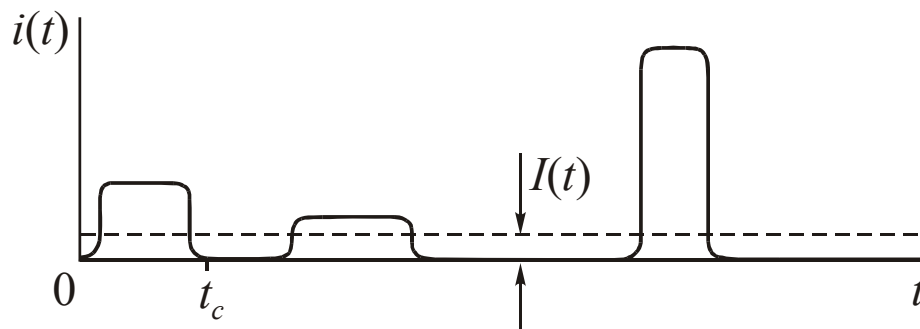


# 1. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių bendrosios savybės

## 1.1. Supaprastintas detektoriaus modelis

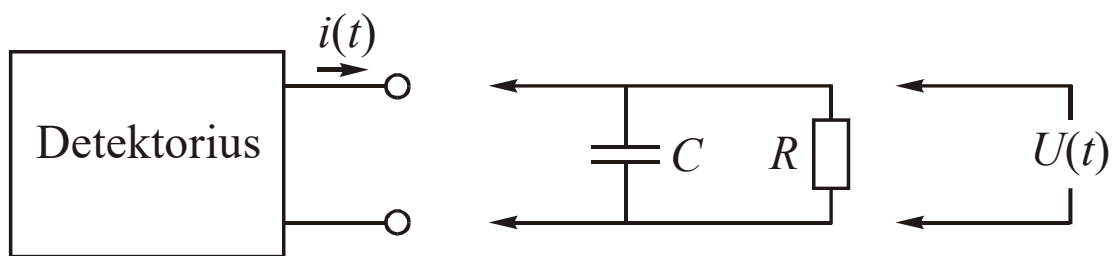
- 1) spinduliuotė sukuria laisvuosius krūvininkus detektoriaus darbinėje medžiagoje;
- 2) veikiami elektrinio lauke, kuris yra sukurtas detektoriuje, krūvininkai juda ir sukelia elektros srovę apkrovos grandinėje.

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



**1.1 pav.** Detektoriaus srovės impulsų pavyzdžiai. Punktyrinė linija nusako srovės laikinį vidurkį  $I(t)$

## 1.2. Detektoriaus impulsinė veika



**1.2 pav.** Detektoriaus impulsinės veikos supaprastinta ekvivalentinė schema

## Vidutinės kvadratinės įtampos veika

Srovės dispersija laiko intervale nuo  $t - T$  iki  $t$ :

$$\overline{\sigma_I^2(t)} = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t \sigma_I^2(t') dt'$$

Jeigu kiekvieno srovės impulso integralas yra  $Q$ , tada vidutinė srovė yra lygi

$$I_0 = rQ,$$

o srovės dispersija lygi

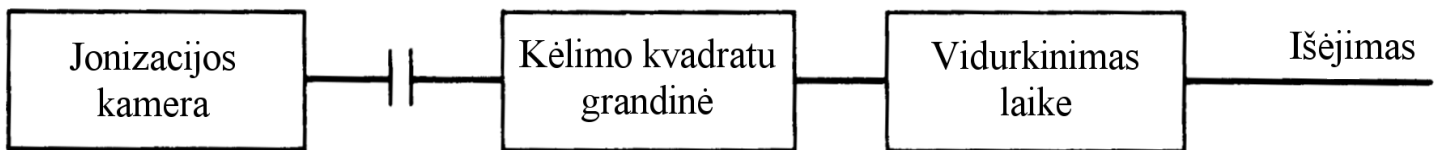
$$\overline{\sigma_I^2(t)} = \frac{Q^2 D_n}{T^2},$$

čia  $D_n$  yra impulsų skaičiaus ( $n$ ) per laiką  $T$  dispersija, kuri Puasono skirstinio atveju yra lygi to skaičiaus vidurkiui:

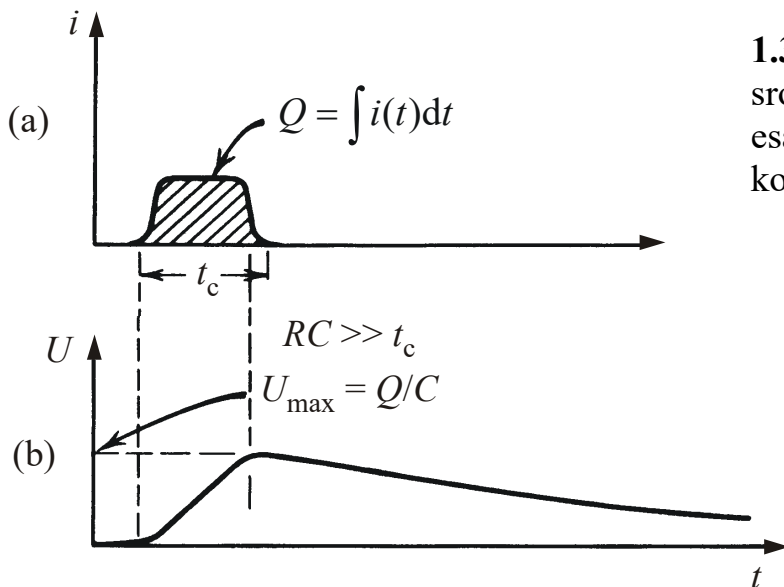
$$D_n = rT.$$

Todėl

$$\overline{\sigma_I^2(t)} = \frac{rQ^2}{T}.$$

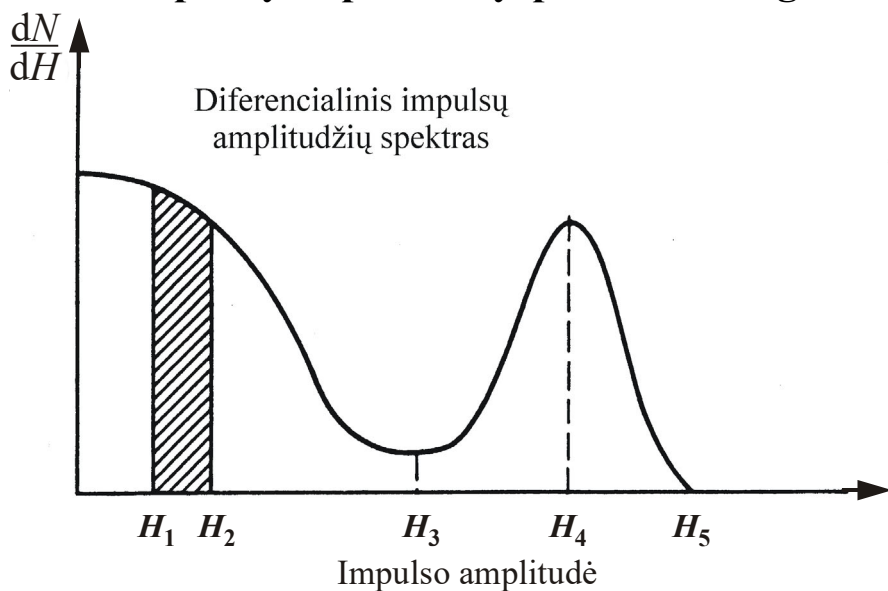


Signalas, kuris proporcingas srovės dispersijai, generavimas vidutinės kvadratinės įtampos veikoje (angl. *mean square voltage mode* arba *Campbell mode*)

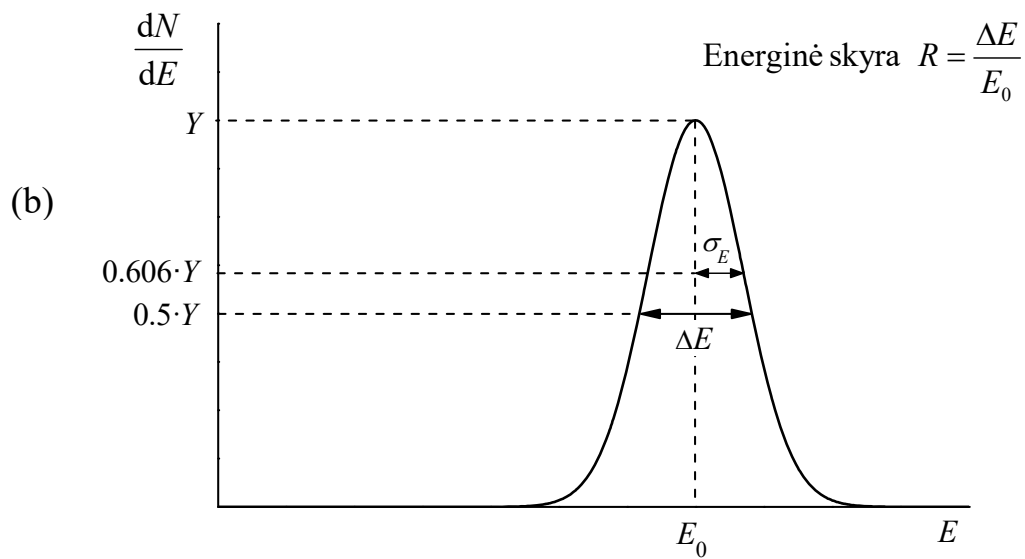
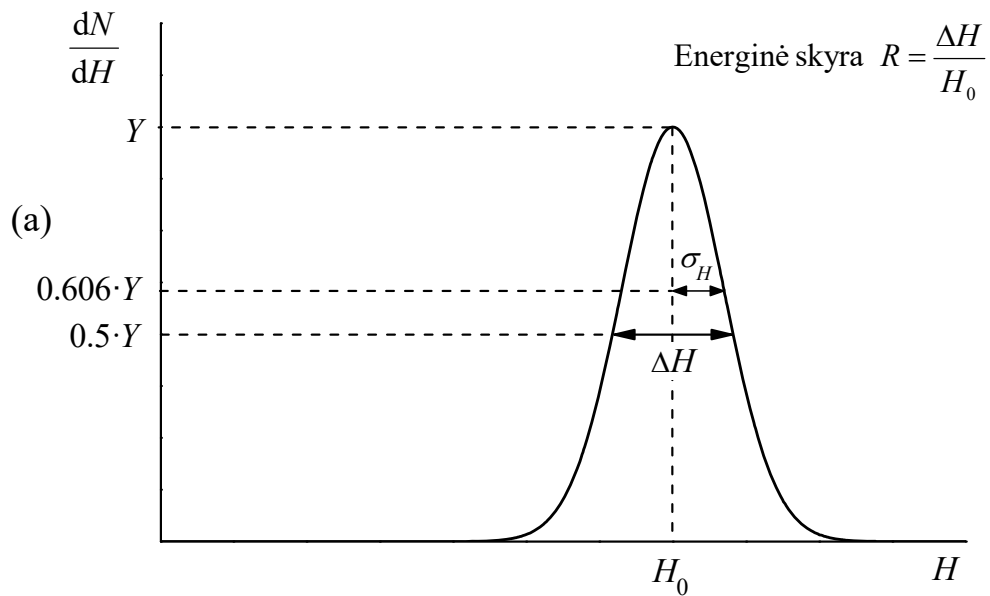


**1.3 pav.** (a) Hipotetinio detektoriaus srovės impulsas. (b) Matuojama įtampa esant didelei apkrovos grandinės trukmės konstantai

### 1.3. Impulsų amplitudžių spektrai. Energinė skyra



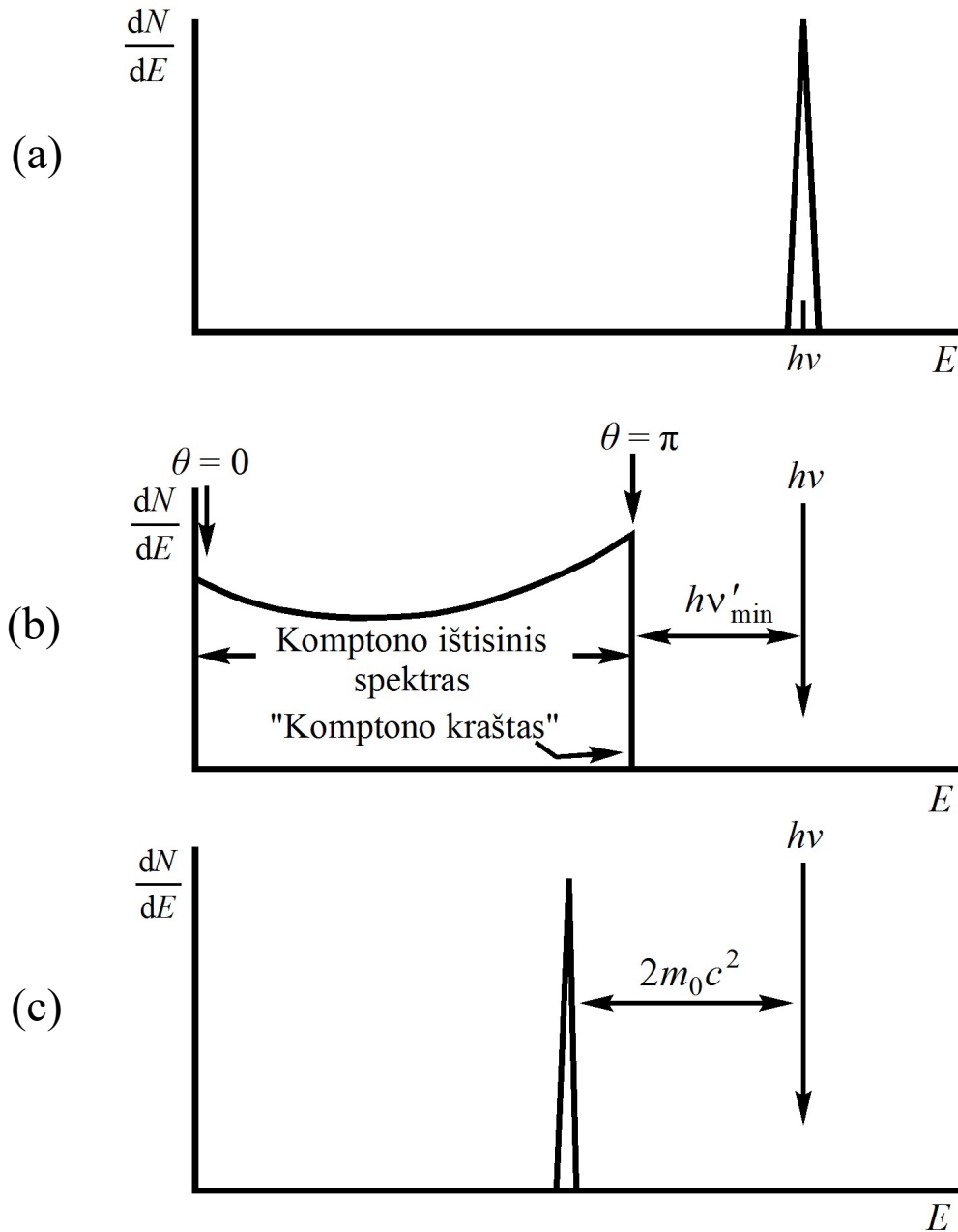
**1.4 pav.** Diferencialinio impulsų amplitudžių spektro pavyzdys



**1.5 pav.** Detektoriaus energinės skyros apibrėžimas. (a) Amplitudinė atsako funkcija; (b) Energinė atsako funkcija.

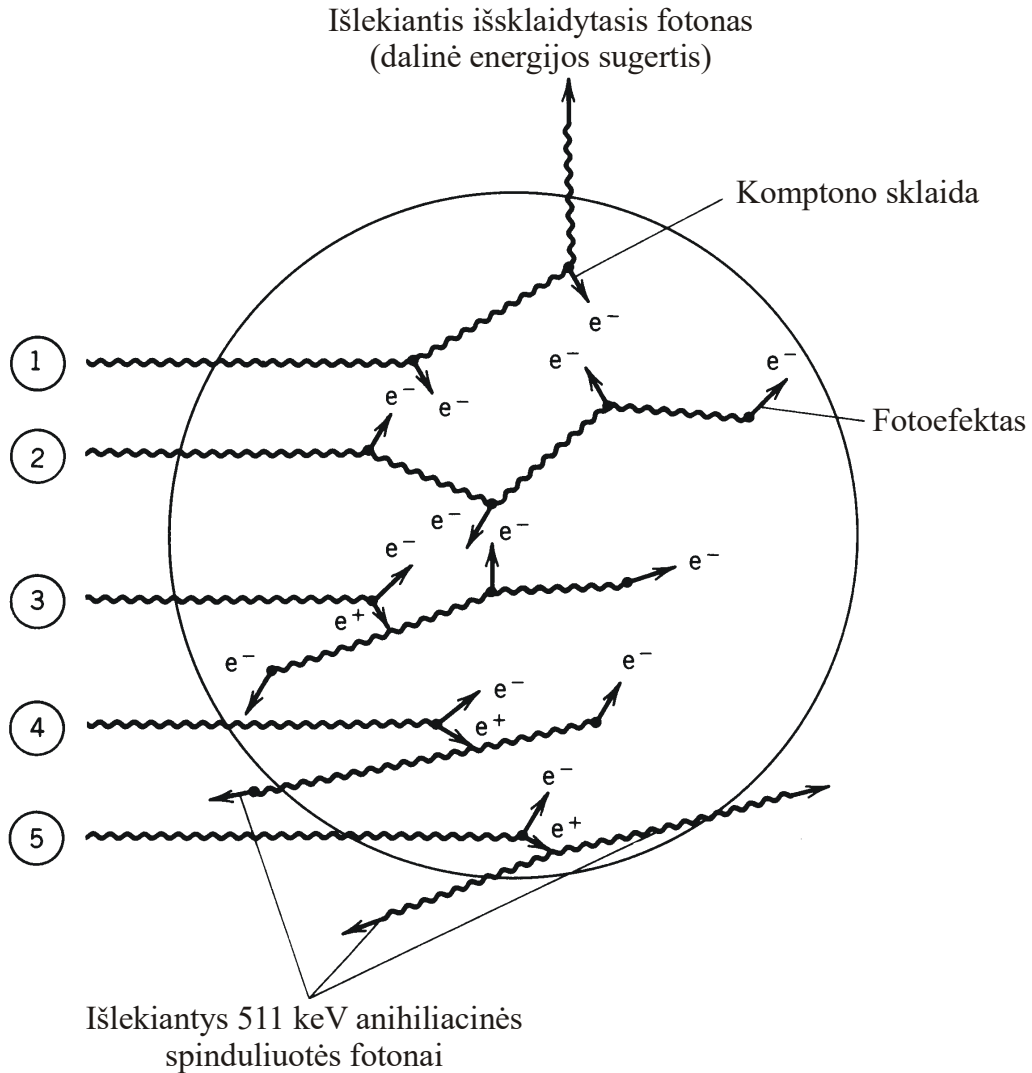
## 2. Gama spektrometrijos fizikiniai pagrindai

### 2.1. Antrinių elektronų energijos spektras



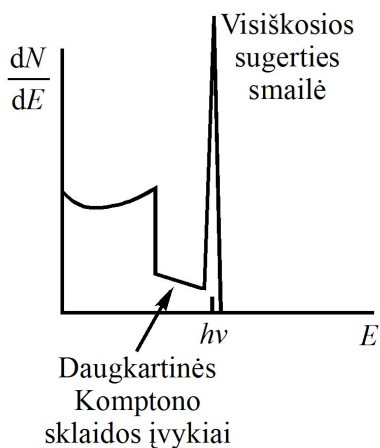
**2.1 pav.** Po įvairių įvykių atsiradusių antrinių elektronų energijos spektrai. (a) Po fotoefekto; (b) po vienkartinės Komptono sklaidos; (c) po elektrono ir pozitrono poros kūrimo ir abiejų anihiliacinių fotonų nuotėkio.

## 2.2. Detektoriaus atsako funkcijos pavidalas

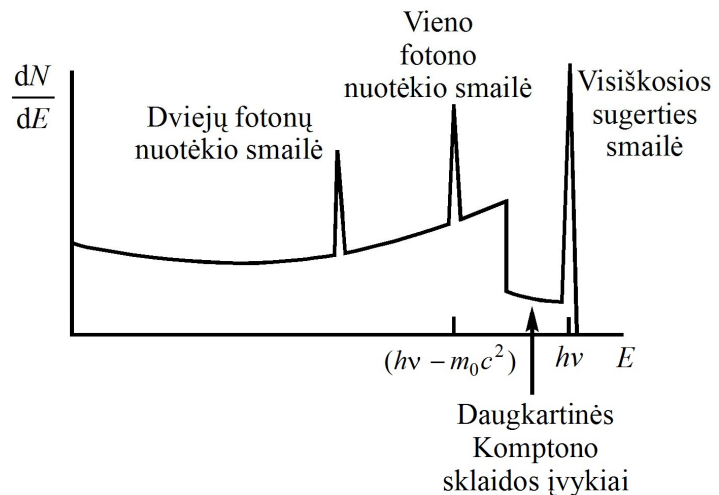


2.2 pav.  $\gamma$  kvanto energijos perdavos medžiagai sekų pavyzdžiai.

(a)  $h\nu < 2m_0c^2$



(b)  $h\nu \gg m_0c^2$



## 2.3 pav. $\gamma$ spinduliuotės detektoriaus atsako funkcijos bendrasis pavidalas.

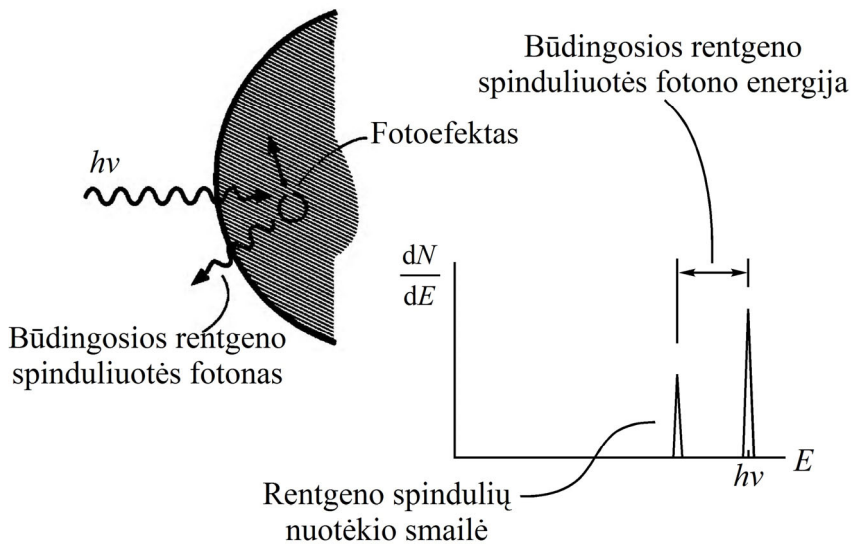
(a) Atsako funkcija, kai antriniai elektronai atsiranda tik dėl Komptono sklaidos ir fotoefekto. (b) Atsako funkcija, kai kartu su Komptono sklaida ir fotoefektu vyksta ir elektrono-pozitrono porų kūrimas.

## 2.3. Kiti veiksniai, kurie turi įtakos detektoriaus atsako funkcijai

### 2.3.1. Antrinių elektronų nuotėkis

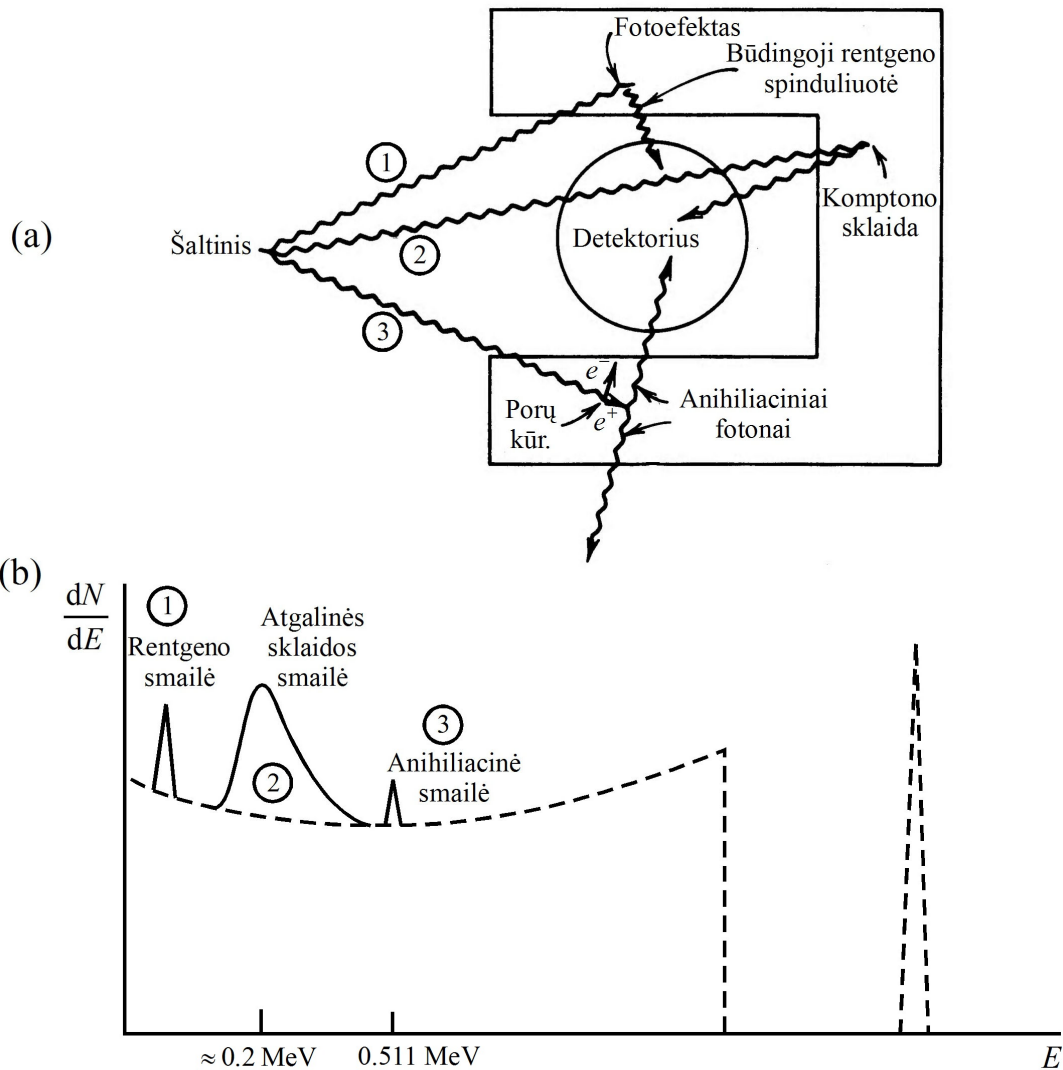
### 2.3.2. Stabdomosios spinduliuotės nuotėkis

### 2.3.3. Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis



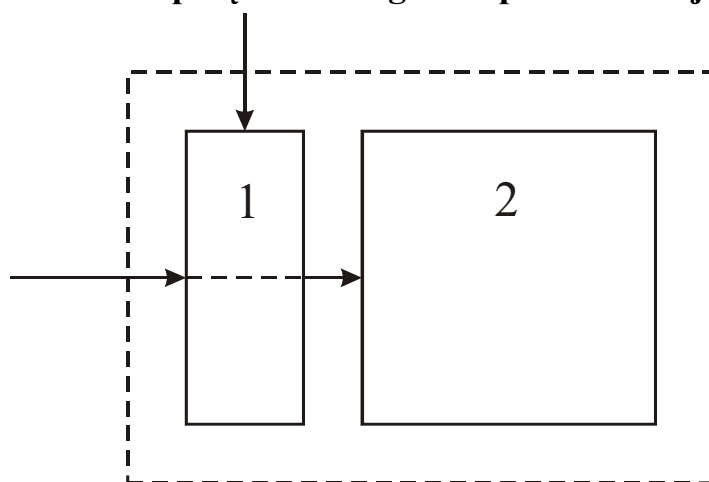
2.4 pav. Būdingosios rentgeno spinduliuotės nuotėkis ir atitinkama  $\gamma$  spektrometro atsako funkcijos smailė.

### 2.3.4. Detektoriaus ir radioaktyviojo šaltinio aplinkos įtaka



2.5 pav. Detektorių supančių medžiagų įtaka detektoriaus atsako funkcijai. (a) Kai kurie  $\gamma$  kvantų sąveikos su aplinkiniais objektais įvykiai; (b) atitinkami požymiai detektoriaus atsako funkcijoje.

## 2.4. Sutapčių metodai gama spektrometrijoje

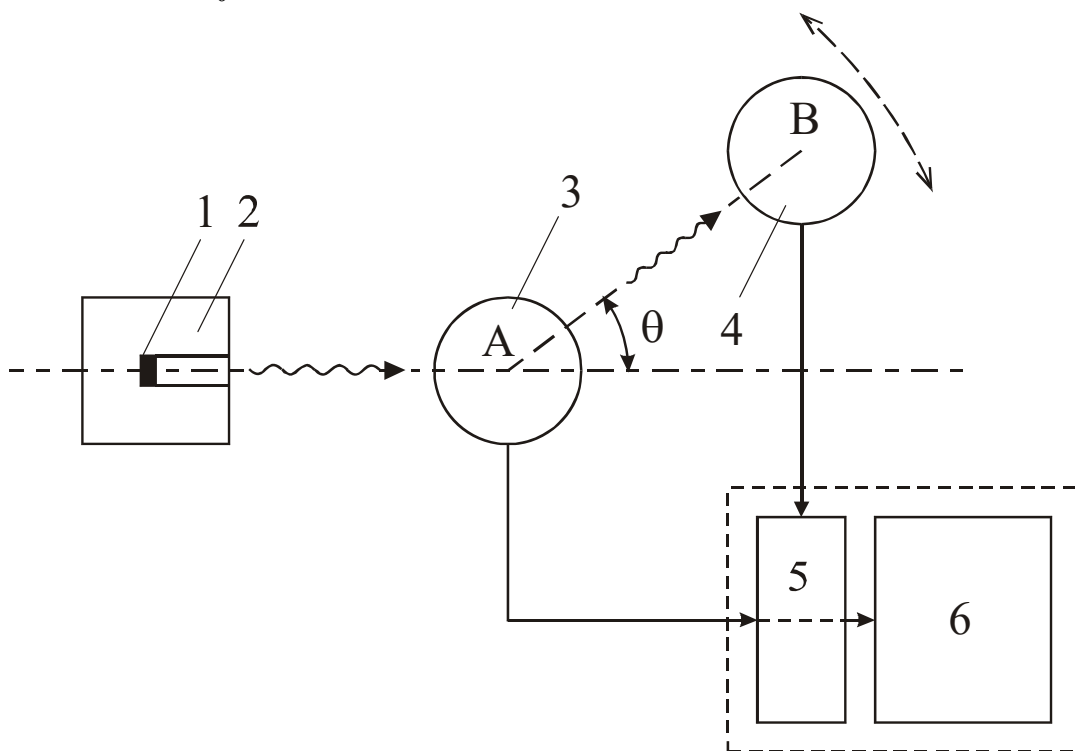


**2.6 pav.** Amplitudžių analizatoriaus su sutapčių arba antisutapčių bloku struktūrinė schema.

1 – sutapčių arba antisutapčių blokas,  
2 – amplitudžių analizavimo blokas.

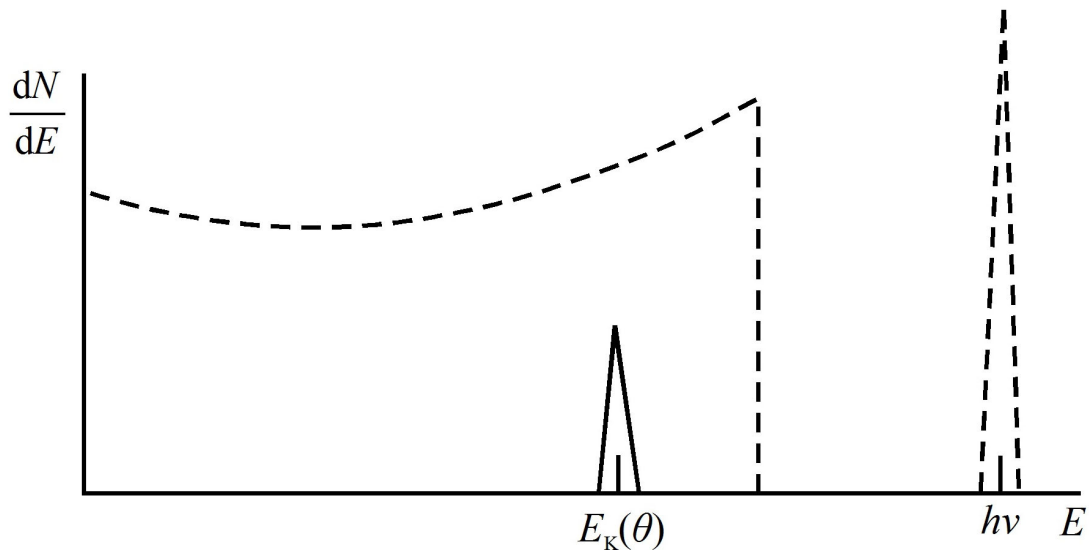
### 2.4.1. Komptono spektrometras

$$E_K(\theta) = hv \frac{\frac{hv}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)}{1 + \frac{hv}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)}; \quad hv = \frac{E_K}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{4m_0c^2}{E_K(1 - \cos \theta)}} \right]$$



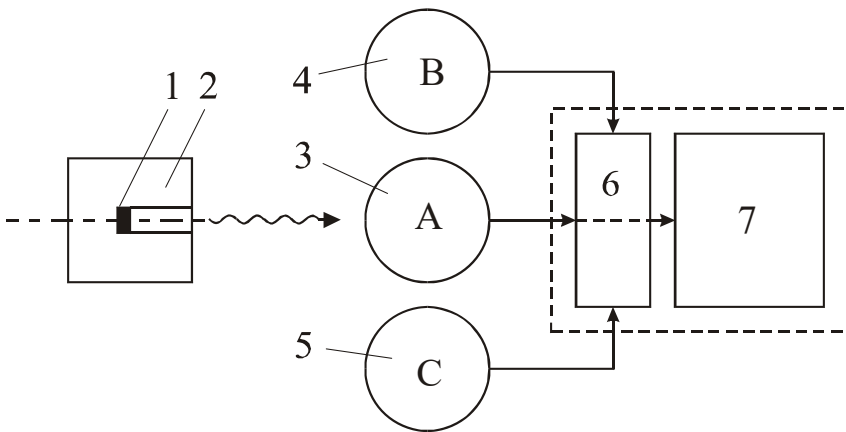
**2.7 pav.** Komptono spektrometro struktūrinė schema. 1 –  $\gamma$  radioaktyvusis šaltinis, 2 – kolimatorius, 3 – Komptono atatrakos elektronų detektorius, 4 – išsklaidytų  $\gamma$  kvantų detektorius, 5 – sutapčių blokas, 6 – amplitudžių analizavimo blokas.



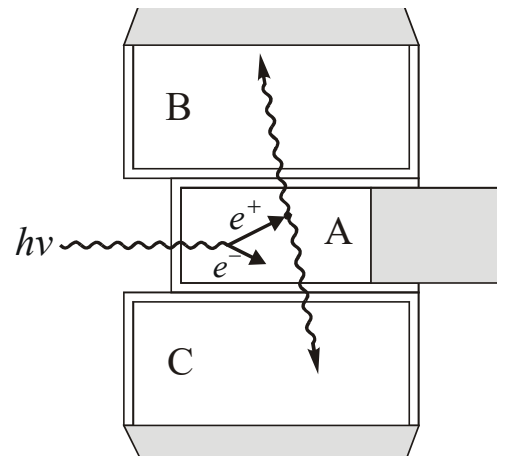


**2.8 pav.** Komptono spektrometro energinės atsako funkcijos bendrasis pavidalas. Šią funkciją sudaro viena smailė (ištisinė linija). Ši smailė atitinka tuos  $\gamma$  kvantų sąveikos įvykius detektoriuje A, kurie yra vienalaikiai su sąveikos įvykiais detektoriuje B. Normalioji detektoriaus A atsako funkcija yra parodyta punktyrine linija.

#### 2.4.2. Porų spektrometras



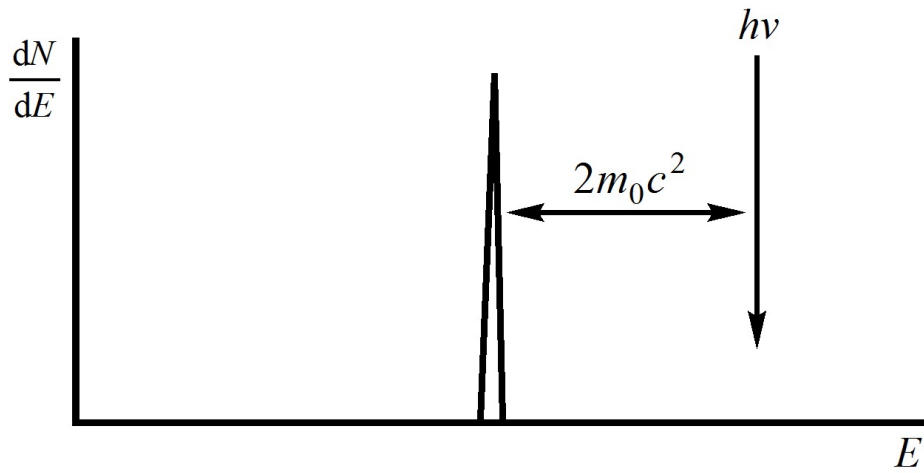
**2.9 pav.** Porų spektrometro struktūrinė schema. 1 –  $\gamma$  radioaktyvusis šaltinis, 2 – kolimatorius, 3 – elektrono ir pozitrono porų detektorius, 4 ir 5 – anihiliacinių  $\gamma$  kvantų detektoriai, 6 – sutapčių blokas, 7 – amplitudžių analizavimo blokas.



**2.10 pav.** Trijų detektorių išsidėstymas porų spektrometre

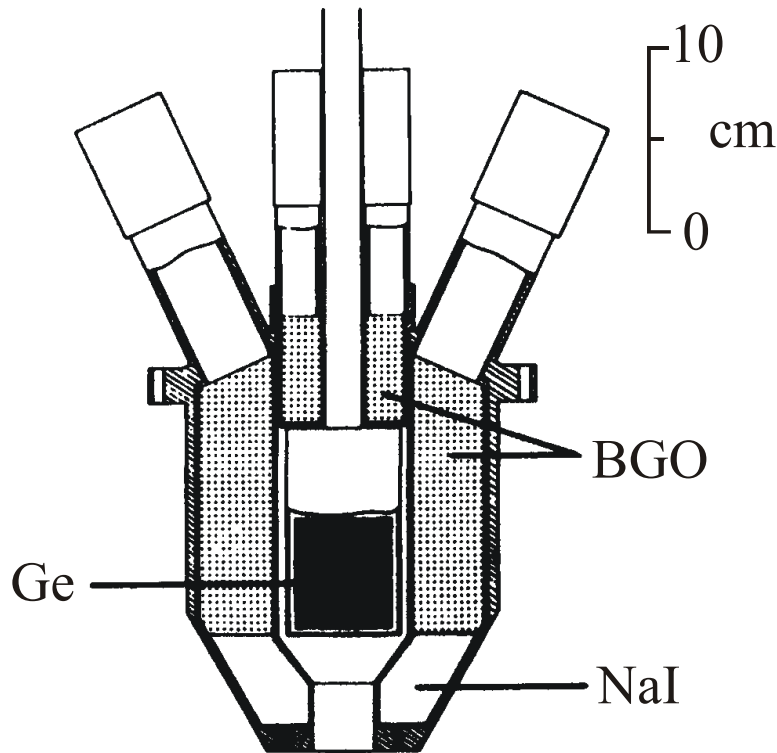
Pozitrono ir elektrono kinetinių energijų suma:

$$E_+ + E_- = hv - 2m_0c^2$$



**2.11 pav.** Porų spektrometro energinės atsako funkcijos bendrasis pavidalas Ji nusako antrinių elektronų energijos spektrą, kai antriniai elektronai atsiranda lėtėjant elektrono ir pozitrono porai, o du pozitrono anihiliacijos metu atsiradę fotonai nesąveikauja su detektoriumi

### 2.4.3. Spektrometras su antisutapčių įtaisais



**2.12 pav.** Germanio detektoriaus su Komptono ištisinio spektro slopinimo sistema pavyzdys. Ištisinio spektro slopinimui naudojami NaI ir BGO scintiliatoriai, kurie supa germanio detektorius. Visų detektorių signalai patenka į antisutapčių įrenginį. Todėl germanio detektoriaus impulsas analizuojamas tik tada, kai fotodaugintuvų išėjimuose nėra impulso.

### 3. Mesbauerio spektrometrijos fizikiniai pagrindai

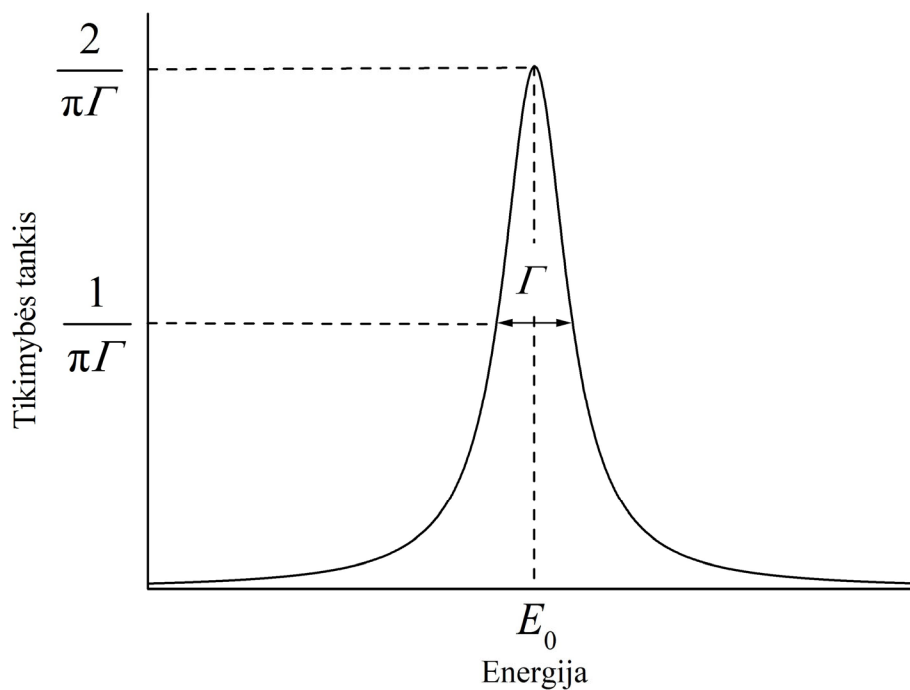
#### 3.1. Rezonanso sąvoka. Natūralusis linijos plotis

$$E = h\nu = \hbar\omega = h \frac{c}{\lambda}$$

Tikimybė aptikti atomą energijos intervale nuo  $E$  iki  $E + dE$  yra nusakoma Breito ir Vignerio skirstiniu (dar vadinamo „Lorenco skirstiniu“):

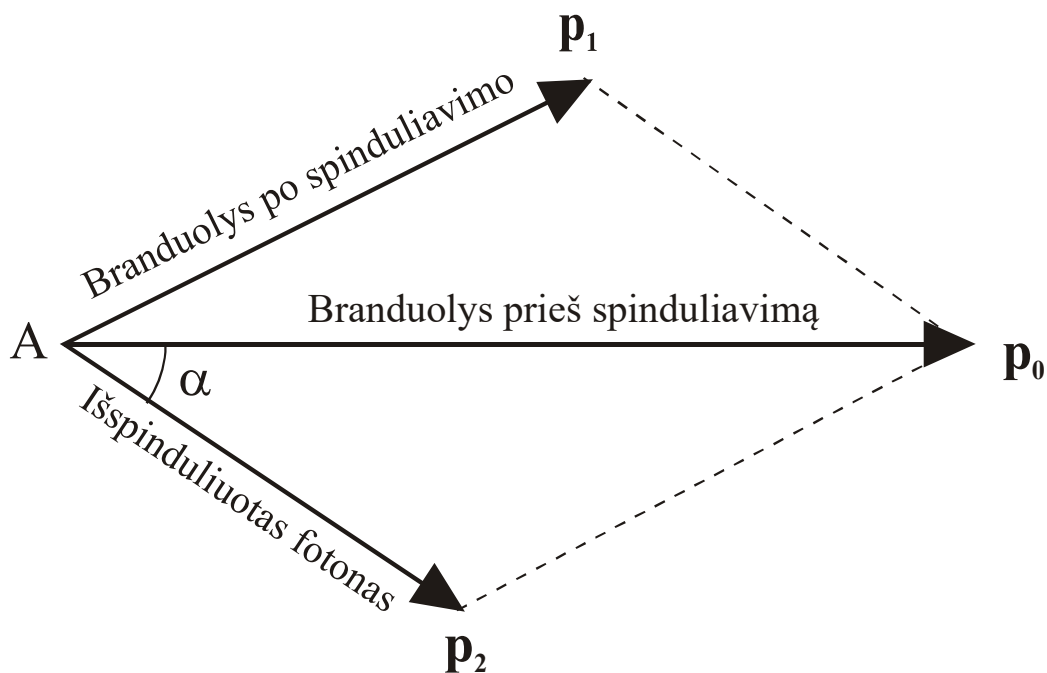
$$P(E)dE = \frac{2\Gamma}{\pi} \cdot \frac{1}{4(E - E_0)^2 + \Gamma^2} dE$$

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$$



**3.1 pav.** Energijos pasiskirstymas dėl kvantinės būsenos nenuostovumo

### 3.2. Laisvo branduolio atatranks energija. Spektro linijos Doplerio išplitimas



**3.2 pav.** Impulso tvermės dėsnis, kai branduolys, kurio impulsas  $\mathbf{p}_0$ , emituoja fotoną su impulsu  $\mathbf{p}_2$ . Branduolio impulsas po emisijos yra  $\mathbf{p}_1$

$$\begin{cases} \frac{p_0^2}{2m} + \hbar\omega_0 = \frac{p_1^2}{2m} + \hbar\omega, \\ \mathbf{p}_0 = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2. \end{cases}$$

Branduolio atatranks energija – tai jo kinetinės energijos pokytis:

$$E_{\text{at}} \equiv \frac{p_1^2 - p_0^2}{2m} = \frac{1}{2m} [p_2^2 - 2(\mathbf{p}_0, \mathbf{p}_2)] \equiv \frac{p_2^2}{2m} - \frac{1}{m} p_0 p_2 \cos \alpha.$$

Fotono energijų skirtumas laboratorinėje ir branduolio atskaitos sistemose:

$$\hbar\omega - \hbar\omega_0 = -E_{\text{at}}.$$

Visos šios lygtys galioja ir tada, kai branduolys sugeria fotoną. Tačiau tada pradiniu branduolio impulsu reikia laikyti  $\mathbf{p}_1$ , o galutiniu –  $\mathbf{p}_0$ . Vadinas, fotono sugerties atveju branduolio kinetinės energijos pokytis lygus  $-E_{\text{at}}$ .

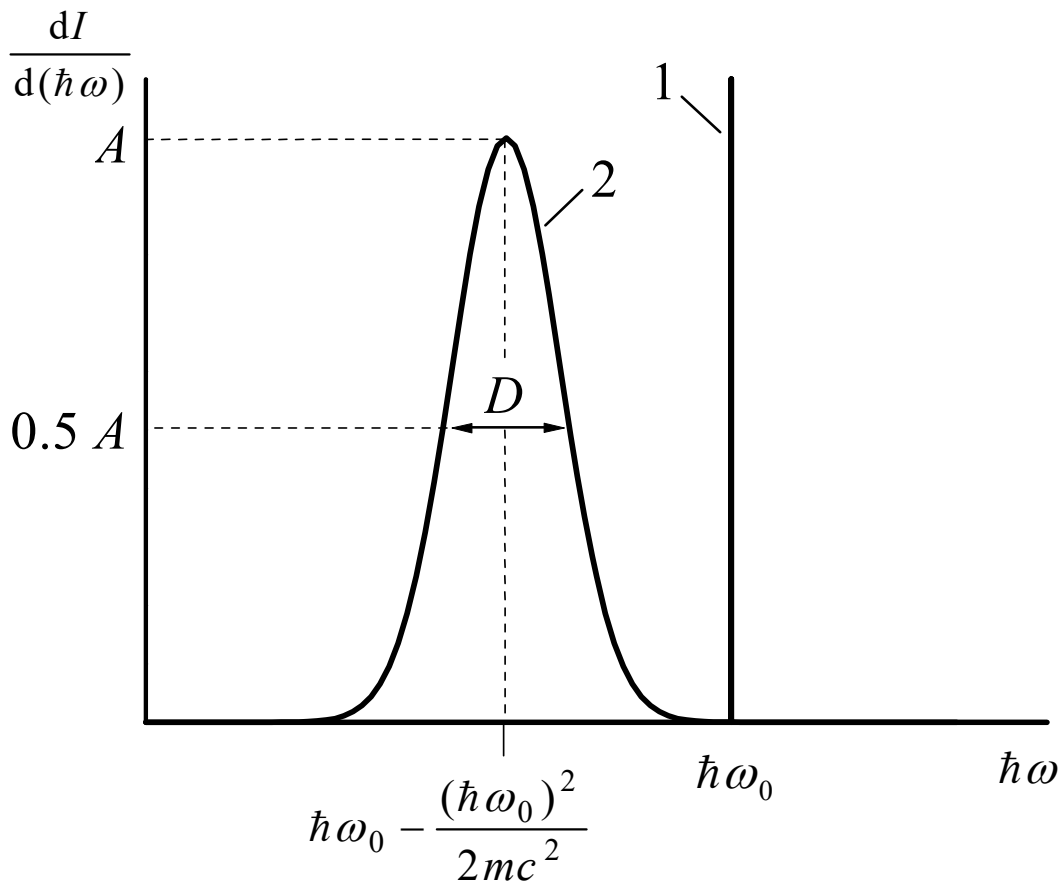
Kadangi

$$p_2 = \frac{\hbar\omega}{c}, \quad p_0 = m v_0,$$

tai

$$E_{\text{at}} = \frac{(\hbar\omega)^2}{2mc^2} - \frac{v_0}{c} \hbar\omega \cos \alpha \approx \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2mc^2} - \frac{v_0}{c} \hbar\omega_0 \cos \alpha.$$

Antrasis dėmuo šiame reiškinyje nusako **Doplerio poslinkį**.



**3.3 pav.** Dujų atomų atatranks ir jų šiluminio judėjimo įtaka spinduliuojamų fotonų energijos spektrui. 1 – natūralaus pločio linija, 2 – pasislinkusi dėl atatranks linija, kuri išplitusi dėl atomų šiluminio judėjimo ir Doplerio reiškinių

Kadangi Doplerio poslinkio vidutinė vertė lygi nuliui, tai

$$\langle E_{\text{at}} \rangle = \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2mc^2}.$$

Atomų, kurie spinduliuoja fotonus  $x$  kryptimi, atatranks energija

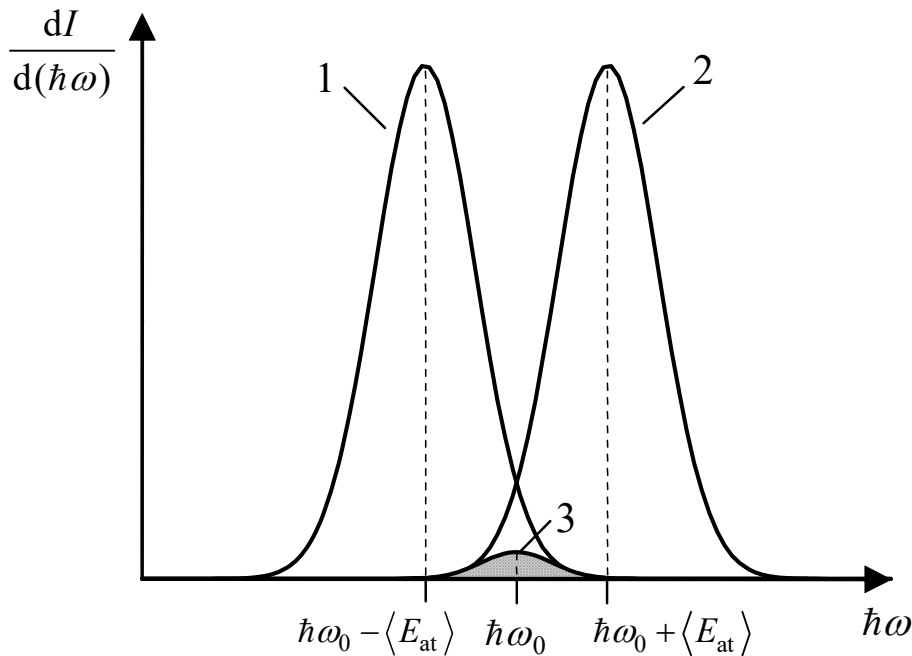
$$E_{\text{at}} = \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2mc^2} - \frac{v_x}{c} \hbar\omega_0.$$

Maksvelo skirstinys:

$$f(v_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right).$$

Tai yra Gauso skirstinys, kurio standartinis nuokrypis  $\sqrt{\frac{kT}{m}}$ . Todėl Doplerio išplitimas lygus

$$D = 2,35 \sqrt{\frac{kT}{m}} \frac{\hbar\omega_0}{c}.$$



**3.4 pav.** Sugerties spektro linijos poslinkis atžvilgiu spinduliuotės spektro linijos dėl atatranksos. 1 – spinduliuotės spektro linija, 2 – sugerties spektro linija, 3 – funkcijų 1 ir 2 sandauga, kuri proporcinga fotono sugerties tikimybės energiniam tankiui

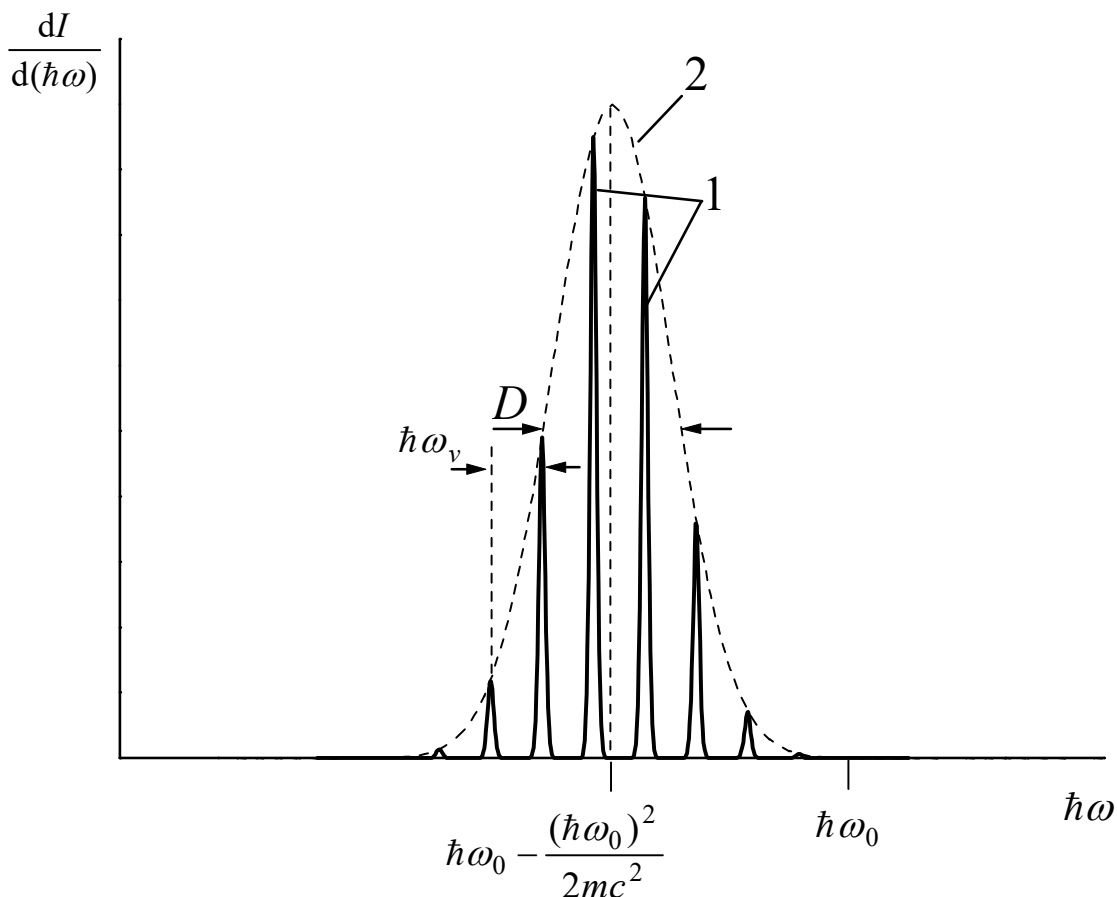
### 3.3. Atomo atatranksos energija kristale

Kolektyvinį atomų judėjimą kietajame kūne galima išreikšti skirtingo dažnio normaliųjų virpesių suma. *Normalusis virpesys* arba *normalioji moda* – tai toks kristalo atomų judėjimas, kai visi atomai harmoningai virpa vienodu dažniu  $\omega_v$ . Skirtingų normaliųjų virpesių skaičius lygus  $3N$ , kur  $N$  yra atomų skaičius. Kvantinė mechanika teigia, kad duotojo normaliojo virpesio energija yra kvantuota:

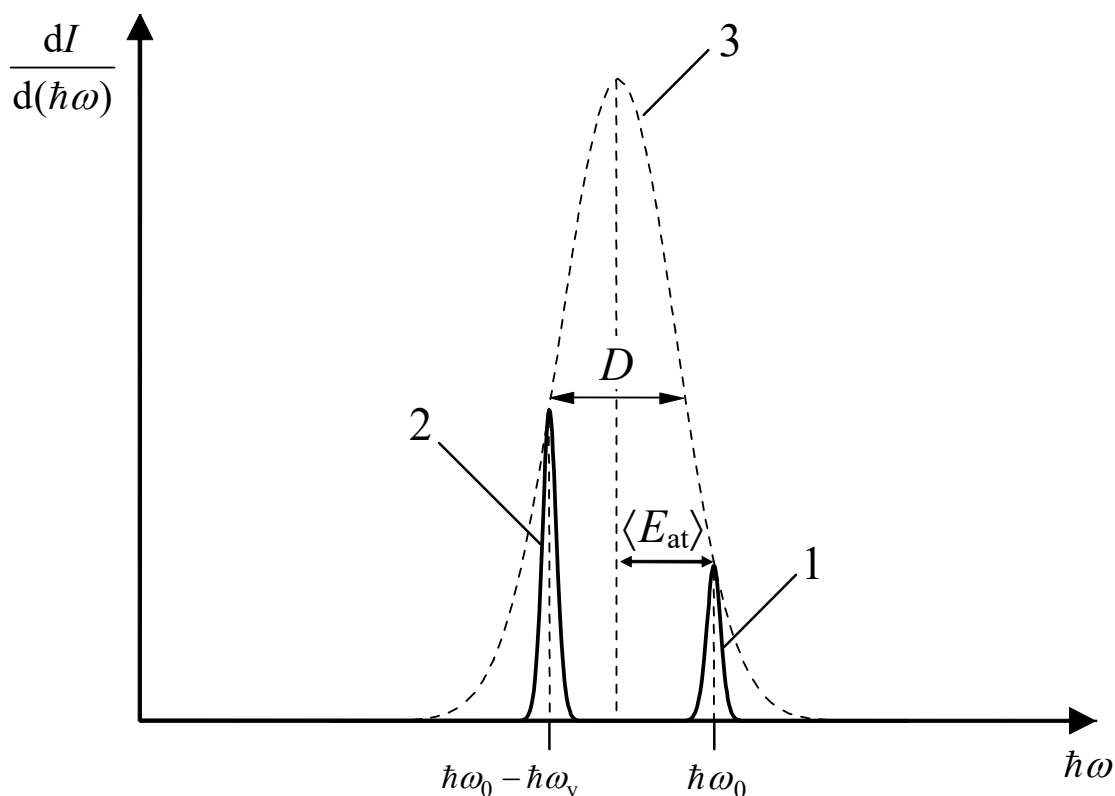
$$E_v = \left( n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_v \quad (n = 0, 1, 2, \dots)$$

Kiekvieną normalųjį virpesį, savo ruožtu, galima išreikšti to paties dažnio įvairių krypčių plokščiųjų mechaninės deformacijos bangų (garso bangų) suma. Tas bangas formaliai galima laikyti dalelėmis, kurių energija  $\hbar \omega_v$ , o impulsas  $\hbar k$  (čia  $k$  yra bangos skaičius:  $k = 2\pi/\lambda$ , kur  $\lambda$  yra bangos ilgis). Šios kvazidalelės vadinamos *fononais*. Tada sveikąjį skaičių  $n$  galima laikyti duotosios rūšies fononų skaičiumi (fonono rūšį nusako jo dažnis  $\omega_v$  ir atomų judėjimo tipas).

