druga je t.d. $\lambda' > \lambda$. Pojava rasejanog zračenja veće talasne dužine se naziva Komptonov efekat. Komptonov pomeraj talasne dužine $\delta = \lambda' - \lambda$, zavisi od θ i nezavisan je od talasne dužine incidentnog zračenja. U krucijenom novom eksperimentu 1922. god. Kompton je izmerio $\delta = \lambda' - \lambda = 0.02410 \cdot 10^{-10} m$ na $\theta = 90^\circ$.

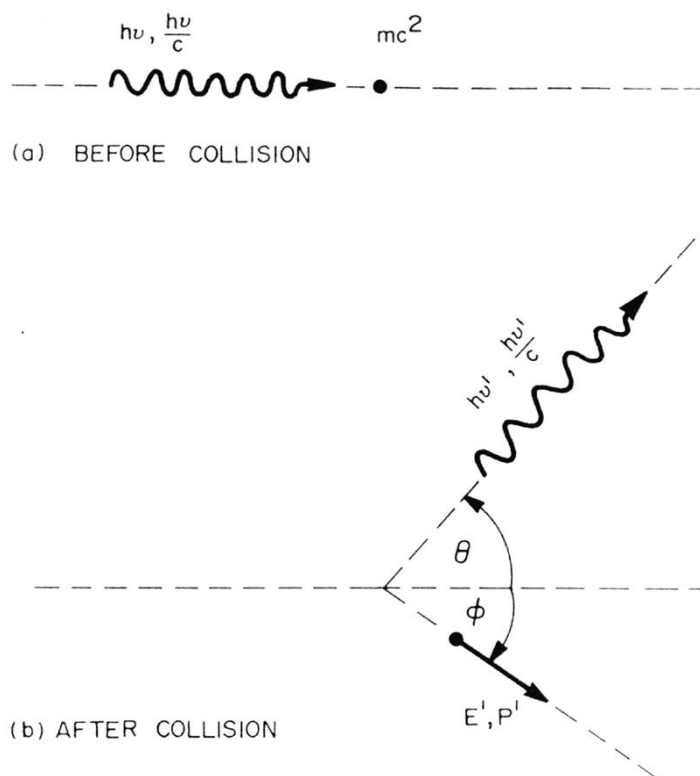


Slika 7.2. Komptonovo merenje intenziteta rasejanih fotona u zavisnosti od talasne dužine λ' na raznim uglovima θ . Incidentno zračenje je karakteristična K_α linija molibdena $\lambda = 0.0714 \text{ nm}$



Slika 7.3. Intenzitet u zavisnosti od talasne dužine λ' fotona rasejanog na uglu (a) $\theta = 45^\circ$, (b) 90° i (c) 135° .

Pojava rasejanog zračenja iste talasne dužine kao i incidento zračenje može se objasniti klasičnom elektromagnetskom talasnom teorijom. Električno polje incidentog talasa ubrzava elektrone koji počinju da osciluju frekvencijom $\nu=c/\lambda$. Elektroni onda emituju zračenje iste talasne dužine. Ovo Tompsonovo rasejanje zračenja od atoma bez promene talasne dužine bilo je poznato i pre Komptonovog rada. Pojava rasejanog zračenja veće talasne dužine je u kontradikciji sa očekivanjima zasnovanim na klasičnoj fizici.



Slika 7.4. Dijagram ilustruje Komptonovsko rasejanje fotona (energije $h\nu$) od elektrona koji je inicijalno u miru sa energijom mirovanja mc^2 . Kao rezultat sudara, foton se rasejava na uglu θ , uz smanjenje energije i impulsa;elektron uzmakne pod uglom Φ sa ukupnom energijom E' i impulsom P' .

Da bi objasnio svoj nalaz Kompton je predložio sledeći kvantni model. Na Slici 7.4(a) foton energije $h\nu$ i impulsa $h\nu/c$ (talasasta linija) upada na slobodan elektron u miru. Posle sudara foton (b) je rasejan na ugao θ sa energijom $h\nu'$ i impulsom $h\nu'/c$. Elektron doživljava uzmak na uglu Φ sa ukupnom energijom E' i impulsom P' . Održanje ukupne energije u sudaru

$$h\nu + mc^2 = h\nu' + E' \quad (7.9)$$

Održavanje komponenti impulsa u horizontalnom i vertikalnom pravcu daje dve jednačine

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos\theta + P' \cos\Phi \quad (7.10)$$

$$\frac{h\nu'}{c} \sin \theta = P' \sin \Phi \quad (7.11)$$

Eliminacijom P' i Φ iz ovih jednačina i rešavanjem po ν' može se naći

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/mc^2)(1 - \cos\theta)} \quad (7.12)$$

Sa ovim rezultatom Komptonov pomeraj iznosi:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = c \left(\frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} \right) = \frac{h}{mc} (1 - \cos\theta) \quad (7.13)$$

Na ovaj način, kao što je Kompton je našao eksperimentalno, pomeraj ne zavisi od energije incidentnog fotona ν . Veličina pomeraja na $\theta=90^\circ$ je

$$\Delta\lambda = \frac{h}{mc} = \frac{6.625 \cdot 10^{-27}}{9.11 \cdot 10^{-28} \cdot 3 \cdot 10^{10}} = 2.42 \cdot 10^{-10} \text{ cm} \quad (7.14)$$

što se slaže sa izmerenom vrednošću. Veličina $h/mc=0.02410^{-10} \text{ m}$ se naziva Komptonova talasna dužina.

Primer: Gama foton ^{60}Co energije 1.332 MeV raseje se pod uglom 140° . Izračunati energiju rasejanog fotona i Komptonov pomeraj talasne dužine rasejanog fotona.

Rešenje: Energija rasejanog fotona je data jednačinom (7.12):

$$h\nu' = \frac{1.332 \text{ MeV}}{1 + (1.332 / 0.511)(1 - (-0.766))} = 0.238 \text{ MeV} \quad (7.15)$$

Komptonov pomeraj je dat jednačinom (7.13) sa $h/mc=0.024210^{-10} \text{ m}$.

$$\Delta\lambda = (0.0242 \cdot 10^{-10})(1 - (-0.766)) = 0.0427 \cdot 10^{-10} \quad (7.16)$$

Impuls rasejanog fotona je:

$$h\nu' / c = \frac{0.238 \text{ MeV} \cdot 1.6 \cdot 10^{-6} \text{ erg} / \text{MeV}}{3 \cdot 10^{10} \text{ cm} / \text{s}} = 1.27 \cdot 10^{-17} \text{ g} \cdot \text{cm} / \text{s} \quad (7.17)$$

gde smo koristili vezu $1 \text{ erg} = 1 \text{ g cm}^2 / \text{s}^2$

U sledećem tekstu proučavaćemo neke detalje u vezi sa prenetom energijom pri Komptonovom rasejanju. Kinetička energija koju elektron dobije pri ovom procesu je:

$$T = h\nu - h\nu' \quad (7.18)$$

Zamenjujući (7.12) za $h\nu'$ i posle nekoliko algebarskih transformacija može se dobiti:

$$T = h\nu \frac{1 - \cos\theta}{mc^2/h\nu + 1 - \cos\theta} \quad (7.19)$$

Maksimalna kinetička energija, T_{\max} koju sekundarni elektron može dobiti je pri $\theta=180^\circ$. U ovom slučaju jednačina (7.19) daje

$$T_{\max} = \frac{2h\nu}{2 + mc^2/h\nu} \quad (7.20)$$

Kada energija fotona postane vrlo velika u poređenju sa mc^2 , T_{\max} dostiže $h\nu$.

