VILNIAUS UNIVERSITETAS

Fizikos fakultetas

Mokomoji atomo ir branduolio fizikos laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 7

KOMPTONO EFEKTO TYRIMAS

Parengė A. Poškus

2013-09-01

Turinys

Darbo tikslas

Eksperimentiškai ištirti Komptono sklaidos reiškinį, patikrinti Komptono formulę.

1. Užduotys

1. Išmatuoti kampais 45º, 60º, 75°, 90°, 105° ir 120° išsklaidytos γ spinduliuotės silpimo koeficientą geležyje.
2. Pagal žinomus pradinį spinduliuotės bangos ilgį ir silpimo koeficiento priklausomybę nuo bangos ilgio grafiškai nustatyti γ spinduliuotės bangos ilgio pokytį ir jo matavimo paklaidą, esant kiekvienam sklaidos kampui.
3. Bangos ilgio pokyčio matavimų rezultatus palyginti su teorinių skaičiavimų rezultatais (Komptono formulė).

2. Kontroliniai klausimai

1. Elektromagnetinės spinduliuotės sklaidos sąvoka. Tomsono, Reilėjaus ir Komptono sklaida.
2. Energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai Komptono sklaidos atveju. Komptono efektas. Komptono formulė (su išvedimu).
3. Sklaidos skerspjūvio sąvoka. Sklaidos skerspjūvio ir laisvojo kelio ryšys.
4. Diferencialinio sklaidos skerspjūvio sąvoka; jo matavimo metodika.
5. Kodėl išsklaidytos rentgeno spinduliuotės spektre kartu su pakitusio dažnio linija yra ir pradinio dažnio linija?
6. Kodėl lengviau tirti Komptono sklaidą mažo atominio numerio *Z* medžiagose (pvz., aliuminyje), negu didelio *Z* medžiagose (pvz., švine)?
7. Gama spinduliuotės bangos ilgio matavimas filtrų metodu.

Literatūra:

1. Poškus A. Atomo fizika ir branduolio fizikos eksperimentiniai metodai. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 2008. 544 p.
2. Horodničius H. Branduolio fizika. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 1997. p. 142 – 153.
3. Krane K. S. Introductory Nuclear Physics. New York: John Wiley & Sons, 1988. p. 198 – 204.
4. Lilley J. Nuclear Physics: Principles and Applications. New York: John Wiley & Sons, 2001. p. 136 – 142.
5. Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement. 3rd Edition. New York: John Wiley & Sons, 2000. p. 48 – 55.
6. Photon cross sections and attenuation coefficients. – http://atom.kaeri.re.kr/cgi-bin/w3xcom

3. Darbo teorija

3.1. Elektromagnetinės spinduliuotės fotoninė teorija

Remdamasis vokiečių fiziko Makso Planko (*Planck*) hipoteze apie harmoninio osciliatoriaus energijos diskretumą (kvantavimą), kitas vokiečių fizikas Albertas Einšteinas (*Einstein*) 1905 m. sukūrė ***šviesos kvantinę (fotoninę) teoriją***. Remiantis Einšteinu, elektromagnetinė spinduliuotė egzistuoja diskrečių energijos porcijų pavidalu. Elektromagnetinės spinduliuotės energijos kvantą galima laikyti materialia dalele, kuri juda šviesos greičiu c ir perneša energiją

$$E = h\nu = h\frac{c}{\lambda}. \qquad (3.1.1)$$

Ši dalelė vadinama ***fotonu***. Kadangi fotonas veikia kaip materiali dalelė, tai jis turi masę ir judesio kiekį. Fotono masę m_f galima išreikšti pasinaudojus reliatyvistiniu energijos ir masės sąryšiu: $h\nu = m_\mathrm{f}c^2$. Iš čia

$$m_\mathrm{f} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda}. \qquad (3.1.2)$$

Reikia turėti omenyje, kad tai yra šviesos greičiu judančio fotono masė: *fotono rimties masė lygi nuliui*. Tuo fotonas skiriasi nuo materialiųjų dalelių (tokių kaip elektronas, protonas ir neutronas), kurių rimties masė nelygi nuliui ir kurios gali būti rimties būsenos. Fotonas negali būti rimties būsenos, o jo greitis visada lygus šviesos greičiui c. Fotono judesio kiekis p_f (masės ir greičio sandauga) yra

$$p_\mathrm{f} = m_\mathrm{f}c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \qquad (3.1.3)$$

Fotono judesio kiekio vektorius $\boldsymbol{p}_\mathrm{f}$ susijęs su jo bangos vektoriumi $\boldsymbol{k}$ šitaip:

$$\boldsymbol{p}_\mathrm{f} = \hbar\boldsymbol{k}. \qquad (3.1.4)$$

Taigi, elektromagnetinę spinduliuotę galima apibūdinti ne vien bangų parametrais λ ir ν, bet ir dydžiais m_f ir p_f, kurie mechanikoje vartojami apibūdinant materialiųjų dalelių judėjimą. Tai rodo, kad elektromagnetinio spinduliavimo reiškiniuose pasireiškia ***bangõs-dalelės dvejopumas*** (angl. *wave-particle duality*): vieni reiškiniai (interferencija, difrakcija ir poliarizacija) rodo, kad elektromagnetinė spinduliuotė yra banginis procesas, o kiti reiškiniai (šiluminės spinduliuotės savybės ir toliau aprašytieji fotoefektas bei Komptono efektas) rodo, kad elektromagnetinė spinduliuotė yra diskretusis, arba ***kvantinis***, procesas, kurį sukelia atskirų dalelių (fotonų) veikimas.

3.2. Fotoefektas. Einšteino lygtis

XIX a. pabaigoje buvo atrastas optinis reiškinys, kurio neįmanoma paaiškinti remiantis klasikinės fizikos dėsniais. Buvo pastebėta, kad, apšvietus neigiamai įelektrintą metalo plokštelę ultravioletine šviesa, metalas palaipsniui išsielektrina, o jeigu metalas įelektrintas teigiamai, tada apšvietus jis neišsielektrina. Tai rodo, kad šviesa išlaisvina iš metalo neigiamą elektros krūvį. To neigiamojo krūvio prigimtį 1900 m. nustatė vokiečių fizikas F. Lenardas (*Lennard*). Jis įrodė, kad neigiamieji krūvininkai, kuriuos iš metalo išlaisvina šviesa, yra elektronai. Elektronas yra elementarioji dalelė, kurią 1897 m. atrado anglų fizikas Dž. Dž. Tomsonas (*J. J. Thomson*). Elektrono krūvio absoliučioji vertė (modulis) dažniausiai žymima raide e ir yra lygi $1{,}6022\cdot10^{-19}$ C. Šis krūvis vadinamas ***elementariuoju krūviu***, nes visų gamtoje egzistuojančių dalelių krūviai yra krūvio e kartotiniai. Elektrono masė yra lygi $m = 9{,}1\cdot10^{-31}$ kg.

Fotoefekto dėsningumus 1905 m. paaiškino Einšteinas pasinaudojęs fotonine šviesos prigimties hipoteze. Remiantis Einšteinu, fotonas, pataikęs į metalą, gali atiduoti savo energiją $h\nu$ vienam metalo elektronui. Šios energijos dalis išeikvojama darbui A, kuris atliekamas išlaisvinant elektroną iš metalo (***elektrono išlaisvinimo darbui***), o likusioji dalis virsta išlaisvinto elektrono kinetine energija. Išlaisvinto elektrono greitis yra lygus didžiausiam fotoelektronų greičiui υ_max,, o jo kinetinė energija lygi $m\upsilon_\mathrm{max}^2/2$ (čia m yra elektrono masė). Pagal energijos tvermės dėsnį fotono energija turi būti lygi išlaisvinimo darbo A ir išlaisvinto elektrono kinetinės energijos sumai:

$$h\nu = A + \frac{m\upsilon_\mathrm{max}^2}{2}. \qquad (3.2.1)$$

Tai yra ***fotoefekto Einšteino lygtis***. Fotoelektronai dalį savo energijos praranda sąveikaudami su metalo atomais. Todėl iš metalo jie išlekia greičiu, kuris mažesnis už didžiausią greitį υ_max.

3.3. Komptono efektas

Kitas reiškinys, kuriame ypač ryškiai pasireiškia šviesos dalelinės (kvantinės) savybės, yra Komptono efektas. 1922 m. amerikiečių fizikas Arturas Komptonas (*Compton*), tirdamas trumpabangių rentgeno spindulių sklaidą įvairiose medžiagose, pastebėjo, kad išsklaidytos spinduliuotės bangos ilgis yra didesnis už kritusios spinduliuotės bangos ilgį. Šis elektromagnetinės spinduliuotės bangos ilgio padidėjimas sklaidos metu vadinamas ***Komptono efektu***.

Klasikinė teorija, kuri remiasi bangininu spinduliavimo modeliu, negali paaiškinti Komptono efekto. Pagal klasikinę teoriją elektromagnetinės bangos ilgis sklaidos metu neturėtų pasikeisti. Klasikinė teorija elektromagnetinių bangų sklaidą aiškina šitaip. Medžiagos jonai ir elektronai, veikiami elektromagnetinės bangos elektrinio lauko, virpa dažniu, kuris lygus bangos dažniui. Su pagreičiu judantis krūvininkas (šiuo atveju – jonas arba elektronas) spinduliuoja elektromagnetines bangas. Tuo atveju, kai krūvininko judėjimo pagreitis yra harmoninė laiko funkcija, krūvininkas spinduliuoja to paties dažnio antrines monochromatines bangas. Tai ir yra išsklaidytos bangos. Taigi, klasikinė teorija teigia, kad sklaidos metu spinduliuotės dažnis nepakinta.

Fotoninės teorijos požiūriu elektromagnetinės spinduliuotės sklaidos įvykis – tai dviejų dalelių – fotono ir elektrono arba fotono ir atomo – susidūrimas („susidūrimu“ vadinsime bet kurią trumpą sąveiką, kai yra svarbios tik dalelių būsenos prieš sąveiką ir po jos). Čia aptarsime tik fotono sąveiką su laisvuoju elektronu (apie fotono sąveiką su atomu bus kalbama 3.6 poskyryje). Fotono ir laisvojo elektrono susidūrimas yra *tamprusis*, nes jo metu nekinta sąveikaujančių dalelių kinetinių energijų suma (kinetinė energija tik persiskirsto tarp dalelių). Fotonas, kurio energija lygi $h\nu$, sąveikaudamas su elektronu, perduoda jam dalį savo energijos. Dėl šios sąveikos elektronas įgyja tam tikrą greitį, o fotonas pakeičia judėjimo kryptį (žr. 1 pav.). Kadangi dalis fotono energijos perduota elektronui, tai aišku, kad išsklaidytojo fotono energija yra mažesnė negu krintančiojo. Kadangi fotono energija proporcinga dažniui (žr. (3.1.1) formulę), tai, sumažėjus fotono energijai, sumažėja ir spinduliuotės dažnis, o bangos ilgis padidėja.

Taigi, Komptono efektas yra grynai dalelinis reiškinys: jis aprašomas taip pat kaip dviejų rutuliukų tamprusis susidūrimas. Tai reiškia, kad spinduliuotės bangos ilgio padidėjimą Komptono sklaidos metu galima išreikšti remiantis energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniais. Vienintelis skirtumas, palyginti su dviejų rutuliukų tampriuoju susidūrimu, yra tas, kad fotono energiją reikia skaičiuoti pagal (3.1.1) formulę, o fotono judesio kiekį – pagal (3.1.3) formulę. Kadangi elektronas dėl sąveikos su fotonu gali įgyti reliatyvistinį greitį, tai energijos tvermės dėsnio išraiškoje naudosime reliatyvistinę elektrono kinetinės energijos išraišką $(m - m_0)\, c^2$, kur m yra elektrono reliatyvistinė masė:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-(\upsilon/c)^2}}\,. \tag{3.3.1}$$

Čia υ yra elektrono greitis, o $m_0 = 9{,}10939\cdot10^{-31}$ kg yra elektrono rimties masė. Tą pačią masės m išraišką (3.3.1) reikia naudoti ir elektrono judesio kiekio išraiškoje $m\upsilon$. Reliatyvistiniai energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai, kai fotonas tampriai susiduria su nejudančiu elektronu, yra tokio pavidalo:

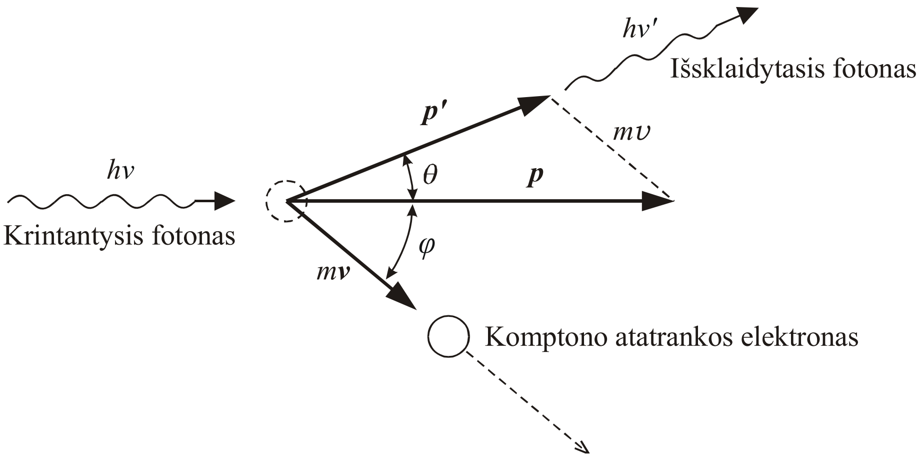
$$\begin{cases} h\nu = h\nu' + (m-m_0)c^2, & (3.3.2a) \\ \boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}' + m\boldsymbol{v} & (3.3.2b) \end{cases}$$

(žr. 1 pav.). Čia $h\nu$ ir $h\nu'$ yra fotono energija iki ir po susidūrimo, $\boldsymbol{v}$ ir m yra elektrono greičio vektorius ir masė po susidūrimo, o $\boldsymbol{p}$ ir $\boldsymbol{p}'$ yra fotono judesio kiekio vektoriai iki ir po susidūrimo (šių vektorių moduliai yra $p = h\nu/\mathrm{c}$ ir $p' = h\nu'/\mathrm{c}$). (3.3.2b) lygtyje perkeliame $\boldsymbol{p}'$ į kairiąją pusę ir pakeliame kvadratu abi šios lygties puses:

$$\begin{cases} h\nu = h\nu' + (m-m_0)c^2, & (3.1.3a) \\ (m\upsilon)^2 = \left(\dfrac{h\nu}{c}\right)^2 + \left(\dfrac{h\nu'}{c}\right)^2 - 2\dfrac{h\nu}{c}\cdot\dfrac{h\nu'}{c}\cos\theta. & (3.1.3b) \end{cases}$$

Čia θ yra kampas tarp vektorių $\boldsymbol{p}'$ ir $\boldsymbol{p}$, t. y. sklaidos kampas (žr. 1 pav.). Įrašę (3.3.1) į (3.3.3a,b), turime dviejų lygčių sistemą atžvilgiu dviejų nežinomųjų ν ir υ. Ją išsprendę ir pasinaudoję sąryšiu tarp bangos ilgio λ ir dažnio $\nu = c/\lambda$, išvedame tokią fotono bangos ilgio pokyčio išraišką:

$$\Delta\lambda \equiv \lambda' - \lambda = c\left(\frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu}\right) = \frac{h}{m_0 c}(1-\cos\theta)\,. \tag{3.3.4}$$



1 pav. Judesio kiekio tvermės dėsnis, kai nejudantis laisvasis elektronas sklaido fotoną: ν ir $h\nu$ – krintančiojo fotono dažnis ir energija, ν' ir $h\nu'$ – išsklaidytojo fotono dažnis ir energija, $\boldsymbol{v}$ ir $m\boldsymbol{v}$ – elektrono greičio ir judesio kiekio vektoriai po susidūrimo, $\boldsymbol{p}$ ir $\boldsymbol{p}'$ – fotono judesio kiekio vektoriai iki ir po susidūrimo (jų moduliai yra $p = h\nu/c$ ir $p' = h\nu'/c$), θ – fotono sklaidos kampas, h yra Planko konstanta, m yra elektrono masė

Taigi,

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1-\cos\theta)\,; \tag{3.3.5}$$

$$\lambda_C \equiv \frac{h}{m_0 c} = 0{,}024263 \text{ Å}. \tag{3.3.6}$$

(3.3.5) formulė vadinama ***Komptono formule***, o dydis λ_C vadinamas ***Komptono bangos ilgiu***.

Komptono formulė (3.3.5) išvesta be jokių elektrono greičio υ apribojimų. Todėl ta formulė galioja esant bet kokiems υ, taip pat ir nereliatyvistiniams greičiams. Vadinasi, jeigu išvedimo metu vietoj reliatyvistinių kinetinės energijos ir judesio kiekio išraiškų ($(m - m_0)c^2$ ir $m\upsilon$, kur m išreiškiamas (3.3.1) reiškiniu) naudojamos nereliatyvistinės išraiškos ($m_0\upsilon^2/2$ ir $m_0\upsilon$), galutinis rezultatas nepasikeičia.

Smulkesnė Komptono sklaidos analizė bus pateikta 3.6.1–3.6.4 poskyriuose.

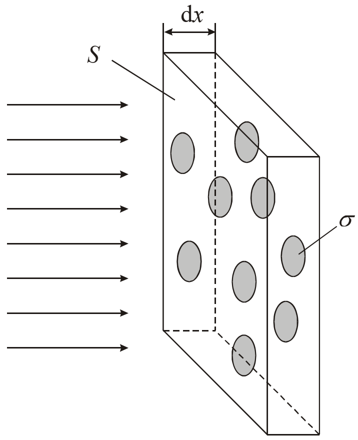
3.4. Sąveikos skerspjūvio ir diferencialinio sąveikos skerspjūvio sąvokos

Kiekvieną galimą dviejų dalelių sąveikos („susidūrimo“) pasekmę vadinsime „įvykiu“. Konkretaus įvykio (pvz., spinduliuojamojo neutrono pagavimo arba fotono Komptono sklaidos) tikimybę galima išreikšti vartojant skerspjūvio sąvoką: kiekviena taikinio dalelė (pvz., elektronas, atomas arba branduolys) pakeičiama įsivaizduojama plokščia sritimi, kuri statmena krintančiųjų dalelių judėjimo krypčiai ir kurios plotas parinktas taip, kad duoto įvykio (pvz., spinduliuojamojo neutrono pagavimo arba Komptono sklaidos) tikimybė sutaptų su tikimybe, kad krintančioji dalelė pataikys į šią sritį. Taip apibrėžtas plotas σ vadinamas to įvykio ***skerspjūviu***. Taigi, sakoma „spinduliuojamojo neutrono pagavimo skerspjūvis“, „Komptono sklaidos skerspjūvis“ ir t. t. Žinant skerspjūvį, duoto įvykio tikimybę galima apskaičiuoti pagal geometrinės tikimybės skaičiavimo taisykles toliau aprašytu būdu.