Paprasčiausias kietojo kūno modelis – tai Einšteino modelis, pagal kurį visų normaliųjų virpesių dažniai yra vienodi.



**3.5 pav.** Kristalo atomo  $\gamma$  spinduliuotės energijos spektras pagal kietojo kūno Einšteino modelį.  $\hbar\omega_0$  – kvantinio šuolio energija.  $\hbar\omega_v$  – atomų virpesių energijos kvantas. 1 – spektro linijos, atitinkančios kristalo energijos padidėjimą dydžiais  $4\hbar\omega_v$  ir  $5\hbar\omega_v$ . 2 – spektro gaubtinė



**3.6 pav.** Kristalo atomo  $\gamma$  spinduliuotės energijos spektras pagal kietojo kūno Einšteino teoriją, kai vidutinė atatrunkos energija  $\langle E_{at} \rangle$  ir Doplerio išplitimas  $D$  yra mažesni už atomų virpesių energijos kvantą  $\hbar\omega_v$ .  $\hbar\omega_0$  – kvantinio šuolio energija. 1 – spektro linija, atitinkanti befononį procesą, 2 – spektro linija, atitinkanti vieno fonono atsiradimą, 3 – kreivė, kuri proporcinga tų pačių atomų dujų spinduliuotės spektrui toje pačioje temperatūroje.

Vidutinė branduolio atatrunkos energija nepriklauso nuo to, ar atomas yra laisvas, ar ne, t. y.

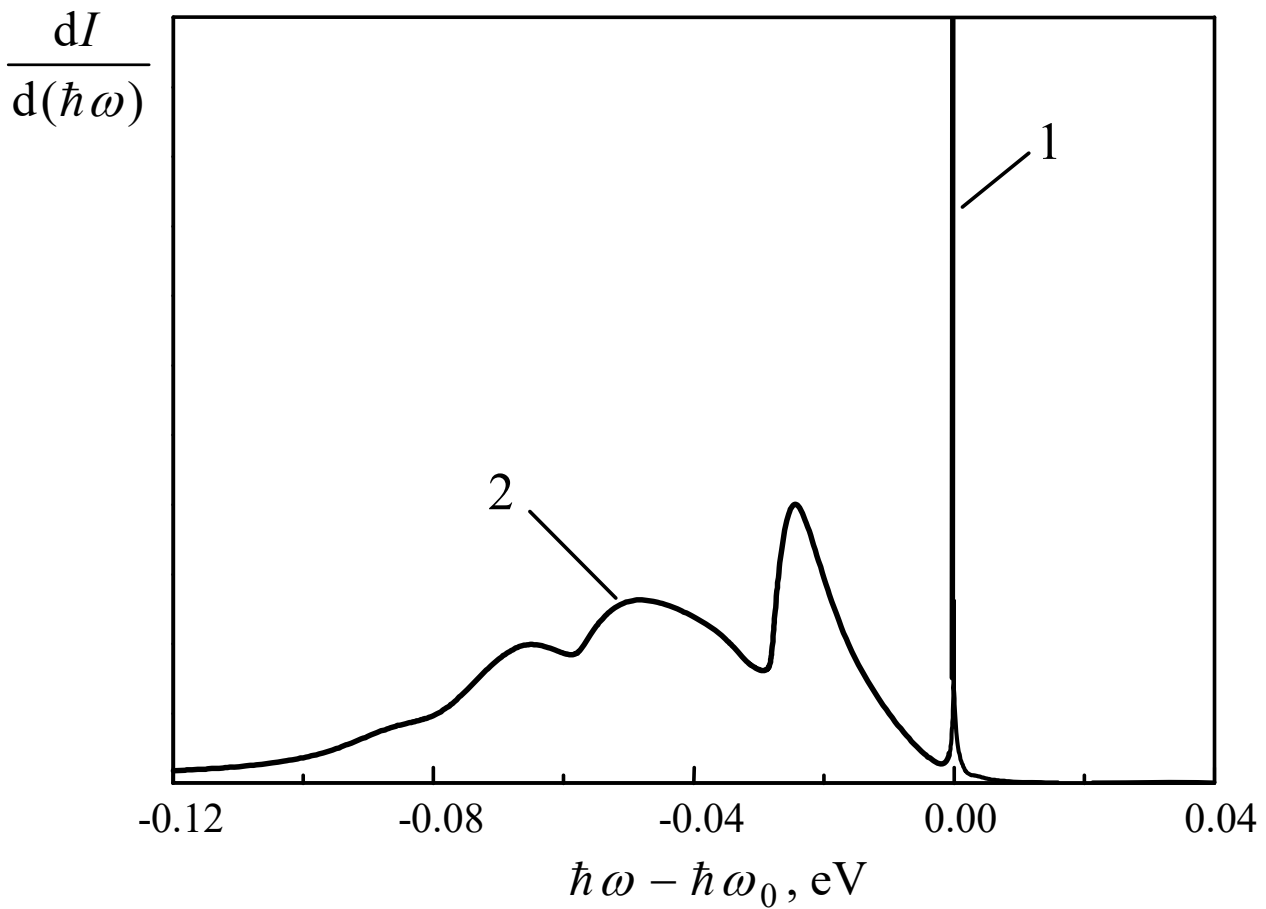
$$\langle \hbar\omega \rangle = \hbar\omega_0 - \langle E_{\text{at}} \rangle = \hbar\omega_0 - \frac{(\hbar\omega_0)^2}{2mc^2}.$$

Kita vertus, jeigu egzistuoja tik vienfononiai ir befononiai procesai, vidutinė spinduliuojamų  $\gamma$  kvantų energija yra

$$\langle \hbar\omega \rangle = f \cdot \hbar\omega_0 + (1-f) \cdot (\hbar\omega_0 - \hbar\omega_v) = \hbar\omega_0 - (1-f) \cdot \hbar\omega_v;$$

čia  $f$  yra befononio vyksmo tikimybė. Sujungus pastarąsias dvi lygybes, gaunama  $f$  išraiška:

$$f = 1 - \frac{\langle E_{\text{at}} \rangle}{\hbar\omega_v}.$$



**3.7 pav.** Metalinės būsenos  $^{191}\text{Ir}$  branduolių  $\gamma$  spinduliuotės spektras žemoje temperatūroje.  $\hbar\omega_0$  – kvantinio šuolio energija (129 keV). 1 – befononis maksimumas, 2 – fononinė spektro dalis. Befononės linijos plotas lygus 5,7 % viso spektro ploto.



### 3.4. Mesbauerio spektrometro veikimo principas

Tokia  $\gamma$  kvantų sugertis ir emisija, kai atatrakos energija lygi nuliui, vadinama *Mesbauerio reiškiniu*. Kitaip sakant, Mesbauerio reiškiny – tai befononė rezonansinė  $\gamma$  kvantų emisija ir sugertis.

Befononės linijos plotis sutampa su natūraliuoju linijos pločiu:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}.$$

Šis dydis lemia Mesbauerio spektrometro energinę skyrą. Kai  $\tau = 10^{-10} - 10^{-6}$  s, linijos plotis yra  $10^{-6} - 10^{-10}$  eV.

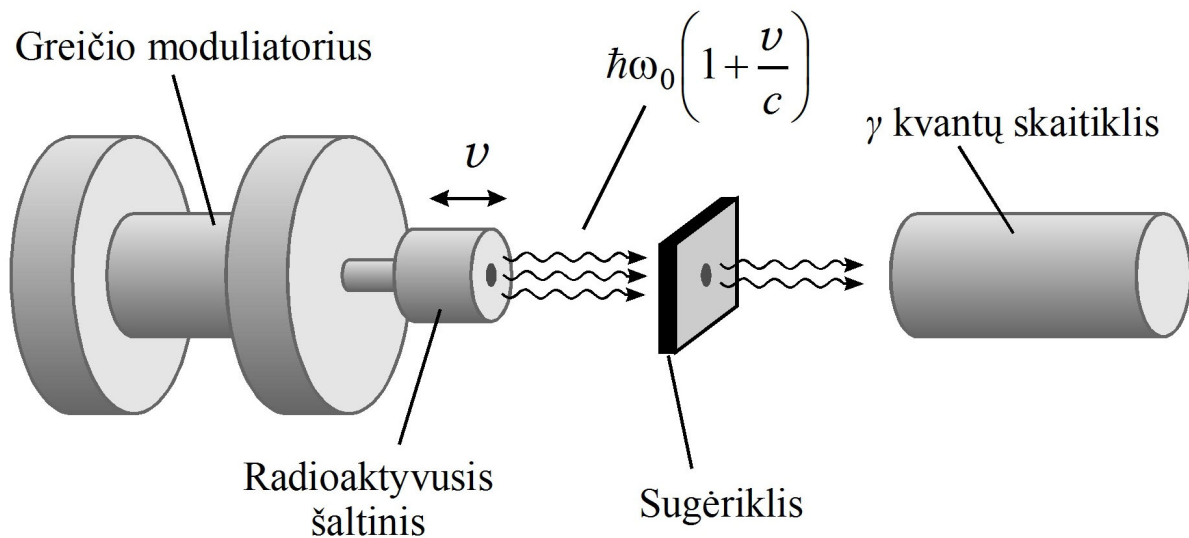
Mesbauerio spektrometrijoje matuojama spinduliuotės energijos nuostolių priklausomybė nuo krintančiųjų  $\gamma$  kvantų energijos (energijos nuostolius sąlygoja befononė  $\gamma$  kvantų befononė sugertis ploname sugėriklio sluoksnyje).  $\gamma$  kvantų energija keičiama siaurame intervale, kurio plotis yra  $10^{-8} \div 10^{-6}$  eV. Tam panaudojamas Doplerio poslinkis, kuris atsiranda, kai spinduliuotės šaltinis judinamas kelių mm/s arba cm/s greičiu atžvilgiu sugėriklio. Tada fotonų energija yra proporcinga šaltinio greičiui  $v$ :

$$\hbar\omega_0 \left( 1 + \frac{v}{c} \right).$$

Vadinasi, greičio pokytis  $\Delta v$  atitinka energijos pokytį

$$\Delta E = \hbar\omega_0 \Delta v / c.$$

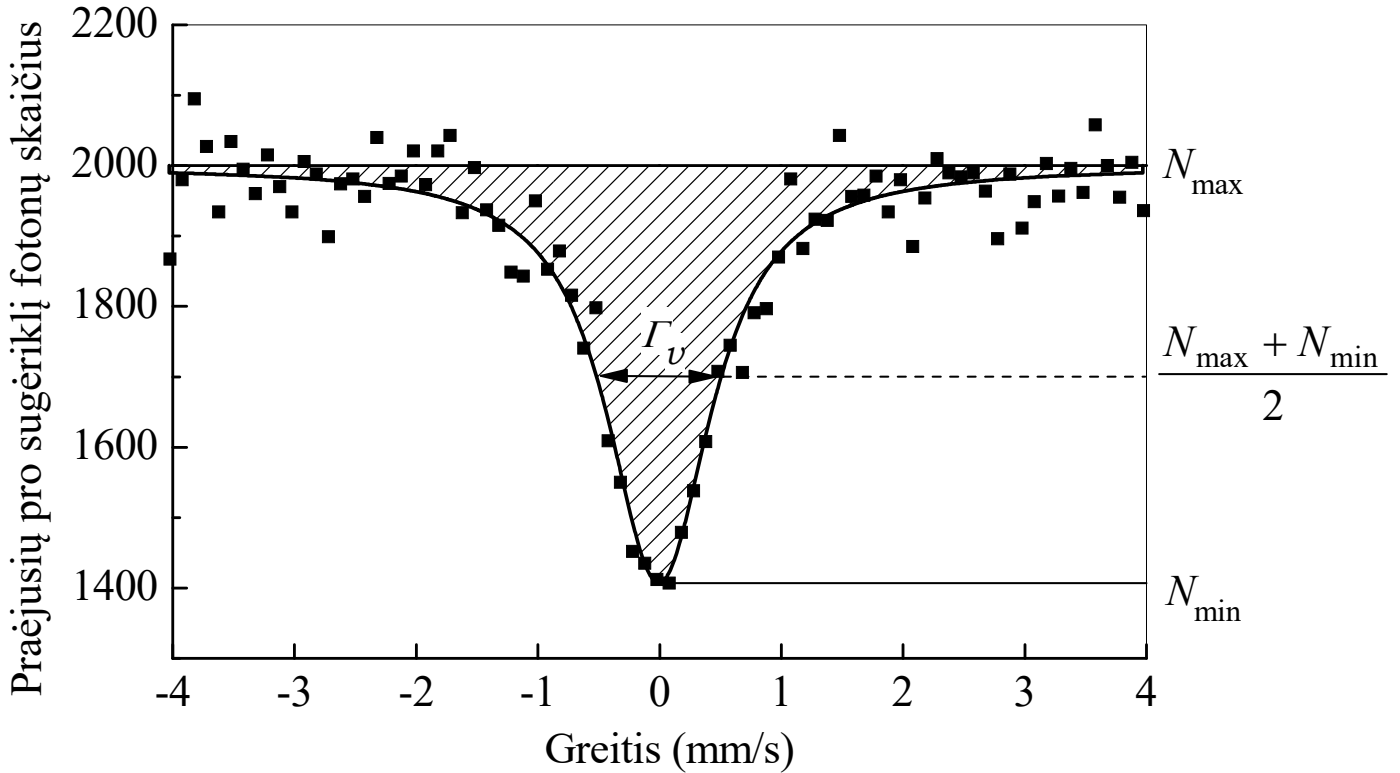
Pvz., jeigu  $\hbar\omega_0 = 15$  keV, tada  $10^{-7}$  eV didumo nuokrypį nuo  $\hbar\omega_0$  atitinka greitis  $v = 10^{-7} \text{ eV} / 15 \text{ keV} \cdot c = 0,2 \text{ cm/s}$ .



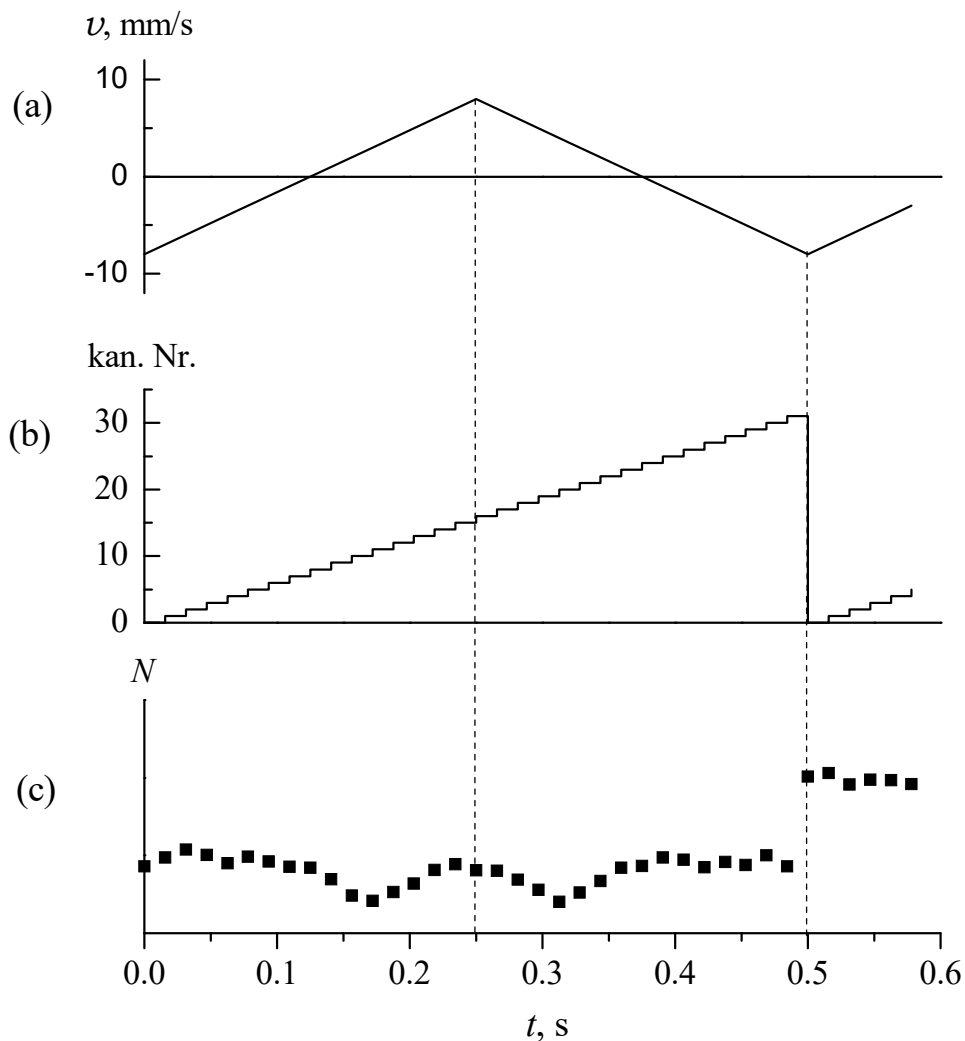
3.8 pav. Mesbauerio spektrometro veikimo principas

Mesbauerio spektrometrijos ir tradicinės  $\gamma$  spektrometrijos panašumai ir skirtumai:

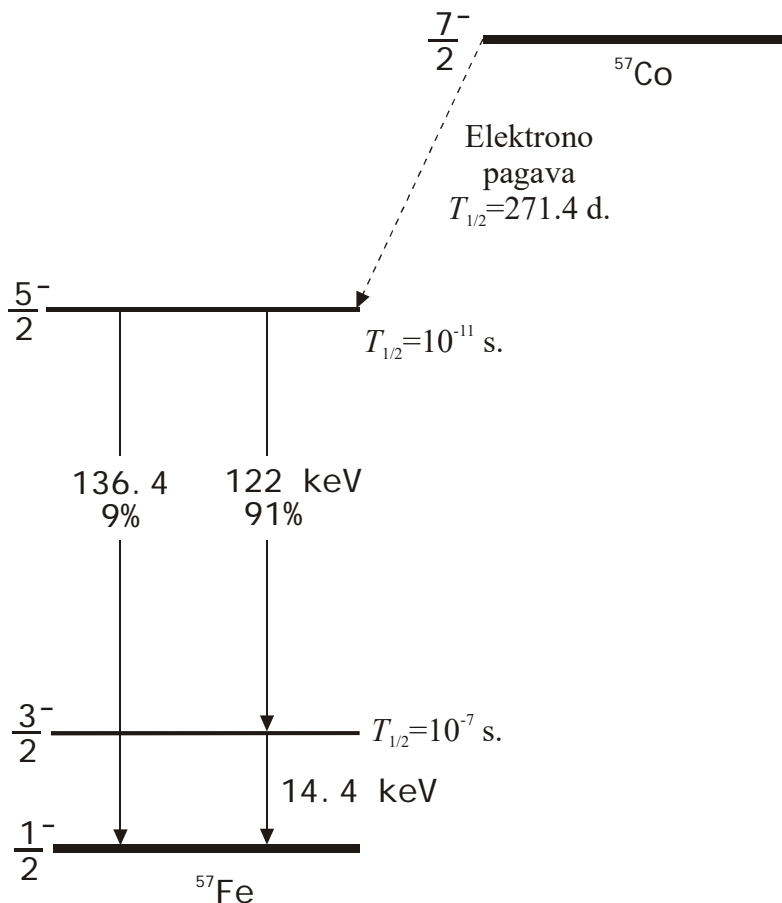
- tradicinėje spektrometrijoje matuojama  $\gamma$  kvanto *energija*, o Mesbauerio spektrometrijoje matuojamas sugerto  $\gamma$  kvanto ir išspinduliuoto  $\gamma$  kvanto *energijų skirtumas*;
- tradicinėje  $\gamma$  spektrometrijoje  $\gamma$  kvanto energiją nusako *detektoriaus impulso amplitudė*, o Mesbauerio spektrometrijoje energijų skirtumas nustatomas pagal *šaltinio greitį* tuo laiko momentu, kai buvo detektuotas  $\gamma$  kvantas;
- ir tradicinėje  $\gamma$  spektrometrijoje, ir Mesbauerio spektrometrijoje tiesiogiai matuojamas dydis (impulso amplitudė arba šaltinio greitis) yra *proporcingas* dydžiui, kurį siekiama nustatyti ( $\gamma$  kvanto energijai arba sugerto ir išspinduliuoto  $\gamma$  kvantų energijų skirtumui).



**3.9 pav.** Mesbauerio spektro pavyzdys, kai sugėriklio branduolių aplinka yra tiksliai tokia pati, kaip ir radioaktyviojo šaltinio branduolių aplinka.  $\Gamma_v$  yra greičio vienetais išreikštas Mesbauerio linijos plotis.



**3.11 pav.** Mesbauerio spektro registravimo laikinės diagramos, kai registruojami du veidrodiniai spektrai: vienas – augant šaltinio greičiui, o kitas – jam mažėjant



**3.12 pav.** Radioaktyviojo skilimo  $^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$  schema.

## 4. Jonizacijos kameros

Pagrindinės sąvokos analizuojant dujinius detektorius:

- jonų pora
- smūginė jonizacija
- dujinis stiprinimas
- dujinių detektorių tipai: jonizacijos kameros, proporcingieji ir Geigerio-Miulerio detektoriai

Vidutinis dalelės energijos sumažėjimas vienai jonų porai:

$$W \equiv \frac{E_d}{N}.$$

Dujos	Mažiausioji elektrono ryšio energija $E_{\text{ion}}, \text{eV}$	$W, \text{eV}$	
		Elektronai	$\alpha$ dalelės
Ar	15.7	26.4	26.3
He	24.5	41.3	42.7
H <sub>2</sub>	15.6	36.5	36.4
N <sub>2</sub>	15.5	34.8	36.4
Oras		33.8	35.1
O <sub>2</sub>	12.5	30.8	32.2
CH <sub>4</sub>	14.5	27.3	29.1

### 4.3. Krūvininkų dreifas dujose, esant elektriniam laukui

**Dreifas** – tai kryptingas krūvininkų judėjimas dėl elektrinio lauko. Kartu su kryptingu judėjimu vyksta ir betvarkis judėjimas dėl krūvininkų atsitiktinių susidūrimų su dujų molekulėmis.

Bendroji krūvininko, kurio krūvis yra  $+e$  arba  $-e$ , dreifo greičio išraiška:

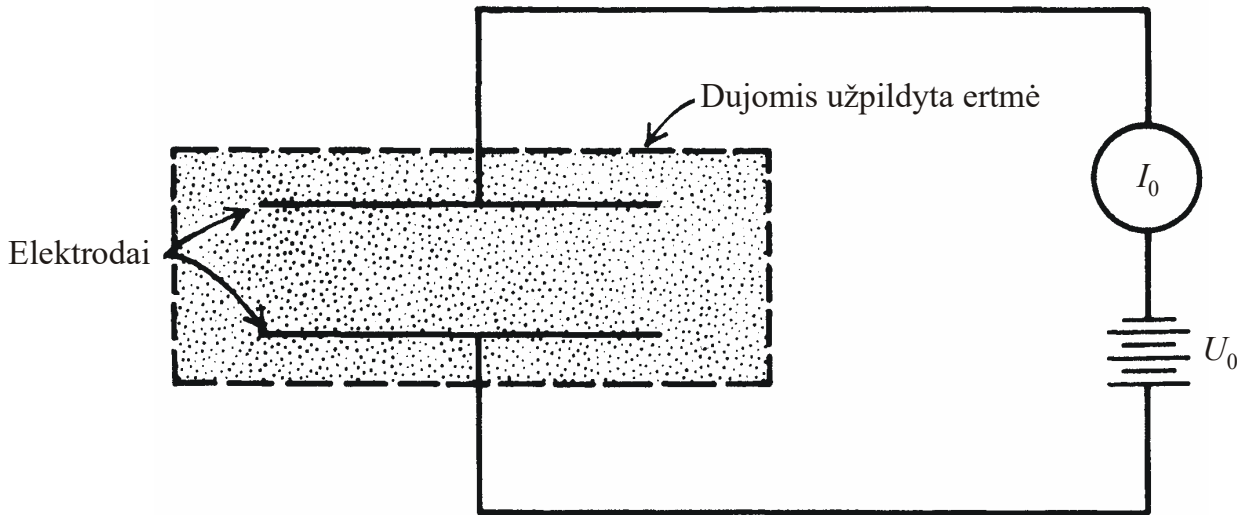
$$v = \frac{e\mathcal{E}\lambda}{\alpha\sqrt{EM}};$$

čia  $\mathcal{E}$  yra elektrinio lauko stipris,  $\lambda$  yra laisvasis kelias,  $E$  yra krūvininko energija,  $M$  yra krūvininko masė, o  $\alpha$  yra bedimensė konstanta, kuri priklauso nuo krūvininkų greičių skirstinio (pvz., Maksvelo skirstinio atveju  $\alpha = 4/\sqrt{3\pi} \approx 1,303$ ). Laisvasis kelias yra atvirkščiai proporcingas slėgiui ( $\lambda = \lambda_1/p$ ). Todėl  $v \sim \mathcal{E}/p$ . Proporcingumo daugiklis vadinamas **krūvininko judriu** ir žymimas  $\mu$ :

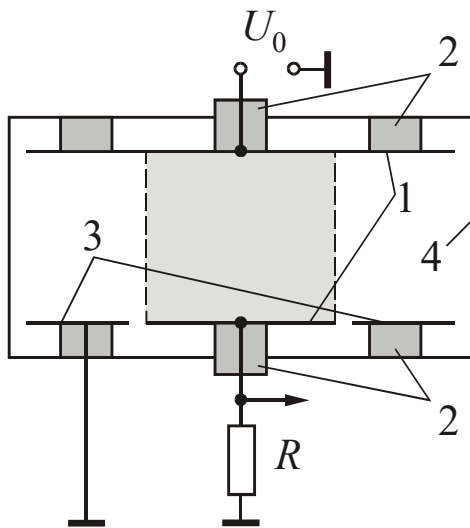
$$v = \frac{\mu\mathcal{E}}{p}.$$

Įprastinėmis dujinių detektorių darbo sąlygomis (net ir esant stipriausiems laukams) kryptingo judėjimo (dreifo) greitis yra daug mažesnis už vidutinį betvarkio judėjimo greitį. T. y. kiekvienu laiko momentu krūvininko judėjimas prieš jį veikiančią jėgą, kurią sąlygoja išorinis elektrinis laukas, yra beveik toks pats tikėtinas kaip ir judėjimas tos jėgos kryptimi. Kryptingas krūvininko judėjimas lauko kryptimi (jeigu krūvis teigiamas) arba prieš lauką (jeigu krūvis neigiamas) tampa pastebimas tik apskaičiavus greičio laikinį vidurkį po daugelio susidūrimų.

## 4.4. Jonizacijos kameros nuolatinės srovės veika

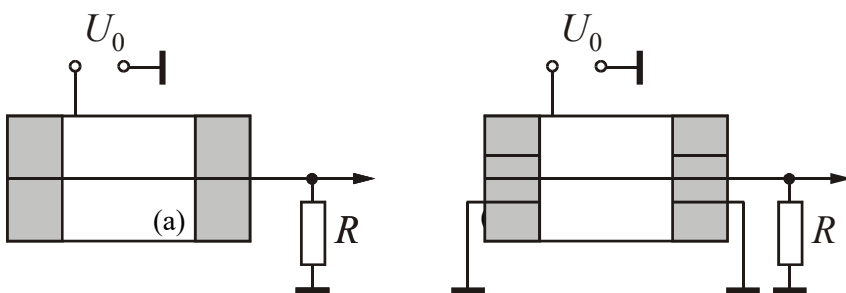


4.1 pav. Jonizacijos kameros pagrindinės dalys

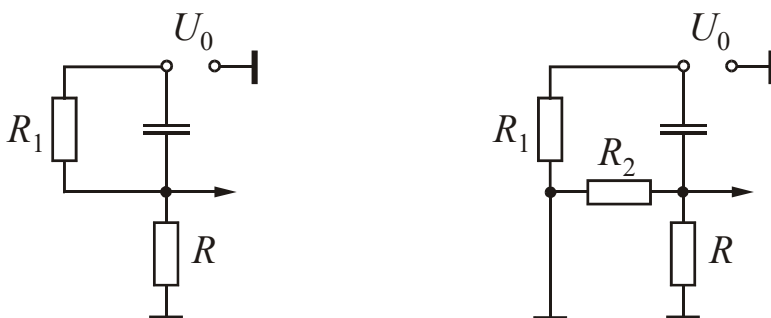


4.2 pav. Plokščios jonizacijos kameros sandara:

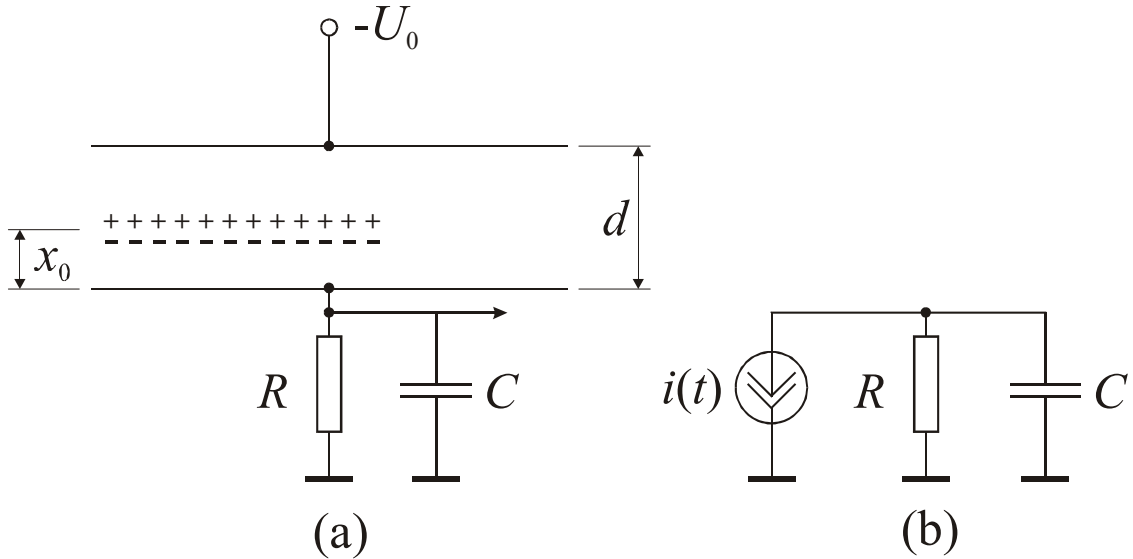
- 1 – elektrodai;
- 2 – izoliatoriai;
- 3 – papildomas elektrodas;
- 4 – kameros korpusas.



4.3 pav. Cilindrinės kameros be apsauginio žiedo (a) ir su juo (b) sandara ir ekvivalentinės schemas.  $R_1 + R_2$  – kameros izoliatorių varža;  $R$  – apkrovos varža.



## 4.5. Jonizacijos kameros impulsinė veika



**4.4 pav.** (a) plokščiosios jonizacijos kameros jungimas impulsinėje veikoje.  $R$  yra apkrovos varža,  $C$  yra jonizacijos kameros talpos ir prie kameros elektrodų prijungtos matavimų įrangos įėjimo talpos suma;

(b) ekvivalentinė schema: srovės  $i(t)$  šaltinis, prie kurio prijungta lygiagrečioji  $RC$  grandinė

Elektros srovės, kurią sąlygoja krūvio  $Q$  dreifas tarp kondensatoriaus elektrodų, bendra išraiška:

$$i = \frac{Q\mathcal{E}v}{U_0}.$$

$Q = Ne$ ; čia  $N$  yra jonų porų skaičius. Plokščiojoje jonizacijos kameroje

$$\mathcal{E} = \frac{U_0}{d} = \text{const.}$$

Laikai, per kuriuos elektronai ir teigiamieji jonai pasiekia atitinkamus elektrodus:

$$t^- = \frac{x_0}{v^-}, \quad t^+ = \frac{d - x_0}{v^+}.$$

Vadinasi, elektronų ir jonų dreifas sukelia stačiakampius srovės impulsus

$$i^{\pm}(t) = \begin{cases} Nev^{\pm} / d, & \text{kai } 0 < t \leq t^{\pm}; \\ 0, & \text{kai } t \leq 0 \text{ arba } t > t^{\pm}, \end{cases} \quad i^+(t) = \begin{cases} Nev^+ / d, & \text{kai } 0 < t \leq t^+; \\ 0, & \text{kai } t \leq 0 \text{ arba } t > t^+, \end{cases}$$

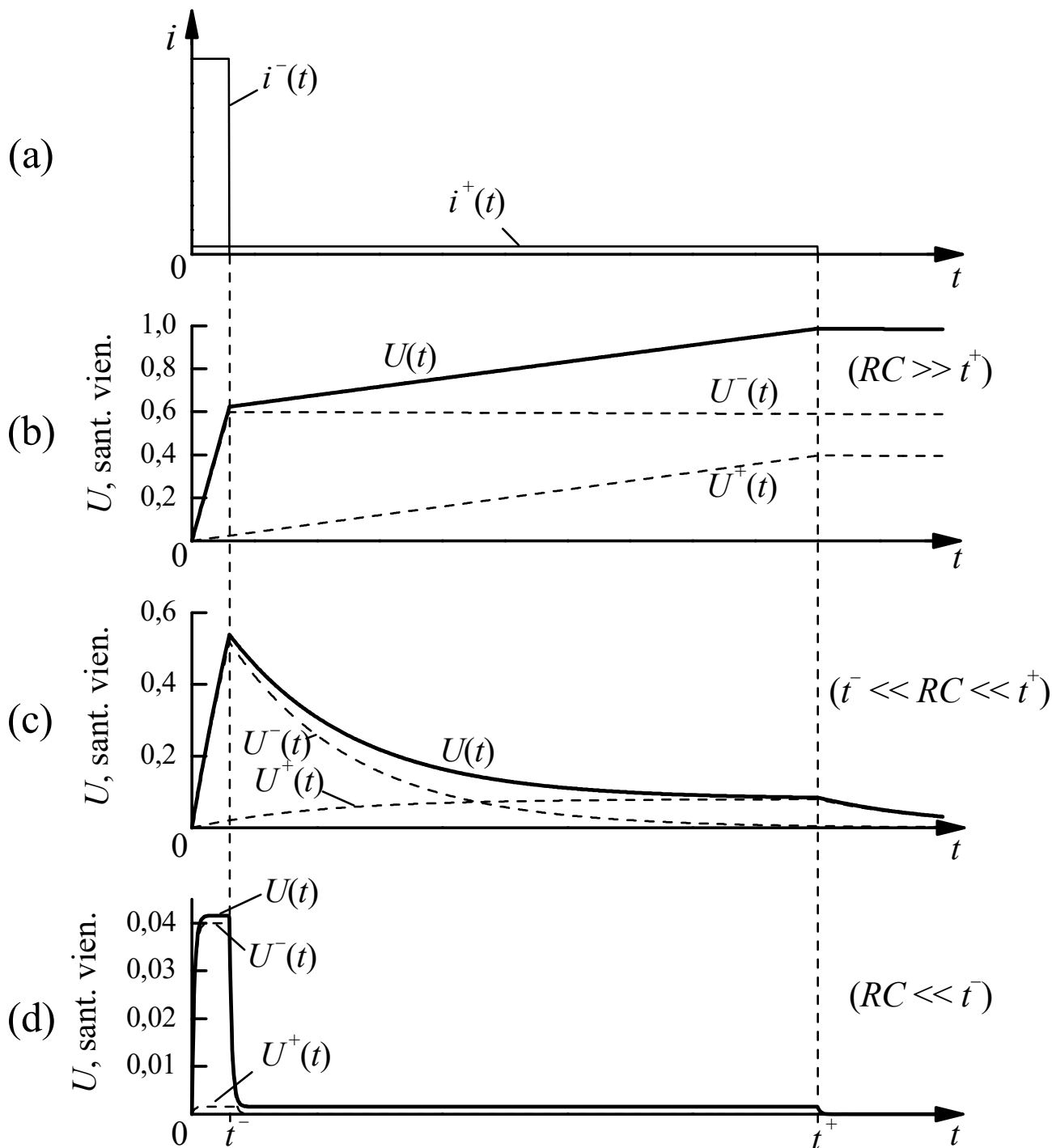
Pilnutinė detektoriaus srovė:

$$i(t) = i^+(t) + i^-(t).$$

Pilnutinė detektoriaus išėjimo įtampa:

$$U(t) = U^-(t) + U^+(t).$$

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



**4.5 pav.** (a) Plokščiosios jonizacijos kameros srovės impulso komponentės.

(b) Jonizacijos kameros įtampos impulsas (ištiesinė kreivė) ir jo komponentės (brūkšninės kreivės), kai kameros trukmės konstanta yra didelė ( $RC \gg t^+$ ).

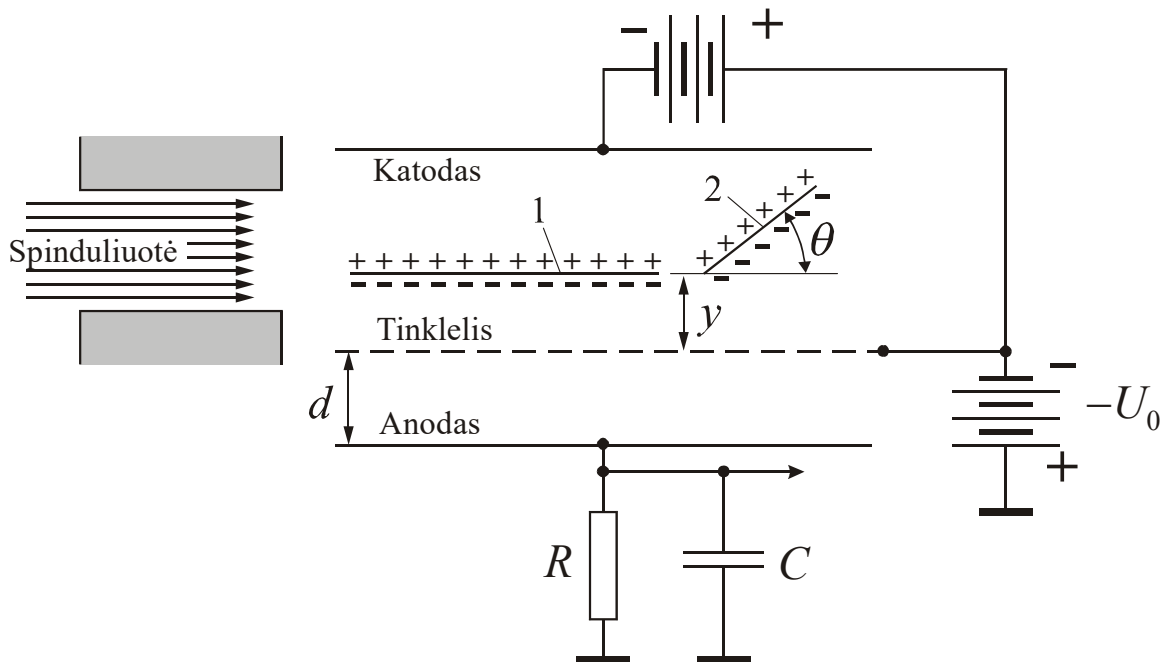
(c) Tų pačių dydžių kaip (b) atveju priklausomybė nuo laiko, kai yra tarpinė trukmės konstanta ( $t^- \ll RC \ll t^+$ ).

(d) Tų pačių dydžių kaip (b) atveju priklausomybė nuo laiko, kai kameros trukmės konstanta yra maža ( $RC \ll t^-$ ).

Kai  $t^- \ll RC \ll t^+$ , įtampos impulso trukmę lemia grandinės laiko konstanta  $RC$ , o impulso amplitudę lemia elektronų dreifo greitis  $v^-$  ir elektronų surinkimo trukmė  $t^-$ :

$$U_{\max} \approx U_{\max}^- \approx \frac{Ne v^-}{C d} t^- = \frac{Ne x_0}{C d}.$$

Vadinasi, amplitudė priklauso nuo dalelės pataikymo į kamerą taško ir nuo dalelės judėjimo krypties (*indukcinis efektas*). Šio trūkumo neturi jonizacijos kamera su tinkleliu.



**4.6 pav.** Plokščiosios jonizacijos kameros su tinkleliu schema. Visos jonų poros turi būti sukuriamos viršutinėje kameros srityje, t. y. tarp katodo ir tinklelio. Parodyti dviejų dalelių pėdsakai: vienas yra lygiagretus elektrodams, o kitas sudaro kampą  $\theta$  su elektrodais

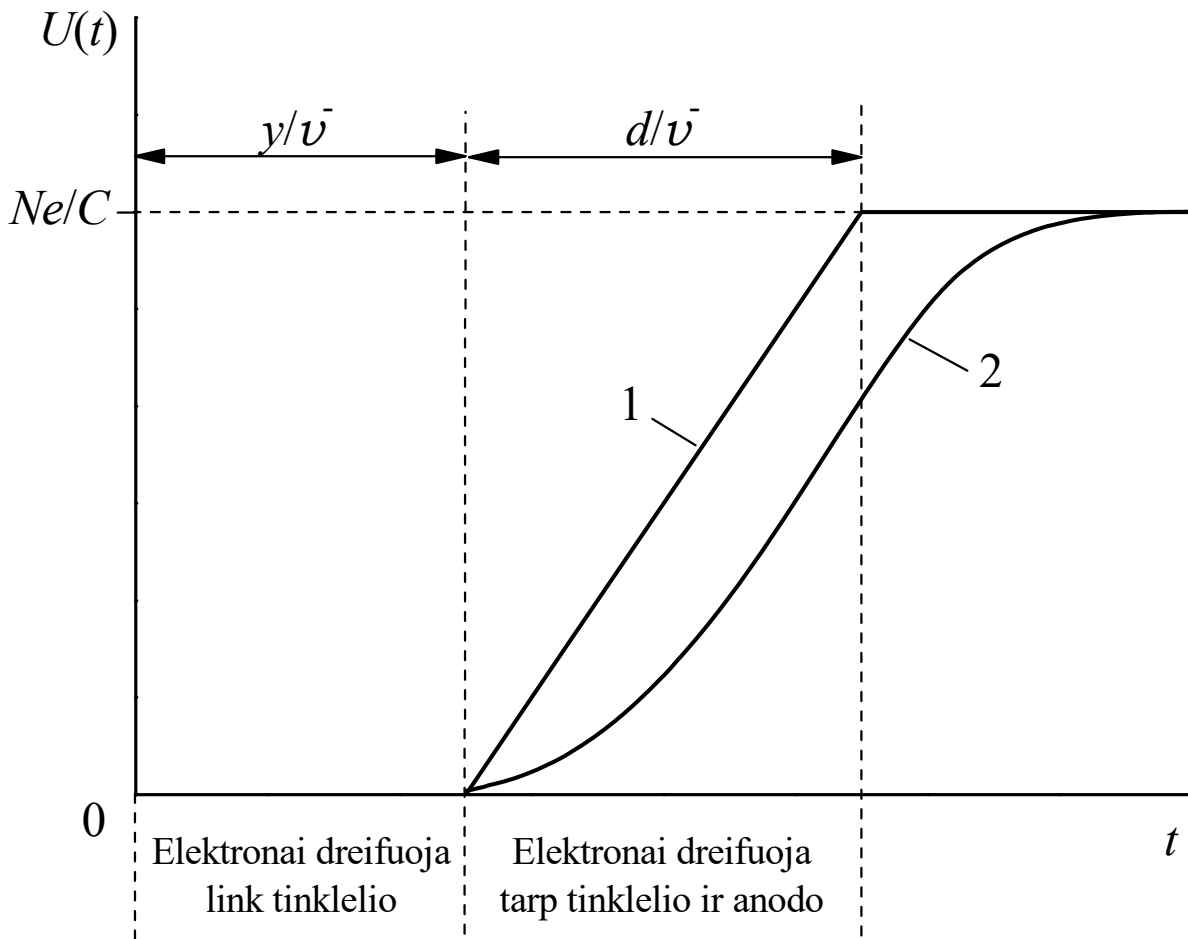
Šiuo atveju  $t^-$  reiškia elektronų dreifo nuo tinklelio iki anodo trukmę, kuri yra vienoda visiems elektronams (nepriklausomai nuo pirminių jonų atsiradimo taško):

$$t^- = d / v^-.$$

Todėl

$$U_{\max} = \frac{Ne v^-}{C d} t^- = \frac{Ne}{C} = const.$$





**4.7 pav.** Plokščiosios jonizacijos kameros su tinkleliu impulso forma, kai  $RC \gg d/v^-$ , esant dviem kampo  $\theta$  vertėms: 1 kreivė atitinka  $\theta = 0^\circ$  (t. y. pėdsakas yra lygiagretus elektrodams), o 2 kreivė atitinka  $\theta = 45^\circ$ .

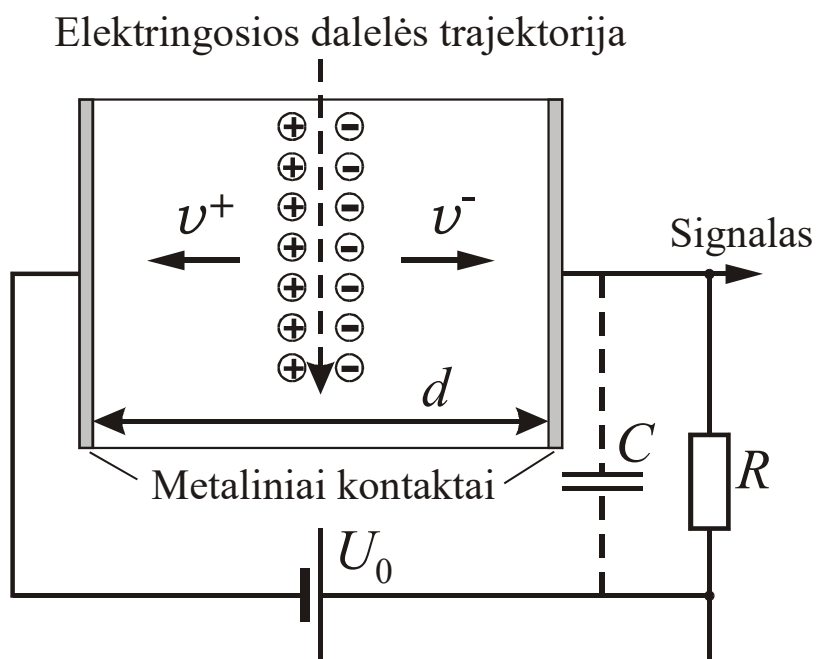
Mažiausioji įmanoma detektoriaus energinė skyra:

$$R_{\min} = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N}};$$

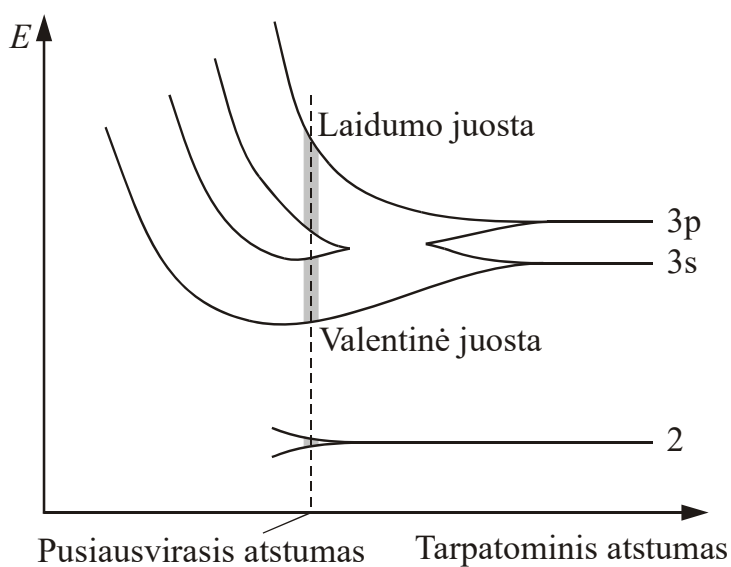
čia  $F$  yra **Fanó faktorius**. Jeigu krūvininkų kūrimas detektoriaus darbinėje medžiagoje yra Puasono vyksmas, tada  $F = 1$ . Tokia prielaida galioja blyksimuosiuose detektoriuose. Tačiau dujiniuose ir puslaidininkiniuose detektoriuose krūvininkų kūrimas nėra Puasono vyksmas (skirtingi jonizacijos įvykiai, kuriuos sukelia viena krintančioji dalelė, nėra visiškai nepriklausomi). Todėl  $F < 1$ . Tipiška vertė:  $F \approx 0,15$ . Vadinasi, dėl šio efekto energinė skyra sumažėja (pagerėja).