Ugao uzmaka elektrona ϕ na slici 7.4 je povezan sa $h\nu$ i θ . Koristeći jednačine (7.10) i (7.11) uz trigonometrijski identitet $\sin\phi/\cos\phi=\tan\phi$, dobija se:

$$\tan\Phi = \frac{h\nu' \sin\theta}{h\nu - h\nu' \cos\theta} \quad (7.21)$$

Zamena $h\nu'$ iz jednačine (7.12) daje

$$\tan\Phi = \frac{\sin\theta}{\left(1 + h\nu/mc^2\right)(1 - \cos\theta)} \quad (7.22)$$

Trigonometrijski član sa θ se uobičajeno može izraziti u obliku poluuglova. Pošto je $\sin\theta=2\sin\theta/2\cos\theta/2$ i $1-\cos\theta=2\sin^2\theta/2$ prethodni izraz se svodi na:

$$\frac{\sin\theta}{1 - \cos\theta} = \frac{2\sin\theta/2\cos\theta/2}{2\sin^2\theta/2} = \cot g\theta/2 \quad (7.23)$$

Jednačina (7.22) se može sada prepisati u kompaktnoj formi

$$\cot g\frac{\theta}{2} = \left(1 + \frac{h\nu}{mc^2}\right) \tan\Phi \quad (7.24)$$

Kada je θ malo, $\cot\theta/2$ je veliko i ϕ je skoro 90° . U ovom slučaju foton nastavlja da se kreće skoro u istom pravcu, predajući relativno mali deo svoje energije elektronu koji se kreće skoro pod pravim uglom u odnosu na pravac incidentnog fotona. Kako θ raste od 0° do 180° , $\cot\theta/2$ opada od ∞ do 0. Zato ϕ opada od 90° do 0° . Ugao uzmaka elektrona na sl 7.4 je uvek u pravcu napred ($0\leq\phi\leq90^\circ$), dok se foton može rasejati pod bilo kojim uglom.

Primer: U prethodnom primeru foton energije 1.332 iz izvora ^{60}Co je rasejan na elektronu pod uglom od 140° . Izračunati energiju koju je dobio elektron. Koji je ugao uzmaka elektrona. Koji je maksimalni deo njegove enrgije koju foton može da izgubi u jednom Komptonovom rasejanju.

Rešenje: Zamenjujući u (7.19) dobija se energija uzmaka elektrona,

$$T = 1.332 \frac{1 - (-0.766)}{0.511/1.332 + 1 - (-0.766)} = 1.094 \text{ MeV} \quad (7.25)$$

Zapazi da iz jednačine (7.15) $T+h\nu' = 1.332 \text{ MeV} = h\nu$, kao i što treba. Ugao uzmaka

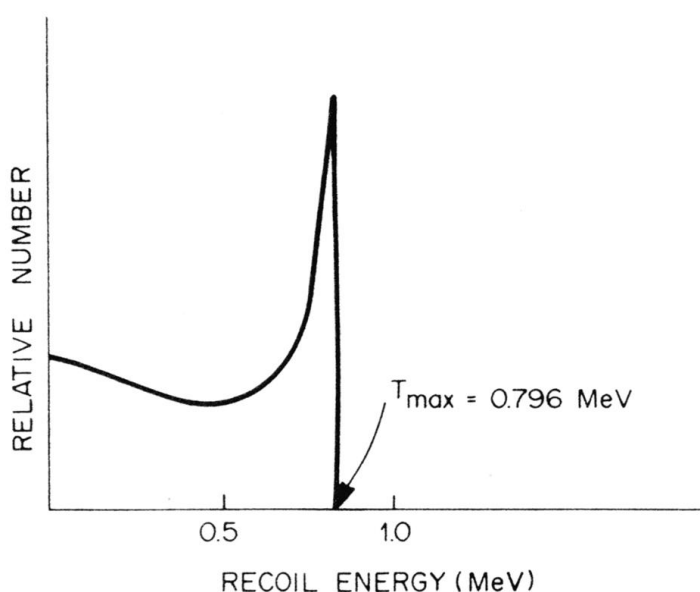
elektrona može se naći iz j-dne (7.24). Imamo

$$\tan \Phi = \frac{\text{Cotg}140^\circ / 2}{1 + 1.332 / 0.511} = 0.101 \quad (7.26)$$

odakle sledi da je $\Phi = 5.76^\circ$. Ovo je relativno "težak" sudar u kome je foton rasejan unazad, zadržavajući samo $0.238/1.332 = 0.179$ ti deo svoje energije i izbacujući elektron u prednjem pravcu. Iz jednačine (7.20)

$$T_{\max} = \frac{2 \cdot 1.332}{2 + 0.511/1.332} = 1.118 \text{ MeV} \quad (7.27)$$

Maksimalni deo izgubljene energije je $T_{\max}/h\nu = 1.118/1.332 = 0.839$.



Slika 7.5. Relativan broj Komptonovski uzmaknutih elektrona u zavisnosti od njihove energije za incidentne fotone energije 1 MeV.

Svi detalji o Komptonovom rasejanju koje smo u prethodnom tekstu obradili potiču od zahteva održanja izraženih u (7.9) do (7.10). Ništa nećemo reći kako foton i elektron interaguju ili kolika je verovatnoća da se foton raseje u pravcu θ . Kvantno mehanička teorija Komptonovog rasejanja, zasnovana na interakciji foton-elektron, daje za ugaonu raspodelu rasejanih fotona Klein-Nishinu formulu:

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

Ovde $d\sigma/d\Omega$, nazvano diferencijalni presek rasejanja, predstavlja verovatnoću po incidentom fotonu/ cm^2 da elektron raseje foton u prostorni ugao $d\Omega$ na uglu θ . Jednačina (7.28) se sa drugim jednačinama gore može koristiti za dobijanje energetskeg spektra elektrona koji su uzmaknuli pri Komptonovom rasejanju. Ovaj spektar je prikazan na Sl 7.5 za 1 MeV

incidentni foton. Relativni broj uzmaknutih elektrona opada od $T=0$ dok ne počne da raste brzo kako se T približava $T_{\max}=0.796 \text{ MeV}$, gde spektar ima svoj maksimum. Spektar uzmaknutih elektrona ima sličan spektar i za druge incidentne energije fotona. Najverovatniji sudari su oni gde se prenosi relativno veliki iznos energije.

Naročito važno za dozimetriju je srednja energija uzmaknutih elektrona, T_{avg} , u Komptonovom rasejanju. Za fotone date energije, srednja energija se može izračunati direktno iz relativne raspodele, kao što je ona na slici 7.5. Tabela 7.1 daje vrednosti T_{avg} za opseg energija fotona. Takođe je prikazan deo incidentne energije fotona koja se konvertuje u kinetičku energiju Komptonovih elektrona. Ovaj deo opada konstantno sa energijom fotona.

