

VILNIAUS UNIVERSITETAS

Fizikos fakultetas

Mokomoji atomo ir branduolio fizikos laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 13

**BLYKSIMOJO DETEKTORIAUS TYRIMAS
IR GAMA SPINDULIUOTĖS SPEKTRO MATAVIMAS**

Parengė A. Poškus

2024-02-04

Turinys

| | |
|---|-----------|
| Darbo tikslas | 2 |
| 1. Užduotys | 2 |
| 2. Kontroliniai klausimai | 2 |
| 3. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių bendrosios savybės | 3 |
| 3.1. Supaprastintas detektoriaus modelis | 3 |
| 3.2. Detektoriaus veika | 4 |
| 3.2.1. Nuolatinės srovės veika | 4 |
| 3.2.2. Impulsinė veika | 5 |
| 3.3. Impulsų amplitudžių spektrai | 8 |
| 3.5. Detektoriaus energinė skyra | 9 |
| 3.5.1. Amplitudinė atsako funkcija ir amplitudinė skyra | 9 |
| 3.5.2. Energinė atsako funkcija ir energinė skyra | 10 |
| 3.5.3. Krūvininkų skaičiaus fliktuacijų įtaka energinei skyrai | 11 |
| 3.5.4. Fano faktorius | 12 |
| 3.6. Detektoriaus efektyvumas | 13 |
| 3.6.1. Absoliutusias ir santykinis efektyvumas | 13 |
| 3.6.2. Pilnutinis ir smailės efektyvumas | 14 |
| 4. Blyksimieji detektoriai | 14 |
| 4.1. Įvadas | 14 |
| 4.2. Blyksnio atsiradimas neorganiniame scintiliatoriuje | 15 |
| 4.4. Blyksimojo detektoriaus sandara | 17 |
| 4.7. Blyksimojo detektoriaus energinė skyra | 18 |
| 5. Gama spektroskopija naudojant blyksimuosius detektorius | 20 |
| 5.1. Gama spinduliuotės spektras. Gama spektrometras. Antriniai elektronai | 20 |
| 5.2. Antrinių elektronų energijos spektras | 21 |
| 5.3. Įvairių matmenų detektorių atsako funkcijos pavidalas | 23 |
| 5.4. Kiti veiksniai, kurie turi įtakos detektoriaus atsako funkcijai | 27 |
| 5.4.1. Antrinių elektronų nuotėkis | 27 |
| 5.4.2. Stabdomosios spinduliuotės nuotėkis | 27 |
| 5.4.3. Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis | 27 |
| 5.4.4. Detektoriaus ir radioaktyviojo šaltinio aplinkos įtaka | 27 |
| 5.5. Gama spektrometro sandara ir pagrindiniai parametrai | 29 |
| 5.6. Spektrometro kalibravimas pagal energijas | 35 |
| 6. Tyrimo metodika | 37 |
| 6.1. Darbo įranga | 37 |
| 6.2. Matavimo tvarka | 37 |
| 6.3. Matavimo duomenų analizė | 40 |
| 6.4. Visiškosios sugerties smailės parametrų apskaičiavimas | 42 |

Darbo tikslas

Ištirti gama spinduliuotės spektrų, kurie gaunami naudojant blyksimuosius detektorius, ypatybes.

1. Užduotys

1. Išmatuoti ir blyksimojo detektoriaus impulsų amplitudžių spektrus, kai detektorius švitinamas etaloninio γ radioaktyviojo šaltinio ($^{22}_{11}\text{Na}$) ir tiriamųjų šaltinių ($^{137}_{55}\text{Cs}$ ir $^{241}_{95}\text{Am}$) spinduliuote.
2. Pagal $^{137}_{55}\text{Cs}$ spinduliuotės spektro matavimų rezultatus apskaičiuoti detektoriaus efektyvumą, fotoefektyvumą ir fotodalį.
3. Detektoriaus efektyvumo, fotoefektyvumo ir fotodalies matavimų rezultatus palyginti su teorinių skaičiavimų rezultatais.
4. Pagal etaloninio γ radioaktyviojo šaltinio spektrogramą sukalibruoti vienkristalį blyksimąjį spektrometrą, naudojant dvi kalibravimo kreivės aproksimacijas (laužtė ir parabolė). Nubraižyti abi kalibravimo kreives.
5. Pagal visiškios sugerties smailių padėtis spektruose nustatyti tiriamųjų radioaktyviųjų šaltinių spinduliuojamų γ kvantų energijas. Šias vertes palyginti su tikrosiomis energijomis. Pagal šio palyginimo rezultatus nustatyti, kuri iš dviejų naudotų kalibravimo kreivės aproksimacijų yra tikslesnioji.
6. Apskaičiuoti spektrometro energinę ir amplitudinę skyrą, kuri atitinka $^{22}_{11}\text{Na}$ ir $^{137}_{55}\text{Cs}$ visiškios sugerties smailių energijas.

2. Kontroliniai klausimai

1. Blyksimojo detektoriaus veikimo principas ir schema.
2. Blyksnių procesas neorganiniame scintiliatoriuje.
3. Diferencialinio impulsų amplitudžių spektro sąvoka.
4. Detektoriaus atsako funkcijos ir energinės skyros apibrėžimai.
5. Krūvininkų skaičiaus fliktuacijų įtaka energinei skyrai.
6. Kiti veiksniai, kurie lemia blyksimojo detektoriaus energinę skyrą.
7. Blyksimųjų ir puslaidininkinių γ spektrometrų veikimo principas. Antrinių elektronų energijos spektras.
8. Detektoriaus atsako funkcijos bendrasis pavidalas.
9. Antrinių elektronų ir fotonų nuotėkio bei aplinkinių objektų įtaka detektoriaus atsako funkcijai.
10. γ spektrometro pagrindinės dalys. Spektrometro kalibravimas.
11. Smailės centroidė, fotoefektyvumas, pilnutinis efektyvumas ir fotodalis (apibrėžtys ir skaičiavimas).

Literatūra:

Poškus A. Atomo fizika ir branduolio fizikos eksperimentiniai metodai. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 2008. 293 – 299 p., 300 – 305 p., 381 – 383 p., 385 – 386 p., 390 – 391 p., 393 – 407 p.

3. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių bendrosios savybės

3.1. Supaprastintas detektoriaus modelis

Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorius – tai įtaisas jonizuojančiajai spinduliuotei aptikti ir jos energijai pakeisti kitų rūšių energija, kurią būtų galima matuoti. Kad būtų įmanoma aptikti spinduliuotę, ji turi sąveikauti su detektoriaus darbine medžiaga. Sąveikos rezultatas – tai detektoriaus *signalas*, kurį galima matuoti. Skirtinguose detektoriuose naudojami skirtingi signalai: tai gali būti elektros srovės impulsai, dalelių pėdsakai branduolinėje emulsijoje ir kt. Šių signalų registravimo ir matavimo metodai taip pat labai įvairūs. Prieš aptardami konkrečių tipų detektorius, išnagrinėsime hipotetinį detektorių, kuris veikia pagal tokį bendrą modelį:

- 1) spinduliuotė sukuria laisvuosius krūvininkus detektoriaus darbinėje medžiagoje;
- 2) veikiami elektrinio lauko, kuris yra sukurtas detektoriuje, krūvininkai juda ir sukelia elektros srovę apkrovos grandinėje.

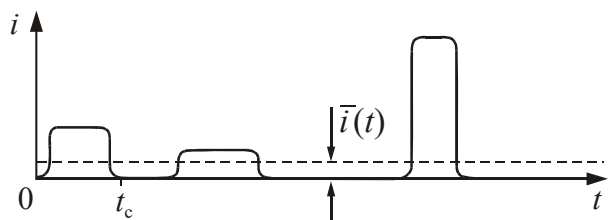
Toks detektoriaus modelis tinka analizuojant dujinius ir puslaidininkinius detektorius¹.

Sakykime, kad vienos dalelės sąveika su detektoriumi pasireiškia tuo, kad detektoriaus tūryje atsiranda vienodas skaičius teigiamųjų ir neigiamųjų laisvųjų krūvininkų, kurių pilnutiniai krūviai yra lygūs atitinkamai $+Q$ ir $-Q$. Trumpiau tą patį teiginį galima suformuluoti šitaip: „detektoriaus tūryje atsiranda krūvis Q “. Laikas, per kurį šis krūvis atsiranda – tai laikas, per kurį krintančioji dalelė (ir antrinės elektringosios dalelės, kurios atsirado dėl krintančiosios dalelės sąveikos su detektoriaus medžiaga) praranda visą savo energiją. Šis laikas būna 10^{-9} s eilės dujose ir 10^{-12} s eilės kietosiose medžiagose. Daugeliu atvejų šis laikas yra toks mažas, kad galima laikyti, jog krūvis Q sukuriamas praktiškai akimirksniu. Tarkime, kad krūvis Q sukuriamas laiko momentu $t = 0$. Šį įvykį vadinsime „sąveikos įvykiu“, nors mikroskopiniu lygiu jį sudaro daug sąveikos įvykių (pvz., viena krintančioji dalelė gali jonizuoti kelias dešimtis tūkstančių atomų). Vartosime žodį „įvykis“, o ne „vyksmas“, siekdami pabrėžti, kad tai yra praktiškai akimirksninė sąveika, kurios laiko momentas yra tiksliai apibrėžtas. Paskui sukurtasis krūvis yra surenkamas. Tam naudojamas elektrinis laukas, kuris priverčia sukurtuosius teigiamus ir neigiamus krūvininkus judėti priešingomis kryptimis. Krūvio surinkimo trukmė priklauso nuo detektoriaus rūšies. Pvz., dujiniuose detektoriuose krūvio surinkimo trukmė gali siekti kelias milisekundes, o puslaidininkiniuose detektoriuose ši trukmė yra tik 10^{-9} s eilės. Šis laikas priklauso nuo krūvininkų judrio ir nuo atstumo, kurį jie turi nueiti iki detektoriaus elektrodų. Krūvininkams judant link detektoriaus elektrodų, kinta tuose elektroduose indukuotas krūvis, t. y. prie tų elektrodų prijungtoje apkrovos grandinėje teka elektros srovė. Ši srovė yra lygi laidumo srovei detektoriaus tūryje.

Taigi, detektorių galima modeliuoti srovės šaltiniu, kuris generuoja srovės impulsą $i(t)$ kiekvieną kartą, kai su detektoriaus darbine medžiaga sąveikauja dalelė. Skirtingų impulsų amplitudės (aukščiai) ir trukmės (pločiai) gali būti įvairūs, priklausomai nuo juos sukėlusių sąveikos įvykių ypatybių (žr. 3.1 pav.). Kiekvieno srovės impulso trukmė yra lygi krūvio surinkimo trukmei. Tą trukmę žymėsime t_c (žr. 3.1 pav.) Srovės impulso integralas laiko atžvilgiu yra lygus pilnutiniam sukurtam krūviui Q :

$$\int_0^{t_c} i(t) dt = Q. \quad (3.1.1)$$

Jeigu sąveikos įvykių dažnis yra didelis, tada kai kurie srovės impulsai gali persikloti vienas su kitu. Toliau laikysime, kad sąveikos įvykiai yra palyginti reti, todėl impulsai nepersikloja laike. Reikia turėti omenyje, kad laiko intervalai tarp srovės impulsų yra atsitiktiniai, nes spinduliuotės dalelių pataikymas į detektorių yra atsitiktinis vyksmas, kuris aprašomas Puasono skirstiniu.



3.1 pav. Detektoriaus srovės impulsų pavyzdžiai. Brūkšninė linija nusako srovės laikinį vidurkį $\bar{i}(t)$

¹ Šį modelį galima taikyti ir blyksimojo detektoriaus analizėje, tačiau reikia turėti omenyje, kad blyksimojo detektoriaus elektrinį signalą tiesiogiai sukuria ne detektoriaus darbinėje medžiagoje atsiradę krūvininkai, o detektoriaus fotodaugintuve atsiradę elektronai.

3.2. Detektoriaus veika

Detektoriaus veika gali būti impulsinė veika ir nuolatinės srovės veika. **Impulsinės veikos** matavimo įrenginiai, kurie jungiami prie detektoriaus, yra sukonstruoti taip, kad atskirai registruotų kiekvieną srovės impulsą, kurį sukelia sąveikos įvykis detektoriuje. Taip registruojamos atskiros dalelės, kurios sąveikauja su detektoriumi. Matuojant atskirų dalelių energiją (radiacinė spektroskopija), visada naudojama impulsinė veika. Tada matuojamas kiekvieno srovės impulso integralas (3.1.1), t. y. pilnutinis krūvis Q , kuris tiesiogiai susijęs su dalelės energijos nuostoliais detektoriuje. Kitas atvejis, kai reikalinga impulsinė veika – tai dalelių (t. y. srovės impulsų) skaičiavimas nepriklausomai nuo Q vertės. Tokie matavimai naudingi tada, kai reikia žinoti tik dalelių pataikymo į detektorių vidutinį dažnį, bet ne atskirų dalelių energijas (pavyzdys – radioaktyviojo šaltinio aktyvumo matavimas). Kai sąveikos įvykių dažniai yra labai dideli, impulsinę veiką gali būti sunku arba net neįmanoma realizuoti, nes intervalai tarp srovės impulsų gali pasidaryti per maži, kad tuos impulsus būtų galima išskirti, arba gretimi impulsai gali persikloti vienas su kitu. Tokiais atvejais naudojama **nuolatinės srovės veika**, kai matuojama tik vidutinė srovė per laiką, kuris daug ilgesnis už intervalus tarp sąveikos įvykių.

3.2.1. Nuolatinės srovės veika

Nuolatinės srovės veikoje prie detektoriaus jungiamas srovės matuoklis (pikoampermetras), kurio atsako (reakcijos) trukmė T yra daug ilgesnė už vidutinį laiką tarp gretimų srovės impulsų. Tada išmatuotasis signalas yra priklausanti nuo laiko srovė:

$$\bar{i}(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t i(t') dt'. \quad (3.2.1)$$

Tai yra srovės laikinis vidurkis per laiką nuo $t-T$ iki t . Šį laikinį vidurkį galėtų nusakyti, pvz., brūkšninė linija 3.1 pav. Tačiau, kadangi laikas T yra baigtinis, tai matuojamajam signalui (3.2.1) yra būdingos statistinės fliktuacijos. T. y., net ir nekintant matavimų sąlygoms, srovė $\bar{i}(t)$ nėra pastovi, o svyruoja aplink vidutinę srovę \bar{i}_0 . Kaip parodyta 3.2 pav., šie svyravimai pasireiškia „triukšmo signalu“:

$$\sigma_i(t) \equiv \bar{i}(t) - \bar{i}_0. \quad (3.2.2)$$

Šio dydžio kvadrato laikinis vidurkis gali būti panaudotas kaip srovės svyravimų matas:

$$D_{\bar{i}} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \sigma_i^2(t') dt'. \quad (3.2.3)$$

Tai yra srovės dispersija. Kvadratinė šaknis iš šio reiškinių yra matuojamos srovės standartinis nuokrypis:

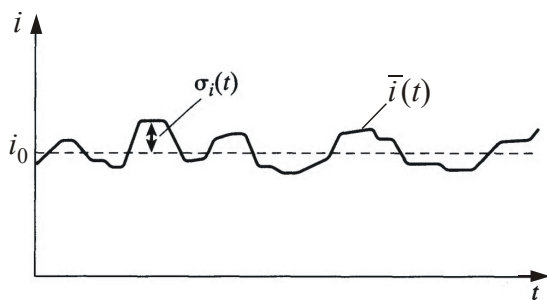
$$\sigma_{\bar{i}} = \sqrt{D_{\bar{i}}}. \quad (3.2.4)$$

Tarkime, kad visų srovės impulsų pilnutiniai krūviai (integralai) yra vienodi ir lygūs Q . Tada matuojama srovė $\bar{i}(t)$ yra lygi $n(t)Q/T$, kur $n(t)$ yra per laiko tarpą nuo $t-T$ iki t įvykusių sąveikos įvykių skaičius; vidutinė srovė i_0 yra lygi $\bar{n}Q/T$, kur \bar{n} yra skaičiaus $n(t)$ laikinis vidurkis; matuojamosios srovės standartinis nuokrypis $\sigma_{\bar{i}}$ yra lygus $\sigma_n Q/T$, kur σ_n yra skaičiaus $n(t)$ standartinis nuokrypis. Iš Puasono skirstinio savybių žinome, kad per duotą laiko tarpą užregistruotų sąveikos įvykių skaičiaus n standartinis nuokrypis yra lygus šakniai iš to skaičiaus vidurkio:

$$\sigma_n = \sqrt{n} = \sqrt{rT}; \quad (3.2.5)$$

čia r yra vidutinis sąveikos įvykių dažnis. Todėl matuojamosios srovės santykinis standartinis nuokrypis

$$\frac{\sigma_{\bar{i}}}{i_0} = \frac{\sigma_n}{\bar{n}} = \frac{\sqrt{n}}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} = \frac{1}{\sqrt{rT}}. \quad (3.2.6)$$



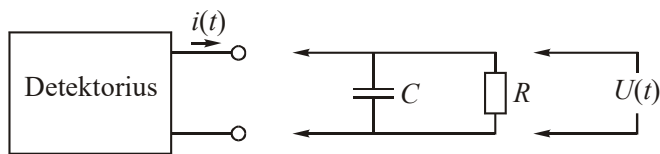
3.2 pav. Matuojama elektros srovė detektoriaus nuolatinės srovės veikoje. i_0 yra pastovioji komponentė, o $\sigma_i(t)$ yra atsitiktinė komponentė

Taigi, norint sumažinti srovės svyravimus, reikia didinti pikoampermetro atsako laiką T . Tačiau tada padidės matavimo sistemos inertiškumas, t. y. matavimo sistema lėčiau reaguos į greitus spinduliuotės intensyvumo arba sąveikos prigimties pokyčius.

Reikia turėti omenyje, kad (3.2.6) formulė buvo gauta, remiantis prielaida, kad krūvis, kuris atsirado detektoriuje kiekvieno sąveikos įvykio metu (Q), yra pastovus. Todėl šis rezultatas atspindi tik impulsų laiko momentų atsitiktinius svyravimus, bet ne jų amplitudžių svyravimus.

3.2.2. Impulsinė veika

Impulsinėje veikoje detektoriaus srovės impulsas yra paverčiamas įtampos impulsu, kuris paskui yra stiprinamas ir registruojamas arba analizuojamas. Į daugelio detektorių sudėtį įeina specialus įtaisas, kuris detektoriaus srovės impulsą paverčia įtampos impulsu. Tas įtaisas vadinamas **priešstiprintuviu** (toks pavadinimas atspindi tą faktą, kad priešstiprintuvio įtampos impulso amplitudė dažnai būna nepakankamai didelė, kad tą impulsą būtų galima analizuoti, todėl impulsas dar yra stiprinamas). Supaprastintoje analizėje prie detektoriaus elektrodų prijungtą įrangą (pvz., priešstiprintuvį arba stiprintuvą) galima pakeisti ekvivalentine lygiagrečiąja RC grandine kaip parodyta 3.3 pav. Šioje schemoje R yra grandinės įėjimo varža, o C yra detektoriaus talpės¹ ir prie jo



3.3 pav. Detektoriaus impulsinės veikos supaprastinta ekvivalentinė schema

elektrodų prijungtos įrangos įėjimo talpos suma (talpą C vadinsime detektoriaus „ekvivalentine talpa“). Matuojamas signalas – tai įtampos kritimas $U(t)$ varžoje R (ekvivalentinės RC grandinės „išėjimo įtampa“). Šį įtampos impulsą toliau taip ir vadinsime: „matuojamas signalas“, „matuojamas impulsas“ arba „matuojama įtampa“. Šį impulsą reikia

skirti nuo detektoriaus srovės impulso: „detektoriaus srovė“ vadinsime minėtos ekvivalentinės RC grandinės (priešstiprintuvio) „įėjimo srovė“ $i(t)$ (žr. 3.3 pav.). Bendroji impulso $U(t)$ išraiška, esant bet kokiam srovės $i(t)$ pavidalui, yra šitokia:

$$U(t) = \int_{-\infty}^{\infty} i(t')h(t-t')dt' = \frac{1}{C} \int_0^t i(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{RC}\right) dt'. \quad (3.2.7)$$

Pvz., tarkime, kad detektoriaus srovė yra stačiakampis impulsas, kurio trukmė lygi krūvio surinkimo trukmei t_c (žr. 3.4a pav.):

$$i(t) = \begin{cases} i_0, & \text{kai } 0 \leq t \leq t_c; \\ 0, & \text{kai } t < 0 \text{ arba } t > t_c. \end{cases} \quad (3.2.8)$$

Įrašę srovės išraišką (3.2.8) į (3.2.7) ir apskaičiavę integralą, gauname:

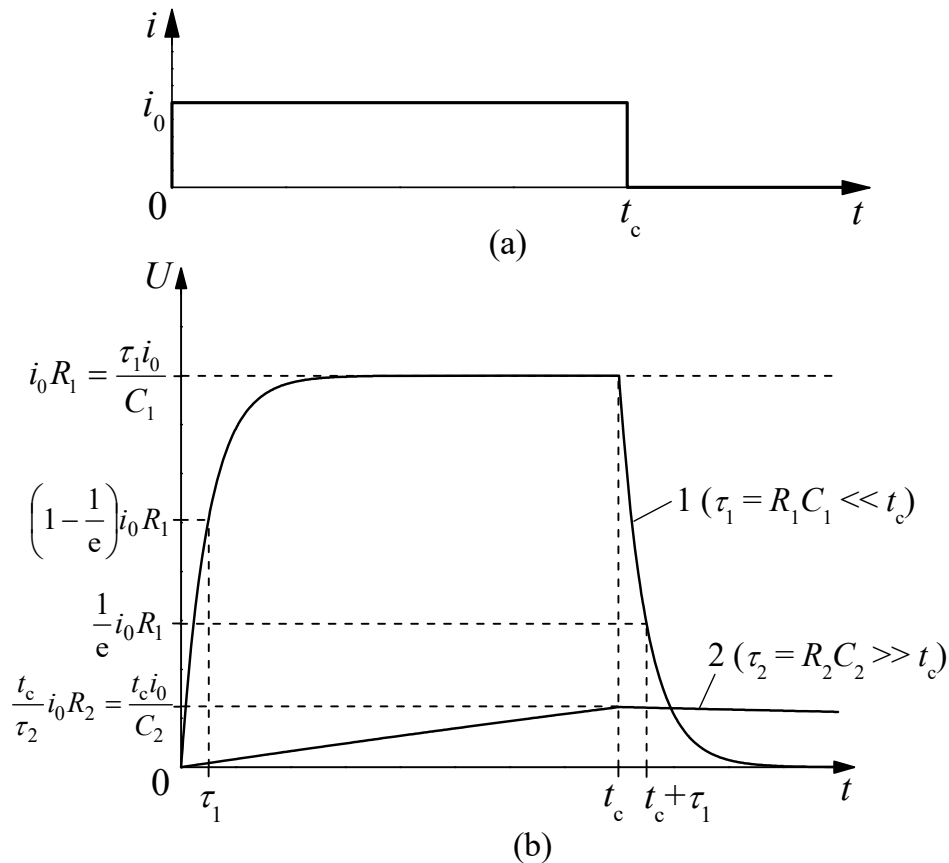
$$U(t) = \begin{cases} i_0 R \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right], & \text{kai } 0 \leq t \leq t_c; \\ i_0 R \left[1 - \exp\left(-\frac{t_c}{RC}\right) \right] \exp\left(-\frac{t-t_c}{RC}\right), & \text{kai } t > t_c. \end{cases} \quad (3.2.9a)$$

$$(3.2.9b)$$

Šis įtampos impulsas pavaizduotas 3.4b pav. Matome, kad laiko intervale $0 \leq t \leq t_c$ įtampa didėja, asimptotiškai artėdama prie didžiausios vertės $i_0 R$. Laikas, per kurį įtampa pasiekia tą vertę (t. y. įsisotina), yra RC eilės (per laiką RC įtampa padidėja iki $(1 - 1/e) i_0 R \approx 0,63 i_0 R$, o per laiką $3RC$ – iki $0,95 i_0 R$). Kai $t > t_c$, įtampa eksponentiškai mažėja, asimptotiškai artėdama prie nulio. Šio mažėjimo trukmė taip pat yra RC eilės (per laiką RC įtampa sumažėja $e \approx 2,718$ karto, o per laiką $3RC$ – maždaug 20 kartų).

(3.2.9a,b) išraiškose matome, kad signalo forma ir trukmė priklauso nuo krūvio surinkimo trukmės t_c ir nuo RC grandinės trukmės konstantos $\tau = RC$ (šis teiginys yra bendras – jis galioja esant bet kokio pavidalo įėjimo signalui $i(t)$). Aptarsime du ribinius atvejus: 1) trukmės konstanta τ yra daug mažesnė už krūvio surinkimo trukmę t_c ; 2) trukmės konstanta τ yra daug didesnė už t_c .

¹ Blyksimojo detektoriaus talpa – tai fotodaugintuvo anodo talpa.



3.4 pav. (a) Stačiakampis srovės impulsas, kurio trukmė t_c , o aukštis i_0 . (b) Ekvivalentinės RC grandinės išėjimo įtampos impulsas, kai detektoriaus srovė krūvio surinkimo metu yra pastovi ir lygi i_0 . Pirmoji kreivė atitinka RC grandinę su maža trukmės konstanta $\tau_1 \ll t_c$, o antroji – RC grandinę su didele trukmės konstanta $\tau_2 \gg t_c$. Kad būtų vaizdžiau, kreivės nubraižytos, remiantis prielaida, kad abiem atvejais skiriasi tik talpos ($C_1 \ll C_2$), o rezistoriaus varža yra vienoda ($R_1 = R_2$), nors praktikoje trukmės konstanta keičiama keičiant varžą

I atvejis. Maža RC ($\tau \ll t_c$).

Šiuo atveju laikas, per kurį $U(t)$ padidėja iki didžiausios vertės $i_0 R$, ir laikas, per kurį $U(t)$ sumažėja iki nulio, yra daug mažesni už srovės impulso trukmę t_c , todėl (3.2.9a) išraišką galima aproksimuoti lygybe $U(t) \approx i_0 R$ (kai $t < t_c$), o (3.2.9b) išraišką galima aproksimuoti lygybe $U(t) \approx 0$ (kai $t > t_c$). Taigi, matuojamas signalas yra lygus $U(t) \approx Ri(t)$, t. y. tiesiog proporcingas detektoriaus srovei $i(t)$ (žr. 3.5b pav. ir pirmąją kreivę 3.4b pav.), o rezistoriumi R tekanti srovė yra praktiškai lygi momentinei srovei detektoriuje $i(t)$ (t. y. talpa C praktiškai neturi įtakos rezistoriaus R srovei). Ši išvada galioja ne vien stačiakampiui srovės impulsui, bet ir tada, kai krūvio surinkimo metu detektoriaus srovė $i(t)$ yra bet kokia pakankamai lėtai kintanti laiko funkcija. Tokia detektorių veika kartais naudojama, kai svarbu tiksliai nustatyti dalelių pataikymo į detektorių laiko momentus esant dideliame sąveikos įvykių dažniui.

II atvejis. Didelė RC ($\tau \gg t_c$).

Šiuo atveju skaičiuojant (3.2.9a) reiškinį galima pasinaudoti tokia aproksimacija:

$$\exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \approx 1 - \frac{t}{RC}. \quad (3.2.10)$$

Įrašę (3.2.10) į (3.2.9a), išvedame:

$$U(t) \approx i_0 R \cdot \frac{t}{RC} = \frac{i_0 t}{C}, \quad \text{kai } 0 \leq t \leq t_c. \quad (3.2.11)$$

Vadinasi, jeigu krūvio surinkimo metu detektoriaus srovė $i(t)$ yra pastovi, tada talpoje C sukauptas krūvis ir matuojamas signalas $U(t)$ didėja tiesiškai (žr. 3.5c pav. ir antrąją kreivę 3.4b pav.).

Pastarąjį reiškinį galima užrašyti šitaip:

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i(t') dt' \quad (0 \leq t \leq t_c). \quad (3.2.12)$$

(3.2.12) lygybė galioja ne vien stačiakampiui srovės impulsui, bet ir tada, kai krūvio surinkimo metu detektoriaus srovė $i(t)$ yra bet kuri kita laiko funkcija. Todėl tokią detektoriaus veiką (su didele trukmės konstanta RC) galima vadinti „srovės integravimo veika“. Krūvio surinkimo metu įtampa $U(t)$ didėja. Ši įtampos impulso dalis vadinama impulso „priekiniu frontu“.

(3.2.12) lygybės fizikinis turinys yra toks. Esant didelei trukmės konstantai, elektros srovė, kuri teka rezistoriumi R krūvio surinkimo metu, yra daug mažesnė už detektoriaus srovę $i(t)$. Tai reiškia, kad beveik visa pastaroji srovė „išekvojama“ talpos C įkrovimui. Todėl krūvio surinkimo metu šioje talpoje sukauptas krūvis yra lygus srovės $i(t)$ integralui laiko atžvilgiu. Pagal kondensatoriaus talpos apibrėžtį matuojama įtampa yra lygi to krūvio ir talpos C santykiui.

Praėjus laikui t_c nuo sąveikos įvykio, talpoje C sukauptas krūvis yra lygus detektoriuje surinktam krūviui Q , o matuojamas signalas yra lygus savo didžiausiai vertei

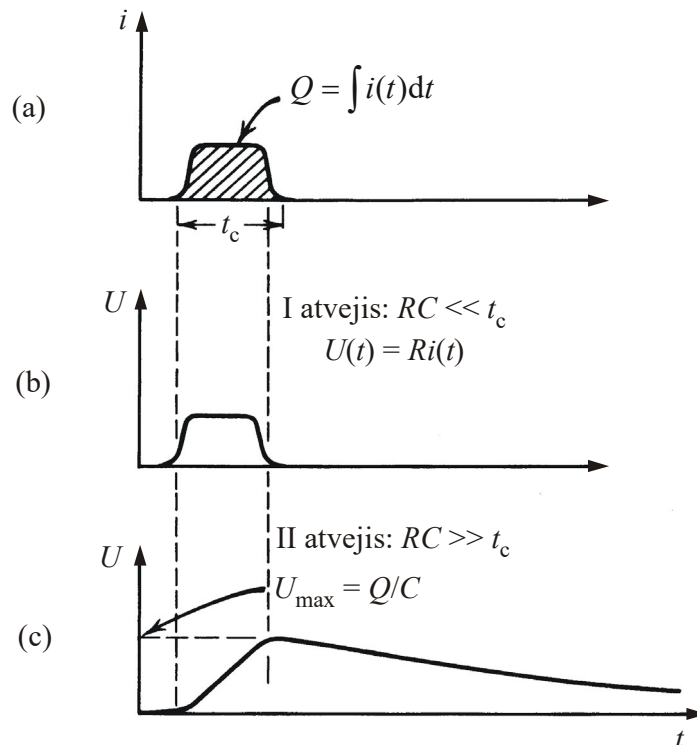
$$U_{\max} = \frac{Q}{C}; \quad (3.2.13)$$

čia Q nusakomas (3.1.1) reiškiniu (stačiakampio srovės impulso $Q = i_0 t_c$). Paskui talpa C pradeda išsikrauti per apkrovos varžą R , o įtampos kritimas $U(t)$ pradeda eksponentiškai mažėti (žr. 3.5c pav.):

$$U(t)|_{t > t_c} = U_{\max} \exp\left(-\frac{t-t_c}{RC}\right). \quad (3.2.14)$$

Ši įtampos impulso dalis vadinama impulso „užpakaliniu frontu“. Jeigu intervalas tarp impulsų yra pakankamai didelis, tada prieš kitą sąveikos įvykį $U(t)$ spėja sumažėti iki nulio.