## 5. Puslaidininkiniai detektoriai

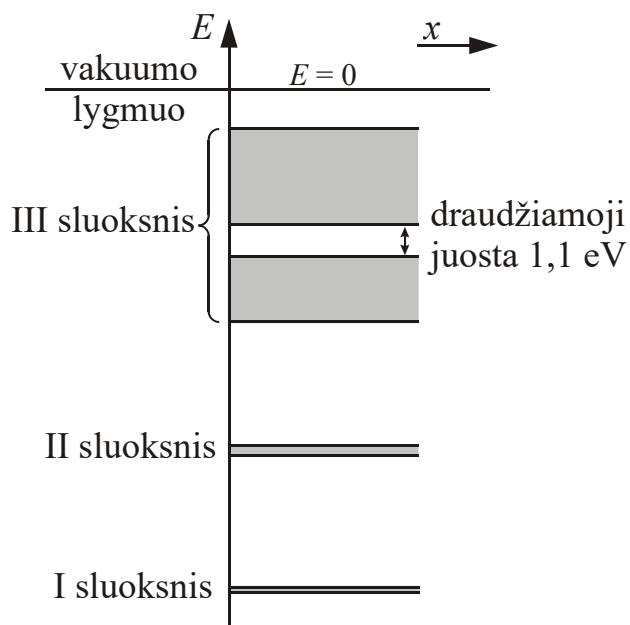
### 5.1. Puslaidininkinio detektoriaus veikimo principas



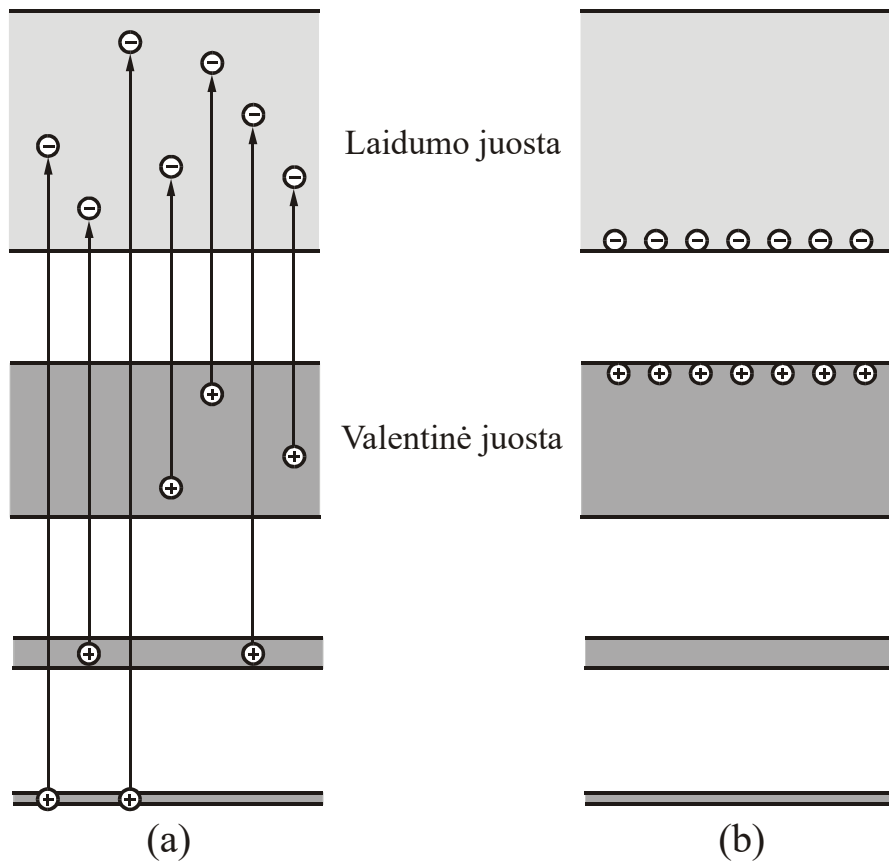
5.1 pav. „Kietojo kūno jonizacijos kameros“ įjungimo schema



5.2 pav. Atomo energijos lygmenų išplitimas į energijos juostas kietajame kūne (silicyje)

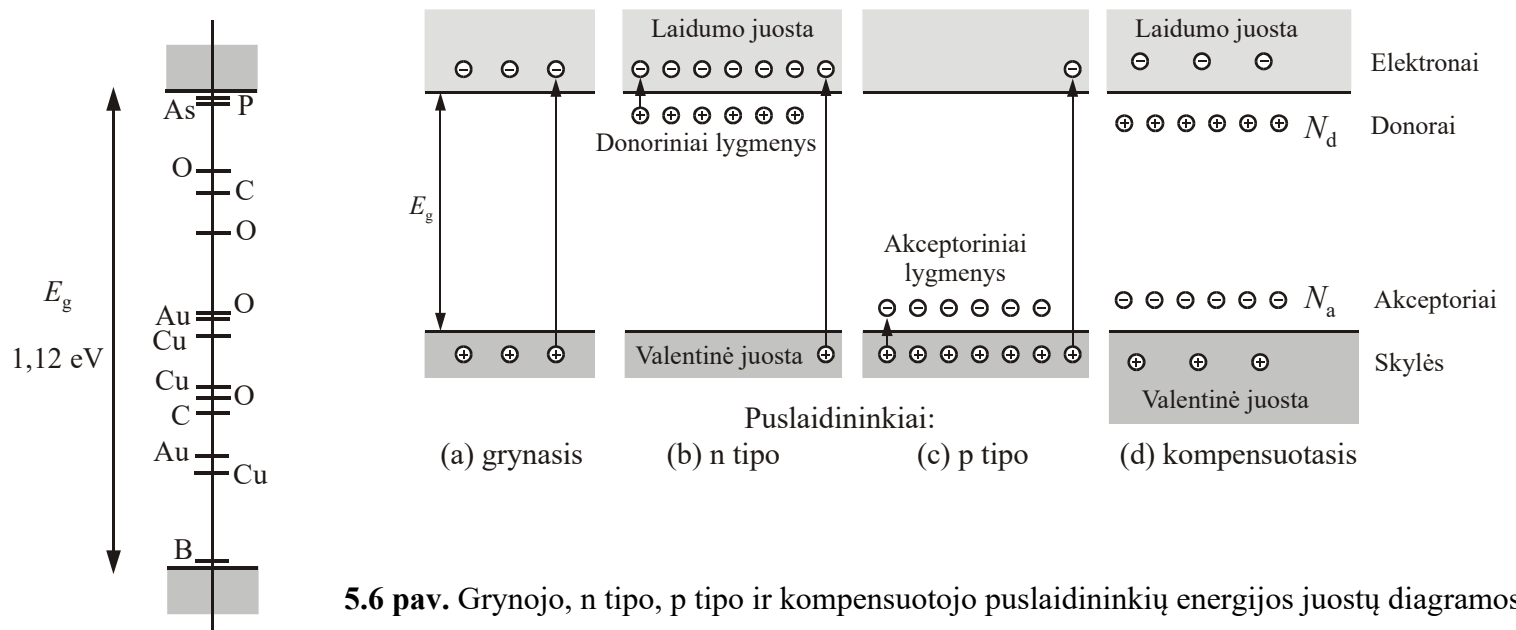


5.3 pav. Silicio energijos juostų diagrama



**5.4 pav.** Elektronų ir skylių porų susidarymo puslaidininkyje dėl sąveikos su elektringąja dalele energijos diagrama

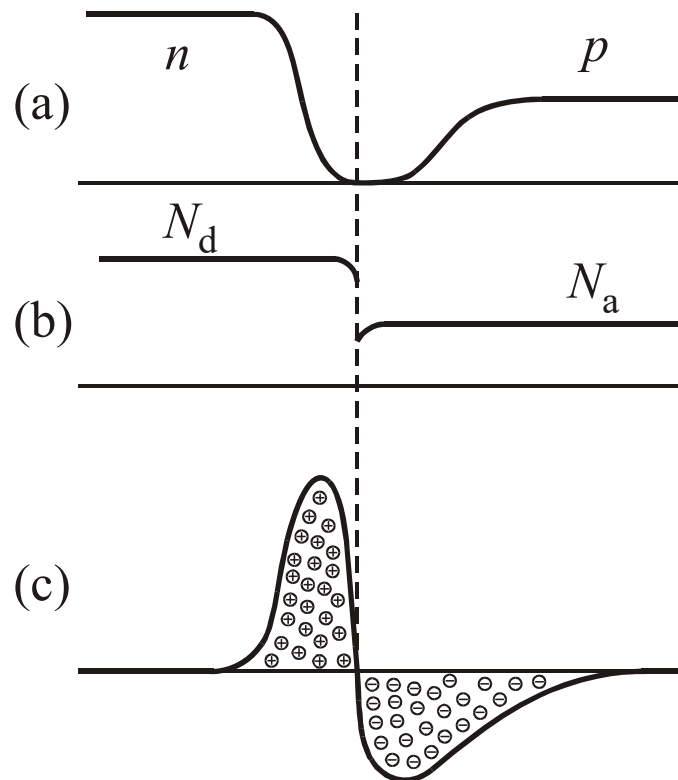
## 5.2. Priemaišiniai energijos lygmenys. n ir p puslaidininkiai



**5.6 pav.** Grynojo, n tipo, p tipo ir kompensuotojo puslaidininkių energijos juostų diagramos

**5.5 pav.** Silicio priemaišų energijos lygmenys

### 5.3. pn sandūros



**5.7 pav.** Pusiausvirošios pn sandūros savybių priklausomybės nuo koordinatės: (a) elektronų ir skylių koncentracija; (b) jonizuotų priemaišų atomų koncentracija; (c) erdvinio krūvio tankis

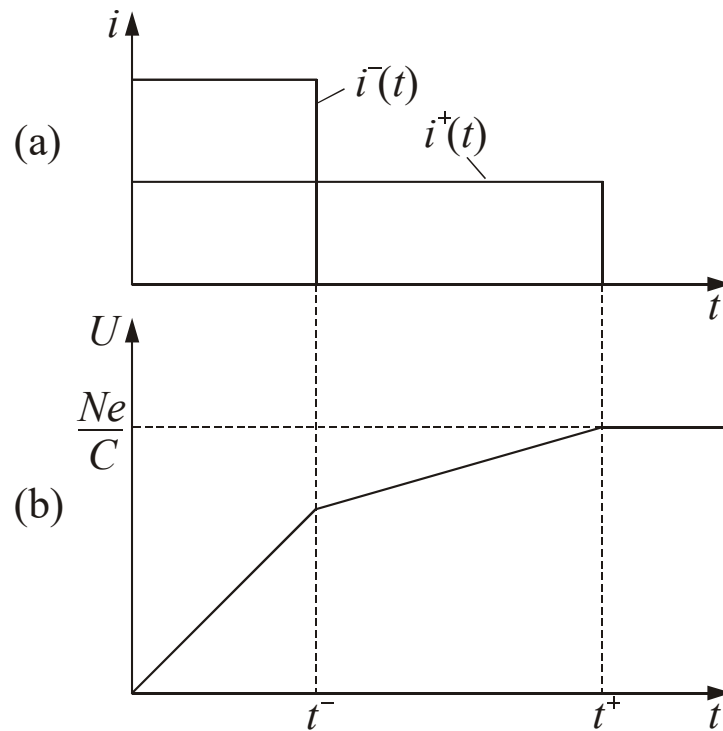
Nuskurdintojo sluoksnio storis:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(N_d + N_a)}{eN_dN_a}(U_k - U_0)}$$

Jeigu  $N_d \gg N_a$ :

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_a}(U_k - U_0)}$$

## 5.4. Impulso formavimas puslaidininkiniame detektoriuje



**5.8 pav.** (a) Elektronų ir skylių srovės (atitinkamai  $i^-$  ir  $i^+$ ), kurios teka idealiaame puslaidininkiniame detektoriuje tada, kai jame buvo sukurta  $N$  elektrono ir skylės porų. (b) Atitinkamas srovės integravimo veikos išėjimo įtampos impulsas.  $t^-$  yra elektronų surinkimo trukmė, o  $t^+$  yra skylių surinkimo trukmė

## 6. Blyksimieji detektoriai

### 6.1. Įvadas

Blyksimųjų detektorių ypatybė yra ta, kad laisvieji krūvininkai, kurie atsiranda dėl jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio, patys nekuria elektrinio signalo. Rekombinuojant tiems krūvininkams, atsiranda regimosios arba ultravioletinės šviesos blyksnis, kuris yra detektuojamas. To blyksnio ryškumas (t. y. blyksnio fotonų skaičius) yra proporcingas atsiradusių krūvininkų skaičiui.

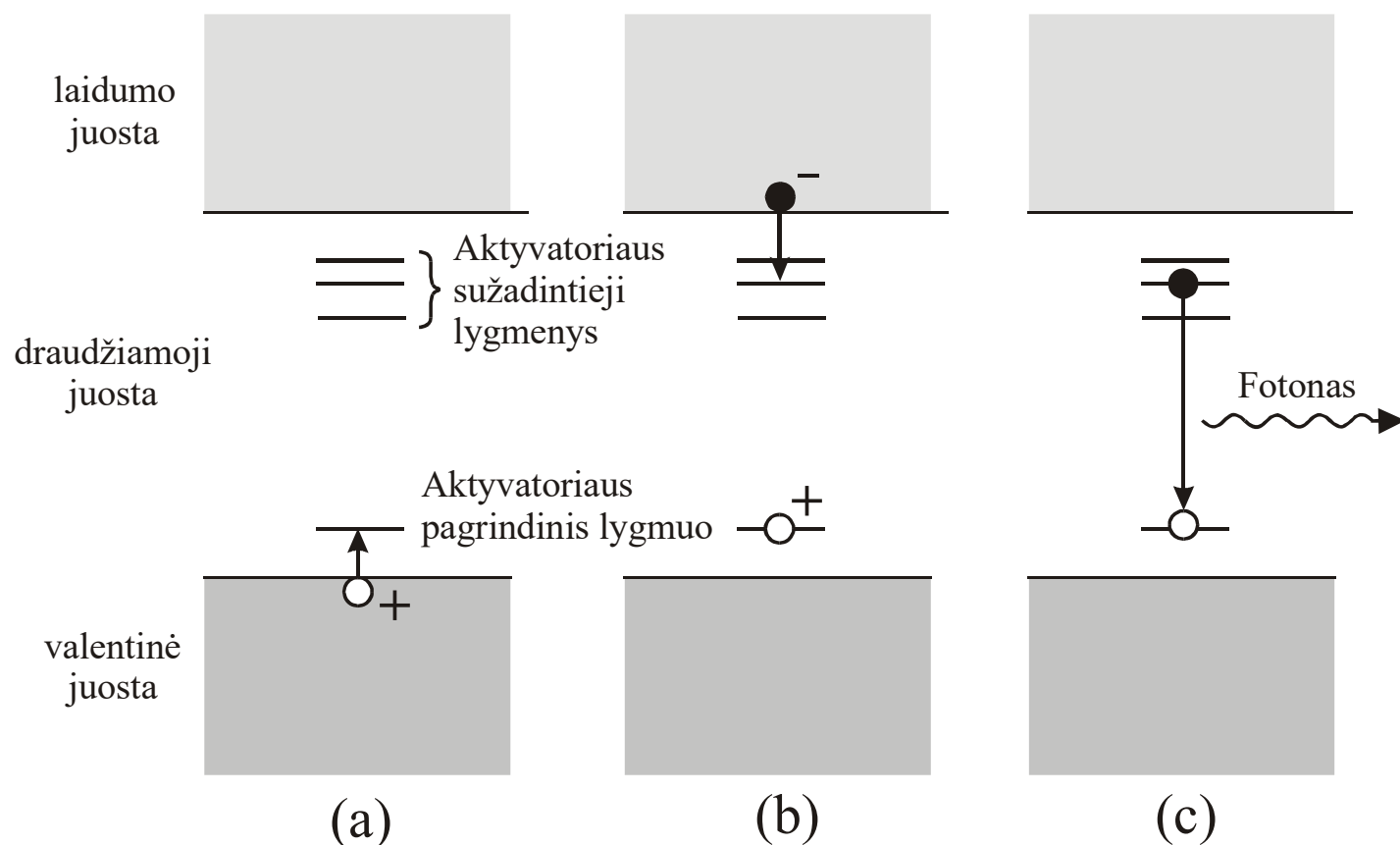
Tokio metodo pagrindinis privalumas yra tas, kad nėra reikalinga krūvininkų pernaša dideliais atstumais (rekombinacija gali vykti tame pačiame taške, kuriame atsirado krūvininkai). Todėl mažiau reikalavimai darbinės medžiagos elektrinėms savybėms.

Šis šviesos blyksnis kartais vadinamas *scintiliacija*. Blyksimojo detektoriaus darbinė medžiaga vadinama *scintiliatoriumi*.

Pagrindinis reikalavimas: blyksnio šviesa neturi būti sugeriama pačiame scintiliatoriuje.

### 6.2. Blyksnio atsiradimas neorganiniame scintiliatoriuje

Kad sumažinti blyksnio šviesos sugertį scintiliatoriaus medžiagoje ir padidinti blyksnio ryškumą, į neorganinius scintiliatorius yra įterpiami vadinamieji *aktyvatoriai*.



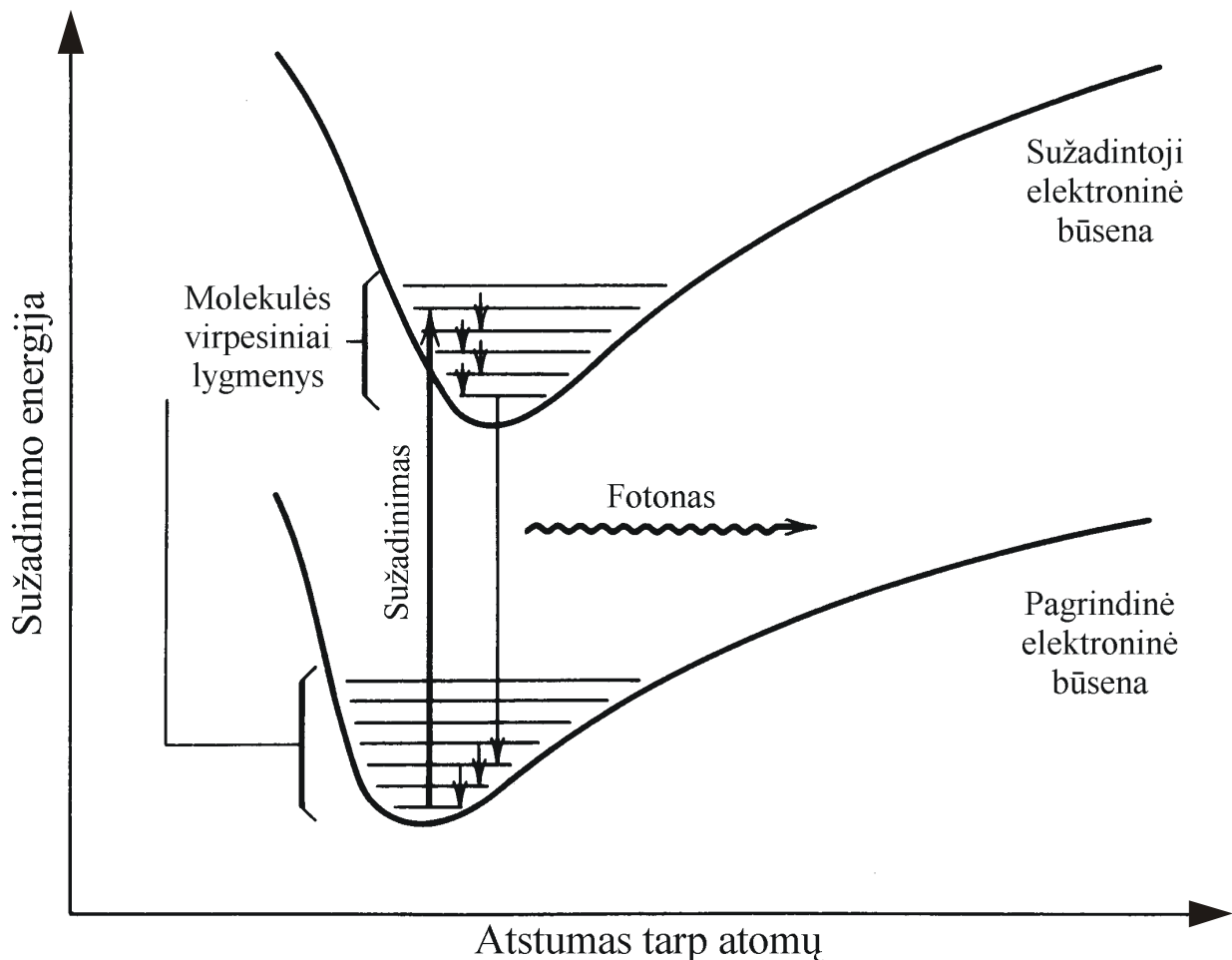
**6.1 pav.** Aktyvuoto neorganinio kristalinio scintiliatoriaus energijos juostos ir rekombinacijos vyksmo etapai: (a) aktyvatoriaus jonizavimas susidarant teigiamajam jonui (per  $10^{-12}$  s eilės laiką po laisvųjų elektrono ir skylės atsiradimo); (b) elektrono pagavimas susidarant neutraliam sužadintajam 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)

### 6.3. Blyksnio atsiradimas organiniame scintiliatoriuje

Kitaip negu neorganiniuose scintiliatoriuose, organinių scintiliatorių molekulių tarpusavio sąveika yra palyginti silpna. Todėl elektronų energijos lygmenys lieka beveik tokie patys kaip izoliuotoje molekulėje ir pagrindinius blyksnio atsiradimo dėsningumus galima išsiaiškinti nagrinėjant izoliuotos molekulės savybes.

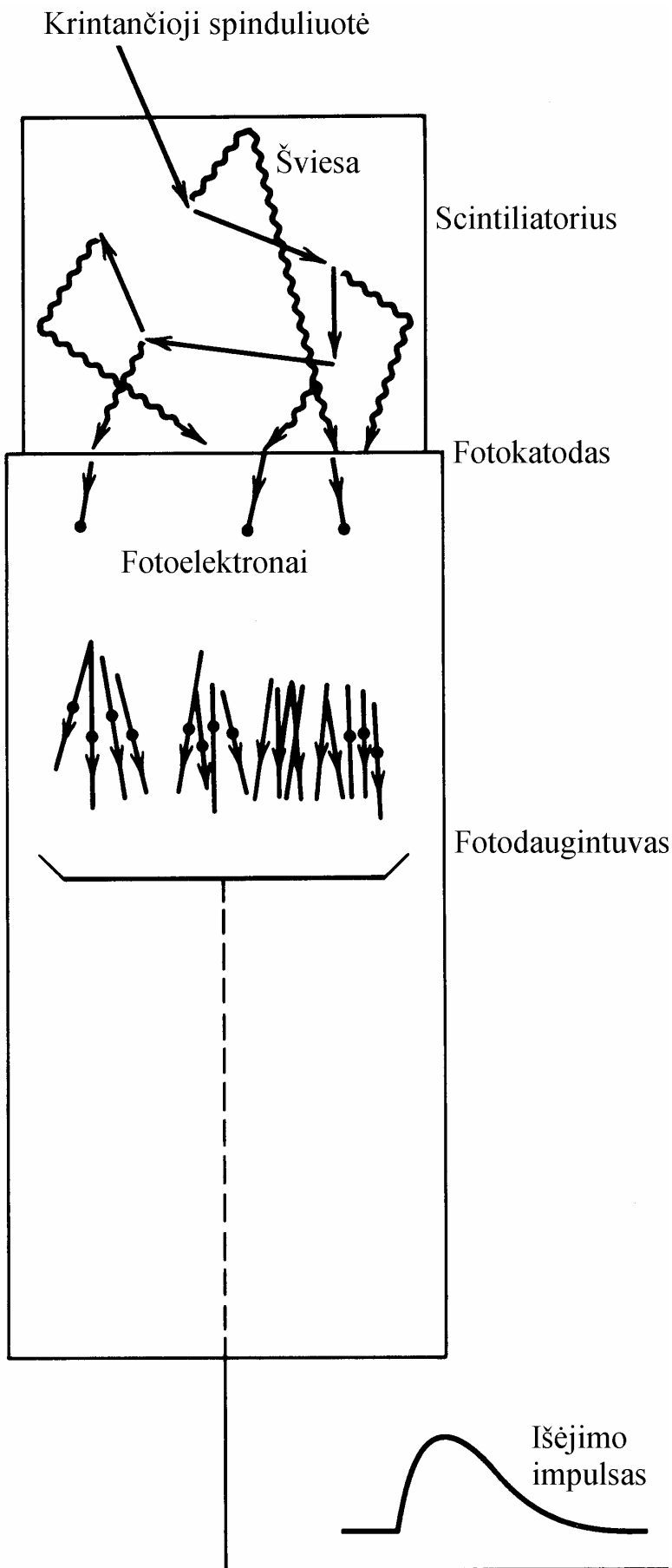
Jonizuojančiosios spinduliuotės poveikis organiniam scintiliatoriui pasireiškia tuo, kad scintiliatoriuje atsiranda daug sužadintos būsenos molekulių jonų, neutralių molekulių ir laisvųjų radikalų. Kai molekulė pereina į pagrindinę būseną, išspinduliuojamas regimosios arba ultravioletinės šviesos fotonas.

Pagrindinis organinių scintiliatorių privalumas lyginant su neorganiniais – daug mažesnė blyksnio trukmė (ją lemia molekulių sužadintosios būsenos gyvavimo trukmė, kuri yra  $10^{-9} - 10^{-8}$  s). Trūkumas – mažesnis efektyvumas detektuojant gama spinduliuotę, nes organinės medžiagos sudarytos iš lengvųjų elementų (daugiausia – C, H ir O).



**6.2 pav.** Organinio scintiliatoriaus energijos lygmenys. Kadangi dauguma molekulių užima pagrindinės elektroninės būsenos mažiausios energijos virpesių lygmenį, tai fotonai, kurie išspinduliuojami dėl šuolių į pagrindinį elektroninį lygmenį, yra beveik nesugeriami

## 6.4. Blyksimojo detektoriaus sandara



Pagrindiniai vyksmai:

- 1) Spinduliuotės energijos sugertis (tipiška trukmė yra  $10^{-11}$  s eilės),
- 2) „Antrinių dalelių“ atsiradimas ( $\sim 10^{-11}$  s) (neorganiniuose scintiliatoriuose „antrinės dalelės“ yra laisvieji elektronai, skylės ir sužadintieji aktyvatoriaus atomai, o organiniuose – sužadintosios molekulės),
- 3) antrinių dalelių išnykimas atsirandant regimosios šviesos blyksnio fotonams (neorganiniuose scintiliatoriuose  $\sim (10^{-8} - 10^{-6})$  s, organiniuose  $\sim (10^{-9} - 10^{-8})$  s),
- 4) fotoelektronų išlaisvinimas iš fotokatodo, kai į jį krinta blyksnio fotonai ( $< 10^{-10}$  s),
- 5) antrinė elektronų emisija fotodaugintuve ir elektronų dreifas link anodo ( $(2-8) \cdot 10^{-8}$  s).

Išėjimo impulso trukmę ir formą lemia trečiojo vyksmo sparta ir išorinės grandinės  $RC$  konstanta.

6.3 pav. Pagrindiniai vyksmai, kurie vyksta blyksimajame detektoriuje



## 6.5. Blyksimojo detektoriaus išėjimo impulso forma

Antrinių dalelių (t. y. sužadintųjų aktyvatoriaus atomų neorganiniame scintiliatoriuje arba sužadintųjų molekulių organiniame scintiliatoriuje) skaičius mažėja laike eksponentiniu dėsniu:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t},$$

čia  $\lambda = 1 / \tau$ , kur  $\tau$  yra vidutinė antrinės dalelės gyvavimo trukmė. Blyksnio fotonų skaičius per laiko vienetą yra tiesiog proporcingas dydžiui

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t}.$$

Blyksnio trukmė lygi  $1/\lambda$ .

Elektronų dreifas fotodaugintuve (nuo fotokatodo iki anodo) pasireiškia signalo vėlinimu, tačiau turi silpną įtaką impulso formai, todėl toliau to vėlinimo nepaisysime. Todėl momentinė anodo srovė  $i(t)$  yra proporcinga  $-dN/dt$ , t. y.

$$i(t) = \lambda Q e^{-\lambda t},$$

čia  $Q$  yra visų anodą pasiekusių elektronų pilnutinio krūvio modulis.

Bendroji įtampos impulso išraiška:

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i(t') \exp\left(\frac{t'-t}{RC}\right) dt' = \frac{1}{\lambda - \theta} \cdot \frac{\lambda Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t}), \quad \text{čia } \theta \equiv \frac{1}{RC}.$$

Du ribiniai atvejai:

**I atvejis.** Didelė trukmės konstanta  $RC \gg \tau$  (t. y.  $\theta \ll \lambda$ ). Tada

$$U(t) \approx \frac{Q}{C} (e^{-\theta t} - e^{-\lambda t}).$$

Kai laikas  $t$  yra mažas,

$$U(t) \approx \frac{Q}{C} (1 - e^{-\lambda t}) \quad \left( t \ll \frac{1}{\theta} \right).$$

Kai laikas  $t$  yra didelis,

$$U(t) \approx \frac{Q}{C} e^{-\theta t} \quad \left( t \gg \frac{1}{\lambda} \right).$$

Iš šių formulių akivaizdu, kad:

1. Impulso priekinio fronto trukmę lemia blyksnio trukmė  $1/\lambda$ .
2. Impulso užpakalinio fronto trukmę lemia  $RC$  grandinės konstanta  $RC \equiv 1/\theta$ .
3. Impulso amplitudė (soties įtampa) yra lygi  $Q/C$ .

Praktikoje dažniausiai pasirenkamos  $RC$  vertės, kurios yra 5–10 kartų didesnės už blyksnio trukmę.

**II atvejis.** Maža trukmės konstanta  $RC$  ( $\theta \gg \lambda$ ). Tada

$$U(t) \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{Q}{C} (e^{-\lambda t} - e^{-\theta t}).$$

Kai laikas  $t$  yra mažas,

$$U(t) \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{Q}{C} (1 - e^{-\theta t}) \quad \left( t \ll \frac{1}{\lambda} \right).$$

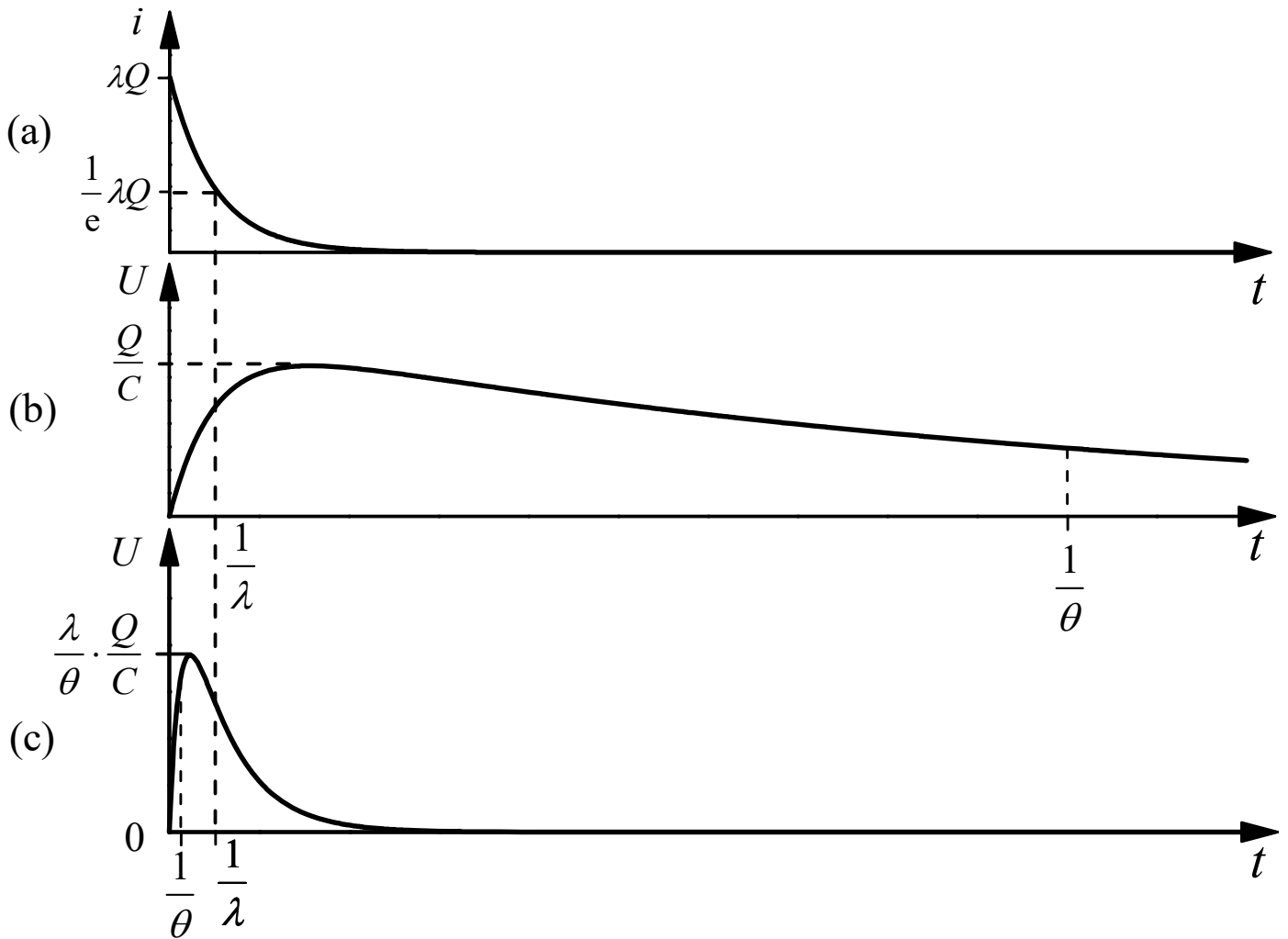
Kai laikas  $t$  yra didelis,

$$U(t) \approx \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{Q}{C} e^{-\lambda t} \quad \left( t \gg \frac{1}{\theta} \right).$$

Iš šių formulių akivaizdu, kad:

1. Impulso priekinio fronto trukmę lemia  $RC$  grandinės trukmės konstanta  $RC \equiv 1/\theta$ .
2. Impulso užpakalinio fronto trukmę lemia blyksnio trukmė  $1/\lambda$ .
3. Impulso amplitudė (soties įtampa) yra lygi  $(\lambda/\theta) Q/C$ , t. y. daug mažesnė negu pirmuoju atveju ( $Q/C$ ), nes pagal prielaidą  $\lambda \ll \theta$ .

Šioje veikoje detektoriaus greitaeigiškumas yra didesnis.



**6.5 pav.** (a) Fotodaugintuvo srovės priklausomybė nuo laiko; (b) matuojamos įtampos priklausomybė nuo laiko, kai yra didelė trukmės konstanta  $RC = 1/\theta$  (t. y.  $1/\theta \gg 1/\lambda$ ); (c) matuojamos įtampos priklausomybė nuo laiko, kai trukmės konstanta  $1/\theta$  yra maža ( $1/\theta \ll 1/\lambda$ )

## 6.6. Blyksimojo detektoriaus energinė skyra

Blyksimųjų detektorių energinė skyra yra blogesnė negu puslaidininkinių. Bendroji energinės skyros išraiška, kuri galioja, kai pagrindinis paklaidų šaltinis yra detektoriaus elektroduose surinktų krūvininkų skaičiaus statistinės fluktuacijos:

$$R_{\min} = 2,35 \sqrt{\frac{F}{N_c}} = 2,35 \sqrt{\frac{FW}{E}},$$

čia  $E$  yra sugertas energijos kiekis,  $W$  yra vidutinė sugertoji energija vienam krūvininkui, o  $F$  yra Fano faktorius. Taikant šią formulę blyksimajam detektoriumi,  $N_c$  yra iš fotokatodo išlaisvintų fotoelektronų skaičius, o  $W$  atitinkamai yra vidutinė energija *vienam fotoelektronui*.  $N_c$  yra mažesnis už darbinėje medžiagoje atsiradusių laisvųjų elektronų skaičių  $N_0$ , t. y.

$$N_c = \eta_f \eta_s \eta_e N_0,$$

čia  $\eta_f$  yra fotonų kūrimo našumas (atsiradusių fotonų skaičiaus ir  $N_0$  santykis),  $\eta_s$  yra šviesos surinkimo našumas (pataikiusių į fotokatodą ir atsiradusių fotonų skaičiaus santykis),  $\eta_e$  yra fotokatodo kvantinis našumas (iš fotokatodo išlaisvintų fotoelektronų ir pataikiusių į fotokatodą fotonų skaičiaus santykis). Atitinkamai  $W$  yra tiek pat kartų didesnė už vidutinę energiją  $W_0$ , kuri atitinka *vieną išlaisvintą elektroną scintiliatoriuje*:

$$W = \frac{W_0}{\eta_f \eta_s \eta_e}.$$

Todėl

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{F}{\eta_f \eta_s \eta_e N_0}} = 2,35 \sqrt{\frac{FW_0}{\eta_f \eta_s \eta_e E}}.$$

NaI(Tl) kristalo  $\eta_f \approx 0,8$ . Daugumos blyksimųjų detektorių  $\eta_s > 0,7$ . Tipiško fotodaugintuvo fotokatodo kvantinis našumas  $\eta_e$  yra 0,2–0,3.

Neorganinio scintiliatoriaus

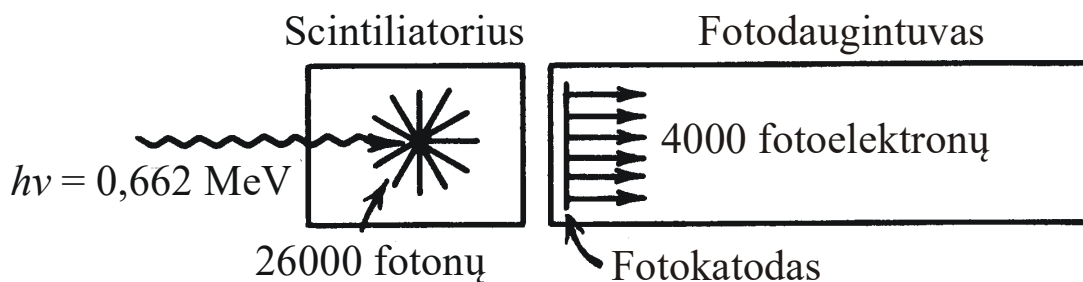
$$W_0 \approx 3E_g,$$

čia  $E_g$  yra scintiliatoriaus draudžiamosios energijos juostos plotis. Dielektrikų draudžiamosios juostos plotis yra didesnis negu 4 eV. Pvz., NaI  $E_g = 5,9$  eV, todėl  $W_0 \approx 20$  eV.

Jeigu  $W_0 = 20$  eV,  $\eta_f = 0,8$ ,  $\eta_s = 0,75$ ,  $\eta_e = 0,2$ , tada  $W \approx 170$  eV  $\gg E_g$ . Todėl „informacijos nešiklių“ kūrimas blyksimajame detektoriuje yra Puasono vyksmas („informacijos nešikliai“ – tai fotoelektronai, kurie išlaisvinami iš fotokatodo). Todėl blyksimųjų detektorių Fano faktorius artimas vienetui:

$$F \approx 1.$$

Šviesos blyksnio energijos ir scintiliatoriuje sugertos energijos santykis yra vadinamas **blyksnio našumu**. Pvz., NaI(Tl) blyksnio našumas yra 12 %.



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

## 7. Proporcingieji skaitikliai

### 7.1. Dujinis stiprinimas

#### 7.1.1. Smūginės jonizacijos ir elektronų griūties sąvokos, proporcingojo skaitiklio sandara

Kai yra pakankamai stiprus elektrinis laukas, elektronas gali įgyti energiją, kuri yra didesnė už dujų molekulės jonizacijos energiją. Tada galima **smūginė jonizacija**: elektronas jonizuoja dujų molekulę.

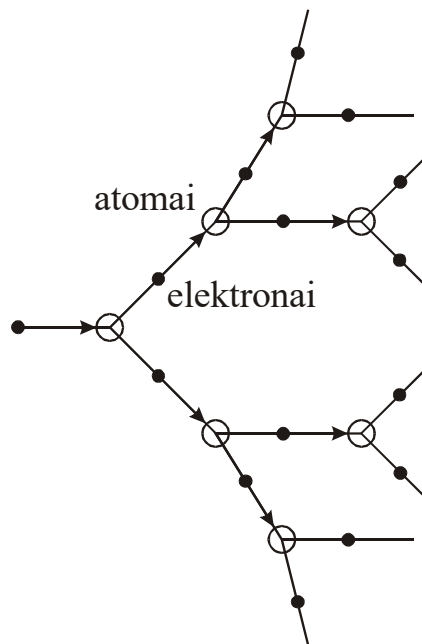
Vidutinė elektrono energija  $E \sim \mathcal{E}/p$ , čia  $\mathcal{E}$  yra elektrinio lauko stipris, o  $p$  yra slėgis. Tipiškomis dujoms „slenkstinė“ vertė  $(\mathcal{E}/p)_{\text{jon}}$ , kurią viršijus yra galima antrinė jonizacija, yra maždaug  $10 \text{ V}/(\text{m}\cdot\text{Pa})$ . Esant atmosferos slėgiui ( $p \approx 10^5 \text{ Pa}$ ), tai atitinka  $10^6 \text{ V/m}$  eilės „slenkstinį“ lauko stiprį  $\mathcal{E}_{\text{jon}}$ .

Elektronai, kurie buvo išlaisvinti iš atomų dėl smūginės jonizacijos, taip pat yra greitinami elektrinio lauko. Todėl jie taip pat gali jonizuoti dujų molekules: yra galima **elektronų griūtis**.

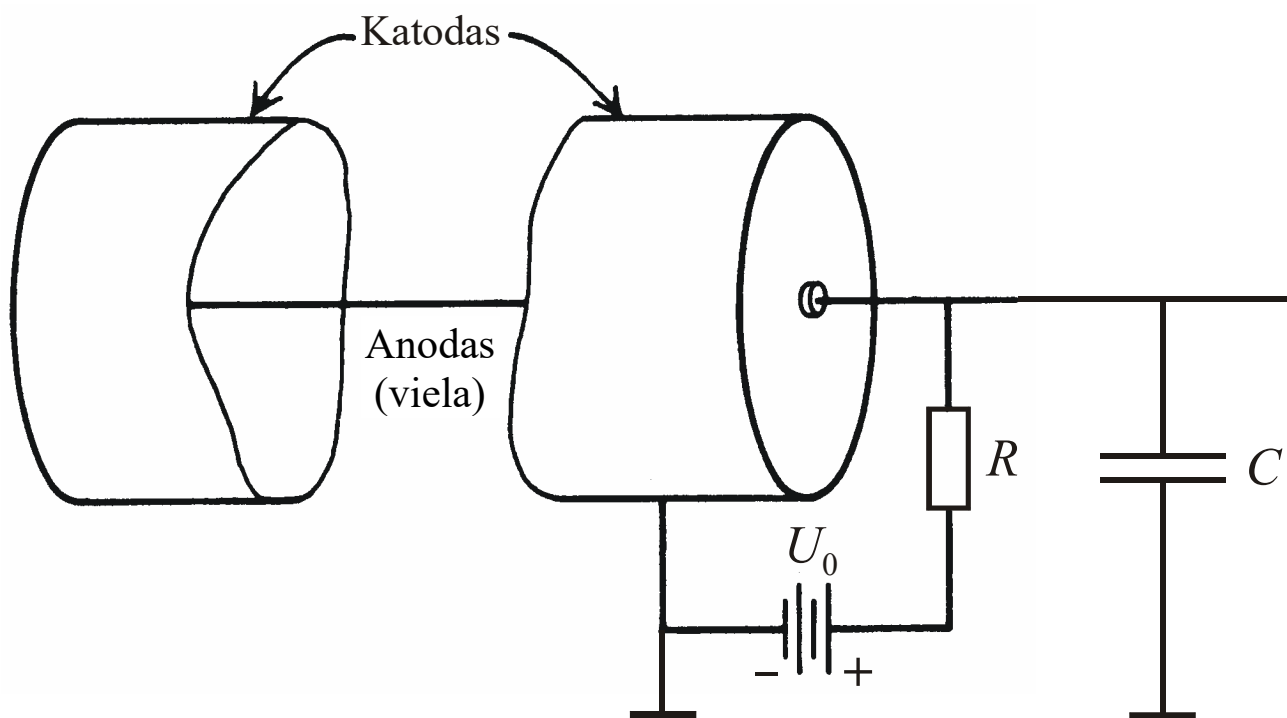
Proporcingieji skaitikliai yra cilindriniai. Lauko stipris cilindriniam skaitiklyje priklauso nuo koordinatės:

$$\mathcal{E}(r) = \frac{U_0}{r \ln \frac{r_k}{r_a}}$$

čia  $r_k$  ir  $r_a$  yra atitinkamai katodo ir anodo spinduliai,  $U_0$  yra anodo ir katodo potencialų skirtumas, o  $r$  yra atstumas iki skaitiklio centro (iki simetrijos ašies). Kadangi  $\mathcal{E}$  sparčiai didėja mažėjant  $r$ , tai, net esant tik kelių šimtų voltų eilės įtampai  $U_0$ , arti anodo galima gauti  $10^6 \text{ V/m}$  eilės elektrinio lauko stiprį. Tai yra pagrindinė priežastis, dėl kurios yra naudojama cilindrinė geometrija.



7.1 pav. Elektronų griūtis



7.3 pav. Pagrindinės proporcingojo skaitiklio dalys. Išėjimo įtampos impulsas suformuojamas apkrovos rezistoriuje  $R$ .  $C$  yra skaitiklio anodo ir išorinės įrangos talpų suma

### 7.1.2. Bendroji dujinio stiprinimo koeficiento išraiška

**Taunsendo lygtis** (angl. *Townsend equation*):

$$\frac{dN}{N} = -\Sigma_{\text{jon}}(r)dr,$$

čia  $\Sigma_{\text{jon}}$  yra smūginės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis.

**Dujinio stiprinimo koeficientas** – tai galutinio elektronų skaičiaus visose griūtyse ( $N$ ) ir pirminio jonų porų skaičiaus ( $N_0$ ) santykis:

$$K \equiv \frac{N}{N_0}.$$

Jeigu pirminės jonų poros atsirado atstumu  $r_0$  nuo centro, tada pagal Taunsendo lygtį

$$K = \frac{N}{N_0} = \exp \left[ \int_{r_a}^{r_0} \Sigma_{\text{jon}}(r)dr \right] \quad (1)$$

Norint padidinti šį koeficientą, reikia didinti tikimybę, kad elektronas tarp dviejų netampriųjų susidūrimų įgis energiją, didesnę už molekulės jonizavimo energiją  $E_{\text{jon}}$ . Kitaip sakant, reikia didinti tikimybę, kad elektronas tarp dviejų netampriųjų susidūrimų nulėks atstumą, didesnę už

$$x_{\text{jon}} = \frac{E_{\text{jon}}}{e\mathcal{E}},$$

čia  $\mathcal{E}$  yra elektrinio lauko stipris. Tokio įvykio tikimybė lygi

$$P(x > x_{\text{jon}}) = \exp(-x_{\text{jon}}/l) = \exp(-E_{\text{jon}}/(e\mathcal{E}l)),$$

čia  $l$  yra vidutinis elektrono kelias tarp dviejų bet kurios rūšies netampriųjų susidūrimų (ir be jonizavimo, ir su jonizavimu):

$$l = \frac{1}{n\sigma},$$

kur  $n$  yra molekulių koncentracija, o  $\sigma$  yra netampriųjų susidūrimų skerspjūvis.

Net ir tada, kai  $x > x_{\text{jon}}$ , ne kiekvienas netamprusis susidūrimas baigiasi smūginiu jonizavimu. Smūginio jonizavimo *su sąlyga*  $x > x_{\text{jon}}$  skerspjūvį žymėsime  $\sigma_{\text{sm}}$ .  $\Sigma_{\text{jon}}$  yra *besąlyginis* smūginio jonizavimo makroskopinis skerspjūvis. Pagal nepriklausomų įvykių tikimybių sandaugos teoremą

$$\Sigma_{\text{jon}} = n\sigma_{\text{sm}}P(x > x_{\text{jon}})$$

Pagal idealiųjų dujų lygtį

$$n = \frac{p}{kT}$$

Todėl

$$\Sigma_{\text{jon}} = \frac{p\sigma_{\text{sm}}}{kT} \exp \left( -\frac{E_{\text{jon}}\sigma}{kTe} \cdot \frac{p}{\mathcal{E}} \right)$$

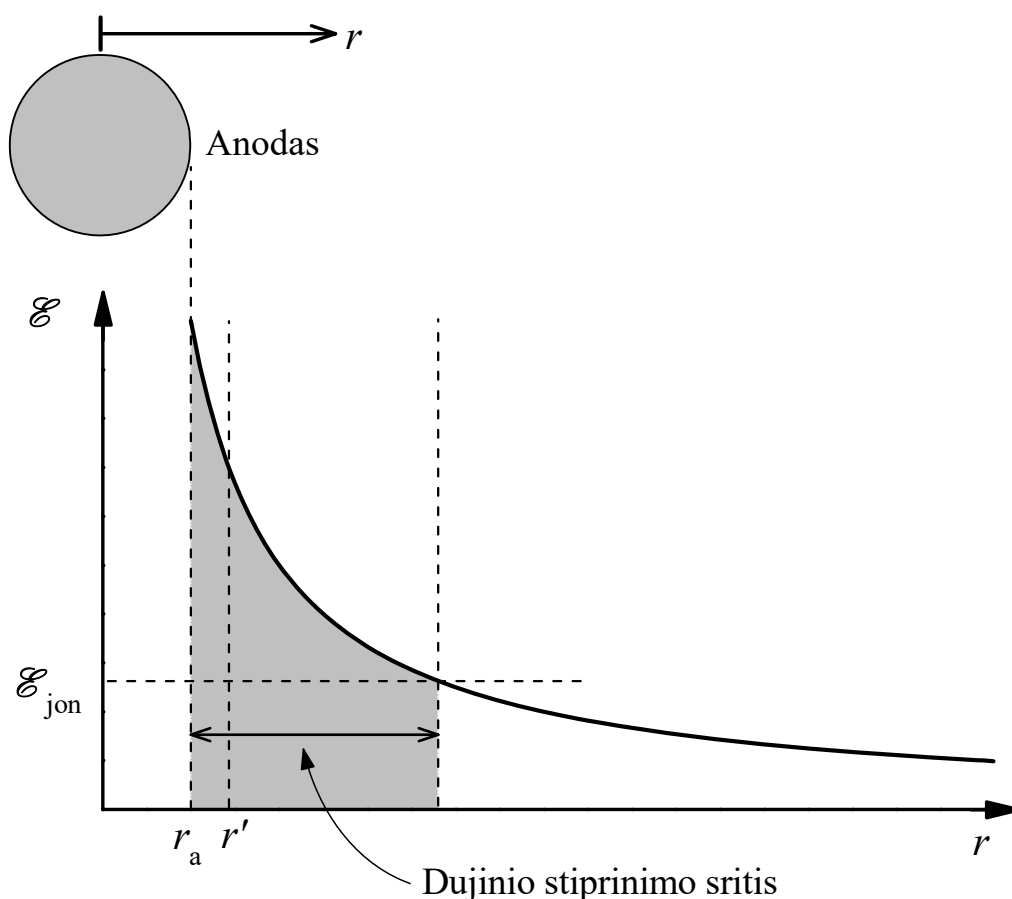
Kadangi  $\Sigma_{\text{jon}}(r)$  sparčiai mažėja didėjant  $r$ , tai didžiąją dalį (1) integralo lemia pointegralinės funkcijos reikšmės ploname sluoksnyje aplink anodą. To sluoksnio storis yra tos pačios eilės kaip  $l$  (kelių mikronų eilės). Kadangi dažniausiai  $r_0 \gg l$ , tai viršutinį rėžį galima pakeisti to sluoksnio išoriniu spinduliu  $r'$ :

$$K = \frac{N}{N_0} = \exp \left[ \int_{r_a}^{r'} \Sigma_{\text{jon}}(r)dr \right]$$

Silpnuose laukuose  $x_{\text{jon}} \gg l$ , todėl  $P(x > x_{\text{jon}}) \ll 1$  ir  $K \approx 1$ . Kad  $K$  taptų daug didesnis už vienetą,  $x_{\text{jon}}$  turi būti tos pačios eilės kaip  $l$  arba mažesnis.

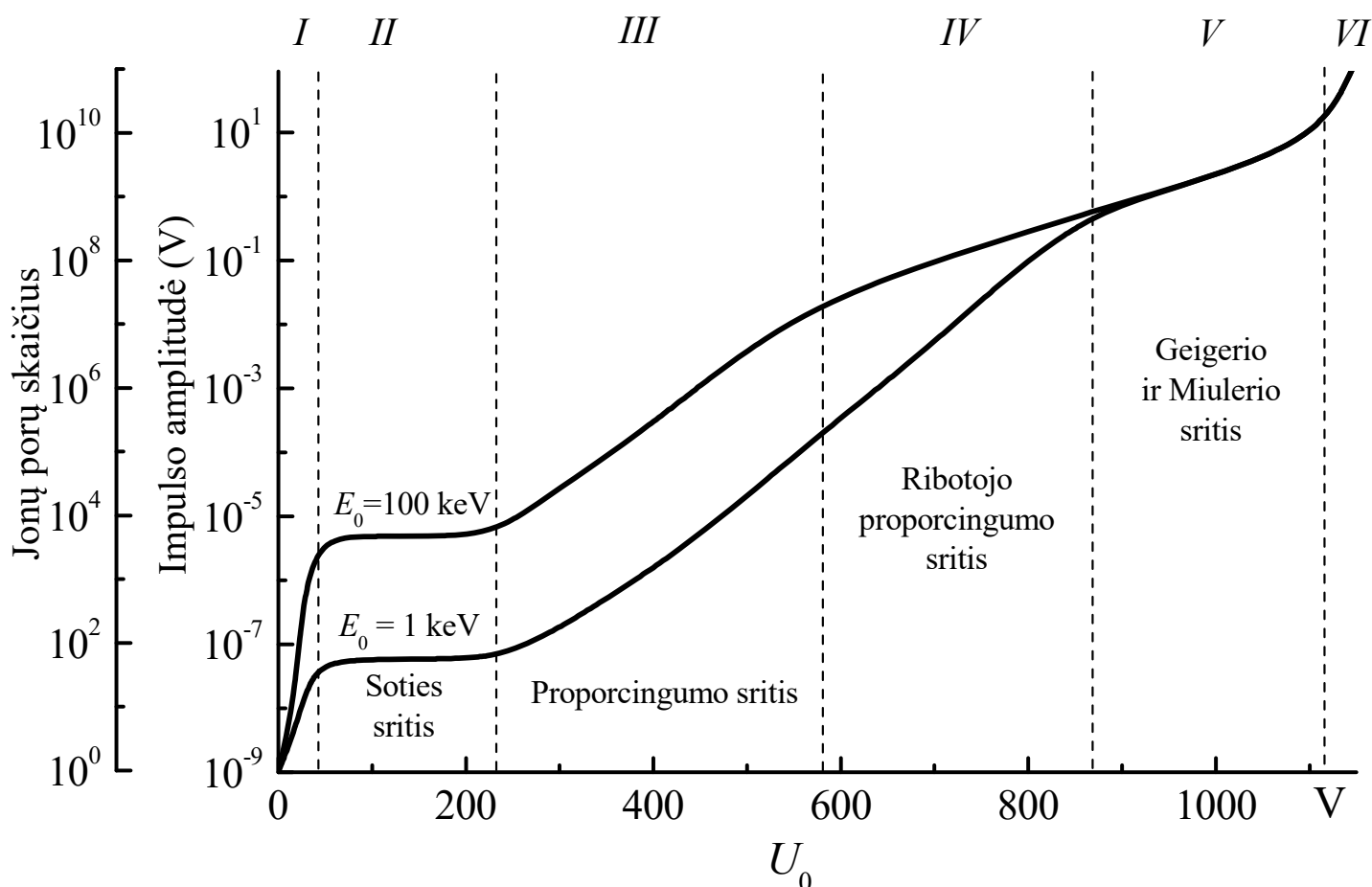
Apibendrinant – cilindrinio skaitiklio pranašumai, lyginant su plokščiuoju skaitikliu:

- 1) galimybė pasiekti stiprų elektrinį lauką ir didelį dujinio stiprinimo koeficientą, kai yra palyginti maža įtampa (kelių šimtų voltų eilės);
- 2) dujinio stiprinimo koeficiento nepriklausomybė nuo pirminės jonizacijos taško.



**7.4 pav.** Kadangi elektrinio lauko stipris sparčiai mažėja tolstant nuo anodo paviršiaus, dujinis stiprinimas yra galimas tik mažame tūryje aplink vielą (anodą). Tačiau didžioji dauguma antrinių elektronų atsiranda daug plonesniame sluoksnyje, kurio storis  $(r' - r_a)$  yra tos pačios eilės kaip vidutinis elektrono kelias tarp dviejų netampriųjų susidūrimų (keli mikronai)

### 7.1.3. Būdingieji dujinių detektorių įtampų intervalai



**7.5 pav.** Tipiško dujinio detektoriaus impulso amplitudės priklausomybė nuo įtampos. Pavaizduotos dvi kreivės, kurios atitinka skirtingus dalelės energijos nuostolius dujose: 1keV ir 100 keV

## 7.2. Proporcingųjų skaitiklių dujos

Proporcinguosiuose skaitikliuose turi būti naudojamos dujos su mažais elektronų prilipimo faktoriais (prilipimo faktorius – tai tikimybė, kad, sąveikaujant elektronui su neutralia dujų molekule, jis bus pagautas ir susidarys neigiamasis jonas). Todėl pagrindinė komponentė yra inertinės dujos.

Elektrinio lauko pagreitinti elektronai ne tik jonizuoja dujų molekules, bet ir sužadina jas. Sužadinti inertinių dujų atomai spinduliuoja fotonus. Tie fotonai gali išlaisvinti kitus elektronus (dažniausiai – iš katodo). Tie elektronus gali tapti naujų griūčių pradininkais. Todėl gali atsirasti apgaulingi impulsai arba dingti proporcingumas tarp pirminių jonų porų skaičiaus ir impulso amplitudės. Kad to išvengtų, įterpiama tam tikrų daugiatomųjų dujų. Dažniausiai naudojamas dujų mišinys yra sudarytas iš 90 % argono (Ar) ir 10 % metano (CH<sub>4</sub>).