Jeigu taikinio dalelių koncentracija yra n, tada ploto S ir nykstamojo storio dx medžiagos sluoksnyje yra $n\cdot S\cdot \mathrm{d}x$ taikinio dalelių. Pilnutinis šių dalelių „plotas“ dS', kuris uždengia dalį ploto S, yra lygus skerspjūvių plotų sumai, t. y. $\mathrm{d}S' = \sigma\cdot n\cdot S\cdot \mathrm{d}x$ (žr. 2 pav.). Kadangi apibrėžto judesio kiekio krintančiąją dalelę aprašo plokščioji de Broilio banga, kurios modulio kvadratas yra vienodas visuose taikinio paviršiaus taškuose, tai yra vienoda tikimybė, kad dalelė pataikys į bet kurį S ploto paviršiaus tašką. Todėl tikimybė dP, kad krintančioji dalelė „pataikys“ į kurią nors dx storio sluoksnyje esančią taikinio dalelę, yra lygi plotų santykiui:

$$\mathrm{d}P = \frac{\mathrm{d}S'}{S} = \sigma\, n\, \mathrm{d}x\,. \tag{3.4.1}$$

Šį sąryšį taip pat galima laikyti sąveikos skerspjūvio σ apibrėžtimi: sąveikos skerspjūvis σ yra lygus sąveikos tikimybės dP ir vienetiniame plote esančių dalelių skaičiaus $n\cdot \mathrm{d}x$ santykiui.



2 pav. Sąveikos skerspjūvio σ aiškinimas

Kiekvienas įvykis apibūdinamas savo skerspjūviu. Pvz., neutrono tampriosios sklaidos skerspjūvis bendruoju atveju skiriasi nuo spinduliuojamojo neutrono pagavimo skerspjūvio. Pagal nesutaikomųjų įvykių tikimybių sumos taisyklę, visų galimų įvykių skerspjūvių suma nusako pilnutinį dalelių sąveikos (susidūrimo) skerspjūvį:

$$\sigma = \sum_i \sigma_i \; ; \qquad (3.4.2)$$

čia σ_i yra i-tosios rūšies susidūrimo skerspjūvis.

Analogiškai apskaičiuojamas ir pilnutinis (arba konkrečios sąveikos) skerspjūvis, kai egzistuoja kelių rūšių taikiniai. Tada sąveikos skerspjūvis yra lygus

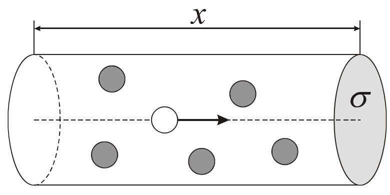
$$\sigma = \sum_i p_i \sigma_i \; ; \qquad (3.4.3)$$

čia p_i yra i-tosios rūšies taikinio dalelių santykinis kiekis (t. y. tos rūšies taikinio dalelių koncentracijos ir pilnutinės taikinio dalelių koncentracijos santykis), o σ_i yra duotosios rūšies sąveikos (arba suminis kelių sąveikų) skerspjūvis sąveikaujant tik su i-tosios rūšies taikinio dalelėmis.

Branduolinių reakcijų skerspjūvius įprasta išreikšti barnais (b). 1 b = 10^{-28} m^2.

Iš (3.4.1) išplaukia, kad susidūrimo tikimybė P yra proporcinga dalelės nueitam keliui x. Vidutinis atstumas l, kurį nulėkus dalelei, tikimybė P tampa lygi vienetui, vadinamas dalelės ***vidutiniu laisvuoju keliu*** duotojoje medžiagoje (žodis „vidutinis“ toliau bus dažnai praleidžiamas). Šio dydžio prasmė – tai vidutinis atstumas, kurį nulekia dalelė tarp dviejų susidūrimų. Pagal (3.4.1) vidutinis laisvasis kelias lygus

$$l = \frac{1}{\sigma n} \, . \qquad (3.4.4)$$



3 pav. Vidutinio laisvojo kelio apskaičiavimui

Šią laisvojo kelio išraišką galima gauti šiek tiek vaizdesniu būdu. Judant dalelei, ji sąveikauja tik su tomis medžiagos dalelėmis, kurios priklauso „vamzdeliui“, kuris gaubia dalelės trajektoriją ir kurio skerspjūvio plotas lygus sąveikos skerspjūviui σ (žr. 3 pav.). Medžiagos dalelių skaičius N šiame vamzdelyje lygus jo tūrio σx ir dalelių koncentracijos n sandaugai:

$$N = \sigma x n \; ; \qquad (3.4.5)$$

čia x yra dalelės trajektorijos ilgis. Aišku, kad vidutinis atstumas, kurį nulekia dalelė tarp dviejų susidūrimų, yra lygus pilnutinio nulėktojo atstumo x ir susidūrimų skaičiaus santykiui. Kadangi susidūrimų skaičius lygus dalelių skaičiui N minėtame „vamzdelyje“, tai laisvasis kelias lygus

$$l = \frac{x}{N} = \frac{x}{\sigma x n} = \frac{1}{\sigma n} \, . \qquad (3.4.6)$$

Reikia turėti omenyje, kad sąvoka „laisvasis kelias“ nusako dalelės *laisvojo* judėjimo kelią, t. y. atstumą, kurį dalelė nueina tarp dviejų *bet kokios rūšies* sąveikų. Todėl, griežtai kalbant, (3.4.6) reiškinys turi laisvojo kelio prasmę tik tada, kai σ yra *pilnutinis* sąveikos skerspjūvis. Jeigu (3.4.6) reiškinyje vietoj pilnutinio sąveikos skerspjūvio σ naudojamas dalinis skerspjūvis, kuris nusako vienos konkrečios rūšies sąveiką, tada gautojo dydžio prasmė – vidutinis dalelės kelias tarp dviejų *duotosios rūšies* susidūrimų. Jeigu egzistuoja keli sąveikos vyksmai, tada šis kelias nėra „laisvas“ tikrąja to žodžio prasme, nes tarp dviejų tos rūšies susidūrimų yra galimi ir kitų rūšių susidūrimai. Tačiau, kad būtų trumpiau, šis kelias taip pat kartais vadinamas „laisvuoju keliu“ (duotosios rūšies susidūrimų atžvilgiu), nors jis visada yra didesnis už tikrąjį laisvąjį kelią (jeigu yra galimi kitų rūšių susidūrimai). Iš (3.4.2) ir (3.4.6) išplaukia, kad tikrajam laisvajam keliui l atvirkštinis dydis yra lygus atvirkštinių „dalinių“ laisvųjų kelių sumai:

$$\frac{1}{l} = \sum_i \frac{1}{l_i} \; ; \qquad (3.4.7)$$

čia l_i yra vidutinis dalelės kelias tarp dviejų i-tosios rūšies susidūrimų.

Duotojo įvykio skerspjūvio σ ir taikinio dalelių koncentracijos n sandauga σn vadinama to įvykio ***makroskopiniu skerspjūviu*** (Σ). Taigi, galima teigti, kad makroskopinis skerspjūvis yra taikinio tūrio vienetą atitinkantis sąveikos skerspjūvis. Pagal (3.4.1) makroskopinis skerspjūvis nusako duotosios rūšies sąveikos įvykio tikimybę krintančios dalelės kelio vienetui, o pagal (3.4.4) makroskopinis skerspjūvis yra lygus atvirkštiniam vidutiniam keliui tarp dviejų duotosios rūšies susidūrimų:

$$\Sigma = \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}x} = \sigma n = \frac{1}{l} \, . \qquad (3.4.8)$$

Tam tikrais atvejais makroskopinis skerspjūvis yra lygus spinduliuotės silpimo koeficiento komponentei, kuri susijusi su duotosios rūšies sąveika (toks atvejis bus aptariamas 3.6.7 poskyryje kalbant apie γ spinduliuotės silpimą medžiagoje).

Dažnai mus domina ne vienos krintančiosios dalelės sąveikos su taikiniu tikimybė, o pilnutinis sąveikos įvykių skaičius per laiko vienetą duotajame tūryje V. Vienos krintančiosios dalelės sąveikos su taikiniu tikimybė per laiko vienetą ($\mathrm{d}P/\mathrm{d}t$) gaunama padalijus (3.4.1) lygybę iš laiko $\mathrm{d}t$, per kurį dalelės nueina atstumą $\mathrm{d}x$. Taigi,

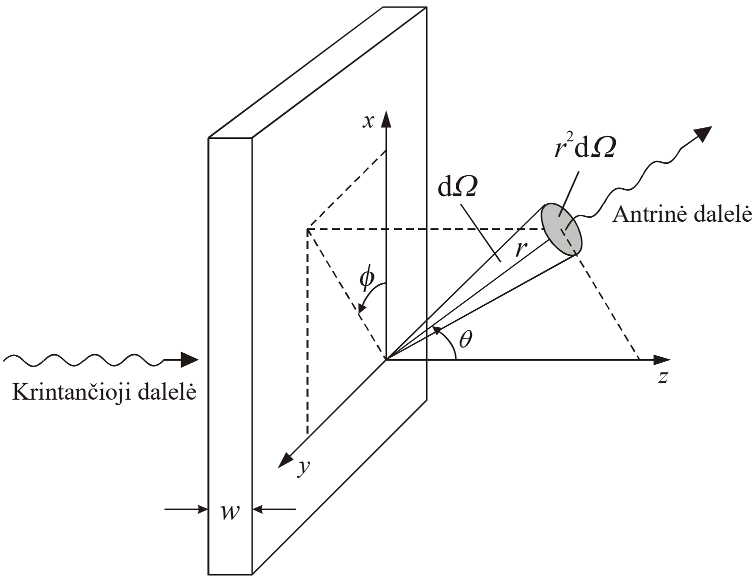
$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t} = \sigma n \upsilon \, ; \tag{3.4.9}$$

čia υ yra krintančiosios dalelės greitis. Sąveikos įvykių skaičių duotajame tūryje V per laiko vienetą pažymėsime raide R („reakcijos sparta“). Šis dydis lygus pilnutinio krintančiųjų dalelių skaičiaus tūryje V ir vienos dalelės sąveikos tikimybės per laiko vienetą $\mathrm{d}P/\mathrm{d}t$ sandaugai. Jeigu krintančiųjų dalelių koncentracija n_{kr} yra pastovi, jų skaičius tūryje V yra lygus $n_{\mathrm{kr}}V$. Vadinasi,

$$R = \sigma n \upsilon n_{\mathrm{kr}} V = \sigma N \upsilon n_{\mathrm{kr}} = \sigma N j = \Sigma j \, ; \tag{3.4.10}$$

čia $N = nV$ yra taikinio dalelių skaičius tūryje V, o $j = \upsilon n_{\mathrm{kr}}$ yra krintančiųjų dalelių srauto tankis (dalelių skaičius ploto vienetui per laiko vienetą).

Sąveikos (reakcijos) produktai (pvz., išsklaidytieji neutronai arba fotonai, kurie emituojami spinduliuojamojo neutrono pagavimo metu) gali išlėkti įvairiomis kryptimis. Dažnai sąveikos produktų (antrinių dalelių) išlėkimo krypčių kampinis pasiskirstymas suteikia informacijos apie taikinio daleles arba apie sąveikos prigimtį. Siekiant apibūdinti šį kampinį pasiskirstymą, vartojama diferencialinio sąveikos skerspjūvio sąvoka. Diferencialinis sąveikos skerspjūvis apibrėžiamas šitaip. Tarkime, kad tikimybė $\mathrm{d}P$, kuri yra (3.4.1) lygybės kairiojoje pusėje, yra ne bet kurio duotosios rūšies sąveikos įvykio tikimybė, o tik tokio įvykio, po kurio dalelė išlekia į nykstamąjį erdvinį kampą $\mathrm{d}\Omega$ duotąja kryptimi, kurią nusako kampai θ ir ϕ (žr. 4 pav.). [Erdvinis kampas Ω – tai sferos segmento ploto ir sferos spindulio kvadrato santykis. Kadangi r spindulio sferos plotas yra $4\pi r^2$, tai didžiausia galima Ω reikšmė yra 4π.] Kadangi $\mathrm{d}\Omega$ yra nykstamasis dydis, tai ir tokio įvykio skerspjūvis yra nykstamasis dydis $\mathrm{d}\sigma$. Dydžių $\mathrm{d}\sigma$ ir $\mathrm{d}\Omega$ santykis $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\Omega$ vadinamas ***diferencialiniu sąveikos skerspjūviu*** arba ***kampiniu sąveikos skerspjūviu***. Jį žymėsime σ_Ω. Taigi, diferencialinis skerspjūvis yra antrinės dalelės išlėkimo į vienetinį erdvinį kampą duotąja kryptimi (θ, ϕ) skerspjūvis. Diferencialinis skerspjūvis išreiškiamas barnais steradianui (b/sr). Kaip parodyta 4 pav., θ yra kampas tarp krintančiosios dalelės krypties ir antrinės dalelės išlėkimo krypties (galimos vertės – nuo 0 iki π), o ϕ nusako pastarosios krypties projekciją į statmeną kritimo krypčiai plokštumą (galimos vertės – nuo 0 iki 2π). Jeigu pirminės dalelės judėjimo kryptį sutapatinsime su sferinės koordinačių sistemos z ašies kryptimi, tada kampas θ yra tos koordinačių sistemos polinis kampas, o kampas ϕ yra azimutinis kampas. Kampas θ kartais vadinamas ***sklaidos kampu***. Pilnutinis („integralinis“) skerspjūvis lygus diferencialinio skerspjūvio integralui visų krypčių atžvilgiu[1]:



4 pav. Diferencialinio sąveikos skerspjūvio apskaičiavimui

$$\sigma = \int \sigma_\Omega \mathrm{d}\Omega \equiv \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\phi \int_0^{\pi} \sigma_\Omega \sin\theta \mathrm{d}\theta \, . \tag{3.4.11}$$

Bendruoju atveju σ_Ω priklauso nuo abiejų kampų θ ir ϕ. Tačiau, kai krintančioji spinduliuotė nėra poliarizuota (t. y. kai krintančiųjų dalelių sukinių visos kryptys yra lygiavertės), σ_Ω priklauso tik nuo θ. Tada (3.4.11) formulė supaprastėja:

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma_\Omega \sin\theta \mathrm{d}\theta \, . \tag{3.4.12}$$

[1] Pagal erdvinio kampo apibrėžtį sferos ploto elementas yra $r^2\mathrm{d}\Omega$. Sferinėse koordinatėse tas pats ploto elementas išreiškiamas šitaip: $r^2 \sin\theta \, \mathrm{d}\theta \, \mathrm{d}\phi$. Todėl $\mathrm{d}\Omega = \sin\theta \, \mathrm{d}\theta \, \mathrm{d}\phi$.

Pagal (3.4.1) diferencialinį skerspjūvį galima išmatuoti šitaip. Į taikinio medžiagos sluoksnį, kurio storis w, nukreipiamas lygiagretus dalelių srautas Φ_0 (tai yra krintančiųjų dalelių skaičius per laiko vienetą). Išmatuojamas antrinių dalelių srautas $\Delta\Phi$ į duotąjį mažą erdvinį kampą $\Delta\Omega$ (tai yra tomis kryptimis išlėkusių antrinių dalelių skaičius per laiko vienetą). Santykis $\Delta\Phi / \Phi_0$ nusako sąveikos, po kurios antrinė dalelė išlekia į erdvinį kampą $\Delta\Omega$, tikimybę ΔP:

$$\Delta P = \Delta\Phi / \Phi_0 . \tag{3.4.13}$$

Antra vertus, pagal (3.4.1) ši tikimybė lygi

$$\Delta P = \Delta\sigma \cdot n \cdot w , \tag{3.4.14}$$

kur $\Delta\sigma$ yra išlėkimo į erdvinį kampą $\Delta\Omega$ skerspjūvis. Įrašę (3.4.14) į (3.4.13), gauname:

$$\Delta\sigma = \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0 n w} . \tag{3.4.15}$$

Jeigu $\Delta\Omega$ yra pakankamai mažas, tada diferencialinį skerspjūvį duotąja kryptimi galima apskaičiuoti pagal apytikslę lygybę

$$\sigma_\Omega \approx \Delta\sigma / \Delta\Omega . \tag{3.4.16}$$

Išvedant diferencialinio skerspjūvio teorinę išraišką, jį patogiau išreikšti dalelių srauto *tankiu*. Srauto tankis – tai srautas pro vienetinio ploto paviršių (dalelių skaičius laiko vienetui ir ploto vienetui). Antrinių dalelių *srauto tankį* duotąja kryptimi (θ, ϕ) dėl sąveikos su *viena* taikinio dalele žymėsime j. Tada antrinių dalelių *srautas* į nykstamąjį erdvinį kampą $\mathrm{d}\Omega$ ta pačia kryptimi dėl sąveikos su *visomis* taikinio dalelėmis yra lygus

$$\mathrm{d}\Phi = Njr^2\mathrm{d}\Omega = S \cdot w \cdot n \cdot jr^2\mathrm{d}\Omega ; \tag{3.4.17}$$

čia r yra atstumas nuo sklaidos srities iki stebėjimo taško (laikoma, kad šis atstumas yra daug didesnis už sklaidos srities matmenis), $r^2\mathrm{d}\Omega$ yra r spindulio sferos ploto elementas, kuris atitinka erdvinį kampą $\mathrm{d}\Omega$, $N = S{\cdot}w{\cdot}n$ yra taikinio dalelių skaičius, o S yra „apšaudomojo“ sluoksnio paviršiaus plotas. Krintančiųjų dalelių srautas lygus

$$\Phi_0 = Sj_0 , \tag{3.4.18}$$

kur j_0 yra krintančiųjų dalelių srauto tankis. (3.4.15) reiškinyje perėję prie nykstamųjų dydžių ir atsižvelgę į (3.4.17) bei (3.4.18), matome:

$$\sigma_\Omega = \frac{j}{j_0} r^2 \tag{3.4.19}$$

(kadangi $j \sim 1/r^2$, tai diferencialinis sąveikos skerspjūvis nepriklauso nuo r).

3.5. Jonizuojančiosios spinduliuotės rūšys

Jonizuojančioji spinduliuotė – tai subatominių dalelių (pvz., fotonų, elektronų, pozitronų, nukleonų, branduolių) srautas, kurio poveikis medžiagai pasireiškia tuo, kad medžiagos atomai yra jonizuojami, t. y. iš atomų yra išlaisvinami elektronai. Norint išlaisvinti elektroną iš atomo, reikia atlikti tam tikrą darbą. Šis darbas yra lygus spinduliuotės dalelių arba dėl spinduliuotės poveikio atsiradusių antrinių elektringųjų dalelių kinetinės energijos sumažėjimui. Todėl atomo jonizavimas tampa galimas tik tada, kai spinduliuotės dalelių arba antrinių dalelių energija yra didesnė už tam tikrą ribinę vertę – atomo ***jonizacijos energiją***, kuri lygi atomo elektronų *mažiausiajai* ryšio energijai. Ši energija dažniausiai yra 10 eV eilės (1 eV = $1{,}6022 \cdot 10^{-19}$ J).

Jonizuojančioji spinduliuotė gali būti įvairios prigimties. ***Tiesiogiai jonizuojančiąją spinduliuotę*** sudaro didelės energijos elektringosios dalelės, kurios jonizuoja medžiagos atomus dėl Kulono sąveikos su jų elektronais. Tai, pvz., yra elektronai (beta spinduliuotė), ^{4}He branduoliai (alfa spinduliuotė), kiti branduoliai. ***Netiesiogiai jonizuojančiąją spinduliuotę*** sudaro neutraliosios dalelės, kurios tiesiogiai nejonizuoja atomų arba daro tai palyginti retai, tačiau, sąveikaudamos su aplinka, gali sukurti didelės energijos laisvąsias elektringąsias daleles, kurios daug lengviau tiesiogiai jonizuoja atomus. Tai, pvz., yra didelės energijos fotonai (ultravioletinė, rentgeno ir gama spinduliuotė) ir bet kokios energijos neutronai. Įvairių rūšių spinduliuotės dalelių energijos yra pateiktos dviejose lentelėse toliau (1 lentelėje yra paminėtos ir mažesnių fotono energijų elektromagnetinės spinduliuotės rūšys).