Kadangi atvejis $\tau \gg t_c$ dažniausiai pasitaiko praktikoje, tai svarbu padaryti keletą bendrų išvadų. Visų pirma matuojamo įtampos impulso priekinio fronto trukmė yra lygi krūvio surinkimo trukmei detektoriuje. Ši trukmė nepriklauso nuo išorinių įrenginių, kurie prijungti prie detektoriaus, savybių. Tačiau užpakalinio fronto trukmę lemia apkrovos (t. y. ekvivalentinės RC grandinės) trukmės konstanta $\tau = RC$ (žr. (3.2.14) formulę). Praktiškai galima laikyti, kad įtampa sumažėja iki nulio per laiką, kuris apytiksliai lygus $3\tau = 3RC$ (nes $e^{-3} \approx 0,05 \ll 1$). Taigi, išėjimo impulso priekinio fronto trukmė priklauso nuo detektoriaus, o užpakalinio fronto trukmė priklauso nuo išorinių įrenginių. Ši išvada galioja daugumos detektorių impulsinei veikai, kai $RC \gg t_c$. Antra, įtampos impulso amplitudė U_{\max} lygi sąveikos metu detektoriuje sukurto krūvio Q ir ekvivalentinės talpos C santykiui (žr. (3.2.13) formulę).



3.5 pav. (a) Hipotetinio detektoriaus srovės impulsas. (b) Matuojama įtampa $U(t)$ esant mažai apkrovos grandinės trukmės konstantai. (c) Matuojama įtampa esant didelei apkrovos grandinės trukmės konstantai

Reikia turėti omenyje, kad anksčiau aprašytas detektoriaus impulsinės veikos modelis yra labai supaprastintas. Realiuose detektoriuose yra naudojami įvairūs impulso formavimo įtaisai (pvz., nuosekliai sujungti įtampos diferenciatorius ir įtampos integratorius), kurie beveik nekeičia impulso priekinio fronto trukmės, tačiau sutrumpina užpakalinį frontą ir šitaip sumažina pilnutinę impulso trukmę. Todėl sumažėja tikimybė, kad skirtingi impulsai persiklos laike.

Taigi, impulsinėje veikoje detektoriaus išėjimo signalą sudaro impulsų seka, kurios kiekvienas impulsas atspindi vienos dalelės sąveiką su detektoriaus darbine medžiaga. Normaliomis darbo sąlygomis (kai impulsai nepersikloja vienas su kitu ir nėra prarandami dėl kitų priežasčių) tų impulsų vidutinis dažnis yra lygus sąveikos įvykių dažniui detektoriuje. Be to, kiekvieno impulso amplitudė atspindi krūvį, kuris buvo sukurtas detektoriuje atitinkamo sąveikos įvykio metu. Kaip vėliau pamatysime, vienas iš spinduliuotės savybių tyrimo metodų remiasi impulsų amplitudžių pasiskirstymo (histogramos) analize. Pvz., jeigu Q yra tiesiog proporcingas krintančiosios dalelės energijai, tada impulsų amplitudžių pasiskirstymas atspindi krintančiųjų dalelių energijų pasiskirstymą (energijos spektrą).

Detektoriaus impulsinė veika suteikia daug daugiau informacijos apie spinduliuotę negu nuolatinės srovės veika, kurioje prarandama visa informacija apie atskirų detektoriaus srovės impulsų amplitudes. Todėl impulsinė veika praktikoje naudojama dažniau už nuolatinės srovės veiką. Toliau šiame skyriuje bus aptariama tik impulsinė veika.

3.3. Impulsų amplitudžių spektrai

Kaip minėta 3.2.2 poskyryje, impulsinėje veikoje kiekvieno impulso amplitudė yra proporcinga krūviui, kuris buvo sukurtas detektoriuje atitinkamo sąveikos įvykio metu (žr. (3.2.13) formulę). Išmatavę didelį skaičių tokių impulsų, pastebėtume, kad jų amplitudės nėra vienodos. Impulsų amplitudžių pasiskirstymas gali atspindėti ir krintančiųjų dalelių energijos spektrą, ir detektoriaus atsako į apibrėžtos energijos daleles fluktuacijas. Todėl amplitudžių pasiskirstymas dažnai naudojamas tiriant krintančiąją spinduliuotę arba paties detektoriaus veikimą.

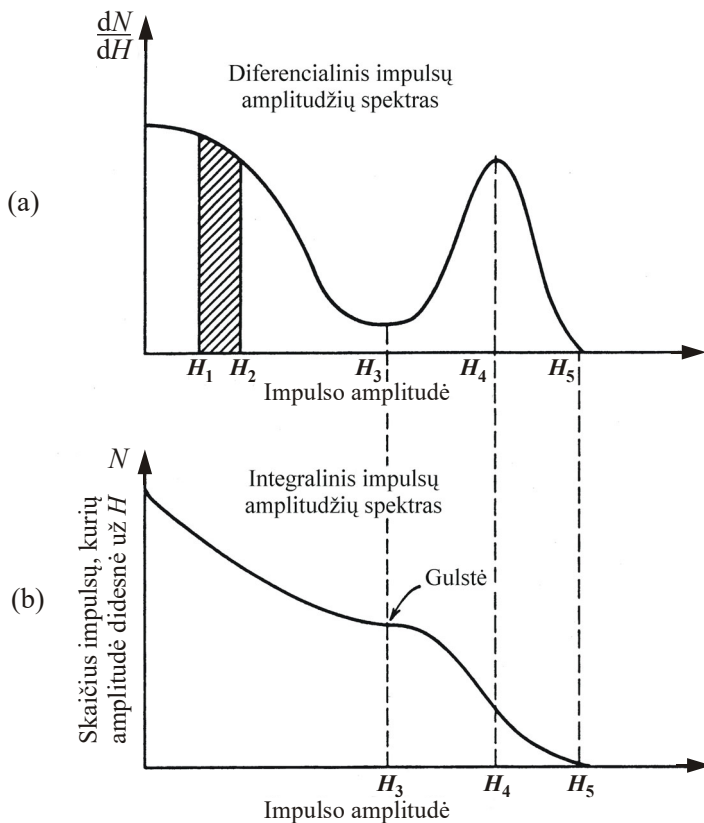
Dažniausiai naudojamas impulsų amplitudžių pasiskirstymo atvaizdavimo būdas – tai vadinamasis **diferencialinis impulsų amplitudžių spektras**. Tokio spektro pavyzdys pateiktas 3.6a pav. Ant horizontaliosios ašies yra atidedama impulso amplitudė (išreikšta voltais V). Ant vertikaliosios ašies atidedamas impulsų, kurių amplitudės priklausė nykstamo pločio intervalui, skaičiaus dN ir to intervalo pločio dH santykis dN/dH (matavimo vienetai – atvirkštiniai voltai V^{-1}). Impulsų, kurių amplitudės priklausė intervalui nuo H_1 iki H_2 , skaičius $N(H_1 < H < H_2)$ nustatomas integruojant diferencialinį amplitudžių spektrą nuo H_1 iki H_2 :

$$N(H_1 < H < H_2) = \int_{H_1}^{H_2} \frac{dN}{dH} dH. \quad (3.3.1)$$

Šį integralą nusako brūkšniuotasis plotas 3.6a pav. Pilnutinis impulsų skaičius N_0 nustatomas integravus visą spektrą:

$$N_0 = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dH} dH. \quad (3.3.2)$$

Didžiausią impulsų amplitudę nusako abscisė taško, kuriame spektras tampa lygus nuliui (pvz., 3.6a pav. didžiausia amplitudė yra H_5). Spektro maksimumai (pvz., taške H_4) atitinka tikimiausias amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios užregistruojamos ypač dažnai. Spektro minimumai (pvz., taške H_3) atitinka mažiausiai tikėtinas amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios



3.6 pav. Diferencialinio (a) ir integralinio (b) impulsų amplitudžių spektrų pavyzdžiai

tampa lygus nuliui (pvz., 3.6a pav. didžiausia amplitudė yra H_5). Spektro maksimumai (pvz., taške H_4) atitinka tikimiausias amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios užregistruojamos ypač dažnai. Spektro minimumai (pvz., taške H_3) atitinka mažiausiai tikėtinas amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios

ypač retai užregistruojamos. Bet koks fizikinis amplitudžių spektro aiškinimas yra susijęs su spektro *integralų* (t. y. plotų) skaičiavimu. Ordinatė (dN/dH) įgyja fizikinę prasmę tik padauginus ją iš abscesės pokyčio (ΔH): $(dN/dH) \cdot \Delta H \approx \Delta N$, kur ΔN yra skaičius impulsų su amplitudėmis tarp H ir $H + \Delta H$.

Tą pačią informaciją, kurią nusako diferencialinis impulsų amplitudžių spektras, galima išreikšti naudojant vadinamąjį *integralinį impulsų amplitudžių spektrą*. Integralinis amplitudžių spektras, kuris atitinka 3.6a pav. pavaizduotą diferencialinį spektrą, yra pateiktas 3.6b pav. Sudarant integralinį spektrą, ant abscesių ašies taip pat atidedama impulso amplitudė, o ant ordinačių ašies atidedamas skaičius impulsų, kurių amplitudės yra didesnės už duotą vertę (abscesę):

$$N(H) = \int_H^{\infty} \frac{dN}{dH} dH. \quad (3.3.3)$$

$N(H)$ visada yra monotoniškai mažėjanti funkcija, nes, jeigu $H_2 > H_1$, tada impulsų, kurių amplitudės didesnės už H_2 , visada yra mažiau negu impulsų, kurių amplitudės didesnės už H_1 . Integralinio spektro vertė taške $H = 0$ nusako pilnutinį impulsų skaičių N_0 . Integralinis amplitudžių spektras tampa lygus nuliui taške, kuris atitinka didžiausią amplitudę (3.6b pav. – taške $H = H_5$).

Diferencialinis ir integralinis amplitudžių spektrai suteikia vienodą informaciją apie amplitudžių pasiskirstymą ir yra vienareikšmiškai susiję vienas su kitu. Bet kokią amplitudę H atitinkanti diferencialinio spektro vertė yra lygi integralinio spektro išvestinės (polinkio) moduliui, kuris atitinka tą pačią amplitudę H . Diferencialinio spektro maksimumai atitinka didžiausią integralinio spektro polinkį (3.6 pav. – taškas H_4). Diferencialinio spektro minimumai atitinka mažiausią integralinio spektro polinkį (3.6 pav. atveju – taškas H_3). Mažus spektro pokyčius lengviau pastebėti naudojant diferencialinį spektrą, todėl praktikoje diferencialinis spektras naudojamas dažniau už integralinį.

ro minimumu.

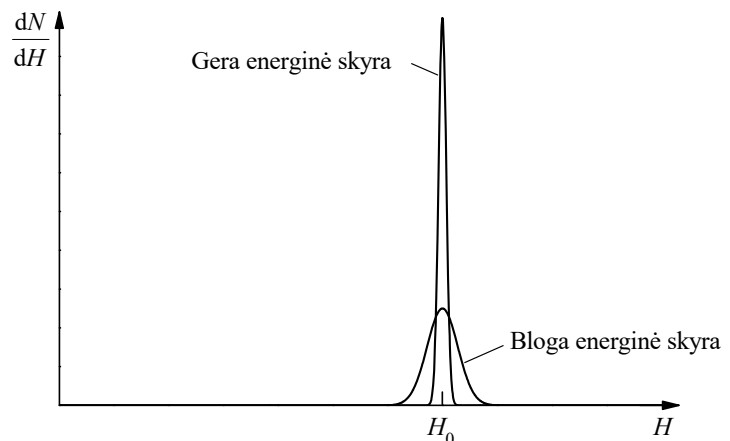
3.5. Detektoriaus energinė skyra

Spinduliuotės detektoriai dažnai naudojami matuojant spinduliuotės energijos spektrą. Tokie matavimai priskiriami *radiacinei spektroskopijai*. Šiame poskyryje aptarsime kai kurias bendrąsias detektorių charakteristikas, kurios svarbios radiacinės spektroskopijos srityje.

3.5.1. Amplitudinė atsako funkcija ir amplitudinė skyra

Radiacinės spektroskopijos požiūriu svarbiausia detektoriaus charakteristika yra detektoriaus atsakas į monoenerginę spinduliuotę (t. y. į vienodos energijos dalelių srautą). Diferencialinis impulsų amplitudžių spektras, kuris gaunamas monoenerginės spinduliuotės sąlygomis, yra vadinamas detektoriaus *amplitudine atsako funkcija* (arba tiesiog „atsako funkcija“) duotajai krintančiųjų dalelių energijai. Atsako funkciją, kuri atitinka duotąją dalelių energiją E_0 , žymėsime $G(H; E_0)$. Impulso amplitudė H yra atsako funkcijos argumentas, o spinduliuotės dalelių energija E_0 – funkcijos parametras. 3.8 pav. pavaizduotos dvi atsako funkcijos, kurios atitinka vienodą spinduliuotės energiją. Kadangi energija yra vienoda, abi atsako funkcijos turi maksimumus tame pačiame taške H_0 (jis nusako vidutinę impulsų amplitudę).

Jeigu abiem atvejais buvo užregistruotas vienodas impulsų skaičius, tada abiejų maksimumų *plotai* (integralai) taip pat yra vienodi. Tačiau akivaizdu, kad maksimumų *pločiai* yra skirtingi. Didelis maksimumo plotis atitinka blogesnę *energinę skyrą*. Didelis maksimumo plotis reiškia, kad impulsų amplitudžių fluktuacijos buvo didelės, nors kiekvieno sąveikos įvykio metu detektoriaus darbinei medžiagai buvo perduotas tas pats energijos kiekis. Mažinant šias fluktuacijas, atsako funkcijos plotis mažėja ir atsako funkcija artėja



3.8 pav. Detektoriaus atsako funkcijų pavyzdžiai. Vienu atveju detektoriaus energinė skyra yra palyginti gera, o kitu atveju blogesnė

prie Dirako δ funkcijos. Akivaizdu, kad, mažėjant atsako funkcijos pločiui, tampa lengviau išskirti smulkias spinduliuotės energijos spektro detales.

Prieš pateikiant tiksliąją energinės skyros apibrėžtį, naudinga apibrėžti dar vieną „tarpinę“ sąvoką – amplitudinę skyrą. Detektoriaus **amplitudinė skyra** R_H – tai detektoriaus amplitudinės atsako funkcijos pločio ΔH , išmatuoto pusės maksimumo aukštyje, ir to maksimumo centro padėties H_0 santykis¹ (žr. 3.9a pav.):

$$R_H = \frac{\Delta H}{H_0}. \quad (3.5.1)$$

3.5.2. Energinė atsako funkcija ir energinė skyra

Vidutinė signalo amplitudė H_0 yra dalelių energijos funkcija:

$$H_0 = f(E_0). \quad (3.5.2)$$

Atvirkštinę funkciją žymėsime $h(H_0)$:

$$E_0 = h(H_0). \quad (3.5.3)$$

Monoenerginės spinduliuotės *tikrąją* dalelių energiją E_0 nusako tik viena vertė (3.5.3). Tačiau, naudojant funkciją $h(H)$, *kiekvienai* impulso amplitudei H (taip pat ir toms, kurios skiriasi nuo vidutinės amplitudės H_0) galima priskirti tam tikrą energiją E :

$$E = h(H). \quad (3.5.4)$$

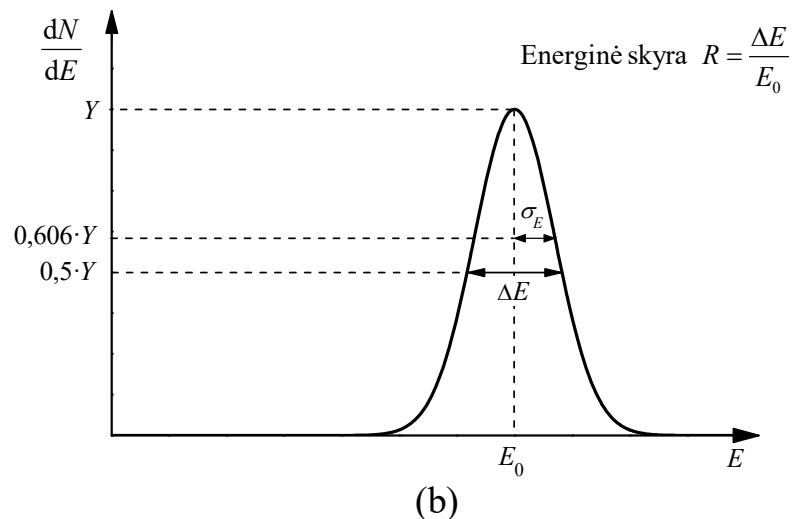
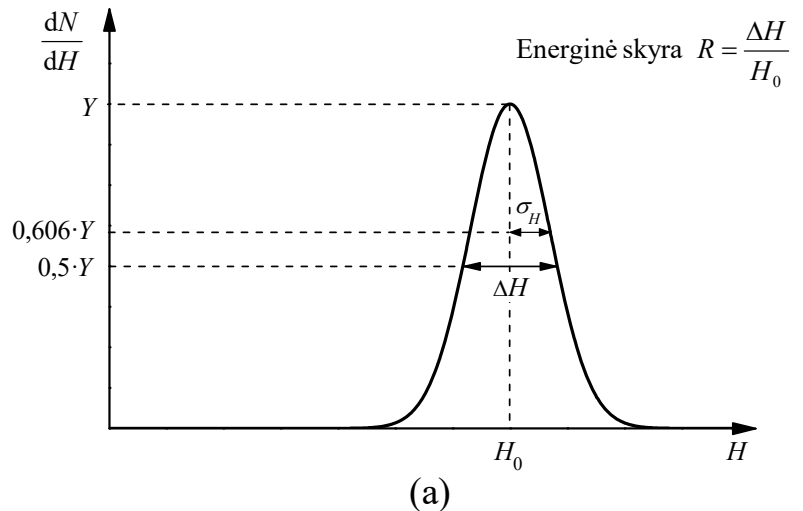
Todėl diferencialinį amplitudžių spektrą dN/dH galima transformuoti į **diferencialinį energijos spektrą** dN/dE . Tam išreiškiame energijos pokytį dE diferencijuodami (3.5.4) lygybę:

$$dE = h'(H)dH \equiv \frac{1}{f'(E)}dH. \quad (3.5.5)$$

Todėl

$$\frac{dN}{dE} = f'(E) \frac{dN}{dH}. \quad (3.5.6)$$

Taigi, norint diferencialinį amplitudžių spektrą paversti diferencialiniu energijos spektru, reikia visų taškų abscisės H pakeisti atitinkamomis energijomis $E = h(H)$, o ordinas padauginti iš $f'(E)$. Jeigu šis spektras gautas, esant monoenerginei spinduliuotei, tada jis vadinamas **energinė atsako funkcija** duotajai krintančiųjų dalelių energijai. Šią funkciją žymėsime $G(E; E_0)$. Tikroji dalelių energija E_0 yra šios funkcijos parametras, o apskaičiuota pagal impulso amplitudę energija (3.5.4) – funkcijos argumentas. Turint energinę atsako funkciją, galima apibrėžti energinę skyrą – lygiai taip pat kaip pagal amplitudinę atsako funkciją apibrėžiama amplitudinė skyra. Taigi, detektoriaus **energinė skyra** R – tai detektoriaus energinės atsako funkcijos



3.9 pav. Detektoriaus energinės skyros apibrėžimas. (a) Amplitudinė atsako funkcija; σ_H – amplitudės standartinis nuokrypis; ΔH – amplitudinės atsako funkcijos plotis pusės smailės aukštyje (Gauso funkcijos pavidalo smailės $\Delta H = 2,35\sigma_H$). (b) Energinė atsako funkcija; σ_E – pagal amplitudę apskaičiuotos energijos standartinis nuokrypis; ΔE – energinės atsako funkcijos plotis pusės smailės aukštyje (Gauso funkcijos pavidalo smailės $\Delta E = 2,35\sigma_E$)

¹ Jeigu egzistuoja fonas (t. y. pašalinis dėmuo, kuris įeina į matuojamąją atsako funkciją), tada, prieš skaičiuojant amplitudinę skyrą, tą foną reikia atimti.

pločio ΔE , išmatuoto pusės maksimumo aukštyje, ir to maksimumo centro padėties E_0 santykis (žr. 3.9b pav.):

$$R = \frac{\Delta E}{E_0}. \quad (3.5.7)$$

Detektoriuose, kurie skirti spinduliuotės spektro tyrimui, vidutinės amplitudės H_0 ir dalelių energijos E_0 santykis turi būti konstanta:

$$H_0 = \text{const} \cdot E_0. \quad (3.5.8)$$

Įsitikinsime, kad tada energinė skyra yra lygi amplitudinei skyrui. Laikysime, kad spektro maksimumo energinis ir amplitudinis pločiai ΔE ir ΔH yra maži, todėl jie susiję taip pat kaip diferencialai (žr. (3.5.5)):

$$\Delta E = \frac{1}{f'(E_0)} \Delta H. \quad (3.5.9)$$

Įrašę (3.5.9) į (3.5.7) ir atsižvelgę į tai, kad $f'(E_0) = \text{const}$ (žr. (3.5.8)), darome išvadą

$$\frac{\Delta E}{E_0} = \frac{\Delta H}{H_0}, \quad (3.5.10)$$

t. y. $R = R_H$. Todėl praktikoje amplitudinė skyra dažnai vadinama „energinė skyra“. Toliau šios dvi sąvokos nebus skiriamos viena nuo kitos.

Energinė skyra dažniausiai išreiškiama procentais. Puslaidininkinių detektorių, kurie naudojami α dalelių spektroskopijos srityje, energinė skyra yra mažesnė už 1 %. Blyksimųjų detektorių, kurie naudojami γ spinduliuotės spektroskopijos srityje, energinė skyra yra 5–10 %, kai fotonų energija yra (0.5 – 2) MeV. Kuo mažesnė energinė skyra, tuo lengviau detektorius išskiria dvi artimas spinduliuotės spektro linijas. Jeigu spinduliuotę sudaro dviejų energijų dalelės, tada mažiausias jų energijų skirtumas, kuriam esant dar įmanoma išskirti du maksimumus išmatuotame spektre, yra apytiksliai lygus energinės atsako funkcijos pločiui pusės maksimumo aukštyje, t. y. ΔE arba RE_0 , kur E_0 yra tų dviejų energijų vidurkis.

3.5.3. Krūvininkų skaičiaus fliktuacijų įtaka energinei skyrui

Yra keli veiksniai, kurie sukelia impulsų amplitudžių fliktuacijas monoenerginės spinduliuotės sąlygomis. Tai gali būti matavimų įrangos parametrų slinkis (taip pat vadinamas „dreifu“) matavimų metu, atsitiktinio triukšmo šaltiniai detektoriuje ir prie jo prijungtoje įrangoje (pvz., įtampos fliktuacijos, kurios susijusios su krūvininkų šiluminiu judėjimu) ir krūvio Q , kurį detektoriuje sukuria apibrėžtos energijos dalelės, fliktuacijos. Pastarasis veiksnys lemia mažiausią įmanomą energijos skyrą.

Daugelyje detektorių paskutinio iš minėtų veiksnių (krūvio Q fliktuacijų) vaidmuo yra didžiausias. Šios fliktuacijos yra susijusios su krūvio Q diskrečia prigimtimi. Šį krūvį sudaro baigtinis skaičius krūvininkų, kurių kiekvieno krūvis lygus e :

$$Q = N_c e; \quad (3.5.11)$$

čia N_c yra sukurtų kurio nors vieno ženklo krūvininkų (arba priešingų ženklų krūvininkų porų) skaičius. Dujinio detektoriaus krūvininkų pora – tai laisvasis elektronas ir teigiamasis jonas, o puslaidininkinio detektoriaus krūvininkų pora yra laisvasis elektronas ir skylė. Blyksimojo detektoriaus N_c yra iš fotodaugintuvo fotokatodo surinktų elektronų skaičius. Skaičius N_c nėra tiksliai apibrėžtas (net ir monoenerginės spinduliuotės sąlygomis), todėl ir krūvis Q nėra tiksliai apibrėžtas. Šių fliktuacijų dydį galima įvertinti remiantis prielaida, kad krūvininkų atsiradimas detektoriuje yra Puasono vyksmas. Tada sukurtųjų krūvininkų skaičiaus N_c standartinis nuokrypis yra lygus $\sqrt{N_c}$, kur \bar{N}_c yra vidutinis skaičius krūvininkų, kuriuos sukuria duotos energijos dalelė. Kadangi praktikoje \bar{N}_c visada būna didesnis už 20, tai skaičiaus N_c Puasono skirstinį galima aproksimuoti Gauso skirstiniu. Kadangi impulso amplitudė proporcinga krūviui Q (žr. (3.2.13)), o krūvis proporcingas N_c , tai amplitudė taip pat proporcinga N_c :

$$H = KN_c; \quad (3.5.12)$$

čia K yra proporcingumo koeficientas. Todėl atsako funkcija taip pat yra Gauso skirstinio pavidalo:

$$G(H) = \frac{N_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H - H_0)^2}{2\sigma^2}\right); \quad (3.5.13)$$

čia σ yra impulso amplitudės standartinis nuokrypis ($\sigma = K\sqrt{N_c}$), o N_0 yra pilnutinis impulsų skaičius (atsako funkcijos integralas nuo $-\infty$ iki $+\infty$). Gauso funkcijos plotis pusės maksimumo aukštyje yra lygus $2,35\sigma = 2,35K\sqrt{N_c}$. Vadinasi, Puasono vyksmo artinyje energinę skyrą galima išreikšti šitaip:

$$R|_{\text{Puasono riba}} = \frac{\Delta H}{H_0} = \frac{2,35\sigma}{H_0} = \frac{2,35K\sqrt{N_c}}{KN_c} = \frac{2,35}{\sqrt{N_c}}. \quad (3.5.14)$$

Tai yra mažiausia skyra, kurią įmanoma pasiekti, kai krūvininkų atsiradimas yra Puasono vyksmas. Kitų veiksmų, kurie sąlygoja impulsų amplitudžių fluktuacijas, vaidmenį galima sumažinti tobulinant įrangą, kuri prijungta prie detektoriaus, arba optimizuojant matavimų sąlygas (pvz., mažinant temperatūrą), tačiau atsiradusių krūvininkų skaičiaus fluktuacijų neįmanoma sumažinti žemiau ribos, kurią nusako (3.5.14) formulė (jeigu krūvininkų atsiradimas yra Puasono vyksmas).

(3.5.14) formulėje matome, kad ši ribinė energinė skyra priklauso tik nuo sukurtų krūvininkų skaičiaus N_c . Didėjant šiam skaičiui, energinė skyra gerėja (t. y. mažėja). Norint pasiekti mažesnę už 1 % energinę skyrą, reikia, kad sukurtų krūvininkų skaičius N_c būtų didesnis už 55000. Taigi, radiacinei spektroskopijai labiausiai tinka detektoriai, kuriuose kiekvieno sąveikos įvykio metu sukuriama didžiausias įmanomas krūvininkų skaičius. Didžiausias sukurtų krūvininkų skaičius šiuo metu pasiekiamas puslaidininkiniuose detektoriuose, todėl tokie detektoriai yra ypač plačiai naudojami matuojant dalelių energijas.

3.5.4. Fano faktorius

Kai kurių detektorių energinės skyros matavimai rodo, kad mažiausia pasiekiamą R vertė gali būti 3–4 kartus mažesnė už ribinę vertę (3.5.14), kuri atitinka Puasono vyksmą. Tai rodo, kad krūvininkų kūrimas detektoriaus darbinėje medžiagoje nėra Puasono vyksmas. Šį energinės skyros sumažėjimą galima suprasti išnagrinėjus tokį hipotetinį atvejį: tarkime, kad visa detektoriaus darbinei medžiagai perduotoji krintančiosios dalelės energija išeikvojama vien tik krūvininkų kūrimui detektoriaus tūryje (pvz., dujų molekulių jonizavimui). Tada pilnutinis sukurtų krūvininkų porų skaičius būtų lygus $N_c = E_0/W_{\min}$, kur W_{\min} yra mažiausioji energija, kuri reikalinga vienai krūvininkų porai sukurti (pvz., dujų molekulių jonizacijos energija). Kadangi energija W_{\min} yra tiksliai apibrėžta (ji priklauso nuo detektoriaus darbinės medžiagos), tai monoenerginės spinduliuotės sukurtų krūvininkų skaičius taip pat būtų tiksliai apibrėžtas. Taigi, tokiu atveju energinė skyra būtų lygi nuliui, o atsako funkcija būtų Dirako delta funkcijos pavidalo. Remiantis šiuo pavyzdžiu, galima teigti, kad mažiausia pasiekiamą energinė skyra priklauso ne vien nuo sukurtų krūvininkų skaičiaus, bet ir nuo dalelės energijos dalies, kuri buvo išeikvota jų kūrimui. Puasono riba (3.5.14) atitinka tą atvejį, kai krūvininkų kūrimui išeikvojama labai maža dalelės energijos dalis (likusi dalis prarandama kitais būdais, pvz., virsta atomų šiluminio judėjimo energija). Tačiau dujiniuose ir puslaidininkiniuose detektoriuose krūvininkų kūrimui eikvojama didelė dalelės energijos dalis. Pz., kai kuriose dujose daugiau kaip pusė krintančiosios dalelės energijos eikvojama jonų porų kūrimui. Todėl mažiausia pasiekiamą energinė skyra yra mažesnė už tą, kurią nusako (3.5.14) formulė. Šis sukurtų krūvininkų skaičiaus statistinių fluktuacijų sumažėjimas, palyginti su Puasono vyksmo atveju, kiekybiškai nusakomas vadinamoju „Fano faktoriumi“ (italų kilmės amerikiečių fiziko Ugo Fano garbei). **Fano faktorius** apibrėžiamas kaip krūvininkų skaičiaus dispersijos D_{N_c} ir Puasono skirstinio dispersijos (kuri lygi vidurkiui \bar{N}_c), santykis:

$$F \equiv \frac{D_{N_c}}{\bar{N}_c}. \quad (3.5.15)$$

Vadinasi, krūvininkų skaičiaus standartinis nuokrypis bendruoju atveju yra lygus ne $\sqrt{\bar{N}_c}$, o $\sqrt{D_{N_c}} = \sqrt{F\bar{N}_c}$. Atitinkamai impulsų amplitudės mažiausias galimas standartinis nuokrypis yra lygus $\sigma_{\min} = K\sqrt{F\bar{N}_c}$. Todėl mažiausioji galima energinė skyra yra lygi

$$R_{\min} = \frac{2,35\sigma_{\min}}{V_0} = \frac{2,35K\sqrt{F\bar{N}_c}}{KN_c} = 2,35\sqrt{\frac{F}{\bar{N}_c}}. \quad (3.5.16)$$

Puslaidininkiniams ir dujiniams detektoriams Fano faktorius yra artimas 0,1, todėl R_{\min} yra 3–4 kartus mažesnis už Puasono ribą (3.5.14). Blyksimuosiuose detektoriuose krūvininkų kūrimui eikvojama

daug mažesnė dalelės energijos dalis, todėl blyksimųjų detektorių $F \approx 1$, o mažiausią energinę skyra nusako (3.5.14) formulė.