Slično fotoelektričnom efektu, Komptonov efekat je potvrda čestične prirode svetlosti. Otkriće kvantne mehanike je usledilo nekoliko godina nakon otkrića Komptonovog efekta. Moderna kvantna elektrodinamika vrlo uspešno objašnjava ovu dualnu talas-čestica prirodu elektromagnetskog zračenje

Tabela 7.1. Srednja kinetička energija elektrona uzmaknutih u Komptonovom efektu i deo incidentne energije fotona

Energija fotona $h\nu \text{ MeV}$	Srednja energija uzmarka elektrona T_{avg}	Srednja frakcija incidentne energije $T_{\text{avg}}/h\nu$
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

7.5 PROIZVODNJA PAROVA

Foton sa energijom dvostruko većom od energije mirovanja elektrona $h\nu \geq 2mc^2$, može se konvertovati u elektron pozitronski par u polju atomskog jezgra. Proizvodnja para je moguća i u polju atomskog elektrona, ali je verovatnoća znatno manja i prag energije je $4mc^2$. Ovaj proces se često naziva "triplet" zbog prisustva uzmaknutog atomskog elektrona uz par. Kada se par proizvede u polju jezgra, masivno jezgro uzmakne sa zanemarljivom energijom. Zato, se energija fotona $h\nu$ konvertuje u $2mc^2$ plus kinetička energija T_+ i T_- para;

$$h\nu = 2mc^2 + T_+ + T_- \quad (7.29)$$

Raspodela viška energije između elektrona i pozitrona je kontinualna; tako da je kinetička energija između 0 i maksimalno moguće $h\nu - 2mc^2$. Štaviše energetske spektri za obe čestice su skoro isti i zavise od atomskog broja jezgra. Granična talasna dužina fotona za proizvodnju para je $0.01210^{-10} m$. Proizvodnja para postaje verovatnija sa porastom energije fotona, i verovatnoća raste sa atomskim brojem približno kao Z^2 .

Inverzni proces se takođe dešava, kada se elektron i pozitron anihiliraju proizvodeći fotone. Pozitron se može anihilirati u letu, iako je mnogo verovatnije da se prvo uspori, zatim privuče elektron i stvori pozitronijum. Pozitronijum je vezani sistem, analogan vodonikovom atomu, sagrađen od elektrona i pozitrona koji "kruže" oko njihovog centra masa. Pozitronijum postoji $10^{-10} s$ pre nego što se elektron i pozitron anihiliraju. Pošto je ukupni moment pozitronijuma pre raspada jednak nuli, najmanje dva fotona se moraju proizvesti u cilju održanja impulsa. Najverovatniji je događaj stvaranje dva $0.511 MeV$ fotona koji odlaze u suprotnim smerovima. Ako se pozitron anihilira u letu, ukupna energija fotona će biti $2mc^2$ plus kinetička energija. Trofotonska anihilacija se takođe dešava. Prisustvo $0.511 MeV$ skih fotona oko svakog pozitronskog izvora uvek predstavlja moguću radijacionu opasnost.

7.6 FOTONUKLEARNE REAKCIJE

Foton se može apsorbovati atomskim jezgrom i izbaciti nukleon. Ovaj proces se naziva fotoraspad ili nuklearni fotoefekat. Primer je gama zahvat jezgra ^{206}Pb sa emisijom neutrona $^{206}Pb(\gamma, n)^{205}Pb$. Foton može da ima (dovoljno) energiju veću od vezivne energije izbačenog nukleona, koja je obično nekoliko MeV . Slično fotoelektričnom efektu, fotoraspad se može dogoditi samo ako foton ima energiju iznad praga. Kinetička energija izbačenog nukleona je jednaka energiji fotona minus njegovu vezivnu energiju u jezgri.

Verovatnoća fotonuklearnih reakcija je red veličine manja od verovatnoće fotoelektričnog efekta, Komptonovog efekta ili proizvodnje parova. Međutim za razliku od ovih efekata, fotonuklearne reakcije mogu proizvesti neutrone, koji opet predstavljaju poseban radijacioni problem. Kao dodatak, preostala jezgra posle fotonuklearne reakcije su često radioaktivna. Zbog ovoga, fotonuklearne reakcije mogu biti važne oko visoko energetskih akceleratora elektrona koji proizvode energetske fotone.

Prag (γ, p) reakcije je često viši od praga (γ, n) reakcije, zbog odbojne Kulonove barijere koju proton mora prevazići da bi napustio jezgro. (Sl 3.1). Iako je verovatnoća za obe ove reakcije približno jednaka za lake elemente, (γ, n) reakcija je mnogo puta verovatniji nego (γ, p) u teškim elementima.

Druge fotonuklearne reakcije se takođe dešavaju: dvonuklearne reakcije kao što su $(\gamma, 2n)$ i (γ, np) kao i (γ, α) . ApSORPCIJA fotona može izazvati fisiju teških jezgara.

Primer: Izračunati energetske prag za (γ, n) fotodezintegraciju ^{206}Pb jezgra. Defekti masa su $-23.79 MeV$ za ^{206}Pb i -23.77 za ^{205}Pb i $8.07 MeV$ za neutrone. Kolika je energija neutrona koji je proizveden fotonom energije $10 MeV$.

Rešenje: Razlika masa posle reakcije je $-23.77 + 8.07 = -15.70 MeV$. Prag energije potrebne da se neutron izbaci iz jezgra ^{206}Pb je zato $-15.70 - (-23.79) = 8.09 MeV$. ApSORPCIJA $10 MeV$ skog fotona proizvešće neutron kinetičke energije $10 - 8.09 = 1.91 MeV$.

7.7 KOEFICIJENTI SLABLJENJA, APSORPCIJE I RASEJANJA

Kao što je napomenuto na početku ove glave, prodiranje fotona u materiju je određeno verovatnoćom da foton interaguje jednim od gore pomenutih procesa ili drugim po jedinici pređenog rastojanja. Ova verovatnoća, označena sa μ , se naziva linearni koeficijent slabljenja

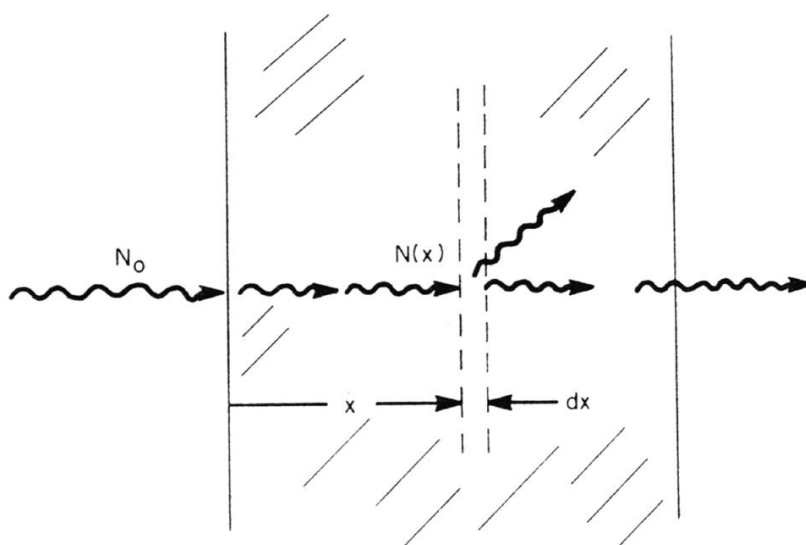
i ima dimenzije dužine na minus 1 (m^{-1}). Koeficijent μ zavisi od energije fotona i od materijala u kome se interakcije odigravaju. Maseni koeficijent slabljenja se dobija deljenjem linearnog koeficijenta sa gustinom μ/ρ . Obično se izražava u cm^2/g .