1 lentelė. Elektromagnetinių bangų skalė

Spektro sritis	Apytikslis bangos ilgių diapazonas	Apytikslis fotono energijų diapazonas
Radijo bangos	100000 km – 1 mm	$1 \cdot 10^{-14}$ eV – 0,001 eV
Infraraudonieji spinduliai	1 mm – 0,75 μm	0,001 eV – 1,7 eV
Regimoji šviesa	0,75 μm – 0,4 μm	1,7 eV – 3,1 eV
Jonizuojančioji elektromagnetinė spinduliuotė:		
Ultravioletiniai spinduliai	0,4 μm – 10 nm	3,1 eV – 100 eV
Rentgeno spinduliai	10 nm – 0,001 nm	100 eV – 1 MeV
Gama (γ) spinduliai	< 0,1 nm	> 10 keV

2 lentelė. Dalelinės jonizuojančiosios spinduliuotės energija

Spinduliuotės rūšis	Apytikslis dalelių energijų diapazonas
Alfa (α) dalelės (^{4}He branduoliai)	4 MeV – 9 MeV
Beta (β) dalelės (elektronai ir pozitronai)	10 keV – 10 MeV
Šiluminiai neutronai	< 0,4 eV
Tarpiniai neutronai	0,4 eV – 200 keV
Greitieji neutronai	> 200 keV
Branduolių skeveldros ir atatrankos branduoliai	1 MeV – 100 MeV

Dalelių sąveikos su medžiaga ypatybės priklauso nuo dalelių prigimties (tiksliau, nuo jų masės ir elektros krūvio). Todėl pagrindinius sąveikos vyksmus patogiausia nagrinėti atskirai šių jonizuojančiosios spinduliuotės tipų:

1) sunkiosios elektringosios dalelės,

2) lengvosios elektringosios dalelės,

3) fotonai (neturinčios elektros krūvio dalelės, kurių rimties masė lygi nuliui),

4) neutronai (neturinčios elektros krūvio sunkiosios dalelės).

3.6. Gama spinduliuotės sąveika su medžiaga

Kaip ir elektringųjų dalelių (pvz., elektronų, protonų, α dalelių), γ kvantų sąveika su medžiaga yra elektromagnetinės prigimties. Tačiau šios sąveikos fizikinis mechanizmas yra kitoks negu elektringųjų dalelių, nes:

1) γ kvantai neturi elektros krūvio, todėl jie nedalyvauja Kulono sąveikoje. Palyginti su elektringosiomis dalelėmis, γ kvantai daug rečiau sąveikauja su elektronais ir branduoliais. γ kvantas sąveikauja su elektronu labai mažoje erdvės srityje, kurios matmenys yra 10^{-13} m eilės, t. y. trimis eilėmis mažesni už tarpatominius atstumus. Todėl γ kvanto sąveikos su medžiagos atomu arba laisvuoju elektronu skerspjūvis yra daug mažesnis už elektringųjų dalelių sąveikos skerspjūvį.

2) γ kvantų rimties masė lygi nuliui, todėl jų greitis visada lygus šviesos greičiui. T. y. γ kvantai medžiagoje negali būti lėtinami. Jie gali būti tik sugeriami arba išsklaidomi. Kiekvienos sąveikos metu labai pakinta γ kvanto savybės: sugerties atveju jis nustoja egzistuoti, o sklaidos atveju gali labai pasikeisti judėjimo kryptis (be to, sklaidos metu dažnai labai pasikeičia ir γ kvanto energija). Palyginimas – elektringosios dalelės energiją praranda palyginti lėtai, kai dalelė, judėdama medžiagoje, daug kartų sąveikauja su atomais, kurie yra arti dalelės trajektorijos.

Medžiagoje γ spinduliuotė yra sugeriama ir sklaidoma. Fotono (γ kvanto) ***sugertis*** – tai fotono sąveika su medžiaga, kurios metu fotonas išnyksta, o visa jo energija perduodama medžiagos atomams arba virsta antrinių dalelių energija. Egzistuoja du γ spinduliuotės sugerties mechanizmai – fotoefektas ir elektrono-pozitrono porų kūrimas (jie bus aptariami 3.6.5 ir 3.6.6 poskyriuose). ***Sklaidos*** metu fotonas perduoda medžiagos atomui arba laisvajam elektronui tik dalį savo energijos ir pakeičia judėjimo kryptį. Jeigu bandinys apšviečiamas lygiagrečiu spinduliuotės pluoštu, tada, matuojant perėjusio pro bandinį *tos pačios krypties* spinduliuotės intensyvumą, sklaida ir sugertis pasireiškia vienodai: dėl abiejų šių reiškinių *pradinės krypties* fotonų srautas sumažėja. Būtent taip matuojamas spinduliuotės silpimo koeficientas μ.

Silpimo koeficientas yra atvirkštinis medžiagos storiui, kurį praėjusios spinduliuotės intensyvumas yra e = 2,7183 kartų mažesnis už pradinį tos pačios krypties spinduliuotės intensyvumą. Taigi, silpimo koeficientą lemia ir sugertis, ir sklaida. Todėl praktikoje sklaida dažnai nėra skiriama nuo sugerties, o silpimo koeficientas vadinamas ***sugerties koeficientu***. Tačiau sklaida skiriasi nuo sugerties tuo, kad nekeičia *pilnutinio* fotonų srauto (visomis kryptimis). Sklaida tiriama matuojant spinduliuotės intensyvumą kryptimis, kurios skiriasi nuo pradinės spinduliuotės krypties.

3.6.1. *Klasikinė sklaida ir Komptono sklaida*

Kaip minėta 3.3 poskyryje, klasikinė elektrodinamika teigia, kad sklaidos metu spinduliuotės dažnis nepakinta. Elektromagnetinės spinduliuotės sklaida, kurios metu nepakinta jos dažnis, vadinama ***koherentine sklaida*** (priešingu atveju sklaida vadinama ***nekoherentine sklaida***). Jeigu elektromagnetines bangas sklaido laisvieji elektronai, tada klasikinė koherentinė sklaida vadinama ***Tomsono sklaida***, o jeigu jas sklaido atomų elektronai ir jeigu bangos ilgis yra daug didesnis už atomo matmenis, tada klasikinė koherentinė sklaida vadinama ***Reilėjaus sklaida*** (angl. *Rayleigh scattering*)[2].

Kvantinės mechanikos požiūriu sklaidos įvykis – tai dviejų dalelių – fotono ir elektrono arba fotono ir atomo – susidūrimas. Jeigu fotonas susiduria su laisvuoju elektronu, tada tokia sąveika yra tamprioji, nes jos metu nekinta dalelių kinetinių energijų suma. Dalelių energijas ir judesio kiekius po susidūrimo nusako energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai (žr. 1 pav. 3.3 poskyryje). Iš šių dėsnių išplaukia, kad dėl atatrankos sklaidos metu fotonas dalį savo energijos ir judesio kiekio perduoda elektronui. Dėl to fotono energija ir dažnis sumažėja (taigi, sklaida yra nekoherentinė). Šis reiškinys, kurį 1922 m. aprašė amerikiečių fizikas A. Komptonas, tapo vienu iš kvantinės mechanikos kertinių akmenų, nes jis parodė, jog elektromagnetinė spinduliuotė turi dalelių savybių. Tokia sklaida, kurios metu sumažėja spinduliuotės dažnis, vadinama ***Komptono sklaida***, o dažnio sumažėjimas (ir atitinkamas bangos ilgio padidėjimas) vadinamas ***Komptono efektu***. Dažniausiai fotonas perduoda elektronui didelę savo energijos dalį. Šie greitieji elektronai, kurie atsirado dėl Komptono sklaidos, yra vadinami ***Komptono atatrankos elektronais***. Jie praranda energiją medžiagoje dėl atomų jonizavimo ir dėl stabdomojo spinduliavimo.

Fotonui sąveikaujant su daugiaatome molekule arba kietuoju kūnu, yra galimas dar vienas nekoherentinės sklaidos vyksmas – Rãmano sklaida. Ramano sklaidos metu fotono energija gali ir sumažėti, ir padidėti. Kvantinė mechanika Ramano sklaidą aiškina šitaip. Fotono energijos dalis gali virsti molekulės arba kietojo kūno atomų virpėjimo energija arba molekulės sukimosi energija (tada fotono energija sumažėja). Yra galimas ir atvirkštinis vyksmas: fotonas gali gauti energiją iš molekulės, kuri yra sužadintos virpėjimo arba sukimosi būsenos (tada fotono energija padidėja, o tos molekulės virpėjimo arba sukimosi energija tokiu pačiu dydžiu sumažėja). Egzistuoja apytikslis klasikinis Ramano sklaidos aiškinimas, kuris tinka tik tam tikrais atskirais atvejais. Taigi, griežtai kalbant, elektromagnetinės spinduliuotės nekoherentinė sklaida yra galima ne tik kvantinės mechanikos požiūriu, bet ir klasikinės fizikos požiūriu. Toliau į Ramano sklaidą neatsižvelgsime, nes: 1) jos intensyvumas yra daug kartų mažesnis už koherentinės sklaidos intensyvumą, 2) ji yra svarbi tik esant mažoms fotonų energijoms (elektronvoltų eilės), 3) ji pasireiškia tik tada, kai spinduliuotė sąveikauja su daugiaatome sistema (o ne su izoliuotais atomais).

Komptono efektas yra pagrindinis veiksnys, dėl kurio vyksta kietosios rentgeno spinduliuotės ir vidutinių energijų gama spinduliuotės (t. y. elektromagnetinės spinduliuotės, kurios kvanto energija yra tarp 0,1 MeV ir 1 MeV) energijos perdavimas medžiagoms, kurios sudarytos iš lengvųjų elementų atomų (pvz., vanduo ir organiniai junginiai). Praktikoje Komptono efektas taikomas, įrengiant apsaugą nuo γ spinduliuotės iš mažo tankio medžiagų (betono, plytų, geležies ir kt.), kuriose, esant pradinei fotonų energijai, sugertis yra silpna. Mat, mažėjant fotono energijai dėl daugkartinių susidūrimų su elektronais, didėja jo sugerties (fotoefekto) tikimybė.

Fotonus gali sklaidyti ne tik laisvieji elektronai, bet ir atomai (tiksliau, atomų elektronai). Jeigu tokios sklaidos metu dalis fotono energijos virsta atomo vidine energija, tada sklaida taip pat yra vadinama Komptono sklaida. Taigi, Komptono sklaida dėl fotono sąveikos su atomu (o ne su laisvuoju elektronu) nėra tamprioji. Vykstant Komptono sklaidai, atomas gali būti ir jonizuojamas, ir tik sužadinamas (be jonizavimo). Bet kuriuo atveju beveik visas fotono energijos sumažėjimas yra lygus atomo vidinės energijos padidėjimui (atomo atatrankos kinetinė energija yra palyginti maža, ir jos galima nepaisyti). Jeigu atomas jonizuojamas, tada (nepaisant atomo atatrankos energijos), fotono energijos nuostoliai yra sudaryti iš dviejų dalių: Komptono atatrankos elektrono kinetinė energija ir to elektrono ryšio energija atome (***elektrono ryšio energija*** – tai darbas, kurį reikia atlikti pašalinant elektroną iš duotojo elektronų sluoksnio).

---

[2] Jeigu bangos ilgis nėra daug didesnis už atomo matmenis, sklaidos ypatybės priklauso nuo atomo sandaros, kuriai apibūdinti reikalinga kvantinė mechanika. Todėl šiuo atveju klasikinės elektrodinamikos formulės netinka.

Elektrono ryšio energijos arba atomų sužadinimo energijos vaidmuo Komptono sklaidos metu tampa svarbus tik tada, kai fotono energija nėra daug didesnė už atomo vidutinę sužadinimo energiją $\overline{I}$. Tačiau tada Komptono sklaidos tikimybė tampa daug mažesnė už kitų sąveikos vyksmų – fotoefekto ir tampriosios sklaidos – tikimybę. Todėl praktikoje į Komptono sklaidą reikia atsižvelgti tik tada, kai fotono energija yra daug didesnė už $\overline{I}$. Tokiu atveju Komptono sklaidos metu atomas beveik visada yra jonizuojamas ir sklaida vyksta beveik taip pat kaip sklaida laisvuoju elektronu. Atomų vidutinės sužadinimo energijos yra mažesnės už 1 keV. Todėl, kai atomų elektronai sklaido fotonus, kurių energija didesnė už 100 keV, galima taikyti laisvųjų elektronų artinį. Be to, kai K sluoksnio elektronų ryšio energija yra daug mažesnė už krintančiojo fotono energiją, fotoefekto tikimybė yra maža, todėl tokiu atveju galima teigti, kad γ kvantai, kurių energija mažesnė už 1 MeV, sąveikauja su medžiaga tik dėl sklaidos.

Jeigu fotono energija nėra daug (bent 100 kartų) didesnė už K sluoksnio elektronų ryšio energiją, tada, be Komptono sklaidos, pasireiškia ir kitokio tipo sklaida – fotonų tamprioji sklaida atomais. Tokios sklaidos metu atomas nėra nei jonizuojamas, nei sužadinamas, o fotono energija praktiškai nepakinta (tai išplaukia iš energijos ir judesio kiekio tvermės dėsnių). Taigi, tokia sklaida yra koherentinė. Tokio įvykio tikimybė yra didžiausia, kai γ kvantą sklaido sunkiųjų elementų atomų vidinių sluoksnių elektronai, kurių mažiausioji sužadinimo energija yra palyginti didelė. Koherentinė sklaida pasireiškia tuo, kad išsklaidytoje γ spinduliuotėje yra ir pradinio bangos ilgio komponentė. Koherentinė sklaida tampa vyraujančiu sklaidos mechanizmu, kai fotono energija yra mažesnė už 10 keV (kuo didesnis elemento atominis numeris, tuo platesniame energijų intervale vyrauja koherentinė sklaida). Pvz., vykstant 0,5–2,5 Å bangos ilgio (5–25 keV fotono energijos) rentgeno spindulių sklaidai kristaluose, vyrauja koherentinė sklaida. Būtent dėl to yra galima tokio bangos ilgio rentgeno spindulių difrakcija kristaluose. Koherentinę sklaidą galima aprašyti klasikinės fizikos metodais. Mažėjant γ kvanto energijai arba didėjant sklaidančiosios medžiagos atominiam numeriui, koherentinės sklaidos tikimybė didėja. Vykstant vidutinės ir didelės energijos (> 500 keV) γ kvantų sklaidai mažo atominio numerio medžiagose (pvz., aliuminyje), koherentinė sklaida praktiškai nepasireiškia ir galima laikyti, kad vienintelis sklaidos vyksmas yra Komptono sklaida.

Kitas ribinis atvejis, kai tinka klasikinis aprašymas – tai regimosios šviesos arba žemesnių dažnių elektromagnetinės spinduliuotės sklaida laisvaisiais elektronais. Kaip įrodyta 3.3 poskyryje, spinduliuotės bangos ilgio padidėjimas, kurį sukelia Komptono efektas, nepriklauso nuo spinduliuotės dažnio ir yra mažesnis už 0,05 Å. Taigi, kai spinduliuotės bangos ilgis viršija 1000 Å, Komptono efekto sukeltas *santykinis* bangos ilgio padidėjimas tampa beveik nepastebimas, todėl sklaidą galima laikyti koherentine (Tomsono) sklaida.

Anksčiau suformuluoti dėsningumai ir apibrėžtys yra apibendrinti 3 lentelėje. Šioje lentelėje $h\nu$ yra fotono energija, o m_0c^2 = 511 keV yra elektrono rimties energija (m_0 yra elektrono rimties masė, o c yra šviesos greitis).

3 lentelė. Elektromagnetinės spinduliuotės sklaidos rūšys

	Klasikinė fizika		Kvantinė fizika		
	Pavad.	Koher.	Pavad.	Koher.	Ribiniai atvejai
Sklaida laisvaisiais elektronais[a]	Tomsono sklaida	Taip	Komptono sklaida	Ne	Kai $h\nu << m_0c^2$, Komptono sklaidą laisvaisiais elektronais galima laikyti Tomsono sklaida (t. y. aprašyti klasikinės fizikos metodais).
Netamprioji sklaida atomais	–	–	Komptono sklaida	Ne	Kai $h\nu > m_0c^2$, sklaidą atomais galima aprašyti taip pat, kaip sklaidą laisvaisiais elektronais; atomas sklaidos metu yra jonizuojamas. Be to, šiuo atveju Komptono sklaida yra vyraujantis sklaidos procesas. Kai $h\nu$ tampa mažesnė už valentinių elektronų ryšio energiją, jonizavimas tampa negalimas ir netampriosios sklaidos metu atomas yra tik sužadinamas. Be to, šiuo atveju netamprioji sklaida vyksta daug rečiau negu koherentinė sklaida. Kai $h\nu$ yra mažesnė už mažiausią sužadinimo energiją, netamprioji sklaida tampa negalima. Tada vyksta tik koherentinė sklaida.
Tamprioji sklaida atomais	Reilėjaus sklaida	Taip	Koherentinė sklaida	Taip	Kai $h\nu > 500$ keV, koherentinė sklaida vyksta daug rečiau negu Komptono sklaida. Kai $h\nu < 10$ keV, koherentinė sklaida yra vyraujantis sklaidos procesas.

[a] Fotono sklaida dėl sąveikos su laisvuoju elektronu visada yra tamprioji, nes jos metu nekinta elektrono ir fotono kinetinių energijų suma.

3.6.2. *Sąryšiai tarp fotono energijos, elektrono energijos ir sklaidos kampo*

Toliau, nagrinėdami Komptono sklaidą, remsimės prielaida, kad fotonus sklaido laisvieji elektronai (o ne atomai), nes, kaip minėta 3.6.1 poskyryje, dažniausiai praktikoje pasitaikančiais atvejais elektrono ryšio energija atome neturi didelės įtakos Komptono sklaidai. Kaip parodyta 1 pav. (3.3 poskyryje), dėl Komptono sklaidos vietoj pirminio γ kvanto, kurio energija $h\nu$, atsiranda išsklaidytasis γ kvantas, kurio energija $h\nu' < h\nu$, o elektronas, kuris išsklaidė γ kvantą, įgyja kinetinę energiją $E_C = h\nu - h\nu'$.

Pasinaudojus energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniais, galima gauti sąryšį tarp išsklaidytojo fotono energijos $h\nu'$, krintančiojo fotono energijos $h\nu$ ir fotono sklaidos kampo θ bei sąryšį tarp Komptono atatrankos elektrono energijos E_C ir jo išlėkimo kampo φ (kampai θ ir φ atskaitomi nuo fotono pradinės judėjimo krypties kaip pavaizduota 1 pav. 3.3 poskyryje):

$$\begin{cases} h\nu' = \dfrac{h\nu}{1+(1-\cos\theta)\gamma}, \\ E_C = \dfrac{2h\nu\gamma}{1+2\gamma+(1+\gamma)^2\,\mathrm{tg}^2\,\varphi} = h\nu\dfrac{\gamma(1-\cos\theta)}{1+\gamma(1-\cos\theta)}, \\ \mathrm{tg}\left(\dfrac{\theta}{2}\right) = \dfrac{\mathrm{ctg}\,\varphi}{1+\gamma}; \qquad \text{čia } \gamma \equiv \dfrac{h\nu}{m_0c^2}. \end{cases} \tag{3.6.1}$$

Kadangi spinduliuotės bangos ilgis λ ir dažnis ν yra susiję sąryšiu $\nu = c/\lambda$, tai pirmąją (3.6.1) lygybę galima užrašyti šitaip:

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1-\cos\theta)\,; \tag{3.6.2}$$

čia $\Delta\lambda$ yra fotono bangos ilgio padidėjimas dėl Komptono sklaidos, θ yra sklaidos kampas, o λ_C yra elektrono ***Komptono bangos ilgis***: $\lambda_C = h/(m_0c) = 0{,}024263$ Å. (3.6.2) formulė vadinama ***Komptono formule*** (ji išvesta 3.3 poskyryje).