Peningo efektas (angl. *Penning effect*) – elektronų skaičiaus vienoje griūtyje padidėjimas, kai: 1) pagrindinių dujų molekulės turi ilgaamžes (metastabiliąsias) sužadintąsias būsenas, 2) įterptas mažas kiekis dujų, kurių jonizacijos energija yra mažesnė už tų metastabiliųjų būsenų sužadavimo energiją.

### 7.3. Proporcingųjų skaitiklių energinė skyra

Proporcingajame skaitiklyje kiekvienas pirminis elektronas sukelia *vieną* elektronų griūtį. Jeigu pirminių elektronų skaičius yra  $N_0$ , tada pilnutinis elektronų skaičius yra

$$N = \sum_{i=1}^{N_0} A_i,$$

čia  $i$  yra griūties numeris, o  $A_i$  yra elektronų skaičius  $i$ -tojoje griūtyje. Dujinis stiprinimas:

$$K \equiv \frac{N}{N_0} = \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} A_i \equiv \bar{A},$$

čia  $\bar{A}$  yra vidutinis elektronų skaičius vienoje griūtyje. Pilnutinis surinktas krūvis:

$$Q = Ne = N_0 e K$$

Krūvio  $Q$  santykinė dispersija:

$$\left( \frac{\sigma_Q}{\bar{Q}} \right)^2 = \left( \frac{\sigma_{N_0}}{\bar{N}_0} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_K}{\bar{K}} \right)^2,$$

čia  $\bar{Q}$  ir  $\bar{N}_0$  yra atitinkamai dydžių  $Q$  ir  $N_0$  vidurkiai, o  $\sigma_Q$ ,  $\sigma_{N_0}$  ir  $\sigma_K$  yra dydžių  $Q$ ,  $N_0$  ir  $K$  standartiniai nuokrypiai. Antrojo dėmens išraiška elektronų skaičiumi vienoje griūtyje  $A$ :

$$\sigma_K^2 = \left( \frac{1}{N_0} \right)^2 \sum_{i=1}^{N_0} \sigma_{A_i}^2$$

arba

$$\sigma_K^2 \approx \sigma_A^2 / \bar{N}_0,$$

kur  $\sigma_A^2$  yra vidutinė vienos griūties elektronų skaičiaus dispersija. Todėl

$$\left( \frac{\sigma_Q}{\bar{Q}} \right)^2 = \left( \frac{\sigma_{N_0}}{\bar{N}_0} \right)^2 + \frac{1}{\bar{N}_0} \left( \frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2$$

Skaičiaus  $N_0$  dispersiją galima išreikšti Fano faktoriumi  $F$ :

$$\sigma_{N_0}^2 = F \bar{N}_0$$

arba

$$\left( \frac{\sigma_{N_0}}{\bar{N}_0} \right)^2 = \frac{F}{\bar{N}_0}$$

Kai  $\bar{A}$  yra didelis, o atskiri smūginės jonizacijos įvykiai yra nepriklausomi vienas nuo kito, tada elektronų skaičiaus vienoje griūtyje skirstinys yra eksponentinis:

$$P(A) = \frac{1}{\bar{A}} e^{-A/\bar{A}}$$

Tada

$$\left( \frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 = 1$$

Tačiau stipriuose laukuose jau negalima teigti, kad jonizacijos tikimybė nepriklauso nuo elektrono judėjimo istorijos, todėl skirstinys yra šiek tiek kitoks. Tada, kai  $\bar{A}$  didelis,

$$\left( \frac{\sigma_A}{\bar{A}} \right)^2 \approx b < 1,$$

čia  $b$  yra skirstinio parametras (kai  $b = 1$ , skirstinys virsta minėtuojų eksponentiniu skirstiniu).



Taigi,

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{1}{N_0}(F+b)$$

Ribinė (mažiausioji) energinė skyra:

$$R_{\min} = 2,35 \frac{\sigma_Q}{Q} = 2,35 \sqrt{\frac{1}{N_0}(F+b)} \equiv 2,35 \sqrt{\frac{W(F+b)}{E}}$$

čia  $E$  yra krintančiosios dalelės energijos nuostoliai dujose, o  $W$  yra vidutiniai energijos nuostoliai vienai jonų porai. Kadangi tipiškios  $F$  vertės yra 0,05 – 0,20, o griūties elektronų skaičiaus santykinės dispersijos  $b$  vertės yra 0,4 – 0,7, tai ribinę energinę skyrą lemia elektronų skaičiaus vienoje griūtyje fluktuacijos. Kai  $E \sim 10$  keV,  $R_{\min} \approx 10$  %.

#### 7.4. Proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso pavidalas

Kaip ir plokščiojoje jonizacijos kameroje, srovės integravimo veikoje

$$U^\pm(t) \approx \frac{1}{C} \int_0^t i^\pm(t) dt \quad (0 \leq t \leq t^\pm)$$

Tačiau, lyginant su plokščiąja kamera, yra du esminiai skirtumai:

- a) beveik visi krūvininkai, kurie kuria išėjimo impulsą, visada atsiranda labai arti anodo,
- b) elektrinio lauko stipris sparčiai mažėja didėjant atstumui iki anodo.

Todėl proporcingojo skaitiklio įtampos impulsui yra būdingos šios ypatybės:

- 1) Impulsas yra užvėlintas pirminės jonizacijos atžvilgiu. Vėlinimo trukmė – tai **dreifo trukmė**, per kurią pirminiai elektronai pasiekia griūčių sritį ( $10^{-6}$  s eilės). Kita stadija – tai griūtinis smūginis jonizavimas. Jo trukmė vadinama **stiprinimo trukme** ( $\ll 10^{-6}$  s).
- 2) Didžioji dalis elektronų nueina daug mažesnę atstumą negu teigiamieji jonai, todėl pilnutinę impulso amplitudę visada lemia teigiamųjų jonų judėjimas.
- 3) Kadangi jonus veikiantis elektrinis laukas sparčiai silpnėja jiems tolstant nuo anodo, tai  $i^+(t)$  mažėja (plg.: plokščiojoje jonizacijos kameroje  $i^+(t) = const$ ). Todėl srovės integravimo veikoje impulso priekiniame fronte  $U^+(t)$  didėjimas yra ne tiesinis, o lėtėjantis.

Bendroji srovės išraiška, kai  $0 < t < t^\pm$ :

$$i^\pm = \frac{Q \mathcal{E} v^\pm}{U_0} = \frac{Q v^\pm}{r \ln \frac{r_k}{r_a}}$$

Jeigu visos pirminės jonų poros atsirado vienodu atstumu  $r_0$  nuo skaitiklio ašies, tada srovės integravimo veikoje, nepaisant dujinio stiprinimo (t. y. kai  $K = 1$ ),

$$U_{\max}^- = \frac{1}{C} \int_{r_a}^{r_0} \frac{Q dr}{r \ln(r_k / r_a)} = \frac{Q \ln(r_0 / r_a)}{C \ln(r_k / r_a)}, \quad U_{\max}^+ = \frac{1}{C} \int_{r_0}^{r_k} \frac{Q dr}{r \ln(r_k / r_a)} = \frac{Q \ln(r_k / r_0)}{C \ln(r_k / r_a)},$$

$$U_{\max} = U_{\max}^- + U_{\max}^+ = \frac{Q}{C}$$

Tačiau dėl dujinio stiprinimo reiškinio galima apytiksliai teigti, kad visi elektronai, kurie pasiekia anodą, atsirado vienodu atstumu  $r' \ll r_0$  nuo anodo ašies ir kad  $r'$  nepriklauso nuo  $r_0$ . Todėl ankstesnėse formulėse vietoj  $r_0$  galima vartoti  $r'$ . Vadinasi,

$$\frac{U_{\max}^-}{U_{\max}^+} = \frac{\ln(r'/r_a)}{\ln(r_k/r')} \ll 1$$

Todėl išvedant  $U(t)$  išraišką galima apytiksliai teigti, kad  $U(t) = U^+(t)$  ir kad  $r' = r_a$ .

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i^+ dt = \frac{Q}{CU_0} \int_0^t \mathcal{E} v^+ dt \equiv \frac{Q}{CU_0} \int_{r_a}^r \mathcal{E}(r) dr \sim \ln \frac{r(t)}{r_a} \sim \ln \left( \frac{r(t)}{r_a} \right)^2$$

Išvedant jonų koordinatės  $r$  ir laiko  $t$  sąryšį, reikia taikyti šias tapatybes:

$$t \equiv \int_0^t dt \equiv \int_{r_a}^r \frac{dr}{dr/dt} \equiv \int_{r_a}^r \frac{dr}{v^+(r)}$$

Kadangi

$$v^+(r) \sim \mathcal{E}(r) \sim \frac{1}{r},$$

tai

$$t = \text{const} \cdot (r^2 - r_a^2),$$

t. y.

$$t = t^+ \frac{r^2 - r_a^2}{r_k^2 - r_a^2}$$

arba

$$r(t) = \sqrt{(r_k^2 - r_a^2) \frac{t}{t^+} + r_a^2}$$

Irašius į  $U(t)$  išraišką:

$$U(t) \sim \ln \left[ \left( \frac{r_k^2}{r_a^2} - 1 \right) \frac{t}{t^+} + 1 \right]$$

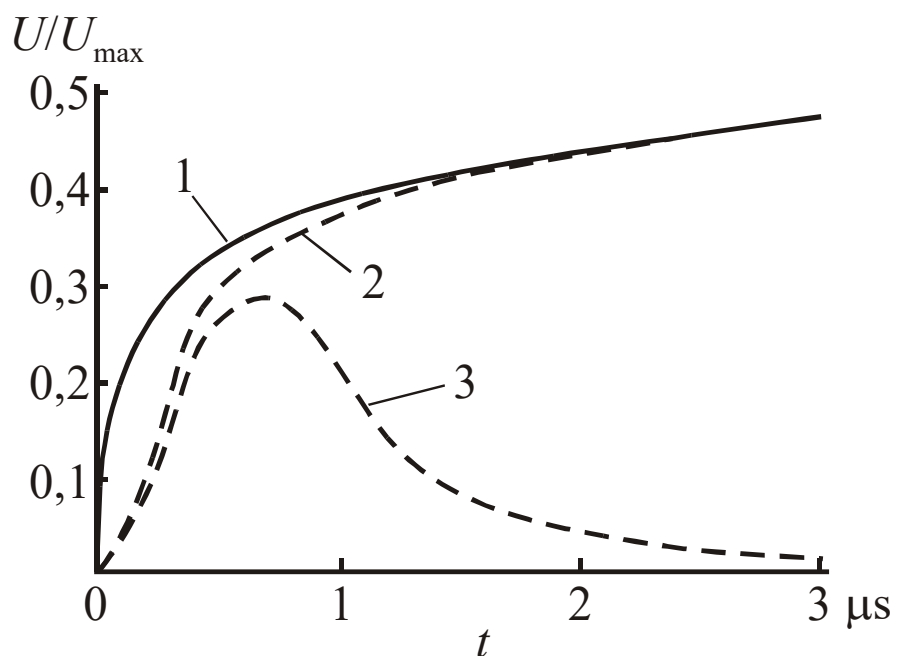
Nors  $t^+$  yra palyginti didelis ( $\sim 10^{-4}$  s), tačiau  $U(t)$  pasiekia vertes, kurios artimos  $U_{\max} = Q/C$ , per daug trumpesnę laiką. Pvz., laikas, per kurį  $U(t)$  pasiekia  $U_{\max}/2$ , yra

$$t_{1/2} = \frac{r_a}{r_k + r_a} t^+ \ll t^+$$

Tuo laiko momentu jonų radialioji koordinatė lygi

$$r(t_{1/2}) = \sqrt{r_a r_k}$$

o jonus veikiantis elektrinis laukas yra  $\sqrt{r_k/r_a}$  kartų silpnesnis už elektrinį lauką ant vielos paviršiaus.



**7.6 pav.** Ar / CH<sub>4</sub> (90 % / 10 %) dujų mišiniu užpildyto proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso priekinio fronto forma, kai dalelės pėdsakas yra lygiagretus su anodu (1 kreivė) ir kai dalelės pėdsakas yra statmenas anodui, o jonizacijos tankis išilgai pėdsako yra pastovus (2 kreivė). 3 kreivė gauta tomis pačiomis sąlygomis kaip 2 kreivė, tačiau naudojant impulso formavimo įrenginius, kurie nuslopina lėtesniąją impulso dalį

## 8. Neutronų detektoriai ir spektrometrai

### 8.1. Įvadas

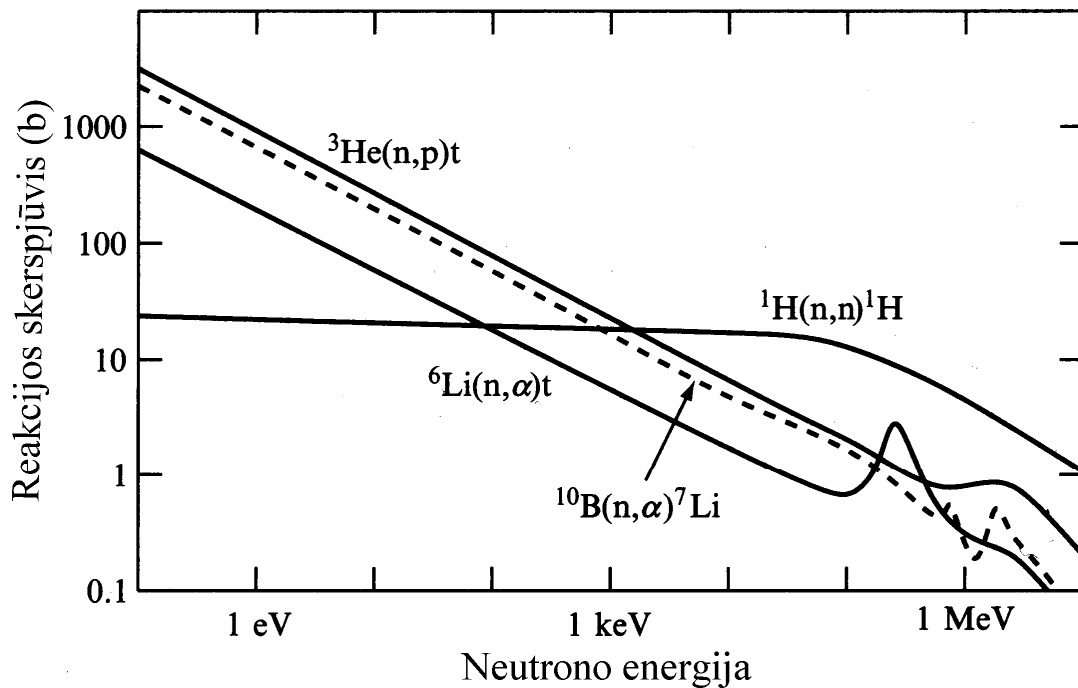
Lėtųjų neutronų branduolinių reakcijų skerspjūvis yra atvirkščiai proporcingas neutronų greičiui:

$$\sigma \sim \frac{1}{v}$$

Dažniausiai naudojama reakcija:



Kai šią reakciją sukelia šiluminiai neutronai (0,025 eV), tada 94 % visų reakcijos įvykių atitinka sužadintąją  ${}^7\text{Li}$  branduolio būseną.



**8.1 pav.** Neutronų reakcijų su  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  ir  ${}^{10}\text{B}$  branduoliais bei neutronų tampriosios sklaidos H branduoliais skerspjūviai

Pagrindiniai neutronų pasiskirstymą apibūdinantys dydžiai:

- 1) **srautas** – neutronų skaičius, kuris pataiko į duotą erdvės sritį (pvz., į detektorius) *per laiko vienetą*,
- 2) **srauto tankis** – neutronų skaičius *per laiko vienetą į ploto vienetą*,
- 3) **koncentracija** – neutronų skaičius erdvės *tūrio vienetė*.

Jeigu būtų žinomas detektoriaus savitasis efektyvumas, tada neutronų srautą galima būtų apskaičiuoti padalijus detektoriaus skaičiavimo spartą iš efektyvumo. Tačiau efektyvumas priklauso nuo neutronų energijos pasiskirstymo, kuris dažniausiai nebūna žinomas. Jeigu  $\sigma \sim 1/v$ , tada, net ir nežinant neutronų energijos pasiskirstymo, pagal detektoriaus skaičiavimo spartą galima apskaičiuoti neutronų koncentraciją  $n$ . Įrodymas:

$$dn = np(v)dv,$$

čia  $p(v)$  yra neutronų greičių skirstinio tikimybės tankis. Neutronų su greičiai nuo  $v$  iki  $v + dv$  srauto tankis:

$$dj = vdn = vnp(v)dv$$

Tų neutronų sąlygojama reakcijos sparta:

$$dR = \sigma N dj = \sigma(v)Nvnp(v)dv$$

Pilnutinė reakcijos (skaičiavimo) sparta:

$$R = Nn \int \sigma(v)v p(v)dv$$

Kadangi  $\sigma = \text{const} / v$ , tai integralas lygus

$$\int \sigma(v)v p(v)dv = \text{const} \int p(v)dv \equiv \text{const}$$

Vadinasi, kai  $\sigma \sim 1 / v$ , tada

$$R \sim Nn$$

ir šio proporcingumo koeficientas nepriklauso nuo neutronų greičio (energijos) pasiskirstymo.

## 8.2. Boriniai lėtųjų neutronų detektoriai

### 8.2.1. $BF_3$ detektoriaus impulsų amplitudžių spektras. „Sienelių efektas“

Jeigu neutrono energija yra daug mažesnė už reakcijos šilumą  $Q$ , tada pilnutinis impulsas yra praktiškai lygus nuliui, todėl abi antrinės dalelės, kurios susidaro reakcijoje  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ , išleikia priešingomis kryptimis. Impulso tvermės dėsnis:

$$m_{\text{Li}}v_{\text{Li}} = m_{\alpha}v_{\alpha}$$

arba

$$\sqrt{2m_{\text{Li}}E_{\text{Li}}} = \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}},$$

$$E_{\text{Li}} + E_{\alpha} = Q;$$

čia  $Q$  yra reakcijos šiluma. Jeigu susidaro  $^7\text{Li}^*$ , tada  $Q = 2,31$  MeV, todėl

$$E_{\text{Li}} = 0,84 \text{ MeV}, \quad E_{\alpha} = 1,47 \text{ MeV}.$$

Reakcija vyksta proporcingajame dujiniame detektoriuje, kuris užpildytas boro trifluorido ( $BF_3$ ) dujomis. Detektoriaus vamzdelio skersmuo  $\sim 1$  cm, ilgis  $\sim 10$  cm.

Detektoriaus savitasis efektyvumas, kai neutronai sklinda išilgai detektoriaus ašies:

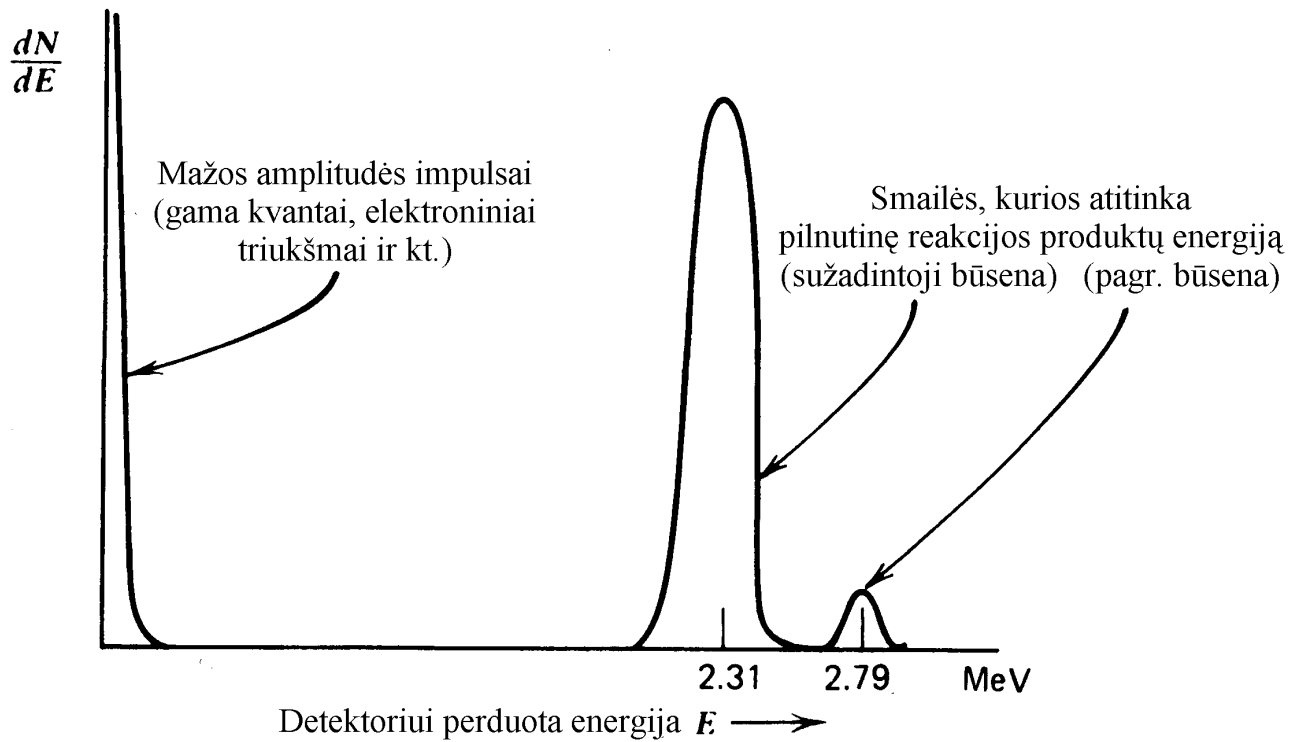
$$\varepsilon(E) = 1 - \exp(-\Sigma(E)L),$$

čia  $E$  yra neutronų energija,  $L$  yra detektoriaus ilgis (tipiška vertė – 30 cm), o  $\Sigma(E)$  yra branduolinės reakcijos makroskopinis skerspjūvis, atitinkantis neutronų energiją  $E$ . Kai  $E = 0,025$  eV (šiluminiai neutronai), tipiškas savitasis efektyvumas yra maždaug 90 %, o kai  $E = 100$  eV – maždaug 4 %.

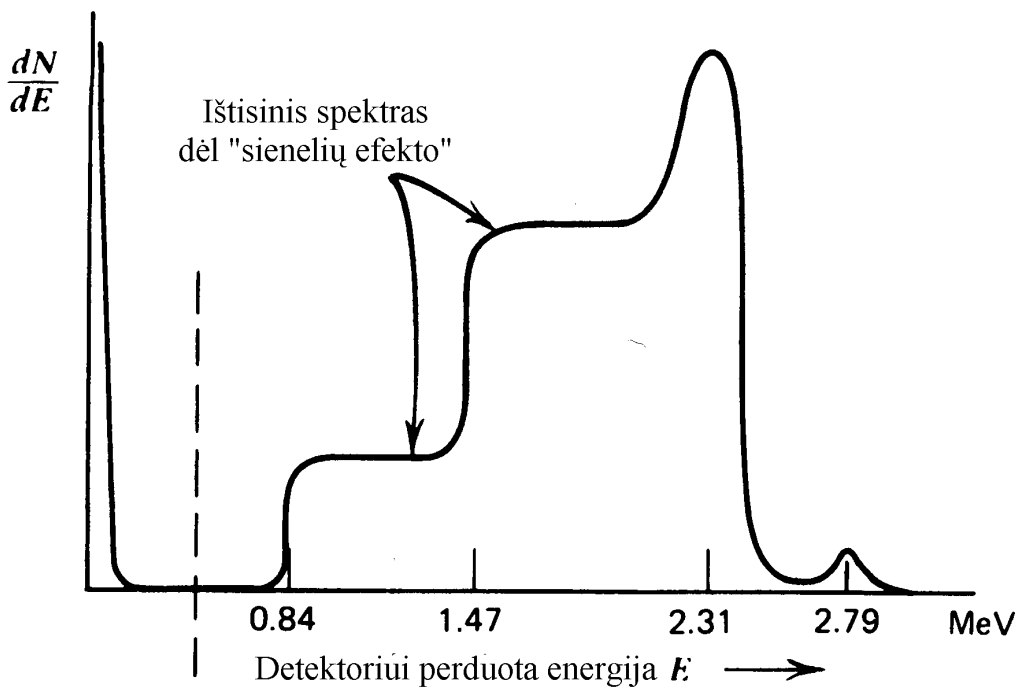
Kadangi į galutinę reakcijos produktų energiją įeina ir krintančiojo neutrono kinetinė energija, tai neutronų kinetinės energijos pokytis sąlygoja impulsų amplitudžių spektro smailių poslinkį. Proporcingojo detektoriaus ribinis smailės plotis (mažiausia energijos matavimo paklaida):

$$\Delta E_{\text{min}} = 2,35\sqrt{EWF}$$

čia  $E$  yra dujose sugerta energija,  $W$  yra vidutinė energija atitinkanti viena jonų porą,  $F$  yra Fano faktorius. Jeigu  $E = 2,3$  MeV, tada tipiška  $\Delta E_{\text{min}}$  vertė yra maždaug 10 keV, t. y. daug didesnė už krintančiojo (lėtojo) neutrono energiją. Todėl minėtojo smailių poslinkio išmatuoti neįmanoma. Taigi, tokie detektoriai tinka tik skaičiuojant lėtuosius neutronus, bet netinka matuojant jų energijas.



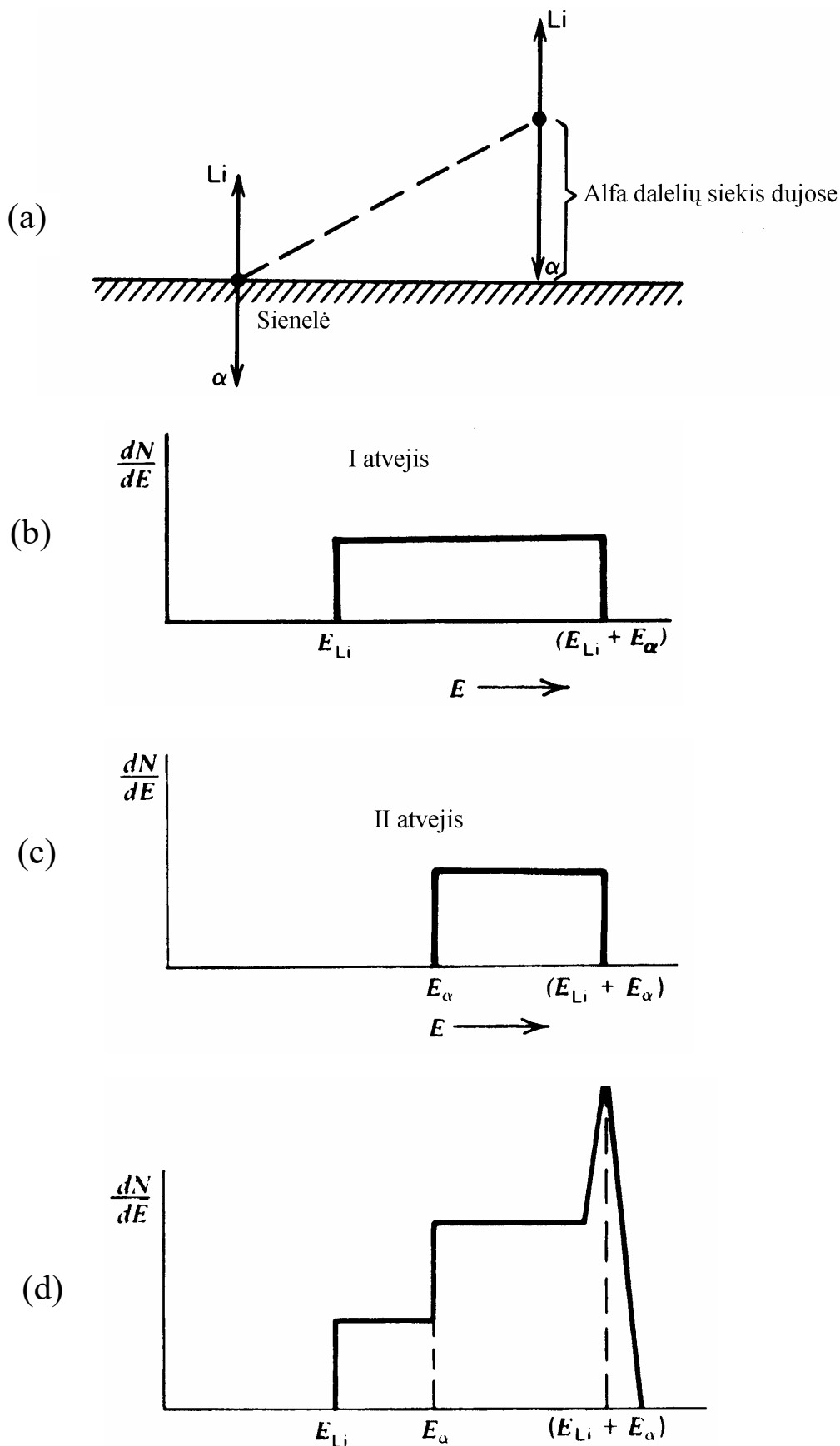
(a)



A

(b)

**8.2 pav.**  $\text{BF}_3$  proporcingųjų skaitiklių impulsų amplitudžių spektrų pavyzdžiai. (a) Spektras, kai skaitiklio matmenys yra dideli ir visi reakcijos produktai yra pilnai sugeriami. (b) Spektras, kai dalį išsiskyrusios energijos sugeria skaitiklio sienelės.

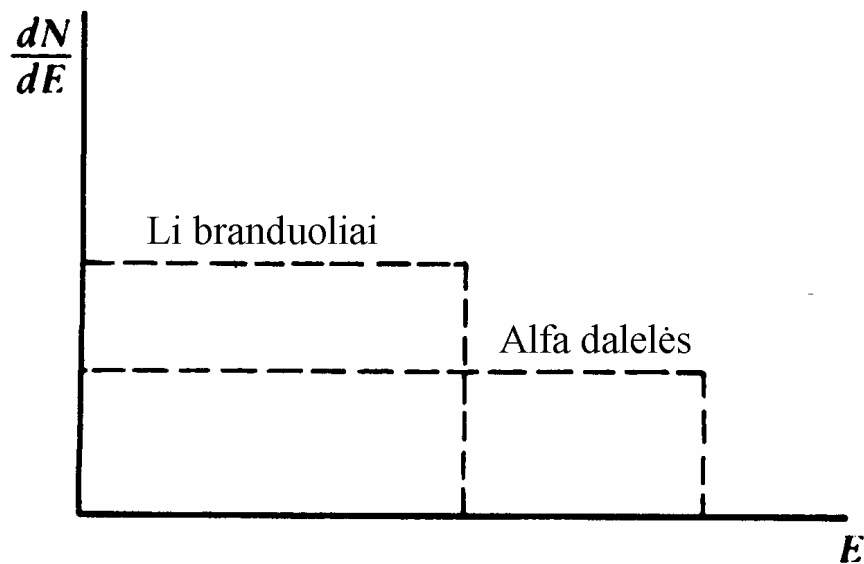


**8.3 pav.** „Sienuų efekto“ aiškinimas. (a) I atvejis: alfa dalelė pataiko į detektoriaus sienelę, o Li branduolys yra sugeriamas detektoriaus dujose. (b) Atitinkamas impulsų amplitudžių spektras: kai kurių impulsų amplitudė yra sumažėjusi, nes alfa dalelių energijos nuostoliai sienelėse nėra įskaitomi. (c) Spekto pavidalas II atveju, kai Li branduolys pataiko į sienelę, o alfa dalelė yra sugeriamą dujose. (d) Pilnutinis spektras: I ir II atvejų suma ir visiškiosios sugerties smailė (ji atitinka tą atvejį, kai nė viena dalelė nepataiko į detektoriaus sienelę).

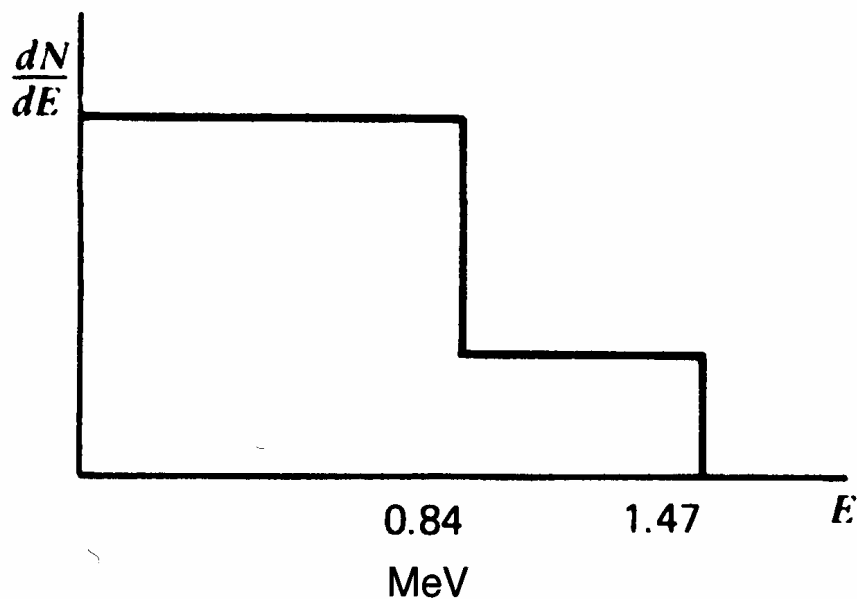
### 8.2.2. Boru padengti proporcingieji skaitikliai

Šiuose skaitikliuose medžiaga, į kurios sudėtį įeina boras, dengia proporcingojo skaitiklio katodo vidinį paviršių. Privalumas – galima naudoti dujas, kurios labiau atitinka reikalavimus proporcingajam skaitikliui (didelis dujinis stiprinimas, maža impulso trukmė ir kt.), negu  $\text{BF}_3$ .

Didžiausias praktinis boro sluoksnio storis yra maždaug  $1 \text{ mg/cm}^2$ .



(a)



(b)

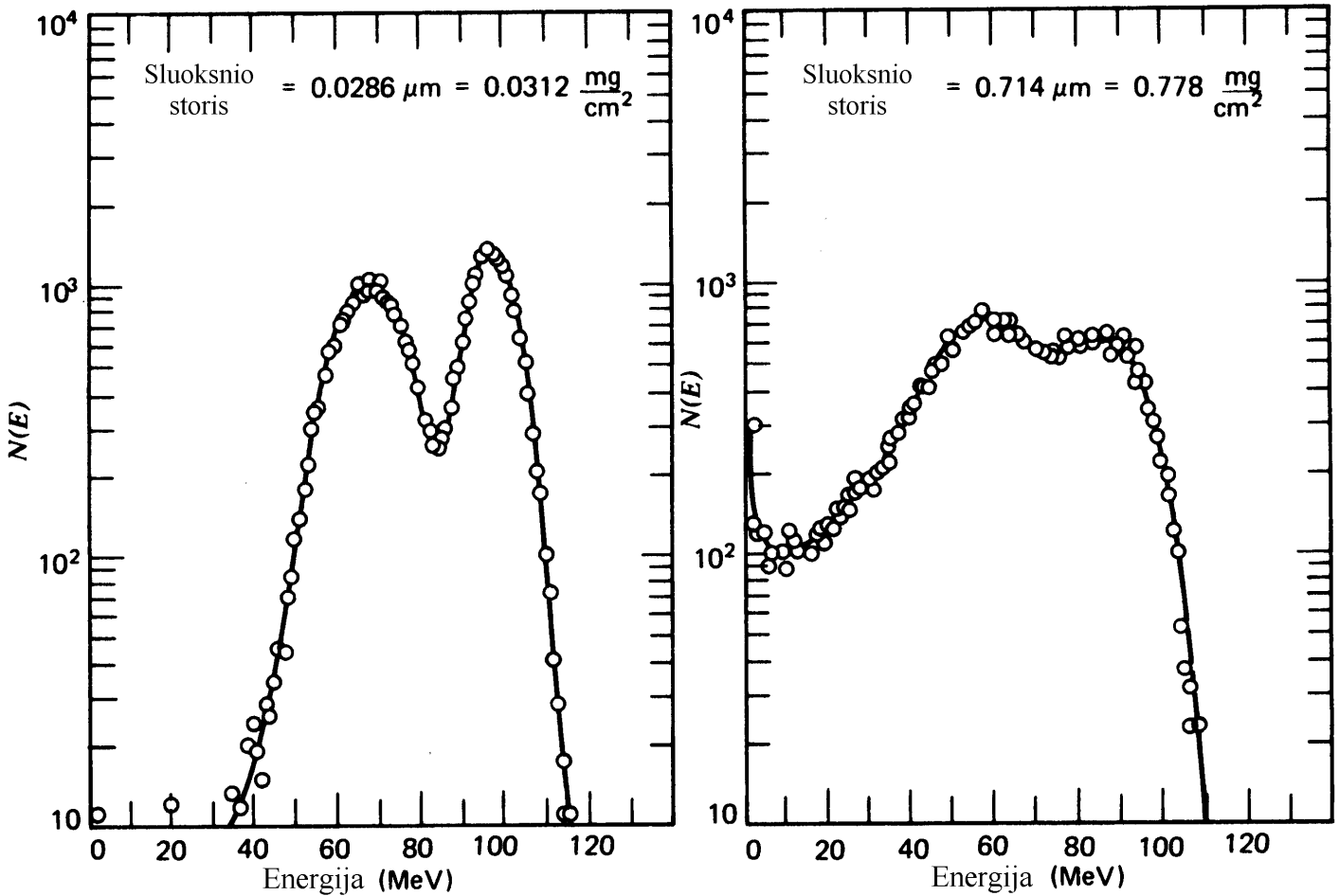
**8.4 pav.** Idealizuoti impulsų amplitudžių spektrai, kai detektorius yra boru padengtas proporcingasis skaitiklis. (a) Spekto komponentės, kurios atitinka alfa daleles ir ličio atitransos branduolius; (b) pilnutinis spektras (tų dviejų komponentių suma)



### 8.3. Lėtųjų neutronų detektoriai, veikiantys dalijimosi reakcijos pagrindu

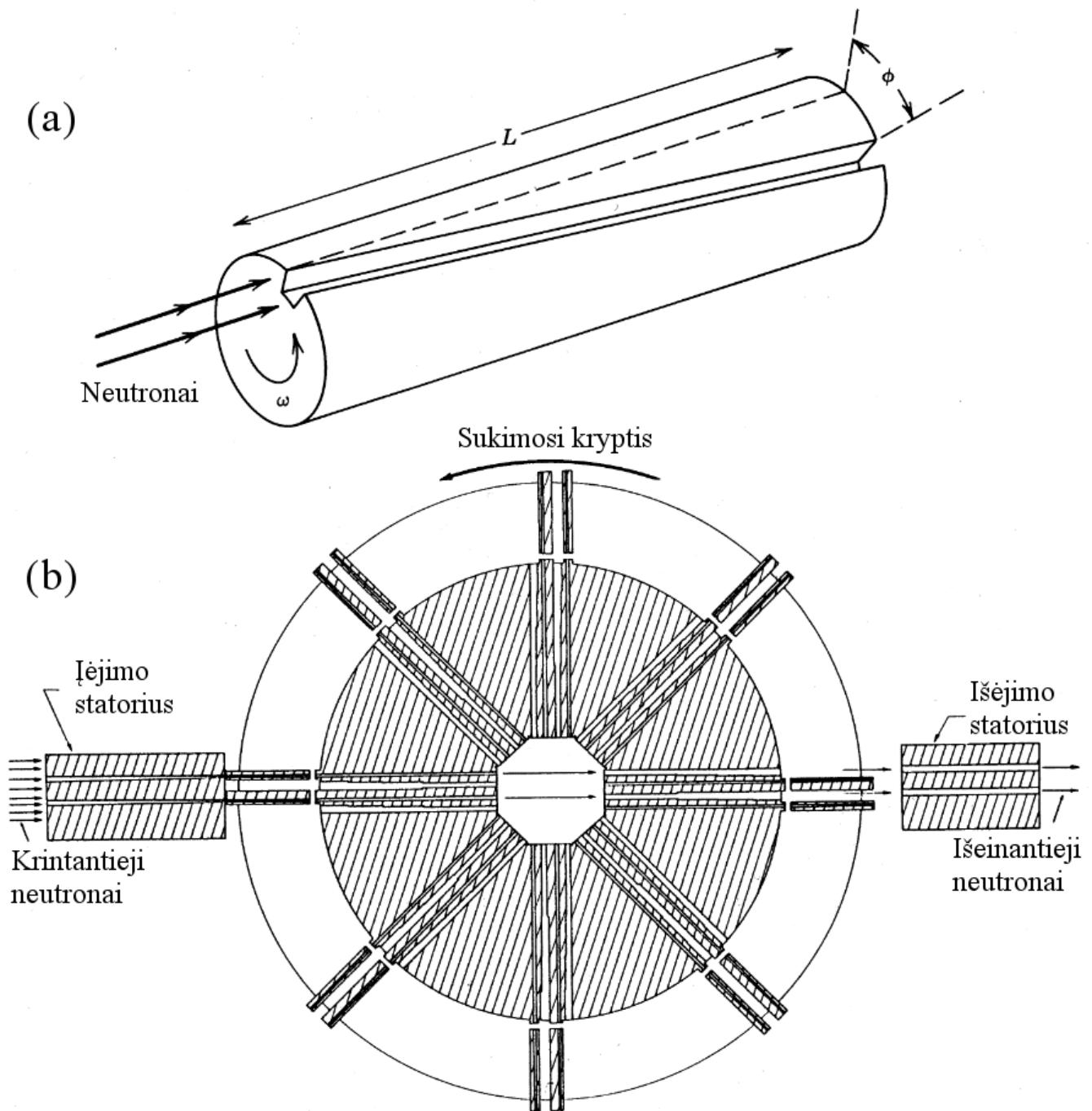
Šiuose skaitikliuose medžiaga, į kurios sudėtį įeina dalusis nuklidas (dažniausiai – uranas arba plutonis), dengia proporcingojo skaitiklio katodo vidinį paviršių.

Didžiausias praktinis daliosios medžiagos sluoksnio storis yra  $2 - 3 \text{ mg/cm}^2$ .

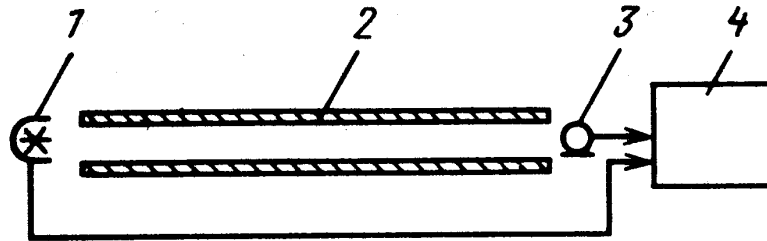


8.5 pav. Dalijimosi skeveldrų, kurios išlekia iš dviejų skirtingo storio  $\text{UO}_2$  sluoksnių, energijų spektrai

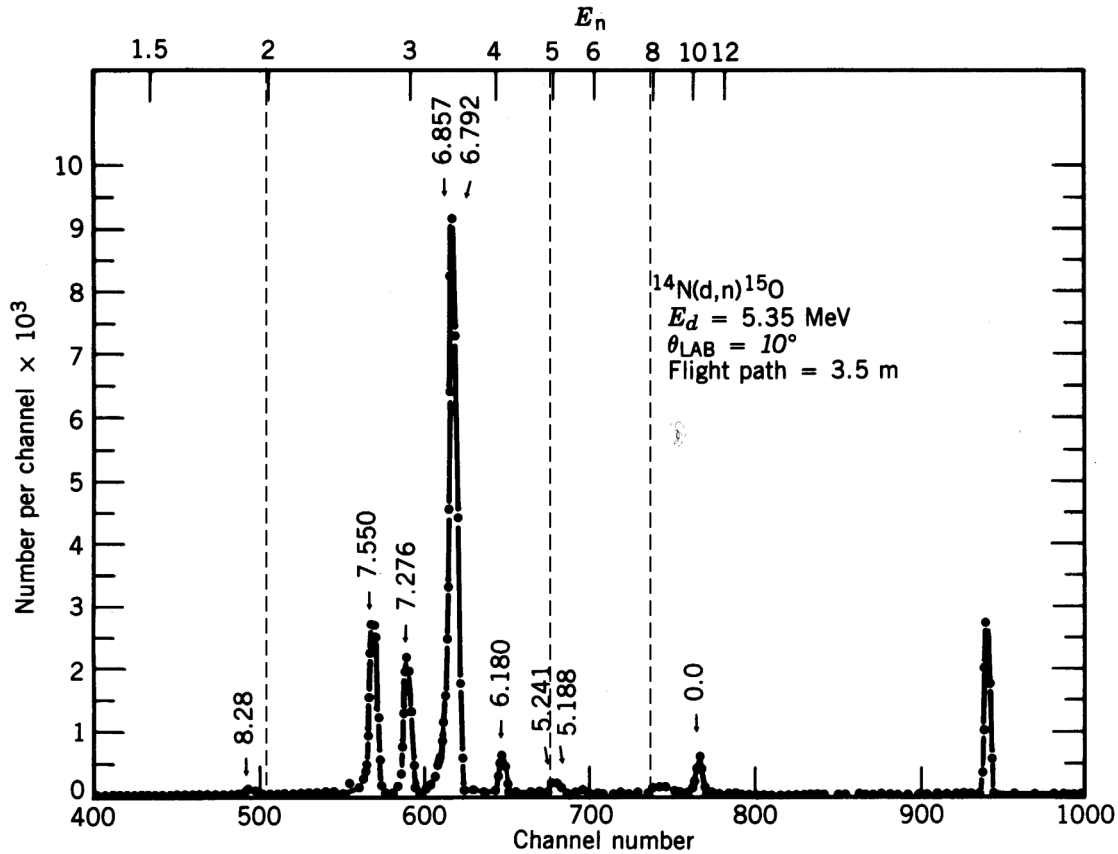
## 8.4. Lėkio trukmės metodai matuojant lėtųjų neutronų energijas



**8.6 pav.** (a) Neutronų greičio selektorius, kurių sudaro cilindras su vienu arba keliais spiraliniais grioveliais. Cilindro ilgis yra  $L$ . Cilindras pagamintas iš medžiagos, kuri stipriai sugeria lėtusius neutronus (pvz., kadmis). Selektorius praleidžia tik tuos neutronus, kurie nueina atstumą  $L$  per tą patį laiką, per kurį cilindras pasisuka kampu  $\phi$ . Tas laikas yra  $t = L/v = \phi/\omega$ , todėl  $v = L\omega/\phi$ . (b) Besisukanti sklendė, kuri naudojama formuojant impulsinį neutronų srautą. Pagrindinė dalis – rotorius su keliais kanalais. Į rotorį iš kairės krinta neutronų srautas. Kai rotoriaus kanalas atsiduria vienoje tiesėje su įėjimo statoriaus plyšiu, tada iš dešinės išeina neutronų telkinys.



**8.7 pav.** Neutronų lėkio trukmės spektrometro struktūrinė schema. 1 – impulsinis šaltinis, 2 – cilindrinė vakuomo kamera, 3 – neutronų detektorius, 4 – laiko intervalų analizatorius (keitiklis „laikas-amplitudė“).



**8.8 pav.** Neutronų, atsiradusių reakcijoje  $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$ , lėkio trukmės spektras. Neutrons energija (MeV) atidėta ant viršutinės ašies. Dešinioji kraštinė smailė atitinka gama kvantus. Skaičiai virš smailių nusako atitinkamas  $^{15}\text{O}$  branduolio sužadintųjų būsenų energijas (MeV).

8.8 pav. – branduolio sužadintųjų būsenų energijos matavimo pagal neutronų energijos spektrą pavyzdys. Energijos tvermės dėsnis:

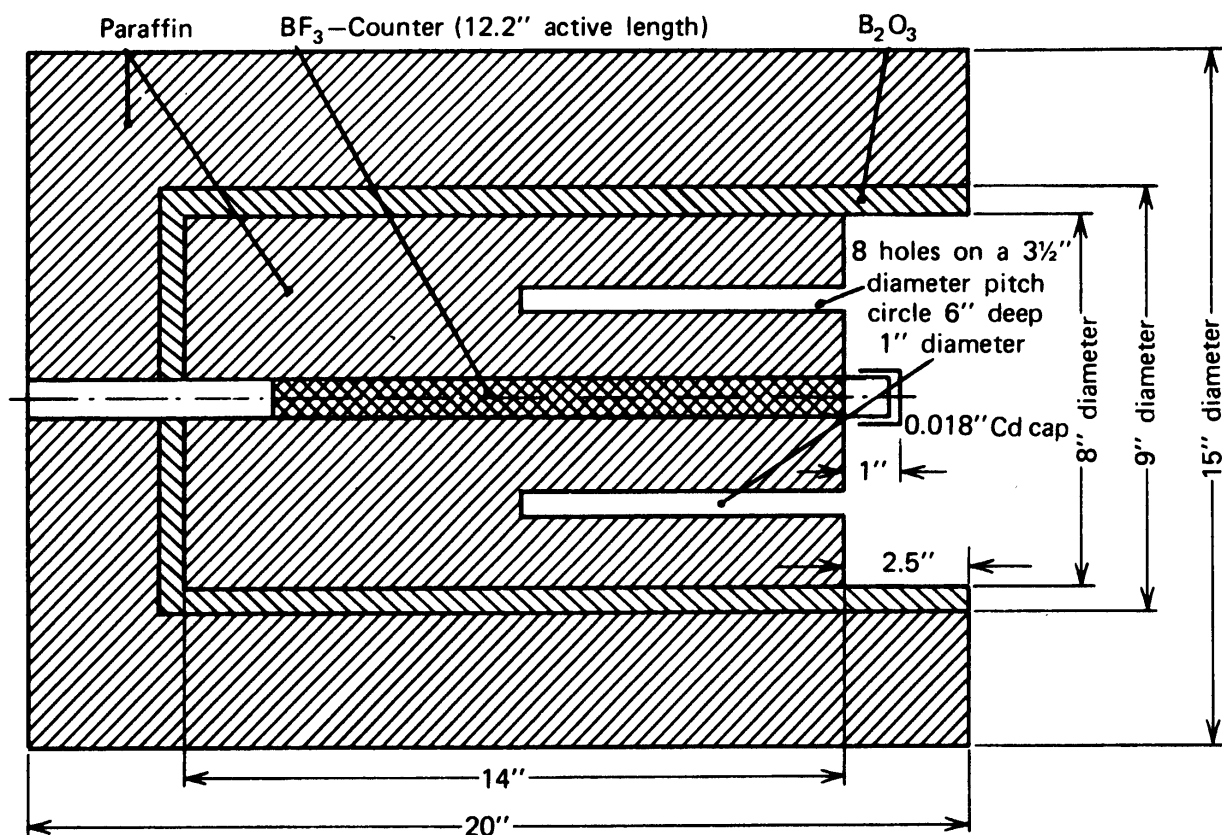
$$E_d + Q = E^* + E_O + E_n \approx E^* + E_n,$$

čia  $E_d$  yra krintančiojo deuterono energija ( $E_d = 5,35$  MeV),  $Q$  yra reakcijos šiluma (t. y. pilnutinė antrinių dalelių kinetinė energija, kai antrinės dalelės nėra sužadintos),  $E^*$  yra deguonies branduolio sužadintųjų būsenų energija,  $E_O$  yra deguonies branduolio kinetinė energija,  $E_n$  yra neutrono energija.

$$Q \approx E^* + E_n - E_d$$

## 8.5. Neutronų skaitiklis su neutronų lėtikliu („ilgasis skaitiklis“)

Dažnai pageidautina, kad detektoriaus efektyvumas nepriklaustų nuo neutronų energijos. Prie šio idealiojo atveju priartėja vadinamasis „ilgasis skaitiklis“. Jį sudaro  $\text{BF}_3$  proporcingasis skaitiklis, kurį supa neutronų lėtiklis.



8.9 pav. Standartinio ilgojo skaitiklio skerspjūvis

Neutronas yra detektuojamas tik po to, kai yra termalizuojamas. T. y. neutronų, kuriuos detektuoja centrinis proporcingasis skaitiklis, energijos yra beveik vienodos ( $\approx 0,025$  eV). Beveik vienodas detektavimo efektyvumas visoms pradinėms neutronų energijoms išplaukia iš dviejų ilgojo skaitiklio ypatybių:

1. Sistema detektuoja tik neutronus, kurie juda viena kryptimi (išilgai detektoriaus ašies).
2. Detektoriaus ilgis yra daug didesnis už visų energijų neutronų (kurių yra krintančiajame pluošte) lėtinimo nuotolį lėtiklyje ir už šiluminių neutronų difuzijos nuotolį (iki sugerties lėtiklyje). Todėl po to, kai neutronas yra termalizuojamas, jis atsiduria taip toli nuo abiejų detektoriaus galų, kad detektavimo efektyvumas yra beveik toks pats, lyg detektorius būtų begalinio ilgio (nepriklausomai nuo neutrono pradinės energijos).

Kad kompensuoti šiluminių neutronų nuostolius dėl jų atgalinės sklaidos prie pat lėtiklio paviršiaus, lėtiklyje yra padaromi kanalai, kurie yra lygiagretūs detektoriaus ašiai.

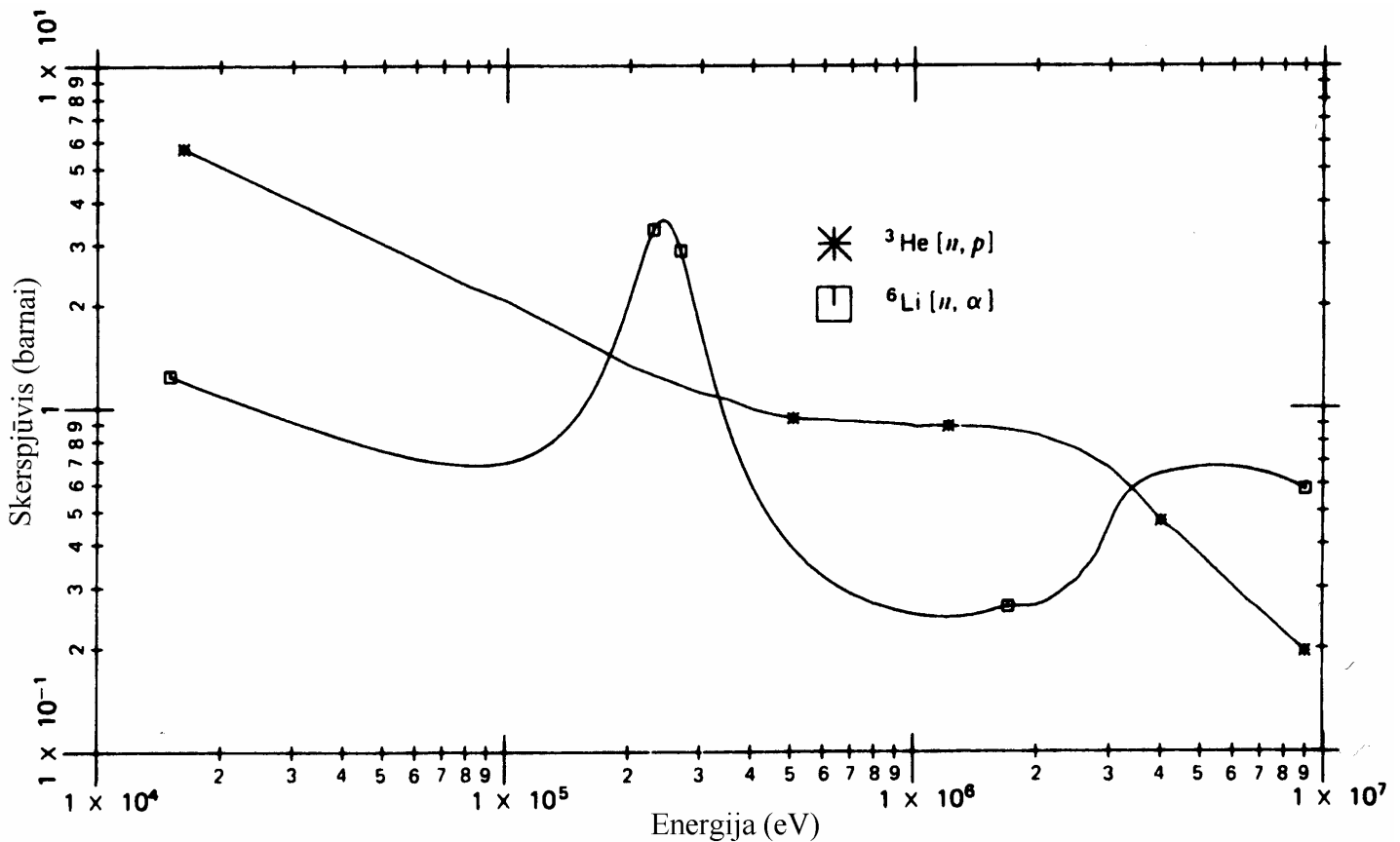
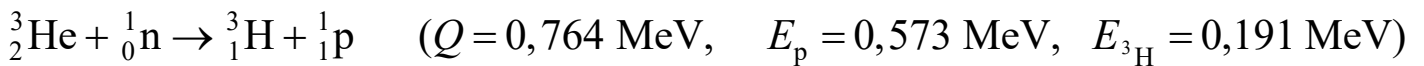
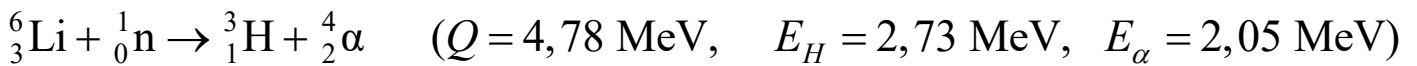
## 8.6. Detektoriai, kurie veikia greitųjų neutronų branduolinių reakcijų pagrindu

Greitųjų neutronų detektoriaus, kurio veikimas remiasi neutronų lėtinimu, trūkumai:

- 1) Prarandama informacija apie neutronų energijas;
- 2) Detektoriaus signalas yra užvėlintas neutrono pataikymo momento atžvilgiu ( $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$  s).