Monoenergetski fotoni slabe eksponencijano u uniformnoj meti, kao što ćemo sada pokazati. Slika 7.6 predstavlja uzan snop N_0 monoenergetskih fotona koji normalno upadaju na ploču. Kako snop prodire u apsorber neki fotoni bivaju rasejani, a neki apsorbovani. Označimo sa $N(x)$ broj fotona koji su dostigli dubinu x bez interakcije. Broj interakcija unutar sledećeg malog rastojanja dx je proporcionalno sa N i sa dx

$$dN = -\mu N dx \quad (7.30)$$

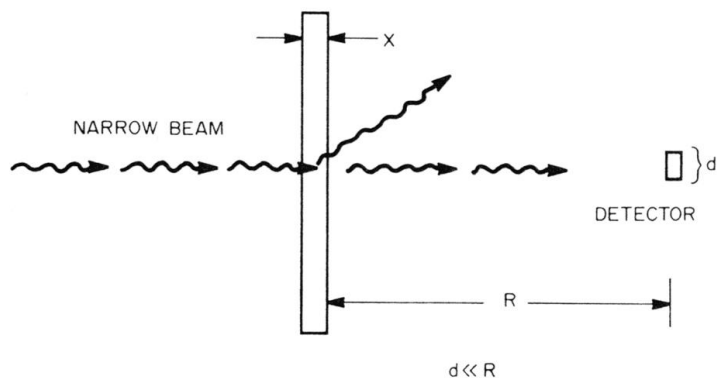
pri čemu je konstanta proporcionalnosti μ linearni koeficijent slabljenja. Rešenje ove jednačine je:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (7.31)$$

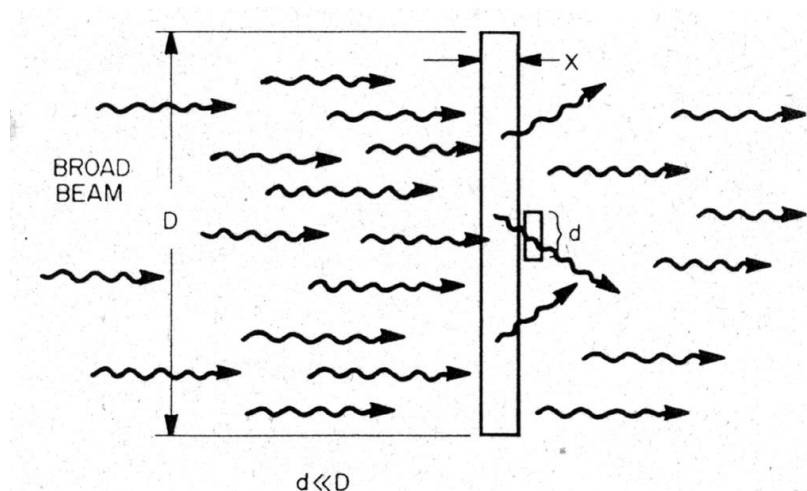


Slika 7.6. Uzan snop N_0 monoenergetskih fotona upada na ploču. Broj fotona koji dostiže dubinu x bez interakcije je dat sa $N(x) = N_0 e^{-\mu x}$ gde je μ linerni koeficijent slabljenja.

Linearni koeficijent slabljenja se može meriti uređajem prikazanim na slici 7.7. Snop monoenergetskih fotona je upravljen na absorbujuću ploču debljine x . Mali detektor veličine d je smešten na rastojanju $R \gg d$ iza ploče direktno u liniji snopa. Pod ovim uslovima koji se nazivaju i "uzan snop" ili "dobra geometrija rasejanja", samo fotoni koji prođu ploču bez interakcije će biti detektovani. Mereći relativni broj fotona N/N_0 koji dospeju do detektora i korišćenjem jedn. (7.31) može se dobiti vrednost μ .



Slika 7.7. Ilustracija dobre geometrije rasejanja za merenje linearnog koeficijenta slabljenja. Fotoni uskog snopa koji su rasejani ili apsorbovani tankim apsorberom ne mogu da dospu do detektora smeštenog na liniji snopa na nekom rastojanju.



Slika 7.8. Ilustracija loše geometrije rasejanja za merenje linearnog koeficijenta apsorpcije μ_A . Detektor smešten blizu apsorbera registruje rasejane kao i nerasejane fotone iz širokog snopa monoenergetskih fotona.

U praksi, češće se meri intenzitet fotona nego broj. Intenzitet I , koji se naziva i jačina fluensa energije fotona, definiše se kao energija po jedinici vremena koja se snopom prenese po jediničnoj površini pod pravim uglom (jedinica $MeVcm^{-2}s^{-1}$). Broj fotona koji u jedinici vremena preseku jediničnu površinu naziva se jačina fluensa ($cm^{-2}s^{-1}$). Za monoenergetske fotone energije $h\nu$ ove dve veličine su povezane relacijom $I=h\nu N$. Slično sa (7.31) možemo pisati:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (7.32)$$

i

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\mu x} \quad (7.33)$$

gde su I_0 i Φ_0 intenzitet i jačina fluensa na dubini 0. Kada snop fotona nije monoenergetski, ove jednačine se mogu primenjivati za svaku energiju da bi se izračunalo slabljenje.

Veličina linearnog koeficijenta slabljenja zavisi od doprinosa fotoelektričnog efekta, Komptonovog rasejanja i proizvodnje parova. (Zanemarujemo druge interakcije koje se mogu uključiti, ali su obično minorne). Pišemo

$$\mu = \mu_{PE} + \mu_{CT} + \mu_{PP} \quad (7.34)$$

gde su μ_{PE} , μ_{CT} i μ_{PP} linearni koeficijenti slabljenja za fotoelektrični efekat, Comptonovo rasejanje i proces proizvodnje parova, resp. Maseni koeficijenti slabljenja se dobijaju deljenjem sa gustinom ρ .

U dozimetriji nas interesuje energija koju sekundarni elektroni deponuju u absorberu, kao posledica interakcije fotona. Ova energija je povezana sa linearnim koeficijentima slabljenja na sledeći način. Na slici 7.7, ako foton doživi fotoefekat, sva njegova energija se prenese na elektron koji opet, ako ploča nije tanka, svu svoju energiju ostavi u ploči. U ovom slučaju koeficijent slabljenja μ_{PE} takođe opisuje energiju sekundarnog elektrona deponovanu u absorberu.

Ako foton proizvede elektron pozitronski par, veza između deponovane energije i koeficijenta slabljenja je različita. U ovom slučaju, energija $2mc^2=1.022 \text{ MeV}$ je potrebna da se obezbedi energija mirovanja para. Deo energije fotona $h\nu$ koji se transformiše u kinetičku energiju elektrona je zato $(h\nu-1.022)/h\nu$, $h\nu$ u MeV . Koeficijent koji određuje energiju koju deponuje sekundarni elektron je $(h\nu-1.022)\mu_{PP}/h\nu$. Zakočno zračenje i anihilacija pozitrona mogu konvertovati izvesnu energiju u fotone koji mogu napustiti apsorber; takvi efekti se ne uzimaju u obzir.