Iš Komptono formulės (3.6.2) išplaukia, kad Komptono efektas stiprėja didėjant sklaidos kampui θ (žr. 5 pav.). Kitaip sakant, didėjant sklaidos kampui, didėja energija, kurią fotonas perduoda elektronui (atatrankos energija). Didžiausias galimas bangos ilgio padidėjimas atitinka sklaidą kampu $\theta = \pi$ (kai fotono judėjimo kryptis pasikeičia į priešingą): tada $\Delta\lambda = 2\lambda_C = 0{,}048526$ Å. Statmena kryptimi (kai $\theta = \pi/2$) $\Delta\lambda$ sutampa su λ_C.

Iš (3.6.1) antrosios lygties išplaukia, kad Komptono atatrankos elektrono energija yra didžiausia tada, kai $\varphi = 0$ (t. y. kai $\theta = \pi$), ir ši didžiausioji energija yra lygi

$$E_{C\,\max} = \frac{h\nu}{1+\dfrac{m_0c^2}{2h\nu}}. \tag{3.6.3}$$

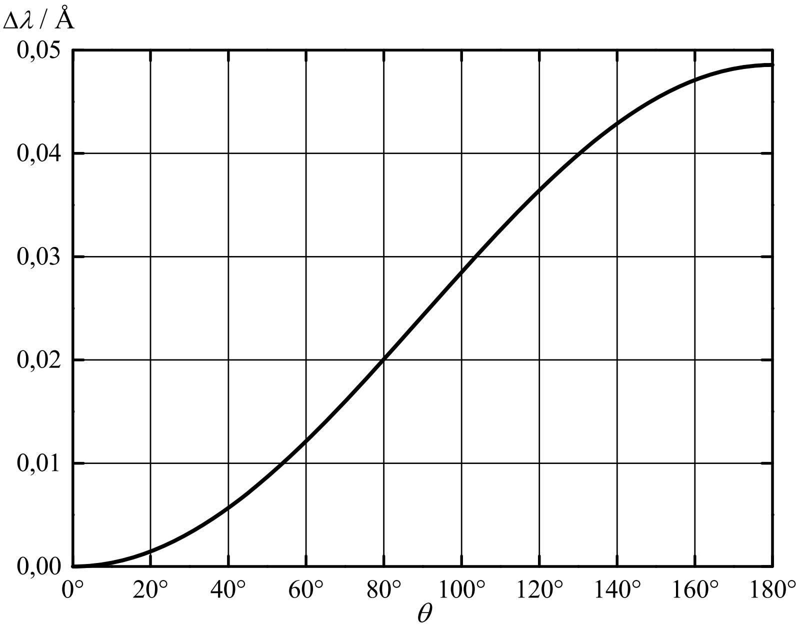
Kai fotono energija didesnė už 1 MeV, galima teigti, kad

$$E_{C\,\max} \approx h\nu - \frac{m_0c^2}{2} \approx h\nu - 0{,}25\ \text{MeV}, \tag{3.6.4}$$

o vidutinė atatrankos elektrono energija apytiksliai lygi pusei krintančiojo fotono energijos.

Komptono atatrankos elektronų energijos spektras yra ištisinis: fotonas gali perduoti elektronui bet kokio didumo savo energijos dalį – nuo nulio iki didžiausios energijos, kurią nusako (3.6.3) formulė.

Sklaidos skerspjūvio išraiškos ir skaitinės vertės klasikinės ir Komptono sklaidos atvejais pateiktos 3.6.3 ir 3.6.4 poskyriuose (skerspjūvio sąvoka apibrėžta 3.4 poskyryje).



5 pav. Bangos ilgio pokyčio dėl Komptono efekto priklausomybė nuo sklaidos kampo

3.6.3. *Reilėjaus ir Tomsono sklaidos skerspjūvių klasikinės išraiškos*

Diferencialinio sąveikos skerspjūvio bendroji išraiška yra (3.4.19). Nagrinėjant fotonų sklaidą, j yra išsklaidytųjų fotonų srauto tankis, o j_0 yra krintančiųjų fotonų srauto tankis. Kadangi klasikinėje fizikoje „fotono“ sąvoka nevartojama, tai, norint panaudoti (3.4.19) reiškinį, skaičiuojant klasikinį sklaidos skerspjūvį, dydžius j ir j_0 reikia pakeisti atitinkamais *energijos* srauto tankiais I ir I_0 (energijos srauto tankis – tai energijos kiekis, kuris pernešamas pro vienetinio ploto paviršių per laiko vienetą):

$$\sigma_\Omega = \frac{I}{I_0} r^2 . \tag{3.6.5}$$

Spinduliuotės energijos srauto tankį toliau vadinsime spinduliuotės ***intensyvumu***. Taigi, I yra vieno elektrono išsklaidytos spinduliuotės intensyvumas atstumu r duotąja kryptimi, o I_0 yra pradinės spinduliuotės intensyvumas. Klasikinėje elektrodinamikoje įrodoma, kad plokščiosios elektromagnetinės bangos intensyvumas lygus

$$I_0 = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 \mathscr{E}_0^2 ; \tag{3.6.6}$$

čia $\mathscr{E}_0$ yra bangos elektrinio lauko $\mathscr{E}$ stiprio amplitudė, c yra šviesos greitis, o ε_0 yra elektrinė konstanta. Aptariamuoju atveju (3.6.6) reiškinys nusako krintančiosios bangos intensyvumą. Įrašę (3.6.6) į (3.6.5), gauname:

$$\sigma_\Omega = \frac{2I}{c \varepsilon_0 \mathscr{E}_0^2} r^2 . \tag{3.6.7}$$

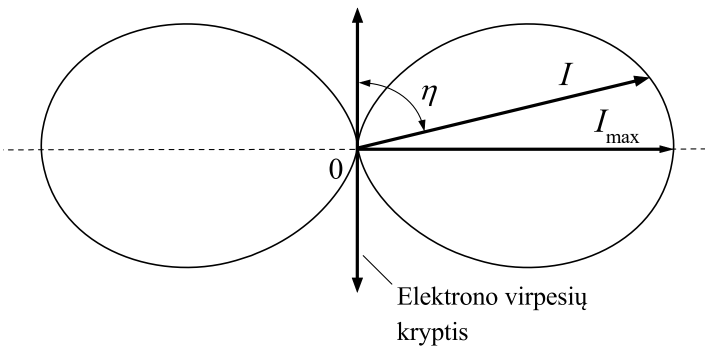
Jeigu krintančioji spinduliuotė yra tiesiškai poliarizuota (t. y. jeigu jos elektrinio lauko kryptis visą laiką lygiagreti su viena tiese), tada klasikiniu požiūriu vykstant sklaidai vieno elektrono išsklaidytos spinduliuotės intensyvumo priklausomybė nuo sklaidos krypties yra tokia pati kaip ir pagal harmoninį dėsnį išilgai vienos tiesės judančio krūvininko spinduliuotės intensyvumo kampinė priklausomybė:

$$I = I_{\max} \sin^2 \eta . \tag{3.6.8}$$

Čia η yra kampas tarp elektronų virpesių krypties ir stebėjimo krypties (žr. 6 pav.), o daugiklis $I_{\max}$ išreiškiamas formule

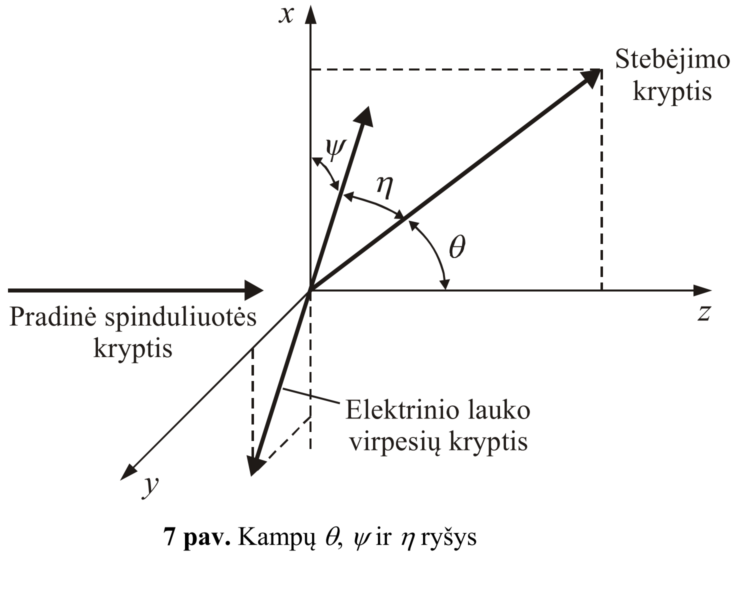
$$I_{\max} = \frac{e^2 \omega^4 x_{\max}^2}{32\pi^2 \varepsilon_0 c^3 r^2} ; \tag{3.6.9}$$

čia e yra elektrono krūvis, ω yra spinduliuotės (elektrono virpesių) kampinis dažnis, $x_{\max}$ yra elektrono priverstinių virpesių amplitudė, o r yra atstumas nuo sklaidos taško iki stebėjimo taško.



6 pav. Harmoniniu dėsniu virpančio elektrono spinduliuotės intensyvumo (I) priklausomybė nuo spinduliuotės krypties (η) polinėse koordinatėse. Intensyvumą nusako ilgis atkarpos, kuri jungia koordinačių centrą su kreive duotąja kryptimi. Erdvinė priklausomybė gaunama apsukus kreivę aplink virpesių kryptį. Maksimalus intensyvumas $I_{\max}$ išreiškiamas (3.4.9) formule

Iš (3.6.8) formulės išplaukia, kad, vykstant tiesiškai poliarizuotos spinduliuotės sklaidai, išsklaidytosios spinduliuotės intensyvumo kampinis pasiskirstymas yra simetriškas atžvilgiu poliarizacijos krypties (žr. 6 pav.). Kai sklaidoma natūralioji (nepoliarizuota) spinduliuotė, sklaidos metu elektrono virpesių kryptis statmenoje spinduliuotės krypčiai plokštumoje xy gali būti bet kokia. Šią kryptį nusako kampas ψ (žr. 7 pav.). Todėl duotuoju kampu θ išsklaidytosios spinduliuotės intensyvumas turi būti apibrėžtas kaip (3.6.8) reiškinio vidurkis kampo ψ atžvilgiu. Apskaičiuosime šį vidurkį. Visų kampo ψ verčių nuo 0 iki π tikimybės yra vienodos. Taigi, ieškomasis vidurkis yra lygus (3.6.8) reiškinio integralui nuo 0 iki π kampo ψ atžvilgiu, padalytam iš π. Norint apskaičiuoti šį integralą, reikia kampą η išreikšti kampu ψ. Kadangi visos kampo ψ vertės yra vienodai tikėtinos, išsklaidytos spinduliuotės intensyvumas nepriklauso nuo azimutinio kampo ϕ (žr. 4 pav. 3.4 poskyryje). Vadinasi, pasirinkus sklaidos kryptį, x ašies kryptį visada galima pasirinkti taip, kad kampas ϕ būtų lygus nuliui, t. y. kad stebėjimo kryptis priklausytų xz plokštumai (kaip 7 pav.). Tada $\cos\eta = \sin\theta \cos\psi$.

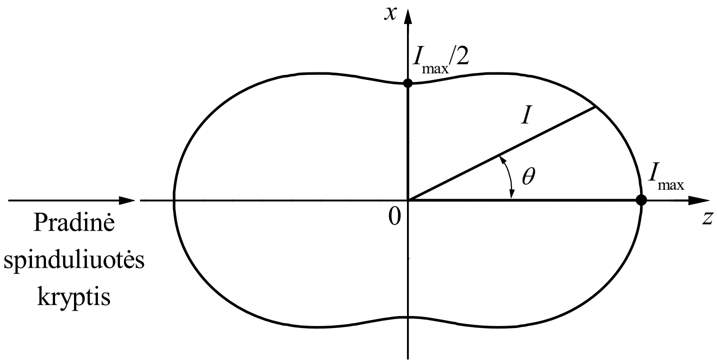


7 pav. Kampų θ, ψ ir η ryšys

Taigi, duotuoju kampu θ išsklaidytosios spinduliuotės intensyvumo vidurkis kampo ψ atžvilgiu yra

$$\begin{aligned} I &= \frac{I_{\max}}{\pi}\int_0^{\pi}\sin^2\eta\cdot \mathrm{d}\psi = \frac{I_{\max}}{\pi}\int_0^{\pi}(1-\cos^2\eta)\mathrm{d}\psi = \\ &= \frac{I_{\max}}{\pi}\int_0^{\pi}(1-\sin^2\theta\cdot\cos^2\psi)\mathrm{d}\psi = \frac{1}{2}I_{\max}(1+\cos^2\theta) = I_{\pi/2}(1+\cos^2\theta). \end{aligned} \tag{3.6.10}$$

Čia $I_{\pi/2} = I_{\max}/2$ yra išsklaidytos spinduliuotės intensyvumas kryptimi $\theta = \pi/2$ (ši kryptis yra statmena pradinės spinduliuotės krypčiai). Taigi, nepoliarizuotos spinduliuotės sklaidos intensyvumo kampinis pasiskirstymas yra simetriškas pradinės spinduliuotės krypties atžvilgiu (žr. 8 pav.). Šis teiginys galioja ne tik koherentinei, bet ir Komptono sklaidai. Tačiau pagal klasikinį modelį intensyvumo kampinis pasiskirstymas yra simetriškas dar ir atžvilgiu plokštumos $\theta = \pi/2$ (žr. 8 pav.). T. y. priešingomis kryptimis išsklaidytos spinduliuotės intensyvumas yra vienodas (kitame poskyryje pamatysime, kad Komptono sklaidai šis teiginys negalioja).



8 pav. Išsklaidytos nepoliarizuotos spinduliuotės intensyvumo (I) priklausomybė nuo sklaidos kampo (θ) polinėse koordinatėse klasikinės sklaidos atveju. Erdvinė priklausomybė gaunama apsukus kreivę aplink pradinės spinduliuotės kryptį

Įrašę $I_{\max}$ išraišką (3.6.9) į (3.6.10) ir pasinaudoję (3.6.7) formule, gauname sklaidos diferencialinio skerspjūvio klasikinę išraišką:

$$\sigma_{\Omega} = \frac{e^2\omega^4 x_{\max}^2}{32\pi^2\varepsilon_0^2 c^4 \mathscr{E}_0^2}(1+\cos^2\theta)\,. \tag{3.6.11}$$

Galutinę šio dydžio išraišką lemia virpesių amplitudės $x_{\max}$ priklausomybės nuo ω ir $\mathscr{E}_0$ pavidalas.

Visų pirma tarkime, kad elektromagnetines bangas sklaido atomų elektronai (Reilėjaus sklaida). Pagal klasikinį elektrono judėjimo atome modelį esant išoriniam harmoniniam elektriniam laukui elektrono judėjimas – tai vienmačio harmoninio osciliatoriaus priverstiniai virpesiai. Tokio judėjimo lygtis yra šitokia:

$$m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} + a\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} + kx = -e\mathscr{E}(t)\,; \tag{3.6.12}$$

čia m yra elektrono masė, x yra elektronų sluoksnio centro nuokrypis nuo pusiausvyros padėties, e yra elektrono krūvio modulis, $\mathscr{E}$ yra elektromagnetinės spinduliuotės elektrinio lauko stipris:

$$\mathscr{E}(t) = \mathscr{E}_0\cos(\omega t)\,, \tag{3.6.13}$$

a yra slopinimo koeficientas, kuris nusako savaiminių virpesių amplitudės mažėjimą laike dėl antrinės (išsklaidytos) spinduliuotės, o konstanta k nusako jėgą $-kx$, kuri stengiasi grąžinti elektroną į pusiausvyros padėtį. Koeficiento k vaidmuo yra toks pat kaip spyruoklės tamprumo koeficiento, o koeficiento a vaidmuo yra toks pat kaip trinties koeficiento (t. y. dydžio $-a\,(\mathrm{d}x\,/\,\mathrm{d}t)$ vaidmuo yra toks pat kaip trinties jėgos, kuri veikia greičiu $\mathrm{d}x\,/\,\mathrm{d}t$ judantį kūną). (3.6.12) lygties dešinioji pusė – tai jėga, kuria elektrinis laukas veikia elektroną. Kai šio lauko stiprio laikinė priklausomybė yra (3.6.13) pavidalo, (3.6.12) lygties sprendinys yra

$$x(t) = \frac{e\mathscr{E}_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}\cos(\omega t - \delta)\,. \tag{3.6.14}$$

Čia ω_0 yra elektrono savųjų virpesių dažnis:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}\,, \tag{3.6.15}$$

o konstantos β ir δ apibrėžiamos sąryšiais $\beta = \dfrac{a}{2m}$ ir $\mathrm{tg}\,\delta = \dfrac{2\beta\omega}{\omega_0^2-\omega^2}$. Daugiklis prieš kosinusą (3.6.14) reiškinyje – tai elektrono priverstinių virpesių amplitudė $x_{\max}$:

$$x_{\max} = \frac{e\mathscr{E}_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2-\omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}}\,. \tag{3.6.16}$$

Jeigu spinduliuotės kampinis dažnis ω yra daug mažesnis už elektrono savųjų virpesių kampinį dažnį ω_0 (ω_0 yra 10^{16}–10^{18} s^{-1} eilės), o virpesių slopinimas yra pakankamai silpnas (tiksliau, $\beta^2 << \omega_0^4/(4\omega^2)$), tada iš (3.6.16) išplaukia, kad elektronų priverstinių virpesių amplitudė x_{max} beveik nepriklauso nuo spinduliuotės dažnio ir yra apytiksliai lygi

$$x_{max} \approx \frac{e\mathscr{E}_0}{m\omega_0^2} . \qquad (3.6.17)$$

Todėl, kaip akivaizdu (3.6.11) formulėje, išsklaidytos spinduliuotės sklaidos skerspjūvis (ir intensyvumas) yra proporcingas spinduliuotės dažnio ω ketvirtam laipsniui. T. y. trumpabangė spinduliuotė sklaidoma stipriau už ilgabangę. Būtent tuo aiškinama dangaus žydra spalva: žiūrint kryptimi, kuri skiriasi nuo krypties į Saulę, matoma tik išsklaidyta šviesa, kurioje vyrauja trumpabangės komponentės.

Dabar tarkime, kad spinduliuotę sklaido laisvieji elektronai (Tomsono sklaida). Tada (3.6.12) lygties kairiojoje pusėje nėra trečiojo dėmens, kuris atspindi elektrono ryšį su branduoliu. Jeigu elektrono virpesių slopinimas yra silpnas, tada galima nepaisyti ir antrojo dėmens. Gauname tokią laisvųjų elektronų judėjimo lygtį:

$$m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = -e\mathscr{E}(t) . \qquad (3.6.18)$$

Iš (3.6.18) išplaukia, kad tuo atveju, kai $\mathscr{E}$ yra (3.6.13) pavidalo,

$$x = x_{max}\cos(\omega t) ; \qquad (3.6.19)$$

čia

$$x_{max} = \frac{e\mathscr{E}_0}{m\omega^2} . \qquad (3.6.20)$$

Taigi, šiuo atveju elektrono virpesių amplitudė yra atvirkščiai proporcinga spinduliuotės dažnio kvadratui. Įrašę (3.6.20) į diferencialinio sklaidos skerspjūvio išraišką (3.6.11), gauname Tomsono sklaidos diferencialinį skerspjūvį:

$$\sigma_{\Omega \mathrm{T}} = \frac{e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2c^4m^2}(1+\cos^2\theta) \approx 4{,}0\cdot 10^{-30}(1+\cos^2\theta)\ \ [\mathrm{m}^2] . \qquad (3.6.21)$$

Matome, kad Tomsono sklaidos skerspjūvis nepriklauso nuo spinduliuotės dažnio.