Šių trūkumų išvengiama detektuojant greituosius neutronus pagal branduolines reakcijas, kurias jie sukuria tiesiogiai (be lėtinimo). Tačiau tada detektavimo efektyvumas yra mažas.

Greitųjų neutronų spektroskopijoje yra taikoma netamprioji neutronų sklaida ir šios dvi branduolinės reakcijos:



**8.10 pav.** Branduolinių reakcijų  ${}^3\text{He}(n,p)$  ir  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$  skerspjūviai greitųjų neutronų energijų intervale

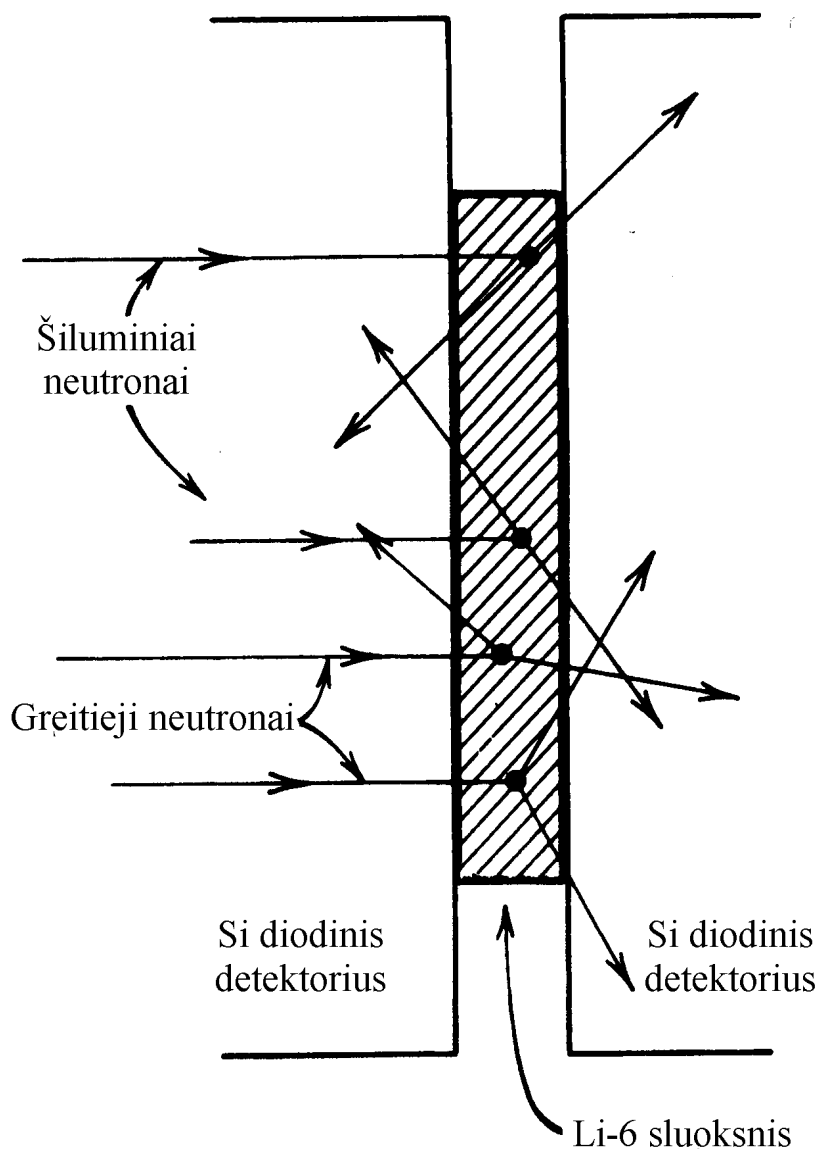
Reakcija  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$  dažniausiai taikoma blyksimuosiuose detektoriuose, į kurių darbinę medžiagą įeina  ${}^6\text{Li}$ . Pvz., ličio jodidas (LiI), stikliniai scintiliatoriai su Li priemaiša.

Kadangi  ${}^3\text{He}$  yra inertinės dujos, tai didžioji dauguma detektorių, kuriuose taikoma reakcija  ${}^3\text{He}(n,p)$ , yra dujiniai: proporcingieji detektoriai, jonizacijos kameros arba dujiniai blyksimieji detektoriai.

„Sluoksninio“ tipo greitųjų neutronų spektrometras:

Plonas sluoksnis (folija), pagamintas iš ličio fluorida (LiF) arba kitos medžiagos, į kurios sudėtį įeina  ${}^6\text{Li}$ , yra patalpintas tarp dviejų puslaidininkinių detektorių. Kadangi abi antrinės dalelės juda beveik priešingomis kryptimis, jas detektuoja skirtingi detektoriai. Abu detektoriai prijungiami prie sutapčių įrenginio, kad pašalinti foną.

Pilnutinę reakcijos produktų energiją galima išmatuoti sudėjus abiejų detektorių impulsų amplitudes: tada gaunama impulso amplitudė, kuri atitiktų tos pačios energijos sugertį viename detektoriuje. Neutrono energija gaunama, kai iš tos energijos atimama reakcijos šiluma (4,78 MeV).

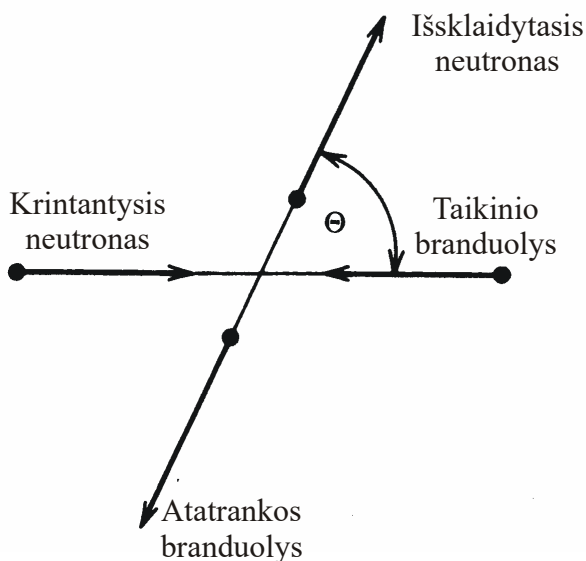


**8.11 pav.** „Sluoksninio“ tipo Li spektrometro elementai. Jeigu reakciją sukelia šiluminis neutronas, tada reakcijos produktai visada išlekia priešingomis kryptimis. Jeigu neutronas yra greitis, tada tritonas ir alfa dalelė turės pilnutinį impulsą neutrono judėjimo kryptimi. Jeigu abi antrinės dalelės pataiko į vieną detektorių, tada nėra sutapties ir tokie įvykiai nėra detektuojami

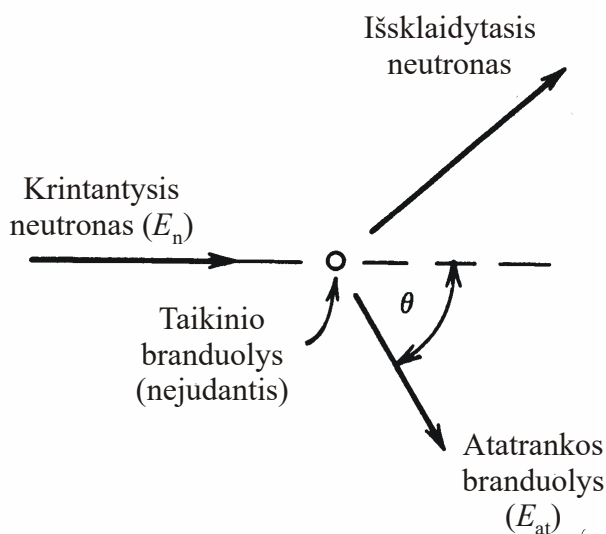
## 8.7. Detektoriai, kurie veikia greitųjų neutronų sklaidos pagrindu

### 8.7.1. Neutronto tampriosios sklaidos kinematika

Masės centro atskaitos sistema



Laboratorinė atskaitos sistema



**8.12 pav.** Neutronto tampriosios sklaidos diagramos masių centro ir laboratorinėje atskaitos sistemose (laboratorinėje sistemoje taikinio branduolys iš pradžių nejuda)

Branduolio, kurio masės skaičius  $A$ , atatranks energijos išraiška sklaidos kampu masių centro sistemoje ( $\Theta$ ) ir atatranks kampu laboratorinėje sistemoje ( $\theta$ ):

$$E_{\text{at}} = E_n \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos \Theta) = E_n \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta,$$

čia  $E_n$  yra krintančiojo neutronto energija. Didžiausia galima atatranks energija atitinka  $\theta = 0$  (centrinis smūgis):

$$E_{\text{at}}|_{\text{max}} = E_n \frac{4A}{(1+A)^2}$$

Jeigu  $A = 1$ , tada

$$E_{\text{at}}|_{\text{max}} = E_n,$$

t. y. centrinio smūgio metu neutrontas perduoda protonui visą savo kinetinę energiją. Todėl dažniausiai naudojami atatranks detektoriai, kuriuose taikinio branduoliai yra protonai.

### 8.7.2. Atatrąkos branduolių energijos skirstinys

Erdvinis kampas, atitinkantis sklaidos kampus nuo  $\Theta$  iki  $\Theta + d\Theta$ :

$$d\Omega = 2\pi \sin \Theta d\Theta$$

Pagal diferencialinio sklaidos skerspjūvio apibręžtį tikimybė, kad sklaidos kampas masių centro sistemoje bus nuo  $\Theta$  iki  $\Theta + d\Theta$ , yra lygi

$$P(\Theta)d\Theta = d\Omega \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} = 2\pi \sin \Theta d\Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s},$$

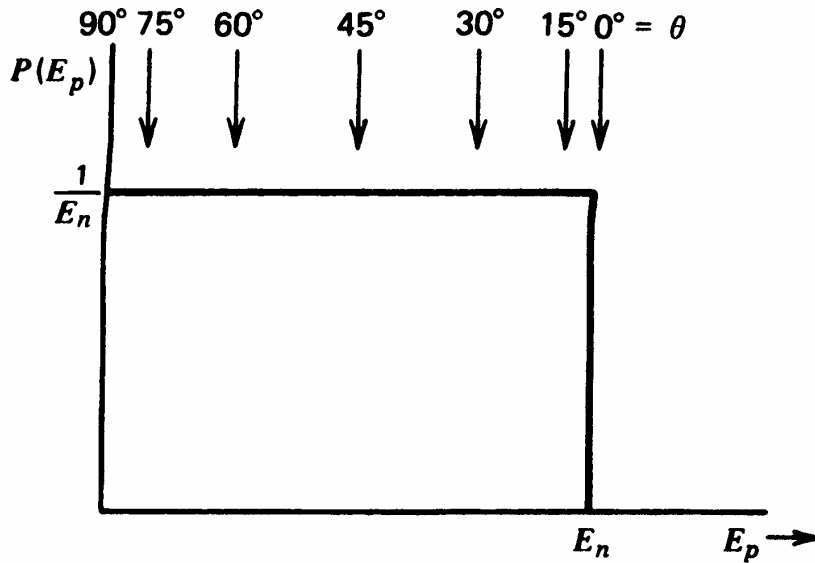
čia  $P(\Theta)$  yra sklaidos kampo  $\Theta$  tikimybės tankis,  $\sigma_s$  yra pilnutinis sklaidos skerspjūvis, o  $\sigma(\Theta)$  yra diferencialinis sklaidos skerspjūvis, atitinkantis kampą  $\Theta$ . Kadangi  $P(\Theta)d\Theta = P(E_{at})dE_{at}$ , kur  $P(E_{at})$  yra branduolio atatrąkos energijos tikimybės tankis, tai

$$P(E_{at}) = 2\pi \sin \Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \cdot \frac{d\Theta}{dE_{at}} = \frac{(1+A)^2}{A} \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \cdot \frac{\pi}{E_n} \sim \sigma(\Theta)$$

Jeigu taikinio branduolys yra protonas, o  $E_n < 10$  MeV, tada masių centro sistemoje sklaida yra praktiškai izotropinė. Tai reiškia, kad

$$\sigma(\Theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} = const, \quad P(E_{at}) = \frac{1}{E_{at}|_{\max}} = \frac{(1+A)^2}{4A} \cdot \frac{1}{E_n} = \frac{1}{E_n}$$

Todėl šiuo atveju protono atatrąkos energijos pasiskirstymas yra stačiakampis.



**8.13 pav.** Atatrąkos protonų energijos skirstinys (tikimybės tankis), kai  $E_n < 10$  MeV

### 8.7.3. Atatrąkos branduolių detektoriaus savitasis efektyvumas

Jeigu detektoriuje neutronus sklaido tik vienos rūšies branduoliai, tada detektoriaus savitasis efektyvumas

$$\varepsilon = 1 - \exp(-N\sigma_s d),$$

čia  $N$  yra taikinio branduolių koncentracija,  $\sigma_s$  yra tampriosios neutronų sklaidos skerspjūvis, o  $d$  yra atstumas. Protonų atatrąkos detektoriuose kartu su vandenilio branduoliais dažnai būna ir daug anglies ( $^{12}\text{C}$ ) branduolių, kurie taip pat gali tampriai sklaidyti neutronus. Tačiau yra detektuojami tik atatrąkos protonai. Todėl

$$\varepsilon = \frac{N_H \sigma_H}{N_H \sigma_H + N_C \sigma_C} \{1 - \exp[-(N_H \sigma_H + N_C \sigma_C) d]\}$$

Kintant neutrono energijai nuo 2 keV iki 20 MeV,  $\sigma_H$  sumažėja nuo 20 b iki 0,5 b, o  $\sigma_C$  sumažėja nuo 5 b iki 1 b.



#### 8.7.4. Protonų atatranksos scintiliatoriai

Protonų atatranksos detektoriai dažniausiai yra blyksimieji detektoriai, kurių scintiliatoriuje yra daug vandenilio. Pasirenkant scintiliatorių, reikia atsižvelgti į kelis veiksnius:

1. Šviesos išeiga, t. y. vidutinis blyksnio fotonų skaičius. Tarp organinių scintiliatorių didžiausia šviesos išeiga yra būdinga organiniams kristalams antracenui ( $C_{14}H_{10}$ ) ir stilbenui ( $C_{14}H_{12}$ ). Tačiau jų šviesos išeiga priklauso nuo kampo tarp protono trajektorijos ir pagrindinės kristalo ašies. Plastikiniai ir skystieji organiniai scintiliatoriai neturi šio trūkumo; be to, jie yra pigesni.

2. Atsako tiesiškumas, t. y. šviesos išeigos priklausomybės nuo atatranksos protono energijos tiesiškumas. Idealiu atveju ši priklausomybė turėtų būti tiesinė, tačiau iš tikro taip nėra: didėjant protono energijai, šviesos išeiga didėja greičiau negu tiesiškai. Šis netiesiškumas yra ypač ryškus plastikiniuose scintiliatoriuose.

3. Scintiliatoriaus dydis. Didinant scintiliatoriaus matmenis, detektoriaus efektyvumas didėja. Pvz., jeigu scintiliatoriaus storis neutronų judėjimo kryptimi yra 5 cm, o neutronų energija mažesnė už 3 MeV, tada neutronų tampriosios sąveikos tikimybė yra didesnė už 40 %. Tačiau, didėjant scintiliatoriui, didėja ir gama kvantų detektavimo efektyvumas, t. y. didėja „fonas“. Matuojant neutronų energijos spektrą, yra dar du svarbūs detektoriaus parametrai, kurie priklauso nuo scintiliatoriaus matmenų:

a) detektoriaus energinė skyra (energinę skyrą pablogina tas faktas, kad šviesos surinkimo našumas priklauso nuo blyksnio fotonų atsiradimo vietos, ir šis efektas stiprėja didėja scintiliatoriaus matmenims)

b) detektoriaus energinės atsako funkcijos paprastumas (didėjant scintiliatoriaus matmenims, didėja daugkartinės neutronų sklaidos tikimybė, todėl atsako funkcija tampa sudėtingesnė ir sunkiau prognozuojama).

### 8.7.5. Protonų atatranksos scintiliatorių amplitudinės atsako funkcijos

Bendroji detektoriaus impulsų amplitudžių spektro išraiška:

$$g(H) = \int_0^{\infty} f(E)a(H;E)dE$$

čia  $f(E)$  yra tikrasis detektuojamų dalelių energijos spektras, o  $a(H;E)$  yra normuotas į vienetą detektoriaus impulsų amplitudžių spektras, atitinkantis tiksliai apibrėžtą tų dalelių energiją  $E$  (t. y. detektoriaus **amplitudinė atsako funkcija**). Tarkime,  $a(H;E)$  yra Dirako delta funkcija su maksimumu taške  $H_0$ :

$$a(H;E) = \delta(H - H_0(E))$$

Tada

$$g(H) = \frac{dE}{dH} f(E(H))$$

Vadinasi, jeigu  $E = \text{const} \cdot H_0$ , tada

$$g(H) = \text{const} \cdot f(E(H)),$$

t. y. impulsų amplitudžių spektras yra tokio paties pavidalo kaip tikrasis energijos spektras  $f(E)$ . Tačiau neutronų spektrometro, kurio veikimas remiasi protonų atatranksos reiškiniu, atsako funkcija yra stačiakampis, kurio vienas kraštas yra ties nuline amplitude. Todėl tokio spektrometro impulsų amplitudžių spektras nėra panašus į neutronų energijos spektrą. Kad gauti neutronų energijos spektrą  $f(E)$ , reikia pasinaudoti tuo, kad Dirako funkcija yra lygi vienetinio šuolio funkcijos išvestinei:

$$\delta(H - H_0) \equiv \frac{ds(H - H_0)}{dH}, \quad s(H - H_0) \equiv \begin{cases} 0, & \text{kai } H < H_0; \\ 1, & \text{kai } H \geq H_0. \end{cases}$$

Idealiojo protonų atatranksos detektoriaus atsako funkcija yra neigiamo šuolio pavidalo:

$$\begin{aligned} a(H;E) &\sim \frac{1}{E} [1 - s(H - H_0(E))] \\ \frac{da}{dH} &\sim -\frac{\delta(H - H_0(E))}{E} \\ \frac{dg}{dH} &= \int_0^{\infty} f(E) \frac{da(H;E)}{dH} dE \sim -\int_0^{\infty} f(E) \frac{\delta(H - H_0(E))}{E} dE = -\frac{f(E(H))}{E(H)} \end{aligned}$$

Vadinasi, kad gauti neutronų energijos spektrą  $f(E)$ , reikia diferencijuoti protonų atatranksos detektoriaus impulsų amplitudžių spektrą  $g(H)$  ir paskui tą išvestinę padauginti iš daugiklio, kuris proporcingas  $E(H)$ .

Veiksniai, kurie lemia protonų atatrunkos detektoriaus atsako funkcijos nuokrypį nuo idealaus stačiakampio:

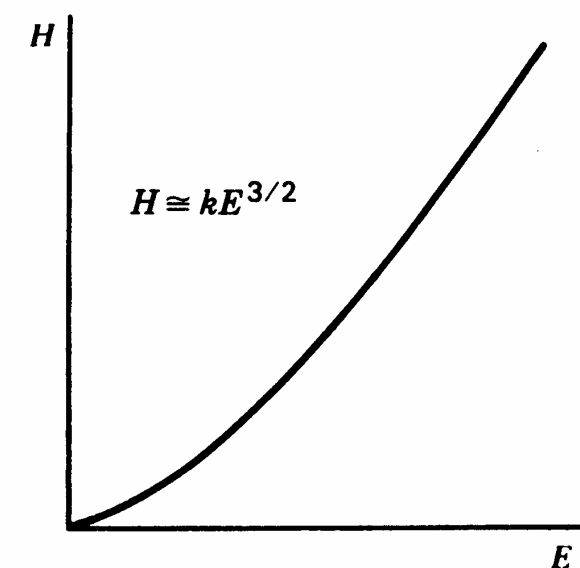
a. Scintiliatoriaus šviesos išeigos netiesinė priklausomybė nuo scintiliatoriuje sugertos energijos

Organinių scintiliatorių šviesos išeigos priklausomybė nuo atatrunkos protono energijos:

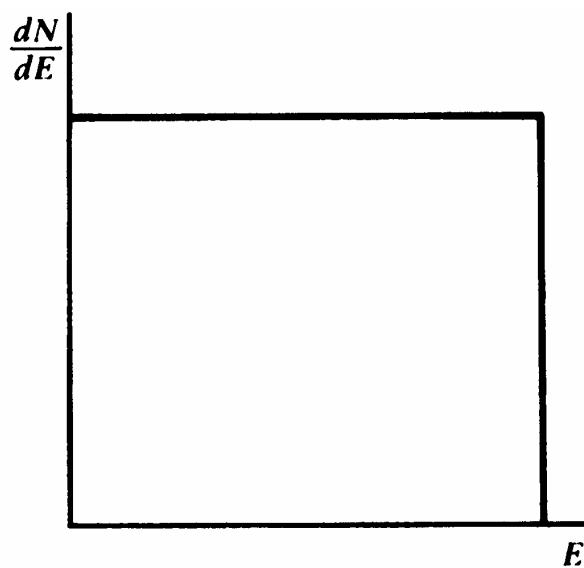
$$H = kE^{3/2}$$

Atitinkamas amplitudžių spektras:

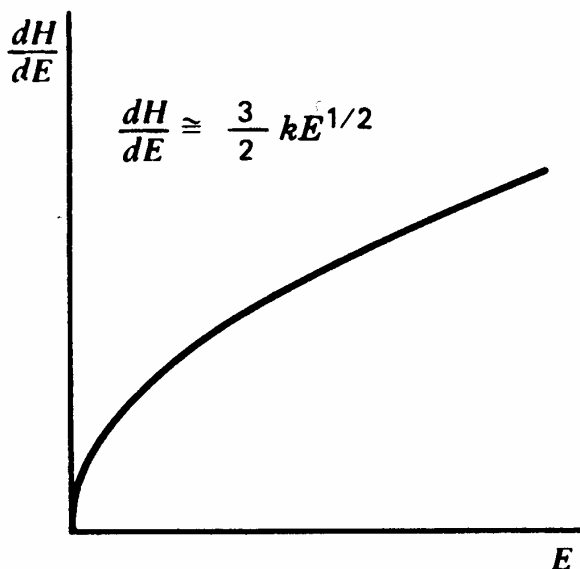
$$\frac{dN}{dH} \equiv \frac{dN/dE}{dH/dE} = \frac{\text{const}}{\frac{3}{2}kE^{1/2}} = k'H^{-1/3}$$



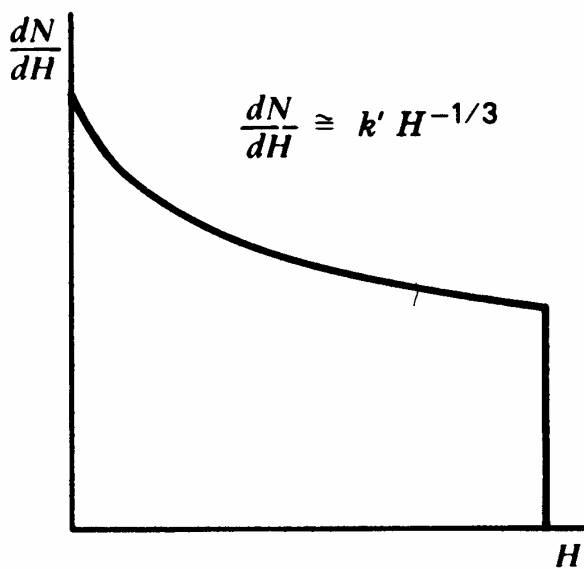
(a)



(c)



(b)



(d)

**8.14 pav.** (a) Tipiško organinio scintiliatoriaus impulso amplitudės priklausomybė nuo protono energijos. Dėl šio netiesiškumo stačiakampė atsako funkcija, kuri pavaizduota (c) grafike, yra deformuojama ir virsta atsako funkcija, kuri pavaizduota (d) grafike

### b. Pakraščio efektas (angl. *edge effect*)

Jeigu scintiliatorius yra mažas arba neutronų energija yra labai didelė, tada kai kurie atatrunkos protonai gali išlėkti iš scintiliatoriaus. Dėl to padaugėja mažos amplitudės impulsų ir tiek pat sumažėja skaičius didelės amplitudės impulsų.

### c. Daugkartinė neutronų sklaida

Jeigu scintiliatorius yra didelis, tada neutronas scintiliatoriuje gali būti išsklaidytas du arba daugiau kartų. Dėl šio reiškinio padaugėja didelės amplitudės impulsų ir tiek pat sumažėja skaičius mažos amplitudės impulsų.

### d. Neutronų sklaida anglies branduoliais

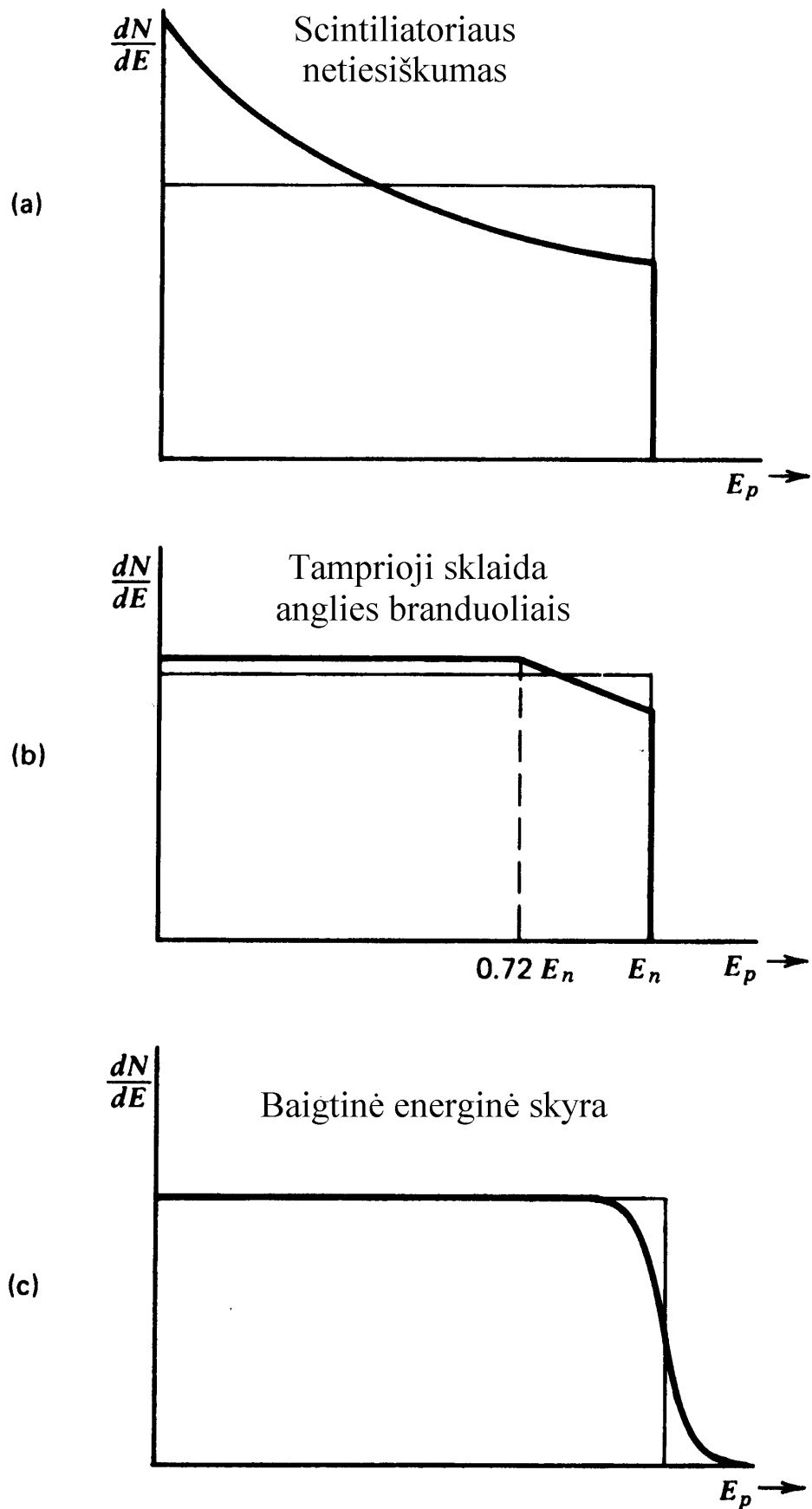
Organiniuose scintiliatoriuose kartu su  $^1\text{H}$  branduoliais yra daug  $^{12}\text{C}$  branduolių. Tačiau dėl atatrunkos atsiradę laisvieji  $^{12}\text{C}$  branduoliai nėra detektuojami, nes sąlygoja labai mažos amplitudės impulsus. Taip yra dėl dviejų priežasčių:

- 1) anglies branduolio didžiausioji atatrunkos energija yra 3,5 karto mažesnė negu protono;
- 2) scintiliatoriaus šviesos išeiga, atitinkanti duotąją scintiliatoriaus medžiagai perduotos energijos vertę, mažėja didėjant stabdomos dalelės ilginei stabdymo gebai ( $dE/dx$ ), o  $^{12}\text{C}$  branduolio ilginė stabdymo geba yra daug didesnė negu tos pačios energijos protono.

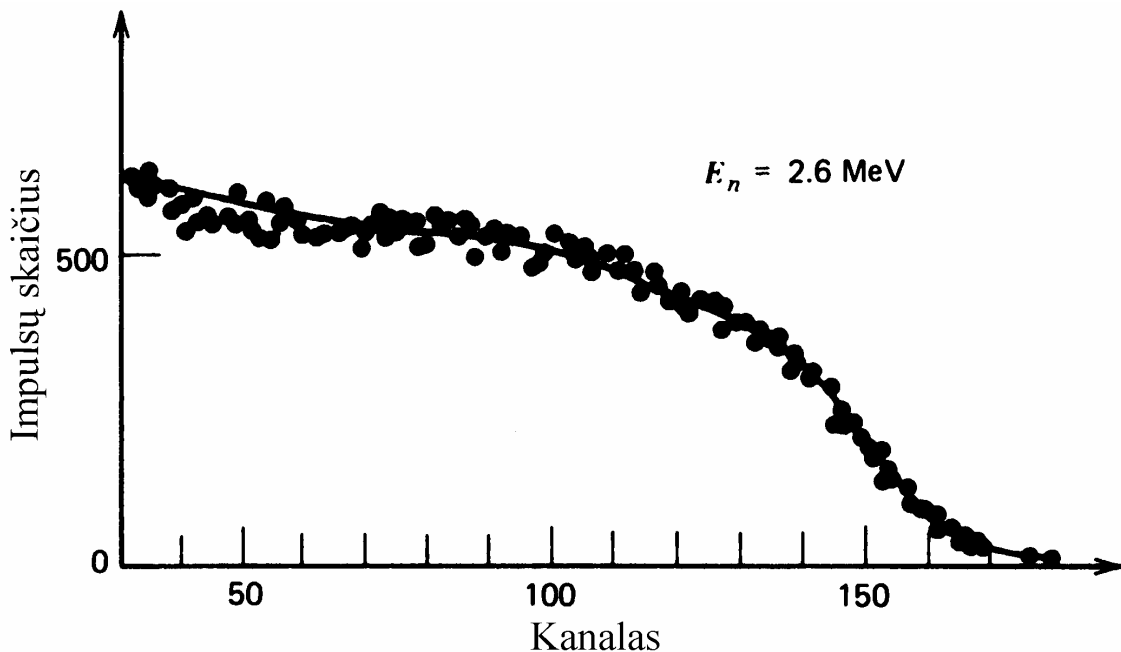
Tačiau sklaida anglies branduoliais vis tiek turi žymią įtaką detektoriaus atsako funkcijai, nes neutroną, kurį išsklaidė anglies branduolys, paskui gali išsklaidyti protonas. Vykstant sklaidai anglies branduoliu, neutronas gali netekti nuo 0 iki 28 % savo pradinės energijos. Todėl tuo atveju, kai prieš sklaidą protonu neutroną išsklaido  $^{12}\text{C}$  branduolys, atatrunkos protonų energijos spektras yra suma spektrų, kurie atitinka neutrono energijas nuo  $0,72 E_n$  iki  $E_n$ .

### e. Detektoriaus energinė skyra

Energinė skyra atspindi impulsų amplitudžių statistines fliuktuacijas, kurios atsiranda dėl fotoelektronų kūrimo statistinių dėsningumų ir kitų veiksnių. Tos fliuktuacijos „užapvalina“ aštrius kampus, kurie matomi idealizuotose atsako funkcijose.



**8.15 pav.** Stačiakampio atatrunkos protonų energijos spektro iškreipymai, kuriuos sąlygoja trys nepriklausomi veiksniai

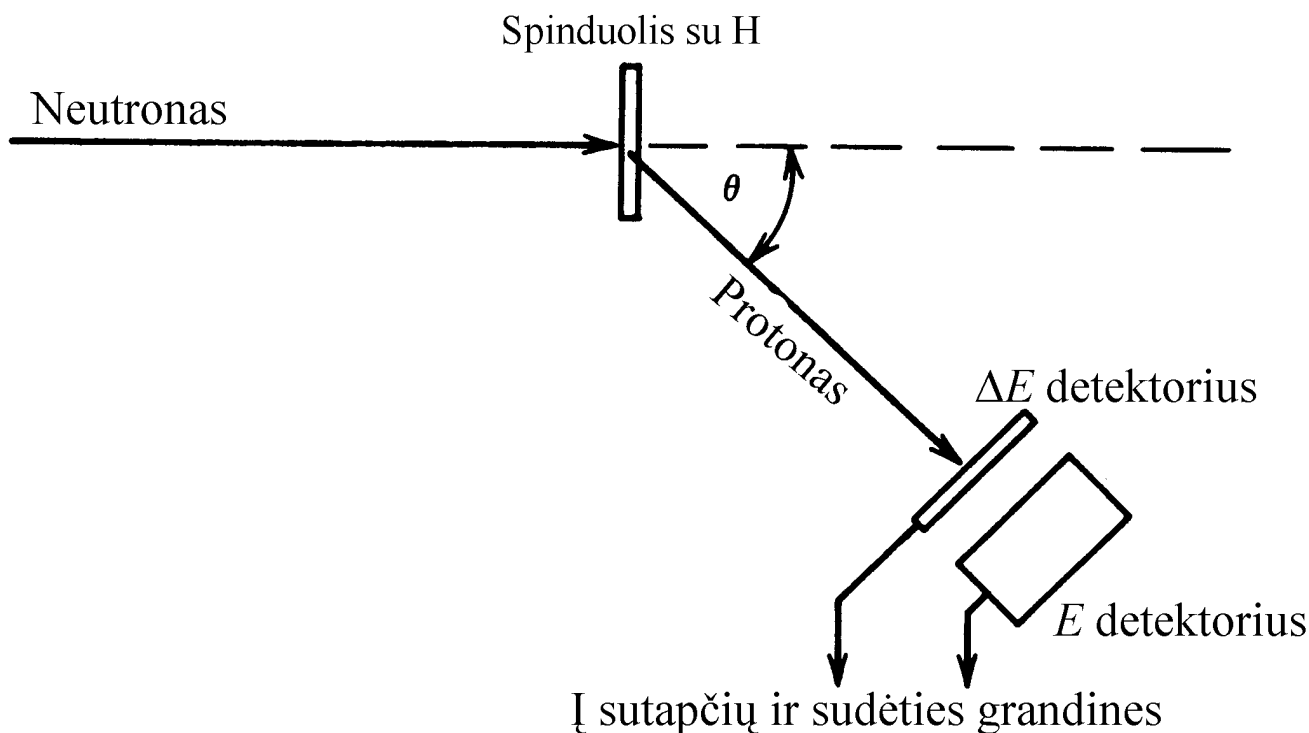


**8.16 pav.** Išmatuotas stilbeno ( $C_{14}H_{12}$ ) impulsų amplitudžių spektras, kai krintančiųjų neutronų energija yra 2,6 MeV. Stilbeno kristalas cilindro formos, 2,54 cm  $\times$  2,54 cm

#### 8.7.6. Protonų atatrankos „teleskopai“

Atsako funkcijos formą galima būtų priartinti prie siauros smailės formos (ir tuo pačiu pasiekti, kad detektoriaus impulsų amplitudžių spektro forma atitiktų neutronų energijos spektro pavidalą), jeigu pavyktų pasiekti, kad detektorius matuotų ne visų atatrankos protonų energijas, o tik tų, kurie išlekia apibrėžtu kampu  $\theta$  atžvilgiu pradinės neutronų judėjimo krypties. Taip yra todėl, kad

$$E_{at} \sim E_n \cos^2 \theta$$



**8.17 pav.** Protonų atatrankos teleskopas

Pagrindinis protonų atatranks teleskopo trūkumas yra labai mažas jo savitasis efektyvumas (iš  $10^5$  krintančiųjų neutronų registruojamas vidutiniškai tik vienas neutronas). Yra dvi priežastys:

- 1) Mažas spinduolio storis. Šis storis turi būti mažas, kad atatranks protonai prarastų kuo mažesnę energijos dalį spinduolyje.
- 2) Mažas atatranks kampų intervalas. Erdvinis kampas, kuriuo matomas detektorius iš spinduolio, turi būti pakankamai mažas, nes priešingu atveju taip pat pablogėtų energinė skyra.

Vienas iš būdų padidinti detektavimo efektyvumą yra toks: vietoj  $\Delta E$  detektoriaus naudojamas detektorius, kurio darbinė medžiaga yra tas pats spinduolis, kuriame vyksta neutronų sklaida. Tada galima naudoti didesnio storio spinduolį ir tuo pačiu padidinti neutrono sklaidos tikimybę, t. y. detektoriaus efektyvumą.

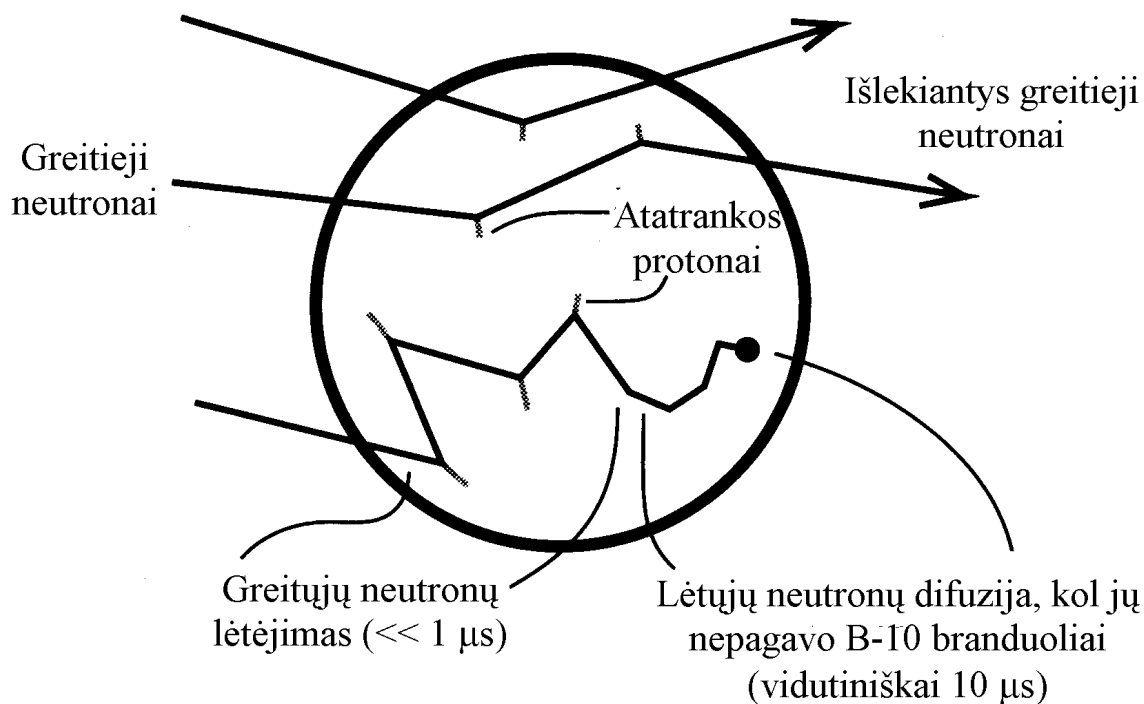
#### 8.7.7. Uždelstųjų sutapčių metodo taikymas greituųjų neutronų spektroskopijoje

Kitas būdas gauti siauros smailės pavidalo detektoriaus atsako funkciją remiasi tuo, kad yra naudojamas didelių matmenų organinis scintiliatorius, kuris gali pilnai sustabdyti (termalizuoti) neutroną, ir iš visų neutronų yra „atrenkami“ tik tie, kurie buvo termalizuoti.

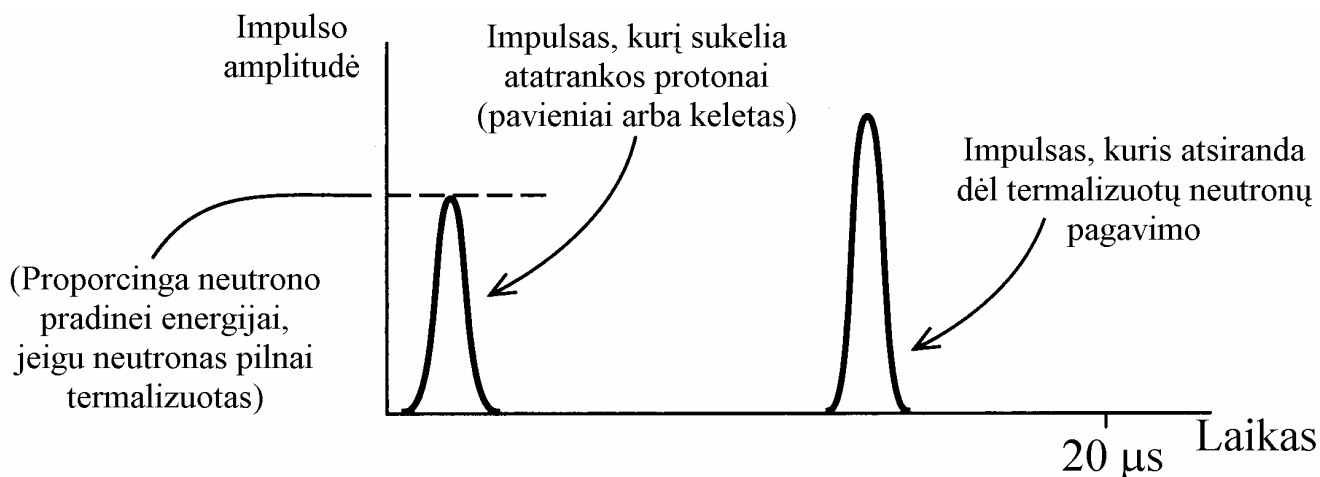
Šiluminius neutronus galima atskirti pagal tai, kad jie daug lengviau sukelia reakciją  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ ,

negu greitieji neutronai. Vidutinis laikas, kuris praeina nuo neutrono termalizavimo momento iki tos reakcijos momento – maždaug  $10\ \mu\text{s}$ .

Taigi, požymis, pagal kurį galima atskirti neutronus, praradusius visą energiją scintiliatoriuje su  $^{10}\text{B}$  priemaiša, yra tas, kad tokie įvykiai pasireiškia dviem impulsais: vienas atitinka neutrono lėtinimą, o kitas atitinka reakcijos su  $^{10}\text{B}$  įvykį. Pastarasis impulsas yra apibrėžtos amplitudės (nes reakcijos produktų energija tiksliai apibrėžta – dažniausiai  $2,31\ \text{MeV}$ ), o jo vėlinimas pirmojo impulso atžvilgiu taip pat yra apytiksliai pastovus ( $10 - 20\ \mu\text{s}$ ).



**8.18 pav.** Greitųjų neutronų spektrometro, kuriame „greitąjį“ signalą sukelia atatranks protonai, o uždelstąjį signalą – šiluminių neutronų pagavimas, veikimo principas



**8.19 pav.** Dviejų impulsų seka, kuri atsiranda, kai krintantysis greitis neutronas yra sulėtinamas iki šiluminės energijos (t. y. termalizuojamas) ir paskui sukelia branduolinę reakciją  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$

Ši neutronų detektavimo metodą galima priskirti prie „uždelstųjų sutapčių“ metodų, nes yra registruojami tik tokie įvykiai, kurie atitina nevienalaikius impulsus, tarp kurių yra apibrėžtas laiko tarpas. Anglų literatūroje šio tipo neutronų spektrometras vadinamas „*capture-gated neutron spectrometer*“.

Vienas iš šio tipo neutronų spektrometrų privalumų yra didelis efektyvumas (gali siekti 10 %, kai neutronų energija yra kelių MeV eilės). Tačiau bloga energinė skyra. Taip yra dėl to, kad šviesos išeiga netiesiškai priklauso nuo atitransos protono energijos. Pvz., jeigu neutronas visą savo energiją ( $E$ ) atiduoda vienam atitransos protonui, tada impulso amplitudė yra

$$H = kE^{3/2}$$

Jeigu tas pats energijos kiekis  $E$  yra po lygiai „padalytas“ tarp dviejų atitransos protonų, tada impulso amplitudė yra

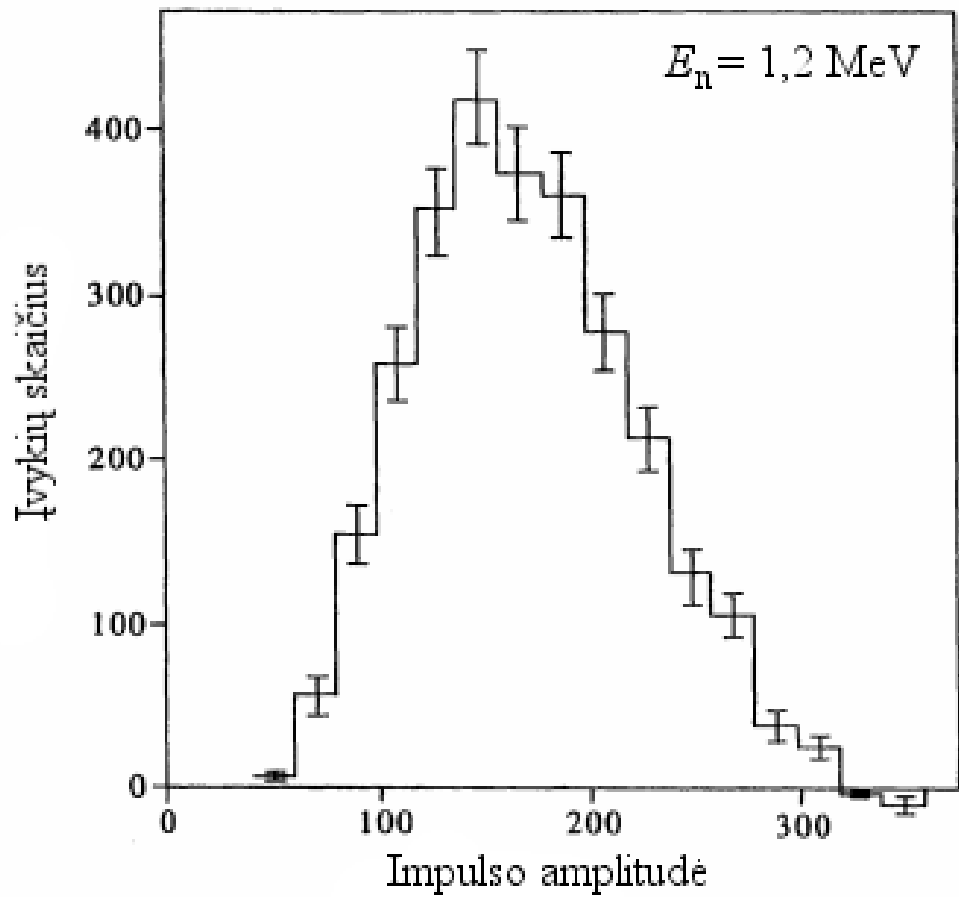
$$H' = H_1 + H_2 = 2H_1 = 2k(E/2)^{3/2} = 2^{-1/2}kE^{3/2} = H/\sqrt{2} < H,$$

čia  $H_1$  ir  $H_2 = H_1$  yra kiekvieną atitransos protoną atitinkančių impulsų amplitudės (abu tie impulsai susideda, nes jie atsiranda praktiškai vienu metu). Kadangi skirtingų neutronų termalizavimo įvykiai atitinka skirtingus atitransos protonų energijų derinius, tai ir impulsų amplitudės yra skirtingos, nors visais atvejais detektoriaus darbinei medžiagai (scintiliatoriui) perduodamas vienodas energijos kiekis.

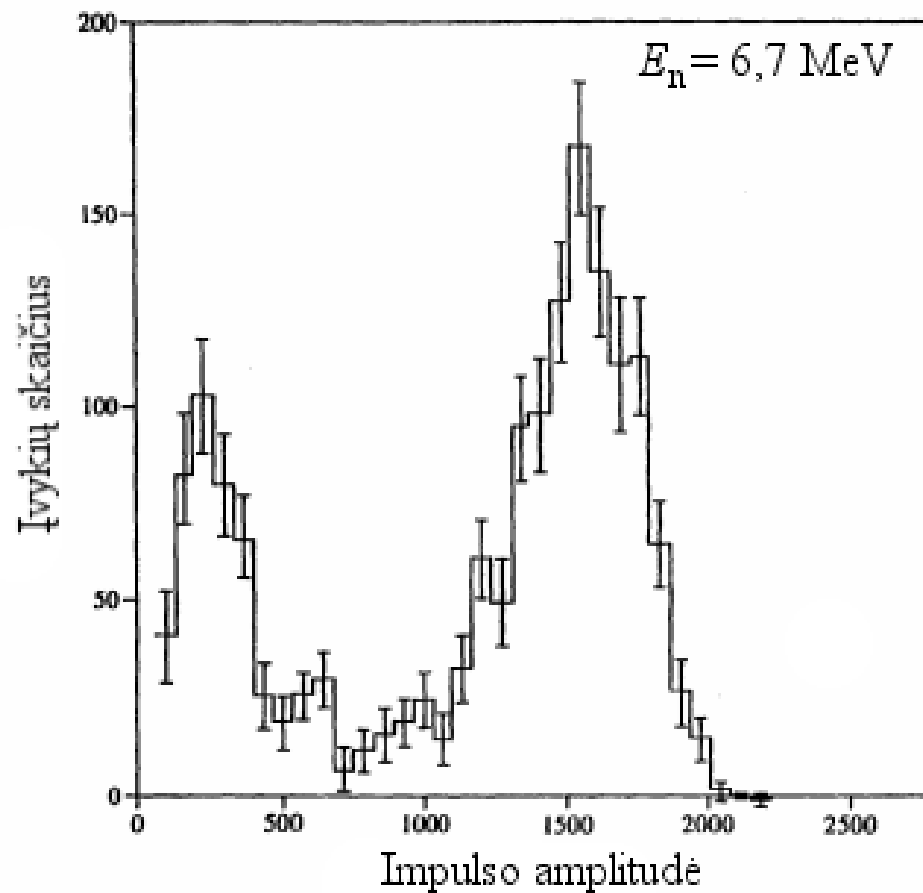
Be to, kai neutronų energija didelė ( $> 5$  MeV), atsiranda pašaliniai mažų amplitudžių impulsai. Taip yra dėl to, kad pradeda pasireikšti netamprioji neutronų sklaida  $^{12}\text{C}$  branduoliais, kurios metu dalis neutrono energijos virsta  $^{12}\text{C}$  branduolio sužadavimo energija, o paskui išspinduliuojama gama kvanto pavidalu. Todėl scintiliatoriuje likęs energijos kiekis tampa mažesnis už pradinę neutrono energiją.



**(a)**



**(b)**



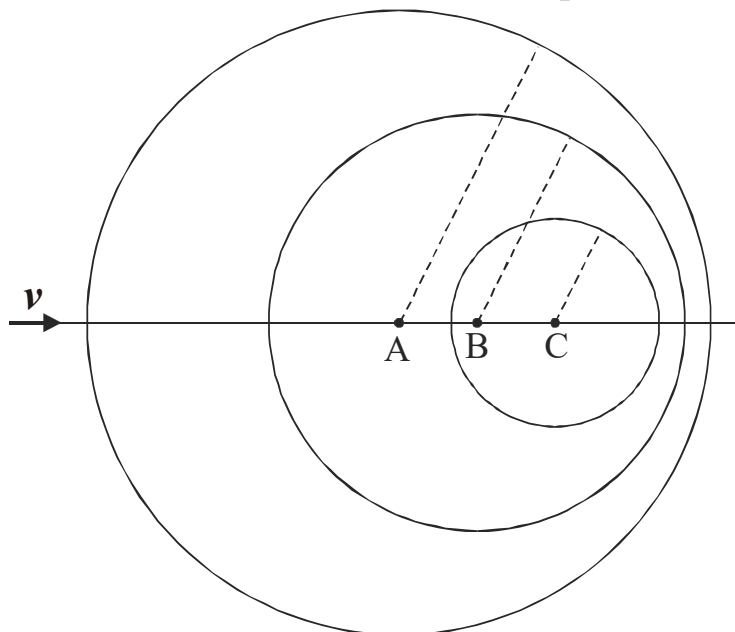
**8.20 pav.** Išmatuoti uždelstųjų sutapčių neutronų spektrometro impulsų amplitudžių spektrai, kai (a) krintančiųjų neutronų energija yra 1,2 MeV, (b) neutronų energija yra 6,7 MeV

## 9. Kiti detektoriai

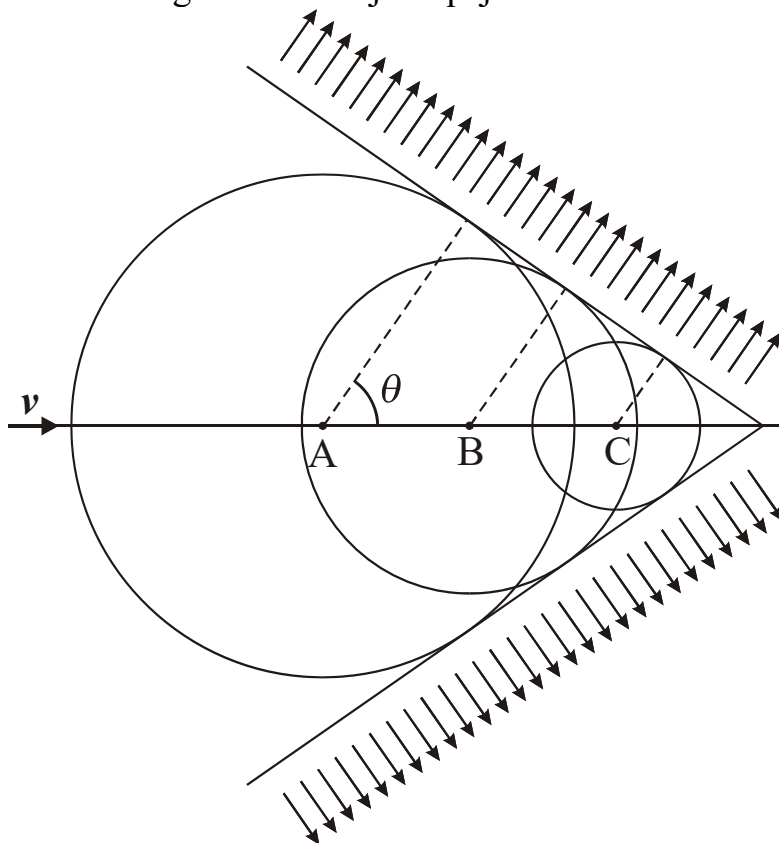
### 9.1. Čerenkovo detektoriai

#### 9.1.1. Čerenkovo spinduliavimas

Jeigu elektringosios dalelės greitis yra didesnis už šviesos greitį duotoje medžiagoje, tada atomų poliarizacijos kitimas laike, kai pro atomus pralekia elektringoji dalelė, sukelia elektromagnetinę spinduliuotę, kuri vadinama *Čerenkovo spinduliuote*.