Kada se foton raseje u Komptonovom efektu, situacija je takodje različita. Samo deo energije fotona prenet na uzmaknuti elektron se deponuje lokalno u apsorberu, ostatak se odnese rasejanim fotonom. Ukupni Komptonov koeficijent linearnog slabljenja je suma dva člana:

$$\mu_{CT} = \mu_{CS} + \mu_{CA} \quad (7.35)$$

Komptonov koeficijent rasejanja μ_{CS} opisuje deo energije fotona koja se rasejala iz uskog snopa zbog apsorbera (slika 7.7); Komptonov koeficijent apsorpcije μ_{CA} opisuje deo nataložen u apsorberu (od uzmaknutih elektrona).

Za računanje energije deponovane u meti ozračenoj monoenergetskim fotonima definišemo linearni apsorpcioni koeficijent kao

$$\mu_{CT} = \mu_{PE} + \mu_{CA} + \frac{h\nu-1.022}{h\nu} \mu_{PP} \quad (7.36)$$

Ovaj faktor je manji nego koeficijent slabljenja μ , i takođe ima dimenzije inverzne dužine. Razlika

$$\mu_S = \mu - \mu_A \quad (7.37)$$

između koeficijentata slabljenja i apsorpcije se naziva koeficijent rasejanja. Maseni koeficijent apsorpcije μ_A/ρ , se takođe često koristi. Za monoenergetski snop fotona početnog intenziteta I_0 , jačina deponovane energije u apsorberu debljine x se može izračunati korišćenjem μ_A iz jednačine (7.32). Veličina

$$I_A(x) = I_0 e^{-\mu_A x} \quad (7.38)$$

daje ukupni intenzitet fotona prenet kroz apsorber. Radi poređenja jednačina (7.32) daje

intenzitet koji je prenet fotonima koji nisu imali interakcije i koji će se detektovati malim detektorom na SI 7.7. Pošto je $\mu_A < \mu$, sledi da je $I_A(x) > I(x)$.

Preostaje diskusija kako se μ_A može meriti. Na slici 7.8 paralelni, široki snop monoenergetskih fotona upada na absorber sa detektorom smeštenim direktno iza njega. Sa ovim širokim snopom, ili "lošom geometrijom", detektor meri rasejano i nerasejano zračenje. Uslovi za jednačinu (7.38) se mogu približno ispuniti i pokazivanje detektora će biti blizu I_A , što daje mogućnost merenja μ_A .

Mi ćemo koristiti jednačinu (7.38) da bi računali energiju koju deponuje snop fotona, iako je ona vrlo često samo aproksimativna. U praksi, višestruko Komptonovo rasejanje, zakono zračenje i drugi faktori mogu dovesti do netačnosti. Ukupna "komplikacija" deponovanja energije, naročito u debelim apsorberima, može se opisati faktorom nagomilavanja, koji ćemo tretirati u Glavi 13. Jednačina (7.38) je ipak korisna u mnogim praktičnim aplikacijama, kao što je procena doze lica izloženih X ili gama zračenju, filtracija potrebna za medicinske X uređaje, zahtevi zaštite tj. zaklanjanja.

Slike 7.9 i 7.10 daju masene koeficijente slabljenja i apsorpcije za pet elementata u širokom opsegu energija fotona. Struktura ovih krivih upućuje na fizičke procese koje smo razmatrali. Na niskim energijama fotona energija veze atomskih elektrona je važna i fotoelektrični efekat je dominantna interakcija. Materijali sa visokim Z obezbeđuju veće slabljenje i apsorpciju, koji opadaju brzo sa povećanjem energije fotona. Koeficijenti za Pb i U rastu skokovito kada je energija fotona dovoljna da izbaci fotoelektron iz K ljuske atoma. Krive za druge elemente pokazuju sličnu strukturu na nižim energijama. Kada je energija fotona nekoliko stotina keV ili više vezivna energija atomskih elektrona postaje manje važna i dominira Komptonovo rasejanje. Pošto elementi (osim vodonika) sadrže isti broj elektrona po jedinici mase, nema velike razlike između vrednosti za masene koeficijente slabljenja i apsorpcije za različite elemente. Komptonovo rasejanje nastavlja da bude značajno iznad $1.022 MeV$ - praga za proces proizvodnje parova, sve dok zadnji proces ne postane verovatniji. Slabljenje usled proizvodnje parova je pojačano većim nuklearnim rasejanjem absorbera.

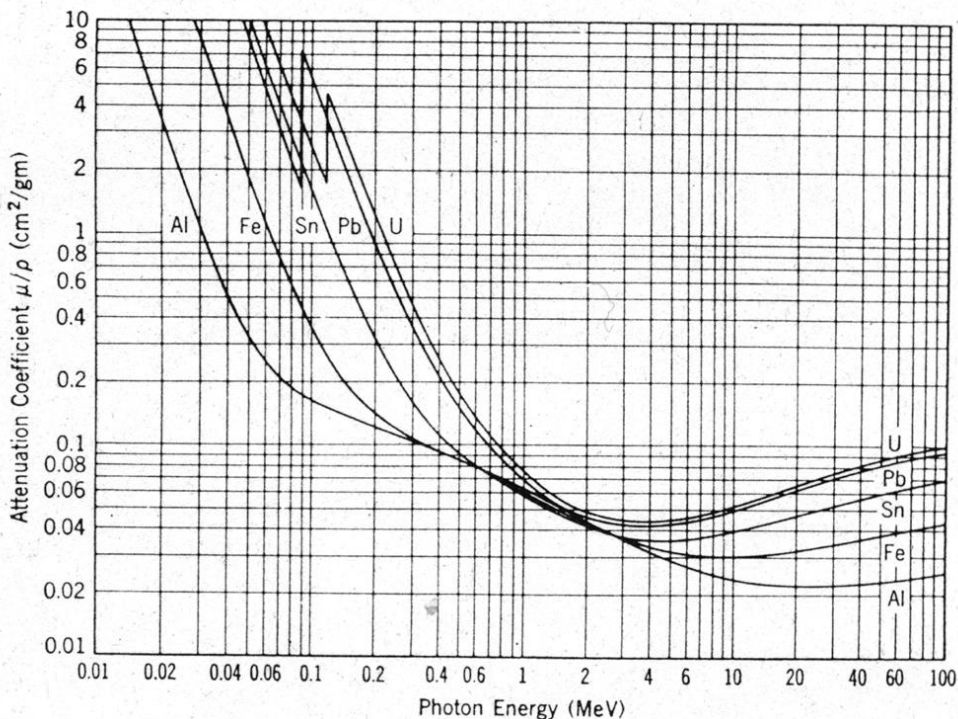
Pregled Slika 7.9 i 7.10 pokazuje da su koeficijenti za olovo veći nego za druge materijale preko celog opsega energija fotona. Po jedinici težine, olovo je jedan od najefikasnijih materijala za zaštitu od fotona. Zbog toga što je relativno jeftino, ono je skoro univerzalno u zaštiti od fotonskog zračenja. Ono se može koristiti za ograđivanje zidom X zračnih uređaja, ugrađivati u zaštitne kecelje koje nosi personal, ili se koristi za kontejnere gama izvora. Olovne cigle pružaju pogodan i efektivan način za zaklanjanje od gama izvora. Proračun i dizajn olovnog zaklona je opisan u Glavi 13.