Jeigu matuojamojo dydžio (pvz., impulso amplitudės) fluktuacijas sukelia keli nepriklausomi veiksniai (pvz., sukurtojo krūvio statistinės fluktuacijos, šiluminis triukšmas, įrangos parametrų slinkis ir kt.), pilnutinė to dydžio dispersija yra lygi sumai dispersijų, kurios atitinka kiekvieną iš tų veiksnių. T. y. amplitudinės atsako funkcijos pločio kvadratas yra lygus atskirų komponentų pločių kvadratų sumai:

$$(\Delta V)_{\text{pilnutinis}}^2 = (\Delta V)_{\text{statist}}^2 + (\Delta V)_{\text{triukšmas}}^2 + (\Delta V)_{\text{slinkis}}^2 + \dots;$$

čia kiekvienas dėmuo nusako atsako funkcijos pločio kvadratą, kuris būtų gautas, jeigu egzistotų tik vienas veiksnys. Analogiškai išreiškiamas ir energinės atsako funkcijos pločio kvadratas:

$$(\Delta E)_{\text{pilnutinis}}^2 = (\Delta E)_{\text{statist}}^2 + (\Delta E)_{\text{triukšmas}}^2 + (\Delta E)_{\text{slinkis}}^2 + \dots$$

Kartais yra įmanoma atskirai išmatuoti kurį nors vieną tų dėmenų. Pvz., pakeitus detektorių stabilios amplitudės impulsų generatoriumi, matuojamosios atsako funkcijos plotį lems stiprintuvo elektroniniai triukšmai, bet ne sukurtųjų krūvininkų skaičiaus fluktuacijos.

Tikimybių teorijoje įrodoma, kad tuo atveju, kai nepriklausomų fluktuacijų šaltinių skaičius yra pakankamai didelis (praktiškai – didesnis už 4), o jų visų įtaka pilnutinei matuojamojo dydžio dispersijai yra apytiksliai vienoda, tada matuojamojo dydžio skirstinys yra artimas Gauso skirstiniui, net kai atskiri fluktuacijų šaltiniai yra apibūdinami kitokio pavidalo skirstiniais. Todėl Gauso funkcija (3.5.13) yra dažnai naudojama atsako funkcijų aproksimavimui.

3.6. Detektoriaus efektyvumas

3.6.1. Absoliutusias ir santykinis efektyvumas

Detektoriaus išėjimo įtampos impulsas atsiranda tik tada, kai krintančioji dalelė sąveikauja su detektoriaus darbine medžiaga (pvz., jonizuoja atomą). Jeigu krintančiosios dalelės turi elektros krūvį (pvz., α arba β dalelės), tada sąveikos tikimybė kelio vienetai yra didelė, todėl dalelė pradeda sąveikauti su detektoriaus medžiaga vos tik patekusi į detektoriaus aktyvųjį tūrį. Tokiu atveju sukurtų krūvininkų skaičius kelio vienetai taip pat yra didelis, todėl net ir mažame atstume (daug mažesniame už dalelės siekį) sukurtųjų krūvininkų skaičius yra pakankamas tam, kad impulsą galėtų užregistruoti matavimų įranga. Todėl palyginti lengva pasiekti, kad būtų užregistruojama kiekviena α arba β dalelė, kuri patenka į detektorius aktyviąją sritį.

Antra vertus, dalelės, kurios neturi elektros krūvio (pvz., γ kvantai arba neutronai), nueina daug didesnę atstumą tarp sąveikos įvykių negu tokios pačios energijos elektringosios dalelės. Todėl yra galima situacija, kai neutralioji dalelė patenka į detektoriaus tūrį, tačiau nėra užregistruojama, nes nė karto nesąveikauja su detektoriaus darbinės medžiagos atomais, arba sąveikos įvykių skaičius nėra pakankamas, kad impulsą galėtų užregistruoti matavimų įranga.

Siekiant kiekybiškai apibūdinti detektoriaus gebėjimą užregistruoti daleles, vartojama detektoriaus efektyvumo sąvoka. Vartojamos dvi efektyvumo apibrėžtys:

- 1) **absoliutusias efektyvumas** ε_{abs} – tai užregistruotų sąveikos įvykių (detektoriaus impulsų) skaičiaus ir visų dalelių, kurias per tą patį laiką išspinduliavo radioaktyvusis šaltinis, skaičiaus santykis;
- 2) **santykinis efektyvumas** arba **savitasis efektyvumas** ε – tai užregistruotų sąveikos įvykių (detektoriaus impulsų) skaičiaus ir į detektoriaus aktyvųjį tūrį *pataikiusių* dalelių skaičiaus santykis.

Absoliutusias efektyvumas priklauso ne vien nuo detektoriaus ir spinduliuotės savybių, bet ir nuo matavimų geometrijos (ypač – nuo atstumo tarp šaltinio ir detektoriaus), nes ji lemia pataikiusių į detektorių dalelių skaičiaus ir šaltinio išspinduliuotų dalelių pilnutinio skaičiaus santykį. Santykinis efektyvumas priklauso nuo detektoriaus darbinės medžiagos, aktyviosios srities storio spinduliuotės kryptimi, spinduliuotės prigimties ir jos energijos spektro. Santykinio efektyvumo priklausomybė nuo atstumo tarp šaltinio ir detektoriaus yra daug silpnesnė negu absoliučiojo efektyvumo. Todėl, apibūdinant detektorių (žinynuose ir kt.), nurodomas santykinis efektyvumas, išskyrus tuos atvejus, kai detektorius yra skirtas veikti tiksliai apibrėžtos matavimų geometrijos sąlygomis. Jeigu spinduliuotės šaltinis yra izotropinis (t. y. dalelių srauto tankis yra vienodas visomis kryptimis), tada absoliutusias ir santykinis efektyvumai yra susiję tarpusavyje tokiu sąryšiu:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{abs}} \frac{4\pi}{\Omega}; \quad (3.6.1)$$

čia Ω yra erdvinis kampas, kuriuo matoma detektoriaus darbinė sritis žiūrint iš šaltinio taško. Toliau detektoriaus santykinį efektyvumą ε vadinsime tiesiog „efektyvumu“.

3.6.2. Pilnutinis ir smailės efektyvumas

Anksčiau pateiktose efektyvumo apibrėžtyse buvo įskaitomi visi sąveikos įvykiai detektoriuje, t. y. visi detektoriaus impulsai. Toks efektyvumas vadinamas **pilnutiniu efektyvumu**. Jeigu yra duotas diferencialinis amplitudžių spektras (pvz., žr. 3.10 pav.), tada sąveikos įvykių skaičius (trupmenos skaitiklis skaičiuojant pilnutinį efektyvumą) yra lygus to spektro integralui nuo 0 iki ∞ . Tačiau kartais efektyvumą patogiau atskirai apibrėžti tik vienai sąveikos rūšiai. Dažnai, skaičiuojant efektyvumą, įskaitomi tik tie sąveikos įvykiai detektoriuje, kurių metu krintančioji dalelė praranda *visą* energiją.

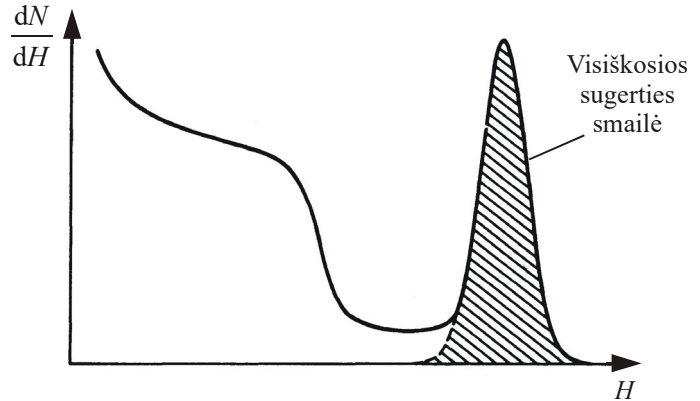
Taip apibrėžtas efektyvumas vadinamas **smailės efektyvumu** (angl. *peak efficiency*), nes diferencialiniame amplitudžių spektre tokie įvykiai pasireiškia kaip maksimumas („smailė“), kuris yra didžiausių amplitudžių srityje, t. y. spektro dešiniajame krašte (kaip 3.10 pav.). Šis maksimumas vadinamas **visiškosios sugerties maksimumu** arba **visiškosios sugerties smaile**. Sąveikos įvykių, kurių metu buvo sugerta visa dalelės energija, skaičių galima apskaičiuoti tiesiog integravus spektro dalį ties visiškosios sugerties smaile (3.10 pav. tą integralą nusako brūkšniuotasis plotas). Sąveikos įvykiai, kurių metu dalelė aktyviajame tūryje praranda tik dalį savo energijos, pasireiškia mažesnės amplitudės impulsais, t. y. atitinka spektro dalį, kuri yra į kairę nuo visiškosios sugerties smailės. Tokie įvykiai gali atsirasti, pvz., kai dalelė išsklaidoma detektoriaus aktyviajame tūryje prarasdama jame dalį savo energijos, o paskui išeina iš detektoriaus. Be to, yra galimas vyksmas, kai dalelė praranda dalį energijos dėl sklaidos aplinkiniuose objektuose, o paskui sugerama detektoriuje. Taigi, tokių įvykių skaičius (kartu – ir pilnutinis efektyvumas) priklauso ne tik nuo detektoriaus savybių, bet ir nuo jo aplinkos. Tuo tarpu visiškosios sugerties įvykių skaičius priklauso tik nuo detektoriaus savybių ir nepriklauso nuo jo aplinkos. Todėl vietoj pilnutinio efektyvumo dažnai patogiau vartoti smailės efektyvumą. Dar vienas dydis, kuris kartais pateikiamas žinyuose – tai smailės efektyvumo ir pilnutinio efektyvumo santykis:

$$r = \frac{\varepsilon_{\text{smailė}}}{\varepsilon_{\text{piln}}}. \quad (3.6.2)$$

4. Blyksimieji detektoriai

4.1. Įvadas

Blyksimasis detektorius – tai jonizuojančiosios spinduliuotės detektorius, kurio išėjimo signalas sukuriama detektuojant regimosios šviesos blyksnius, kuriuos detektoriaus medžiagoje sukelia jonizuojančioji spinduliuotė. Taigi, blyksimojo detektoriaus ypatybė yra ta, kad elektronai, kurie sukelia detektoriaus išėjimo įtampos impulsą, nėra tie patys elektronai, kurie atsirado dėl registruojamos spinduliuotės jonizacinio poveikio. Tuo blyksimieji detektoriai iš esmės skiriasi nuo anksčiau aptartų dujinių ir puslaidininkinių detektorių. Dujiniuose ir puslaidininkiniuose detektoriuose išėjimo srovę sukuria tie patys krūvininkai, kuriuos detektuojama spinduliuotė išlaisvino iš atomų. Blyksimajame detektoriuje tarpininkas tarp jonizacijos metu atsiradusių krūvininkų ir išėjimo impulsą formuojančių krūvininkų yra regimoji šviesa. Šitai išsprendžiamas reikalavimų prieštaravimas, kurie keliami kietakūnio detektoriaus darbinei medžiagai: viena vertus, reikalingi didelis krūvininkų judris (siekiant padidinti greitaeigiškumą) ir maža jonizacijos energija (siekiant padidinti krūvininkų skaičių), kita vertus, reikalinga didelė varža (siekiant sumažinti laidumo srovės įtaką išėjimo signalui). Pirmąjį reikalavimą geriausiai atitinka medžiagos, kurių elektrinis laidis yra didelis, o antrąjį geriausiai



3.10 pav. Visiškosios sugerties smaile diferencialiniame impulsų amplitudžių spektre

atitinka izoliatoriai. Kadangi blyksimajame detektoriuje išėjimo signalas formuojamas už darbinės medžiagos ribų, o blyksnio atsiradimui toje medžiagoje nėra reikalinga krūvininkų pernaša per didelius atstumus, tai darbinės medžiagos savitoji varža ir krūvininkų judris nėra tokie svarbūs parametrai kaip puslaidininkiniame detektoriuje (blyksimajame detektoriuje svarbiau, kad darbinė medžiaga būtų skaidri regimajai šviesai).

Medžiagos švytėjimas, kurį sukelia energijos sugertis medžiagoje, vadinamas *liuminescencija*. Liuminescenciją gali sukelti šviesa, kaitinimas, mechaniniai įtempimai, cheminės reakcijos, elektringųjų dalelių poveikis medžiagai. Medžiagos, kurioms būdinga ši savybė, vadinamos *liuminoforais*. Liuminoforai, kurie naudojami blyksimuosiuose detektoriuose, dažnai vadinami *scintiliatoriais*, o šviesos blyksniai, kuriuos juose sukelia jonizuojančioji spinduliuotė, vadinami *scintiliacijomis*.

Blyksnių metodas šiuo metu yra vienas iš labiausiai paplitusių radioaktyviosios spinduliuotės detektavimo metodų. Blyksimieji detektoriai plačiai naudojami branduolio fizikoje tiriant radioaktyviųjų izotopų spinduliuotės spektrus, matuojant branduolių sužadintųjų būsenų gyvavimo trukmes, tiriant kosminę spinduliuotę.

Blyksimųjų detektorių privalumai yra:

- 1) didelis detektavimo efektyvumas (blyksimasis detektorius su NaI(Tl) kristalu registruoja 20–40 % visų į jį pataikiusių 660 keV energijos γ kvantų, o dujinio detektoriaus efektyvumas tomis pačiomis sąlygomis yra tik 1–4 %); be to, kai γ kvantų energija didesnė už 40 keV, blyksimųjų detektorių smailės efektyvumas yra didesnis už tų pačių matmenų puslaidininkinių detektorių smailės efektyvumą;
- 2) maža neveikos trukmė (10^{-7} – 10^{-9} s, o Geigerio ir Miulerio skaitiklio neveikos trukmė 10^{-4} – 10^{-2} s);
- 3) galimybė matuoti dalelių energiją kelių procentų tikslumu;
- 4) palyginti paprasta registravimo įranga.

Blyksimųjų detektorių trūkumai:

- 1) energijos matavimo paklaida (5–10 %, kai γ kvantų energija yra 660 keV) yra maždaug eile didesnė negu puslaidininkinių detektorių;
- 2) pagrindinio praktinio scintiliatoriaus – natrio jodido NaI(Tl) – jautrumas drėgmės poveikiui (veikiant drėgmei, NaI(Tl) pagelsta ir tampa neskaidrus blyksnių šviesai);
- 3) blyksimojo detektoriaus fotodaugintuvui reikalinga stabili maitinimo įtampa (1–1,5 kV).

4.2. Blyksnio atsiradimas neorganiniame scintiliatoriuje

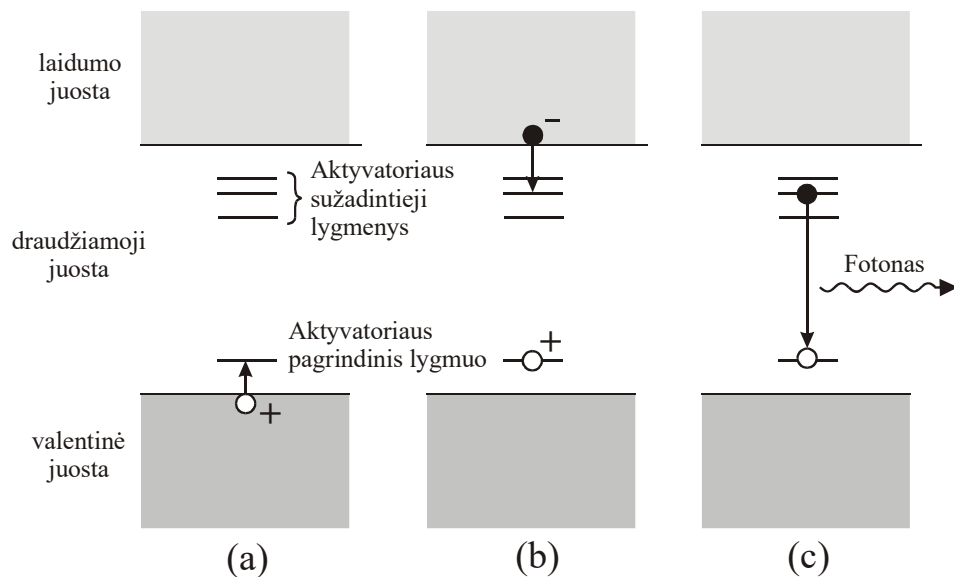
Scintiliatorius, kuris dažniausiai naudojamas blyksimuosiuose detektoriuose, yra natrio jodido (NaI) kristalas (su talio Tl priemaiša). Naudojami ir kiti neorganiniai scintiliatoriai (pvz., halogenidai CsF, CsI ir kiti). Visi šie neorganiniai kristalai yra dielektrikai, t. y. jų draudžiamosios juostos plotis yra kelis kartus didesnis už tipiškų puslaidininkinių draudžiamosios juostos plotį. Pvz., NaI draudžiamosios juostos plotis yra 5,9 eV. Todėl normaliomis sąlygomis dielektrikuose praktiškai nėra laisvųjų krūvininkų. Laisvieji krūvininkai tuose kristaluose atsiranda dėl jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio. Krūvininkų atsiradimo vyksmas neorganiniame scintiliatoriuje yra panašus į tą, kuris vyksta puslaidininkiniame detektoriuje. Veikiant jonizuojančiajai spinduliuotei, kristalo elektronai pereina iš užpildytųjų energijos juostų (t. y. valentinės juostos ir žemesniųjų juostų) į neužpildytąsias juostas (t. y. laidumo juostą ir aukštesniąsias juostas). Todėl užpildytose juostose atsiranda vakansijos. Vakansijos, kurios atsiranda valentinėje juostoje, yra ypatingos ta prasme, kad jos veikia kaip teigiamo elektros krūvio (+e) laisvosios dalelės, kurioms galima priskirti tam tikrą masę ir kinetinę energiją. Šios „kvazidalelės“ vadinamos „skylėmis“. Vakansijos, kurios atsiranda gilesnėse juostose, yra greitai užpildomos dėl elektronų šuolių iš aukštesniųjų energijos juostų. Tada atsiranda fotonai, kurie gali būti sugerti medžiagoje atsirandant kitoms elektronui ir skylės poroms. Be to, laisvieji elektronai ir skylės turi didelę kinetinę energiją, kurios dalį jie praranda sukurdami kitas elektronui ir skylės poras (smūginę jonizaciją). Taigi, lėtėjant greitiesiems antriniamis krūvininkams (elektronams ir skylėms) medžiagoje, jų skaičius didėja. Per 10^{-12} s eilės laiką visi elektronai ir skylės sulėtėja, t. y. elektronai „nukrinta“ į laidumo juostos dugną, o skylės „pakyla“ iki valentinės juostos viršutinio krašto.

Paskui elektronai ir skylės rekombinuoja. Kad veiktų blyksimasis detektorius, svarbiausia, kad šios rekombinacijos metu atsirastų regimosios šviesos fotonai („*spinduliuojamoji rekombinacija*“), kurie nebūtų sugeriami scintiliatoriuje. Grynieji kristalai negali atlikti scintiliatoriaus vaidmens dėl dviejų priežasčių: 1) grynajame kristale spinduliuojamoji rekombinacija yra palyginti lėtas vyksmas; 2) grynajame kristale spinduliuojamosios rekombinacijos metu atsiradęs fotonas gali būti sugertas scintiliatoriuje, nes jo energija yra didesnė už draudžiamosios juostos plotį ir jis gali sužadinti elektroną iš valentinės juostos į laidumo juostą.

Siekiant padidinti spinduliuojamosios rekombinacijos tikimybę ir sumažinti jos metu atsirandančių fotonų sugertį, į kristalą įterpiama nedaug priemaišų, kurios vadinamos *aktyvatoriais*. Pvz., natrio jodido NaI kristalas aktyvuojamas taliumi Tl (aktyvuoto kristalo žymuo – NaI(Tl)), ZnS kristalas aktyvuojamas Ag (ZnS(Ag)) ir kt. Aktyvatoriai sąlygoja diskrečius energijos lygmenis draudžiamojame juostoje (žr. 4.1 pav.). Kadangi šios būsenos yra lokalizuotos prie aktyvatoriaus atomų, tuos energijos lygmenis vadinsime „aktyvatoriaus atomų lygmenimis“ (tačiau reikia turėti omenyje, kad kietojo kūno sudėtyje esančio aktyvatoriaus atomo energijos lygmenys gali labai skirtis nuo izoliuoto aktyvatoriaus atomo energijos lygmenų). Aktyvatoriaus atomai scintiliatoriuje vadinami *luminescencijos centrais*. Elektrono ir skylės rekombinacijos etapai yra parodyti 4.1 pav. Dalis aktyvatoriaus atomų neturi elektros krūvio ir yra pagrindinės būsenos, o kita dalis yra netekę elektrono (jonizuoti). Normaliomis sąlygomis jonizuotų ir nejonizuotų aktyvatoriaus atomų koncentracijos yra tokios, kad elektronų šuolių iš aktyvatoriaus atomų pagrindinio lygmens į valentinę juostą sparta būtų lygi priešingos krypties šuolių spartai („dinaminė pusiausvyra“). Tačiau skylės, kurios atsirado valentinėje juostoje dėl jonizuojančiosios spinduliuotės energijos sugerties, sutrikdo šią dinaminę pusiausvyrą: pradeda vyrėti elektronų šuoliai iš aktyvatoriaus atomų pagrindinio lygmens į valentinę juostą. Kitaip sakant, pradeda vyrėti skylių šuoliai iš valentinės juostos į aktyvatoriaus pagrindinį lygmenį. Todėl dauguma skylių yra „pagaunamos“ į aktyvatoriaus atomus, t. y. juos jonizuoja. Laisvieji elektronai yra pagaunami į aktyvatoriaus jonus susidarant neutraliems sužadintiesiems aktyvatoriaus atomams (žr. 4.1b pav.). Paskui kiekvienas toks atomas pereina į pagrindinį energijos lygmenį išspinduliuodamas regimosios šviesos fotoną (4.1c pav.).

Kitas spinduliuojamosios rekombinacijos mechanizmas yra toks. Kulono trauka tarp elektrono ir skylės susieja juos į laisvąją kvazidalelę, kuri vadinama *eksitonu*. Šiuo atveju elektronas ir skylės lieka susiję vienas su kitu, tačiau eksitonas gali laisvai judėti kristalu, kol nepasiekia neutraliojo aktyvatoriaus atomo. Tada susidaro sužadintoji aktyvatoriaus atomo būseną (kaip 4.1c pav.), tas atomas pereina į pagrindinį energijos lygmenį ir išspinduliuoja regimosios šviesos fotoną.

4.1c pav. akivaizdu, kad tų fotonų energija yra mažesnė už draudžiamosios juostos plotį, todėl jie beveik nėra sugeriami. Juos galėtų sugerti pagrindinės būsenos neutralieji aktyvatoriaus atomai,



4.1 pav. Aktyvuoto neorganinio kristalinio scintiliatoriaus energijos juostos ir rekombinacijos vyksmo etapai: (a) aktyvatoriaus jonizavimas susidarant teigiamajam jonui (per 10^{-12} s eilės laiką po laisvųjų elektrono ir skylės atsiradimo); (b) elektrono pagavimas susidarant neutraliam sužadintajam aktyvatoriaus atomui (per 10^{-12} s eilės laiką po aktyvatoriaus jonizavimo); (c) aktyvatoriaus atomo kvantinis šuolis iš sužadintojo lygmens į pagrindinį išspinduliuojant regimosios šviesos fotoną (per $(5-50) \cdot 10^{-8}$ s po elektrono pagavimo)

tačiau tokių atomų yra palyginti nedaug (tipiška aktyvatoriaus santykinė koncentracija yra tik 0,1 % eilės, ir, be to, dalis aktyvatoriaus atomų yra jonizuoti), todėl ir sugertis yra silpna. Įvairiems scintiliatoriams blyksnio fotonų bangos ilgis priklauso intervalui 2000–6000 Å (energija nuo 2 eV iki 6 eV), o spinduliuotės spektro plotis artimas 1000 Å. Vidutinis blyksnio bangos ilgis NaI(Tl) kristale yra 4100 Å (tai atitinka maždaug 3 eV fotono energiją), o sugerties spektro maksimumai yra ties 2930 Å ir 2340 Å. Todėl NaI(Tl) kristalo skaidrumas savo paties spinduliuotei yra artimas 100 %.

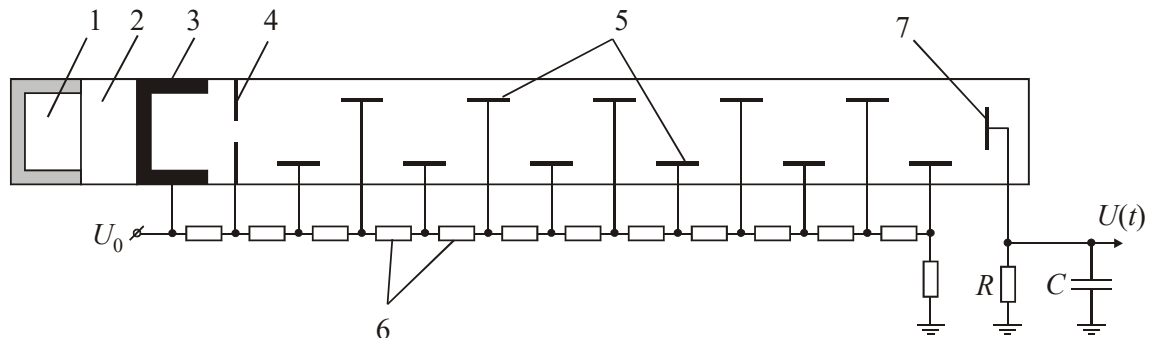
Svarbi scintiliatoriaus charakteristika yra šviesos blyksnio trukmė. Laikas, per kurį aktyvatoriaus atomai yra jonizuojami ir pagauna elektronus, yra tos pačios eilės kaip elektronų ir skylių porų kūrimo laikas, t. y. 10^{-12} s eilės. Tačiau sužadintojo aktyvatoriaus atomo gyvavimo trukmė yra daug didesnė – 10^{-8} – 10^{-6} s eilės. Pvz., NaI(Tl) kristale vidutinė sužadintųjų Tl atomų gyvavimo trukmė kambario temperatūroje yra $2,3 \cdot 10^{-7}$ s. Todėl galima laikyti, kad visi sužadintieji aktyvatoriaus atomai atsiranda tuo pačiu laiko momentu, o šviesos blyksnio trukmę (ir blyksnio intensyvumą) lemia tų atomų kvantiniai šuoliai į pagrindinį energijos lygmenį, t. y. vidutinė blyksnio trukmė yra apytiksliai lygi sužadintųjų aktyvatoriaus atomų vidutinei gyvavimo trukmei.

4.4. Blyksimojo detektoriaus sandara

Blyksimojo detektoriaus išėjimo signalo formavimas tampa aiškus iš jo schemas, kuri pavaizduota 4.3 pav. Registruojamoji dalelė (pvz., γ kvantas) patenka į scintiliatorių (1) ir sukelia blyksnį. Blyksnio fotonai patenka į fotodaugintuvo fotokatodą (3), prie kurio prijungta aukšta neigiama įtampa U_0 (nuo –1 kV iki –1,5 kV) atžvilgiu įžeminto anodo (7). Kai kurių blyksimųjų detektorių fotokatodas yra įžemintas, o prie anodo (7) prijungta aukšta teigiama įtampa. Scintiliatorių gaubia atspindintis ekranas, todėl fotokatodą pasiekia beveik visi blyksnio fotonai. Šie fotonai, pasiekę fotokatodą, išmuša iš jo fotoelektronus. Fotodaugintuvo viduje egzistuojantis elektrinis laukas fokusuoja tuos elektronus ir nukreipia juos į tarpinį elektrodą, kuris vadinamas *dinodu*. Dinodo medžiaga parinkta taip, kad jame intensyviai vyktų antrinė elektronų emisija. Kiekvienas elektronas, pataikęs į dinodą, išmuša iš jo nuo 3 iki 10 naujų elektronų (šis skaičius vadinamas *antrinės emisijos koeficientu*). Nuo pirmojo dinodo elektronų srautas patenka į antrąjį dinodą ir t. t. Iš viso fotodaugintuve būna maždaug 10–20 dinodų (5). Todėl elektronų srautas sustiprinamas 10^5 – 10^8 kartų. Svarbi fotodaugintuvo savybė yra didelis stiprinimo tiesiškumas. Nuo paskutiniojo dinodo sustiprintas elektronų srautas patenka į anodą (7) sukurdamas apkrovos varžoje R įtampos impulsą, kuris perduodamas į elektroninę registravimo įrangą (amplitudžių analizatorių, skaičiavimo įrenginį ir kt.). Elektronų daugėjimo vyksmą fotodaugintuve iliustruoja 4.4 pav.