Pilnutinis Tomsono sklaidos skerspjūvis gaunamas integravus (3.6.21) reiškinį erdvinio kampo atžvilgiu pagal (3.4.12) formulę:

$$\sigma_{\mathrm{T}} = \frac{e^4}{6\pi\varepsilon_0^2c^4m^2} \approx 6{,}6\cdot 10^{-29}\ \mathrm{m}^2 . \qquad (3.6.22)$$

Žinant sklaidos skerspjūvį ir remiantis prielaida, kad sklaida yra pagrindinis sąveikos su medžiaga procesas, pagal (3.4.4) formulę galima apskaičiuoti fotono laisvąjį kelią duotoje medžiagoje. Pvz., vandenyje arba biologiniame audinyje vidutinė elektronų koncentracija $n \approx 3\cdot 10^{29}$ m^{-3}. Įrašę šią vertę kartu su sklaidos skerspjūvio verte (3.6.22) į vidutinio laisvojo kelio išraišką (3.4.4), gauname, kad fotono „klasikinis" laisvasis kelias tokioje terpėje yra $l \approx 5$ cm, t. y. fotonas tarp susidūrimų su elektronais vidutiniškai nueina 5 cm.

3.6.4. *Komptono sklaidos skerspjūvis*

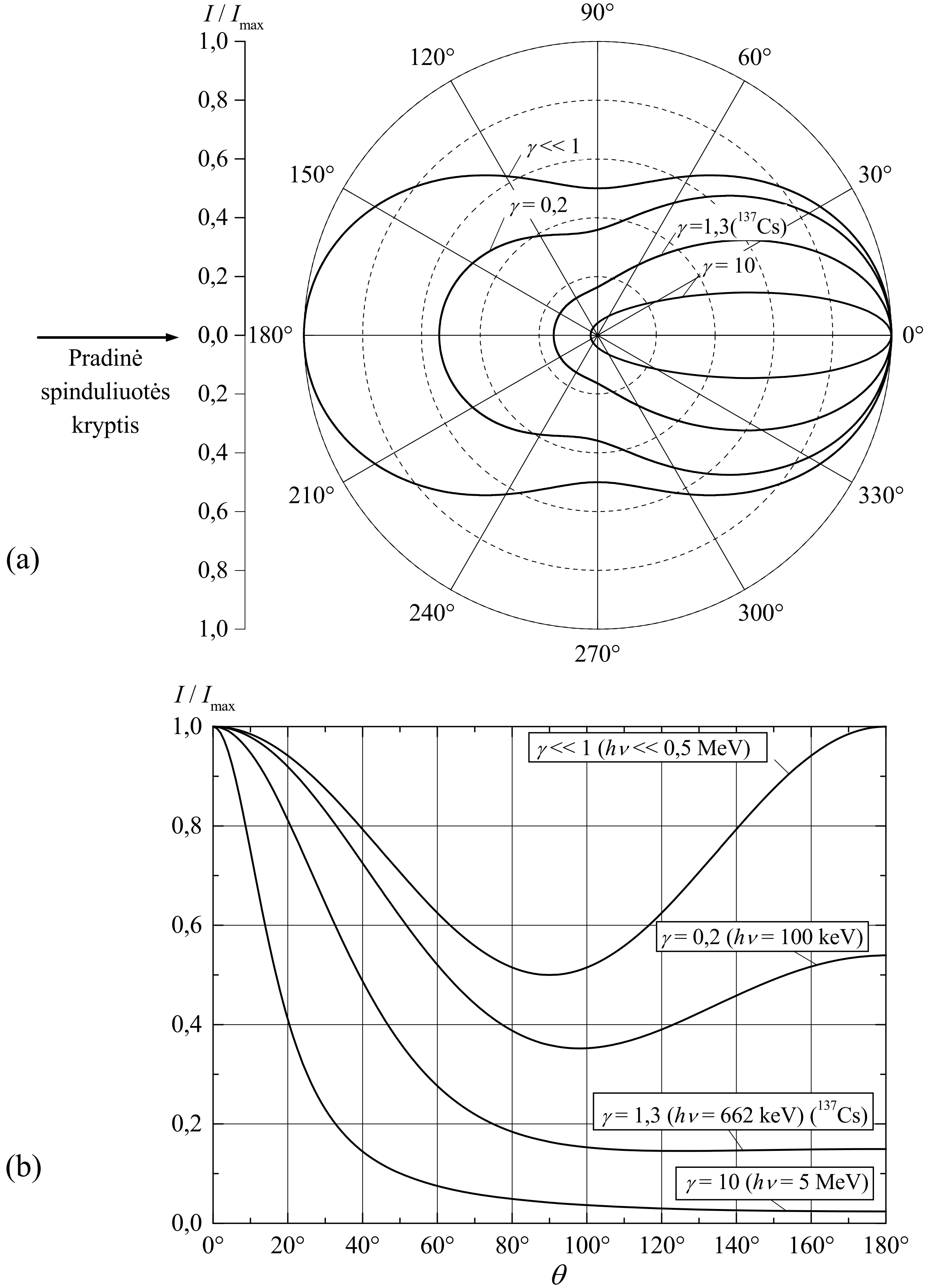
Komptono sklaidos skerspjūvis priklauso nuo fotonų energijos, o sklaidos intensyvumo kampinis pasiskirstymas nėra simetriškas atžvilgiu plokštumos $\theta = \pi/2$ (sklaidos mažais kampais tikimybė yra didesnė už sklaidos dideliais kampais tikimybę). Tuo Komptono sklaida skiriasi nuo klasikinės sklaidos (žr. 3.6.3 poskyrį). Pagal Komptono sklaidos teoriją, kurią 1928 m. sukūrė švedų fizikas O. Kleinas ir japonų fizikas J. Nišina, sklaidos diferencialinio skerspjūvio priklausomybę nuo sklaidos kampo θ ir nuo fotono energijos nusako formulė

$$\sigma_{\Omega} = \frac{e^4}{32\pi^2\varepsilon_0^2c^4m_0^2}\cdot\frac{1+\cos^2\theta}{[1+\gamma(1-\cos\theta)]^2}\left\{1+\frac{\gamma^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)[1+\gamma(1-\cos\theta)]}\right\} , \qquad (3.6.23)$$

kur γ yra fotono pradinės energijos $h\nu$ ir elektrono rimties energijos $m_0c^2 = 511$ keV santykis[3]:

$$\gamma = \frac{h\nu}{m_0c^2} . \qquad (3.6.24)$$

[3] Kartais „Komptono sklaidos skerspjūviu" vadinamas dydis $(\nu'/\nu)\sigma_{\Omega}$, o dydis $[1-(\nu'/\nu)]\sigma_{\Omega}$ vadinamas „Komptono sugerties skerspjūviu" (čia ν' yra išsklaidytojo fotono dažnis, o ν yra krintančiojo fotono dažnis). Šiame apraše šios apibrėžtys nebus vartojamos.



9 pav. Komptono sklaidos santykinio intensyvumo (arba santykinio diferencialinio skerspjūvio) priklausomybė nuo sklaidos kampo, kai yra kelios pradinės fotonų energijos vertės, polinėse (a) ir stačiakampėse (b) koordinatėse. Priklausomybė apskaičiuota pagal (3.4.23) formulę. γ yra fotono pradinės energijos $h\nu$ ir elektrono rimties energijos (511 keV) santykis: $\gamma = h\nu/(m_0c^2)$. $\gamma = 1{,}3$ atitinka izotopo ^{137}Cs spinduliuojamų fotonų energiją (662 keV)

Kai γ << 1, Komptono sklaidos diferencialinis skerspjūvis (3.6.23) sutampa su Tomsono sklaidos diferencialiniu skerspjūviu (3.6.21). Komptono sklaidos diferencialinio skerspjūvio (3.6.23) priklausomybė nuo sklaidos kampo θ, kai yra kelios γ vertės, pavaizduota 9 pav. Kaip matome, didėjant fotono energijai, išsklaidytos spinduliuotės intensyvumo kampinis pasiskirstymas siaurėja ir darosi vis labiau ištemptas pradinės spinduliuotės kryptimi, o pilnutinė sklaidos tikimybė mažėja. Pilnutinę Komptono sklaidos tikimybę galima apskaičiuoti pagal (3.4.1) formulę, jeigu yra žinomas Komptono sklaidos skerspjūvis σ, kuris gaunamas integravus (3.6.23) pagal (3.4.12) :

$$\sigma = \frac{3}{4}\sigma_\mathrm{T}\left\{\frac{1+\gamma}{\gamma^2}\left[\frac{2(1+\gamma)}{1+2\gamma}-\frac{1}{\gamma}\ln(1+2\gamma)\right]+\frac{1}{2\gamma}\ln(1+2\gamma)-\frac{1+3\gamma}{(1+2\gamma)^2}\right\}. \tag{3.6.25}$$

Čia σ_T yra Tomsono sklaidos skerspjūvis (3.6.22). Mažėjant parametrui γ (t. y. fotonų pradinei energijai $h\nu$), σ didėja artėdamas į σ_T (žr. 10 pav.).

Ribiniai atvejai:

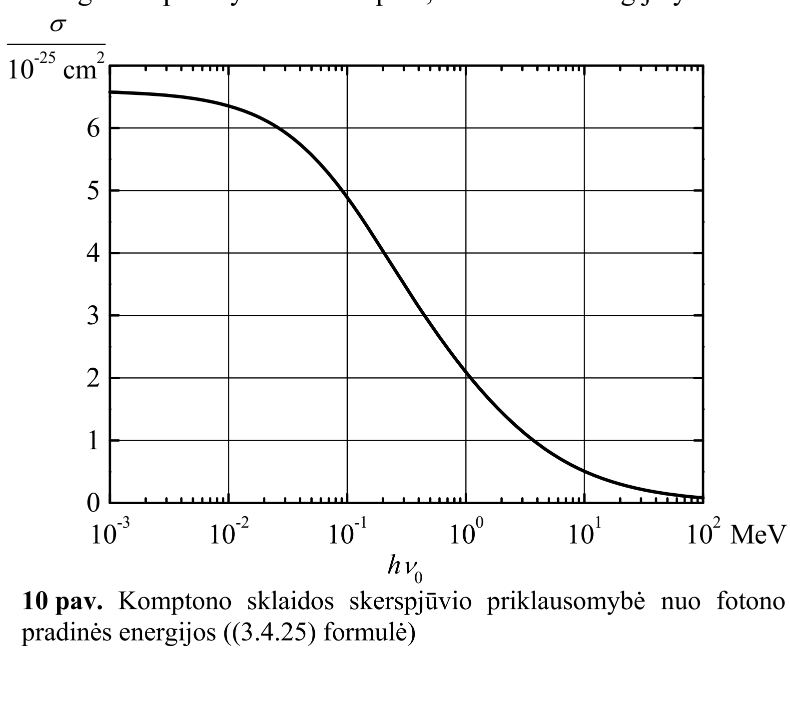
1) Kai $\gamma << 1$, $\sigma \approx \sigma_\mathrm{T}(1-2\gamma)$. T. y., kai fotono energija yra daug mažesnė už 0,5 MeV, Komptono sklaidos skerspjūvis tiesiškai mažėja didėjant fotono energijai.
2) Kai $\gamma >> 1$, $\sigma \approx \frac{3}{8}\sigma_\mathrm{T}\frac{1}{\gamma}\left(\frac{1}{2}+\ln 2\gamma\right)$. Vadinasi, kai fotono energija yra daug didesnė už 0,5 MeV, Komptono sklaidos skerspjūvis yra atvirkščiai proporcingas fotono energijai.

(3.6.23) formulė išvesta taikant reliatyvistinės kvantinės mechanikos metodus ir atsižvelgiant į elektrono sukinio bei magnetinio momento sąveiką su elektromagnetiniu lauku (t. y. γ kvantais). Taigi, neįmanoma paprastai paaiškinti tokią priklausomybę nuo energijos. Pagal (3.6.25) formulę (10 pav.) cezio izotopo ^{137}Cs spinduliuojamų fotonų ($h\nu$= = 662 keV) sklaidos skerspjūvis yra $\sigma \approx 2{,}5\cdot10^{-29}$ m^2, t. y. 2,6 karto mažesnis už Tomsono sklaidos skerspjūvį σ_T (3.6.22). Atitinkamai šios energijos fotonų laisvasis kelias medžiagoje yra 2,6 karto didesnis už tą, kurį numato klasikinė teorija. Pvz., vandenyje arba biologiniame audinyje jis lygus $l \approx 13$ cm, t. y. 0,66 MeV energijos fotonas tarp susidūrimų su elektronais tokioje terpėje vidutiniškai nueina 13 cm.

Iki šiol sklaidos skerspjūvis buvo apibrėžiamas vienam elektronui. Tačiau praktikoje sklaidos skerspjūvis dažniausiai apibrėžiamas vienam atomui. Kadangi, kai yra tipiškos fotonų energijos, Komptono sklaidą sąlygoja fotono sąveika su vienu elektronu, tai vienam atomui apskaičiuotas Komptono sklaidos skerspjūvis yra lygus elektronų skaičiaus atome (Z) ir vieno elektrono sklaidos skerspjūvio σ sandaugai:

$$\sigma_\mathrm{C} = Z\sigma\ . \tag{3.6.26}$$

Taigi, atominis Komptono sklaidos skerspjūvis yra tiesiog proporcingas elektronų skaičiui atome. σ_C priklausomybė nuo energijos yra gana sudėtinga. Kaip matyti 12a–14a pav., kai fotono energija yra maža (daug mažesnė už elektrono rimties energiją m_0c^2), σ_C didėja didėjant energijai, o kai fotono energija yra daug didesnė už m_0c^2, σ_C mažėja. σ_C mažėjimas, fotono energijai artėjant į nulį, yra susijęs su tuo, kad, esant mažoms fotono energijoms, fotonus dažniau sklaido ne laisvieji elektronai, o atomai (jeigu sklaidytų laisvieji elektronai, tada, fotono energijai artėjant į nulį, σ_C didėtų artėdamas prie dydžio $Z\sigma_\mathrm{T}$, kur σ_T yra Tomsono sklaidos skerspjūvis (3.6.22)).



10 pav. Komptono sklaidos skerspjūvio priklausomybė nuo fotono pradinės energijos ((3.4.25) formulė)

3.6.5. *Fotoefektas*

Fotoefektas arba ***fotoelektrinė sugertis*** – tai tokia fotono sąveika su atomu, kurios metu atomas sugeria *visą* fotono energiją (t. y. fotonas nustoja egzistuoti), o vienas iš atomo elektronų išlekia iš atomo. Išlėkęs iš atomo elektronas vadinamas ***fotoelektronu***. Šis reiškinys kartais vadinamas ***vidiniu fotoefektu*** arba ***atominiu fotoefektu*** siekiant pabrėžti, kad dažniausiai fotoelektronas lieka medžiagos viduje. Taigi, pagrindinis skirtumas tarp atominio fotoefekto ir Komptono sklaidos yra tas, kad Komptono sklaidos metu fotonas praranda tik dalį savo energijos, o fotoefekto metu fotonas yra visas sugeriamas[4]. Iš energijos tvermės dėsnio išplaukia fotoelektrono kinetinės energijos išraiška:

$$E_f = h\nu - \varepsilon_r; \tag{3.6.27}$$

čia ε_r yra atitinkamo elektronų sluoksnio ryšio energija.

Remiantis energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniais (3.3.2a,b), galima įrodyti, kad laisvieji elektronai negali sugerti fotono, t. y. negali sukelti fotoefekto. Norint tuo įsitikinti, pakanka (3.3.2a,b) lygybių dešiniosiose pusėse pašalinti pirmuosius dėmenis (tai atitinka prielaidą apie fotono sugertį). Gautoji dviejų lygčių sistema (su nežinomaisiais ν ir $\upsilon \equiv |\boldsymbol{v}|$) neturi sprendinio.

Iš (3.6.27) sąryšio aišku, kad fotoefektas galimas tik kai $h\nu > \varepsilon_r$. Todėl fotoefekto skerspjūvio priklausomybei nuo fotono energijos yra būdingi staigūs šuoliai, kurie atitinka atskirų elektronų sluoksnių (K, L, ...) ryšio energijas (žr. 12a–14a pav.). Paskutinysis (didžiausios energijos) šuolis atitinka elektrono išlaisvinimą iš vidinio (K) elektronų sluoksnio. Tokie vyksmai sudaro maždaug 80 % visų fotoefekto vyksmų, jeigu fotono energija $h\nu$ yra didesnė už K sluoksnio elektronų ryšio energiją. Kai $h\nu$ yra tos pačios eilės kaip elektrono rimties energija mc^2 (t. y. kai $h\nu$ yra kelių šimtų keV eilės), fotoefekto iš K sluoksnio skerspjūvis (m^2) apytiksliai lygus

$$(\sigma_f)_K \approx 10^{-37} Z^5 /(h\nu)^{7/2}; \tag{3.6.28}$$

čia fotono energija $h\nu$ yra išreikšta MeV. Kaip matome, fotoefekto skerspjūvis labai sparčiai mažėja didėjant fotonų energijai ir mažėjant branduolio krūviui. Kai $h\nu >> mc^2$, fotoefekto skerspjūvis yra atvirkščiai proporcingas fotono energijai (t. y. skerspjūvio mažėjimas didėjant energijai sulėtėja), tačiau jis lieka tiesiog proporcingas Z^5. Todėl sunkiesiems elementams (pvz., švinui) fotoefektas pasireiškia net kai fotono energija yra artima 5 MeV.

Fotoefekto skerspjūvio spartų mažėjimą didėjant fotono energijai galima paaiškinti šitaip. Didėjant fotono energijos ir elektrono ryšio energijos skirtumui, didėja fotono energijos dalis, kuri fotoefekto metu virsta elektrono kinetine energija E_f, ir mažėja jos dalis, kuri išeikvojama elektrono ryšio su atomu nutraukimui (žr. (3.6.27)). T. y. vis tikslesnė tampa apytikslė lygybė $E_f \approx h\nu$. Ši lygybė gali būti tiksli tik tuo atveju, kai ryšio energija ε_r lygi nuliui, t. y. kai elektronas yra laisvas. Kitaip sakant, kai fotono energija didėja, atomo elektronas fotono atžvilgiu tampa vis panašesnis į laisvąjį. Tačiau, kaip minėta, laisvasis elektronas negali sugerti fotono. Todėl fotoefekto skerspjūvis mažėja ir didelių energijų srityje būna daug mažesnis už Komptono sklaidos skerspjūvį, kuris taip pat mažėja didėjant fotono energijai (žr. 12a–14a pav.). Analogiškai galima paaiškinti ir fotoefekto skerspjūvio didėjimą, kai didėja Z: didėjant branduolio krūviui, didėja ir elektrono ryšio energija atome, todėl mažėja skirtumas tarp fotono energijos ir elektrono ryšio energijos. Fotoefekto ir Komptono sklaidos skerspjūvių priklausomybių nuo fotono energijos matematinį pavidalą galima paaiškinti tik kvantinės elektrodinamikos metodais. Taigi, paprasto aiškinimo nėra.

Fotoefekto metu vidiniame elektronų sluoksnyje atsiradusią vakansiją užpildo elektronas iš aukštesniojo elektronų sluoksnio. Šio kvantinio šuolio metu išsiskyrusi energija išsiskiria būdingosios rentgeno spinduliuotės fotono pavidalo arba išeikvojama dar vieno elektrono išlaisvinimui iš to paties atomo. Didžioji dauguma būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonų ir minėtųjų antrinių elektronų yra sugeriami medžiagoje, kurioje vyksta fotoefektas.