Slike 7.11 i 7.12 daju masene koeficijente slabljenja i apsorpcije za više materijala koji su od značaja u radijacionoj zaštiti. Krive za vazduh, vodu i tkivo su skoro jednake, što se i očekivalo jer se sastoje od sličnih elemenata. Beton je bolji apsorber u oblasti dominacije fotoefekta i proizvodnje parova. (Baritni betoni sadrže barit $BaSO_4$ kao materijal sa visokim Z .) Olovna stakla su takođe efikasni apsorberi zračenja. Svi ovi materijali imaju skoro iste osobine u oblasti dominacije Komptonovog rasejanja.

Instruktivno je videti kako pojedinačni fizički procesi doprinose koeficijentima apsorpcije i rasejanja u funkciji energije fotona. Slika 7.13 daje vrednosti μ_{PE} , μ_{CA} , i μ_{PP} za vodu koji se pojavljuju u jednačinama (7.34) i (7.35) kao i koeficijente μ i μ_A datih u jednačinama (7.34) i (7.36). Na najnižim energijama ($<15 keV$) skoro sve interakcije su fotoelektrični efekat, tako da je $\mu = \mu_A$. Kako energija fotona raste, μ_{PE} opada brzo i odlazi ispod μ_{CS} . Na $100 keV$ najviše slabljenja u vodi potiče od Komptonovski rasejanih fotona μ_{CS} , nešto od Komptonovske apsorpcije μ_{CA} i vrlo malo od fotoelektrične apsorpcije μ_{PE} . Na još većim energijama Komptonovski sudarni spektar postaje relativno tvrdi (zadni stubac u Tabeli 7.1) i μ_{CA} prevazilazi μ_{CS} , iako oba opadaju do granice $600 keV$. Komptonovi koeficijenti opadaju na višim energijama kako proces proizvodnje parova postaje dominantan.

Koriste se i drugi koeficijenti interakcije fotona, zavisno od informacije koja se želi.

Na primer maseni koeficijent prenosa energije se definiše kao μ_A/ρ iz j-dne (7.36) osim za onaj deo energije koji je emitovan kao fluorescentno X zračenje koje prati izbacivanje elektrona. Ova energija odlazi sa mesta na kome je foton doživeo apsorpciju preko fotoelektričnog efekta. Maseni koeficijent apsorpcije energije; deo energije izgubljene od strane sekundarnih elektrona u obliku zakočnog zračenja je takođe oduzet. Nažalost nema jedinstvene terminologije za opisivanje različitih koeficijenata apsorpcije i slabljenja. Pri korišćenju literature treba biti pažljiv i tačno odrediti šta je autor podrazumevao.



Slika 7.9. Maseni koeficijenti slabljenja za razne elemente.

Primer: Koje debljine betona i olova su potrebne da bi se intenzitet uskog snopa fotona energije 500 keV smanjio na četvrtinu vrednosti. Uporediti debljine u cm i u g/cm^2 . Ponoviti isti račun za 1.5 MeV-ske fotone.

Rešenje: Koristimo jednačinu (7.32) sa $I(x)/I_0=0.25$. Maseni koeficijenti slabljenja dobijeni sa slika 7.9 i 7.11 su dati u Tabeli 7.2. Na 500 keV, linearni koeficijent slabljenja za beton je $\mu=(0.089 \text{ cm}^2/g)(2.35 \text{ g/cm}^3)=0.209 \text{ cm}^{-1}$ i za olovo je $\mu=0.1411.4=1.60 \text{ cm}^{-1}$. Koristeći jednačinmu (7.32), za beton imamo:

$$0.25 = e^{-0.209x} \quad (7.39)$$

što daje $x=6.63 \text{ cm}$.

$$0.25 = e^{-1.6x} \quad (7.40)$$

što daje $x=0.866 \text{ cm}$ za olovo.

Tabela 7.2. Maseni koeficijenti slabljenja μ/ρ (cm^2/g)

$h\nu$	Beton	Pb
500 keV	0.089	0.14
1.5 MeV	0.052	0.051

Betonski ekran je deblji za faktor $6.63/0.866=7.65$. U g/cm^2 , debljina betona je $6.63 \cdot 2.25 \text{ g/cm}^3 = 15.6 \text{ g/cm}^2$, dok je za olovo $0.866 \cdot 11.4 = 9.87 \text{ g/cm}^2$. Betonski ekran je masivniji u debljini za faktor $15.6/9.87=1.58$. Olovo je efikasniji apsorber nego beton za 500 keV ske fotone poređujući težine. Fotoelektrični efekat je važan u ovoj oblasti i olovo je efikasnije zbog višeg atomskog broja. Računanje se može ponoviti na isti način za 1.5 MeV ske fotone. Umesto toga, učinimo to na malo drugačiji način koristeći masene koeficijente slabljenja direktno, pišući eksponent u jdni (7.32) kao $\mu x = (\mu/\rho)\rho x$. Za 1.5 MeV ske fotone koji napadaju na beton.

$$0.25 = e^{-0.052\rho x} \quad (7.41)$$

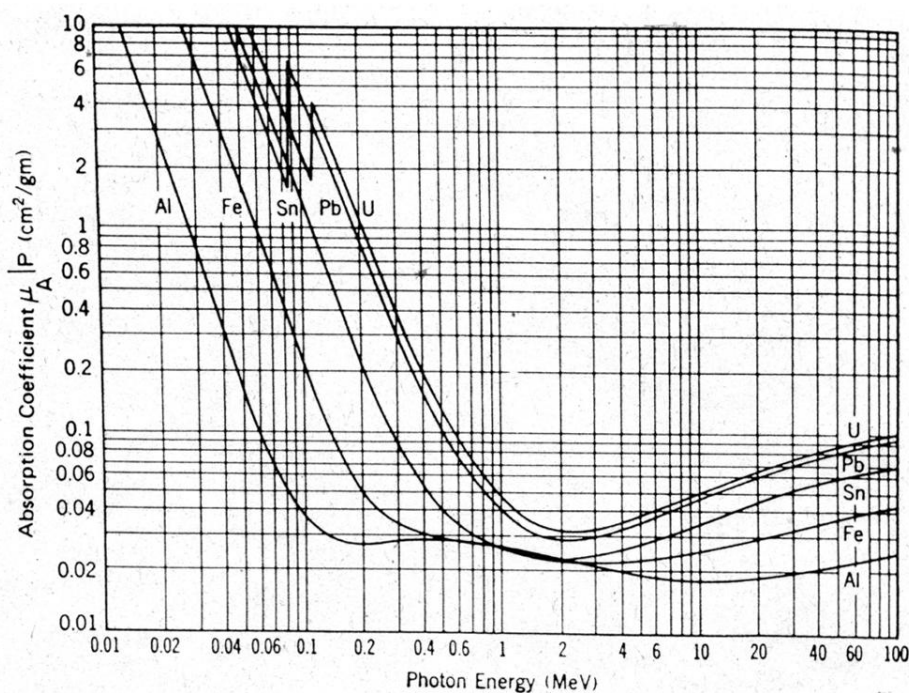
što daje $\rho x = 27.2 \text{ g/cm}^2$ i $x = 11.4 \text{ cm}$. Za olovo;

$$0.25 = e^{0.051\rho x} \quad (7.42)$$

i tako $\rho x = 27.2 \text{ g/cm}^2$ i $x = 2.39 \text{ cm}$. Na ovoj energiji Komptonov efekat je glavna interakcija koja slabi snop i zato svi materijali (osim vodonika) daju uporedljivo slabljenje po g/cm^2 .