Fotodaugintuvas į registravimo įrangą siunčia ne tik blyksnių sukeltus impulsus, bet ir fono impulsus, kuriuos sąlygoja termoelektroninė emisija iš fotokatodo ir dinodų, nuotėkio srovė pro anodo ir dinodų izoliaciją ir kiti fotodaugintuve vykstantys pašaliniai elektroniniai vyksmai.

Kiekvieno blyksnio metu išspinduliuotų fotonų skaičius yra proporcingas galutiniam skaičiui antrinių dalelių (sužadintųjų aktyvatoriaus atomų neorganiniame scintiliatoriuje arba sužadintųjų molekulių organiniame scintiliatoriuje), kurios atsirado dėl jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio. Kadangi galutinis antrinių dalelių skaičius yra proporcingas krintančiosios dalelės energijos nuostoliams medžiagoje, tai blyksnio fotonų skaičius taip pat yra proporcingas krintančiosios dalelės energijos nuostoliams medžiagoje. Antra vertus, fotodaugintuvo išėjimo impulso amplitudė yra

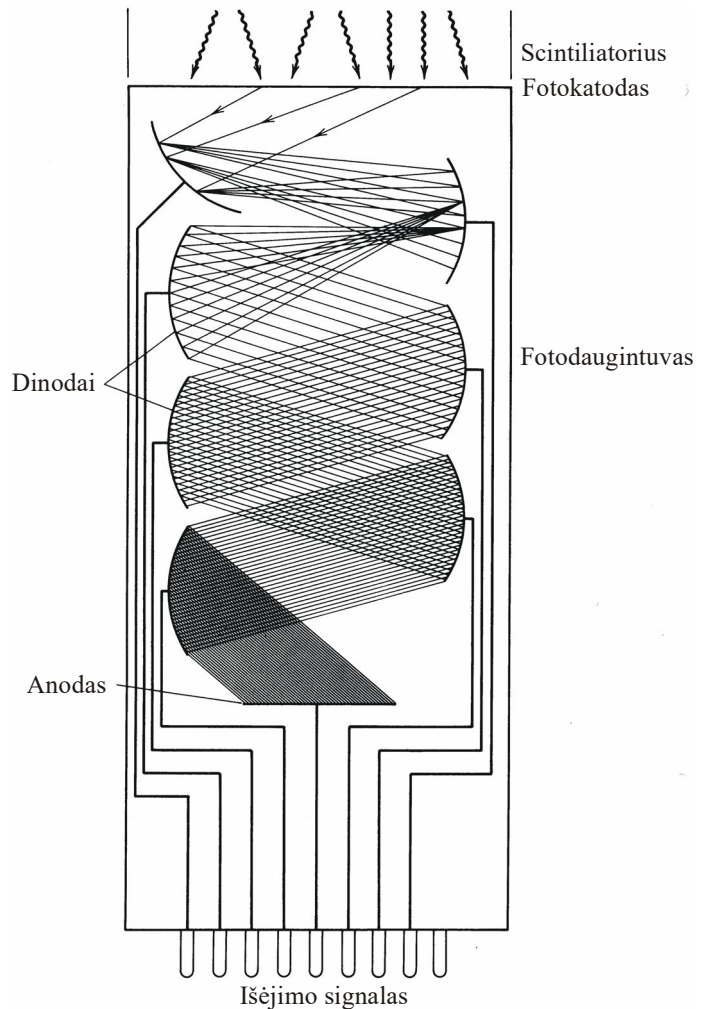


4.3 pav. Blyksimojo detektoriaus schema. 1 – scintiliatorius, 2 – šviesolaidis, kuris susieja scintiliatorių su fotodaugintuvu, 3 – fotokatodas, 4 – fokusuojantis elektrodas, 5 – dinodai, 6 – įtampos dalikliai, 7 – anodas, R – apkrovos varža, C – anodo talpa

proporcinga blyksnio fotonų skaičiui. Todėl išėjimo impulso amplitudė yra proporcinga krįntančiosios dalelės energijos nuostoliams medžiagoje.

Taigi, blyksimojo detektoriaus išėjimo signalą sukelia šie penki vyksmai, kurių kiekybinės išraiškos yra tiesiog proporcingos viena kitai:

- 1) spinduliuotės energijos sugertis ir greitųjų elektronų atsiradimas scintiliatoriuje (kiekybinė išraiška – sugertoji energija);
- 2) greitųjų elektronų lėtėjimas (ir jų skaičiaus didėjimas) susidarant „antrinėms dalelėms“ – elektronams ir skylėms bei sužadintiesiems aktyvatoriaus atomams neorganiniuose kristaluose arba sužadintosioms molekulėms organiniuose scintiliatoriuose (kiekybinė išraiška – antrinių dalelių skaičius);
- 3) antrinių dalelių išnykimas ir regimosios šviesos blyksnio fotonų atsiradimas (kiekybinė išraiška – blyksnio fotonų skaičius per laiko vienetą);
- 4) fotoelektronų išlaisvinimas iš fotokatodo, kai į jį krįnta blyksnio fotonai (kiekybinė išraiška – fotoelektronų skaičius per laiko vienetą);
- 5) antrinė elektronų emisija iš fotodaugintuvo dinodų ir elektronų dreifas link fotodaugintuvo anodo (kiekybinė išraiška – momentinė anodo elektros srovė, t. y. momentinė detektoriaus srovė).



4.4 pav. Fotodaugintuvo veikimo principas. Fotoelektronai, kurie buvo išlaisvinti iš fotokatodo, yra pritraukiami prie pirmojo dinodo, ir, vykstant antrinei elektronų emisijai iš to dinodo, elektronų skaičius padidėja. Kiekvieno dinodo potencialas yra aukštesnis už ankstesniojo dinodo potencialą; tipiškas fotodaugintuvas turi nuo 10 iki 20 dinodų. Po sąveikos su kiekvienu dinodu elektronų padaugėja kelis kartus

4.7. Blyksimojo detektoriaus energinė skyra

Detektoriaus energinė skyra buvo aptarta bendruoju požiūriu 3.5 poskyryje. Blyksimieji detektoriai turi didžiausią (t. y. blogiausią) energinę skyrą iš visų radiacinėje spektroskopijoje naudojamų detektorių. Išsiaiškinsime, kodėl taip yra.

Kaip minėta 3.5.4 poskyryje, bet kurio detektoriaus baigtinę energinę skyrą lemia keli veiksniai – krūvininkų kūrįmo statistika, elektroniniai triukšmai ir kiti. Blyksimojo detektoriaus energinei skyrai turi įtakos dar ir fotodaugintuvo elektronų srauto stiprinimo koeficiento statistinės fliktuacijos bei fotokatodą pasiekusių regimosios šviesos fotonų skaičiaus priklausomybė nuo taško, kuriame tie fotonai atsirado. Tačiau šiuolaikiniuose blyksimuosiuose detektoriuose pagrindinis veiksnys, kuris lemia energinę skyrą, yra iš fotokatodo išlaisvintųjų fotoelektronų skaičiaus statistinės fliktuacijos. Tokiu atveju energinė skyra yra artima teorinei ribai, kurią nusako (3.5.16) reiškinys.

Dydis N_e , kuris įeina į energinės skyros išraišką (3.5.16), yra skaičius „informacijos nešiklių“, kurie tiesiogiai formuoja išėjimo impulsą. Dujiniuose ir puslaidininkiniuose detektoriuose išėjimo signalą formuoja tie patys krūvininkai, kurie atsirado detektoriaus darbinėje medžiagoje, sugėrus jonizuojančiosios spinduliuotės energiją. Tačiau blyksimuosiuose detektoriuose tarp jonizavimo vyksmo ir signalo formavimo vyksmo yra „įterpti“ dar trys žingsniai, kurių visų našumas yra mažesnis už vienetą (t. y. kiekvieno iš tų žingsnių metu kai kurie informacijos nešikliai yra „prarandami“):

- 1) Scintiliatoriuje sukurtųjų antrinių elektronų skaičius N_0 „paverčiamas“ regimosios šviesos fotonų skaičiumi N_f . Šį vyksmą apibūdinsime „fotonų kūrįmo našumu“ η_f :

$$N_f = \eta_f N_0 \quad (4.7.1)$$

- 2) Fotonai surenkami ir nukreipiami į fotodaugintuvo fotokatodą. Idealiu atveju scintiliatoriaus paviršius, kuris atsuktas į fotodaugintuvą, turėtų praleisti visus iš scintiliatoriaus vidaus į jį krintančius fotonus, o visa likusioji scintiliatoriaus paviršiaus dalis turėtų juos visus atspindėti. Tikrovėje šios sąlygos galioja tik apytiksliai, todėl dalis fotonų prarandama dėl sugerties scintiliatoriaus apvalkale arba dėl visiškojo vidaus atspindžio nuo scintiliatoriaus paviršiaus, kuris atsuktas į fotodaugintuvą. Kartais gali pasireikšti ir sugertis paties scintiliatoriaus viduje (pvz., veikiant drėgmei, NaI kristalo skaidrumas mažėja). Apibrėšime „šviesos surinkimo našumą“ η_s :

$$N_s = \eta_s N_f; \quad (4.7.2)$$

čia N_s yra pasiekusių fotokatodą regimosios šviesos fotonų skaičius.

- 3) Pataikę į fotokatodą fotonai išlaisvina iš fotokatodo paviršiaus fotoelektronus (išorinis fotoefektas). Šį vyksmą apibūdina **fotokatodo kvantinis našumas** – iš fotokatodo išlaisvintų elektronų skaičiaus N_e ir į fotokatodą kritusių regimosios šviesos fotonų skaičiaus N_s santykis. Jį žymėsime η_e :

$$N_e = \eta_e N_s. \quad (4.7.3)$$

Paskui elektronų skaičius didėja dėl antrinės elektronų emisijos iš dinodų. Tačiau anodą pasiekusių elektronų skaičius lieka proporcingas iš fotokatodo išlaisvintų fotoelektronų skaičiui. Todėl galima teigti, kad informacijos nešikliai yra tie fotoelektronai. Vadinasi, dydis N_e blyksimojo detektoriaus energinės skyros išraiškoje (3.5.16) reiškia iš fotokatodo išlaisvintų elektronų skaičių N_e :

$$R = 2,35\sqrt{F/\bar{N}_e} = 2,35\sqrt{FW/E}; \quad (4.7.4)$$

čia E yra scintiliatoriuje sugertos energijos kiekis, o W yra vidutinis energijos sumažėjimas vienam sukurtam informacijos nešikliui:

$$W \equiv E/\bar{N}_e. \quad (4.7.5)$$

Vidutinį krintančiosios dalelės energijos sumažėjimą vienam antriniam elektronui scintiliatoriuje žymėsime W_0 :

$$W_0 \equiv E/\bar{N}_0. \quad (4.7.6)$$

Pagal (4.7.1)–(4.7.3)

$$\bar{N}_e = \eta_f \eta_s \eta_e \bar{N}_0 = \eta_f \eta_s \eta_e \frac{E}{W_0}. \quad (4.7.7)$$

Įrašę (4.7.7) į (4.7.5), gauname:

$$W = \frac{E}{\eta_f \eta_s \eta_e \bar{N}_0} = \frac{W_0}{\eta_f \eta_s \eta_e}. \quad (4.7.8)$$

Taigi, minėti trys tarpiniai žingsniai sumažina informacijos nešiklių skaičių $1/(\eta_f \eta_s \eta_e)$ kartų ir tiek pat kartų padidina scintiliatoriuje sugertos energijos dalį, kuri atitinka vieną informacijos nešiklį. Pagal (4.7.4) tai pasireiškia energinės skyros padidėjimu (t. y. pablogėjimu) $1/\sqrt{\eta_f \eta_s \eta_e}$ kartų:

$$R = 2,35\sqrt{\frac{F}{\eta_f \eta_s \eta_e \bar{N}_0}} = 2,35\sqrt{\frac{FW_0}{\eta_f \eta_s \eta_e E}}. \quad (4.7.9)$$

NaI(Tl) kristale fotonų kūrimo našumas η_f artimas vienetui: tipiška vertė yra maždaug 0,8. Daugumos blyksimųjų detektorių η_s taip pat yra artimas vienetui (didesnis už 0,7). Tipiško fotodaugintuvo fotokatodo kvantinis našumas η_e yra 0,2–0,3. Taigi, mažas fotokatodo kvantinis našumas yra svarbiausias iš minėtų trijų veiksnių, kurie didina (blogina) blyksimojo detektoriaus energinę skyrą.

Kitas svarbus veiksnys, dėl kurio blyksimojo detektoriaus energinė skyra yra blogesnė negu puslaidininkinio detektoriaus, yra dideli vidutiniai energijos nuostoliai W_0 , kurie atitinka vieną scintiliatoriuje sukurtą antrinį elektroną. Neorganinio scintiliatoriaus

$$W_0 \approx 3E_g; \quad (4.7.10)$$

čia E_g yra scintiliatoriaus draudžiamosios energijos juostos plotis. Kadangi neorganiniai scintiliatoriai yra dielektrikai, kurių draudžiamosios juostos plotis yra didesnis negu 4 eV, tai W_0 yra kelis kartus didesnis negu puslaidininkinių, kurių E_g yra artimas 1 eV. Pvz., NaI $E_g = 5,9$ eV, todėl $W_0 \approx 20$ eV.

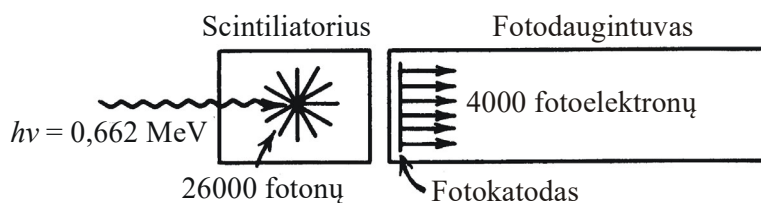
Blyksimojo detektoriaus energinę skyrą taip pat padidina Fano faktorius F . Blyksimųjų detektorių Fano faktorius yra artimas vienetui:

$$F \approx 1. \quad (4.7.11)$$

3.5.4 poskyryje minėta, kad F vertė yra susijusi su vidutine energija W , kuri atitinka vieną informacijos nešiklį. Jeigu W yra daug didesnė už *mažiausią* energiją, kuri reikalinga vienam informacijos nešikliui sukurti, tada skirtingų informacijos nešiklių kūrimas yra Puasono vyksmas. Apskaičiuosime tipišką blyksimojo detektoriaus W vertę. Jeigu $W_0 = 20$ eV, $\eta_f = 0,8$, $\eta_s = 0,75$, $\eta_e = 0,2$, pagal (4.7.8) formulę apskaičiuojame $W \approx 170$ eV. Neorganinio scintiliatoriaus minėtoji mažiausioji energija yra šiek tiek didesnė už draudžiamosios juostos plotį. NaI draudžiamosios juostos plotis yra 5,9 eV. Ši energija yra daug mažesnė už W . Todėl informacijos nešiklių kūrimas blyksimajame detektoriuje yra Puasono vyksmas¹. Puasono vyksmo atveju Fano faktorius yra artimas vienetui. Palyginimas – puslaidininkinių detektorių ir radiacinėje spektroskopijoje naudojamų dujinių detektorių Fano faktorius yra artimas 0,1.

Apskaičiuosime blyksimojo detektoriaus ribinę energinę skyrą. Pvz., tarkime, kad NaI(Tl) kristale sugertoji energija lygi 0,662 MeV (tai yra nuklido ¹³⁷Cs spinduliuojamų γ kvantų energija). Kadangi NaI(Tl) kristale blyksnio našumas lygus 12 %, blyksnio energija yra maždaug 0,12·0,662 MeV \approx 80 keV. Kadangi vieno fotono vidutinė energija yra 3 eV, tai blyksnio fotonų skaičius yra maždaug $8 \cdot 10^4 / 3 \approx 2,6 \cdot 10^4$ fotonų. Jeigu „šviesos surinkimo našumas“ yra 0,75, fotokatodą pasieks $0,75 \cdot 2,6 \cdot 10^4 \approx 2 \cdot 10^4$ fotonų. Jeigu fotokatodo kvantinis našumas yra 20 %, iš fotokatodo bus išlaisvinta $0,2 \cdot 2 \cdot 10^4 = 4000$ fotoelektronų (žr. 4.7 pav.). Šis skaičius – tai dydis N_e , kuris įeina į energinės skyros išraišką (4.7.4). Kadangi $F = 1$, tai šiame pavyzdyje energinė skyra lygi $2,35 / \sqrt{4000} \approx 3,7$ %.

Šiuolaikinių blyksimų detektorių su NaI(Tl) scintiliatoriumi tikroji energinė skyra, detektuojant ¹³⁷Cs spinduliuotę, yra šiek tiek didesnė ir siekia 6–7 %. Palyginimas: germanio puslaidininkinio detektoriaus ribinė energinė skyra tomis pačiomis sąlygomis yra maždaug 0,16 % (tikroji puslaidininkinio detektoriaus energinė skyra gali būti kelis kartus didesnė už ribinę, tačiau neviršija 1 %).



4.7 pav. Fotoelektronų kūrimo NaI(Tl) blyksimajame detektoriuje pavyzdys

5. Gama spektroskopija naudojant blyksimuosius detektorius

5.1. Gama spinduliuotės spektras. Gama spektrometras. Antriniai elektronai

Gama spektrometru (γ spektrometru) vadinamas įrenginys, kuris skirtas γ spinduliuotės spektro matavimui. γ *spinduliuotės spektrą* nusako energijos funkcija, kuri lygi γ kvantų skaičiui, atitinkančiam vienetinį γ kvanto energijos intervalą, t. y. dN/dE (čia N yra γ kvantų skaičius, o E yra γ kvanto energija). Spektro apibūdinimas energijos funkcija dN/dE yra patogiausias, nes ši funkcija pagal savo prasmę yra artimiausia funkcijai, kuri yra tiesiogiai matuojama spektroskopiniais matavimais – diferencialiniam impulsų amplitudžių spektrui (žr. 3.3 poskyrį).

Kaip matome, spinduliuotės spektro apibrėžtis yra panaši į detektoriaus energinės atsako funkcijos apibrėžtį (žr. 3.5.2 poskyrį), tačiau yra du skirtumai: 1) detektoriaus energinės atsako funkcijos apibrėžties N reiškia detektoriaus *impulsų* skaičių (o ne γ kvantų skaičių); 2) detektoriaus energinės atsako funkcijos apibrėžties E reiškia ne tikrąją γ kvanto energiją, o *pagal impulso amplitudę apskaičiuotą* energiją (kuri yra proporcinga impulso amplitudei). Pirmasis skirtumas nėra esminis, nes išėjimo impulsų skaičių lengva susieti su į detektorių pateikusių γ kvantų skaičiumi: šie du skaičiai yra lygūs arba bent proporcingi vienas kitam. Tačiau impulso amplitudę susieti su tikrąja γ kvanto energija yra sudėtingiau. Taip yra dėl dviejų priežasčių – dėl detektoriaus baigtinės energinės skyros ir dėl to, kad γ spinduliuotė yra netiesiogiai jonizuojančioji. Pastaroji γ spinduliuotės savybė reiškia, kad didžiąją dalį jonizacijos vyksmų medžiagoje sąlygoja atomų sąveika ne su krantinčiosios spinduliuotės fotonais (γ kvantais), o su greitaisiais elektronais (arba kai γ kvantų energija yra

¹ Tą patį teiginį galima pagrįsti šiek tiek kitaip. Šiame pavyzdyje fotoelektronus „sukūrusių“ krūvininkų santykinė dalis yra tik $0,8 \cdot 0,75 \cdot 0,2 = 0,12$. T. y. vidutiniškai tik kas aštuntasis scintiliatoriuje atsiradęs krūvininkas (arba sužadintoji molekulė organiniame scintiliatoriuje) „sukuria“ fotoelektroną fotodaugintuve. Todėl skirtingi fotoelektronai atsiranda nepriklausomai vienas nuo kito. Tai yra Puasono vyksmo sąlyga.

pakankamai didelė – su pozitronais), kurie gali atsirasti dėl γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga. Tuos elektronus vadinsime **antriniais elektronais**¹.

Kadangi γ kvantai yra praktiškai „nematomi“ detektoriumi, tai informaciją apie krįntančiąją γ spinduliuotę suteikia tik antriniai elektronai. Elektronai energiją praranda jonizuodami ir sužadindami medžiagos atomus arba dėl stabdomosios spinduliuotės.

Taigi, kad detektorius galėtų būti naudojamas kaip γ spinduliuotės spektrometras, jis turi atlikti dvi funkcijas. Pirma, jis turi „paversti“ γ kvanto energiją vieno arba kelių greitųjų elektronų energija. Antra, jis turi detektuoti tuos elektronus. Toks yra blyksimųjų ir puslaidininkinių γ spinduliuotės spektrometrų veikimo principas (toliau bus kalbama tik apie tokius γ spektrometrus). Jeigu detektorius yra pakankamai didelis, antrinių elektronų (ir jų stabdomosios spinduliuotės) išėjimas iš detektoriaus yra mažai tikėtinas. Iš detektoriaus gali išeiti tik tie elektronai, kurie atsiranda mažesniu už jų siekį atstumu nuo detektoriaus paviršiaus. Vadinasi, kad dauguma antrinių elektronų liktų detektoriuje, reikia, kad detektoriaus matmenys būtų daug didesni už didžiausios energijos antrinių elektronų siekį medžiagoje. Didžiausioji elektronų energija yra artima γ kvanto energijai. Kelių MeV energijos elektrono siekis kietajame kūne yra kelių milimetrų eilės. Stabdomosios spinduliuotės fotonų laisvasis kelias dažniausiai būna dar mažesnis. Vadinasi, kad visa antrinių elektronų energija būtų sugerta detektoriuje, reikia, kad jo matmenys būtų didesni negu 1 cm.

Esant tipiškomis γ kvantų energijoms ($> 0,1$ MeV), dujiniai detektoriai neatitinka anksčiau minėtų γ spektrometro reikalavimų. Visų pirma 1 MeV energijos elektrono siekis normalaus atmosferos slėgio dujose yra keli metrai, todėl įprastiniai dujiniai detektoriai negali sugerti visos antrinių elektronų energijos. Antra, γ kvantai daug dažniau sąveikauja su detektoriaus išoriniu apvalkalu (katodu). Šios sąveikos metu atsiradę elektronai, kurie pasiekė detektoriaus aktyviąją sritį (dujas), dalį energijos praranda katodo medžiagoje. Kadangi ši energijos dalis gali būti įvairi ir praktikoje nebūna žinoma, tai nelieka jokių galimybių susieti antrinių elektronų energiją su krįntančiųjų γ kvantų energija.

5.2. Antrinių elektronų energijos spektras

Remiantis tuo, kas pasakyta 5.1 poskyryje, galima teigti, kad detektorius, kuris naudojamas kaip γ spinduliuotės spektrometras, tikrovėje yra antrinių elektronų spektrometras. Todėl γ spektrometro atsako funkcijos pavidalas apytiksliai atspindi antrinių elektronų energijos spektro pavidalą (detektoriaus atsako funkcijos bendroji apibrėžtis buvo pateikta 3.5.1 ir 3.5.2 poskyriuose). Fotoefektas vyrauja esant mažoms γ kvantų energijoms (iki kelių šimtų keV), Komptono sklaida vyrauja esant tarpinėms energijoms (nuo kelių šimtų keV iki kelių MeV), o elektrono ir pozitrono porų kūrimas vyrauja esant didelėms γ kvantų energijoms (virš 5–10 MeV). Be to, kiekvieno iš šių trijų vyksmų santykinė tikimybė (kitų dviejų vyksmų tikimybės atžvilgiu) priklauso nuo medžiagos atominio numerio Z . Stipriausiai nuo Z priklauso fotoefekto skerspjūvis, kuris yra apytiksliai proporcingas Z^5 . Kaip matysime toliau, γ spektroskopijoje pageidautina turėti kuo didesnę fotoefekto tikimybę, todėl γ spektroskopijai labiausiai tinka detektoriai, kurie pagaminti iš didelio atominio numerio medžiagų.

Išnagrinėsime trijų minėtų vyksmų įtaką antrinių elektronų energijos spektrui. Fotoefekto metu γ kvantas išnyksta ir atsiranda elektronas (fotoelektronas), kurio energija lygi

$$E_f = h\nu - \varepsilon_r; \quad (5.2.1)$$

čia $h\nu$ yra γ kvanto energija, o ε_r yra išlaisvinto elektrono ryšio energija atome. Esant tipiškomis γ kvantų energijoms, fotoelektronas dažniausiai išlaisvinamas iš K sluoksnio, kurio ryšio energija ε_r kinta nuo kelių keV mažo Z medžiagoms iki kelių dešimčių keV didesnio Z medžiagoms. Atsiradusią vakansiją užpildo elektronas iš aukštesniojo elektronų sluoksnio. Šio vyksmo metu išspinduliuojamas būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonas arba Ožė elektronas. Pvz., iš 100 jodo atomų, kurių K sluoksnyje yra vakansija, vidutiniškai 88 atomai išspinduliuoja būdingosios rentgeno spinduliuotės fotoną (likusieji išspinduliuoja Ožė elektroną). Ožė elektronų siekis yra labai mažas (dėl jų mažos energijos), todėl jie praktiškai niekada neišeina iš detektoriaus. Būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonas gali nueiti medžiagoje maždaug 1 mm arba mažesnę atstumą iki sugerties. Tie fotonai

¹ Greitųjų pozitronų energijos perdavimas medžiagai vyksta iš esmės taip pat kaip ir greitųjų elektronų energijos perdavimas medžiagai. Todėl pozitronai, kurie gali atsirasti, jeigu γ kvanto energija yra pakankamai didelė, nebus skiriami nuo elektronų, išskyrus tuos atvejus, kai pozitronų vaidmuo yra kitoks negu elektronų (t. y. kai bus kalbama apie pozitrono ir elektrono anihilaciją).

sugeriami dėl fotoefekto (šio fotoefekto metu elektronai išlaisvinami ne iš K sluoksnio, o iš aukštesniųjų sluoksnių, kurių ryšio energija yra mažesnė už rentgeno fono energiją). Laikysime, kad būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonai taip pat neišeina iš detektoriaus.

Taigi, fotoefekto pasekmė yra ta, kad išlaisvinamas fotoelektronas, kurio energija yra lygi didžiajai daliai γ kvanto energijos (tiksliau, dydžiu ε_r mažesnė už pastarąją), ir vienas arba daugiau mažesnės energijos elektronų, kurių pilnutinė energija yra lygi pirmojo elektrono ryšio energijai ε_r . Jeigu nė vienas iš tų elektronų neišeina iš detektoriaus, tada visų detektoriuje likusių antrinių elektronų pilnutinė energija yra lygi γ kvanto energijai. Todėl fotoefektas idealiai tinka γ kvantų energijos matavimui: jeigu į detektorių krinta monoenerginė γ spinduliuotė, tada visų antrinių elektronų, kurie atsiranda po kiekvieno fotoefekto įvykio, pilnutinės kinetinės energijos skirstinys yra delta funkcijos pavidalo (žr. 5.1a pav.). Maksimumas („smailė“) yra ties krintančiųjų γ kvantų energija $h\nu$. Energinė atsako funkcija būtų tokio pavidalo, jeigu fotoefektas būtų vienintelis γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga vyksmas ir jeigu detektoriaus energinė skyra būtų lygi nuliui.

Komptono sklaidos pasekmė yra Komptono atatrunkos elektrono, kurio energija E_C , ir išsklaidytojo γ spinduliuotės fono, kurio energija $h\nu'$, atsiradimas. Jų abiejų energijų suma yra lygi pradinio fono energijai $h\nu$, t. y.

$$E_C = h\nu - h\nu'. \quad (5.2.2)$$

Išsklaidytojo fono energija $h\nu'$ (kartu ir Komptono atatrunkos elektrono energija E_C) priklauso nuo sklaidos kampo θ (žr. (12.3.1) formules). Kadangi šis kampas gali įgyti visas vertes nuo 0 iki π , tai Komptono atatrunkos elektrono energija gali įgyti visas vertes nuo 0 (kai $\theta = 0$, t. y. kai sklaidos praktiškai nėra) iki didžiausios energijos

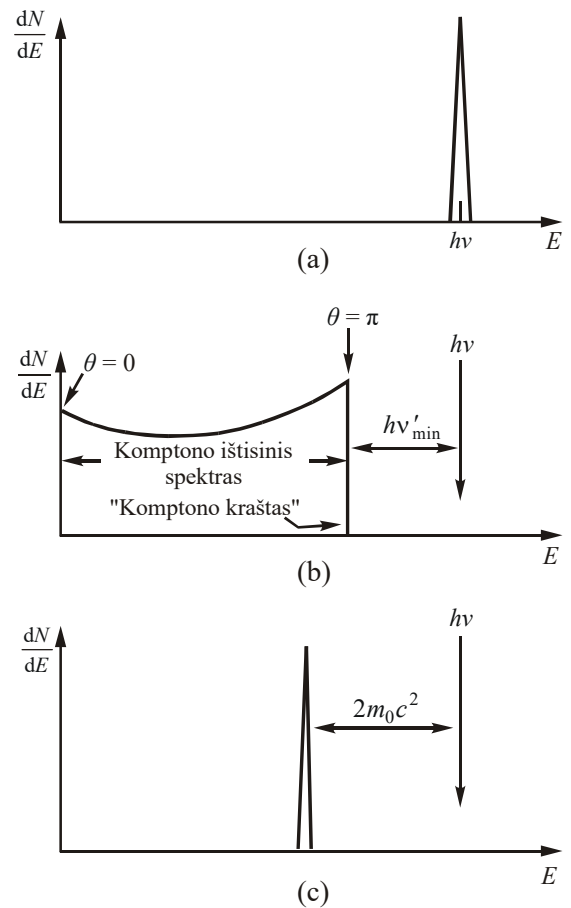
$$E_{C \max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu}}, \quad (5.2.3)$$

kuri pasiekama, kai $\theta = \pi$, t. y. kai smūgis yra centrinis ir fotonas pakeičia judėjimo kryptį į priešingą, o atatrunkos elektronas juda ta pačia kryptimi, kuria iki susidūrimo judėjo fotonas. Taigi, Komptono atatrunkos elektronų energijos spektras yra ištisinis. Pagal Komptono sklaidos diferencialinio skerspjuvio teorinę išraišką (12.3.23) atatrunkos elektronų energijos spektras turėtų būti maždaug tokio pavidalo kaip pavaizduota 5.1b pav. Detektoriaus energinė atsako funkcija būtų tokio pavidalo, jeigu Komptono sklaida būtų vienintelis γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga vyksmas ir jeigu kiekvienas γ kvantas detektoriaus medžiagoje būtų sklaidomas tik vieną kartą. Pagal (5.2.2) skirtumas tarp γ kvantų pradinės energijos $h\nu$ ir Komptono atatrunkos elektrono didžiausios energijos $E_{C \max}$ yra lygus mažiausiai išsklaidytojo γ kvanto energijai:

$$h\nu'_{\min} = h\nu - E_{C \max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu}}. \quad (5.2.4)$$

Kai pradinė γ kvantų energija yra daug didesnė už elektrono rimties energiją ($h\nu \gg m_0 c^2$), šis energijų skirtumas artėja prie pastovios vertės

$$h\nu'_{\min} = m_0 c^2 / 2 \quad (= 0,256 \text{ MeV}). \quad (5.2.5)$$



5.1 pav. Po įvairių vyksmų atsiradusių antrinių elektronų energijos spektrai: (a) po fotoefekto; (b) po vienkartinės Komptono sklaidos; (c) po elektrono ir pozitrono poros kūrimo ir abiejų anihilacinių fotonų nuotėkio

Komptono atatrunkos elektronų energijos spektras kartais vadinamas „*Komptono ištisiniu spektru*“ (angl. *Compton continuum*), o jo kraštas iš didelių energijų pusės vadinamas „*Komptono kraštu*“ (angl. *Compton edge*).