3.6.6. *Elektrono ir pozitrono porų kūrimas*

Branduolio arba elektrono elektriniame lauke fotonas gali nustoti egzistuoti atsirandant elektrono ir pozitrono porai. Užrašant energijos tvermės dėsnį tokiam vyksmui, reikia atsižvelgti į branduolio arba elektrono, kurio elektriniame lauke jis vyksta, atatrankos energiją E_a:

$$h\nu = m_+c^2 + m_-c^2 + E_a; \tag{3.6.29}$$

čia m_+c^2 ir m_-c^2 yra pozitrono ir elektrono pilnutinės reliatyvistinės energijos, o m_+ ir m_- yra pozitrono ir elektrono reliatyvistinės masės. Kadangi m_+ ir m_- negali būti mažesnės už elektrono rimties masę m_0, o E_a

[4] Kartais „atominiu fotoefektu“ vadinami *visi* vyksmai, kurių metu fotonas išlaisvina iš atomo elektroną (taip pat ir Komptono sklaida jonizuojant atomą). Tačiau čia ši sąvoka vartojama įprastine (siaurąja) prasme.

negali būti neigiama, tai toks vyksmas galimas tik tada, kai fotono energija $h\nu$ yra didesnė už elektrono ir pozitrono rimties energijų sumą $2m_0c^2 \approx 1{,}02$ MeV.

Įsitikinsime, kad elektrono ir pozitrono pora negali susidaryti vakuume. Jeigu pora susidarytų vakuume, atatrankos energija būtų lygi nuliui ($E_a = 0$), todėl energijos tvermės dėsnį reikėtų rašyti šitaip: $h\nu = m_+c^2 + m_-c^2$. Jeigu pozitronas ir elektronas juda ta pačia kryptimi, kuria judėjo fotonas, judesio kiekio tvermės dėsnis yra tokio pavidalo:

$$h\nu/c = p_+ + p_- = m_+\upsilon_+ + m_-\upsilon_-; \qquad (3.6.30)$$

čia p_+ ir p_- yra pozitrono ir elektrono judesio kiekiai, o υ_+ ir υ_- yra jų greičiai Šis reiškinys yra suderinamas su lygybe $h\nu = m_+c^2 + m_-c^2$ tik tada, kai $\upsilon_+ = \upsilon_- = c$. Tačiau, kaip žinoma iš reliatyvumo teorijos, dalelės su nenuline rimties mase negali judėti šviesos greičiu (nes tai reikštų begalinę kinetinę energiją). Tai reiškia, kad elektrono ir pozitrono poros negali susidaryti vakuume.

Kadangi branduolio atatrankos energija yra palyginti maža, tai porų kūrimo branduolio lauke slenksčiu laikomas dydis $2m_0c^2 \approx 1{,}02$ MeV, o energijos balanse į branduolio atatrankos energiją galima neatsižvelgti. Tada elektrono ir pozitrono poros pilnutinė kinetinė energija yra lygi

$$E_\mathrm{p} = h\nu - 2m_0c^2. \qquad (3.6.31)$$

Porų kūrimo elektrono lauke slenkstis yra 2 kartus didesnis ($4m_0c^2$). Taip yra todėl, kad elektrono atatrankos energija yra daug didesnė už branduolio atatrankos energiją (dėl daug mažesnės masės), ir jos nepaisyti negalima.

Porų kūrimo skerspjūvio priklausomybės nuo energijos bendrasis pavidalas yra akivaizdus 12a–14a pav.: kai fotono energija viršija 1,02 MeV, porų kūrimo skerspjūvis iš pradžių sparčiai didėja, paskui tas didėjimas sulėtėja ir galų gale skerspjūvio vertė įsisotina. Šis įsisotinimas atitinka fotono energijas, kurios atitinka nelygybę $h\nu >> 137m_0c^2Z^{-1/3}$, o didžiausiojo skerspjūvio vertė lygi

$$(\sigma_\mathrm{p})_\mathrm{max} \approx 1{,}9\cdot 10^{-31}\, Z^2 \ln(183Z^{-1/3})\ [\mathrm{m}^2]. \qquad (3.6.32)$$

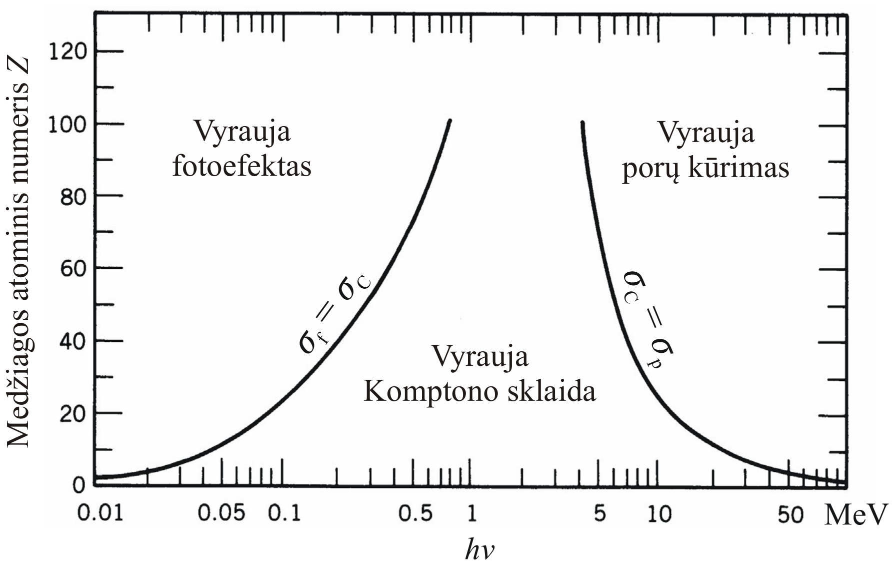
Kai γ kvanto energija viršija 10 MeV, porų kūrimas tampa pagrindiniu γ kvantų sugerties vyksmu.

3.6.7. *Silpimo koeficientas*

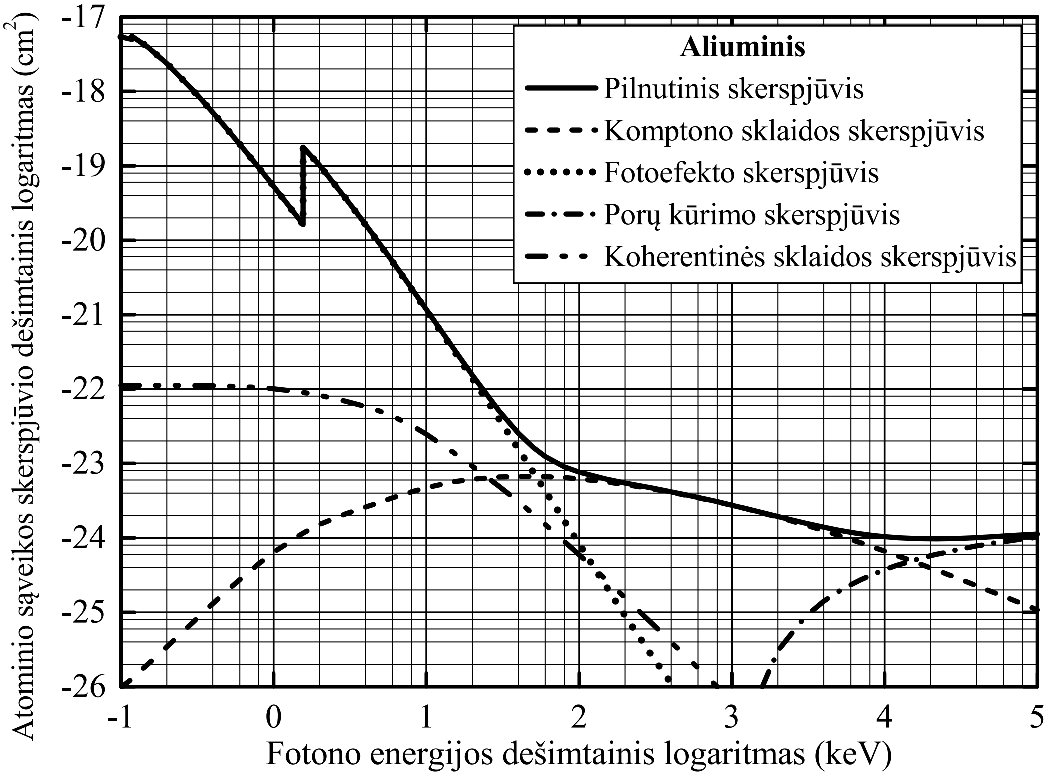
Pagal (3.4.2) formulę γ kvanto sąveikos su atomu pilnutinis skerspjūvis yra lygus

$$\sigma = \sigma_\mathrm{C} + \sigma_\mathrm{f} + \sigma_\mathrm{p}; \qquad (3.6.33)$$

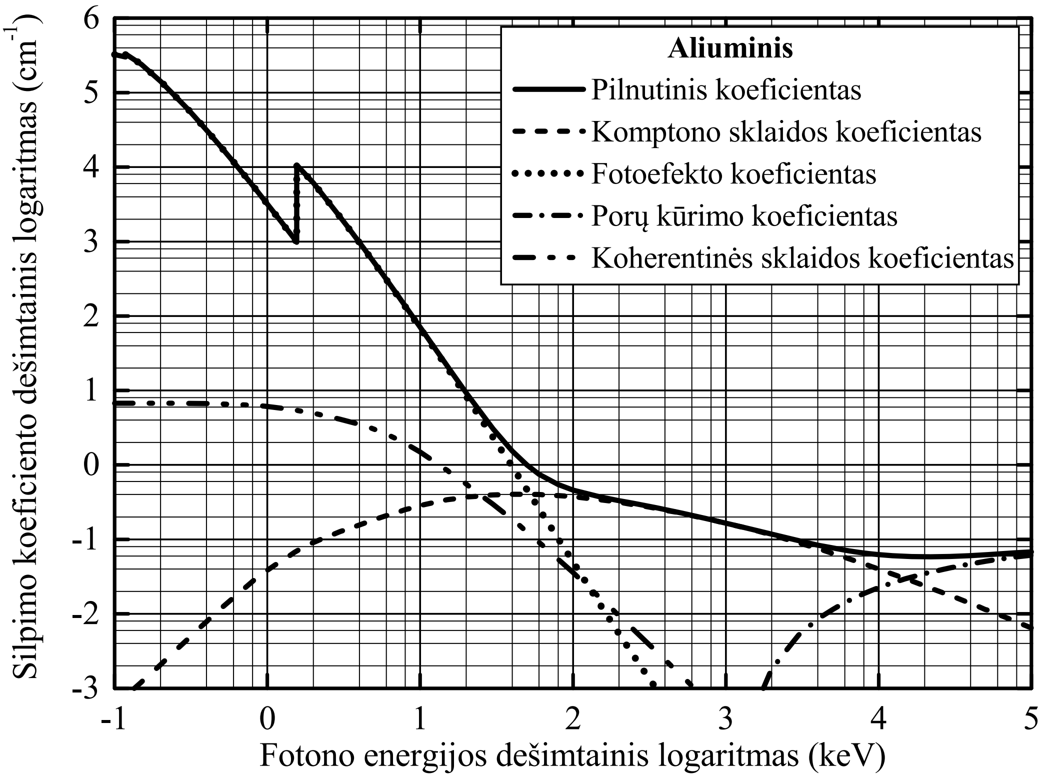
čia σ_C, σ_f ir σ_p yra atitinkamai Komptono sklaidos, fotoefekto ir porų kūrimo skerspjūviai. Priklausomai nuo γ kvanto energijos ir medžiagos, kuris nors vienas iš tų trijų skerspjūvių gali būti daug didesnis už kitus du. Tada atitinkamas sąveikos procesas yra vyraujantis. 11 pav. yra pavaizduoti γ kvanto energijos $h\nu$ ir medžiagos atominio numerio Z verčių intervalai, kuriuose vyrauja kuris nors vienas iš minėtų sąveikos vyksmų. Matome, kad fotoefektas vyrauja, kai fotono energija ($h\nu$) yra maža, Komptono sklaida vyrauja, kai fotono energija yra vidutinė, o elektrono ir pozitrono porų kūrimas vyrauja, kai fotono energija yra didelė. γ kvanto energijų intervalas, kuriame vyrauja Komptono sklaida, platėja mažėjant medžiagos atominiam numeriui Z.



11 pav. Įvairių γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga mechanizmų santykinė svarba. Kreivės atitinka Z ir $h\nu$ poras, kurioms Komptono sklaidos skerspjūvis yra lygus fotoefekto arba porų kūrimo skerspjūviui (iš [3])

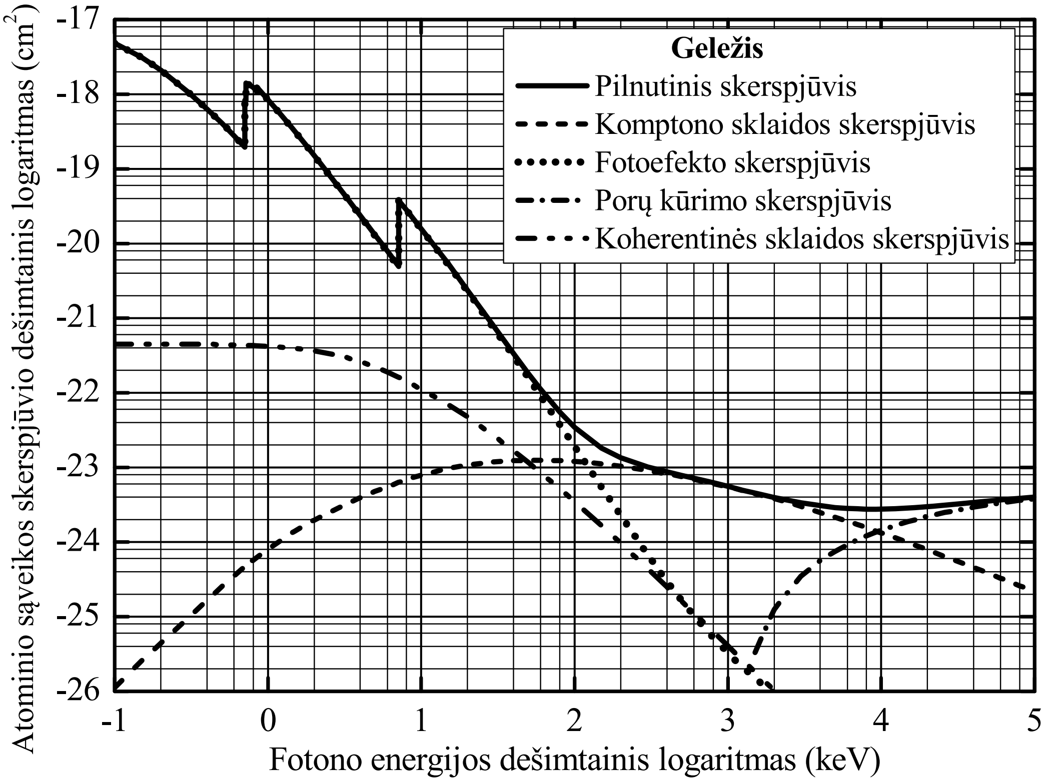


(a)

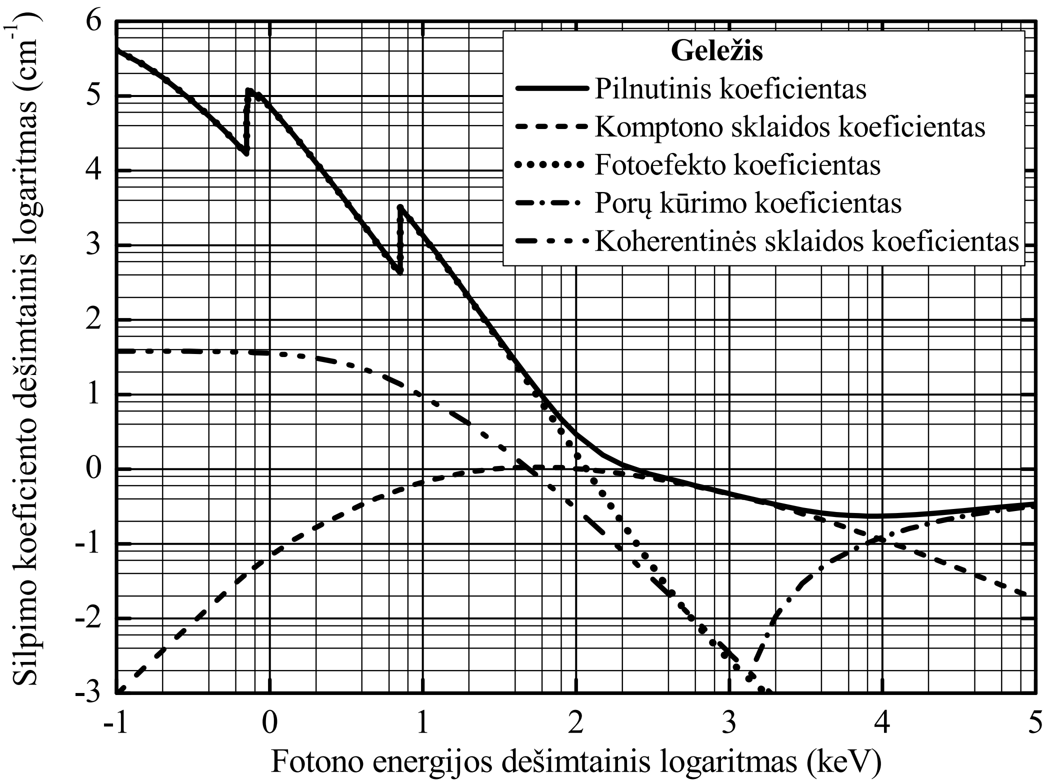


(b)

12 pav. Gama spinduliuotės sąveikos skerspjūvio (a) ir silpimo koeficiento (b) aliuminyje bei jų komponenčių logaritmų priklausomybė nuo fotono energijos logaritmo (iš [6])