Primer: Snop 1 MeV skih fotona upada na 10 cm aluminijumsku ploču ($\rho = 2.7 \text{ g/cm}^3$) jačinom 10^3 fotona/s. Koji deo fotona se prenese bez apsorpcije ili rasejanja. Koji deo energije fotona se apsorbuje u ploči. Koliko energije se prenese kroz ploču u 1s.

Rešenje: Sa Slike 7.9 maseni koeficijent slabljenja $\mu/\rho = 0.062 \text{ cm}^2/\text{g}$ i tako je $\mu = 0.167 \text{ cm}^{-1}$. Deo fotona koji ne interaguje je $e^{-\mu x} = e^{-0.167 \cdot 10} = 0.187$. Da bi našli deo energije apsorbovane u ploči moramo koristiti apsorpcione koeficijente. Sa Sl. 7.10 imamo $\mu_A/\rho = 0.027 \text{ cm}^2/\text{g}$: tako je $\mu_A = 0.0729 \text{ cm}^{-1}$. Deo energije snopa koji se prenese kroz ploču je $e^{-\mu_A x} = e^{-0.0729 \cdot 10} = 0.428$. Ovaj deo uključuje obe: deo energije od 18.7 % koji nije interagovao kao i Komptonovski rasejanu. Zato je deo energije fotona koji je apsorbovan u ploči $1 - 0.428 = 0.572$. Snop fotona ima incidentnu jačinu energije 10^3 MeV/s . Brzina prenošenja energije je $0.482 \cdot 10^3 = 482 \text{ MeV/s}$.



Slika 7.10. Maseni koeficijenti slabljenja za razne elemente.

7.8 EFIKASNI PRESECI

Linearni koeficijent slabljenja daje verovatnoću da foton interaguje po jedinici pređenog rastojanja. Ako postoji n atoma po jedinici zapremine uniformnog medijuma, onda se ova verovatnoća može izraziti na sledeći način:

$$\mu = n\sigma \quad (7.43)$$

gde se σ koja ima dimenzije površine, naziva atomski efikasni presek. U uniformnom paralelnom snopu fotona to predstavlja verovatnoću po jediničnom fluensu da se interakcija dogodi u jedinici zapremine (bilo kog oblika) koja sadrži n atoma. Iako σ može izgledati kao površina poprečnog preseka na raspolaganju za interakciju, on nije tačno jednak stvarnoj fizičkoj veličini atoma. Kao i μ , i σ se može menjati za nekoliko reda veličine sa promenom energije fotona. Pošto je σ mali broj, često se izražava u jedinicama nazvanim *barn*;

$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$. Uopšte, σ se naziva mikroskopski efikasni presek, a μ makroskopski ef. pr.

Uopšte n u jedn. (7.34) može takođe predstavljati broj molekula, elektrona ili jezgra po jedinici zapremine apsorbera. Onda se σ naziva, molekularni, elektronski ili nuklearni efikasni presek. Pojedinačni atomski efikasni preseci se mogu prosto sabirati da bi se dobili molekularni efikasni preseci za fotonske interakcije. U sledećoj glavi biće korišćeni nuklearni ef., preseci za neutronske interakcije.

Atomski efikasni preseci se mogu koristiti umesto linearnih koeficijenata slabljenja i apsorpcije da se izrazi verovatnoća interakcije po atomu. Kombinujući jednačine (7.34) i (7.43) može se napisati:

$$\sigma = \sigma_{PE} + \sigma_{CT} + \sigma_{PP} \quad (7.44)$$

gde su tri veličine na desnoj strani jednačine individualni atomski efikasni preseci za tri glavne fotonske interakcije. Slično iz jedne (7.35) ukupni Komptonov efikasni presek je

$$\sigma_{CT} = \sigma_{CS} + \sigma_{CA} \quad (7.45)$$

gde su σ_{CS} i σ_{CA} rasejavajući i apsorbujući efikasni preseci. Takođe iz (7.36) absorpcioni koeficijent je

$$\sigma_A = \sigma_{PE} + \sigma_{CA} + \frac{h\nu - 1.022}{h\nu} \sigma_{PP} \quad (7.46)$$

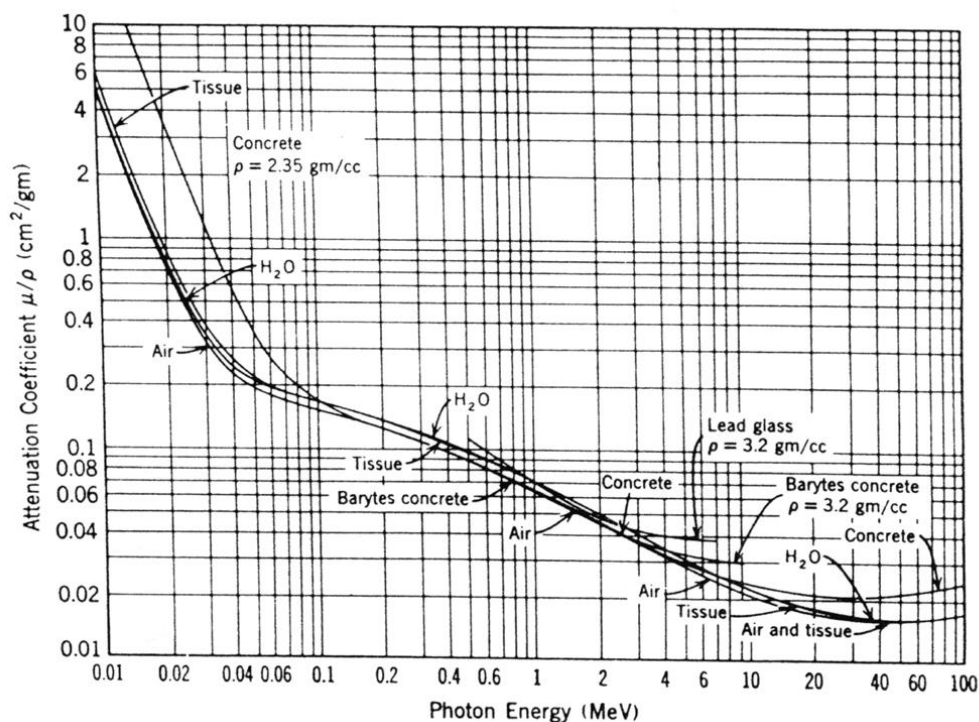
Efikasni preseci predstavljaju verovatnoću sudara po jediničnom fluensu. Klein-Nishin ova formula (7.28) je drugi primer efikasnog preseka, koja daje verovatnoću da incidentni foton bude rasejan u prostorni ugao $d\Omega$ oko ugla θ . To je takozvani diferencijalni efikasni presek, jer je diferencijalni po uglu. On zato daje ugaonu raspodelu rasejanih fotona. Integrirajući diferencijalni efikasni presek preko celog prostornog ugla ($d\Omega = 2\pi \cos\theta d\theta$ sa $0 \leq \theta \leq \pi$ rad) i množeći sa atomskim brojem Z (elektrona po atomu) dobija se totalni atomski efikasni presek za Komptonovo rasejanje.