**9.1 pav.** Elementariųjų sferinių elektromagnetinių bangų, kurios atsiranda dėl poliarizuotų atomų elektronų judėjimo, vienodos fazės paviršiai, kai krintančiosios elektringosios dalelės greitis  $v$  yra lygus  $3/4$  šviesos greičio duotoje terpėje



**9.2 pav.** Elementariųjų sferinių elektromagnetinių bangų, kurios atsiranda dėl poliarizuotų atomų elektronų judėjimo, vienodos fazės paviršiai, kai krintančiosios elektringosios dalelės greitis  $v$  yra lygus  $7/4$  šviesos greičio duotoje terpėje

Čerenkovo spinduliuotės kryptis sutampa su vienodos fazės paviršių gaubtinės judėjimo kryptimi, t. y. kampas  $\theta$  tarp spinduliuotės krypties ir dalelės judėjimo krypties atitinka sąlygą

$$\cos \theta = \frac{c'}{v},$$

čia  $c'$  yra šviesos greitis duotoje medžiagoje (jis yra mažesnis už šviesos greitį vakuume  $c$ ).

Šviesos greičių vakuume ir medžiagoje santykis yra lygus medžiagos lūžio rodikliui  $n$ :

$$n = \frac{c}{c'}.$$

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n},$$

čia  $\beta = v/c$  („santykinis greitis“). Kadangi  $\beta_{\max} = 1$ , tai

$$\cos(\theta_{\max}) = \frac{1}{n}.$$

Kadangi  $\cos(\theta_{\min}) = \cos(0) = 1$ , tai

$$\beta_{\min} = \frac{1}{n}, \quad n_{\min} = \frac{1}{\beta}.$$

Mažiausi bangos ilgiai Čerenkovo spinduliuotės spektre atitinka ultravioletinę šviesą.

Vienetiniame kelyje išspinduliuotų fotonų su dažniais nuo  $\nu$  iki  $\nu + d\nu$  skaičius yra lygus

$$Y(\nu)d\nu = \frac{\pi(ze)^2}{\varepsilon_0 hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_\nu^2}\right) d\nu \approx \frac{2\pi z^2}{137c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_\nu^2}\right) d\nu = \frac{2\pi z^2}{137c} \sin^2 \theta_\nu d\nu,$$

čia  $ze$  yra krantinčiosios dalelės krūvis, o  $n_\nu$  yra terpės lūžio rodiklis, kai elektromagnetinės spinduliuotės dažnis lygus  $\nu$ . Jeigu dažnių intervale nuo  $\nu_1$  iki  $\nu_2$  lūžio rodiklis yra apytiksliai pastovus, tada vienetiniame kelyje išspinduliuotų fotonų su dažniais nuo  $\nu_1$  iki  $\nu_2$  skaičius yra lygus

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} Y(\nu)d\nu = \frac{2\pi z^2}{137c} \sin^2 \theta (\nu_2 - \nu_1) = \frac{2\pi z^2}{137} \sin^2 \theta \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right).$$

Pvz., kai  $z = 1$ , tada regimojoje spektro dalyje ( $\nu = 4 \cdot 10^{14} - 7,5 \cdot 10^{14}$  Hz, arba  $\lambda = 0,4 - 0,75 \mu\text{m}$ ) 1 cm kelyje išspinduliuojama  $540 \sin^2 \theta$  fotonų.

### 9.1.2. Čerenkovo detektoriaus sąvoka. Čerenkovo detektorių darbinės medžiagos

**Čerenkovo detektoriai** – tai įrenginiai, kurie detektuoja reliatyvistines elektringąsias daleles pagal jų Čerenkovo spinduliuotę.

Čerenkovo detektoriaus darbinė medžiaga yra vadinama „spinduoliu“ (angl. *radiator*).

Reikalavimai spinduolio medžiagai:

- liuminescencijos nebuvimas (jeigu liuminescencija būtų galima, tada jos intensyvumas būtų daug didesnis už Čerenkovo spinduliuotės intensyvumą),
- medžiagos skaidrumas regimosios šviesos diapazone,
- tinkamas lūžio rodiklis.

Lūžio rodiklis	Medžiaga
1 – 1,2	Įvairaus slėgio dujos
1,2 – 1,33	Suskystintos dujos
1,33 – 1,47	Vandens ir glicerino mišiniai
> 1,47	Skaidrios kietosios medžiagos (pvz., stiklai)

Jeigu Čerenkovo spinduliuotę ketinama panaudoti tik dalelių skaičiavimui, tada naudingiausia naudoti spindulius su dideliu lūžio rodikliu, nes tada didesnis spinduliuotės intensyvumas. Tačiau, norint tiksliai išmatuoti reliatyvistinių dalelių energijas (kai  $\beta \approx 1$ ), reikia naudoti spindulius, kurių lūžio rodiklis artimas vienetui. Taip yra todėl, kad santykinio greičio  $\beta$  neapibrėžtumas  $\Delta\beta$ , kuris atitinka duotąjį kampo  $\theta$  neapibrėžtumą  $\Delta\theta$ , mažėja mažėjant vidutiniam spinduliavimo kampui  $\theta$ . Įrodymas:

$$\beta = \frac{1}{n \cos \theta}, \quad \Delta\beta = \left| \frac{d}{d\theta} \left( \frac{1}{n \cos \theta} \right) \right| \Delta\theta = \frac{1}{n} \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} \Delta\theta \equiv \beta \operatorname{tg} \theta \cdot \Delta\theta.$$

### 9.1.3. Slenkstinė energija

Mažiausia elektringosios dalelės kinetinė energija, kuriai esant atsiranda Čerenkovo spinduliuotė:

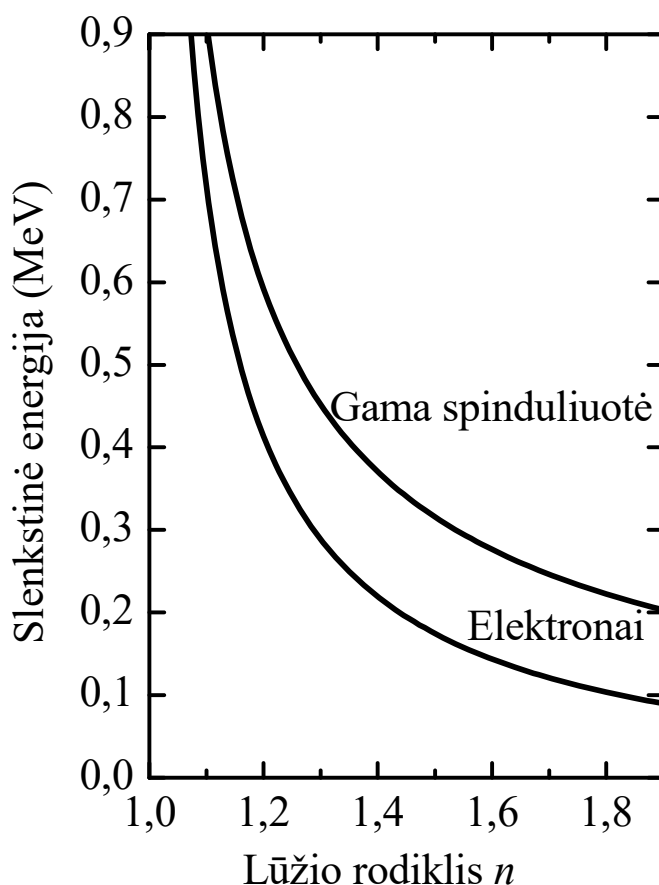
$$E_{\min} = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\min}^2}} - 1 \right) = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - (1/n^2)}} - 1 \right) = m_0 c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} - 1 \right).$$

Kadangi gama kvantai detektuojami pagal Komptono atitransos elektronus, tai slenkstinė gama kvanto energija yra gaunama prilyginus elektrono slenkstinę energiją  $E_{\min}$  didžiausiai Komptono atitransos elektrono energijai, kuri lygi

$$E_{C \max} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu}}.$$

Todėl  $\gamma$  kvanto energija, kuri turi būti viršyta, kad atsirastų Čerenkovo spinduliuotė, yra lygi

$$h\nu_{\min} = E_{\min} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{2m_0 c^2}{E_{\min}}} \right).$$



9.3 pav. Čerenkovo spinduliavimo slenkstinės energijos priklausomybė nuo lūžio rodiklio

#### 9.1.4. Čerenkovo detektorių rūšys

**Čerenkovo detektorius be fokusuotės** naudojamas tik dalelių skaičiavimui, bet ne jų energijos matavimui. Jį sudaro:

- spinduolis,
- apvalkalas su didelio atspindžio koeficiento sienelėmis,
- vienas arba keli fotodaugintuvai.

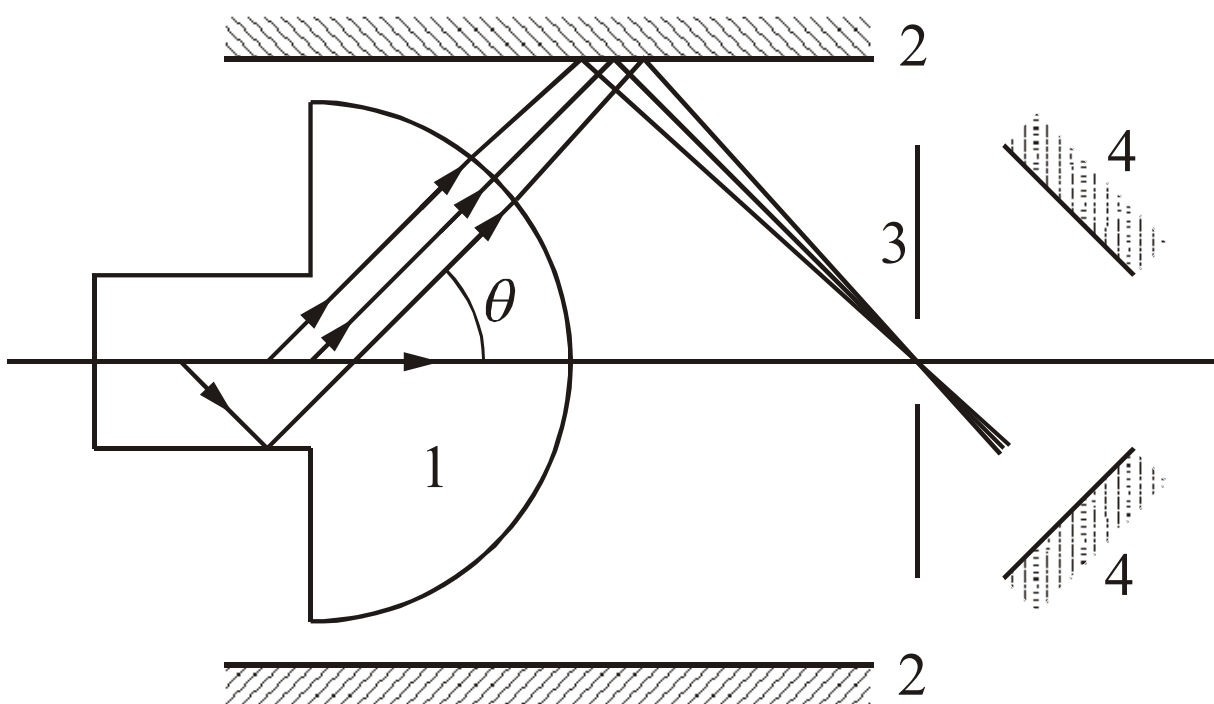
Detektoriuose su akrilo stiklo PLEXIGLAS spinduoliais ( $n = 1,5$ ) elektronų slenkstinė energija yra maždaug 200 keV, o protonų – maždaug 400 MeV. Jeigu yra reikalinga ypač didelė slenkstinė energija, tada naudojami dujiniai spinduoliai. Tokiu atveju, kad padidinti blyksnių intensyvumą, reikia didinti detektoriaus ilgį ( $> 1$  m).

Kadangi ultravioletiniame diapazone daugumos fotodaugintuvų jautris yra mažas, tai kartais į spinduolį įterpiama fluorescuojančios medžiagos. Šitaip spinduliuotės spektras yra paslenkamas į ilgesniųjų bangų pusę. Taip yra todėl, kad fotono, kurį išspinduliuoja sužadintoji molekulė, grįždama į pagrindinį elektroninį lygmenį, energija yra mažesnė už sugertojo fotono (kuris sužadino tą molekulę) energiją.

**Čerenkovo detektorius su fokusuote** detektuoja tik daleles, kurių greitis priklauso tam tikram siauram intervalui. Tai yra pasiekama registruojant tik tam tikra kryptimi sklindančią Čerenkovo spinduliuotę (dalelės greitis lemia Čerenkovo spinduliuotės kryptį). Spinduliuotės fokusavimui į tašką galima panaudoti, pvz., šviesos lūžimą ant sferinio paviršiaus. Iš geometrinės optikos yra žinoma, kad siauras lygiagretus šviesos pluoštelis, kuris sklinda skaidriame rutulyje išilgai to rutulio spindulio, išėjęs pro to rutulio paviršių, bus surinktas viename taške, kuris yra tokiu atstumu nuo rutulio paviršiaus:

$$f = \frac{r}{n-1},$$

čia  $r$  yra to rutulio spindulys, o  $n$  yra jo medžiagos lūžio rodiklis (laikoma, kad rutulys yra vakuume). Šis atstumas – tai sferinio paviršiaus židinio nuotolis. Pvz., jeigu  $n = 1,5$  (PLEXIGLAS), tada  $f = 2r$ , t. y. židinio nuotolis yra lygus dvigubam spinduliui.



**9.4 pav.** Čerenkovo detektoriaus su fokusuote schema. 1 – spinduolis; 2 – cilindrinis veidrodis; 3 – judrioji diafragma; 4 – fotodaugintuvų fotokatodai

## 9.2. Vilsono kamera

### 9.2.1. Įvadas

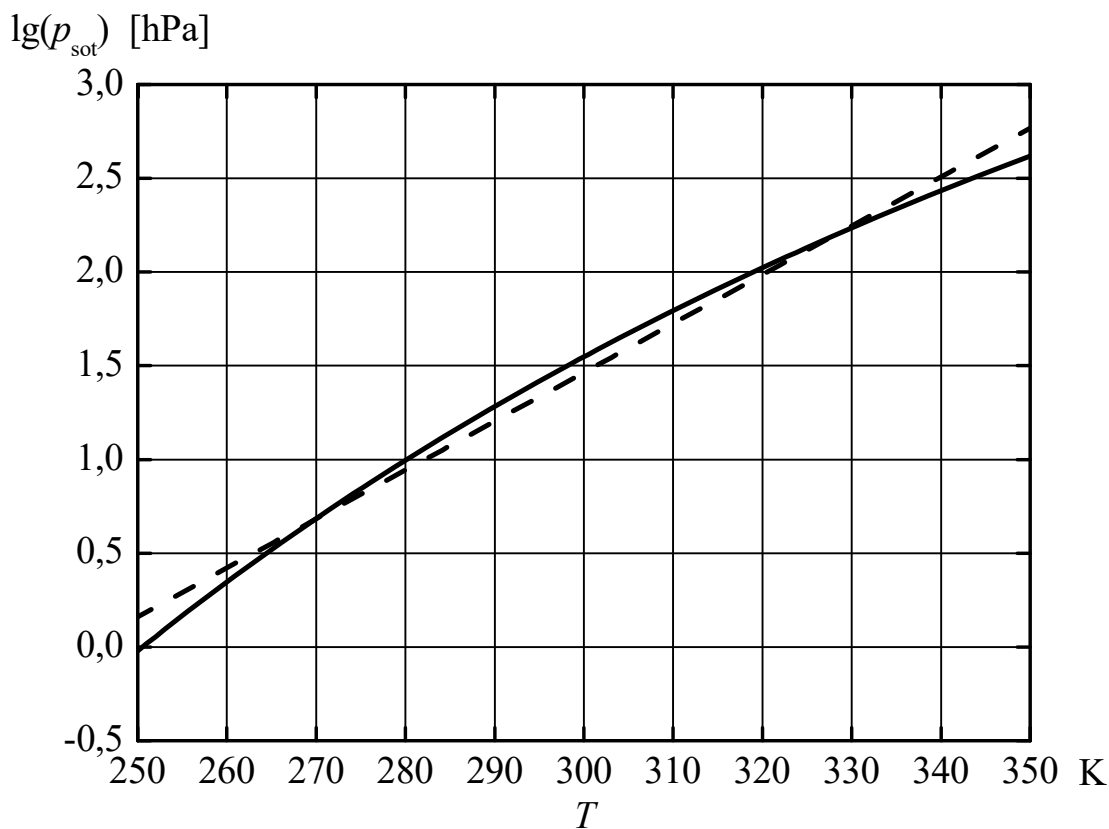
**Sotieji garai** – tai tokia skysčio garų būseną, kai yra jų pusiausvyra su skysčiu. **Persotintieji garai** – tai garai, kurių slėgis yra didesnis už sočiųjų garų slėgį toje temperatūroje.

Garų persotinimo laipsnis kiekybiškai apibūdinamas santykiu

$$S = p / p_{\text{sot}},$$

kuris vadinamas **persotinimu**. Čia  $p$  yra garų slėgis, o  $p_{\text{sot}}$  yra sočiųjų garų slėgis toje temperatūroje. Jeigu ore nėra dulkių, tada, kol  $S < 8$ , garų kondensacija praktiškai nevyksta. Tačiau 1899 m. škotų fizikas Čarlzas Vilsonas atkreipė dėmesį į tai, kad, jeigu šalia dujų kameros yra jonizuojančiosios spinduliuotės šaltinis, tada išvalius dulkes iš oro garų kondensacija prasideda, kai yra daug mažesnis persotinimas ( $S > 4$ ). Šį reiškinį Vilsonas panaudojo kurdamas dujų kamerą, kuri naudojama jonizuojančiosios spinduliuotės pėdsakų dujose fotografavimui. Vilsono kameroje dirbtinai palaikoma persotintoji garų būseną. Išorinė spinduliuotė jonizuoja garų molekules. Jonai tampa kondensacijos centrais. Todėl išilgai jonizuojančiosios dalelės kelio susidaro skysčio lašeliai, kurie sudaro regimąją dalelės pėdsaką garuose.

### 9.2.2. Sąryšiai tarp garų persotinimo ir dujų parametrų



**9.5 pav.** Sočiųjų vandens garų slėgio dešimtinių logaritmo priklausomybė nuo temperatūros (ištiesinė linija) ir aproksimuojančioji tiesė (brūkšninė linija)

Vilsono kameroje persotinimas pasiekiamas greitai išplečiant dujų ir tam tikro skysčio garų mišinį. **Puasono dėsnis** teigia, kad adiabatini dujų plėtimosi atveju

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1},$$

čia  $\gamma$  yra viso dujų mišinio (į kurio sudėtį įeina garai) izobarinės ir izochorinės šiluminių talpų santykis.  $\gamma$  visada priklauso intervalui

$$1 < \gamma \leq \frac{5}{3}$$

$\gamma$  didėja mažėjant atomų skaičiui dujų molekulėje (vienatomių dujų atveju  $\gamma = 5/3$ ).

Norint gauti reikiamą persotinimą, esant kuo mažesniame santykiniam dujų išsiplėtimui, reikia:

- mažinti pradinę temperatūrą,
- didinti dujų slėgį,
- naudoti vienatomes (inertines) dujas.

### 9.2.3. Lašų susidarymas ir didėjimas persotintuose garuose

Pusiausvirąjį garų slėgį virš spindulio  $r$  lašo nusako **Kelvino formulė**:

$$p_r = p_{\text{sot}} \exp\left(\frac{2\sigma v}{kTr}\right),$$

čia  $p_{\text{sot}}$  yra sočiųjų garų slėgis temperatūroje  $T$ ,  $\sigma$  yra skysčio paviršiaus įtempis (matuojamas  $\text{J/m}^2$ ),  $v$  yra vidutinis skysčio tūris, kuris atitinka vieną skysčio molekulę. Kai  $T = 298 \text{ K}$ , vandens atveju

$$p_r = p_{\text{sot}} \exp\left(\frac{1,05 \cdot 10^{-9}}{r}\right),$$

čia  $r$  išreikštas metrais. Kai yra duotas persotinimas  $S$ , egzistuoja tiksliai apibrėžtas lašo spindulys  $r$ , kuriam esant yra lašo pusiausvyra su garais („kritinis spindulys“):

$$r_k = \frac{2\sigma v}{kT \ln S}.$$

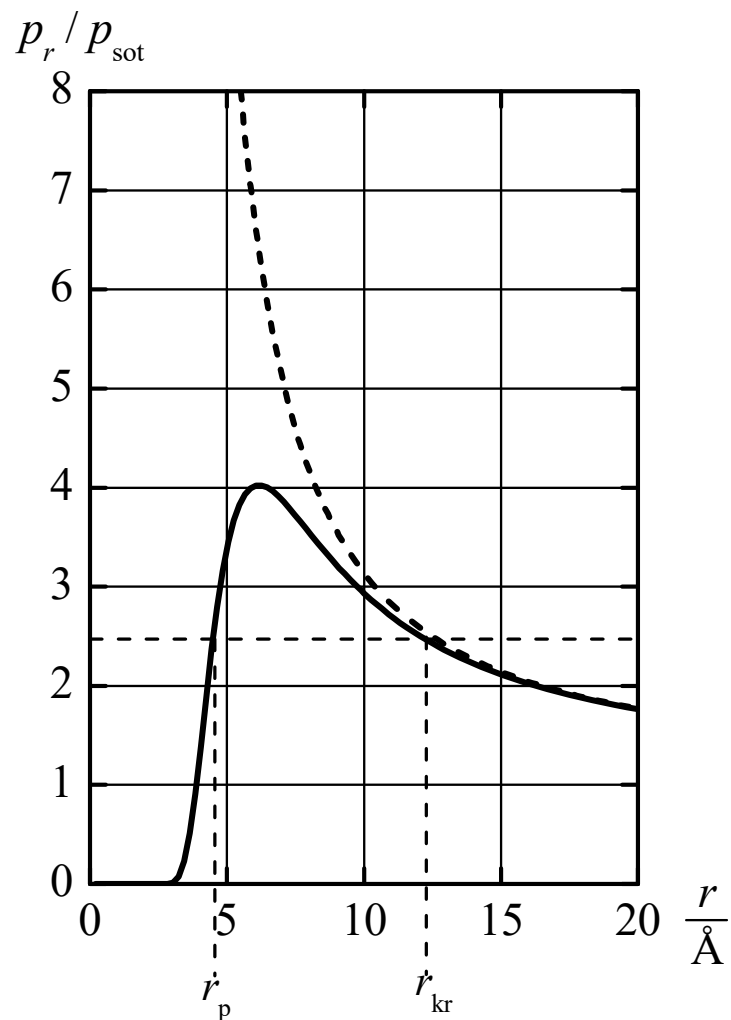
Šis kritinis spindulys dažniausiai būna kelių arba keliolikos angstromų eilės. Lašai, kurių  $r < r_k$ , išgaruoja, o lašai, kurių  $r > r_k$ , didėja tol, kol nenukrenta dėl savo paties svorio.

Jeigu ore nėra dulkių, tada persotintų garų kondensavimosi sparta priklauso nuo lašo su  $r > r_k$  atsitiktinio susiformavimo tikimybės. Kol  $S < 8$ , ši tikimybė yra labai maža, todėl kondensavimasis yra labai lėtas: garai lieka persotinti ilgą laiką. Jeigu ore yra dulkių, tada jas „aplimpa“ vandens molekulės. Tokios dulkės elgiasi kaip lašai, kurių matmenys lygūs dulkių matmenims. Kadangi dulkių matmenys ( $10^{-6} - 10^{-4} \text{ cm}$ ) yra daug didesni už  $r_k$ , tai dulkėtame ore garai sparčiai kondensuojasi net ir esant mažiems persotinimams (1,001 – 1,10). Todėl, užpildžius Vilsono kamerą dulkėtu oru, net ir po mažo išsiplėtimo susidarytų tirštas rūkas

Jeigu ore yra molekulinį jonų (pvz., atsiradusių dėl elektringosios dalelės jonizuojančio poveikio), tada jie pagreitina persotintų garų kondensavimąsi. Taip yra dėl to, kad įelektrinto lašo pilnutinės energijos išraiškoje yra dėmuo, kuris lygus lašo elektros krūvio elementų tarpusavio stūmos potencinei energijai. Krūvis pasiskirsto lašo paviršiuje. Kai lašo krūvis lygus  $+e$  arba  $-e$ , tada pusiausvirąjį slėgį  $p_r$  nusako ši formulė:

$$\ln \frac{p_r}{p_{\text{sot}}} = \left( \frac{2\sigma}{r} - \frac{e^2}{32\pi^2 \epsilon_0 r^4} \right) \frac{v}{kT}.$$

Čia antrasis dėmuo atspindi krūvio elementų elektrostatinę sąveiką. Didėjant  $r$ , pirmasis dėmuo mažėja, o antrasis didėja. Ši priklausomybė nuo  $r$  turi maksimumą.

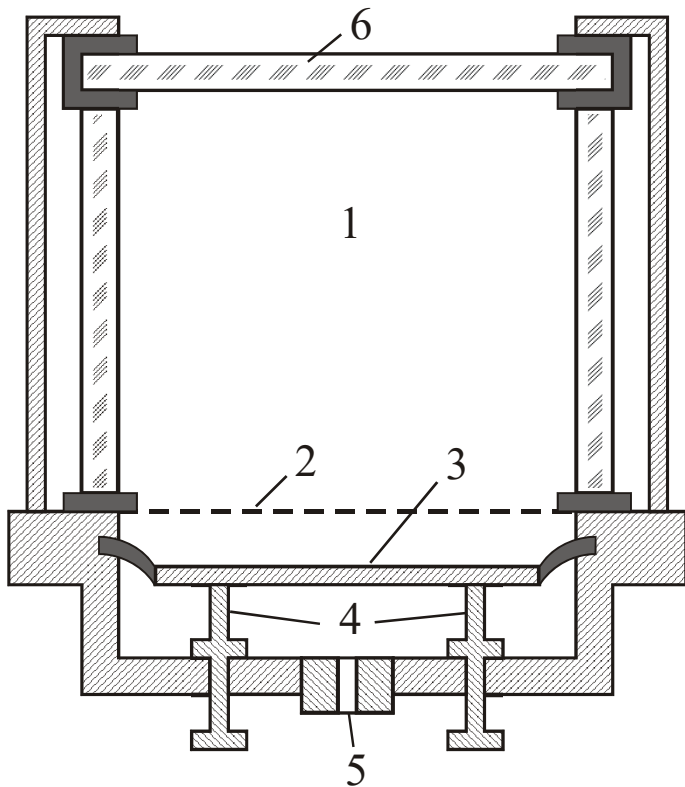


**9.6 pav.** Pusiausvirojo vandens garų slėgio virš vandens lašo ir sočiųjų garų slėgio santykio priklausomybė nuo lašo spindulio 273 K temperatūroje. Ištininė kreivė atitinka lašą, kurio elektros krūvis  $e$ , o brūkšninė – neįelektrintą lašą.  $r_p$  ir  $r_{kr}$  yra stabilios ir nestabilios lašo pusiausvyros spinduliai, esant persotinimui  $S = 2,5$

Jeigu  $S < (p_r/p_{sot})_{max}$ , tada, pro garus perėjus elektringajai dalelei, susidarys stabilūs elektringieji lašai, kurių spindulys yra  $r_p$ . Tokie maži lašai yra nematomi. Tačiau, jeigu paskui iš karto padidinti persotinimą iki verčių, kurios didesnės už  $(p_r/p_{sot})_{max} \approx 4$ , tada tie lašai pradės sparčiai didėti, nes, kai  $S > (p_r/p_{sot})_{max}$ , pusiausvyra yra negalima. Jeigu, be to,  $S < 8$ , tada didės tik elektringieji lašai. Vadinasi, kai  $4 < S < 8$ , lašai sudarys dalelės pėdsako atvaizdą, kurį bus galima stebėti ir fotografuoti.



### 9.2.4. Vilsono kameros sandara



**9.7a pav.** Vilsono kamera. 1 – darbinis tūris; 2 – tinklelis; 3 – judrioji diafragma; 4 – diafragmos eigos ribotuvai; 5 – anga, kuri skirta slėgio reguliavimui po diafragma; 6 – stiklinės sienelės

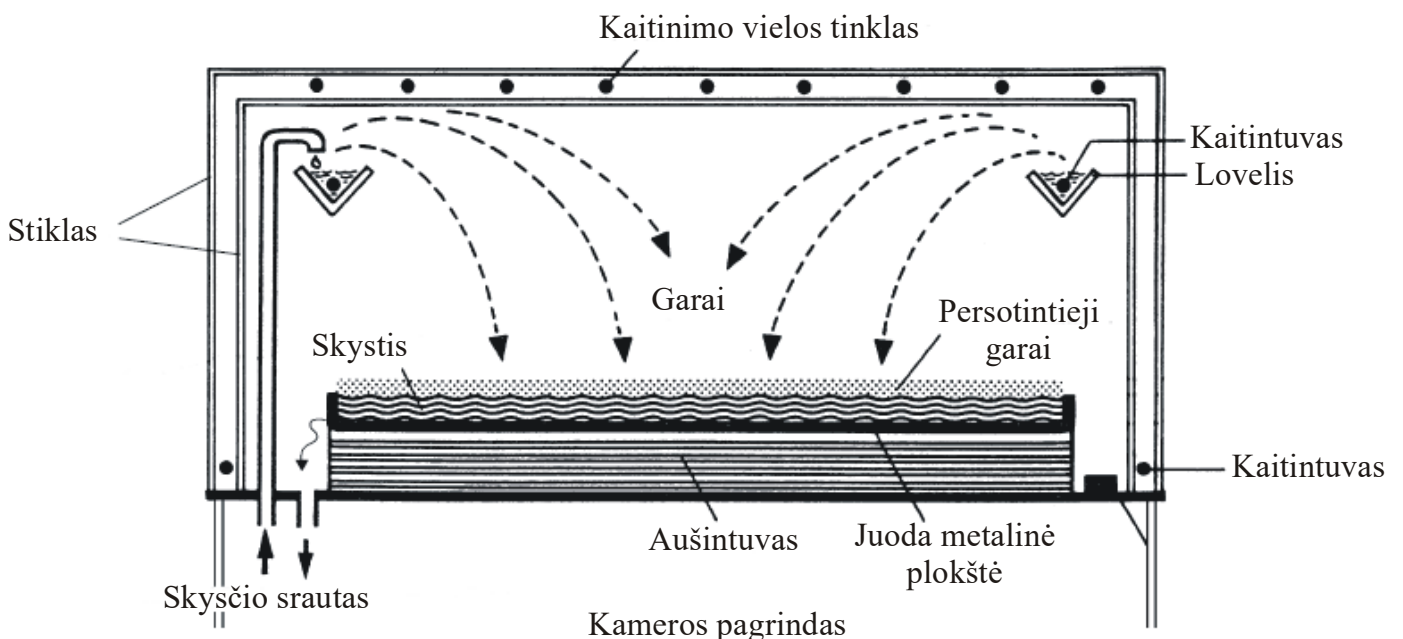
Yra galimi papildomi įtaisai:

Magnetinis laukas – tam, kad dalelė judėtų apskritimu ir pagal jo spindulį būtų galima nustatyti dalelės energiją.

Du skaitikliai – virš kameros ir po ja. Skaitikliai prijungti prie sutapčių įrenginio. Vienalaikiai abiejų skaitiklių signalai naudojami automatiniam kameros plėtimo mechanizmo įjungimui.

Jeigu yra registruojamos dalelės, kurias skleidžia impulsinis greitintuvas, tada kameros įjungimui naudojamas elektrinis signalas, kurį generuoja greitintuvo valdymo grandinė.

### 9.2.5. Difuzinė Vilsono kamera



**9.7b pav.** Difuzinė Vilsono kamera

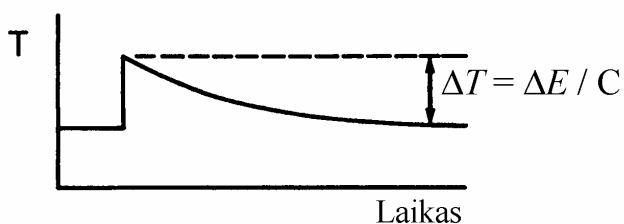
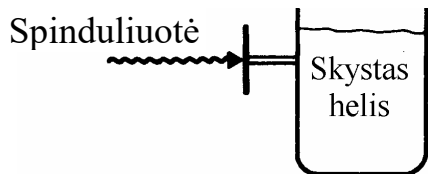
### 9.3. Kriogeniniai ir superlaidieji detektoriai

#### 9.3.1. Kriogeniniai mikrokalorimetrai

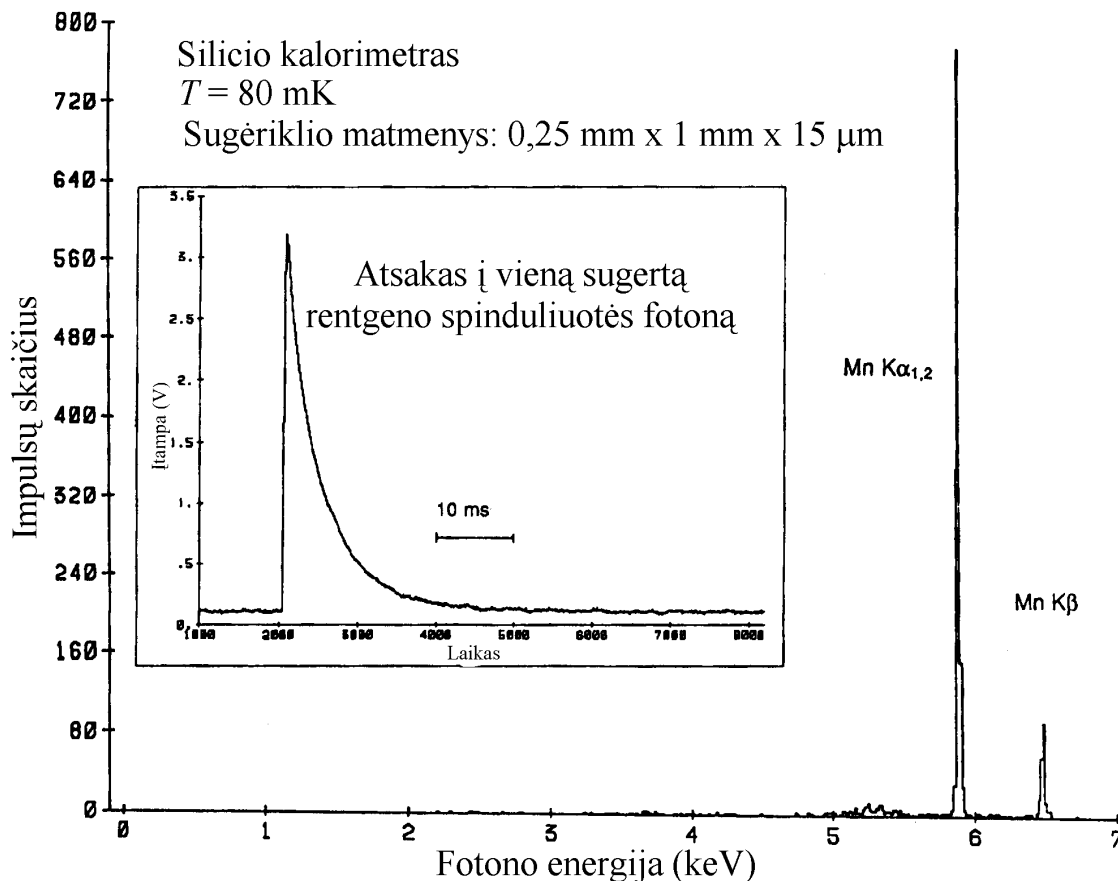
Temperatūros padidėjimas sugėrus energijos kiekį  $\Delta E$ :

$$\Delta T = \Delta E / C$$

Čia  $C$  yra šiluminė talpa. Žemose temperatūrose  $C \sim T^3 \cdot V$ , čia  $T$  yra absoliučioji temperatūra, o  $V$  yra medžiagos tūris. Todėl  $\Delta T \sim \Delta E / (T^3 \cdot V)$ .



9.8 pav. Kriogeninio mikrokalorimetro veikimo principas



9.9 pav.  $^{55}\text{Mn}$  rentgeno spinduliuotės spektras, išmatuotas naudojant kriogeninių mikrokalorimetru sistemą, sudarytą iš 12 silicio plokštelių. Spinduliuotė atsiranda dėl  $^{55}\text{Fe}$  elektrono pagavimo

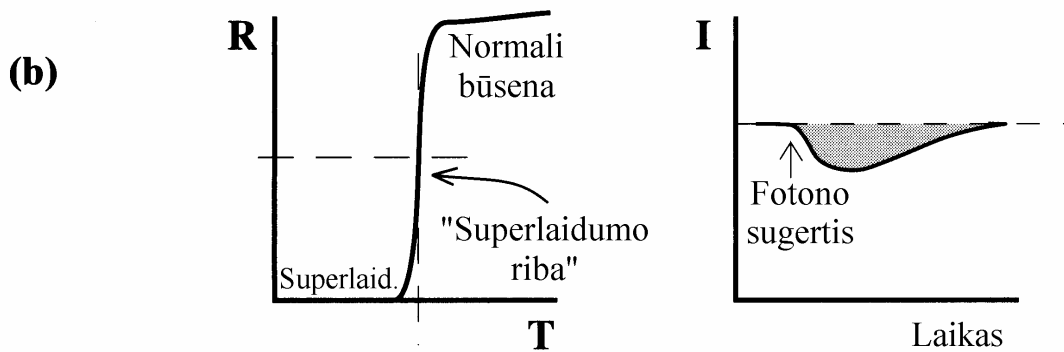
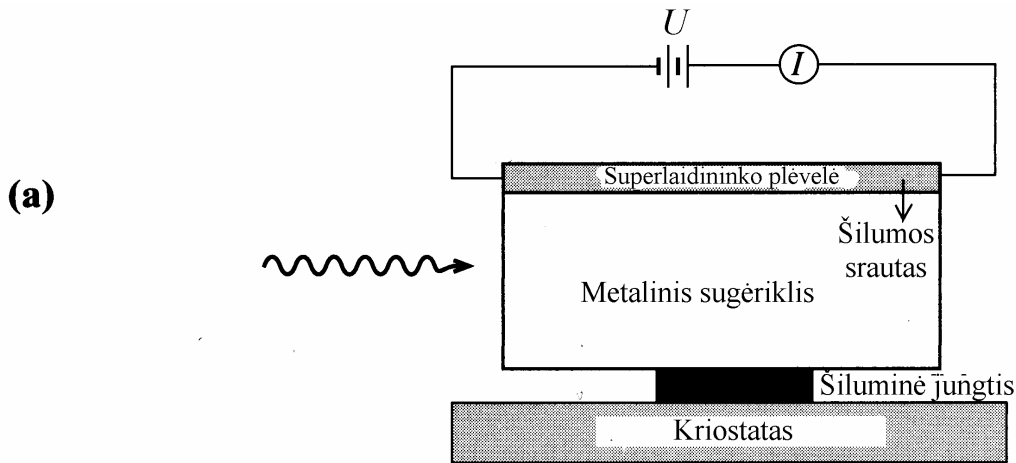
Tokio detektoriaus privalumas – maža energinė skyra, nes impulso amplitudė nėra susijusi su krūvininkų kūrimo statistika, o yra susijusi tik su sugėriklio šiluminės būsenos kitimu. Pvz., detektuojant 6 keV energijos rentgeno fotonus, galima pasiekti 7 eV energijos linijos plotį (maždaug 20 kartų mažesnį, negu naudojant įprastinius Si(Li) detektorius).

Trūkumas – didelė impulso trukmė ( $\sim 10$  ms), nes sugėriklio relaksacija į termodinaminės pusiausvyros būseną yra lėtas vyksmas.

### 9.3.2. Superlaidumo ribos jutikliai (angl. transition-edge sensors)

Ominių nuostolių galia:

$$P = UI = \frac{U^2}{R}$$



**9.10 pav.** Superlaidumo ribos jutiklio veikimo principas. (a) Sandara. (b) Veika parinkta taip, kad superlaidžios plėvelės temperatūra visą laiką atitiktų pereinamąją sritį tarp superlaidžios ir normalios būsenos. (c) Kai sugėriklyje sugerama dalelės energija, srovė sumažėja.

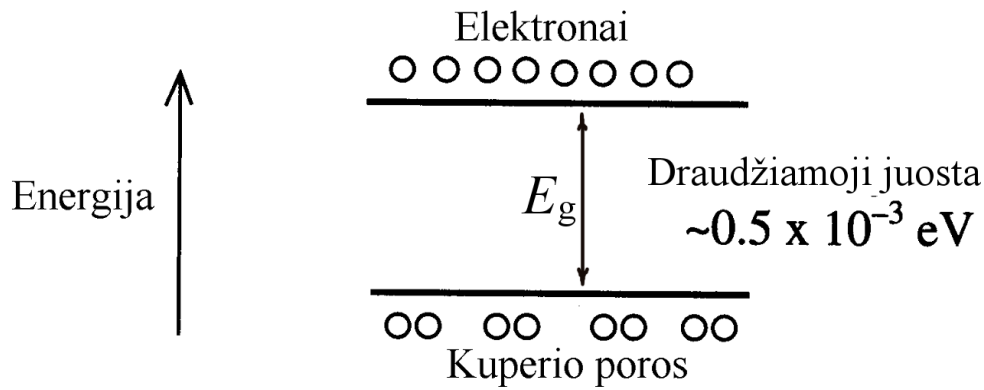
Neigiamas elektroterminis grįžtamasis ryšys: bet koks temperatūros padidėjimas sąlygoja srovės sumažėjimą, kuris, savo ruožtu, „skatina“ temperatūros sumažėjimą (ir atvirkščiai). Jeigu detektoriaus veika atitinka didžiausio statumo sritį plėvelės varžos priklausomybėje nuo temperatūros  $R(T)$ , tada temperatūros pokytis sugėrus dalelę yra mažiausias, todėl plėvelės temperatūra yra praktiškai pastovi. Tai reiškia, kad yra pastovus šilumos srautas į kriostatą. Vadinasi, to šilumos srauto padidėjimą dėl sugertos papildomos energijos beveik tiksliai kompensuoja šilumos srauto sumažėjimas dėl sumažėjusios srovės. Todėl sugertoji dalelės energija  $\Delta E$  yra beveik tiksliai lygi ominių nuostolių energijos sumažėjimui:

$$\Delta E = -\int_{t_0}^{\infty} \Delta P(t) dt = -U \int_{t_0}^{\infty} \Delta I(t) dt.$$

Taigi, matuojant energiją  $\Delta E$  nereikalingas kalibravimas: užtenka tiksliai išmatuoti  $\Delta I(t)$  ir  $U$ .

Kadangi didelis jautris, galima naudoti didelės šiluminės talpos sugėriklius, pvz., metalus. Kadangi metalų šiluminis laidumas yra didelis, gaunami palyginti trumpi impulsai ( $\sim 1 \mu s$ ). Energinė skyra yra kelias dešimtis kartų mažesnė (t. y. geresnė), negu naudojant Si(Li) puslaidininkinius detektorius.

### 9.3.3. Superlaidieji detektoriai su tuneline sandūra (angl. superconducting tunnel junctions)



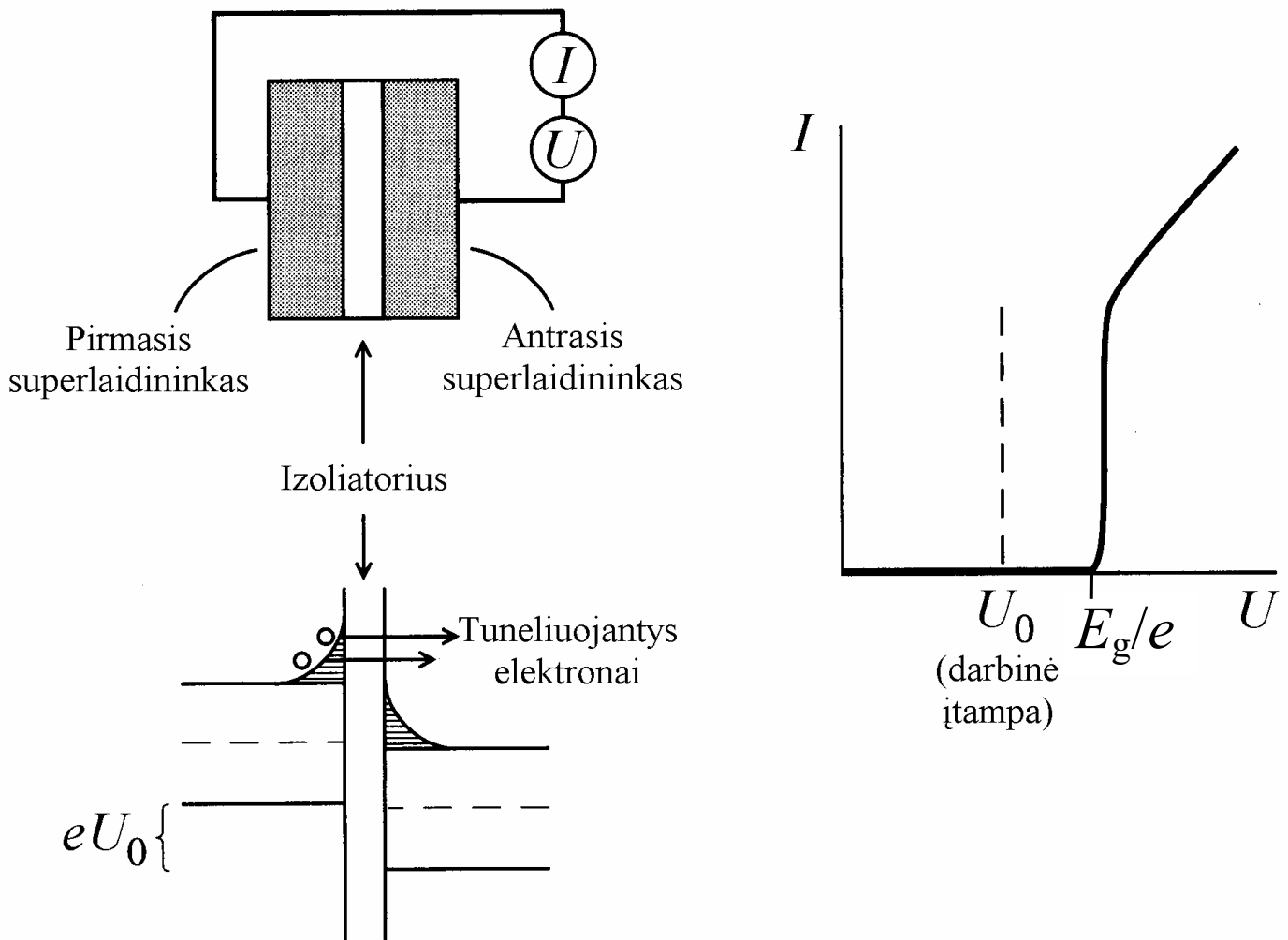
9.11 pav. Superlaidininko elektronų energijos juostų diagrama

Superlaidžioje medžiagoje laisvieji elektronai yra susijungę į vadinamąsias „Kuperio poras“. Superlaidininko elektronai yra pasiskirstę dviejose energijos juostose: apatinė juosta atitinka elektronus, kurie susijungę į Kuperio poras, o viršutinė juosta atitinka atskirus elektronus. Tarpas tarp šių juostų – tai superlaidininko draustinė juosta, kurios plotis lygus Kuperio porų ryšio energijai (maždaug  $0,5 \cdot 10^{-3}$  eV). Tokia energijos juostų struktūra yra analogiška puslaidininkių energijos juostų struktūrai. Pagrindinis skirtumas yra tas, kad superlaidininko draudžiamoji energijos juosta yra daugiau negu 1000 kartų siauresnė, negu puslaidininkio.

Kai elektringoji dalelė sąveikauja su superlaidininku, ji praranda dalį energijos nutraukdama ryšius tarp elektronų, kurie surišti į Kuperio poras. Pagal atsiradusių atskirų elektronų skaičių ( $N_c$ ) galima nustatyti ir dalelės energijos nuostolius  $\Delta E$  medžiagoje, nes

$$\bar{N}_c = \frac{\Delta E}{W}.$$

Čia  $W \approx E_g \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$  eV, todėl  $\bar{N}_c$  yra didelis, todėl galima pasiekti maždaug  $\sqrt{1000} \approx 30$  mažesnę energinę skyrą, negu puslaidininkinių detektorių atveju. Tam reikia pasiekti, kad matuojamą srovę kurtų tik atskirieji elektronai, atsiradę dėl sugertos dalelės energijos, bet ne Kuperio poros. Tai yra pasiekama superlaidžiuose detektoriuose su tuneline sandūra.



9.12 pav. Superlaidžiojo tunelinio diodo veikimo principas ir voltamperinė charakteristika

Normaliomis sąlygomis (t. y. be išorinių trikdžių) apatinė energijos juosta (atitinkanti Kuperio poras) yra beveik pilnai užpildyta, o viršutinė (atitinkanti atskirus elektronus) yra beveik laisva. Šiomis sąlygomis tunelinis efektas yra negalimas, nes nėra leidžiamų elektroninių būsenų, į kurias galėtų pereiti elektronai. Prijungus išorinę  $U$ , srovė pradeda tekėti tik tada, kai  $eU$  viršija draudžiamosios juostos plotį  $E_g$ .

Jeigu superlaidusis diodas su tuneline sandūra yra naudojamas kaip spinduliuotės detektorius, tada darbinė įtampa

$$U_0 < E_g / e.$$

Todėl, kol nėra išorinės spinduliuotės, srovė lygi nuliui. Tačiau, kai krintančioji dalelė sužadina elektronus į aukštesniąją energijos juostą, srovė padidėja, nes tie elektronai pradeda tuneliuoti per izoliatoriaus sluoksnį.

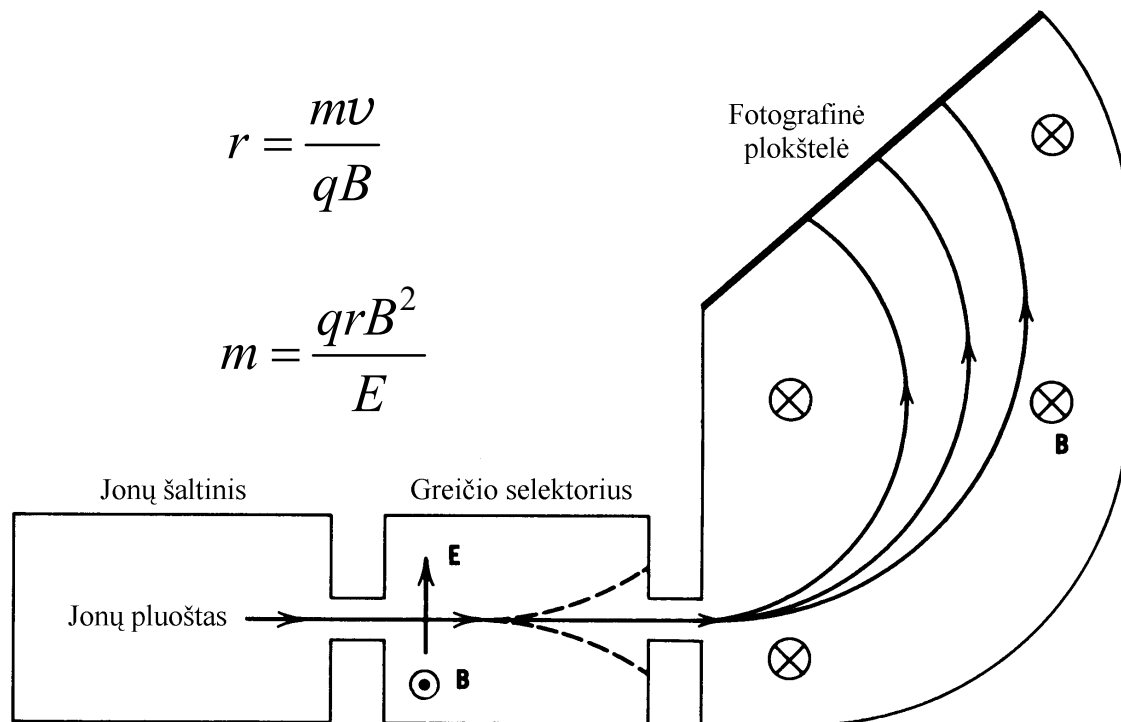
Srovės impulso trukmė – kelių mikrosekundžių eilės. Energinė skyra detektuojant 6 keV energijos fotonus yra maždaug 0,5 %. Tai atitinka spektro smailės plotį 30 eV.

## 10. Masės spektrometrai ir magnetiniai spektrometrai

### 10.1. Branduolių masių matavimas ir izotopų atskyrimas

Tikslus branduolių masių matavimas yra reikalingas tiriant nukleonų sąveiką (masės defektas). Tiksliam masių matavimui (~0,0001 %) naudojami masės spektrografai ir masės spektrometrai. Pagrindiniai masės spektrografo (spektrometro) komponentai yra:

- 1) jonų šaltinis;
- 2) greičio selektorius;
- 3) impulso selektorius;
- 4) fotografinė plokštelė (spektrografuose) arba detektorius (spektrometruose).



**10.1 pav.** Masės spektrografo schema. Jonų šaltinis generuoja jonų pluoštą, kuriame jonų greičiai pasiskirstę pagal Maksvelo skirstinį. Greičio selektorius praleidžia tik apibrėžto greičio jonus. Paskui tie jonai patenka į judesio kiekio selektorių (vienalytį magnetinį lauką), kuris juos išskaido pagal judesio kiekius, t. y. pagal mases.

Kad padidinti masės matavimo tikslumą, taikomas *masių dubletų* metodas: matuojamas dviejų artimų masių, iš kurių viena yra žinoma (kalibracinė masė), skirtumas.