Kadangi dauguma elektronų priklauso atomams (nėra laisvi), tai anksčiau pateikta Komptono sklaidos analizė yra tiksli tik tada, kai γ kvantų energija yra daug didesnė už atomo elektrono ryšio energiją. Esant mažoms krintančiųjų γ kvantų energijoms, elektronų ryšio energija gali turėti įtakos Komptono ištisinio spektro pavidalui. Ji pasireiškia tuo, kad „suapvalinamas“ aštrus kampas didelių energijų srityje (žr. 5.1b pav.) ir Komptono krašto kritimas tampa ne toks staigus. Taip yra dėl to, kad, esant mažai γ kvanto energijai, jau negalima nepaisyti elektrono judesio kiekio neapibrėžtumo atome. T. y. jau negalima teigti, kad elektronas prieš sąveiką nejuda. Tada išsklaidytojo γ kvanto ir atatrunkos elektrono energijos, įvykus sklaidai duotuoju kampu θ , gali būti ir didesnės, ir mažesnės už vertes, kurias nusako (12.3.1) pirmoji ir antroji lygtys, priklausomai nuo elektrono pradinės judėjimo krypties ir greičio. Tačiau praktikoje šį efektą dažnai būna sunku pastebėti dėl detektoriaus baigtinės energinės skyros, kuri gali pasireikšti dar didesniu kampu „suapvalinimu“.

Elektrono ir pozitrono porų kūrimo pasekmė yra ta, kad atomo branduolio elektriniame lauke γ kvantas išnyksta ir atsiranda elektrono ir pozitrono pora. Šis vyksmas tampa galimas, tik kai γ kvanto energija $h\nu$ tampa didesnė už $2m_0c^2 = 1,02$ MeV. Tada atsiradusių elektrono ir pozitrono kinetinių energijų suma yra mažesnė už γ kvanto energiją dydžiu $2m_0c^2$:

$$E_+ + E_- = h\nu - 2m_0c^2; \quad (5.2.6)$$

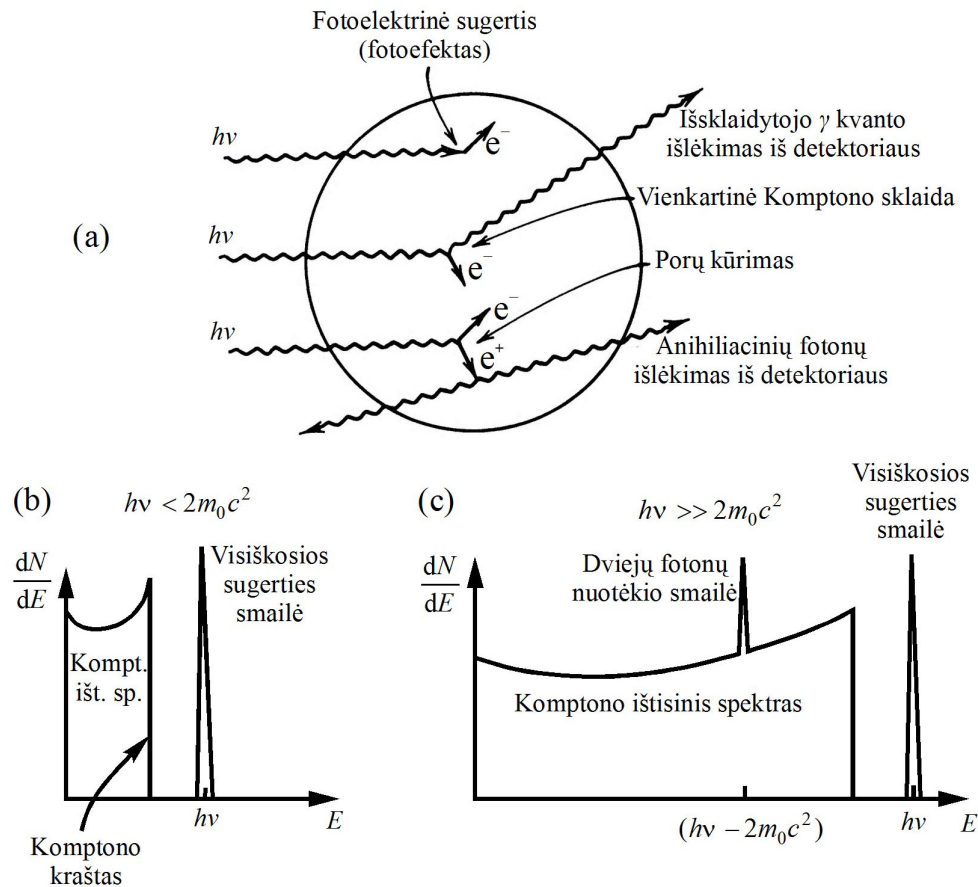
čia E_- yra elektrono energija, o E_+ yra pozitrono energija. Taigi, šiuo atveju kaip ir fotoefekto atveju visa detektoriuje sugertoji antrinių elektronų energija yra tiksliai apibrėžta. Todėl visų antrinių elektronų, kurie atsiranda po kiekvieno porų kūrimo vyksmo, pilnutinės kinetinės energijos skirstinys taip pat yra delta funkcijos pavidalo kaip parodyta 5.1c pav. Smailė yra ties elektrono ir pozitrono poros energija, kurią nusako (5.2.6) reiškinys. Detektoriaus energinė atsako funkcija būtų tokio pavidalo kaip parodyta 5.1c pav., jeigu elektrono ir pozitrono porų kūrimas būtų vienintelė γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga pasekmė ir jeigu detektoriaus energinė skyra būtų lygi nuliui.

Tačiau pozitrono gyvavimo trukmė medžiagoje yra baigtinė: kai pozitrono energija sumažėja iki šiluminės energijos, pozitronas anihilioja su medžiagos elektronu (šio vyksmo lygtis yra (8.6.7)). Tada jie abu išnyksta, o vietoj jų atsiranda du fotonai, kurių kiekvieno energija lygi $m_0c^2 = 0,511$ MeV (*anhiliacinė spinduliuotė* arba *anhiliaciniai fotonai*). Kadangi pozitrono lėtėjimo trukmė yra maža, tai anihiliacinė spinduliuotė atsiranda praktiškai tuo pačiu momentu kaip ir elektrono bei pozitrono pora. Kad porų kūrimas pasireikštų tik viena smaile, kuri pavaizduota 5.1c pav., reikia, kad abu anihiliaciniai fotonai išeitų iš detektoriaus nepraradę jame energijos. Todėl detektoriaus energinės atsako funkcijos smailė, kurios energija yra dydžiu $2m_0c^2 = 1,02$ MeV mažesnė už krintančiųjų γ kvantų energiją, yra vadinama „dviejų fotonų nuotėkio smaile“ (angl. *double escape peak*).

5.3. Įvairių matmenų detektorių atsako funkcijos pavidalas

Dviejuose iš trijų anksčiau minėtų γ spinduliuotės sąveikos su medžiaga vyksmų – Komptono sklaidos metu ir elektrono bei pozitrono poros kūrimo metu – atsiranda *antrinė γ spinduliuotė*. Komptono sklaidos metu antrinė spinduliuotė – tai išsklaidytoji γ spinduliuotė, o elektrono ir pozitrono porų kūrimo metu antrinė spinduliuotė – tai anihiliacinė spinduliuotė. Detektoriaus atsako funkcijos pavidalas priklauso nuo to, kokią dalį energijos detektoriaus medžiagoje praranda šie antriniai γ kvantai. Antrinių γ kvantų energijos nuostoliai priklauso nuo detektoriaus matmenų. Išnagrinėsime tris atvejus – „mažas“ detektorius, didelis detektorius ir tarpinių matmenų detektorius.

Visų pirma išnagrinėsime ribinį atvejį – kai detektoriaus matmenys yra maži, palyginti su antrinių γ kvantų vidutiniu laisvuju keliu. Kadangi antrinių γ kvantų laisvasis kelias kietajame kūne dažniausiai yra kelių centimetrų eilės, „mažumo“ sąlyga reiškia, kad detektoriaus matmenys turi būti (1–2) cm arba mažesni. Tada detektoriaus energinė atsako funkcija yra 5.1 pav. pavaizduotų spektrų sanklota (jeigu nepaisysime smailių išplitimo dėl detektoriaus baigtinės energinės skyros). Jeigu γ kvanto energija $h\nu$ yra mažesnė už $2m_0c^2$, tada atsako funkciją sudaro Komptono ištisinis spektras ir visiškios sugerties smailė (žr. 5.2b pav.). Mažame detektoriuje plotų po visiškios sugerties smaile ir Komptono ištisiniu spektru santykis yra lygus fotoefekto ir Komptono sklaidos skerspjūvių santykiui. Jeigu γ kvanto energija yra daug didesnė už $2m_0c^2$, tada gali būti ir dviejų fotonų nuotėkio smailė kaip parodyta 5.2c pav.

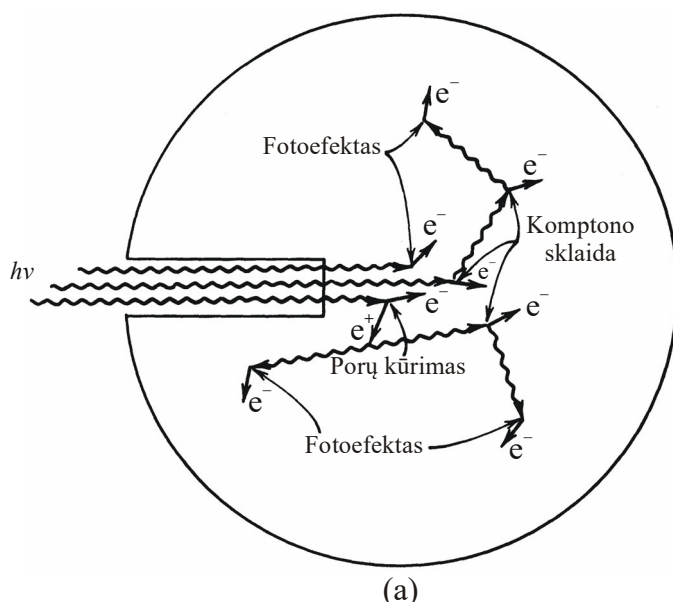


5.2 pav. „Mažo detektoriaus“ ribinis atvejis γ spektroskopijoje. (a) Sąveikos vyksmai, kurie vyksta mažame detektoriuje; (b) atsako funkcija, kai antriniai elektronai atsiranda tik dėl Komptono sklaidos ir fotoefekto; (c) atsako funkcija, kai kartu su Komptono sklaida ir fotoefektu vyksta ir elektrono-pozitrono porų kūrimas

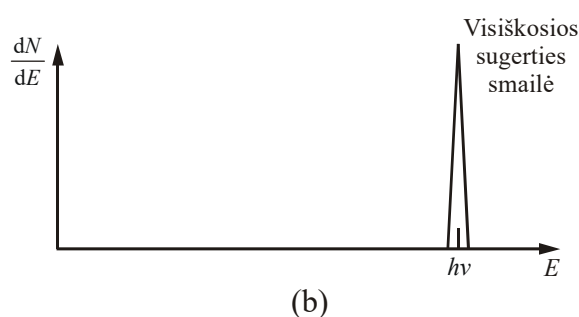
Priešingas ribinis atvejis yra toks. Tarkime, kad γ kvantai atsiranda labai didelio detektoriaus centre, pvz., naudojant tokią matavimų geometriją kaip parodyta 5.3a pav. Detektoriaus matmenys yra tokie dideli, kad visi antriniai γ kvantai taip pat sąveikauja su detektoriaus aktyviuoju tūriu ir nė vienas iš jų neišvengiamai iš detektoriaus. Kad taip būtų, esant tipiškomis γ kvantų energijoms (500 keV – 5 MeV), detektoriaus matmenys turi viršyti kelias dešimtis centimetrų. Kai kurios galimos γ kvanto sąveikos su detektoriumi vyksmų sekos yra parodytos 5.3a pav. Pvz., jeigu pirmasis sąveikos vyksmas yra Komptono sklaida, tada išsklaidytasis γ kvantas vėliau sąveikaus su detektoriaus medžiaga kitame jo taške. Šis sąveikos vyksmas taip pat gali būti Komptono sklaida. Tokiu atveju atsiranda kitas antrinis γ kvantas, kurio energija yra dar mažesnė. Galų gale įvyksta fotoefektas ir duotoji vyksmų seka užsibaigia.

Svarbu turėti omenyje, kad visa ši vyksmų įvykių seka trunka labai trumpai. Krintantysis ir antriniai γ kvantai juda šviesos greičiu. Jeigu vidutinis antrinių γ kvantų kelias detektoriaus medžiagoje yra 10 cm eilės, tada visas laikas nuo pirminio γ kvanto patekimo į detektorių iki paskutiniojo antrinio γ kvanto sugerties yra mažesnis už 10^{-9} s. Šis laikas yra daug mažesnis už visų praktikoje naudojamų γ spinduliuotės detektorių atsako trukmę. Todėl galima laikyti, kad visi Komptono atatrunkos elektronai ir paskutinis fotoelektronas atsiranda praktiškai vienu laiko momentu. Taigi, detektoriaus išėjimo impulsas yra suma impulsų, kuriuos sukeltų kiekvienas duotosios įvykių sekos antrinis elektronas. Jeigu detektoriaus atsakas į vieną elektroną yra proporcingas to elektrono energijai, tada pilnutinio impulso amplitudė yra proporcinga *pilnutinei* visų antrinių elektronų energijai. Kadangi teigiame, kad visa pirminio γ kvanto energija lieka detektoriuje, pilnutinė antrinių elektronų energija yra lygi pirminio γ kvanto energijai, kad ir kokia sudėtinga būtų jo energijos perdavimo detektoriaus medžiagai istorija.

Ta pati išvada galioja ir sąveikos vyksmų sekai, kurioje susidaro elektrono ir pozitrono pora. Du anihiliaciniai fotonai sąveikauja su detektoriaus medžiaga dėl Komptono sklaidos arba fotoefekto. Jeigu detektorius yra pakankamai didelis, tada elektrono ir pozitrono poros bei visų vėliau atsiradusių



(a)



(b)

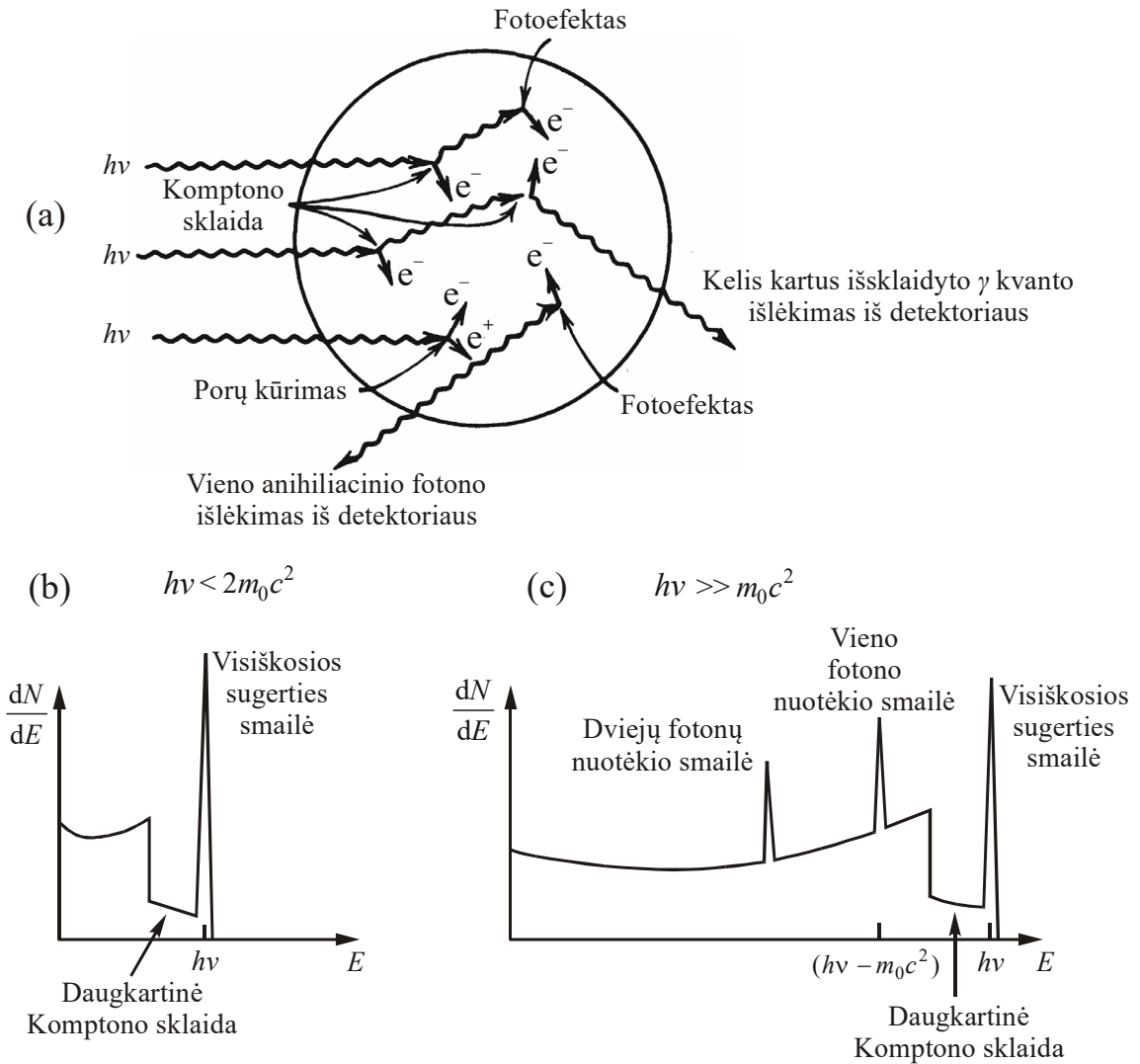
5.3 pav. „Didelio detektoriaus“ ribinis atvejis γ spektroskopijoje. (a) Kai kurios γ kvanto sąveikos su dideliu detektoriumi vyksmų sekos. Visi γ kvantai nepriklausomai nuo to, kokia sudėtinga buvo jų sąveikos su detektoriumi istorija, perduoda visą savo energiją $h\nu$ detektoriaus medžiagai. (b) Didelio detektoriaus atsako funkcija

Komptono atatrunkos elektronų ir dviejų fotoelektronų kinetinių energijų suma yra lygi pirminio γ kvanto energijai. Taigi, detektoriaus atsakas vėl yra proporcingas pirminio γ kvanto energijai.

Vadinasi, jeigu detektorius yra pakankamai didelis ir jeigu jo atsako funkcija yra proporcinga elektrono kinetinei energijai, tada impulso amplitudė yra vienoda visiems vienodos energijos pirminiams γ kvantams nepriklausomai nuo jų sąveikos su detektoriaus medžiaga istorijos. Tai reiškia, kad detektoriaus atsako funkciją sudaro viena smailė – visiškios sugerties smailė (žr. 5.3b pav.). Taigi, didelio detektoriaus atsako funkcija yra daug paprastesnė negu mažo (plg. su 5.2b ir 5.2c pav.). Sudėtingus γ spektrus, kuriuos sudaro daug skirtingų energijų, daug lengviau tirti, kai atsako funkcija sudaryta iš vienos aštrios smailės. Todėl didelis detektorius labiau tinka γ spektroskopijai negu mažas.

Praktinių detektorių, kurie naudojami γ spektroskopijoje, matmenys yra tarp dviejų anksčiau išnagrinėtų ribinių atvejų. Be to, įprastinėmis sąlygomis γ kvantai krinta į detektoriaus išorinį paviršių (o ne į detektoriaus tūrio centrą kaip 5.3a pav.). Todėl net ir labai didelio detektoriaus atveju kai kurie Komptono sklaidos arba elektrono ir pozitrono porų kūrimo vyksmai būna arti detektoriaus paviršiaus ir kai kurie antriniai γ kvantai išeina iš detektoriaus. Dėl šių priežasčių tikruose detektoriuose dalies antrinių γ kvantų energija yra sugerama, o kita dalis palieka detektorius. Atitinkamai tikrųjų detektorių atsako funkcija turi kai kurių naujų bruožų, kurie susiję su *daline* antrinių γ kvantų energijos sugertimi. Kai kurios sąveikos įvykių sekos, kurios atspindi tarpinių matmenų detektorių ypatybes, ir atitinkamos atsako funkcijos yra parodytos 5.4 pav.

Kaip matome 5.4b pav., jeigu elektrono ir pozitrono porų kūrimas nėra žymus, tada tarpinių matmenų detektoriaus atsako funkcijos pagrindinės sritys yra tos pačios kaip ir mažų matmenų detektoriaus: tai yra visiškios sugerties smailė ir Komptono ištisinis spektras. Tačiau, palyginus su 5.2b pav. atveju, akivaizdu, kad ploto po visiškios sugerties smaile ir ploto po Komptono ištisiniu spektru santykis yra didesnis. Taip yra dėl to, kad visiškios sugerties smailė dabar atspindi ne tik tuos γ kvantus, kurių sąveika su detektoriumi pasireiškė vieninteliu fotoefekto vyksmu, bet ir tuos γ kvantus, kurie iki fotoefekto dar buvo vieną arba daugiau kartų išsklaidyti. Kita 5.4b pav. pavaizduotos atsako funkcijos ypatybė yra ta, kad tarpas tarp Komptono krašto ir visiškios sugerties smailės yra iš dalies „užpildytas“. Taip yra todėl, kad pilnutinė dviejų arba didesnio skaičiaus Komptono atatrunkos elektronų energija gali būti didesnė už didžiausią galimą vieno atatrunkos



5.4 pav. Tarpinių matmenų detektoriaus atvejis γ spektroskopijoje. (a) Kai kurios γ kvanto sąveikos su detektoriumi vyksmų sekos. Tarpinių matmenų detektoriaus ypatybė yra *dalinė* antrinių γ kvantų energijos sugertis (t. y. daugkartinė Komptono sklaida, po kurios γ kvantas išlekia iš detektoriaus, arba anihiliacinių γ kvantų Komptono sklaida, po kurios jie išlekia iš detektoriaus, arba tik vieno iš dviejų anihiliacinių γ kvantų sugertis). (b) Atsako funkcija, kai antriniai elektronai atsiranda tik dėl Komptono sklaidos ir fotoefekto; (c) atsako funkcija, kai kartu su Komptono sklaida ir fotoefektu yra svarbus ir elektrono-pozitrono porų kūrimas

elektrono energiją $E_{C \max}$, kurią nusako (5.2.3) reiškinys. Todėl, jeigu γ kvantas buvo du arba daugiau kartų išsklaidytas, o paskui paliko detektorių, tada pilnutinė antrinių elektronų energija gali atsidurti tarp vertės $E_{C \max}$ ir $h\nu$.

Jeigu pirminio γ kvanto energija yra tokia didelė, kad yra didelė elektrono ir pozitrono porų kūrimo tikimybė, tada tarpinių matmenų detektoriuje anihiliaciniai fotonai gali būti arba visiškai sugerti (kaip dideliame detektoriuje), arba iš dalies sugerti, arba iš viso nesąveikauti su detektoriaus medžiaga (kaip mažame detektoriuje). Jeigu jie nesąveikauja su detektoriumi, tada, kaip ir mažo detektoriaus atveju, atsiranda dviejų fotonų nuotėkio smailė (žr. 5.4c pav.). Jeigu vienas arba abu anihiliaciniai fotonai yra išsklaidomi, o paskui vienas jų arba jie abu išeina iš detektoriaus, tada pilnutinė antrinių elektronų energija būna tarp visiškosios sugerties smailės ir dviejų anihiliacinių fotonų išėjimo smailės. Jeigu vienas anihiliacinis fotonas yra visiškai sugeriamas, o kitas išeina iš detektoriaus be sąveikos su jo medžiaga, atsiranda „vieno fotonų nuotėkio smailė“ (angl. *single escape peak*). Šios smailės padėtis spektre yra ties energija, kuri yra dydžiu $m_0c^2 = 0,511$ MeV mažesnė už γ kvanto energiją $h\nu$ (žr. 5.4c pav.).

5.4. Kiti veiksniai, kurie turi įtakos detektoriaus atsako funkcijai

5.4.1. Antrinių elektronų nuotėkis

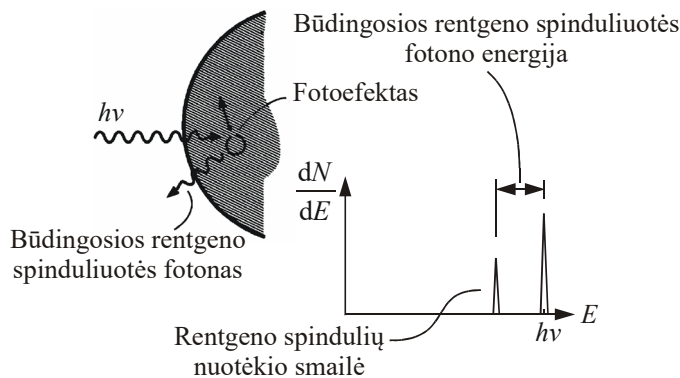
Jeigu detektorius nėra daug didesnis už tipiškus antrinių elektronų siekius, tada didelė antrinių elektronų dalis gali išeiti iš detektoriaus. Tada pilnutinė detektoriuje sugertoji energija (ir išėjimo impulso amplitudė) sumažėja. Šis efektas labiau pasireiškia, kai γ spinduliuotės fotonų energija yra didelė, nes tada antrinių elektronų energijos yra didesnės, todėl ir jų siekiai yra didesni. Dėl šio antrinių elektronų nuotėkio atsako funkcijos pavidalas pasikeičia: Komptono ištisiniam spektre padaugėja mažos amplitudės impulsų ir sumažėja didelės amplitudės impulsų. Be to, sumažėja visiškios sugerties smailė, nes dalis antrinių elektronų, kurie atsiranda visiškai sugertųjų γ kvantų sąveikos su detektoriumi vyksmų sekoje, išeina iš detektoriaus (t. y., nors γ kvantas buvo visiškai sugertas detektoriuje, tačiau detektoriuje likęs energijos kiekis gali būti mažesnis už $h\nu$).

5.4.2. Stabdomosios spinduliuotės nuotėkis

5.1 poskyryje minėta, kad antriniai elektronai dalį energijos praranda dėl stabdomosios spinduliuotės. Energijos nuotėkis iš detektoriaus dėl stabdomosios spinduliuotės sparčiai didėja didėjant elektrono energijai. Viena iš šio didėjimo priežasčių yra ta, kad, didėjant elektrono energijai, didėja radiacinė ilginė stabdymo geba (žr. (12.2.25) formulę). Kita priežastis yra ta, kad, didėjant elektrono energijai, didėja vidutinė stabdomosios spinduliuotės fotonų energija, todėl didėja jų laisvasis kelias ir išėjimo iš detektoriaus tikimybė. Todėl stabdomoji spinduliuotė tampa pagrindine antrinių elektronų energijos nuotėkio iš detektoriaus priežastimi, kai antrinių elektronų energija viršija kelis MeV. Stabdomosios spinduliuotės intensyvumas yra tiesiog proporcingas medžiagos atominio numerio kvadratui Z^2 (žr. (12.2.26) ir (12.2.27) formules), todėl šis veiksnys yra svarbesnis detektoriuose, kurie pagaminti iš didelio Z medžiagų. Stabdomosios spinduliuotės nuotėkio poveikis detektoriaus atsako funkcijai yra toks pat kaip antrinių elektronų nuotėkio (žr. 5.4.1 poskyrį).

5.4.3. Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis

Fotoefekto metu atomas dažnai išspinduliuoja būdingosios rentgeno spinduliuotės fotoną (žr. 5.2 poskyrį). Dažniausiai to fono energija yra sugerama arti sąveikos taško. Tačiau, jeigu fotoefektas sukliamas arti detektoriaus paviršiaus, tada rentgeno fotonas gali išlėkti iš detektoriaus be sąveikos su detektoriaus medžiaga (žr. 5.5 pav.). Tada detektoriuje likęs energijos kiekis sumažėja dydžiu, kuris lygus rentgeno fono energijai. Atitinkamai spektre atsiranda dar viena smailė, kuri atitinka energiją $h\nu - h\nu_r$, kur $h\nu_r$ yra rentgeno fono energija (žr. 5.5 pav.). Tokios smailės vadinamos „rentgeno spindulių nuotėkio smailėmis“ (angl. *X-ray escape peaks*). Jos tampa ryškios esant mažoms γ kvantų energijoms ir dideliems detektoriaus paviršiaus ploto ir tūrio santykiams.