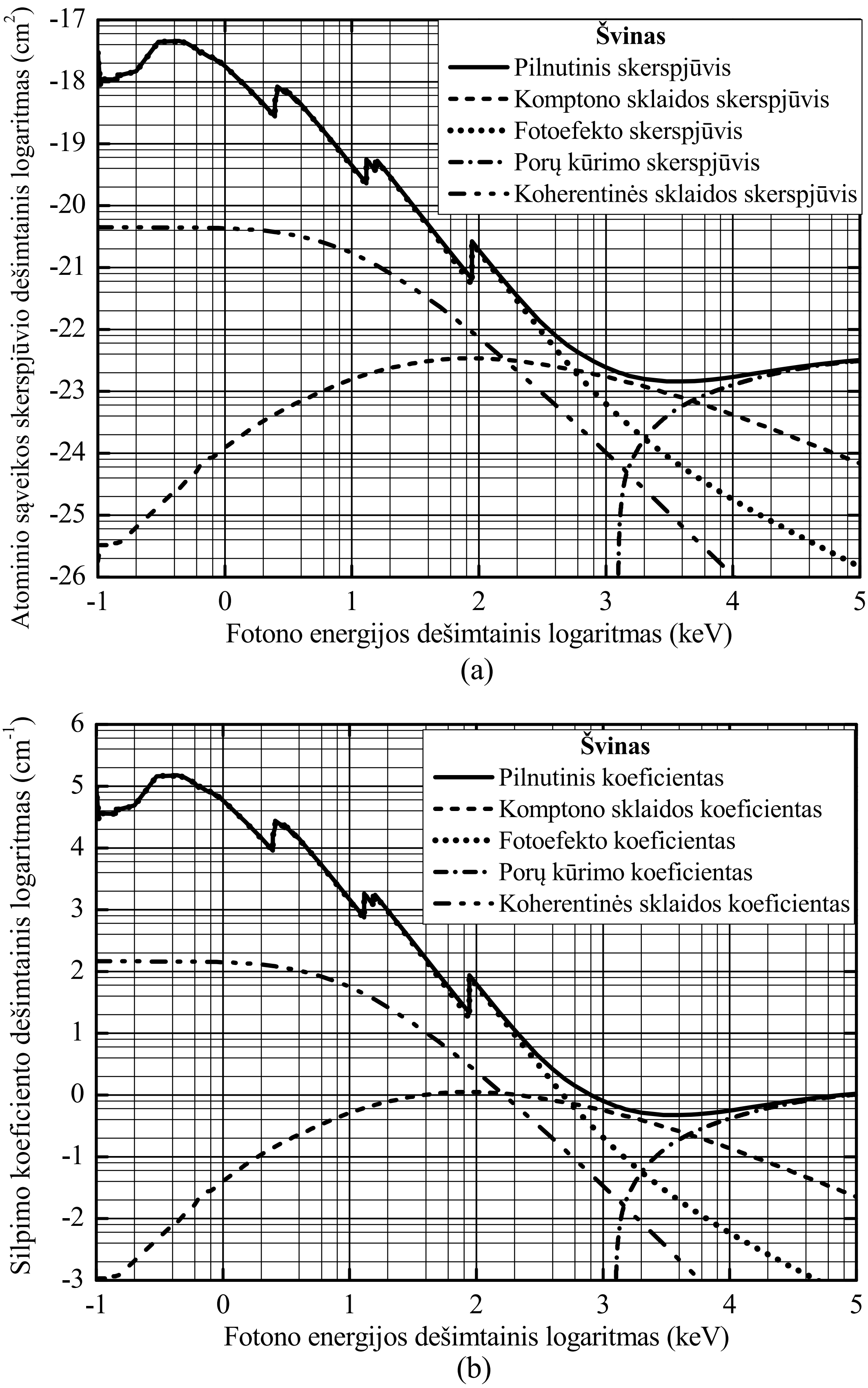


(a)

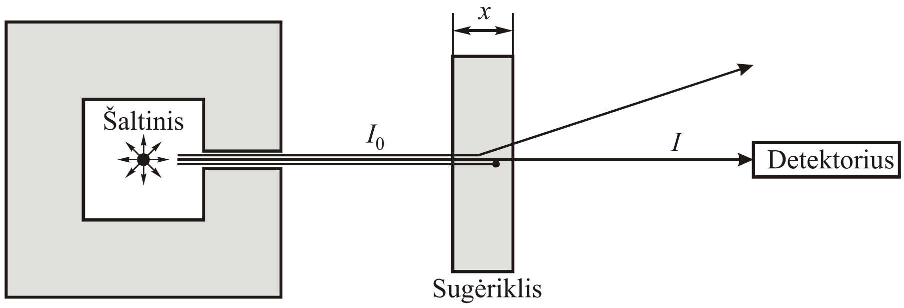


(b)

13 pav. Gama spinduliuotės sąveikos skerspjūvio (a) ir silpimo koeficiento (b) geležyje bei jų komponenčių logaritmų priklausomybė nuo fotono energijos logaritmo (iš [6])



14 pav. Gama spinduliuotės sąveikos skerspjūvio (a) ir silpimo koeficiento (b) švine bei jų komponenčių logaritmų priklausomybė nuo fotono energijos logaritmo (iš [6])



15 pav. Gama spinduliuotės sugerties medžiagoje tyrimo eksperimentas. Siauras lygiagretus spinduliuotės pluoštas krinta į medžiagos („sugėriklio") sluoksnį, kurio storis *x*. Tame sluoksnyje kai kurie fotonai yra sugeriami arba išsklaidomi. Detektorių pasiekia visi likusieji fotonai (tie, kurie nesąveikavo su medžiaga)

Remiantis bendrąja sąveikos tikimybės išraiška (3.4.1), galima išreikšti γ spinduliuotės intensyvumo *I* priklausomybę nuo medžiagos sluoksnio storio *x* (nors „intensyvumas" reiškia *energijos* srauto tankį, tačiau ta pati lygybė nusako ir *dalelių* srauto tankio priklausomybę nuo *x*, jeigu visų fotonų energijos yra vienodos). Tarkime, kad siauras lygiagretus vienodos energijos fotonų pluoštas krinta į medžiagos sluoksnį, kurio storis *x* (žr. 15 pav.). Praktikoje siauro lygiagretaus spinduliuotės pluošto formavimas vadinamas ***kolimacija***. Kolimacijai naudojamas pakankamai storas spinduliuotę sugeriančios medžiagos sluoksnis, kuriame padarytas siauras kanalas spinduliuotei pereiti (žr. 15 pav.). Tas kanalas vadinamas ***kolimatoriumi***. Tiriamosios medžiagos sluoksnis yra tarp spinduliuotės šaltinio ir detektoriaus. Pradinė fotonų sklidimo kryptis yra nukreipta į detektorių, t. y., jeigu nebūtų medžiagos sluoksnio, visi fotonai pasiektų detektorių ir būtų užregistruoti. Kaip parodyta 15 pav., medžiagoje fotonas gali būti sugertas dėl fotoefekto arba dėl elektrono ir pozitrono porų kūrimo (tada fotonas išnyksta), arba jis gali būti išsklaidytas dėl Komptono sklaidos (tada fotonas nukreipiamas į šalį nuo detektoriaus). Fotonai, kurie pasiekia detektorių – tai tie fotonai, kurie, pereidami pro medžiagą, nė karto nesąveikavo su medžiagos atomais. Vieno fotono sąveikos su d*x* storio medžiagos sluoksniu tikimybę d*P* nusako (3.4.1) formulė. Pagal tikimybės apibrėžtį sąveikos tikimybė d*P* yra lygi sąveikavusių su medžiaga γ kvantų ir visų kritusių į bandinį γ kvantų skaičių santykiui. Kadangi spinduliuotės intensyvumas proporcingas krintančių į bandinį γ kvantų skaičiui per laiko vienetą, o intensyvumo sumažėjimas proporcingas sąveikavusių su medžiaga γ kvantų skaičiui, tai, skaičiuodami tikimybę d*P*, trupmenos skaitiklyje vietoj susidūrimų skaičiaus galime rašyti intensyvumo sumažėjimą (t. y. pokytį su minuso ženklu) –d*I*, o vardiklyje vietoj krintančiųjų γ kvantų skaičiaus galime rašyti krintančios į medžiagos sluoksnį spinduliuotės intensyvumą. Todėl (3.4.1) lygybės kairiojoje pusėje dydį d*P* galime pakeisti intensyvumo santykiniu sumažėjimu (–d*I* / *I*) pereinant d*x* storio sluoksnį:

$$-\frac{\mathrm{d}I}{I} = \sigma \cdot n_\mathrm{a} \cdot \mathrm{d}x\,; \qquad (3.6.34)$$

čia n_a yra atomų skaičius tūrio vienete. Integravę (3.6.34) lygybę, gauname:

$$I(x) = I_0 \mathrm{e}^{-\sigma \cdot n_\mathrm{a} \cdot x}\,; \qquad (3.6.35)$$

čia I_0 yra pradinis intensyvumas. Šį sąryšį galima užrašyti tokiu pavidalu:

$$I(x) = I_0 \mathrm{e}^{-\mu x}\,, \qquad (3.6.36)$$

kur μ yra ***silpimo koeficientas***:

$$\mu = \sigma \cdot n_\mathrm{a}\,. \qquad (3.6.37)$$

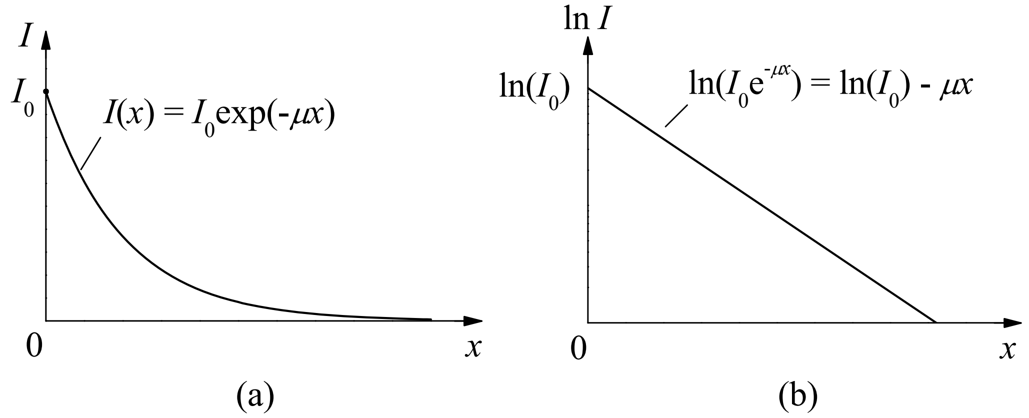
Taigi, pradinės krypties spinduliuotės intensyvumas eksponentiškai mažėja didėjant medžiagos sluoksnio storiui (žr. 16 pav.).

Kadangi sąveikos skerspjūvis σ yra lygus trijų skirtingų vyksmų skerspjūvių sumai (žr. (3.6.33)), tai silpimo koeficientą μ taip pat galima išreikšti suma trijų silpimo koeficientų, atitinkančių tris vyksmus – Komptono sklaidą, fotoefektą ir porų kūrimą:

$$\mu = \mu_\mathrm{C} + \mu_\mathrm{f} + \mu_\mathrm{p}\,. \qquad (3.6.38)$$

Koeficientų μ_C, μ_f ir μ_p išraiškos gaunamos įrašius atitinkamą skerspjūvį į (3.6.37) vietoj σ.

Kadangi silpimo koeficientas yra proporcingas sąveikos skerspjūviui, tai silpimo koeficiento priklausomybė nuo γ kvantų energijos yra tokio paties pavidalo kaip ir sąveikos skerspjūvio (žr. 12–14 pav.). Švino koeficientų μ_C, μ_f, μ_p ir μ priklausomybės nuo γ kvantų energijos pavaizduotos 17 pav. Kaip matome, mažų energijų srityje ($h\nu < 0{,}5$ MeV) fotoefektas yra pagrindinis sąveikos vyksmas. Silpimo koeficientas μ priklauso ne vien nuo γ kvanto energijos, bet ir nuo medžiagos. Pagrindinė šios

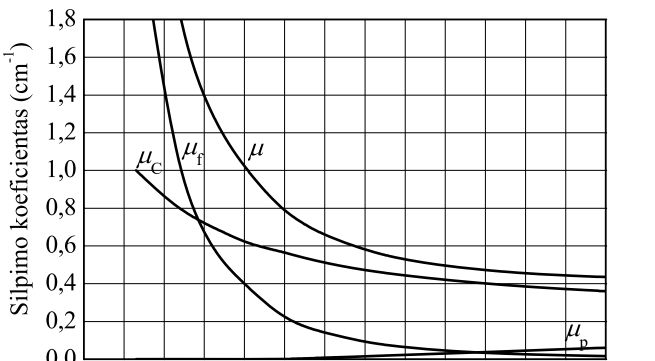


16 pav. Spinduliuotės intensyvumo (a) ir jo logaritmo (b) priklausomybė nuo medžiagos sluoksnio storio

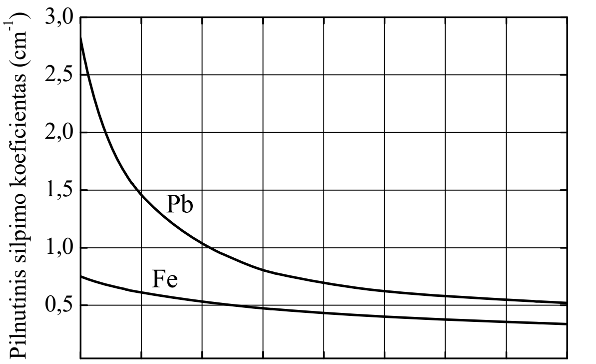
priklausomybės priežastis yra stipri sąveikos skerspjūvio σ priklausomybė nuo atominio numerio Z (kuris sutampa su elektronų skaičiumi atome). Kaip minėta 3.6.4–3.6.6 poskyriuose, atominis Komptono sklaidos skerspjūvis proporcingas Z, fotoefekto skerspjūvis proporcingas Z^5, o porų kūrimo skerspjūvis proporcingas Z^2. Taigi, didėjant atominiam numeriui Z, silpimo koeficientas didėja. Todėl, pvz., švino ($Z = 82$) silpimo koeficientas yra didesnis negu geležies ($Z = 26$). Šį teiginį iliustruoja 18 pav. Be to, švine fotoefekto vyksmų dalis visame sąveikos vyksmų skaičiuje yra daug didesnė negu medžiagose, kurios sudarytos iš lengvųjų elementų, pvz., geležyje arba aliuminyje (plg. 12a pav. ir 14a pav.).

Kadangi silpimo koeficientas μ priklauso nuo γ kvantų energijos, tai eksponentinis silpimo dėsnis (3.6.36) gaunamas tik monochromatinės (vienos energijos) spinduliuotės. Jeigu spinduliuotė yra monochromatinė, tada, žinant silpimo koeficiento duotojoje medžiagoje priklausomybę nuo γ kvanto energijos, pagal išmatuotąjį silpimo koeficientą galima nustatyti tiriamojo γ radioaktyviojo nuklido spinduliuojamų γ kvantų energiją.

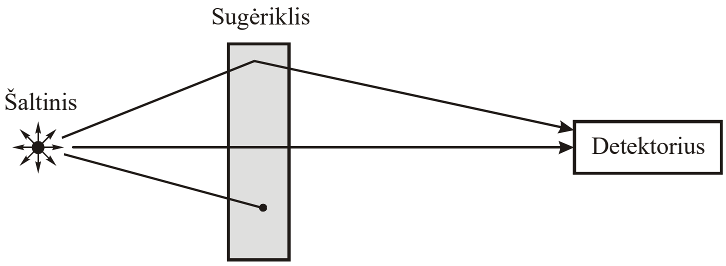
γ spinduliuotės sugerties tyrimo eksperimentas, kurio schema pavaizduota 15 pav., kartais vadinamas „siauro pluošto“ arba „geros geometrijos“ matavimu. Jo ypatybė yra ta, kad detektorius skaičiuoja tik tuos γ kvantus, kurie perėjo sugėriklį, nesąveikaudami su jo medžiaga. Iš tikro matavimų sąlygos niekada nebūna tokios idealios, t. y. detektorius kartais gali užregistruoti ir tokį γ kvantą, kuris buvo išsklaidytas sugėriklyje. 19 pav. yra pateikti du „blogos geometrijos“ matavimų pavyzdžiai. Abiem atvejais matavimų geometrija yra „bloga“ ta prasme, kad yra palyginti didelė tikimybė užregistruoti išsklaidytuosius γ kvantus. 19a pav. taip yra dėl to, kad šaltinio spinduliuotės pluoštas nėra kolimuotas (arba sugėriklis yra pernelyg arti šaltinio). 19b pav. šaltinio spinduliuotė yra pakankamai gerai kolimuota, tačiau sugėriklis yra pernelyg arti detektoriaus. Abiem atvejais, didinant sugėriklio storį, detektorių pasiekusios spinduliuotės intensyvumo mažėjimas yra lėtesnis negu turėtų būti pagal (3.6.36) formulę (be to, tas mažėjimas nėra tiksliai eksponentinis). Todėl, aproksimavus išmatuotąją intensyvumo priklausomybę nuo storio eksponentine funkcija (3.6.36), gautoji silpimo koeficiento vertė yra mažesnė už tikrąją.



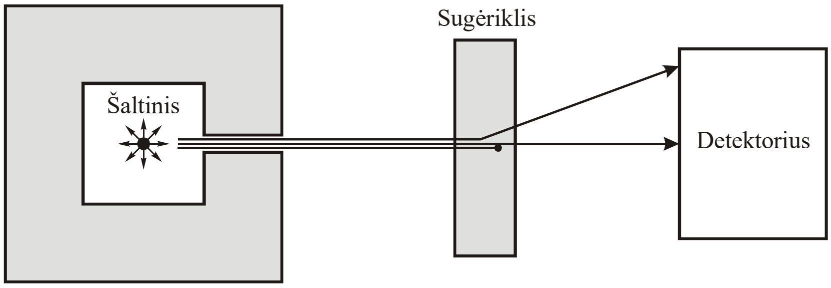
17 pav. Skirtingus vyksmus atitinkančių švino silpimo koeficientų priklausomybė nuo γ kvantų energijos



18 pav. Švino ir geležies pilnutinio silpimo koeficiento priklausomybė nuo γ kvantų energijos



(a)



(b)

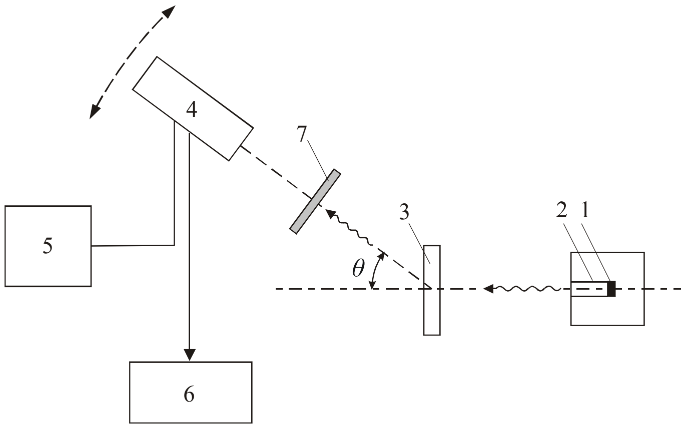
19 pav. „Blogos geometrijos“ pavyzdžiai tiriant γ spinduliuotės sugertį medžiagoje. (a) Šaltinio spinduliuotė nėra kolimuota (arba sugėriklis yra pernelyg arti šaltinio). (b) Sugėriklis yra pernelyg arti detektoriaus. Abiem atvejais detektorius registruoja ne tik γ kvantus, kurie perėjo sugėriklį be sąveikos su jo medžiaga, bet ir dalį išsklaidytųjų γ kvantų

4. Tyrimo metodika

4.1. Tyrimo metodo teorija

Komptono sklaidos tyrimo schema pavaizduota 20 pav. Fotonų (γ kvantų) šaltinio (1) vaidmenį atlieka γ radioaktyvus cezio izotopas ^{137}Cs. Kolimatorius (2) – tai siauras kanalas, kuris suformuoja siaurą spinduliuotės pluoštelį. Šis pluoštelis pataiko į aliuminio strypą (3). Dalis fotonų aliuminyje yra išsklaidomi. Išsklaidytus fotonus detektuoja blyksimasis detektorius (4). Detektorių galima pastatyti įvairiais kampais θ pradinės spinduliuotės krypties atžvilgiu ir tokiu būdu „atrinkti“ tik duotąja kryptimi išsklaidytus γ kvantus.

Šiame darbe tiriamas išsklaidytos spinduliuotės bangos ilgio padidėjimas (Komptono efektas), esant įvairiems sklaidos kampams. Bangos ilgis matuojamas ***filtrų metodu***. Šis metodas pagrįstas tuo, kad γ spinduliuotės silpimo koeficientas medžiagoje priklauso nuo γ kvanto energijos. Žinant šią priklausomybę, pagal išmatuotą silpimo koeficiento vertę galima nustatyti spinduliuotės bangos ilgį (taigi, ir bangos ilgio pokytį).