$$\sigma_{CT} = 2\pi Z \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} \cos\theta d\theta \quad (7.47)$$

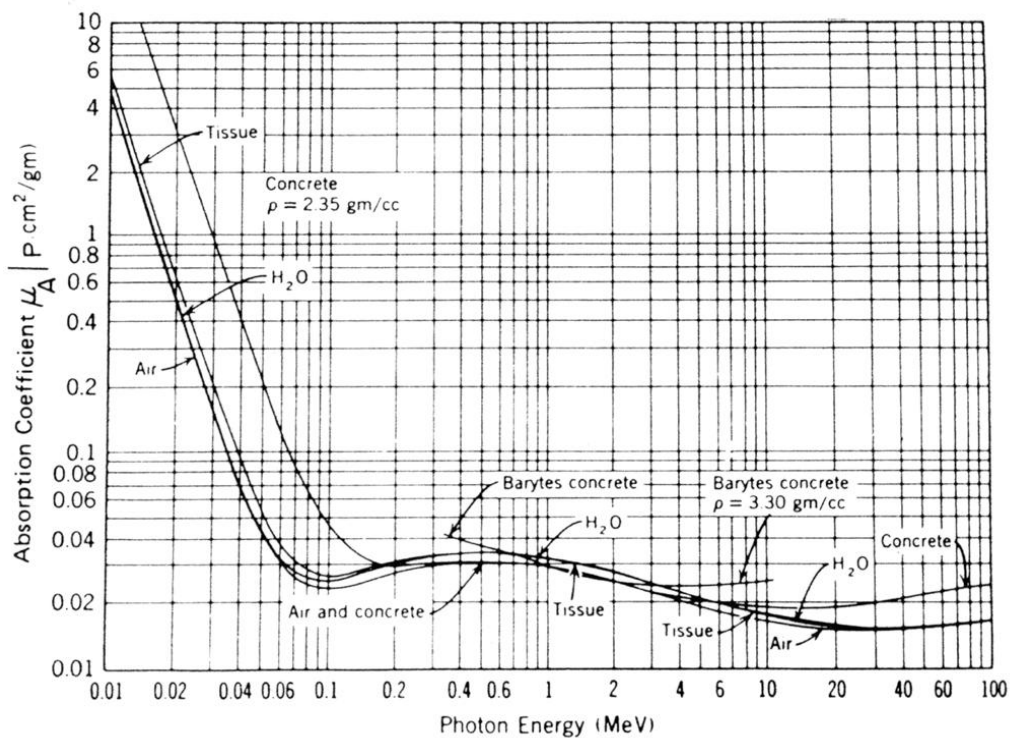
što ulazi u jednu (7.44). Komptonov efikasni presek rasejanja, koji opisuje deo energije fotona koji je odnet rasejanim fotonima je dat utežjenim diferencijalnim efikasnim presekom v'/v .

$$\sigma_{CS} = 2\pi Z \int_0^\pi \frac{v'}{v} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cos\theta d\theta \quad (7.48)$$

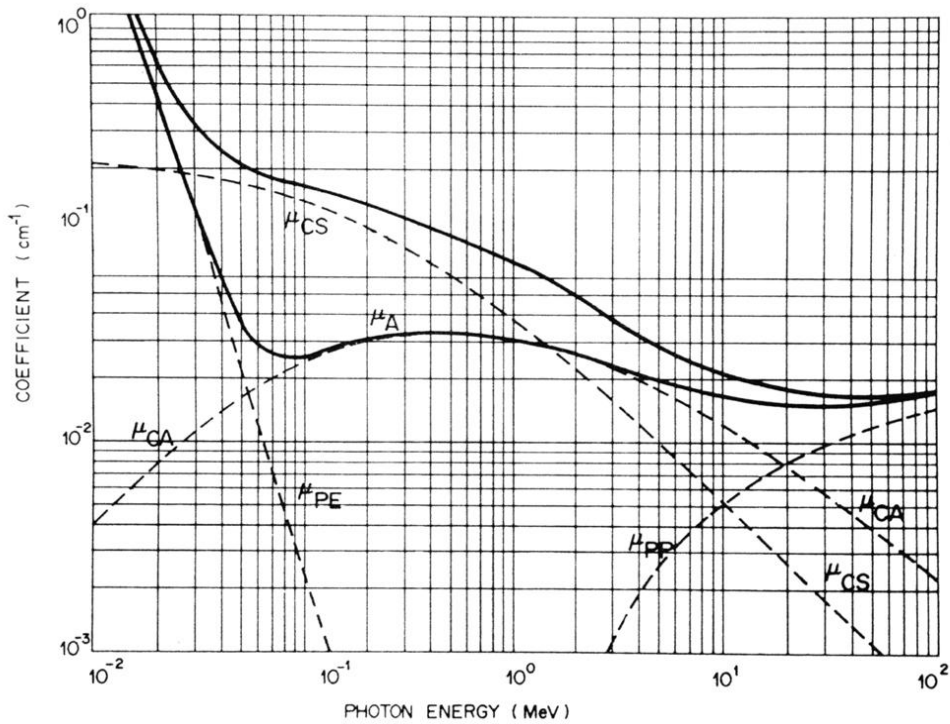
Komptonov apsorpcijski presek je razlika $\sigma_{CA} = \sigma_{CT} - \sigma_{CS}$.



Slika 7.11. Maseni koeficijenti slabljenja za razne elemente.



Slika 7.12. Maseni koeficijenti apsorpcija za razne elemente.



Slika 7.13. Linearni koeficijenti slabljenja i apsorpcije fotona u vodi.

Primer: Foton energije 8 MeV ulazi u vodu. Mikroskopski efikasni preseći za ukupno Komptonovo rasejanje i proizvodnju parova su 0.599 barn i 0.119 barn a. Izračunati maseni koeficijent slabljenja.

Rešenje: Slično koeficijentima slabljenja, efikasni preseći za različite interakcije se sabiraju. (jedn 7.44). Zato je ukupni koeficijent interakcije $\sigma = 0.599 + 0.119 = 0.718$ barn $= 7.18 \cdot 10^{-25}$ cm² po molekulu ($\sigma_{PE} = 0$ za fotone energije 8 MeV). Broj molekula vode u cm³ je $n = 3.3410^{22}$ cm⁻³. Jednačina (7.43) daje za linearni koeficijent slabljenja $\mu = 3.3410^{22}$ cm⁻³ $\cdot 7.18 \cdot 10^{-25}$ cm² $= 2.4 \cdot 10^{-2}$ cm⁻¹. Maseni koeficijent je $\mu/\rho = 2.410^{-2}$ cm²/g.