5.5 pav. Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis ir atitinkama γ spektrometro atsako funkcijos smailė

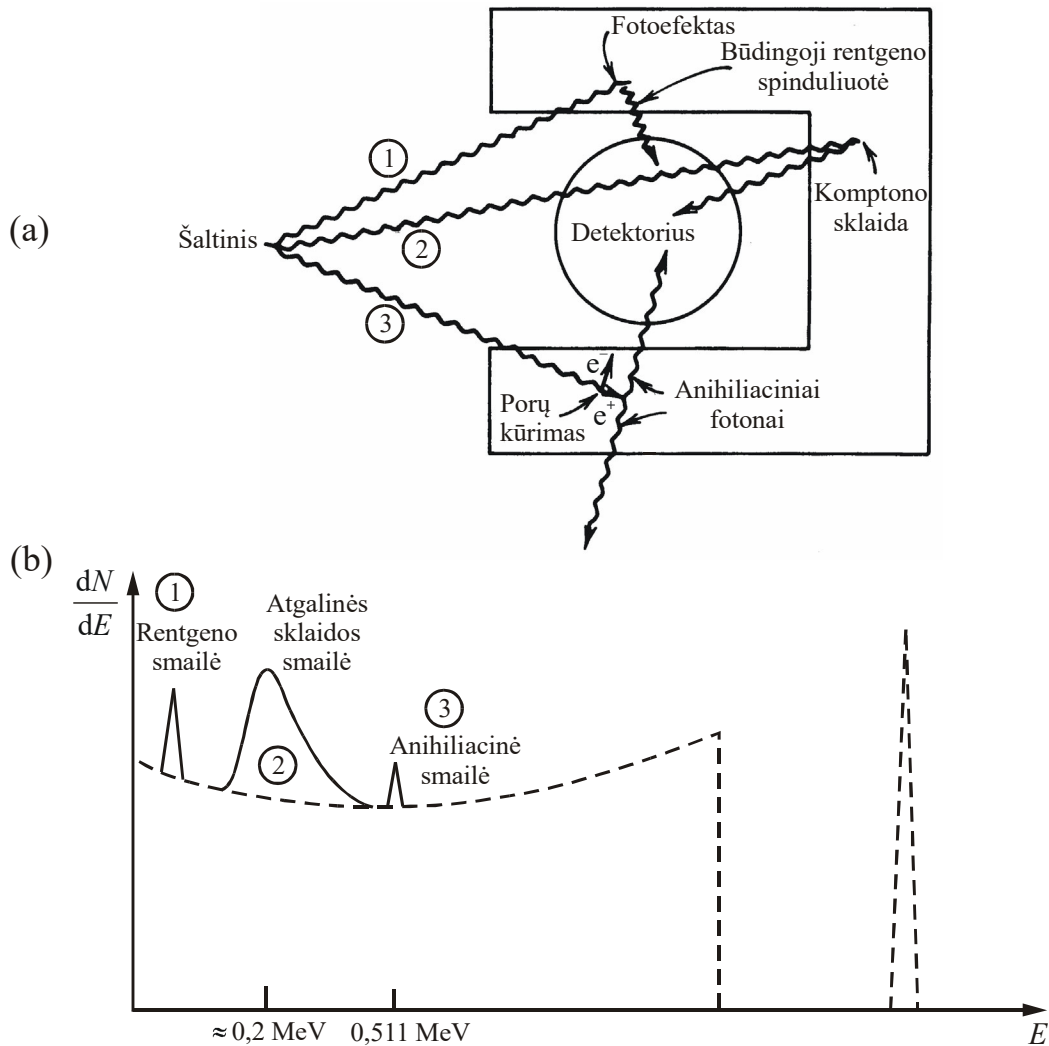
5.4.4. Detektoriaus ir radioaktyviojo šaltinio aplinkos įtaka

Detektorių ir radioaktyvųjų šaltinių supančios medžiagos (pvz., detektoriaus korpusas ir radioaktyviojo šaltinio apvalkalas) gali turėti įtaką matuojamam detektoriaus impulsų amplitudžių spektrui, nes visos tos medžiagos gali tapti antrinės spinduliuotės šaltiniais. Jeigu ta antrinė spinduliuotė gali pasiekti detektorių, tada ji gali pakeisti matuojamo amplitudžių spektro pavidalą. Galimieji antrinės spinduliuotės šaltiniai detektoriaus aplinkoje yra parodyti 5.6a pav. Svarbiausias iš jų yra γ spinduliuotės **Komptono atgalinė sklaida**. Jos esmė yra ta, kad γ kvantas yra iš pradžių išsklaidomas detektorių supančiose medžiagose ir tik paskui sąveikauja su detektoriaus medžiaga. Atgalinė sklaida pasireiškia tuo, kad impulsų amplitudžių spektre atsiranda maksimumas ties 0,2–0,25 MeV energija (žr. 5.6b pav.). Šis maksimumas atsiranda todėl, kad didesniais kaip 120° kampais išsklaidytų γ kvantų energija palyginti silpnai priklauso nuo sklaidos kampo ir yra artima mažiausiai energijai $h\nu'_{\min}$, kurią nusako (5.2.4) formulė. Didėjant γ kvanto pradinei energijai $h\nu$,

mažiausioji išsklaidytojo γ kvanto energija $h\nu'_{\min}$ didėja, asimptotiškai artėdama prie $m_0c^2/2 = 256$ keV. Kai $h\nu > 0,5$ MeV, $h\nu'_{\min} = (0,17-0,25)$ MeV, todėl atgalinės sklaidos maksimumas būna maždaug ties 0,2 MeV energija.

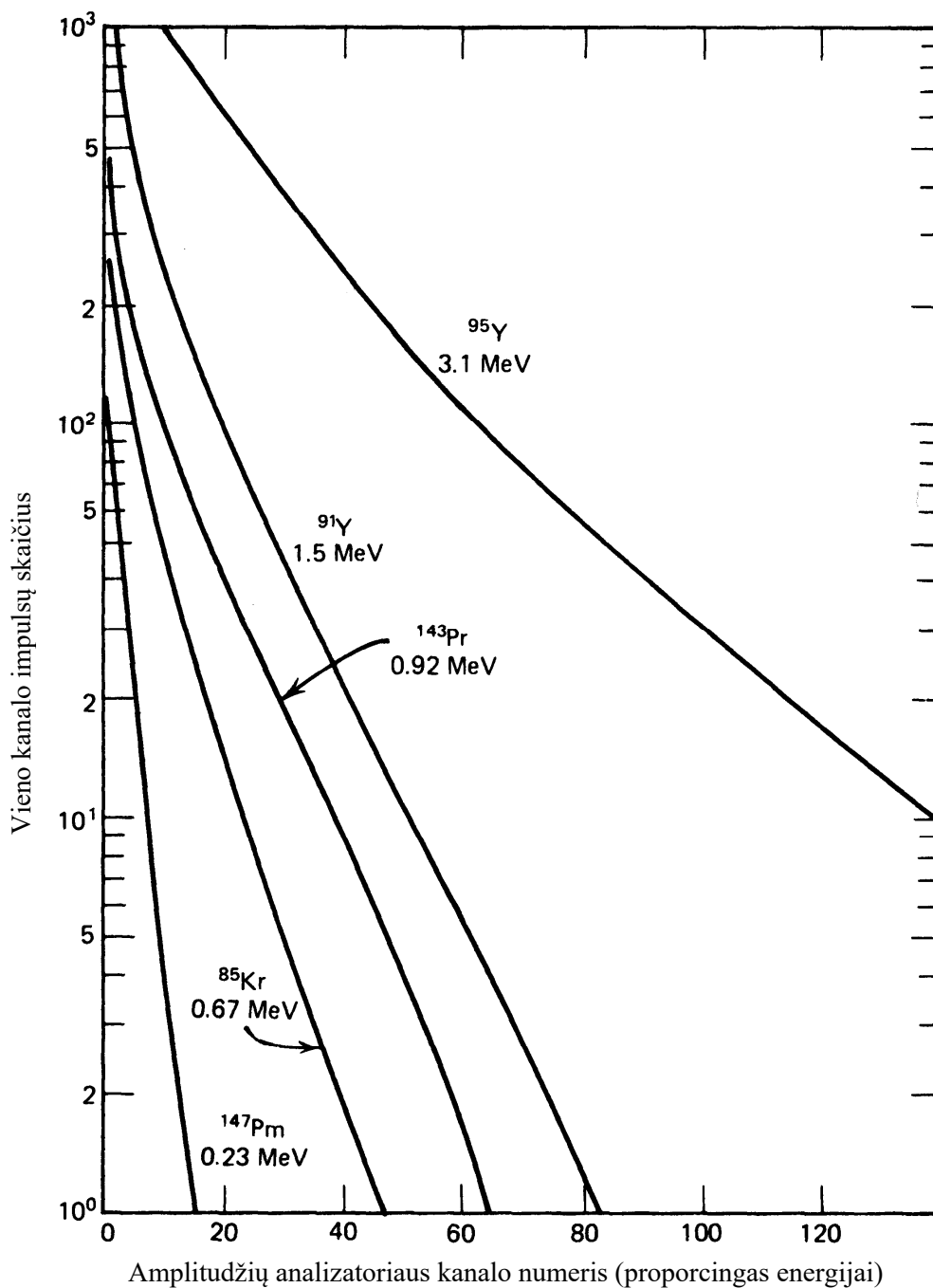
Kartu su Komptono atgalinės sklaidos smaile impulsų amplitudžių spektre gali matyti būdingosios rentgeno spinduliuotės smaile, kurią sąlygoja būdingoji rentgeno spinduliuotė po fotoefekto aplinkinėse medžiagose, ir anihiliacinė smaile, kurią sąlygoja porų kūrimas ir pozitrono anihiliacija aplinkinėse medžiagose (žr. 5.6 pav.).

Be to, anihiliacinė smaile atsiranda ir tuo atveju, kai tiriamąjį γ spinduliuotės šaltinį sudaro β^+ radioaktyvusis nuklidas. Tokio nuklido pavyzdys yra Na^{22} . Tada didžioji dalis pozitronų, kuriuos spinduliuoja toks šaltinis, anihiliuoja šaltinio apvalkale. Todėl toks šaltinis spinduliuoja ir anihiliacinę spinduliuotę, kuri pasireiškia ryškia anihiliacine smaile išmatuotame amplitudžių spektre.



5.6 pav. Detektorių supančių medžiagų įtaka detektoriaus atsako funkcijai. (a) Kai kurie γ kvantų sąveikos su aplinkiniais objektais vyksmai; (b) atitinkami požymiai detektoriaus atsako funkcijoje

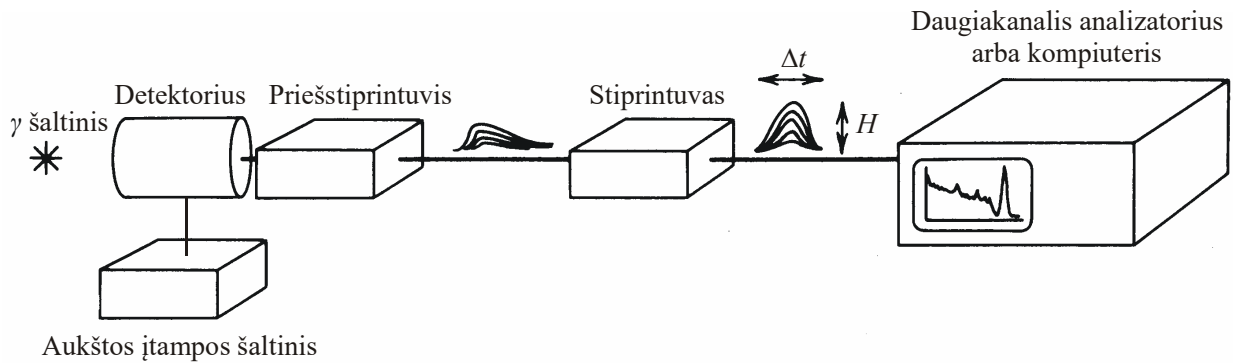
Dauguma įprastinių γ spinduliuotės šaltinių yra gaminami iš β^- radioaktyvios medžiagos. Šaltinio apvalkalas dažniausiai būna pakankamai storas, kad β dalelės nepasiektų detektoriaus. Tačiau β dalelių sugerties metu atsiranda stabdomoji spinduliuotė, kuri gali pasiekti detektorių ir turėti įtakos išmatuotam spektrui. Stabdomosios spinduliuotės fotonų energijos spektras yra ištisinis ir mažėja didėjant fotono energijai (žr. 5.7 pav.). Todėl stabdomoji spinduliuotė labiausiai pasireiškia išmatuotojo spektro mažų energijų krašte.



5.7 pav. Stabdomosios spinduliuotės spektrai stabdant β daleles su duotomis didžiausiomis energijomis (iš R. K. Heath, *Scintillation spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalogue*, IDO-16880, Vols. 1 and 2, 1964)

5.5. Gama spektrometro sandara ir pagrindiniai parametrai

γ kvantų energijos matavimui panaudojamas detektoriaus išėjimo impulso amplitudės proporcingumas γ kvanto energijos nuostoliams medžiagoje. γ kvanto energija nustatoma pagal visiškios sugerties smailę atitinkančių impulsų amplitudę. Taigi, γ spektrometras tiesiogiai matuoja ne energijos spektrą, o impulsų amplitudžių spektrą (žr. 3.3 poskyrį). Impulsų amplitudžių spektras matuojamas specialiais prietaisais – **amplitudžių analizatoriais**, taip pat vadinamais **daugiakanaliais analizatoriais**. Daugiakanalį analizatorių galima išivaizduoti kaip keletą turinčių bendrą įėjimą skaitiklių, kurių kiekvienas skaičiuoja tik tuos impulsus, kurių amplitudės priklauso tam tikram siauram intervalui, kuris vadinamas **kanalu**. Kanalai yra vienodo pločio, nepersikloja vienas su kitu, o tarp jų nėra tarpų. Todėl, kai į daugiakanalio analizatoriaus įėjimą patenka įtampos impulsas, kurio amplitudė yra tarp pirmojo kanalo apatinio krašto (t. y. mažiausios įtampos, kurią gali užregistruoti analizatorius) ir paskutiniojo kanalo viršutinio krašto (t. y. didžiausios įtampos), tada ta amplitudė



5.8 pav. Paprasčiausio γ spektrometro sandara. Priešstiprintuvio išėjimo impulsai dažniausiai turi trumpą (10^{-9} s eilės) priekinį frontą, ilgą ($(5-10) \cdot 10^{-5}$ s trukmės) užpakalinį frontą ir mažą amplitudę (kelių milivoltų eilės). Stiprintuvo išėjimo impulsai yra simetriškesni, jų trukmė (Δt) yra 10^{-6} s eilės, o amplitudė (H) yra kelių voltų eilės

būtinai priklauso vienam (ir *tik* vienam) kanalui. T. y. tokį impulsą užregistruoja vienas iš minėtųjų skaitiklių. Taigi, daugiakanalis analizatorius rūšiuoja impulsus pagal jų amplitudes. Taip matuojamas **impulsų amplitudžių spektras** – amplitudės funkcija $\delta N / \delta H$, kur δN yra kiekvieną kanalą atitinkantis impulsų skaičius, o δH yra kanalo plotis. Amplitudės matavimo vienetą patogiu pasirinkti lygų kanalo pločiui. Tada $\delta H = 1$, $\delta N / \delta H = \delta N$, o amplitudė H yra lygi kanalo numeriui.

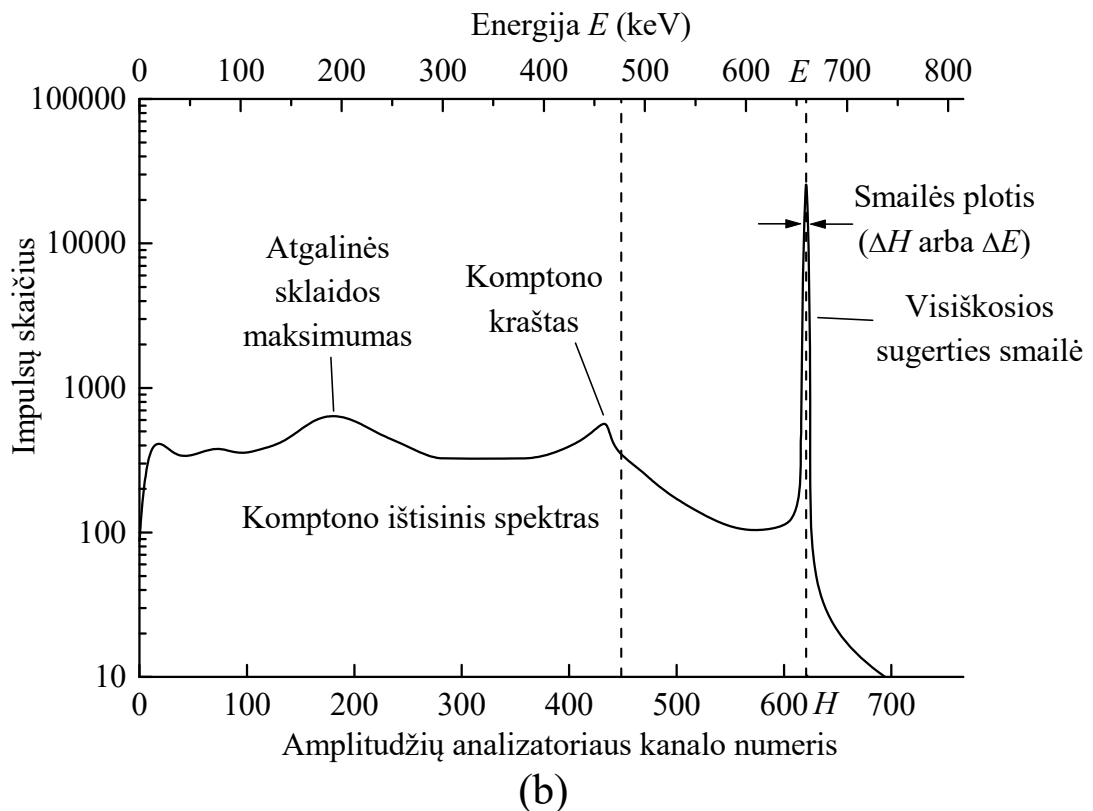
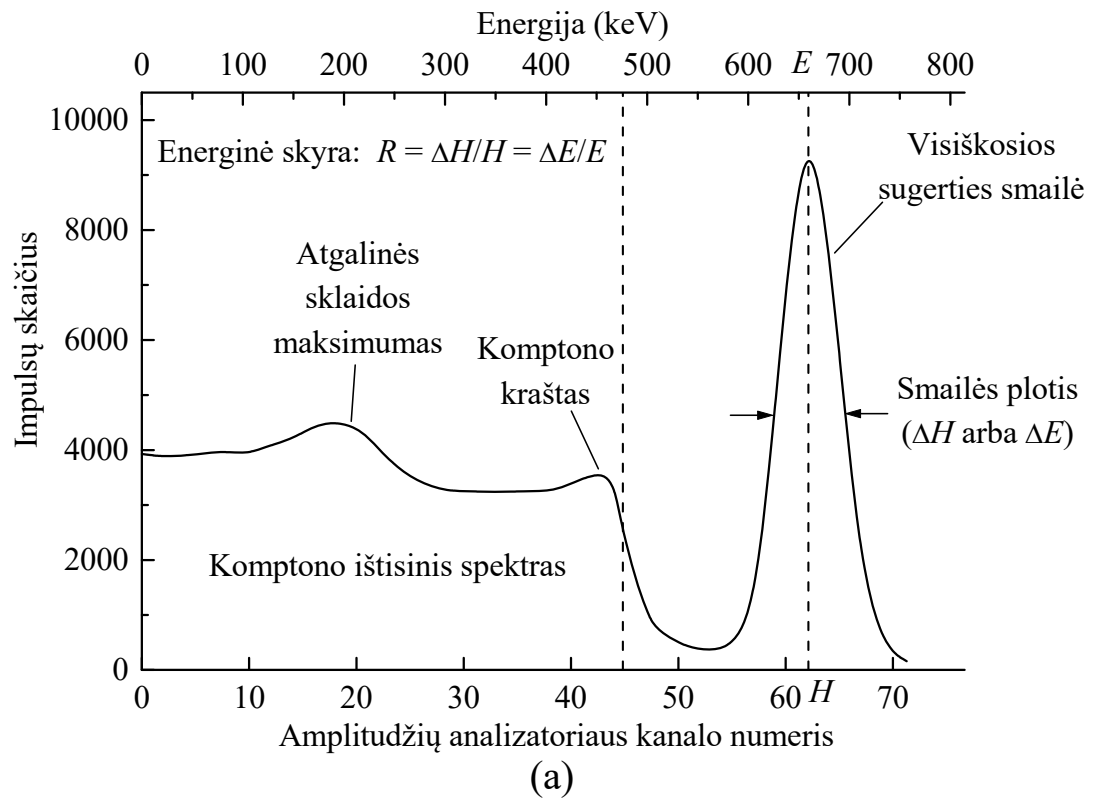
Paprasčiausio γ spektrometro struktūrinė schema yra pavaizduota 5.8 pav. Detektoriaus išėjimo signalas visų pirma perduodamas į **priešstiprintuvį**, kuris paverčia detektoriaus srovės impulsą įtampos impulsu (3 skyriuje, aptariant detektoriaus impulsinę veiką, priešstiprintuvis buvo pakeistas lygiagrečiąja RC grandine). Priešstiprintuvio išėjimo signalas perduodamas į **stiprintuvą**, kuris padidina įtampos impulso amplitudę nuo kelių milivoltų iki kelių voltų, kad impulsą būtų patogiau apdoroti. Stiprintuvas turi būti **tiesinis**, t. y. jo išėjimo impulso amplitudė turi būti tiesiog proporcinga įėjimo impulso amplitudei. Stiprintuvo signalas perduodamas į daugiakanalį analizatorių, kuris matavimų duomenis atvaizduoja impulsų amplitudžių histogramos pavidalu. Tokiu spektrometru išmatuotų γ spektrų pavyzdžiai pateikti 5.9 pav.

γ spinduliuotės (ir kitų rūšių spinduliuotės) spektroskopinių matavimų tikslas yra spinduliuotės energijos ir intensyvumo nustatymas. γ kvantų energija nustatoma pagal visiškosios sugerties smailės **centroidę** – tos smailės centro padėtį ant horizontaliosios ašies. Pvz., 5.9a pav. centroidė atitinka kanalą Nr. 62 arba energiją 662 keV, o 5.9b pav. centroidė atitinka kanalą Nr. 620 arba energiją 662 keV. Dažnai centroidę būna sunku nustatyti iš akies, nes smailę gali sudaryti mažai taškų ir, be to, smailė gali būti pašalinio ištisinio spektro – vadinamojo „fono“ – energijų srityje (pvz., foną gali sąlygoti didesniųjų energijų γ kvantų Komptono ištisinis spektras arba stabdomoji spinduliuotė tiriamojo radioaktyviojo šaltinio apvalkale). Jeigu duotoji smailė yra aiškiai išreikšta ir nepersikloja su kitais spektro maksimumais (kaip 5.10 pav.), tada smailės centro padėtį ant horizontaliosios ašies galima apskaičiuoti. Visų pirma reikia atimti fono dėmenį. Fono dėmenį, kuris atitinka kiekvieną smailės sričiai priklausančią kanalą, kartais galima apytiksliai apskaičiuoti, remiantis prielaida, kad jo priklausomybė nuo kanalo numerio (t. y. nuo energijos) yra tiesinė. T. y. galima atlikti tiesinį interpoliavimą tarp dviejų fono taškų, kurių vienas atitinka mažesnę energiją, o kitas – didesnę energiją, palyginti su smailės energija (žr. 5.10 pav.). Apskaičiavus tos tiesės koeficientus, galima apskaičiuoti kiekvieno smailės atitinkančio kanalo fono dėmenį ir atimti tą dėmenį iš visų impulsų skaičių, kurie atitinka duotą smailę. Šitaip gauname pataisytus impulsų skaičius y_i (čia i yra kanalo numeris). Tada suminį impulsų skaičių smailės srityje (smailės „integralą“ arba „plotą“) S ir smailės centroidę H_0 galima apskaičiuoti pagal šias formules:

$$S = \sum_i y_i, \quad (5.5.1)$$

$$H_0 = \frac{\sum_i H_i y_i}{\sum_i y_i}; \quad (5.5.2)$$

čia H_i yra i -tojo kanalo numeris. Kad būtų trumpiau, suminį impulsų skaičių smailės srityje S toliau vadinsime „smailės integralu“. Tačiau reikia turėti omenyje, kad šis dydis bendruoju atveju neatitinka matematiškai tikslios termino „integralas“ apibrėžties, nes integruojant atsirastų papildomas pašalinis



5.9 pav. (a) NaI(Tl) blyksimojo spektrometro impulsų amplitudžių spektras detektuojant cezio izotopo $^{137}_{55}\text{Cs}$ γ spinduliuotę ir energinės skyros R skaičiavimas. Dvi vertikalios brūkšninės linijos žymi γ kvantų energiją (662 keV) ir Komptono krašto energiją (478 keV, pagal (5.2.3) formulę).

(b) Ge puslaidininkinio spektrometro amplitudžių spektras detektuojant tą pačią spinduliuotę kaip ir (a) (naudojamas logaritminis ordinačių ašies mastelis)

daugiklis, kuris lygus gretimų taškų absčių (t. y. X verčių) skirtumui (kitaip sakant, kanalo pločiui). Smailės integralas (5.5.1) nusako pilnutinį duotosios rūšies sąveikos vyksmų skaičių. Šis skaičius yra proporcingas tos rūšies sąveikos skerspjūviui ir γ kvantų srauto tankiui. Jeigu duotoji smailė yra tam tikros energijos γ kvantų visiškios sugerties smailė, tada pagal jos integralą galima apskaičiuoti tos energijos γ kvantų, kurie pataikė į detektorius per matavimo trukmę, skaičių n_0 . Tačiau tam reikia žinoti detektoriaus fotoefektyvumą. γ detektoriaus **fotoefektyvumas** ε_f – tai impulsų skaičiaus S_1 , atitinkančio atsako funkcijos visiškios sugerties smailę, ir visų per tą patį laiką į detektorius pataikusių tos pačios energijos γ kvantų skaičiaus n_0 santykis:

$$\varepsilon_f = S_1 / n_0 \quad (5.5.3)$$

arba

$$n_0 = S_1 / \varepsilon_f. \quad (5.5.4)$$

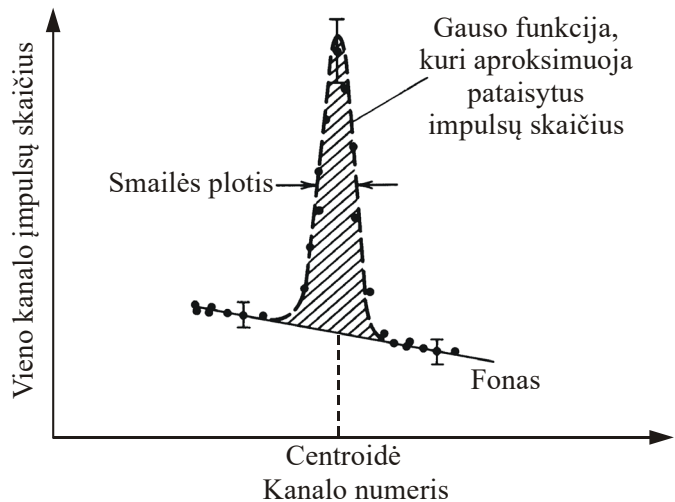
S_1 – tai impulsų amplitudžių spektro dalies, kuri atitinka duotąją visiškios sugerties smailę, integralas (jis turi būti apskaičiuotas pagal (5.5.1) formulę). Fotoefektyvumas ε_f – tai tikimybė, kad į detektorius patekęs γ kvantas bus sugertas, t. y. praras jame visą savo energiją. γ spektroskopijoje fotoefektyvumas reiškia tą patį kaip ir bendresnis terminas **smailės efektyvumas**, kuris buvo apibrėžtas 3.6.2 poskyryje. NaI(Tl) ir Ge detektorius fotoefektyvumų priklausomybės nuo energijos yra pavaizduotos 5.11 pav. Reikia turėti omenyje, kad fotoefektyvumas priklauso nuo detektoriaus matmenų, formos ir padėties erdvėje; kitokios geometrijos NaI(Tl) ir Ge detektoriams fotoefektyvumo vertės gali skirtis nuo tų, kurios pateiktos 5.11 pav. Tačiau priklausomybės nuo energijos bendrasis pavidalas bet kuriuo atveju lieka toks pat: fotoefektyvumas sparčiai mažėja didėjant γ kvanto energijai.

Kaip minėta 3.6 poskyryje, detektoriaus **santykinis efektyvumas** ε (taip pat vadinamas **pilnutiniu santykinu efektyvumu**) – tai užregistruotų γ kvantų skaičiaus n ir visų per tą patį laiką į detektorius patekusių γ kvantų skaičiaus n_0 santykis:

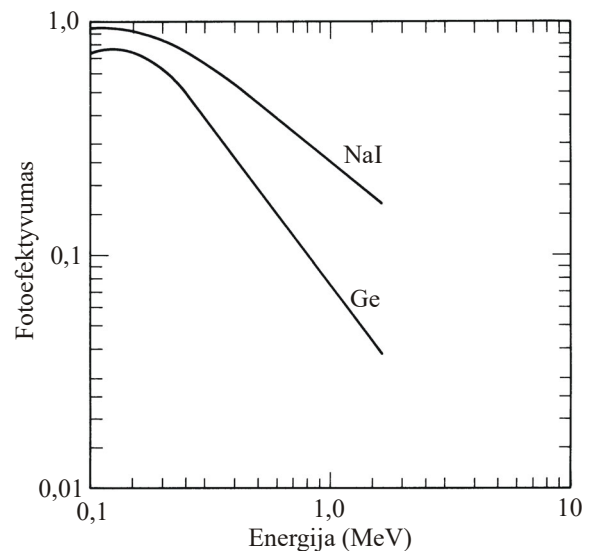
$$\varepsilon = n / n_0; \quad (5.5.5)$$

čia n skaičiuojamas tiesiog sudedant impulsų skaičius, kurie atitinka visus kanalus (t. y. n yra viso išmatuoto spektro integralas). Toliau žodį „santykinis“ praleisime. Taip apibrėžtas pilnutinis efektyvumas ε – tai tikimybė, kad į detektorius patekęs γ kvantas sukels detektoriaus išėjimo impulsą. Kadangi impulsą sukelia bet kuris sąveikos vyksmas (ir fotoefektas, ir Komptono sklaida, ir porų kūrimas), tai pilnutinį efektyvumą galima apibrėžti kaip tikimybę, kad į detektorius patekęs γ kvantas sąveikaus bent su vienu atomu.