Pavyzdys:

Tikslas – išmatuoti protono masę. Naudojami du junginiai, kuriuos sudaro tik  $^1\text{H}$  ir  $^{12}\text{C}$  atomai, nes  $^{12}\text{C}$  masė yra tiksliai žinoma (pagal atominio masės vieneto apibrėžtį  $m(^{12}\text{C}) \equiv 12 \text{ a.m.v.}$ ).

$$\Delta = m(\text{C}_9\text{H}_{20}) - m(\text{C}_{10}\text{H}_8) = 12m(^1\text{H}) - m(^{12}\text{C})$$

Išmatuota vertė:

$$\Delta = 0,09390032 \pm 0,00000012 \text{ a.m.v.}$$

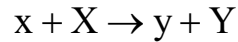
$$m(^1\text{H}) = \frac{1}{12}[m(^{12}\text{C}) + \Delta] = 1,00000000 + \frac{1}{12}\Delta = 1,00782503 \pm 0,00000001 \text{ a.m.v.}$$

Dabar tikslas – išmatuoti  $^{14}\text{N}$  branduolio masę. Kadangi  $^1\text{H}$  ir  $^{12}\text{C}$  masės jau žinomos, tai galima naudoti junginius, kuriuos sudaro  $^1\text{H}$ ,  $^{12}\text{C}$  ir  $^{14}\text{N}$  atomai:

$$\Delta = m(\text{C}_2\text{H}_4) - m(\text{N}_2) = 2m(^{12}\text{C}) + 4m(^1\text{H}) - 2m(^{14}\text{N}) = 0,025152196 \pm 0,00000003 \text{ a.m.v.}$$

$$m(^{14}\text{N}) = m(^{12}\text{C}) + 2m(^1\text{H}) - \frac{1}{2}\Delta = 14,00307396 \pm 0,00000002 \text{ a.m.v.}$$

Nestabiliųjų branduolių masių matavimas pagal reakcijos šilumą  $Q$ . Apibendrinta reakcijos lygtis:



Šios reakcijos  $Q$  vertė lygi

$$Q = [m(x) + m(X) - m(y) - m(Y)]c^2$$

Jeigu branduolio „Y“ masė nėra žinoma, tada ją galima nustatyti išmatavus  $Q$ . Pvz., taip buvo išmatuota nestabilaus izotopo  $^{12}\text{N}$  masė. Jis susidaro reakcijoje  $^1\text{H} + ^{14}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{N} + ^3\text{H}$ . Iš masės spektrometrijos matavimų yra žinoma, kad

$$m(^1\text{H}) = 1,007825 \text{ a.m.v.}, m(^{14}\text{N}) = 14,003074 \text{ a.m.v.}, m(^3\text{H}) = 3,016049 \text{ a.m.v.}$$

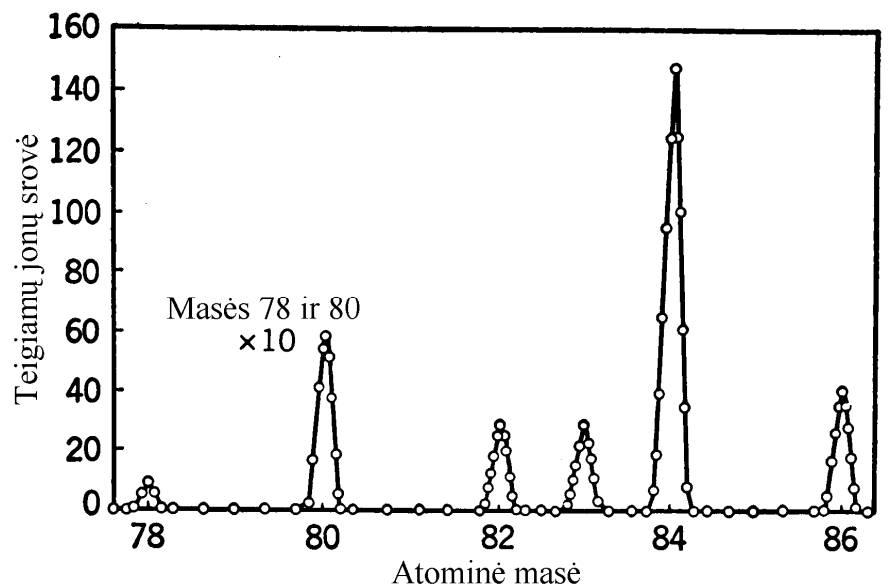
Išmatuota reakcijos šilumos vertė yra  $Q = -22,1355 \pm 0,0010 \text{ MeV}$ . Vadinasi,

$$m(^{12}\text{N}) = m(^1\text{H}) + m(^{14}\text{N}) - m(^3\text{H}) - Q / c^2 = 12,018613 \pm 0,000001 \text{ a.m.v.}$$

Šiuo atveju paklaidą lemia  $Q$  matavimo paklaida.

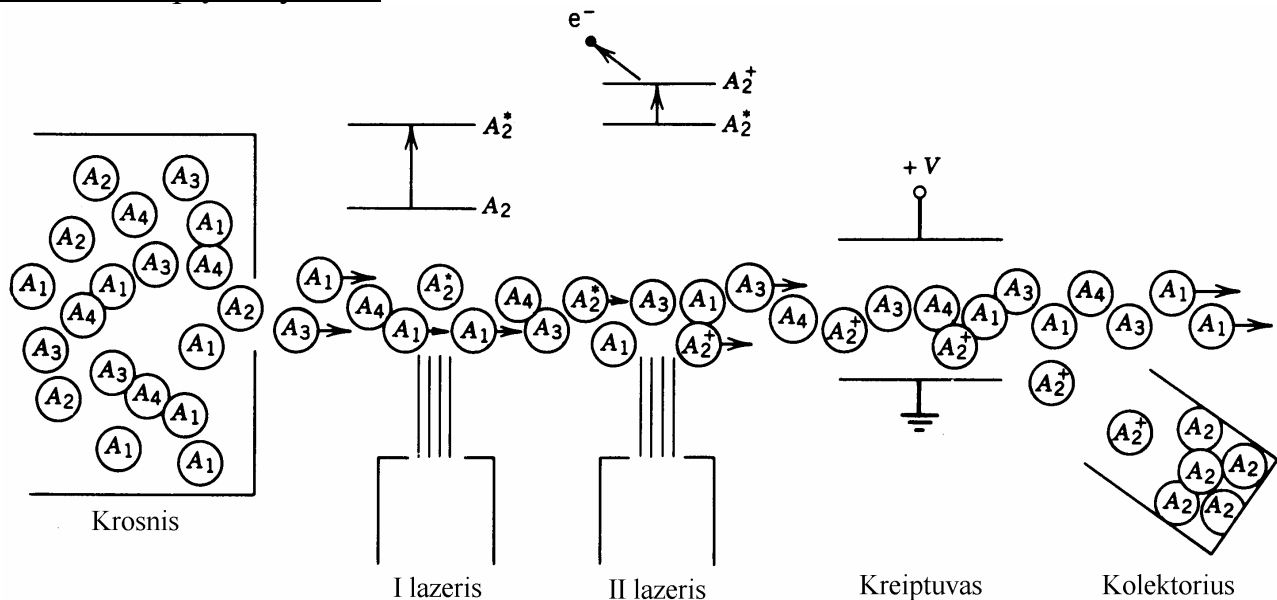
**10.2 pav.** Kriptono masės spektras:

$^{78}\text{Kr}$  (0,356 %),  $^{80}\text{Kr}$  (2,27 %),  
 $^{82}\text{Kr}$  (11,6 %),  $^{83}\text{Kr}$  (11,5 %),  
 $^{84}\text{Kr}$  (57,0 %),  $^{86}\text{Kr}$  (17,3 %).



Masės spektrometrus galima panaudoti atskiriant izotopus. Atskirtų izotopų taikymo pavyzdys: natūralią anglį sudaro  $^{12}\text{C}$  (99%) ir  $^{13}\text{C}$  (1%), o natūralų azotą sudaro  $^{14}\text{N}$  (99,6%) ir  $^{15}\text{N}$  (0,4%). Pakeitus pagrindinius C ir N izotopus nepagrindiniais, juos galima panaudoti kaip „žymėtuosius atomus“ tiriant medžiagų apykaitą gyvuose organizmuose.

## Lazerinis izotopų atskyrimas

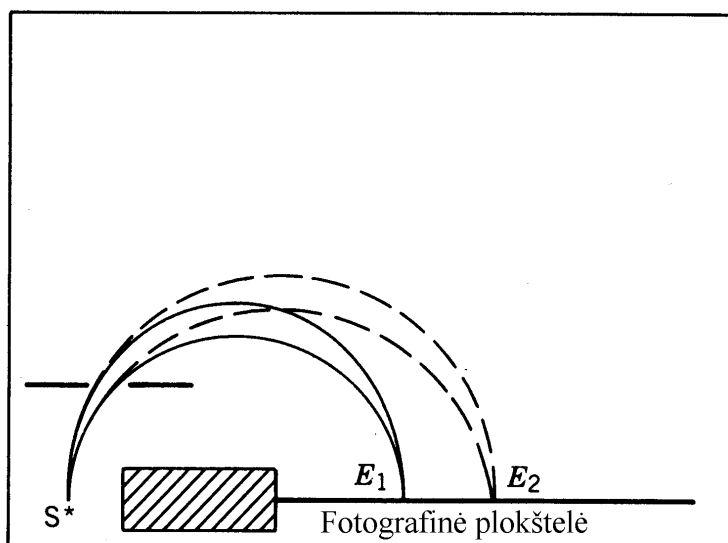


**10.3 pav.** Lazerinis izotopų atskyrimas. Neutralių atomų pluoštą sudaro keturių izotopų mišinys ( $A_1, A_2, A_3, A_4$ ). Pirmasis lazeris spinduliuoja labai tiksliai apibrėžto bangos ilgio šviesą, kuri gali sužadinti izotopo  $A_2$  atomus, tačiau negali sužadinti kitų izotopų atomų (dėl izotopinio poslinkio). Antrasis lazeris spinduliuoja šviesą, kuri gali jonizuoti tik sužadintus atomus. Todėl tik  $A_2$  atomai gali virsti teigiamais jonais, kurie paskui nukreipiami elektriniu lauku ir surenkami.

## 10.2. Magnetinio spektrometro veikimo principas ir pagrindiniai parametrai

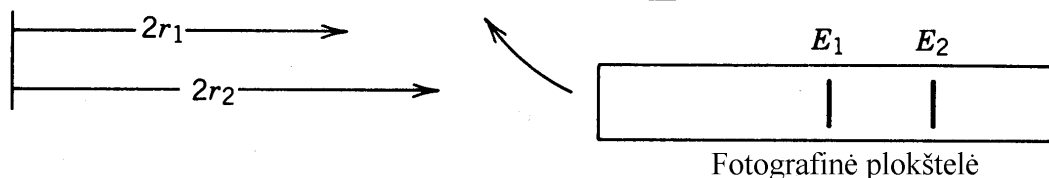
Pagrindiniai reikalavimai :

- Maža energinė skyra  $\Delta E / E$  ;
- Didelė dispersija  $\Delta \theta / \Delta \lambda$ ;
- Didelis efektyvumas (t. y. gebėjimas fokusuoti daleles).

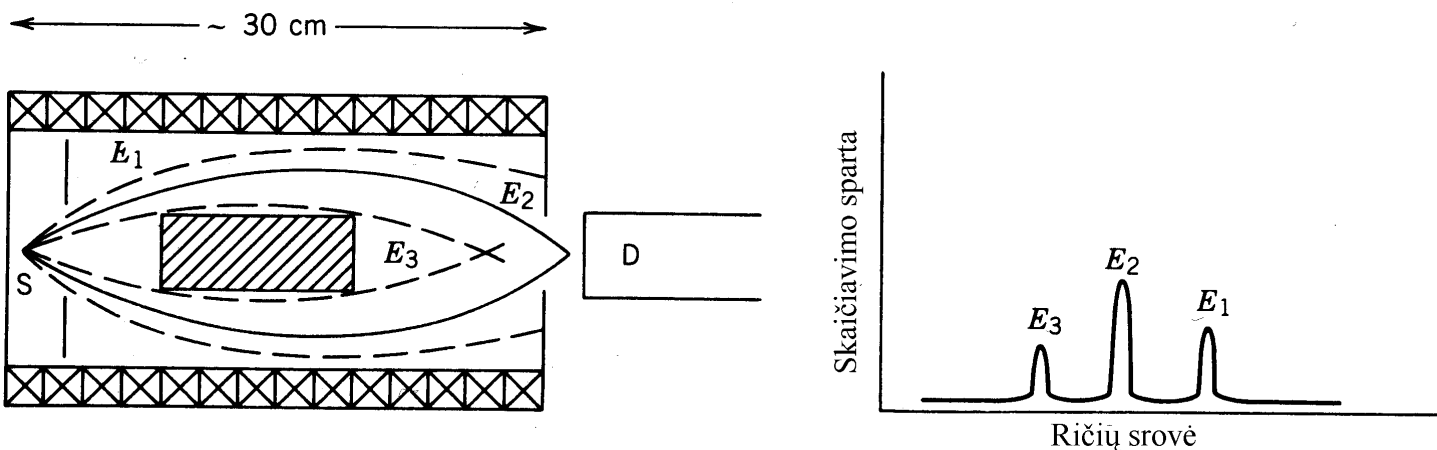


**10.4 pav.** Paprastas magnetinis spektrometras. Vienalytis magnetinis laukas yra statmenas brėžinio plokštumai. Dalelės juda apskritimais, kurių spindulys priklauso nuo dalelių impulso.

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta r}{r}$$







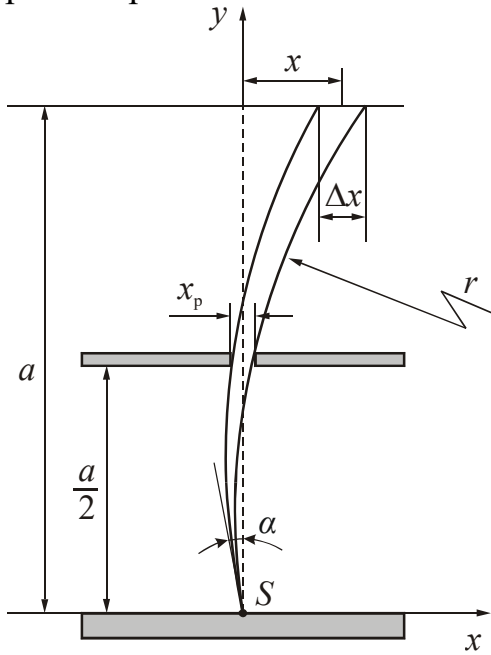
**10.5 pav.** „Magnetinio lęšio“ tipo elektronų spektrometras. Ritės sukuria magnetinį lauką, kuris lygiagretus ričių ašiai. Tam tikros energijos  $E_2$  dalelės yra sufokusuojamos į išėjimo plyšį ir pasiekia detektorius. Kitų energijų dalelės nėra detektuojamos. Pakeitus ričių srovę, galima pasiekti, kad detektorius detektuotų kitos energijos daleles.



**10.6 pav.** Didelės skiriamosios gebos protonų spektrometras (Los Alamos Nacionalinė Laboratorija, JAV). Protonai patenka į spektrometrą iš kairės vamzdžiu, kuris yra apačioje, paskui yra išsklaidomi, pereina du kreiptuvus ( $75^\circ$ ) ir detektuojami viršuje. Kai protonų energija yra 800 MeV, energinė skyra yra maždaug 30 keV.

### 10.3. Fokusavimo reiškinių magnetiniame spektrometre analizė

Fokusavimo efektą galima kiekybiškai įvertinti lyginant taškinio dalelių šaltinio atvaizdo matmenis spektrometre be fokusuotės (tiesioginio nuokrypio spektrometras) ir spektrometre su pusiau apskrita fokusuote.



10.7 pav. Tiesioginio nuokrypio magnetinio spektrometro schema

Trajektorijos lygtis – tai apskritimo lygtis:

$$r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 = (x - r \cos \alpha)^2 + (y - r \sin \alpha)^2$$

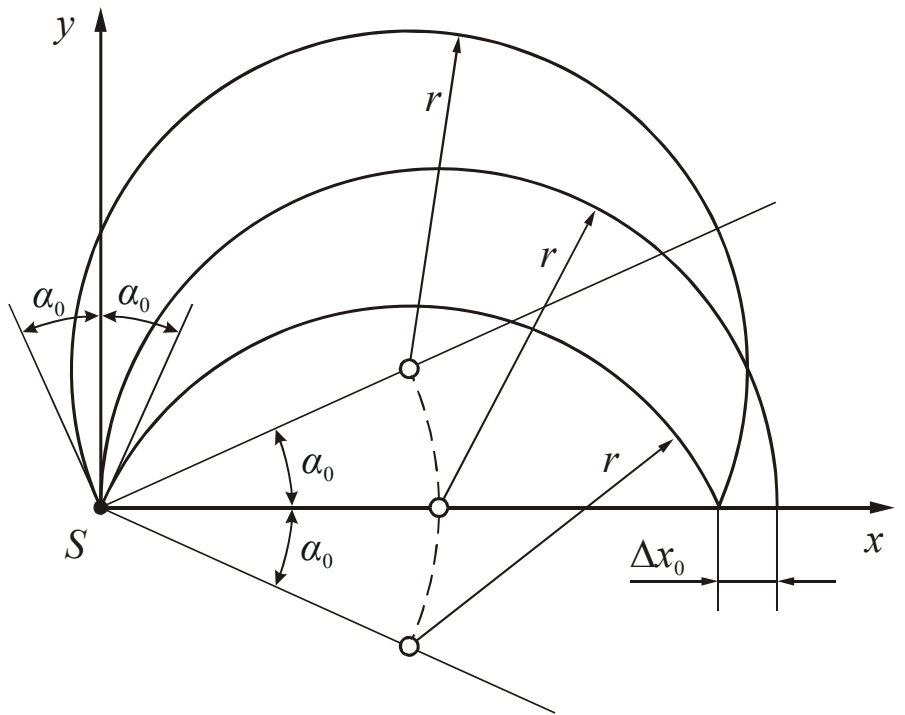
Tiesioginio nuokrypio spektrometre atvaizdo matmenys yra tiesiog proporcingi diafragmos kampinei apertūrai  $\Delta\alpha$ :

$$\Delta x \approx a \Delta \alpha$$

(čia  $\alpha$  išreikštas radianais). Spektrometre su pusiau apskrita fokusuote atvaizdo matmenys yra proporcingi kampinės apertūros kvadratui:

$$\Delta x \approx r \alpha_0^2$$

Kadangi  $\alpha_0 \ll 1$ , tai pastaruoju atveju  $\Delta x$  yra daug mažesnis.



10.8 pav. Elektrinių dalelių trajektorijos magnetiniame spektrometre su pusiau apskrita fokusuote.  $2\alpha_0$  yra diafragmos kampinė apertūra

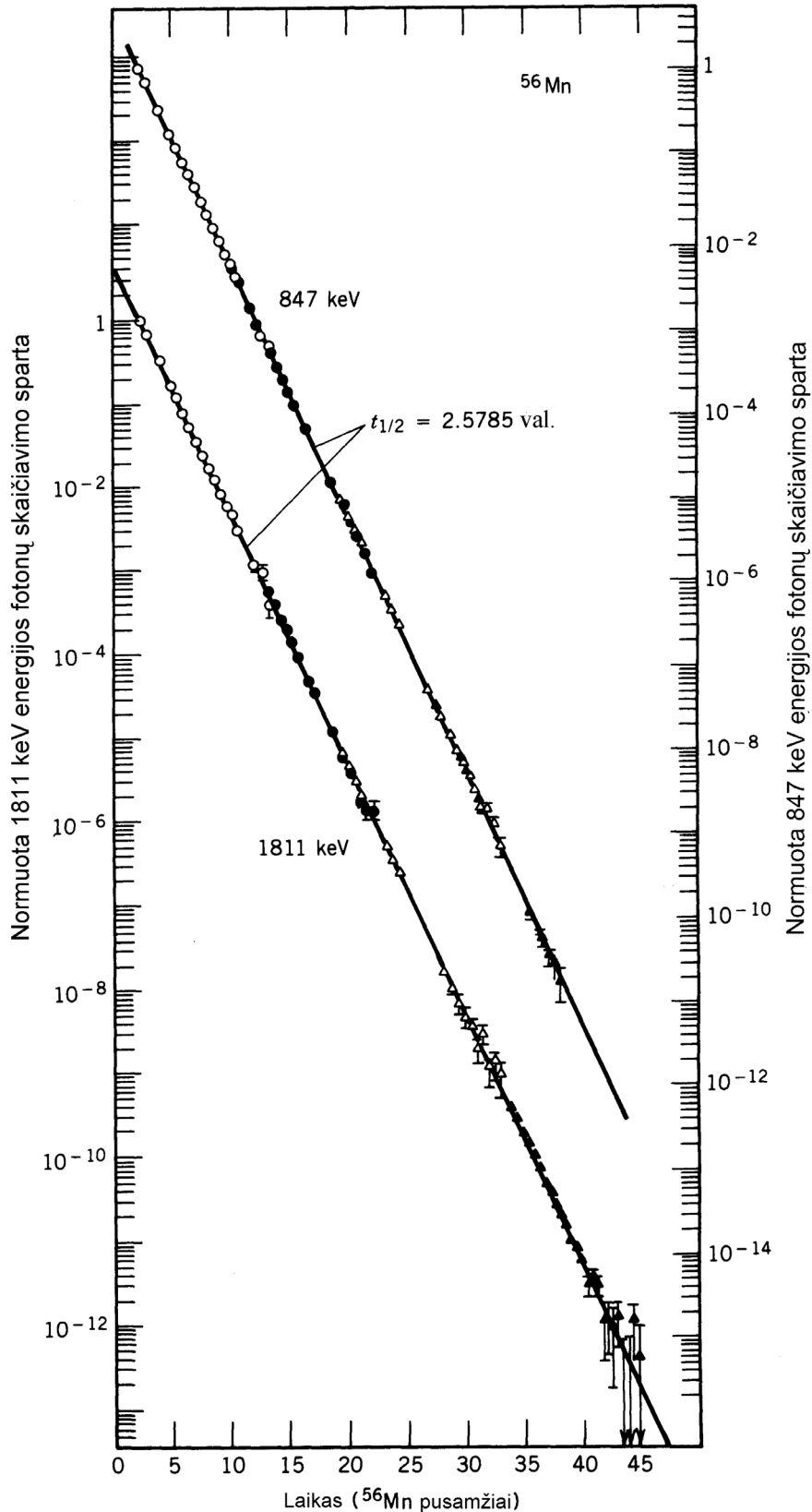
# 11. Nestabiliųjų nuklidų gyvavimo trukmių matavimas

Pagrindiniai metodai:

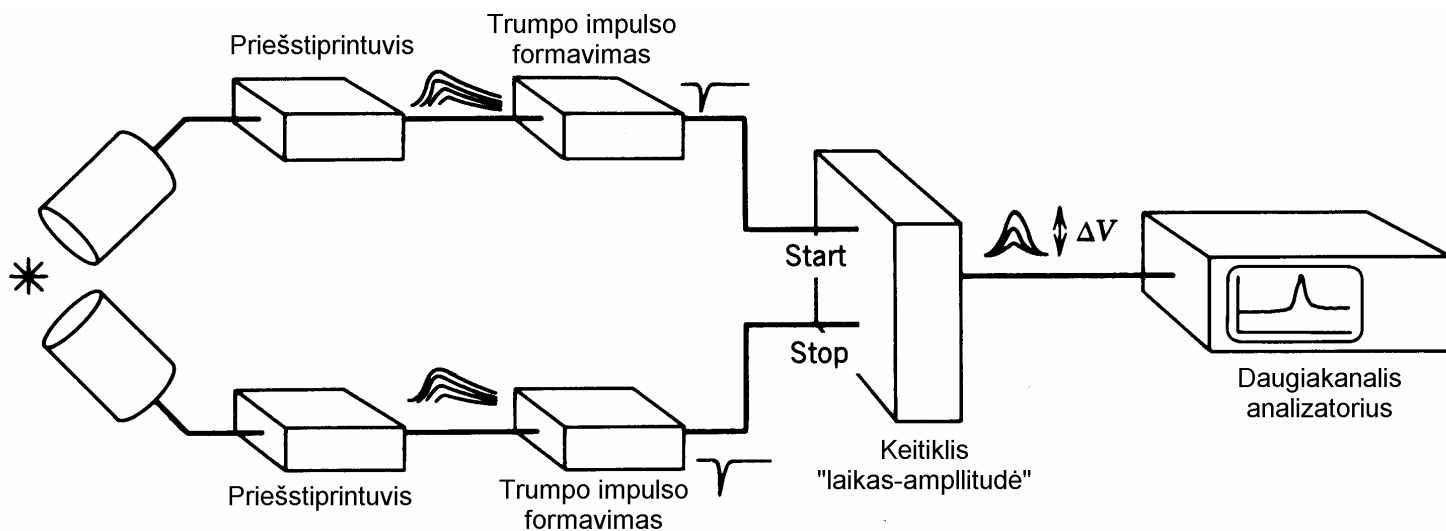
kai  $10^{-3} \text{ s} < T_{1/2} < 10 \text{ val.}$  – skilimo kreivių tyrimas (aprosimavimas eksponentine funkcija)

kai  $T_{1/2} \gg 1 \text{ val.}$  – pagal savitąjį aktyvumą:  $\Phi = \lambda N$ .

kai  $10^{-11} \text{ s} < T_{1/2} < 10^{-3} \text{ s}$  – uždelstųjų sutapčių metodas.



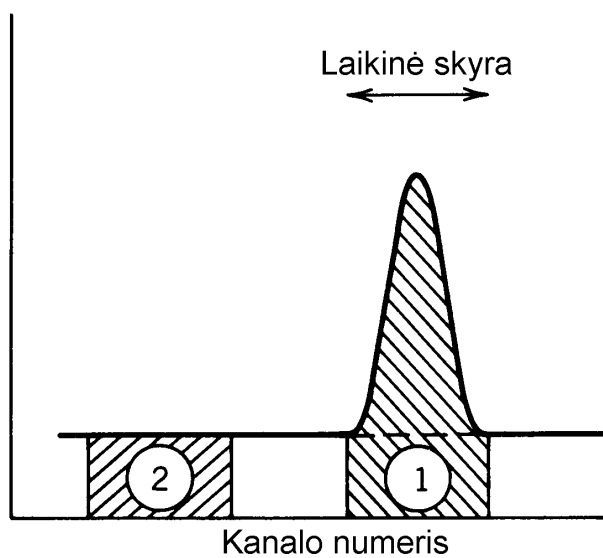
**11.1 pav.** Skilimo kreivių pavyzdžiai. Dvi kreivės atitinka dviejų energijų gama kvantų spinduliuotės intensyvumą sklytant  $^{56}\text{Mn}$ . Matavimo trukmė – 45 pusamžiai.



**11.2 pav.** Uždelstųjų sutapčių metodo įranga, kuri naudojama nustatant, ar dvi skirtingais laiko momentais detektuotos dalelės atsirado iš vieno branduolio (pvz., vykstant kaskadiniam šuoliams tarp energijos lygmenų). Priešstiprintuvių signalų priekiniai frontai startuoja trumpų impulsų formavimo įrenginius, kurie generuoja labai trampus impulsus („Start“ ir „Stop“). Tie impulsai patenka į keitiklį „laikas-amplitudė“ (KLA), kuris generuoja įtampos impulsą, kurio amplitudė proporcinga laiko intervalui tarp „Start“ ir „Stop“ impulsų. KLA išėjimo impulsai perduodami į daugiakanalį analizatorių. Jo suformuotas amplitudžių spektras yra proporcingas laiko intervalų tarp „Start“ ir „Stop“ impulsų pasiskirstymui.

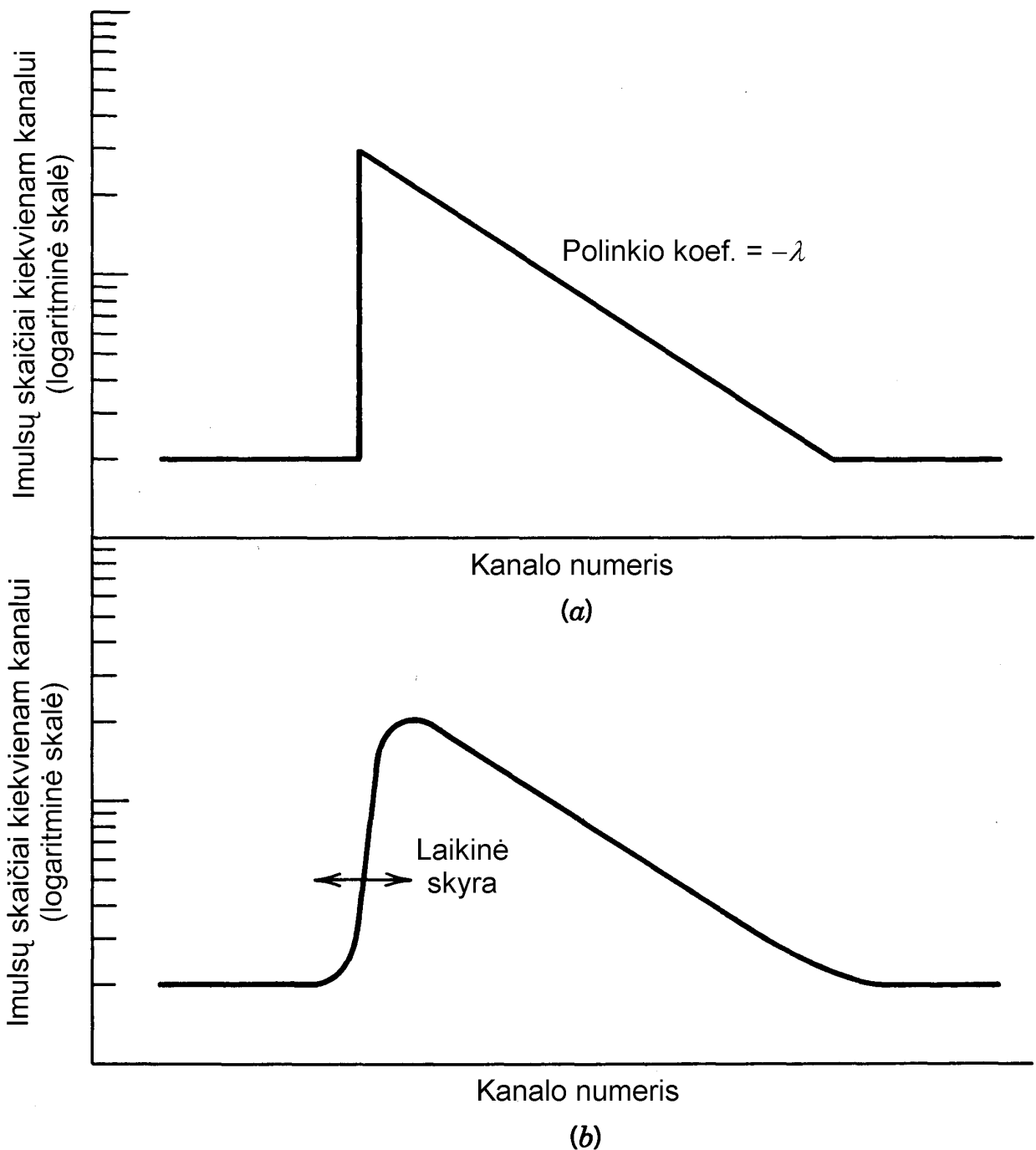


(a)

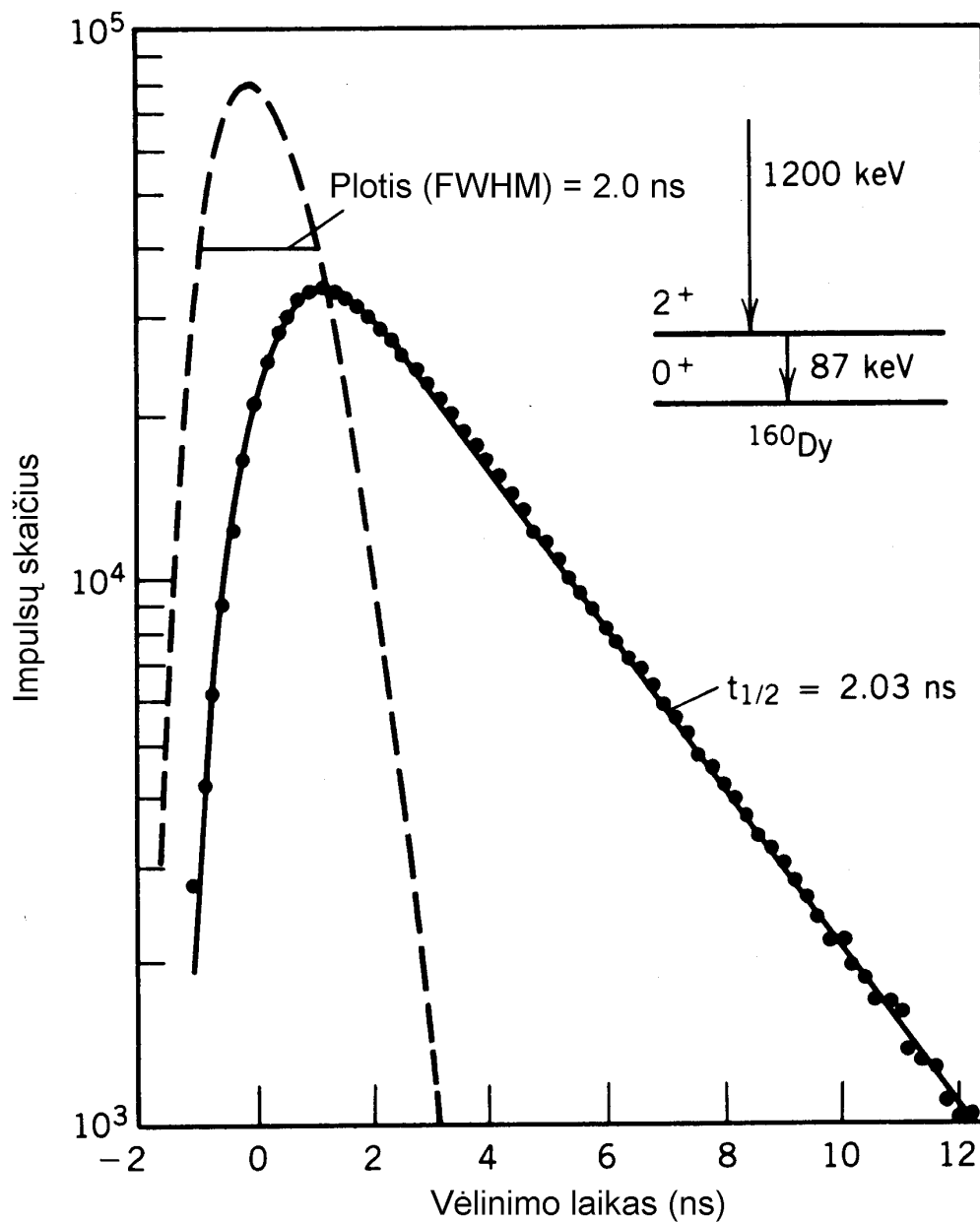


(b)

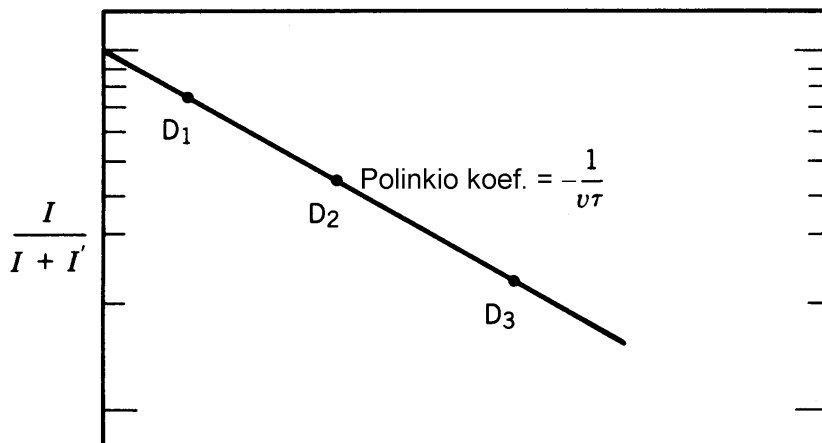
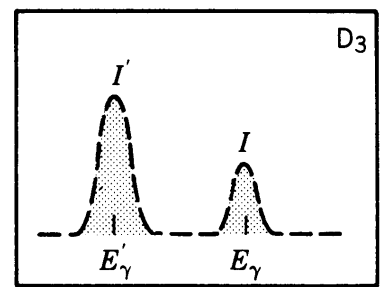
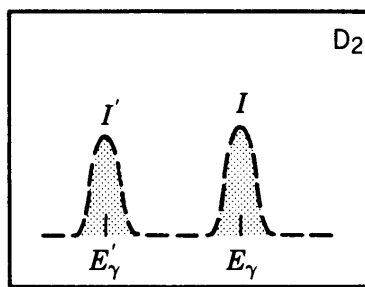
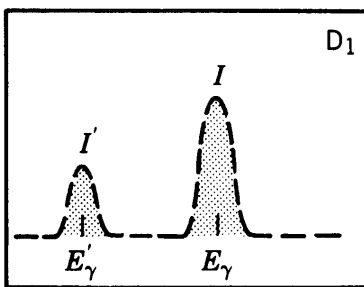
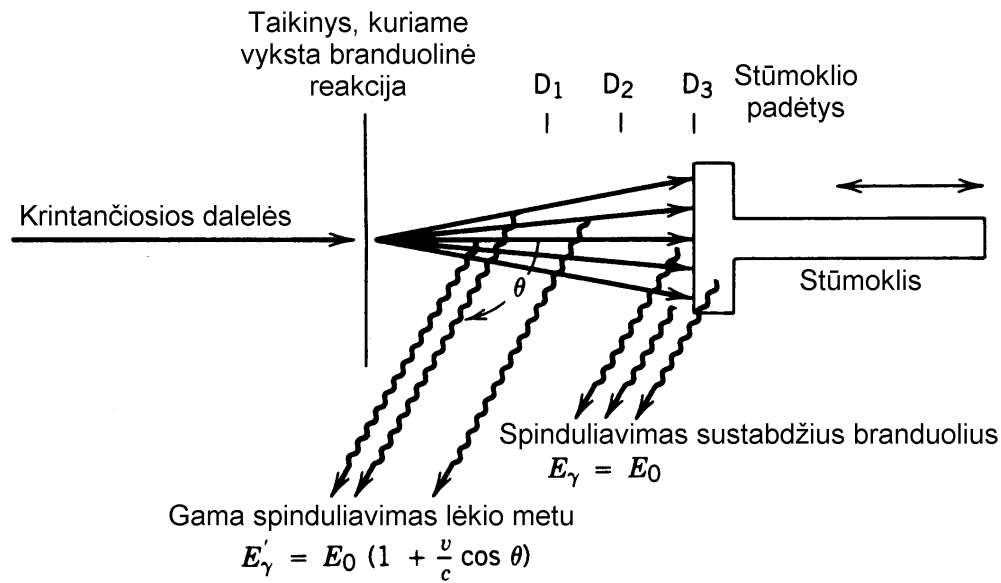
**11.3 pav.** Keitiklio „laikas-amplitudė“ išėjimo impulsų amplitudžių spektras, kai laiko tarpas tarp abiejų detektuojamų dalelių yra pastovus: (a) kai detektorius yra idealus; (b) realaus detektoriaus atveju. Dėl elektroninių triukšmų realaus detektoriaus tikrųjų sutapčių smailė yra platesnė. Jos plotis nusako laiko skyrą. Plotas 1 atitinka tikrųjų ir atsitiktinių sutapčių sumą. Plotas 2 atitinka atsitiktines sutaptis. 1 ir 2 plotų skirtumas atitinka tik tikrąsias sutaptis.



**11.4 pav.** Keitiklio „laikas-amplitudė“ išėjimo impulsų amplitudžių spektras, kai antroji detekuojama dalelė atsiranda dėl nestabilaus nuklido atsitiktinio skilimo. Šiuo atveju laiko tarpas tarp abiejų detekuojamų dalelių yra atsitiktinis, todėl spektras yra ištisinis. Jeigu nuklido gyvavimo trukmė nėra daug mažesnė už laikinę skyrą, tada keitiklio „laikas-amplitudė“ sutapčių spektre yra matoma eksponentinė sritis. (a) idealus detektorius; (b) realus detektorius



**11.5 pav.** Skilimo pusamžio matavimo uždelstųjų sutapčių metodu pavyzdys. Punktyrinė linija atitinka spektrą, kuris būtų gautas, jeigu abu detektuoti fotonai išlėktų vienu metu. Šio spektro plotis ties puse aukščio (angl. *full width at half maximum*, FWHM) – tai sistemos laikinė skyra (2 ns). Aproximavus tikrojo spektro eksponentinę sritį, gaunama pusamžio vertė 2,03 ns. Tai yra <sup>160</sup>Dy (disprozis, Z = 66) branduolio pirmosios sužadintosios būsenos (87 keV) gyvavimo pusamžis.



**11.6 pav.** Doplerio atatranksos metodo schema. Sužadinti atatranksos branduoliai spinduliuoja gama kvantus, kurie stebimi kampu  $\theta$  (branduolių sklidimo krypties atžvilgiu). Keičiant stūmoklio padėtį, keičiasi fotonų, kurie buvo išspinduliuoti branduolių laisvojo lėkio metu ir kurie buvo išspinduliuoti branduoliams sustojus, skaičių santykis. Pagal šio santykio vertes galima nustatyti duotosios sužadintosios būsenos vidutinę gyvavimo trukmę.

## 12. Dalelių greitintuvai

### 12.1. Įvadas

*Greitintuvas* – tai įrenginys, kuris naudojamas elektringųjų dalelių greitinimui ir jų nukreipimui į taikinį.

Greitintuvų klasifikavimas pagal energiją:

1. Mažos energijos greitintuvai (1–100 MeV). Paskirtis – branduolinių reakcijų ir branduolių sandaros tyrimas, medžiagų modifikavimas, medžiagų sudėties tyrimas.
2. Vidutinės energijos greitintuvai (100–1000 MeV). Paskirtis – branduolių sandaros ir branduolinės jėgos tyrimas.
3. Didelės energijos greitintuvai ( $> 1000$  MeV). Paskirtis – naujų dalelių kūrimas ir jų savybių tyrimas.

Pagrindinės greitintuvo dalys:

1. Elektringųjų dalelių šaltinis.
2. Elektrinis laukas dalelių greitinimui.
3. Fokusavimo elementai.
4. Dalelių pluošto kreiptuvai.
5. Taikinys.
6. Vakuomo kamera.
7. Dalelių detektavimo ir analizavimo įrenginiai.



## 12.2. Elektrostatiniai greitintuvai

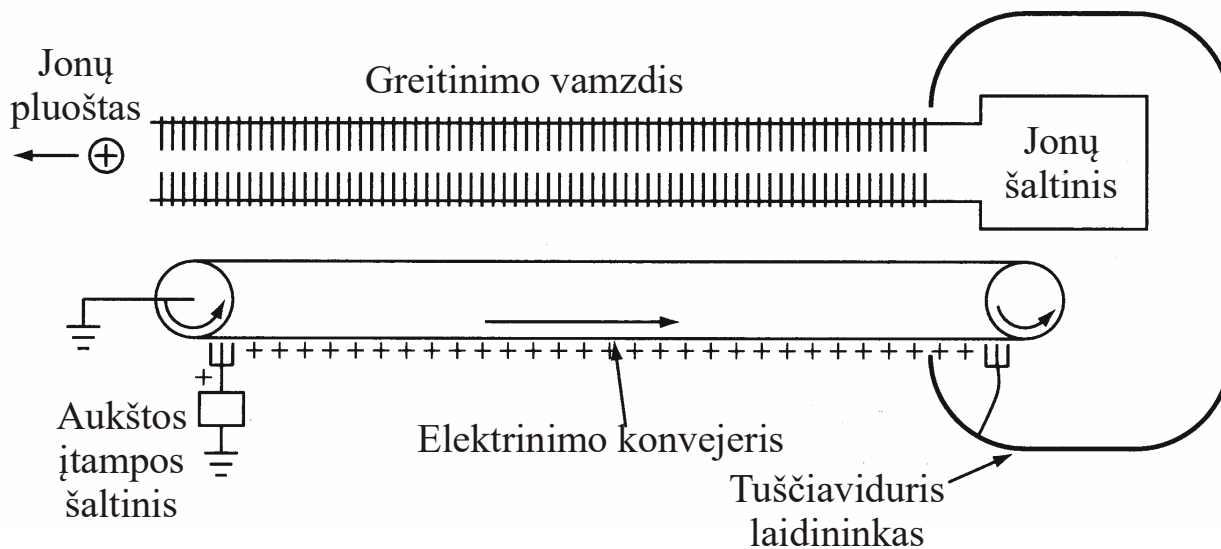
*Elektrostatiniame greitintuve* egzistuoja nuostovus elektrinis laukas, kurio potencialų skirtumas  $U$ . Kai elektringoji dalelė, kurios krūvis  $q$ , pereina šį potencialų skirtumą, ji įgyja energiją  $qU$ . Didžiausia pasiekiamą energija yra  $10^7$  V eilės.

Labiausiai paplitęs elektrostatinio greitintuvo tipas yra *Van de Grafo greitintuvas*. Jo veikimo principas remiasi tuo, kad, įdėjus įelektrintą kūną A tuščiavidurio laidininko B viduje ir sudarius elektrinį kontaktą tarp A ir B, visas elektros krūvis pereis iš A į B.

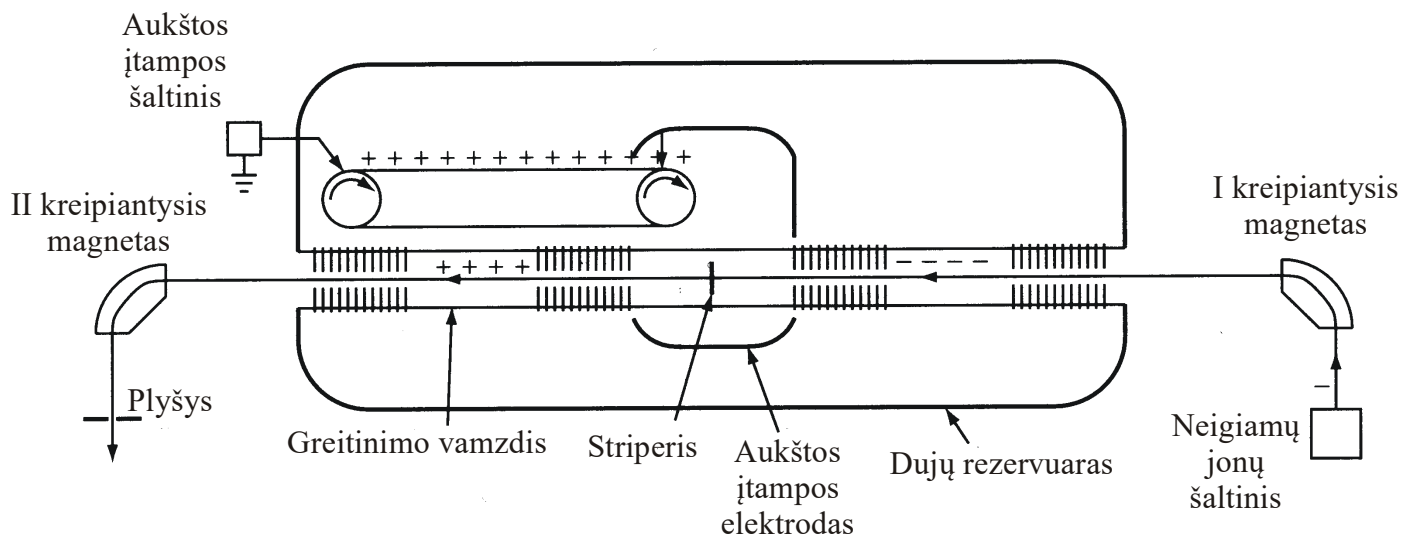
Izoliuoto laidininko potencialas:

$$U = Q/C,$$

čia  $Q$  yra laidininko krūvis, o  $C$  yra laidininko elektrinė talpa.



12.1 pav. Van de Grafo greitintuvo schema

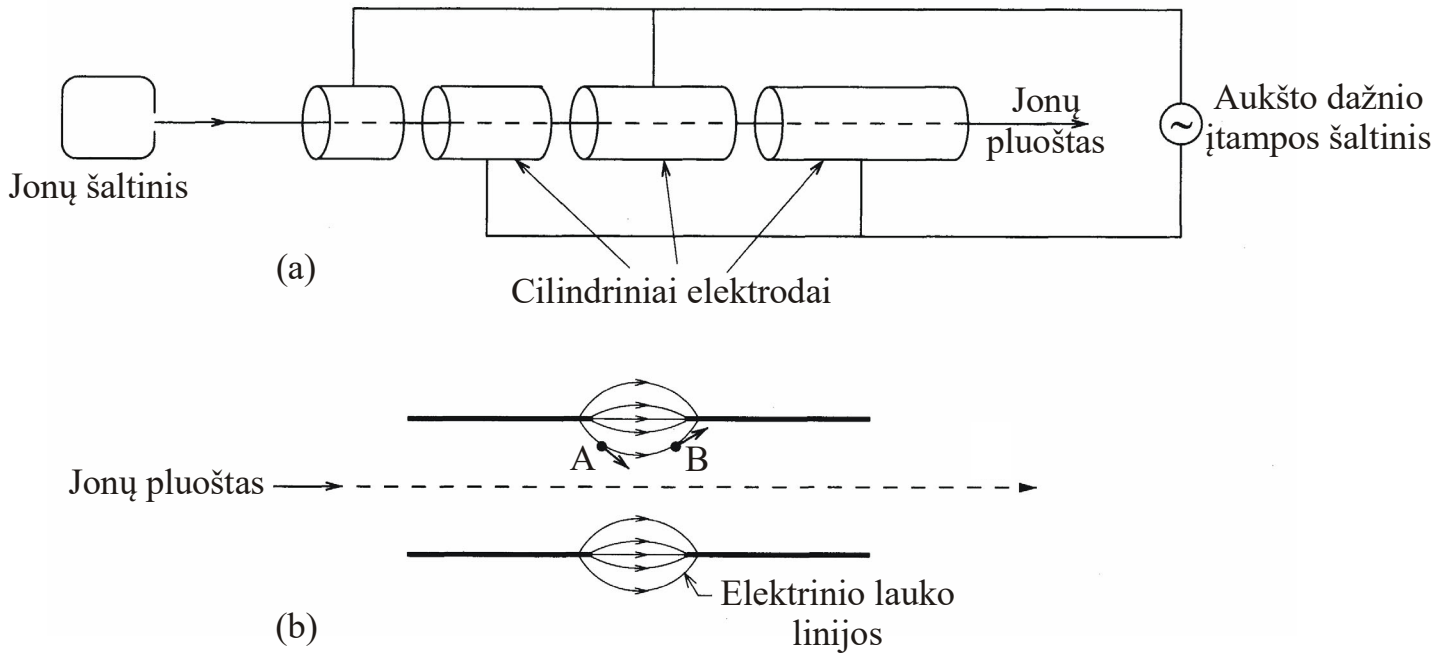


12.2 pav. Tandeminio Van de Grafo greitintuvo schema

Didžiausias iš šiuo metu naudojamų tandeminių Van de Grafo greitintuvų yra Ouk Ridžo (angl. *Oak Ridge*) nacionalinėje laboratorijoje (JAV). Šio greitintuvo ilgis yra maždaug 40 m. Jame sukuriama didesnė negu 20 MV įtampa, todėl greitinamųjų vienkrūvių jonų energija gali viršyti 40 MeV.

## 12.2. Tiesiniai rezonansiniai greitintuvai

**Tiesiniame rezonansiniame greitintuve** (dažniau vadinamame tiesiog **tiesiniu greitintuvu**) elektringosios dalelės juda tiesia trajektorija ir yra greitinamos aukšto dažnio kintamojo elektrinio lauko.



**12.3 pav.** (a) Tiesinio rezonansinio greitintuvo schema. (b) Fokusuojantis ir išfokusuojantis poveikis dalelėms tarp dviejų cilindrinėjų elektrodų. Rodyklės taškuose A ir B rodo kryptį elektrinės jėgos, kuri veikia teigiamą dalelę tuose taškuose

**Rezonanso sąlyga:** kad dalelė būtų greitinama, reikia, kad jos buvimo elektrodo viduje laikas būtų lygus pusei kintamos įtampos periodo.. Dalelės, kurios neatitinka rezonanso sąlygos, yra prarandamos. Todėl greitinamos dalelės yra suskaidytos į **dalelių telkinius**.

Rezonanso sąlygą galima užrašyti taip:

$$L_n = v_n T / 2,$$

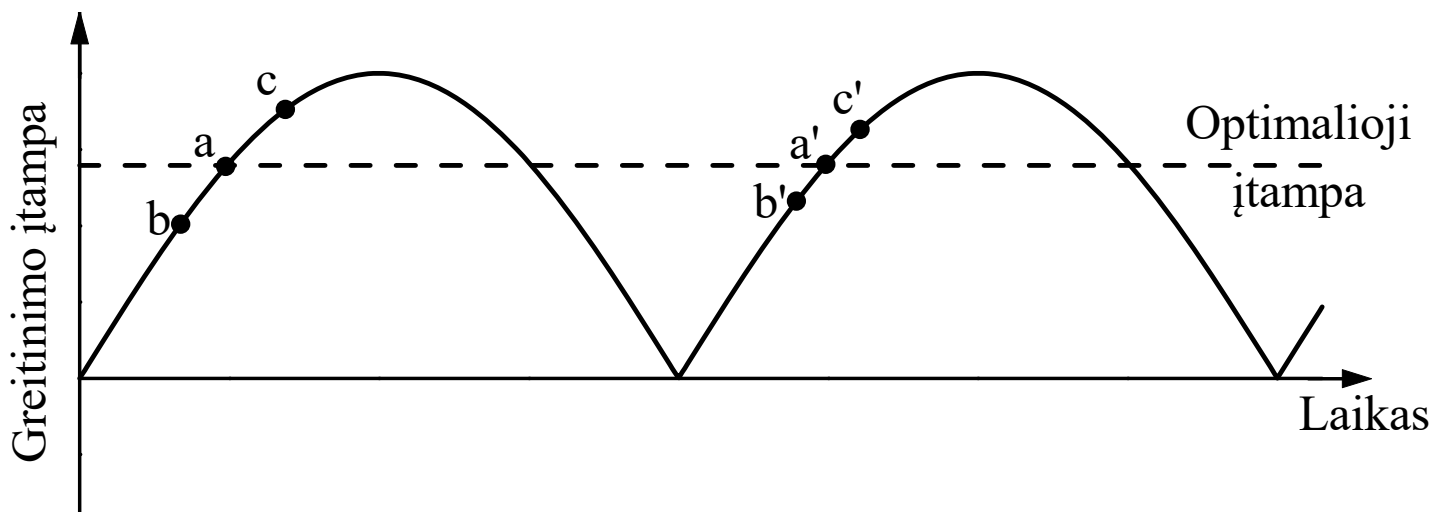
čia  $L_n$  yra  $n$ -tojo elektrodo ilgis,  $v_n$  yra dalelės greitis  $n$ -tajame elektrode, o  $T$  yra kintamosios įtampos periodas. Potencialų skirtumą tarp gretimų elektrodų, kai tarp jų pereina duotoji dalelė, žymėsime  $U_0$ . Jeigu dalelės krūvis lygus  $e$ , tada, dalelei perėjus  $n$  greitinimo tarpus, jos kinetinė energija bus lygi  $E_n = neU_0$ . Jeigu dalelė yra nereliatyvistinė, tada tą pačią energiją galima išreikšti šitaip:  $E_n = Mv_n^2 / 2$ , kur  $M$  yra dalelės masė. Taigi,

$$E_n = neU_0 = Mv_n^2 / 2.$$

Išreiškus  $v_n$  iš  $L_n$  išraiškos, įrašius į  $E_n$  išraišką ir išreiškus  $L_n$ , gaunama:

$$L_n = \left( \frac{neU_0}{2M} \right)^{1/2} T.$$

Optimaliai parinkus kintamosios įtampos dažnį, pasireiškia „autofazavimo“ efektas, kurio esmė yra ta, kad dalelės, kurių greitis  $n$ -tajame elektrode yra mažesnis už optimalųjį greitį  $v_n$ , yra greitintos labiau, o dalelės, kurių greitis yra didesnis už optimalų, yra greitintos mažiau.