20 pav. Komptono sklaidos tyrimo įrangos struktūrinė schema. 1 – γ radioaktyvusis šaltinis, 2 – kolimatorius, 3 – medžiaga, kurioje vyksta Komptono sklaida, 4 – išsklaidytų γ kvantų detektorius, 5 – detektoriaus maitinimo blokas (aukštos įtampos šaltinis), 6 – impulsų skaičiavimo įrenginys, 7 – filtras (sugėriklis) išsklaidytos spinduliuotės bangos ilgio matavimui

Tarkime, kad į medžiagos (sugėriklio) sluoksnį, kurio storis x, krinta lygiagretus γ spinduliuotės pluoštas, kurio kryptis statmena sugėriklio paviršiui, o intensyvumas lygus I_0. Tada praėjusios tos pačios krypties spinduliuotės intensyvumą I nusako (3.6.36) formulė. Iš šios formulės išplaukia tokia silpimo koeficiento išraiška:

$$\mu = \frac{1}{x}\ln\frac{N_0 - N_\mathrm{f}}{N - N_\mathrm{f}}; \tag{4.1.1}$$

čia N_0 yra vidutinis užregistruotų per duotąjį laiką γ kvantų skaičius, kai tiriamosios (išsklaidytosios) spinduliuotės kelyje nėra sugėriklio, N yra vidutinis užregistruotų γ kvantų skaičius, kai tiriamoji spinduliuotė praeina pro sugėriklio sluoksnį, kurio storis d, o N_f yra vidutinis „fono“ impulsų skaičius per tą patį laiką. Fonas atsiranda dėl radioaktyviojo šaltinio 1 (žr. 20 pav.) spinduliuotės sklaidos pašaliniuose objektuose (ne bandinyje 3), dėl statybinėse medžiagose esančių radioaktyviųjų nuklidų spinduliuotės, dėl kosminės spinduliuotės ir dėl įvairių matavimo įrangos triukšmų. Kadangi šiame darbe tiriama išsklaidytoji spinduliuotė, tai sugėriklį reikia statyti tarp aliuminio strypo 3 ir detektoriaus 4 (žr. 20 pav.).

Dydžius N_0, N ir N_f, kurie įeina į silpimo koeficiento išraišką (4.1.1), galima išmatuoti tik su tam tikra atsitiktine paklaida. Taip yra dėl to, kad per duotąjį laiko tarpą užregistruotų γ kvantų skaičius yra atsitiktinis dydis. Šio atsitiktinio dydžio statistines savybes nusako Puasono skirstinys (žr. knygos [1] Priedą G arba laboratorinio darbo Nr. 5 aprašo teorinę dalį). Tai reiškia, kad vidurkių N_0, N ir N_f matavimo paklaidos (standartiniai nuokrypiai) yra lygios

$$\Delta N_0 = \sqrt{\frac{N_0}{k_0}},\ \Delta N = \sqrt{\frac{N}{k}}\ \text{ ir }\ \Delta N_\mathrm{f} = \sqrt{\frac{N_\mathrm{f}}{k_\mathrm{f}}}; \tag{4.1.2}$$

čia k_0, k ir k_f yra atitinkamai dydžių N_0, N ir N_f matavimų skaičiai. Kadangi dydžiai N_0, N ir N_f yra išmatuoti su paklaidom, tai ir silpimo koeficientą (4.1.1) galima įvertinti tik su tam tikra atsitiktine paklaida. Šios paklaidos vertę $\Delta\mu$ galima apskaičiuoti pagal bendrąją kelių atsitiktinių dydžių funkcijos standartinio nuokrypio skaičiavimo taisyklę: jeigu dydis f yra n nepriklausomų argumentų funkcija, kurios argumentai yra x_1, x_2, ..., x_n, tada dydžio f paklaida yra lygi

$$\Delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 (\Delta x_1)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 (\Delta x_2)^2 + \ldots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 (\Delta x_n)^2}, \tag{4.1.3}$$

čia Δx_1, Δx_2, ..., Δx_n yra dydžių x_1, x_2, ..., x_n paklaidos. Šiuo atveju „f“ yra silpimo koeficientas μ, o argumentai yra N_0, N ir N_f.

4.2. Darbo priemonės ir matavimo tvarka

1. Blyksimasis detektorius БДЭГ2-22 su NaI(Tl) scintiliatoriumi (20 pav. schemoje – Nr. 4). Scintiliatoriaus kristalo storis $x = 2$ cm, skersmuo $D = 4$ cm.
2. Aukštos įtampos šaltinis (20 pav. schemoje – Nr. 5).
3. Detektoriaus impulsų skaičiavimo įrenginys (20 pav. schemoje – Nr. 6).
4. Geležies plokštelė (20 pav. schemoje – Nr. 7).

Šiame darbe naudojamo ^{137}Cs izotopo aktyvumas 1979 m. buvo 6,65 GBq = $6{,}65 \cdot 10^9$ skil./s; ^{137}Cs skilimo pusamžis lygus 30,04 m.

Darbo tvarka:

1. Įjungiamas impulsų skaičiavimo įrenginys.
2. Įjungiamas aukštos įtampos šaltinio elektros tinklo jungiklis. Po 1 min įjungiama aukšta įtampa.
3. Atidengiamas radioaktyvusis šaltinis..
4. Detektorius pastatomas į padėtį, kuri atitinka sklaidos kampą $\theta = 45°$. Aliuminio strypas, kuriame vyksta γ spinduliuotės sklaida, pašalinamas iš spinduliuotės pluošto. Išmatuojamas fono impulsų skaičius (matuojant foną, radioaktyviojo šaltinio uždengti nereikia). Matavimo trukmė – 1 min. Atliekami 3 matavimai ir apskaičiuojamas vidurkis N_f.
5. Atliekami 3 matavimai, kai spinduliuotės kelyje yra aliuminio strypas. Apskaičiuojamas vidurkis N_0.
6. Atliekami 3 matavimai, kai maždaug pusiaukelėje tarp detektoriaus ir aliuminio strypo yra geležies plokštelė („filtras“). Apskaičiuojamas vidurkis N. *Pastaba*: kadangi šiame darbe tiriama **išsklaidytoji** spinduliuotė, filtrą reikia talpinti tarp spinduliuotę sklaidančio objekto (aliuminio strypo) ir detektoriaus (o ne tarp radioaktyviojo šaltinio ir strypo).
7. Visi minėtieji matavimai pakartojami dar penkiems sklaidos kampams: $\theta = 60°$, 75°, 90°, 105° ir 120°. *Pastabos*: 1) Foną reikia matuoti kiekvienam kampui, nes, kaip minėta tyrimo metodo teorijos apraše, viena iš fono komponenčių yra pašaliniuose objektuose (ne aliuminio strype) išsklaidytoji radioaktyviojo šaltinio spinduliuotė, kurios intensyvumas priklauso nuo detektoriaus padėties; 2) kampą θ patartina keisti tik tada, kai yra išmatuoti visi trys vidurkiai N_f, N_0 ir N (t. y. atlikus 9 matavimus), kad vėliau nereikėtų vėl statyti detektoriaus į tą pačią padėtį.
8. Baigus matavimus, radioaktyvusis šaltinis uždengiamas. Išjungiama aukšta įtampa, paskui aukštos įtampos šaltinis ir skaičiavimo įrenginys išjungiami iš elektros tinklo.

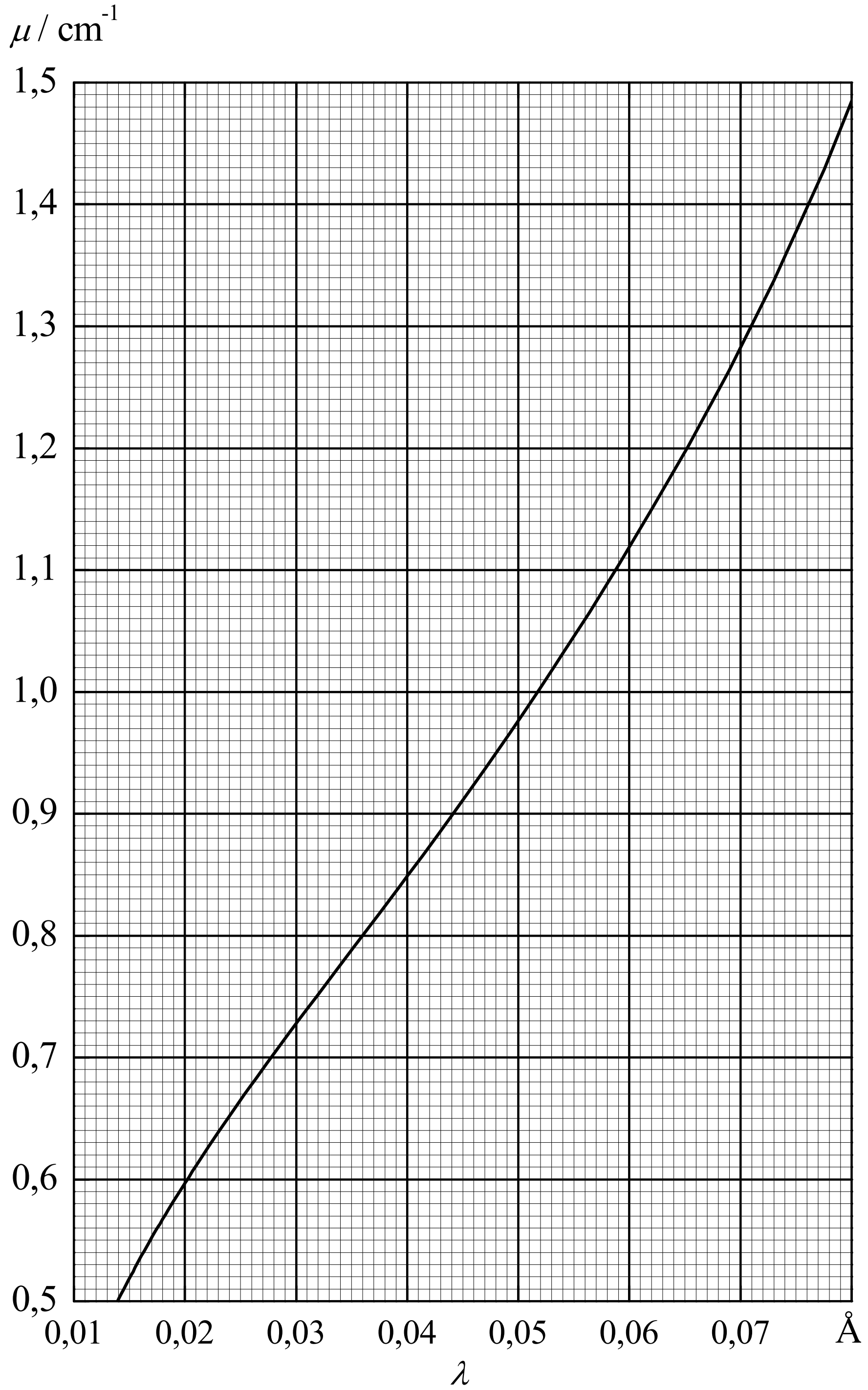
Po lentelėmis su matavimo duomenimis pasirašo darbo vadovas arba laborantas.

Prie matavimo įrangos yra atskiras matavimo tvarkos aprašas, kuris yra daug smulkesnis, negu tas, kuris pateiktas čia. Tuo aprašu reikia naudotis tik matavimo metu. Baigus matuoti, jį reikia palikti prie matavimo įrangos. Ruošiantis darbui, nebūtina žinoti visų matavimo tvarkos smulkmenų. Jeigu matavimo tvarkos nurodymai, kurie buvo pateikti anksčiau, neatitinka nurodymų, kurie pateikti detaliajame apraše, tada matuojant reikia vadovautis detaliuoju aprašu.

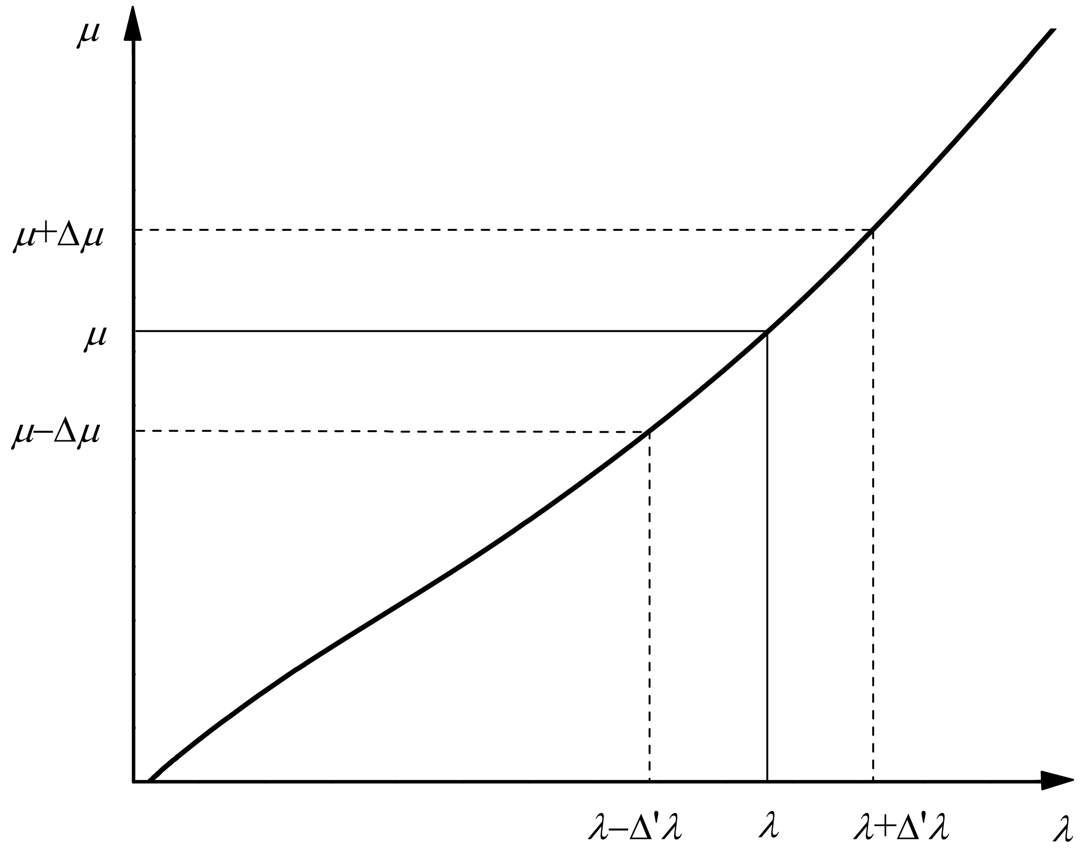
4.3. Pagrindiniai skaičiavimai analizuojant matavimo duomenis

Pagal (4.1.1) formulę apskaičiuojamas įvairiais kampais išsklaidytos γ spinduliuotės silpimo koeficientas μ. Paskui pagal 21 pav. kiekvienam kampui randamas išsklaidytos γ spinduliuotės bangos ilgis λ ir bangos ilgio pokytis dėl Komptono efekto $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$. Pradinis bangos ilgis λ_0 apskaičiuojamas, naudojantis tuo, kad nuklido ^{137}Cs spinduliuojamų fotonų energija lygi $h\nu_0 = 661{,}7$ keV (čia ν_0 yra spinduliuotės pradinis dažnis).

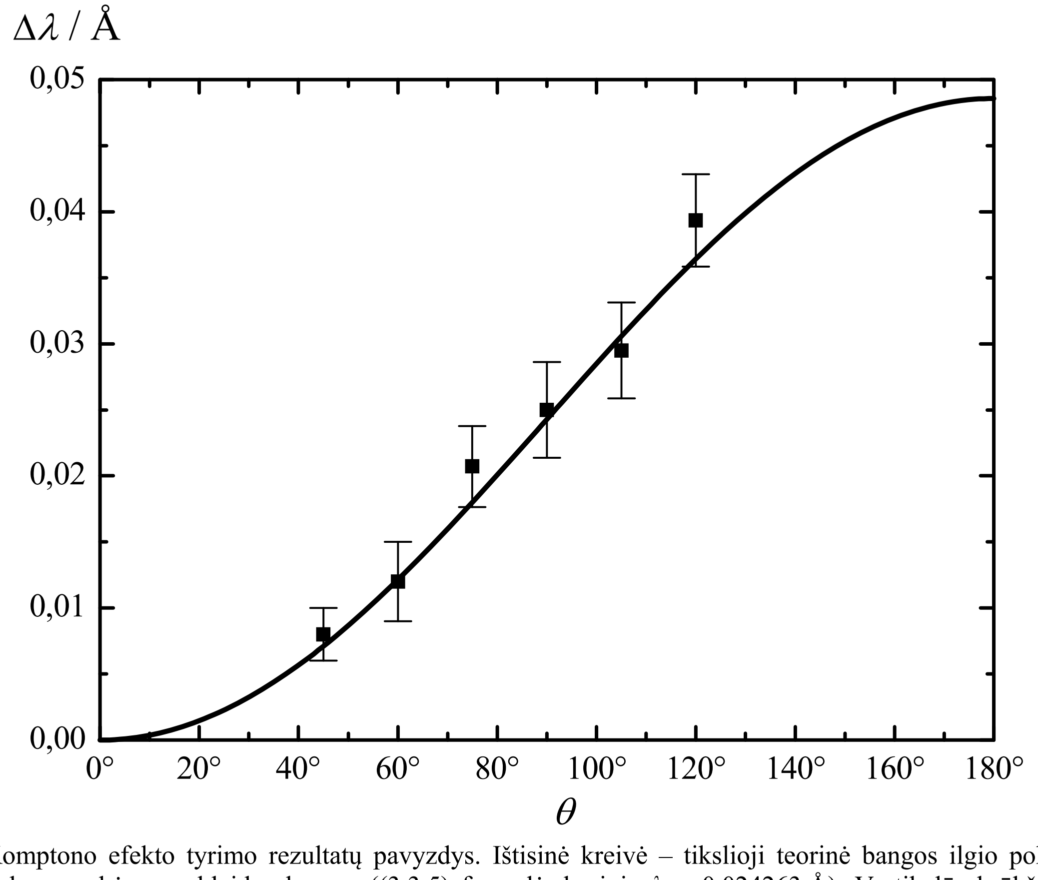
Kiekvienam kampui apskaičiuojama silpimo koeficiento matavimo paklaida $\Delta\mu$. Paskui pagal 21 pav. randama bangos ilgio matavimo paklaida (tos paklaidos nustatymo metodiką iliustruoja 22 pav.). Išmatuotoji $\Delta\lambda$ priklausomybė nuo θ, bangos ilgio matavimo paklaidos ir teorinė priklausomybė (3.3.5) pavaizduojamos viename grafike (žr. 23 pav.).



21 pav. γ spinduliuotės silpimo koeficiento geležyje priklausomybė nuo bangos ilgio (iš [6])



22 pav. Bangos ilgio matavimo paklaidos $\Delta'\lambda$ radimas, žinant silpimo koeficiento matavimo paklaidą $\Delta\mu$ ir naudojantis **21 pav.** (štrichas žymenyje $\Delta'\lambda$ naudojamas tam, kad bangos ilgio matavimo paklaida nebūtų painiojama su bangos ilgio pokyčiu dėl Komptono efekto $\Delta\lambda$)



23 pav. Komptono efekto tyrimo rezultatų pavyzdys. Ištisinė kreivė – tikslioji teorinė bangos ilgio pokyčio priklausomybė nuo sklaidos kampo ((3.3.5) formulė, kurioje λ_C = 0,024263 Å). Vertikalūs brūkšneliai prie eksperimentinių taškų žymi bangos ilgio matavimo paklaidų intervalus (žr. 22 pav.)