Jeigu detektuojamosios γ spinduliuotės energijos spektras yra sudėtingas (sudarytas iš kelių linijų), tada mažesniųjų energijų γ kvantų visiškios sugerties smailės gali atsiderėti didesniųjų energijų γ kvantų Komptono išsitiesinio spektro srityje. Dėl to sunkiau matuoti mažesniųjų energijų γ spinduliuotės spektrą. Todėl pageidautina, kad Komptono išsitiesinis spektras būtų kuo silpniau išreikštas, o visiškios



5.10 pav. Smailės integralą („plotą“) galima apskaičiuoti atėmus tiesinę fono priklausomybę nuo energijos ir paskui sudėjus pataisytus impulsų skaičius arba atlikus netiesinį aproksimavimą Gauso funkcija. Kiekvieno kanalo impulsų skaičiaus paklaida (standartinis nuokrypis) yra lygi kvadratinei šakniai iš to skaičiaus



5.11 pav. NaI ir Ge detektorius santykinis fotoefektyvumas. Šios kreivės atitinka NaI scintiliatorių, kurio skersmuo ir aukštis lygūs 7,62 cm, ir Ge puslaidininkinį detektorius, kurio skersmuo ir aukštis lygūs 4,2 cm

sugerties smailė – kuo ryškesnė. Šią γ spektrometro atsako funkcijos savybę nusako spektro *photodalis* – impulsų skaičiaus S_1 , atitinkančio visiškosios sugerties smailė, ir pilnutinio per tą patį laiką užregistruotų impulsų skaičiaus $n = S_1 + S_2$ santykis:

$$P = \frac{S_1}{n} = \frac{S_1}{S_1 + S_2}. \quad (5.5.6a)$$

S_2 – tai atsako funkcijos dalies, kuri nepriklauso visiškosios sugerties smailei, integralas. Pvz., jį galėtų atitikti nebrūkšniuotasis plotas po spektro kreivę 3.10 pav. (3.6.2 poskyryje). Iš (5.5.5) ir (5.5.6a) formulių išplaukia, kad fotodalis yra lygi detektoriaus fotoefektyvumo ir pilnutinio efektyvumo santykiui:

$$P = \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon}. \quad (5.5.6b)$$

Kuo didesnės parametų ε , ε_f ir P vertės, tuo geriau detektorius tinka γ spektroskopijai. Norint padidinti parametų ε_f ir P vertes, reikia sumažinti ištisinį Komptono spektrą. Kadangi Komptono ištisinis spektras atsiranda dėl išsklaidytųjų γ kvantų išėjimo iš detektoriaus (žr. 5.2 ir 5.3 poskyrius), tai paprasčiausi būdi padidinti fotoefektyvumą ε_f ir fotodalį P yra tokie:

- (a) reikia didinti fotoefekto vyksmų dalį pilnutiniame γ kvantų sąveikos su medžiaga vyksmų skaičiuje (tuo pačiu mažėja fotonų sklaidos ir jų nuotėkio iš detektoriaus tikimybė),
- (b) didinti kiekvieno γ kvanto susidūrimų su detektoriaus darbinės medžiagos atomais skaičių, t. y. pilnutinę sąveikos tikimybę (kiekvieno Komptono sklaidos įvykio metu fotono energijos dalis yra perduodama detektoriaus darbinei medžiagai ir padidėja tikimybė, kad kitas sąveikos įvykis bus fotoefektas, t. y. fotono sugertis).

Fotoefekto tikimybė sąveikos metu ir pilnutinė sąveikos tikimybė didėja didėjant detektoriaus matmenims ir vidutiniam atominiam skaičiui Z . Todėl blyksimuosiuose γ spektrometruose neorganiniai scintiliatoriai (pvz., NaI(Tl)) yra pranašesni už organinius (pvz., antracenas, stilbenas), nes neorganinių scintiliatorių Z yra palyginti didelis (pvz., jodo atomo $Z = 53$). Dėl tos pačios priežasties puslaidininkiniai γ spektrometrai yra gaminami iš germanio ($Z = 32$), o ne iš silicio ($Z = 14$). Dar vienas būdas sumažinti γ kvanto išėjimo iš kristalo tikimybę – didinti kristalo matmenis (žr. 5.3 poskyrį). Egzistuoja ir kiti Komptono ištisinio spektro sumažinimo būdai (kai kurie iš jų remiasi sutapčių arba antisutapčių įtaisų naudojimu).

Jeigu detektoriaus storis x yra daug mažesnis už γ kvanto vidutinį laisvąjį kelią $1/\mu$ (čia μ yra γ spinduliuotės silpimo koeficientas), tada daugkartinės γ kvanto sklaidos tikimybė yra maža, todėl galima išvesti minėtų parametų analizes išraiškas. Kai yra lygiagretus vienodos energijos γ kvantų pluoštas, detektoriaus pilnutinis santykinis efektyvumas išreiškiamas formule

$$\varepsilon = 1 - \exp(-\mu x). \quad (5.5.7)$$

Jeigu elektrono ir pozitrono poros nesusidaro (t. y. jeigu γ kvanto energija mažesnė už 1,02 MeV), tada fotoefektyvumas išreiškiamas formule

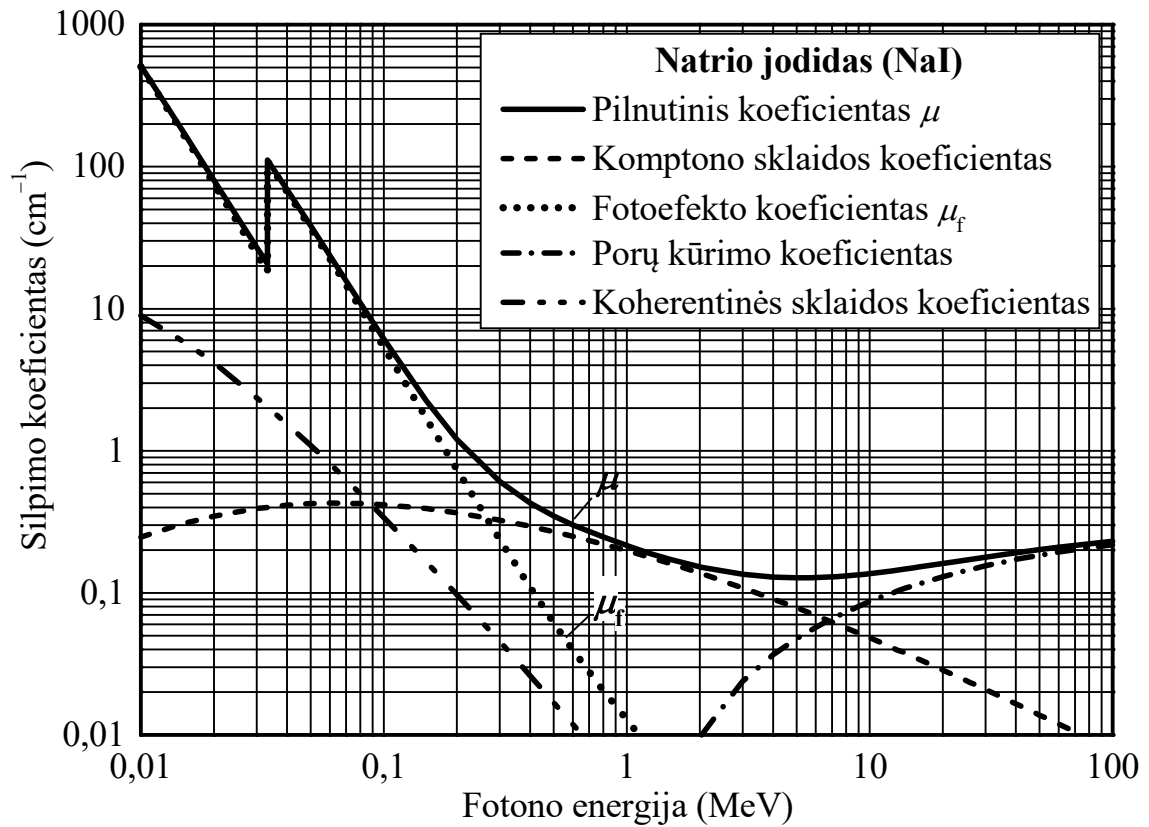
$$\varepsilon_f \approx 1 - \exp(-\mu_f x); \quad (5.5.8)$$

čia μ_f yra *fotoefekto koeficientas* – pilnutinio silpimo koeficiento μ dalis, kurią sąlygoja fotoefektas. Įrašę efektyvumo ir fotoefektyvumo teorines išraiškas (5.5.7) ir (5.5.8) į (5.5.6b), randame fotodalis teorinę išraišką:

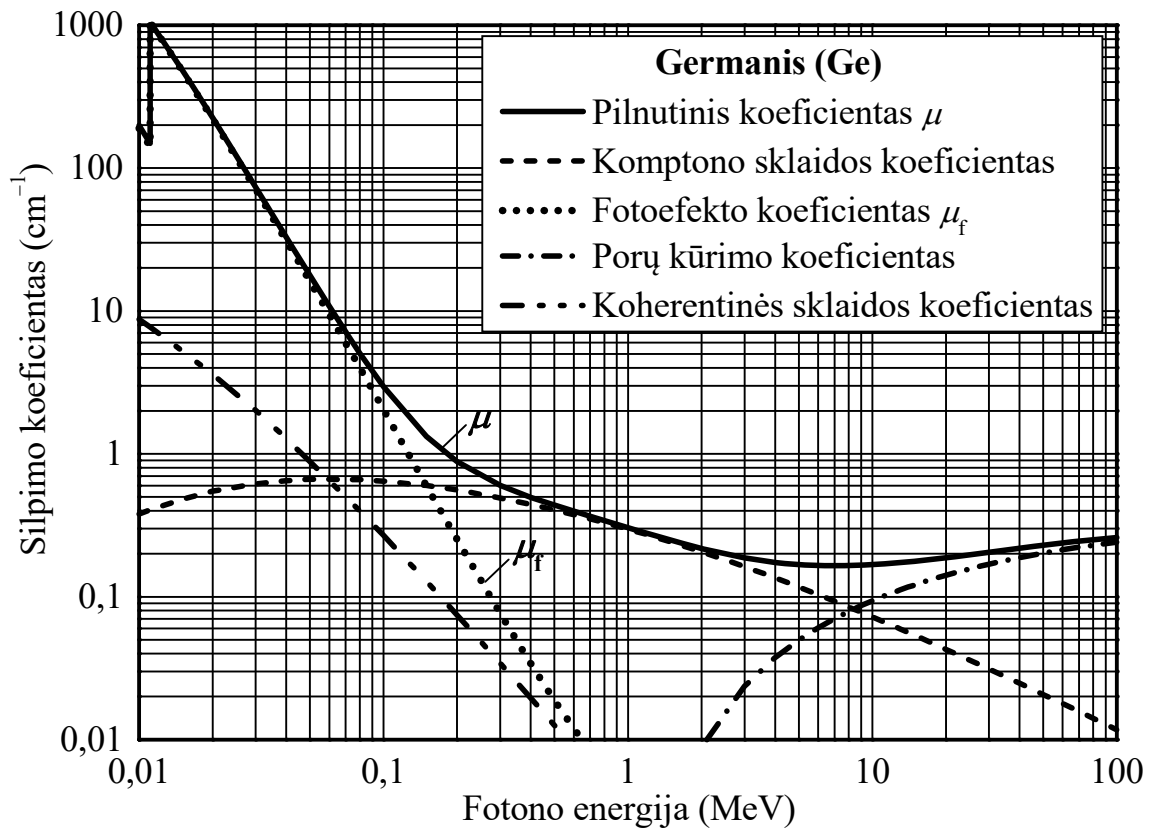
$$P = \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon} \approx \frac{1 - \exp(-\mu_f x)}{1 - \exp(-\mu x)}. \quad (5.5.9)$$

NaI(Tl) ir Ge koeficientų μ_f ir μ priklausomybės nuo γ kvanto energijos pavaizduotos 5.12 pav.

Jeigu γ kvanto sąveikos su detektoriaus medžiaga tikimybė yra didelė (didelių matmenų detektoriuose), tada tikrosios fotoefektyvumo ir fotodalis vertės yra didesnės už tas, kurias numato teorinės formulės (5.5.8) ir (5.5.9) (žr. 5.3 poskyrį). Tačiau pilnutinį efektyvumą galima skaičiuoti pagal formulę $\varepsilon = 1 - \exp(-\mu x)$ nepriklausomai nuo detektoriaus aktyviosios srities storio x , nes pilnutinis efektyvumas nusako *bent vieno* sąveikos įvykio tikimybę, kuri lygi $1 - \exp(-\mu x)$.



(a)



(b)

5.12 pav. Natrio jodido (a) ir germanio (b) silpimo koeficiento ir jo komponentų priklausomybės nuo fotono energijos, naudojant logaritminį mastelį)

5.6. Spektrometro kalibravimas pagal energijas

Norint nustatyti γ kvantų energiją, neužtenka vien išmatuoti impulsų amplitudžių spektrą ir surasti kanalą, kuris atitinka visiškios sugerties smailę. Dar reikia *sukalibruoti* spektrometrą, t. y. kiekvienam kanalui H priskirti tam tikrą energiją E . Funkcijos $H(E)$ arba $E(H)$ grafikas vadinamas **kalibravimo kreive**. Daugumos spektrometrų vidutinė impulso amplitudė H yra tiesiog proporcinga γ kvanto energijos nuostoliams detektoriuje E , t. y.

$$H \approx aE. \quad (5.6.1)$$

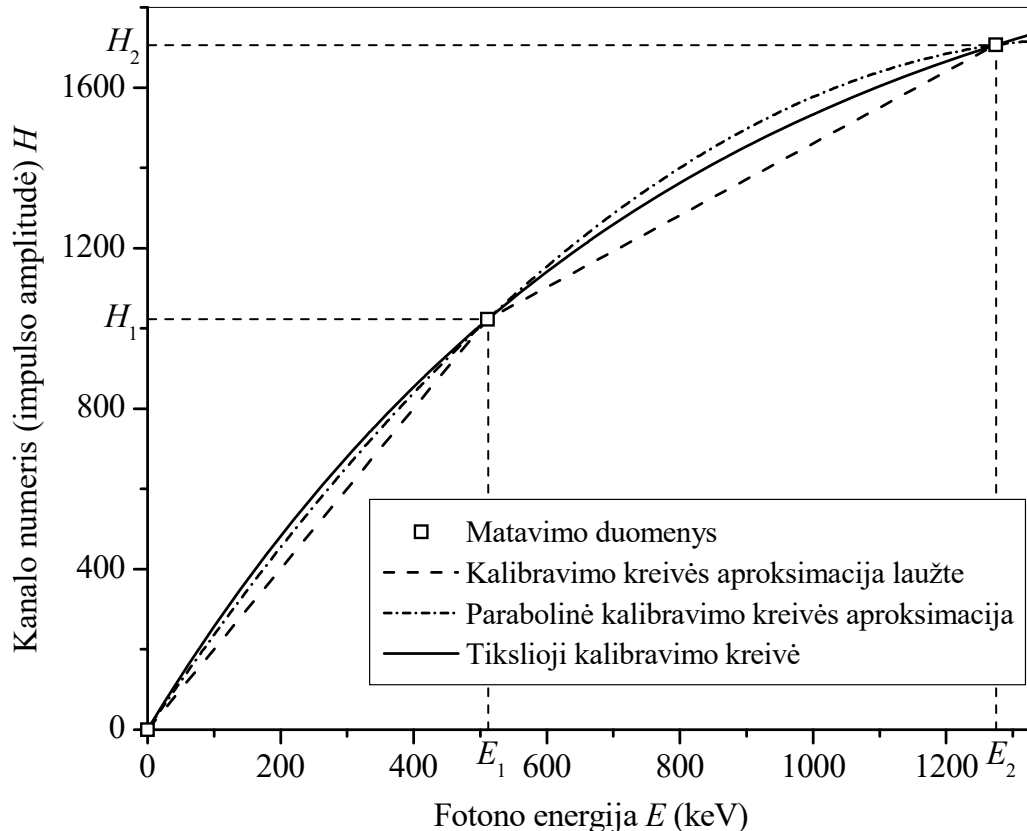
Taigi, idealiu atveju kalibravimo kreivė yra tiesė, kuri eina per koordinatinių pradžios tašką. Tokiu atveju proporcingumo koeficientą a būtų galima nustatyti turint vieną žinomos energijos (E) γ spinduliuotės šaltinį: užtektų išmatuoti atitinkamą amplitudžių spektrą ir paskui padalyti išmatuotą kanalo numerį (H), kuris atitinka reikalingą energiją, iš E . Tačiau tikrovėje šis proporcingumas yra tik apytikslis: priklausomybė $H(E)$ yra šiek tiek netiesinė. Pvz., netobulo gama spektrometro kalibravimo kreivė galėtų būti tokia, kaip parodyta 5.13 pav. ištiesine linija. Norint kuo tiksliau išmatuoti tokią kalibravimo kreivę, reikia kuo didesnio skaičiaus šaltinių su skirtingomis žinomomis fotonų energijomis. Kiekviena energija atitiktų vieną kalibravimo kreivės tašką. Sujungus tuos eksperimentinius taškus tiesiomis linijomis, gautume apytikslę kalibravimo kreivę, t. y. kalibravimo kreivės aproksimaciją laužte. Pirmasis („nulinis“) eksperimentinis taškas dažnai būna žinomas iš anksto: jeigu $E = 0$, tada $H = 0$ (tačiau būna ir išimčių, nes impulsas gali neatsirasti net ir tada, kai energija E nelygi nuliui, o yra mažesnė už tam tikrą slenkstinę vertę). 5.13 pav. punktyrinė linija atitinka labai netikslią aproksimaciją, kuri gauta tik pagal tris taškus. Atitinkamos energijos yra 0 , E_1 ir E_2 , o atitinkamos amplitudės yra 0 , H_1 ir H_2 . T. y. turime tik dvi tiesias atkarpas: intervalą nuo 0 iki E_1 atitinka tiesė

$$H \approx a_1 E, \quad (5.6.2a)$$

o intervalą nuo E_1 iki E_2 atitinka tiesė

$$H = a_2 E + b_2. \quad (5.6.2b)$$

Tiesių koeficientai a_1 , a_2 ir b_2 apskaičiuojami pagal lygtis



5.13 pav. γ spektrometro kalibravimo kreivė (ištiesinė linija) ir jos aproksimacija laužte (punktyrinė linija) arba parabole (punktyrinė-taškinė linija) pagal tris eksperimentinius taškus (kvadratai). Pirmasis (nulinis) eksperimentinis taškas yra žinomas iš anksto (jeigu sugertas energijos kiekis lygus nuliui, tada ir įtampos impulso amplitudė lygi nuliui, t. y. impulsas neatsiranda).

$$a_1 = \frac{H_1}{E_1}, \quad (5.6.3a)$$

$$a_2 = \frac{H_2 - H_1}{E_2 - E_1}, \quad (5.6.3b)$$

$$b_2 = H_1 - aE_1. \quad (5.6.3c)$$

Tikslesnė aproksimacija yra parabolinė: intervale $H \leq H_2$ kalibravimo kreivė aproksimuojama parabolės atkarpa, kuri eina per tris minėtuosius taškus. Kadangi vienas iš tų taškų yra nulinis, tai tos parabolės lygtyje nėra pastovaus dėmens. Vadinasi, yra tik tiesinio ir kvadratinio dėmenų suma:

$$H \approx aE - gE^2. \quad (5.6.4)$$

Užrašius (5.6.4) lygtį kiekvienam iš dviejų taškų (energijos E_1 ir E_2), gauname dviejų algebrinių lyčių sistemą, kurios sprendinys yra du nežinomieji koeficientai a ir g :

$$g = \frac{1}{E_2 - E_1} \left(\frac{H_1}{E_1} - \frac{H_2}{E_2} \right), \quad (5.6.5a)$$

$$a = \frac{H_1}{E_1} + gE_1. \quad (5.6.5b)$$

Nubrėžus kalibravimo kreivę (arba jos aproksimaciją), bet kurią nežinomąją energiją galima nustatyti grafiškai. Tam reikia kalibravimo kreivės grafike (pvz., 5.13 pav.) nubrėžti horizontalią tiesę $H = H_0$, kur H_0 yra reikalingos smailės centroidė (t. y. kanalo numeris, atitinkantis pasirinktosios spektro smailės maksimumą). Atitinkama energija – tai abscisė taško, kuriame ta horizontali tiesė kerta kalibravimo kreivę. Tačiau tiesinės arba parabolinės aproksimacijos atveju tą pačią energiją lengva apskaičiuoti pagal aproksimacijos lygtį (jeigu yra žinomi tos lygties koeficientai). Pvz., taikant aproksimaciją lauzte (5.6.2a,b), kai $H_0 < H_1$, reikia naudoti (5.6.2a), t. y. energiją reikia išreikšti šitaip:

$$E = \frac{H_0}{a_1}, \quad (5.6.6a)$$

o jeigu $H_0 \geq H_1$, tada reikia naudoti (5.6.2b), t. y. energiją reikia išreikšti šitaip:

$$E = \frac{H_0 - b_2}{a_2}. \quad (5.6.6b)$$

Parabolinės aproksimacijos atveju energija yra kvadratinės lygties sprendinys. Ta kvadratinė lygtis yra gaunama iš (5.6.4), kairiojoje lygybės pusėje vietoj H įrašius išmatuotą smailės centroidės vertę H_0 . Jeigu $H_0 \leq H_2$, tada horizontalioji tiesė $H = H_0$ kerta aproksimuojančią parabolę dviejuose taškuose, kurie atitinka du minėtosios kvadratinės lygties sprendinius. Jeigu kalibravimo kreivės liestinės polinkis mažėja didėjant energijai (kaip 5.13 pav.), tada $g > 0$, $a > 0$, o teisingasis sprendinys yra mažesnis iš dviejų sprendinių. Jo išraiška yra tokia:

$$E = \frac{a - \sqrt{a^2 - 4gH_0}}{2g}. \quad (5.6.7)$$

Kalibravus spektrometrą, spektrogramose ant horizontaliosios ašies galima atidėti ne kanalo numerį, o energiją (spektrogramose, kurios pavaizduotos 5.9 pav., ant apatinės ašies yra atidėtas kanalo numeris, o ant viršutinės ašies yra atidėta energija).

6. Tyrimo metodika

6.1. Darbo įranga

Įrangos struktūrinė schema atitinka 5.8 pav. (priešstiprintuvis įeina į detektoriaus sudėtį, o stiprintuvas – į daugiakanalio analizatoriaus sudėtį). Matavimo įrangos bendras vaizdas parodytas 6.1 pav.



6.1 pav. Matavimo įrangos bendrasis vaizdas

Darbo priemonės:

- 1) Radioaktyviųjų nuklidų ^{22}Na , ^{137}Cs ir ^{241}Am bandiniai. ^{22}Na ir ^{241}Am aktyvumas 2001 m. buvo lygus $2\ \mu\text{Ci} = 7.4 \cdot 10^4\ \text{Bq}$, o ^{137}Cs aktyvumas 2001 m. buvo lygus $9\ \mu\text{Ci} = 3.33 \cdot 10^5\ \text{Bq}$. ^{137}Cs įeina į mišraus šaltinio sudėtį. Šiame šaltinyje dar yra stroncio izotopo ^{90}Sr ir americio izotopo ^{241}Am , tačiau jų aktyvumas yra daug mažesnis už ^{137}Cs aktyvumą (^{90}Sr ir ^{241}Am aktyvumas 2001 m. buvo $0.12\ \mu\text{Ci} = 4.44 \cdot 10^3\ \text{Bq}$). Todėl mišriojo šaltinio ^{90}Sr ir ^{241}Am spinduliuotė praktiškai nepasireiškia.
- 2) Blyksimasis detektorius БДЭГ2-22 su NaI(Tl) scintiliatoriumi (scintiliatoriaus kristalo storis $x = 2\ \text{cm}$, skersmuo $D = 4\ \text{cm}$).
- 3) aukštos įtampos šaltinis VS-22 (blyksimojo detektoriaus maitinimo blokas);
- 4) daugiakanalis analizatorius (gamintojas – Vokietijos kompanija „Phywe Systeme“);
- 5) personalinis kompiuteris.

6.2. Matavimo tvarka

1. Įjungiami kompiuteris ir daugiakanalis analizatorius (analizatoriaus elektros tinklo jungiklis yra ant jo užpakalinės sienelės).
2. Įsitikinama, kad maitinimo bloko aukštos įtampos jungiklis (virš aukštos įtampos išvado „НАПРЯЖЕНИЕ ВЫХОДА“) yra apatinėje padėtyje „ВЫКЛ.“, o kairysis (didžiausias) iš trijų maitinimo bloko perjungiklių, kuriais užduodama išėjimo įtampa, yra ties padala „1,2“. Maitinimo blokas įjungiamas į elektros tinklą (elektros tinklo jungiklis „Сеть“).
3. Maždaug po 1 min įjungiamą aukštą įtampa (maitinimo bloko jungiklis, kuris yra virš aukštos įtampos išvado „НАПРЯЖЕНИЕ ВЫХОДА“, pastatomas į viršutinę padėtį „ВКЛ.“) ir palaukiama maždaug 5 min. Radioaktyvieji šaltiniai padedami toli nuo detektoriaus (2 m atstumas yra pakankamai didelis).

4. Startuojama programa „Measure“ (jos piktograma yra Windows darbastalyje; be to, ji yra „Start Menu“ programų grupėje „PHYWE“).
5. Programa paruošiama darbui. Tuo tikslu: **a**) pasirenkamas meniu „Gauge“ punktas „Multi Channel Analyser“, **b**) pasirenkama veika „Spectra recording“ ir pele nuspaudžiamas mygtukas „Continue“, **c**) atsidariusiame histogramos lange, sąrašė „X-Data“ pasirenkamas punktas „Channel number“ (t. y. ant abscisių ašies turi būti atidėtas kanalo numeris); **d**) lauke „Interval width [channels]“ surenkamas skaičius „5“ ir nuspaudžiamas klaviatūros klavišas „Enter“ (tai reiškia, kad kiekvienas histogramos stulpelis atitinka 5 gretimų kanalų sumą); **e**) slankiklis „Gain“ turi būti dešiniojoje kraštinėje padėtyje; **f**) teksto laukelyje, kuris yra šalia slankiklio „Offset“, surenkamas skaičius „0“ ir nuspaudžiamas klaviatūros klavišas „Enter“; **g**) pažymimas „varnele“ laukelis „Recording time“, o žemiau įvedamas skaičius „900“ (tai yra spektro matavimo trukmė, išreikšta sekundėmis); **h**) nuspaudžiamas programos mygtukas „Reset“; **i**) pažymimas „varnele“ laukelis „Start/Stop“. Tada programa pradeda registruoti impulsų amplitudžių histogramą.
6. Laukiama, kol analizatorius registruoja spektrą. Po 15 min programa pati sustabdo matavimą.
7. Pele nuspaudžiamas mygtukas „Accept data“, kuris yra programos „Measure“ pagrindinio lango dešiniajame apatiniame kampe.
8. Histograma išsaugoma diske. Tam pasirenkama programos „Measure“ meniu komanda „Measurement/Export data...“. Atsidariusiame dialogo lange „Export data“ reikia pažymėti laukelius „Copy to clipboard“ ir „Export as metafile“. Paskui reikia sukurti Microsoft Word failą ir atlikti Word meniu komandą „Edit/Paste“. Galima dar paredaguoti histogramą, įterpiančios paaškinančius užrašus (tai galima atlikti ir „Word“ aplinkoje, ir programoje „Measure“, naudojant pastarosios programos meniu komandą „Measurement/Labels...“).
9. Histogramos duomenys išsaugomi teksto faile (skaičių stulpelių pavidalu) vėlesnei analizei. Tam vėl pasirenkama meniu komanda „Measurement/Export data...“, tačiau šį kartą reikia pažymėti laukelius „Save to file“ ir „Export as numbers“. Paskui reikia įvesti failo vardą (su plėtiniu). Tame faile duomenys išdėstyti dviejų stulpelių pavidalu: pirmajame stulpelyje – kanalo numeris, o antrajame – atitinkamas impulsų skaičius. **Pastaba:** kadangi matavimų metu po 5 kanalus buvo sujungti į vieną kanalą, tai visi kanalų numeriai yra skaičiaus 5 kartotiniai.
10. Prieš blyksimajį detektorių padedamas radioaktyvusis šaltinis su cezio izotopu ^{137}Cs . Šaltinio ir detektoriaus tarpusavio padėtis parodyta 6.2 pav. **Pastaba:** Šiame darbe naudojami trys radioaktyvūs šaltiniai. Atliekant matavimus su vienu šaltiniu, kiti du šaltiniai turi būti pakankami dideliu atstumu nuo detektoriaus, kad jų spinduliuotė neiškraipytų matavimo rezultatų. 2 m atstumas yra pakankamai didelis.
11. Pakartojami 5 – 9 punktai.
12. 5 – 9 punktai pakartojami dar su dviem šaltiniais: ^{22}Na ir ^{241}Am . Naudojant ^{241}Am , vienintelis pakeitimas yra tas, kad 5d punkte reikia įvesti intervalo plotį „1“ (o ne „5“). Taip yra todėl, kad ^{241}Am spinduliuoja mažos energijos fotonus, taigi impulsų amplitudės atitinka mažus kanalo numerius, o spektro smailės yra siauros.
13. Išjungiamo aukšta įtampa (maitinimo bloko jungiklis, kuris yra virš aukštos įtampos išvado „НАПРЯЖЕНИЕ ВЫХОДА“). Paskui analizatorius ir maitinimo blokas išjungiami iš elektros tinklo.
14. Su liniuote išmatuojamas atstumas nuo šaltinio iki detektoriaus korpuso. Pridėjus prie šio atstumo 2,3 cm, randamas atstumas r tarp radioaktyviojo nuklido ir scintiliatoriaus kristalo centro (šaltinis yra 1 cm atstumu nuo šaltinio laikiklio krašto, kaip parodyta 6.4 pav., o atstumas tarp scintiliatoriaus kristalo ir detektoriaus korpuso krašto yra 0,3 cm). **Pastabos:** 1) Detektorius yra įkištas į švino gaubtą, kurio paskirtis – sumažinti aplinkos fono įtaką matavimo rezultatams (6.2 pav. yra matomas tik tas gaubtas; paties detektoriaus korpuso nesimato). Atstumas turi matuojamas ne iki švino gaubto, o iki detektoriaus (t. y., matuojant atstumą, liniuotė turi būti įkišta į gaubto vidų ir remtis į detektoriaus korpuso priekį). 2) Visų šaltinių geometriniai matmenys yra vienodi, todėl šiame punkte galima naudoti bet kurią iš jų.



6.2 pav. Radioaktyviojo šaltinio padėtis prieš detektorį. Kadangi ^{22}Na pusėjimo trukmė yra tik 2,6 m., tai jo aktyvumas šiuo metu (2023 m.) yra kelis kartus mažesnis, negu tada, kai buvo padaryta ši nuotrauka. Todėl ^{22}Na bandinį patartina padėti 3 – 4 cm arčiau detektoriaus, negu šioje nuotraukoje (t. y. radioaktyvioji medžiaga turėtų būti ties švino gaubto kraštu).

15. Atspausdinami matavimo duomenys (lentelių pavidalu). Lentelėse turi būti pateikti tik tie kanalai, kurie apima stebimuosius spektro maksimumus, t. y. visi kanalai nuo pirmojo kanalo iki paskutinės matomos visiškios sugerties smailės dešiniojo krašto (tolesnieji kanalai atitinka tik fono impulsus, todėl nėra reikalingi spektrų analizei). Taigi, turi būti keturios lentelės. Lentelės turi būti suformatuotos taip, kad būtų aiškios ir kad tilptų kuo mažesniame lapų skaičiuje (t. y. turi būti sudarytos iš kelių stulpelių). Kiekviena lentelė turi būti su pavadinimu ir su stulpelių antraštėmis. Lentelių apipavidalinimui galima panaudoti įvairias programas, pvz., „Word“, „Excel“ arba „Origin“. Spausdinimui reikia atlikti tos programos meniu komandą „File/Print“. Dialogo lange, kuris atsidaro įvykdžius komandą „File/Print“, turi matytis spausdintuvas, kuris yra laboratorijoje. **Pastaba:** Spausdintuvas, kuris šiuo metu naudojamas laboratorijoje, nėra tinklo spausdintuvas. T. y. jis prijungtas ne tiesiog prie kompiuterinio tinklo, o prie kompiuterio, kuris prijungtas prie kompiuterinio tinklo. Jeigu sistema negali užmegzti ryšio su spausdintuvu, tai gali reikšti, kad tas kompiuteris arba spausdintuvas nėra įjungtas.
16. Ant lapų su atspausdintais duomenimis reikia užrašyti savo vardą ir pavardę. Atspausdintą duomenų lentelę reikia įklijuoti į darbo žurnalą. Po atspausdinta duomenų lentelės turi pasirašyti darbo vadovas arba laborantas (jeigu duomenų lentelę sudaro daugiau negu vienas lapas, tada darbo vadovas arba laborantas pasirašo ant kiekvieno lapo).

6.3. Matavimo duomenų analizė

1. Iš kiekvieno iš trijų radioaktyviųjų šaltinių matavimo duomenų atimamas fonas. T. y. iš kiekvieną kanalą atitinkančio impulsų skaičiaus reikia atimti to paties kanalo fono impulsų skaičių. Atimant foną iš ^{241}Am spektro, reikia atsižvelgti į tai, kad ^{241}Am spektras išmatuotas naudojant kanalo plotį „1“, o fono spektras išmatuotas naudojant kanalo plotį „5“. Todėl prieš atimant reikia visų fono kanalų impulsų skaičius padalyti iš 5. Pvz., jeigu siekiama apskaičiuoti ^{241}Am impulsų skaičių, kuris atitinka kanalą Nr. 19, tada reikia naudoti fono impulsų skaičių, kuris atitinka kanalus Nr. 15 – 19 (atitinkama duomenų failo eilutė prasideda skaičiumi „15“), ir tą skaičių padalyti iš 5 (tą patį skaičių reikės atimti ir iš impulsų skaičių, kurie atitinka ^{241}Am spektro kanalus Nr. 15, 16, 17 ir 18).

Pastabos:

- 1) Programos „Measure“ rezultatų failuose kanalai numeruojami pradedant nuo 0. T. y. pirmojo kanalo numeris yra 0, o paskutiniojo kanalo numeris yra 3999. Pvz., jeigu parametras „Channel width“ matuojant buvo „5“, tada rezultatų failo eilutė, kuri prasideda skaičiumi „0“, atitiks kanalų Nr. 0 – 4 sumą, eilutė, kuri prasideda skaičiumi „5“, atitiks kanalų Nr. 5 – 9 sumą ir t. t. Nors paskutiniojo kanalo numeris, kuris nurodytas rezultatų failuose, yra „4000“, tačiau atitinkamas impulsų skaičius neturi prasmės (pvz., kartais tas impulsų skaičius būna neigiamas), todėl į jį nereikia kreipti dėmesio.
- 2) Kadangi spektrai išmatuoti naudojant du kanalo pločius („5“ ir „1“), tai, kad būtų galima lyginti analizės rezultatus, gautus su skirtingais spektrais, reikia užtikrinti, kad kanalo numeris visuose spektruose turėtų vienodą prasmę. Todėl visuose grafikuose ir formulėse, kuriuose naudojami kanalo numeriai (pvz., spektrų bei kalibracinės kreivės grafikai, kalibracinės kreivės koeficientų apskaičiavimas) reikia naudoti tuos pačius numerius, kurie nurodyti rezultatų failuose, net jeigu spektro (histogramos) stulpelio eilės numeris yra penkis kartus mažesnis. T. y., jeigu parametras „Channel width“ matuojant buvo „5“, tada pirmasis stulpelis turi atitikti kanalo numerį „0“ antrasis – numerį „5“, trečiasis – numerį „10“ ir t. t. (šias vertes reikia priskirti ir dydžiui „H“, kuris įeina į kai kurias formules). Jeigu parametras „Channel width“ matuojant buvo „1“, tada kanalo numeris sutampa su histogramos stulpelio eilės numeriu.
2. Keturios amplitudžių histogramos (fonas ir trys šaltiniai atėmus foną) pavaizduojamos grafiškai.
3. ^{137}Cs amplitudžių histogramoje randamos visiškosios sugerties smailė ir Komptono ištisinis spektras. Randamas pilnutinis impulsų skaičius n (visus kanalus atitinkančių impulsų skaičių suma). Išmatuojami visiškosios sugerties smailės integralas („plotas“) S_1 ir Komptono ištisinio spektro integralas $S_2 = n - S_1$. Smailės parametru skaičiavimas aprašytas žemiau, 6.4 skirsnyje. Pavaizduojama aproksimuojančioji kreivė (pavyzdys – 6.3 pav.).

Pastaba: Kaip minėta 5.5 skirsnyje, čia „integralu“ vadinamas suminis impulsų skaičius (t. y. ne tikrasis matematinis integralas, kuris būtų didesnis už suminį impulsų skaičių daugikliu, lygiu kanalo pločiui).

4. Apskaičiuojamas į scintiliatorių kritusių γ kvantų skaičius n_0 :

$$n_0 = \frac{I \cdot \Delta t \cdot q}{2} \left[1 - \frac{r}{\sqrt{r^2 + (D/2)^2}} \right]; \quad (6.3.1)$$

čia I yra ^{137}Cs šaltinio spinduliuojamų γ kvantų srautas (visomis kryptimis per laiko vienetą išspinduliuojamų γ kvantų skaičius per laiko vienetą), Δt yra spektro matavimo trukmė, q – γ kvantų skaičius vieno ^{137}Cs branduolio skilimo metu, D – kristalo skersmuo, r – atstumas nuo radioaktyviosios medžiagos iki scintiliatoriaus kristalo centro. Jeigu laikas, praėjęs nuo šaltinio aktyvumo matavimų, nėra daug mažesnis už pusamžį, tada duotąją aktyvumo vertę reikia pataisyti, naudojantis pagrindiniu radioaktyviojo skilimo dėsniumi $A = A_0 \cdot 2^{-t/T}$ (čia A yra dabartinis aktyvumas, A_0 yra aktyvumas prieš t metų, T yra metais išreikštas skilimo

- pusamžis). ^{137}Cs izotopo pusamžis 30.04 m., vieno branduolio skilimo metu išspinduliuotų γ kvantų skaičius $q = 1$. Be to, reikia atsižvelgti į tai, kad tik 94.6% ^{137}Cs branduolių skyla, vykstant šuoliui į antrąjį sužadintąjį ^{137}Ba lygmenį (žr. 6.5 pav.), o iš šių branduolių tik 90% išspinduliuoja γ kvantą (likusieji netenka energijos pertekliaus vidinės konversijos būdu). T. y. tik $94.6\% \cdot 90\% \approx 85\%$ visų ^{137}Cs branduolių skyla, išspinduliuodami γ kvantą. Todėl per laiko vienetą visomis kryptimis išspinduliuotų γ kvantų skaičius I yra lygus aktyvumui, padaugintam iš daugiklio 0.85.
5. Pagal (5.5.3), (5.5.5) ir (5.5.6a) formules apskaičiuojami detektoriaus fotoefektyvumas, pilnutinis efektyvumas ir fotodalis (kai detektuojama ^{137}Cs spinduliuotė).
 6. Pagal (5.5.7) ÷ (5.5.8) formules apskaičiuojamos pilnutinio efektyvumo, fotoefektyvumo ir fotodalies teorinės vertės. Koeficientai μ_f ir μ , kurie įeina į šias formules, randami pagal 5.12a pav., naudojantis žinoma ^{137}Cs spinduliuojamų γ kvantų energija (0,662 MeV). Apskaičiuotos minėtų detektoriaus parametrų vertės palyginamos su teorinėmis vertėmis.
 7. Sukalibruojamas γ spektrometras. Tam reikia pasinaudoti žinomomis ^{22}Na spinduliuojamų γ kvantų energijų vertėmis (anihilacinės spinduliuotės fotonų energija lygi 511 keV, o branduolio spinduliuojamų fotonų energija nurodyta 6.6 pav.). Reikia išbandyti abi kalibravimo kreivės aproksimacijas, kurios minėtos 5.6 skirsnyje: aproksimacija dviem tiesiomis atkarpomis ir paraboline aproksimacija. Pirmuoju atveju abiejų tiesių koeficientai turi būti apskaičiuoti pagal (5.6.3a–c) formules, o antruoju atveju parabolės koeficientai turi būti apskaičiuoti pagal (5.6.5a,b) formules. Abi kalibravimo kreivės (laužtė ir parabolė) pavaizduojamos grafiškai.
 8. Naudojantis šio skirsnio 7 punkto rezultatais, nustatomos tiriamųjų šaltinių ($^{137}_{55}\text{Cs}$ ir $^{241}_{95}\text{Am}$) spinduliuojamų γ kvantų energijos. Kiekvieną energiją reikia nustatyti du kartus, nes yra dvi kalibravimo kreivės. Energijas galima nustatyti grafiškai arba pagal (5.6.6a,b) – (5.6.7) formules. Gautosios energijų vertės palyginamos su tiksliais kvantinių šuolių energijomis (žr. 6.5 pav. ir 6.7 pav.). Pagal šio palyginimo rezultatus nustatoma, kuri iš dviejų naudotų kalibravimo kreivės aproksimacijų yra tikslesnė. **Pastabos: 1)** Analizuojant visus spektrus, reikia turėti omenyje, kad detektorius detektuoja tik γ kvantus (t. y. jis nedetektuoja elektronų, pozitronų ir alfa dalelių, kurių energijos irgi pateiktos 6.5–6.7 pav.). **2)** Jeigu radioaktyvioji medžiaga spinduliuoja kelių energijų gama kvantus, tai nereiškia, kad išmatuotame spektre bus matoma tiek pat visiškosios sugerties smailių. Gali būti, kad skirtingų skilimo kanalų tikimybės yra labai skirtingos. Tada spektre gali būti matoma tik viena visiškosios sugerties smailė – ta, kuri atitinka labiausiai tikėtiną skilimo kanalą. Į tai reikia atsižvelgti, analizuojant ^{241}Am spektrą (skirtingų alfa skilimo kanalų tikimybės nurodytos 6.7 pav. prie įstrižų rodyklių).
 9. Pagal matavimo duomenis apskaičiuojami $^{22}_{11}\text{Na}$ ir $^{137}_{55}\text{Cs}$ visiškosios sugerties smailių pločiai ir atitinkamos energinės skyros R (žr. 3.9a pav.). Kadangi $^{22}_{11}\text{Na}$ turi dvi visiškosios sugerties smailes (viena jų atitinka anihilacinę spinduliuotę), energinę skyrą reikia apskaičiuoti kiekvienai iš jų. Kadangi tiriamojo gama spektrometro kalibravimo kreivė yra netiesinė (t. y. vidutinė impulso amplitudė nėra proporcinga sugertai energijai), tai energinė skyra R turi būti apskaičiuota pagal (6.4.10) formulę, kuri atitina paraboline kalibravimo kreivės aproksimaciją. Dėl šio netiesiškumo energinė skyra nėra atvirkščiai proporcinga šakniai iš γ kvanto energijos (t. y. $R\sqrt{E}$ reikšmės skirtingiems spektro maksimumams yra skirtingos). Tačiau bet kuriuo atveju vidutinė impulso amplitudė turėtų būti proporcinga kitam dydžiui – iš fotodaugintuvo fotokatodo išlaisvintų fotoelektronų skaičiui. Tikėtina, kad šis skaičius yra pasiskirstęs pagal Puasono skirstinį, kaip ir scintiliatoriuje išlaisvintų elektronų skaičius (net jeigu tie du skaičiai nėra proporcingi vienas kitam). Tokiu atveju amplitudinė skyra, kuri apibrėžiama (3.5.1) sąryšiu, turėtų būti atvirkščiai proporcinga kvadratinei šakniai iš smailės centroidės (t. y. kanalo, kuris atitinka

smailės maksimumą, numerio). Siekiant tai patikrinti, reikia apskaičiuoti tų pačių trijų smailių amplitudines skyras $R_H = \Delta H / H$ ir patikrinti, ar $R_H \sqrt{H}$ reikšmės skirtingiems spektro maksimumams yra apytiksliai vienodos.

6.4. Visiškosios sugerties smailės parametrų apskaičiavimas

Visiškosios sugerties smailės pavyzdys yra pateiktas 6.3 pav. (skaičiai, kurie yra matomi 6.3 pav., neturi nieko bendro su šio laboratorinio darbo rezultatais; šis grafikas yra skirtas tik analizės metodo aiškinimui). Pagrindiniai smailės parametrai, kuriuos reikia rasti šiame darbe – tai smailės centroidė (ji reikalinga spektrometro kalibravimui ir spinduliuotės energijos skaičiavimui), smailės integralas (jis reikalingas, skaičiuojant fotoefektyvumą ir fotodalį) ir smailės plotis pusės smailės aukštyje (jis reikalingas, skaičiuojant energinę skyrą). Šie parametrai skaičiuojami žemiau aprašytuoju būdu.

Impulsų amplitudžių spektre randami du taškai, kurie nepriklauso smailei, tačiau apriboja ją iš dviejų pusių. Pvz., 6.3 pav. atveju tie du taškai galėtų atitikti kanalus $H_1 = 52$ ir $H_2 = 78$ (galimas ir kitoks kanalų pasirinkimas, nes tie du kanalai pasirenkami „iš akies“). Pagal impulsų skaičius N_1 ir N_2 , kurie atitinka tuos du kanalus, galima apskaičiuoti tiesinę funkciją, kuri aproksimuoja foną (ši foną vėliau reikės atimti iš smailės). Ta funkcija yra

$$N_f = cH + d; \quad (6.4.1)$$

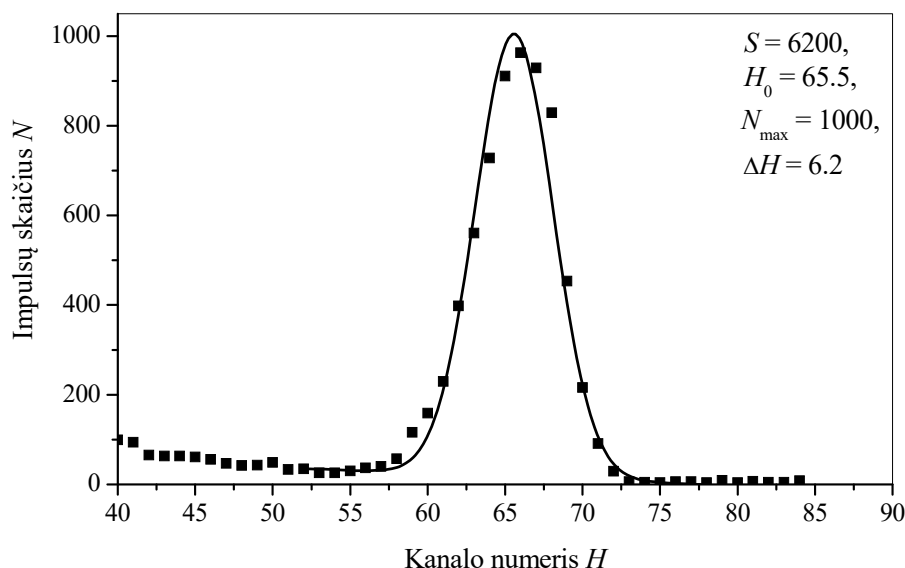
čia H yra kanalo numeris, o N_f yra fono impulsų skaičius. Koefficientų c ir d išraiškos:

$$c = \frac{N_2 - N_1}{H_2 - H_1}. \quad (6.4.2a)$$

$$d = N_1 - cH_1. \quad (6.4.2b)$$

Radus koeficientus c ir d , kiekvienam smailės kanalui pagal formulę (6.4.1) apskaičiuojamas fono lygis, kuris po to atimamas iš tą kanalą atitinkančio išmatuotojo impulsų skaičiaus. Tai gi, šiame darbe fonas įskaitomas du kartus: visų pirma atimamas aplinkos fonas (žr. 6.3 skirsnio 1 punktą), o paskui atimamas „fonas“, kuris atspindi matavimo įrangos netobulumą (visiškosios sugerties smailės formos nuokrypį nuo Gauso funkcijos). Taip gaunami pataisytieji impulsų skaičiai N' . Paskui pagal (5.5.1) ir (5.5.2) formules apskaičiuojami smailės integralas S ir centroidė (t. y. centrinis kanalas) H_0 (tose formulėse vietoj y reikia naudoti N'). Pvz., 6.3 pav. atveju $S \approx 6200$, $H_0 \approx 65.5$.

Smailės plotį pusės maksimumo aukštyje būtų galima išmatuoti grafiškai, tačiau tada yra neišvengiamos didelės paklaidos (ypač – jeigu smailę sudaro nedaug taškų, kaip 6.3 pav. atveju). Tikslesniam smailės pločio įvertinimui galima pasinaudoti smailės aproksimacija Gauso funkcija:



6.3 pav. Visiškosios sugerties smailės pavyzdys. Atskiri taškai – matavimų duomenys, ištisinė linija – aproksimuojančioji funkcija (Gauso funkcijos ir tiesės suma).

$$N' = \frac{S \cdot k}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(H - H_0)^2}{2\sigma^2} \right]; \quad (6.4.3)$$

čia k yra kanalo plotis (t. y. gretimų spektro taškų abscisių skirtumas, kuris šiame darbe lygus 5 arba 1), σ yra smailę atitinkančių kanalų numerių standartinis nuokrypis (pusė smailės pločio 60.8% smailės aukščio lygyje), o S ir H_0 turi tą pačią prasmę, kaip ir anksčiau. T. y. „spektro integralas“ S iš tikro yra spektro ordinačių suma, o $S \cdot k$ atitinka įprastinę matematinę termino „integralas“ apibrėžtį (nes yra papildomas daugiklis k). Smailės plotis pusės smailės aukščio lygyje yra lygus

$$\Delta H = 2,35\sigma. \quad (6.4.4)$$

Standartinį nuokrypį σ galima rasti, pasinaudojus žinomu sąryšiu tarp S , σ ir smailės aukščio N_{\max} (šis sąryšis išplaukia iš (6.4.3) formulės):

$$\sigma = \frac{S \cdot k}{N_{\max} \sqrt{2\pi}}. \quad (6.4.5)$$

Vadinasi,

$$\Delta H = \frac{2,35 \cdot S \cdot k}{N_{\max} \sqrt{2\pi}}. \quad (6.4.6)$$

Taigi, norint rasti ΔH , reikia grafiškai išmatuoti smailės aukštį N_{\max} . Šio aukščio matavimo santykinė paklaida yra mažesnė už ΔH tiesioginio grafinio matavimo santykinę paklaidą, todėl ir pagal (6.4.6) formulę apskaičiuotasis ΔH įvertis yra tikslesnis už tą, kuris būtų gautas grafiškai. Žinoma, taip yra tik tada, kai Gauso funkcija pakankamai tiksliai atitinka smailės formą. Praktikoje taip būna nevisada. Kartais smailės būna asimetrinės. Pvz., 6.3 pav. pavaizduotos smailės plotis į kairę nuo maksimumo yra šiek tiek didesnis už jos plotį į dešinę nuo maksimumo. Kadangi Gauso funkcija yra simetrinė maksimumo atžvilgiu, tai ji negali teisingai nusakyti tokią asimetriją. Todėl 6.3 pav. atveju aproksimuojančios Gauso kreivės maksimumas yra šiek tiek kairiau už išmatuotąjį maksimumą.

Energinė skyra apskaičiuojama, naudojant gautuosius ΔH ir H_0 . Jeigu galiotų (5.6.1) lygybė, tada energinė skyra būtų lygi santykiui $\Delta H / H_0$. Tačiau, kadangi kalibravimo kreivė yra netiesinė, reikia naudoti tiksliąją energinės skyros apibrėžtį $R = \Delta E / E_0$, kurioje E_0 yra centroidės energija (tikslioji arba gauta naudojant parabolinę kalibravimo kreivę), o ΔE yra energiniais vienetais išreikštas smailės plotis, kuris susijęs su ΔH šitaip:

$$\Delta E = E'(H_0)\Delta H, \quad (6.4.7)$$

čia pirmasis daugiklis $E'(H_0)$ yra energijos išvestinė kanalo numerio atžvilgiu taške $H = H_0$. Vadinasi,

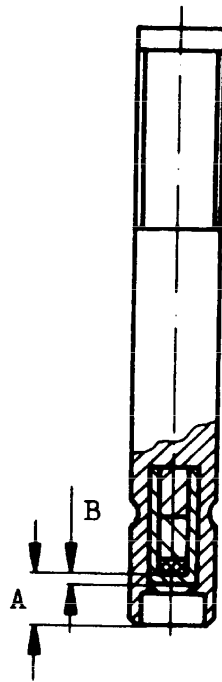
$$R = \frac{E'(H_0)\Delta H}{E_0}. \quad (6.4.8)$$

Pagal energijos išraišką (5.6.7) jos išvestinė lygi

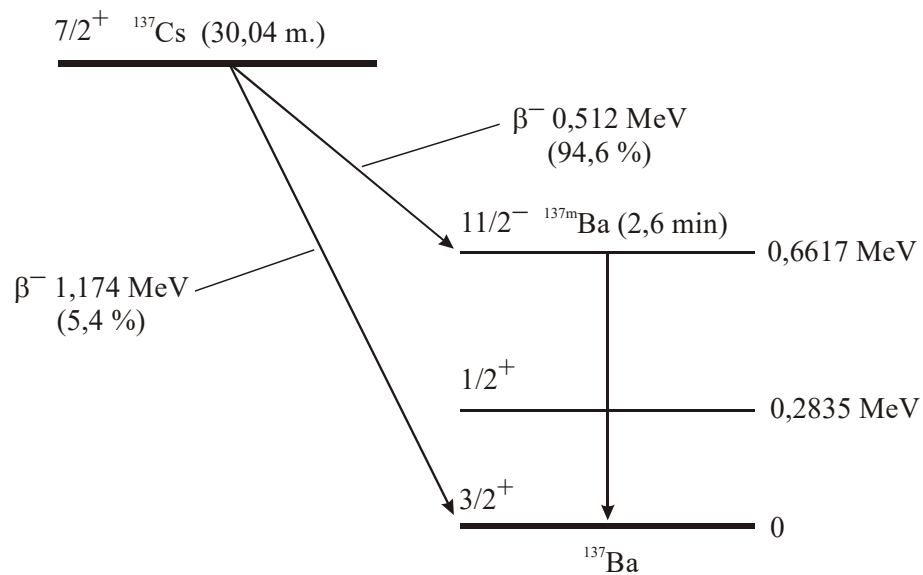
$$E'(H_0) = \frac{1}{\sqrt{a^2 - 4gH_0}}. \quad (6.4.9)$$

Įrašius (6.4.9) išraišką į (6.4.8) reiškini, gaunama galutinė energinės skyros išraiška, atitinkanti parabolinę kalibravimo kreivės aproksimaciją:

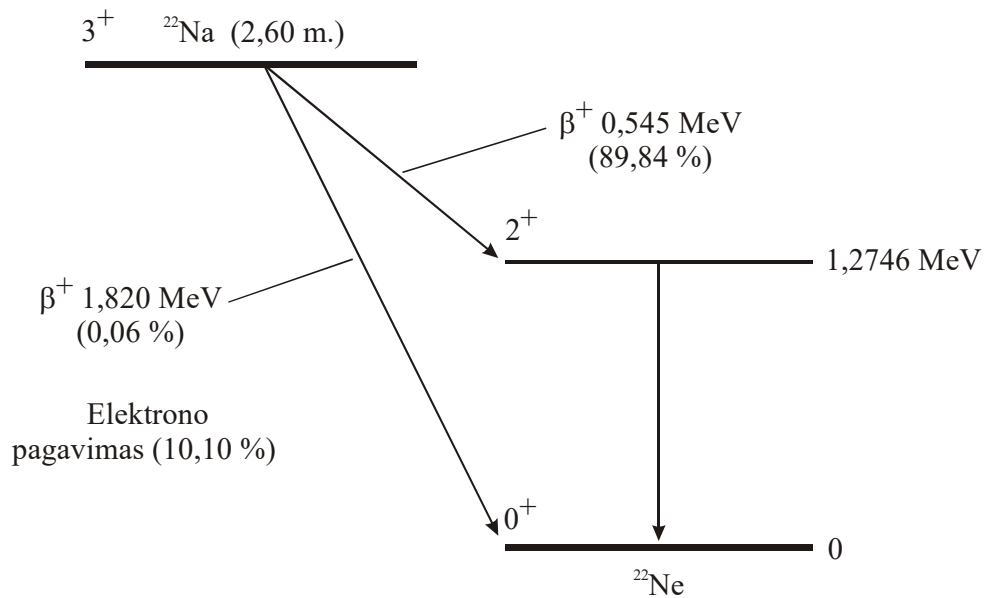
$$R = \frac{\Delta H}{E_0 \sqrt{a^2 - 4gH_0}}. \quad (6.4.10)$$



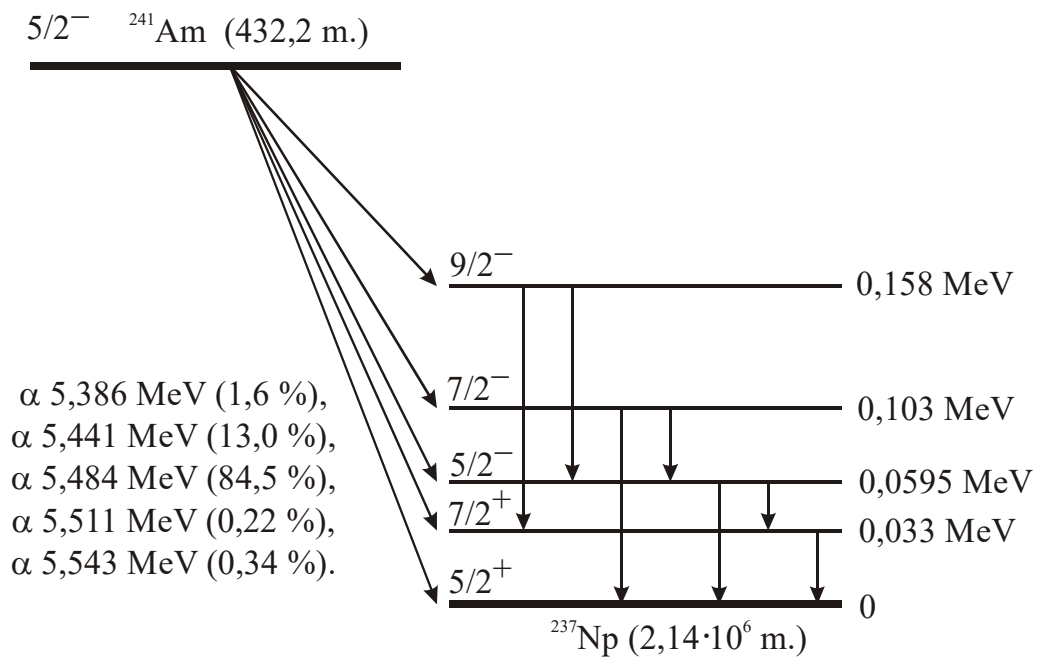
6.4 pav. ^{137}Cs radioaktyviojo šaltinio skerspjūvis. A – atstumas nuo laikiklio priekio iki radioaktyviojo izotopo, B – plieno kapsulės sienelės storis. $A = 8$ mm, $B = 1.4$ mm. Šaltinio viduje ^{137}Cs turinti medžiaga yra plonas sluoksnis, kuriuo padengtas specialus organinio polimero padėklas, kuris yra įdėtas į nerūdijančio plieno kapsulę



6.5 pav. ^{137}Cs skilimo schema. Schemoje pateiktos pusėjimo trukmės, didžiausios β dalelių energijos, β skilimo kanalų tikimybės, ^{137}Ba branduolio mažiausios energijos vertės ir intensyviausias kvantinis šuolis tarp ^{137}Ba energijos lygmenų.



6.6 pav. ^{22}Na skilimo schema. Schemoje parodyti pusamžis, didžiausios β dalelių energijos, šių β skilimų tikimybės ir kvantinis šuolis tarp ^{22}Ne lygmenų. Anihiliacinės spinduliuotės fotono energija neparodyta (ši energija lygi 511 keV).



6.7 pav. ^{241}Am skilimo schema. Schemoje pateikti pusamžis, α dalelių energijos, atitinkamų α skilimų tikimybės ir kvantiniai šuoliai tarp ^{237}Np energijos lygmenų. Intensyviausias iš pastarųjų šuolių yra šuolis iš lygmens 5/2⁻ į lygmenį 5/2⁺ (šio šuolio energija yra 59,5 keV).