**12.4 pav.** Autofazavimo efektas ir dalelių grupavimas į telkinius tiesiniame greitintuve. Dalelės, kurios pereina vieną tarpą tarp elektrodų laiko momentu  $a$ , pasiekia kitą tarpą esant tai pačiai greitinimo įtampos fazei (taške  $a'$ ). Dalelės, kurios pirmąjį tarpą pasiekė anksčiau (taškas  $b$ ), yra šiek tiek mažiau greitintos ir kitą tarpą pasiekia laiko momentu  $b'$ . Dalelės, kurios pirmąjį tarpą pasiekė vėliau (taškas  $c$ ), yra šiek tiek labiau pagreitintos ir kitą tarpą pasiekia laiko momentu  $c'$ .

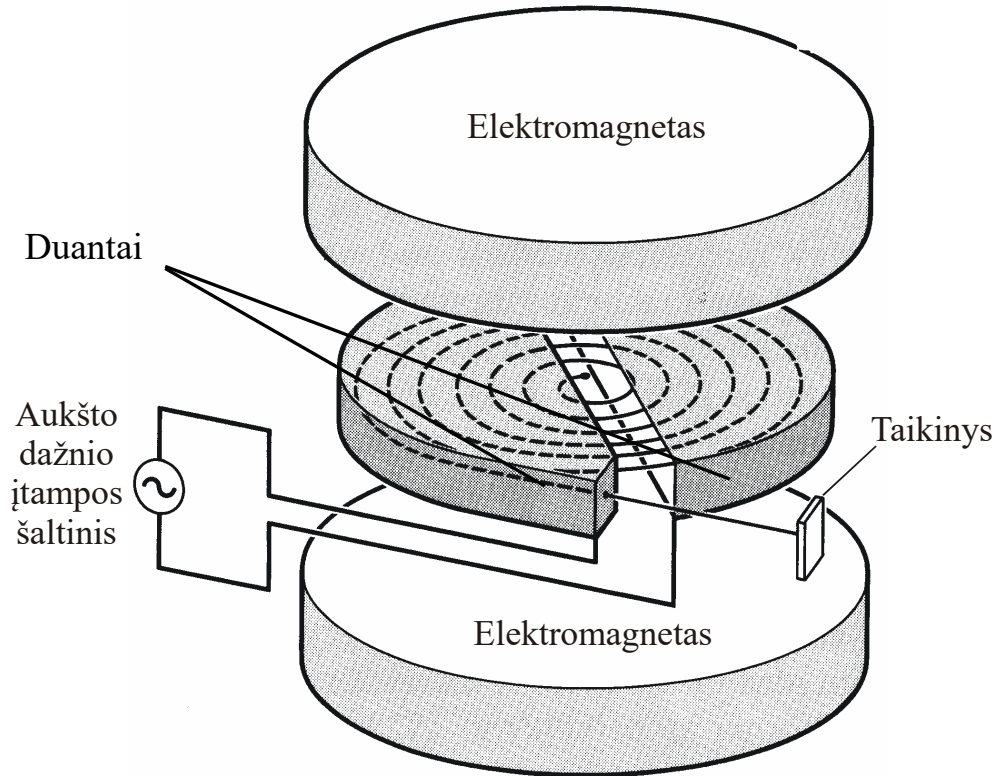
Pralekiant dalelėms tarpą tarp elektrodų, jos patiria radialųjį išfokusuojantį poveikį (t. y. dalelių pluoštas plėtėja). Todėl, kad pluoštas neišplistų radialiaja kryptimi, į elektrodus talpinami magnetiniai lęšiai.

Tiesiniai rezonansiniai greitintuvai gali generuoti didelės energijos ir didelės srovės ( $\sim 1$  mA) jonų bei elektronų pluoštus. Didžiausias elektronų tiesinis greitintuvas yra Stanforde (JAV). Jo ilgis yra maždaug 3 km. Šis greitintuvas generuoja 20 GeV energijos elektronų pluoštą, kurio srovė siekia 20 mA.

## 12.4. Cikliniai rezonansiniai greitintuvai

*Cikliniame rezonansiniame greitintuve* dalelės juda apytiksliai apskritomis trajektorijomis, daug kartų pereidamos vieną erdvės sritį, kurioje egzistuoja aukšto dažnio kintamasis elektrinis laukas. Dalelių trajektorijos formą lemia magnetinis laukas.

### 12.4.1. Klasikinis ciklotronas



**12.5 pav.** Klasikinio ciklotrono supaprastinta schema. Dalelės juda išsivyniojančia spirale nuo centro link išorės. Dalelės pagreitinamos kiekvieną kartą, kai jos pereina tarp duantų. Iš Lorencio jėgos bendrosios išraiškos ir II Niutono dėsnio išplaukia:

$$qvB = \frac{Mv^2}{r},$$

čia  $q$  yra dalelės krūvis,  $v$  yra jos greitis,  $B$  yra magnetinė indukcija,  $M$  yra dalelės masė,  $r$  yra trajektorijos spindulys. Todėl laikas, per kurį dalelė pereina vieną apskritimą (orbitą), yra lygus

$$t = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi M}{qB},$$

o dalelės orbitinis dažnis yra lygus

$$\nu_c = \frac{1}{t} = \frac{qB}{2\pi M}.$$

Šis dažnis vadinamas dalelės, kurios masė  $M$ , **ciklotroniniu dažniu** magnetinės indukcijos  $B$  magnetiniame lauke. Greitinimo įtampos dažnis  $\nu$  turi būti lygus ciklotroniniam dažniui:

$$\nu = \nu_c.$$

Ši lygybė – tai ciklotrono **rezonanso sąlyga**.

Dalelės greitis yra proporcingas spinduliui. Didžiausias greitis  $v_{\max}$  pasiekiamas esant didžiausiam trajektorijos spinduliui  $R$ :

$$v_{\max} = \frac{qBR}{M}.$$

Todėl didžiausioji kinetinė energija yra lygi

$$E = \frac{1}{2} M v_{\max}^2 = \frac{q^2 B^2 R^2}{2M}.$$

Pvz., jeigu  $B = 1,5 \text{ T}$  („T“ žymi teslą – magnetinės indukcijos vieneta), o  $R = 0,3 \text{ m}$ , tada protono didžiausioji energija yra lygi  $10 \text{ MeV}$ .

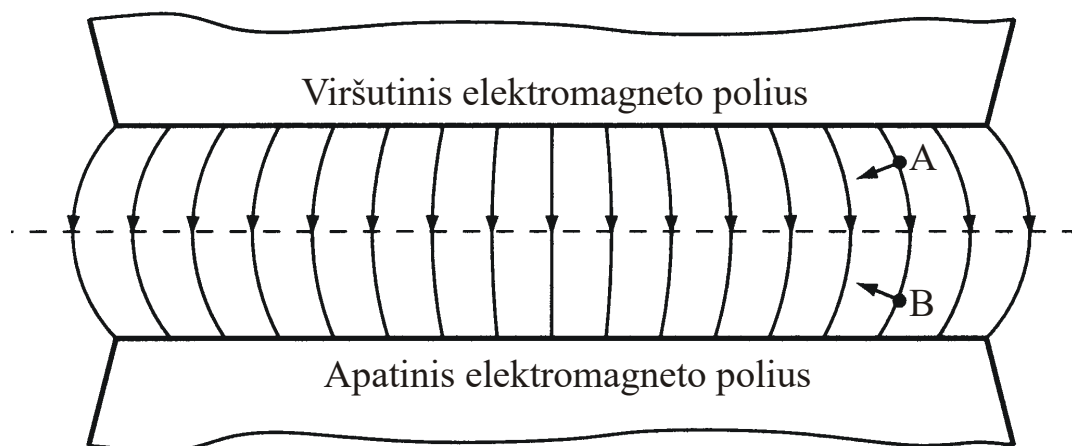
Idealiuoju atveju ciklotroninis dažnis turėtų būti konstanta. Tačiau iš tikro ciklotroninis dažnis mažėja didėjant  $r$ . Taip yra dėl dviejų priežasčių:

- 1) magnetinės indukcijos  $B$  mažėjimas, kai artėjama link ciklotrono krašto,
- 2) reliatyvistinis greitinamųjų dalelių masės  $M$  didėjimas.

Šie veiksniai apriboja didžiausią dalelių energiją, kurią įmanoma pasiekti naudojant klasikinį ciklotroną.

Klasikinio ciklotrono duantų spinduliai dažniausiai neviršija  $1 \text{ m}$ , o didžiausioji protonų ir  $\alpha$  dalelių kinetinė energija yra maždaug  $40 \text{ MeV}$ .

Nors magnetinio lauko silpnėjimas didėjant  $r$  vienu požiūriu yra nepageidaujamas (nes apriboja didžiausią pasiekiamą dalelių energiją), tačiau kitu požiūriu yra naudingas: dėl jo egzistuoja vertikalusis fokusavimas, t. y. dalelės sutelkiamos vienoje plokštumoje.

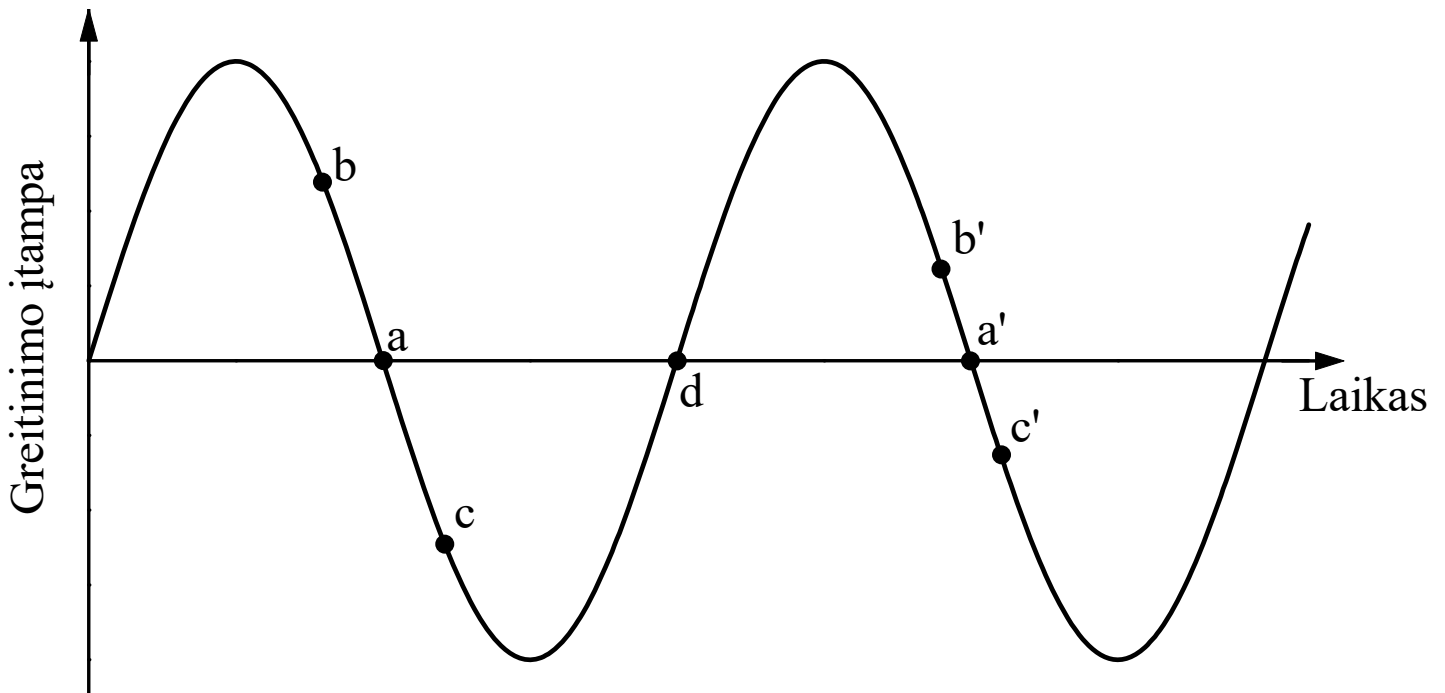


**12.6 pav.** Magnetinio lauko linijos klasikiniame ciklotrone. Magnetinio lauko stipris mažėja radialiaja kryptimi. Todėl magnetinio lauko linijos nėra tiksliai vertikalios. Dėl šio magnetinio lauko linijų užlinkimo Lorencio jėga įgyja vertikaliąją komponentę, kuri fokusuoja daleles vertikaliaja kryptimi

#### 12.4.2. Sinchrociklotronas

Vienas iš būdų pasiekti didesnę energiją naudojant ciklinį rezonansinį greitintuvą yra greitinimo įtampos dažnio keitimas („moduliavimas“). Kadangi orbitinis dažnis  $\nu_c$  mažėja didėjant trajektorijos spinduliui  $r$ , tai, kad nuolat galiotų rezonanso sąlyga, greitinimo įtampos dažnis  $\nu$  taip pat turi būti mažinamas. Toks ciklotronas vadinamas **sinchrociklotronu**.

Jeigu dažnių  $\nu$  ir  $\nu_c$  skirtumas nėra pernelyg didelis, tada greitinamosios dalelės pačios pereina į orbitą, kurioje  $\nu_c$  vertė svyruoja apie  $\nu$ , tačiau lieka apytiksliai lygi  $\nu$  (t. y. greitinimo įtampos dažnis  $\nu$  „užduoda“ orbitinį dažnį  $\nu_c$ , o ne atvirkščiai). Taip yra dėl vadinamojo **fazės stabilumo** reiškinio.



**12.7 pav.** Fazės stabilumas sinchrociklotrone. Dalelės, kurios pasiekia greitinimo tarpą per anksti (taškas b), yra pagreitinamos, todėl jų masė, apsisukimo spindulys ir periodas padidėja ir jos pri-artėja prie dalelių, kurios juda sinchronine orbita (taškai a, a'). Dalelės, kurios pasiekia greitinimo tarpą per vėlai (taškas c), yra sulėtinamos, todėl jų masė, apsisukimo spindulys ir periodas sumažėja ir jos taip pat priartėja prie dalelių, kurios juda sinchronine orbita. Taškas d yra destabilizavimo taškas: dalelių, kurios pereina greitinimo tarpą prieš laiko momentą d, apsisukimo periodas yra sumažinamas (todėl kito perėjimo metu jos dar labiau aplenkia sinchronine orbita judančias daleles), o dalelių, kurios pereina greitinimo tarpą po laiko momento d, apsisukimo periodas yra padidinamas

Jeigu greitinimo įtampos dažnis yra iš lėto mažinamas, tada sinchroninės orbitos spindulys didėja. Mažėjant dažniui, kiekviena dalelė, lėkdama pro greitinimo tarpą, atsiduria aplenkimo padėtyje (pvz., 12.7 pav. atveju – taške b). Tos dalelės yra vienu metu greitinamos ir sutelkiamos į telkinius.

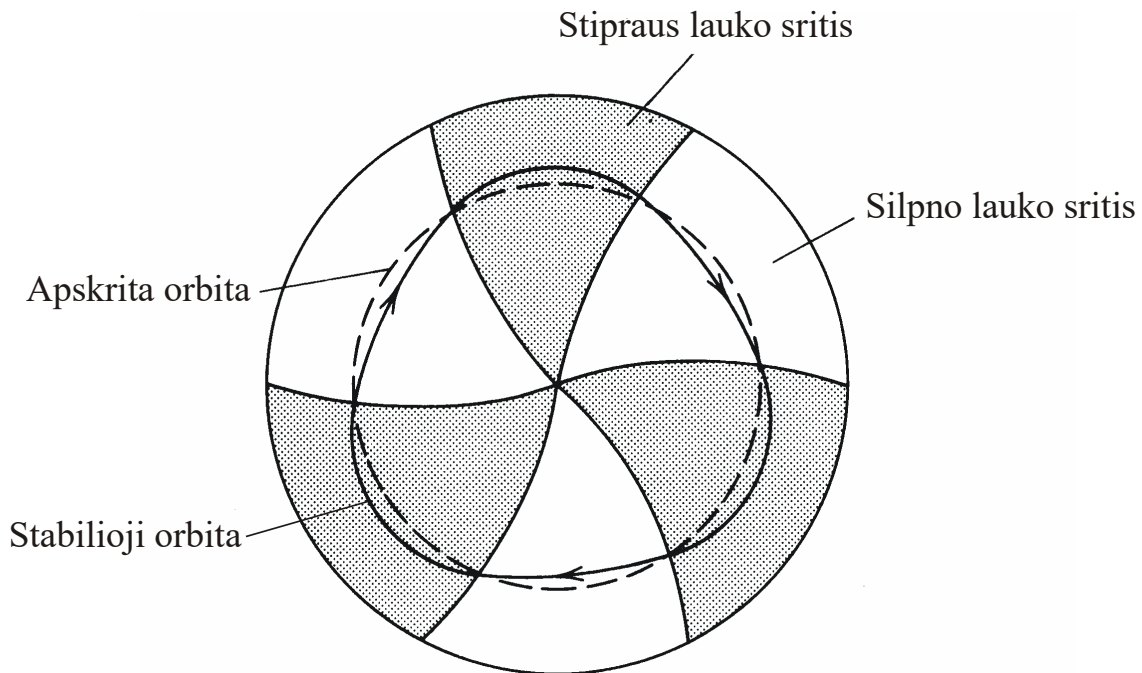
Orbitų skaičius sinchrociklotrone yra daug didesnis už orbitų skaičių klasikiniame ciklotrone. Tipiško sinchrociklotrono, pvz., tokio, kuris yra Berklyje (JAV), greitinimo įtampos dažnis keičiamas nuo 36 MHz iki 18 MHz, o moduliavimo dažnis lygus 64 Hz. Taigi, šio sinchrociklotrono atveju orbitų skaičius yra  $10^5$  eilės. Berklio sinchrociklotronas yra didžiausios energijos sinchrociklotronas. Jis greitina protonus iki 740 MeV energijos, magnetinio lauko stipris jame yra 2,3 T, o vidutinė protonų srovė yra 0,1  $\mu$ A eilės. Šio sinchrociklotrono skersmuo yra maždaug 4 m.

Sinchrociklotrono pagrindiniai trūkumai yra greitinamųjų dalelių srovės impulsinis pobūdis (dėl dalelių grupavimo į telkinius) ir maža vidutinė srovė. Šių trūkumų neturi aprašyti izochroniniai ciklotronai.

### 12.4.3. *Izochroninis ciklotronas*

Kitas būdas užtikrinti rezonanso sąlygą, net ir esant reliatyvistiniams dalelių greičiams – tai priklausantis nuo  $r$  magnetinis laukas (esant pastoviam greitinimo įtampos dažniui  $\nu$ ). Kad ciklotroninis dažnis  $\nu_c$  liktų pastovus didėjant dalelių greičiui  $v$  ir reliatyvistinei masei  $M$ , reikia, kad magnetinis laukas stiprėtų didėjant  $r$ . Tokie ciklotronai vadinami ***izochroniniais ciklotronais***.

Iš klasikinio ciklotrono aptarimo žinome, kad magnetinio lauko silpnėjimas didėjant orbitos spinduliui sąlygoja vertikalųjį fokusavimą. Atitinkamai, magnetinio lauko stiprėjimas didėjant  $r$  sąlygoja priešingą efektą – vertikalų išfokusavimą. Tam, kad atkurti fokusavimą, magnetinio lauko sritis padalijama į stipraus ir silpno lauko sritis. Toks izochroninis ciklotronas vadinamas ***azimutinio lauko kitimo ciklotronu*** (ALK) arba „sektorinio lauko ciklotronu“.



**12.8 pav.** Stipraus ir silpno magnetinio lauko sritys azimutinio lauko kitimo ciklotrone

Šiuolaikiniai ALK ciklotronai gali pagreitinti protonus beveik iki 1 GeV ir generuoti labai intensyvius dalelių pluoštus (srovė gali būti didesnė už 1 mA). Tačiau visų ciklotronų pagrindinis trūkumas yra tas, kad dalelių energijų didinimas yra susijęs su vis didesnių magnetų panaudojimu.

Dalelių galutinės energijos ir ciklotrono spindulio sąryšis išvedamas remiantis ta pačia pradine lygtimi, kaip ir klasikinio ciklotrono analizėje, t. y. teiginiu, kad dalelę veikianti Lorencio jėga yra lygi dalelės masės ir įcentrinio pagreičio sandaugai (II Niutono dėsnis):

$$qvB = \frac{Mv^2}{r}.$$

Į šią lygybę įrašius reliatyvistinės masės išraišką

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

kur  $\beta = v/c$ , ir pakėlus kvadratu gaunama lygybė

$$\left( \frac{Brq}{M_0c} \right)^2 = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}.$$

Iš čia išreiškus  $\beta^2$  ir įrašius į masės išraišką, gaunama dalelės reliatyvistinės masės išraiška trajektorijos spinduliu  $r$ :

$$M = M_0 \sqrt{1 + \left( \frac{Brq}{M_0 c} \right)^2}$$

Reliatyvistinės dalelės kinetinė energija yra lygi

$$E = Mc^2 - M_0 c^2 = M_0 c^2 \left( \sqrt{1 + \left( \frac{Brq}{M_0 c} \right)^2} - 1 \right)$$

Esant ypač dideliame dalelės greičiui, kai  $1 - \beta^2 \ll 1$ , antrasis dėmuo po šaknies ženklų yra daug didesnis už vienetą. Tada gauname:

$$E \approx Brqc.$$

Vadinasi, šiuo atveju dalelės trajektorijos spindulys yra proporcingas jos kinetinei energijai ir atvirkščiai proporcingas magnetinei indukcijai:

$$r \approx \frac{E}{Bqc}.$$

Norint pagreitinti protonus iki  $10^{13}$  eV energijos, kai  $B = 10$  T, orbitos spindulys turėtų būti lygus maždaug 3 km. Tokių didelių matmenų vientiso elektromagneto pagaminti neįmanoma. Todėl ypač didelių energijų dalelių greitinimui naudojami kitokio tipo cikliniai rezonansiniai greitintuvai – sinchrotronai.

#### 12.4.4. Sinchrotronas

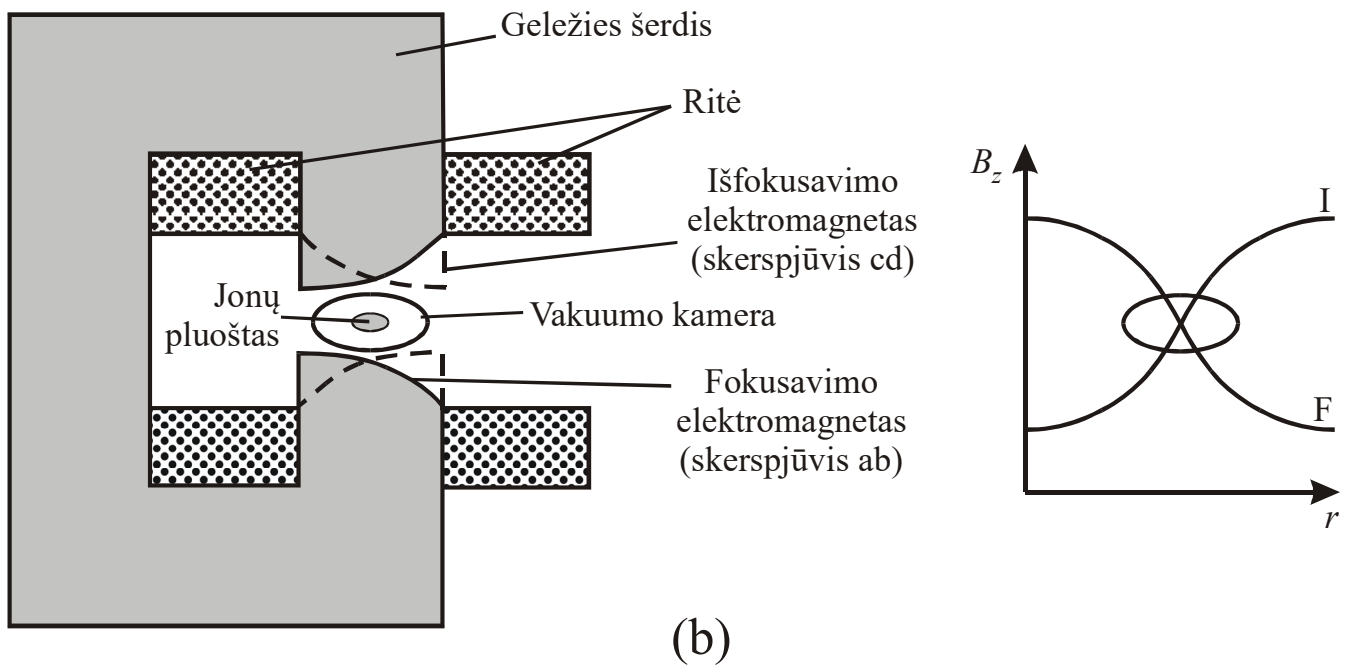
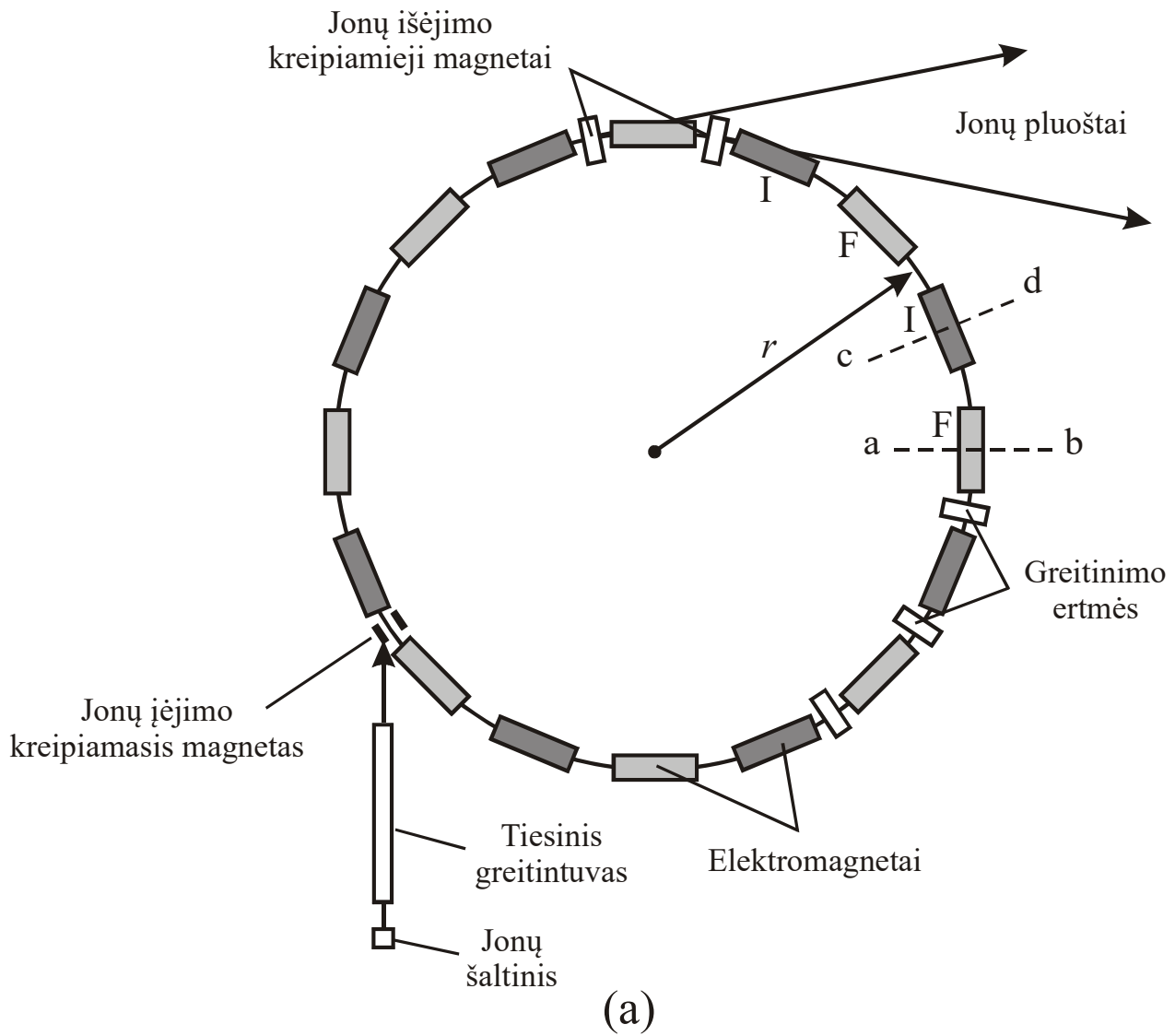
Pagrindinė *sinchrotrono* ypatybė yra ta, kad greitinimo metu dalelės juda beveik pastovaus spindulio orbita (o ne išsivyniojančia spirale, kaip kito tipo ciklotronuose). Todėl magnetinį lauką pakanka sukurti tik ties įrenginio perimetru, o ne visame orbitos plote. Kad užtikrinti pastovų orbitos spindulį  $r$ , magnetinę indukciją  $B$  ir orbitinį dažnį  $\nu$  reikia vienu metu keisti laike. Sąryšis tarp  $\nu$  ir  $B$ , atitinkantis duotą  $r$ , gaunamas, įrašius reliatyvistinę masės išraišką į bendrąją ciklotrono orbitinio dažnio išraišką:

$$\nu = \frac{qB}{2\pi M} = \frac{qBc}{2\pi \sqrt{q^2 r^2 B^2 + M_0^2 c^2}}.$$

Dalelių pluošto fokusavimui yra naudojami pakaitomis išdėstyti dviejų tipų žiediniai magnetai. Vienos rūšies magnetų magnetinis laukas stiprėja didėjant  $r$  (toks laukas išfokusuoja vertikalia kryptimi, tačiau fokusuoja radialiaja kryptimi), o kitos rūšies magnetų laukas silpnėja didėjant  $r$  (toks magnetinis laukas fokusuoja vertikalia kryptimi, tačiau išfokusuoja radialiaja kryptimi).

Iš šiuo metu veikiančių sinchrotronų didžiausios energijos protonai gaunami Europos elementariųjų dalelių fizikos laboratorijos (CERN) didžiajame hadronų greitintuve (angl. *large hadron collider*, LHC). Šiuo metu, naudojant tą greitintuvą, pasiekta 3,5 GeV protonų energija, tačiau 2014 m. planuojama pasiekti 7 GeV energiją. Šio greitintuvo skersmuo yra 8,6 km (perimetro ilgis 27 km). Didžiausios energijos elektronų sinchrotronas taip pat yra CERN; juo gaunami 50 GeV energijos elektronai.





**12.9 pav.** (a) Sinchrotrono schema. F ir I yra vertikaliosios fokusavimo ir išfokusavimo elektromagnetai. (b) F ir I magnetų šerđių skerspjūviai ir magnetinės indukcijos priklausomybės nuo orbitos spindulio  $r$

## 12.5. Priešiniai dalelių pluoštai

**Reakcijos šiluma**  $Q$  – tai pirminių dalelių pilnutinės rimties energijos ir antrinių dalelių pilnutinės rimties energijos skirtumas. Jeigu prieš reakciją yra dvi dalelės, tada reakcijos šilumos bendroji išraiška yra

$$Q = (m_{01} + m_{02} - m'_{01} - m'_{02} - \dots - m'_{0n})c^2.$$

Pagal judesio kiekio tvermės dėsnį po susidūrimo masės centras turi judėti tokiu pačiu greičiu kaip ir prieš susidūrimą. Kinetinės energijos dalis, kuri susijusi su masės centro judėjimu, negali būti panaudota naujų dalelių kūrimui. Likusioji energija vadinama **susidūrimo energija**: tai yra susiduriančių dalelių pilnutinė kinetinė energija *masės centro sistemoje*. Susidūrimo energija – tai energijos kiekis, kuris gali būti panaudotas naujų dalelių kūrimui.

Jeigu pirmosios dalelės kinetinė energija  $E_k$  yra daug didesnė už abiejų sąveikaujančių dalelių rimties energijas ( $E_k \gg m_{01}c^2$ ,  $E_k \gg m_{02}c^2$ , kur  $m_{01}$  ir  $m_{02}$  yra abiejų dalelių rimties masės), o antroji dalelė nejuda, tada susidūrimo energija  $E_a$  yra

$$E_a \approx \sqrt{2m_{02}c^2 E_k} = E_k \sqrt{\frac{2m_{02}c^2}{E_k}} \ll E_k.$$

Naujų dalelių kūrimo reakcijos yra endoterminės, t. y. jų šiluma yra neigiama ( $Q < 0$ ). Endoterminės **reakcijos slenksčiu** vadinama mažiausia pirminių dalelių kinetinė energija, kuriai esant, reakcija tampa energiška galima. Masės centro sistemoje reakcijos slenkstis yra  $|Q|$ . Kai masės centro sistemoje pirminių dalelių kinetinė energija yra lygi reakcijos slenksčiui, visų antrinių dalelių kinetinė energija yra lygi nuliui (t. y. tada masės centro sistemoje antrinės dalelės nejuda). Kitose atskaitos sistemose reakcijos slenkstis yra didesnis už  $|Q|$ . Toliau išvesta reakcijos slenksčio išraiška nejudamo taikinio atveju.

Reliatyvistiniai energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai, kai prieš reakciją yra dvi dalelės, iš kurių antroji nejuda:

$$E_1 + m_{02}c^2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n,$$

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \dots + \mathbf{p}'_n.$$

Padaliję abi pirmosios lygties puses iš  $c$ , o paskui pakėlę kvadratu abi lygtis ir atėmę jas vieną iš kitos, gauname:

$$\left(\frac{E_1}{c} + m_{02}c\right)^2 - \mathbf{p}_1^2 = \left(\frac{1}{c} \sum_{i=1}^n E'_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \mathbf{p}'_i\right)^2.$$

Pagal reliatyvumo teoriją šios lygybės dešiniojoje pusėje esantis dydis yra vienodas visose inercinėse atskaitos sistemose. Todėl ta lygybė liks galioti išreiškus antrinių dalelių energijas ir judesio kiekius masės centro sistemoje. Tarkime, kad laboratorinėje atskaitos sistemoje krintančiosios dalelės kinetinė energija yra lygi reakcijos slenksčiui  $E_{sl}$ . Tada masės centro sistemoje antrinės dalelės nejuda. Vadinasi, ties reakcijos slenksčiu

$$\left(\frac{E_{sl}}{c} + m_{01}c + m_{02}c\right)^2 - \mathbf{p}_1^2 = \left(\sum_{i=1}^n m'_{0i}c\right)^2, \quad (I)$$

$\mathbf{p}_1^2$  išreiškiamas iš bendrojo reliatyvistinio energijos ir impulso sąryšio:

$$\frac{E_1}{c} = \sqrt{(m_{01}c)^2 + \mathbf{p}_1^2}.$$

$$\mathbf{p}_1^2 = \left(\frac{E_1}{c}\right)^2 - (m_{01}c)^2 = \left(\frac{E_{sl}}{c} + m_{01}c\right)^2 - (m_{01}c)^2 = \left(\frac{E_{sl}}{c}\right)^2 + 2m_{01}E_{sl}.$$

Irašius į (I) lygtį ir išreiškus  $E_{sl}$ ,

$$E_{sl} = \frac{c^2}{2m_{02}} \left[ \left( \sum_{i=1}^n m'_{0i} \right)^2 - (m_{01} + m_{02})^2 \right] = \frac{c^2}{2m_{02}} \left( \sum_{i=1}^n m'_{0i} - m_{01} - m_{02} \right) \cdot \left( \sum_{i=1}^n m'_{0i} + m_{01} + m_{02} \right).$$

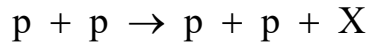
Pasinaudojus reakcijos šilumos išraiška, pastarąją lygybę galima užrašyti šitaip:

$$E_{sl} = |Q| \frac{m_{01} + m_{02} + \sum_{i=1}^n m'_{0i}}{2m_{02}}$$

arba

$$E_{sl} = \frac{|Q|}{2m_{02}} \left[ 2m_{01} + 2m_{02} + \left( \sum_{i=1}^n m'_{0i} - m_{01} - m_{02} \right) \right] = |Q| \left( 1 + \frac{m_{01}}{m_{02}} + \frac{|Q|}{2m_{02}c^2} \right).$$

Pavyzdys:



$$E_{sl} = m_{0X}c^2 \frac{4m_{0p} + m_{0X}}{2m_{0p}} = m_{0X}c^2 \left( 2 + \frac{m_{0X}}{2m_{0p}} \right)$$

Santykinė dalis energijos, kuri išekvojama naujų dalelių „X“ kūrimui:

$$\frac{m_{0X}c^2}{E_{sl}} = \left( 2 + \frac{m_{0X}}{2m_{0p}} \right)^{-1}$$

Pvz., jeigu „X“ reiškia protono ir antiprotono porą ( $p + \bar{p}$ ), tada  $m_{0X} = 2m_{0p}$ , todėl

$$E_{sl} = 3m_{0X}c^2 = 6m_{0p}c^2 = 5,63 \text{ GeV},$$

$$\frac{m_{0X}c^2}{E_{sl}} = \left( 2 + \frac{m_{0X}}{2m_{0p}} \right)^{-1}$$

Jeigu X yra vienas iš silpnosios sąveikos tarpininkų (W arba Z bozonas), kurių rimties energija yra artima 90 GeV, tada

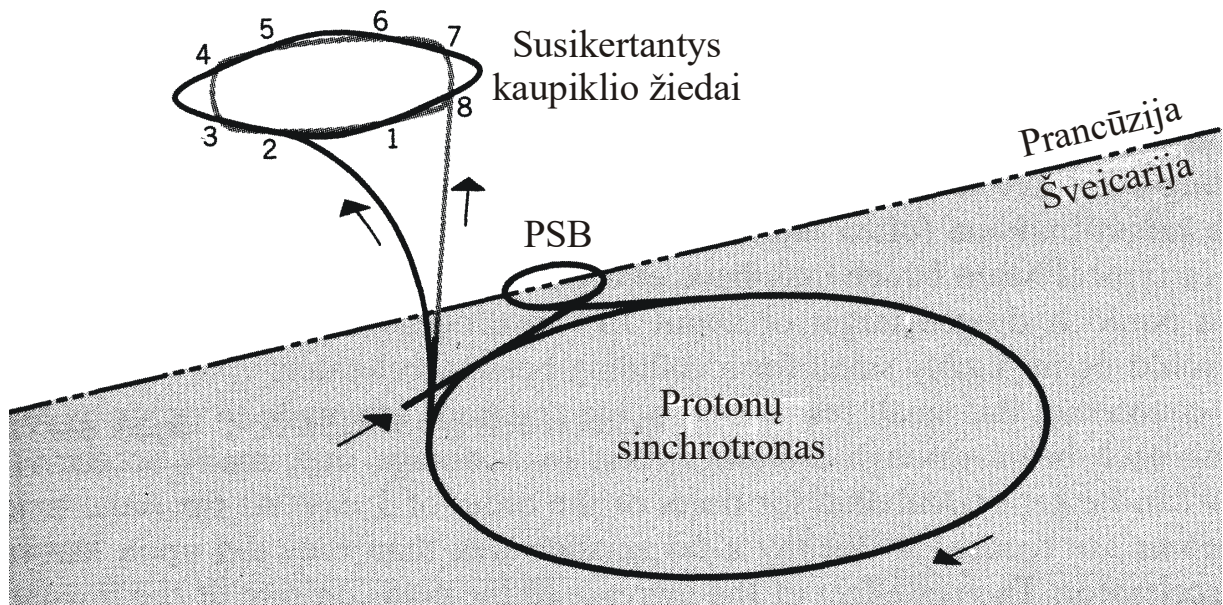
$$\begin{aligned} E_{sl} &= 4500 \text{ GeV}, \\ m_Xc^2 / E_{sl} &= 90 / 4500 = 1 / 50. \end{aligned}$$

Jeigu  $m_{0X} \gg m_{0p}$ , tada  $E_{sl} \sim m_{0X}^2$ .

Dėl šių priežasčių naujų dalelių kūrimui naudojami **priešinių dalelių pluoštų greitintuvai**, kuriuose susiduria du vienodo judesio kiekio priešingomis kryptimis sklindančių dalelių pluoštai. Tada laboratorinėje atskaitos sistemoje sąveikaujančių dalelių masės centras nejuda, t. y. laboratorinė atskaitos sistema sutampa su masės centro sistema, kurioje reakcijos slenkstis yra lygus reakcijos šilumos moduliui  $|Q|$ . Pvz., 90 GeV rimties energijos dalelę galima sukurti naudojant du priešinius 45 GeV energijos protonų pluoštus.

Siekiant padidinti reakcijos spartą, įgreitintų dalelių priešiniai pluoštai perleidžiami pro kaupiklio žiedus, kuriuose dalelės gali cirkuliuoti daugelį valandų. Be to, tuose žieduose pluoštai yra fokusuojami.

Vienas iš veiksmų, dėl kurių pluoštas išsifokusuoja, yra protonų tarpusavio susidūrimai dėl betvarkio šiluminio judėjimo. „Stochastinis aušinimas“ – tai betvarkio judėjimo sumažinimo metodas, kuris remiasi neigiamuoju grįžtamoju ryšiu tarp greitinamų dalelių šiluminio judėjimo ir jas veikiančio elektromagnetinio lauko: bet koks išfokusuojantis dalelių judėjimas sukelia tokį lauko pokytį, kad tas judėjimas būtų mažesnis.



**12.10 pav.** Ankstyvojo CERN priešinių pluoštų greitintuvo schema. Protonai cirkuliuoja priešingomis kryptimis 300 m skersmens susikertančiuose kaupiklio žieduose. Protonų pluoštai susiduria aštuoniuose taškuose

## 13. Branduolio fizikos metodų taikymai tiriant medžiagų sudėtį

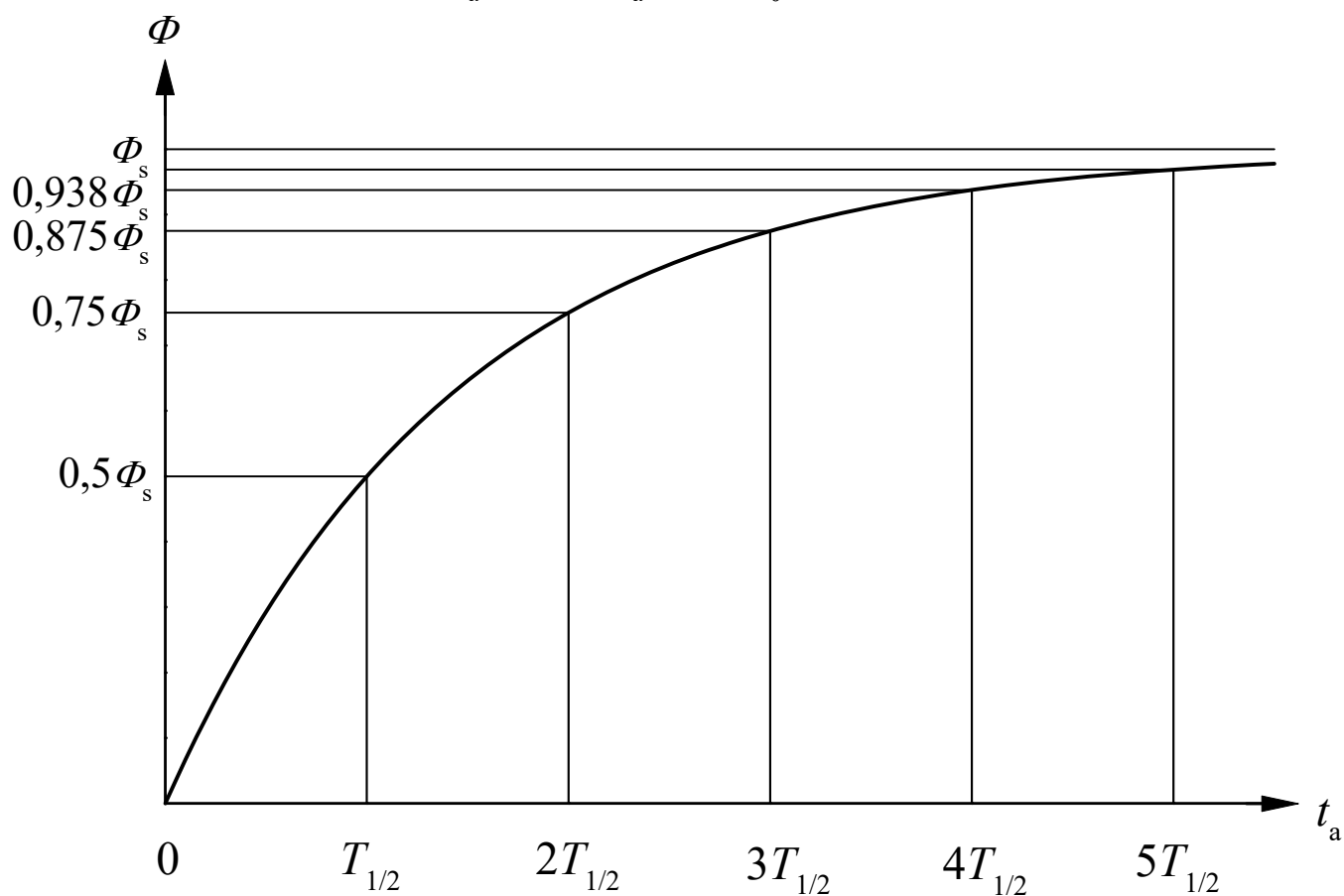
### 13.1. Neutronų aktyvacinė analizė

Radioaktyviųjų atomų mažus kiekius galima išmatuoti matuojant jų skleidžiamą spinduliuotę. Todėl vienas iš praktinių cheminio elemento kiekio matavimo metodų yra toks:

- 1) žinoma dalis to elemento branduolių padaromi radioaktyviais;
- 2) bandinio spinduliuotėje išskiriamos dalelės, kurias skleidžia tie branduoliai;
- 3) pagal tų dalelių skaičių nustatomas cheminio elemento kiekis.

Vienas iš medžiagos aktyvavimo fizikinių mechanizmų yra spinduliuojamojo neutrono pagavimo reakcija. Toks cheminės sudėties tyrimo metodas vadinamas *neutronų aktyvacine analize*.

$$\Phi(t_a) = \lambda N(t_a) = \sigma N_0 j (1 - e^{-\lambda t_a})$$

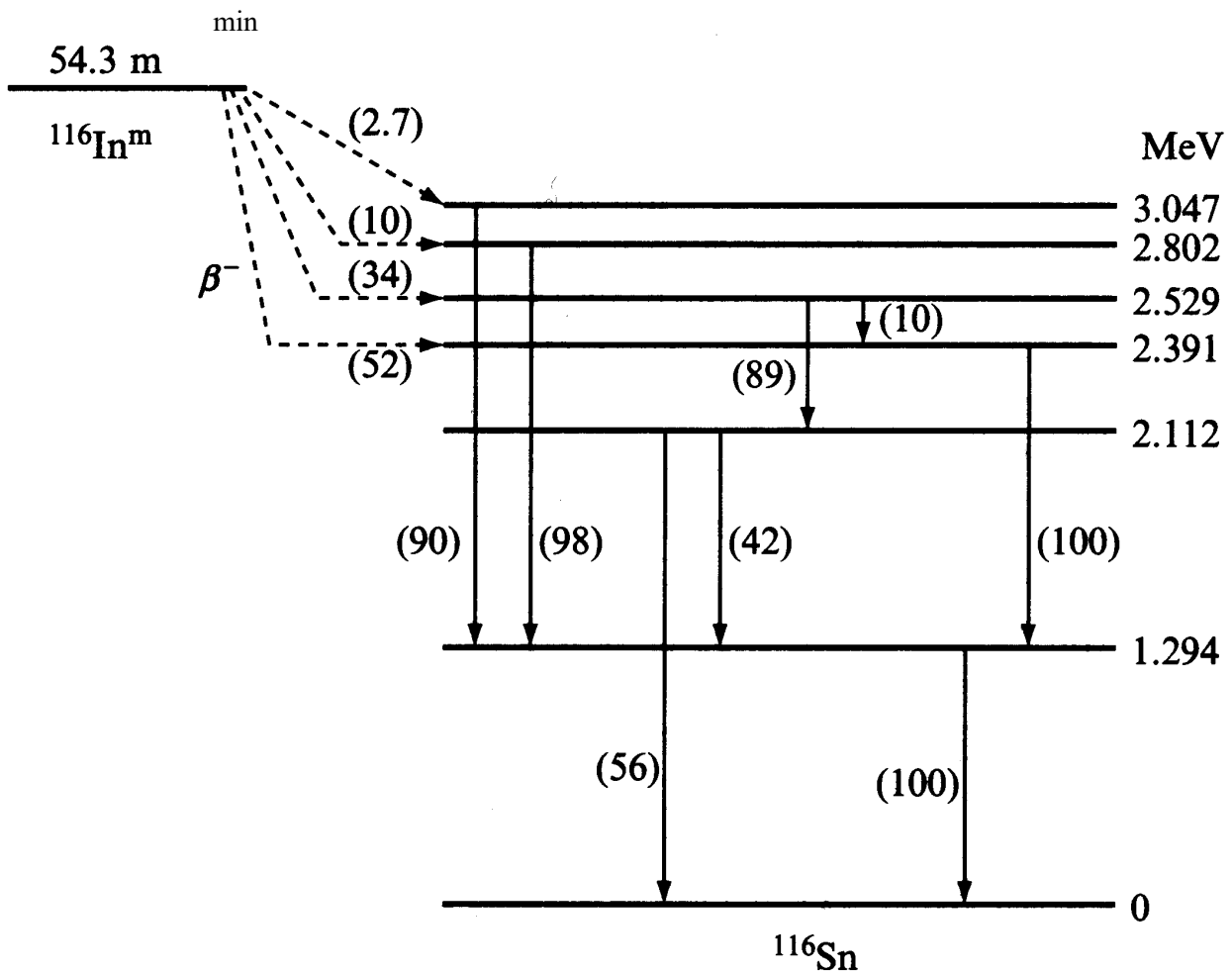


**13.1 pav.** Aktyvacijos kreivė  $\Phi = \Phi_s(1 - e^{-\lambda t_a})$ .  $t_a$  – aktyvinimo trukmė,  $\Phi$  – bandinio aktyvumas,  $\Phi_s$  – soties aktyvumas,  $\lambda$  – skilimo konstanta,  $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$  – pusamžis

Per matavimo laiką  $t_m$  detektuotų dalelių skaičius:

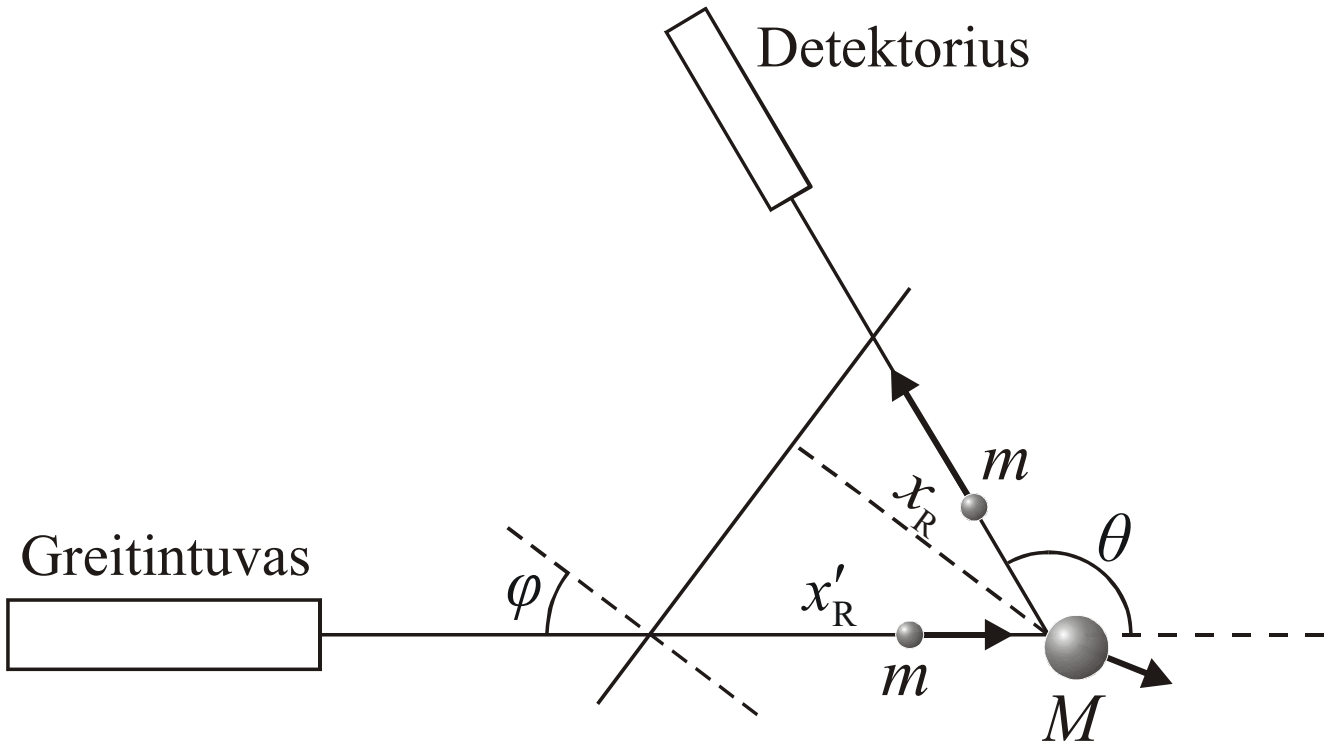
$$N_c = \frac{\sigma N_0 j}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_{tr}} (1 - e^{-\lambda t_m}) f \varepsilon$$

Čia  $t_{tr}$  yra transportavimo trukmė (po aktyvinimo)



13.2 pav.  $^{116}\text{In}$ , kuris susidaro apšaudant neutronais  $^{115}\text{In}$ , skilimo schema

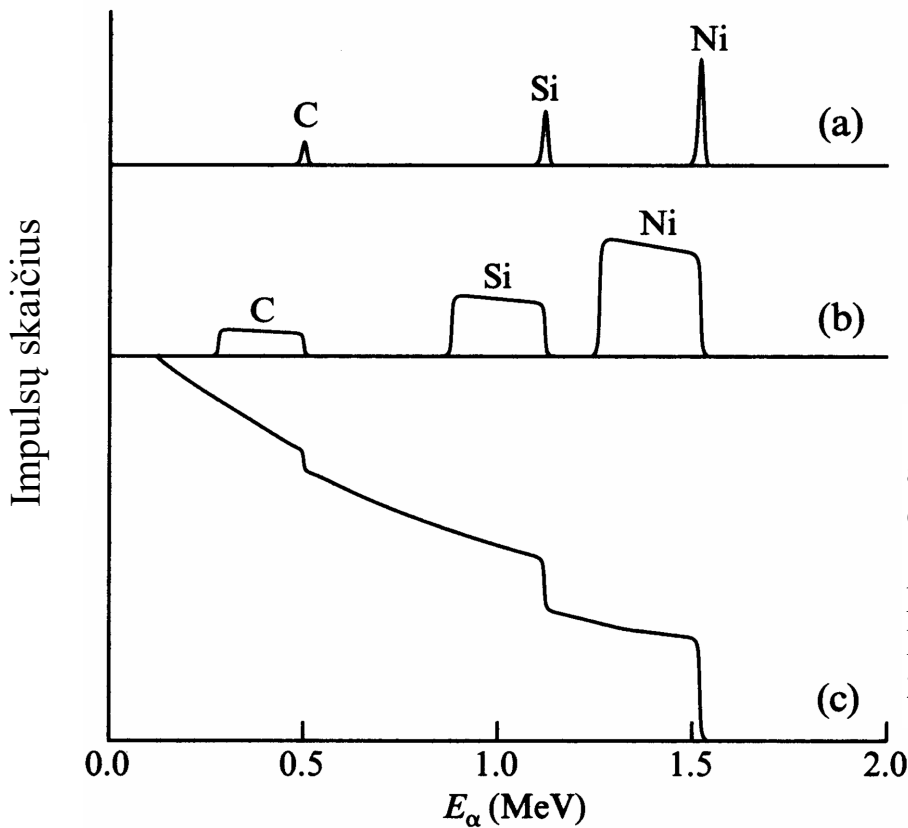
### 13.2. Rezerfordo atgalinė sklaida



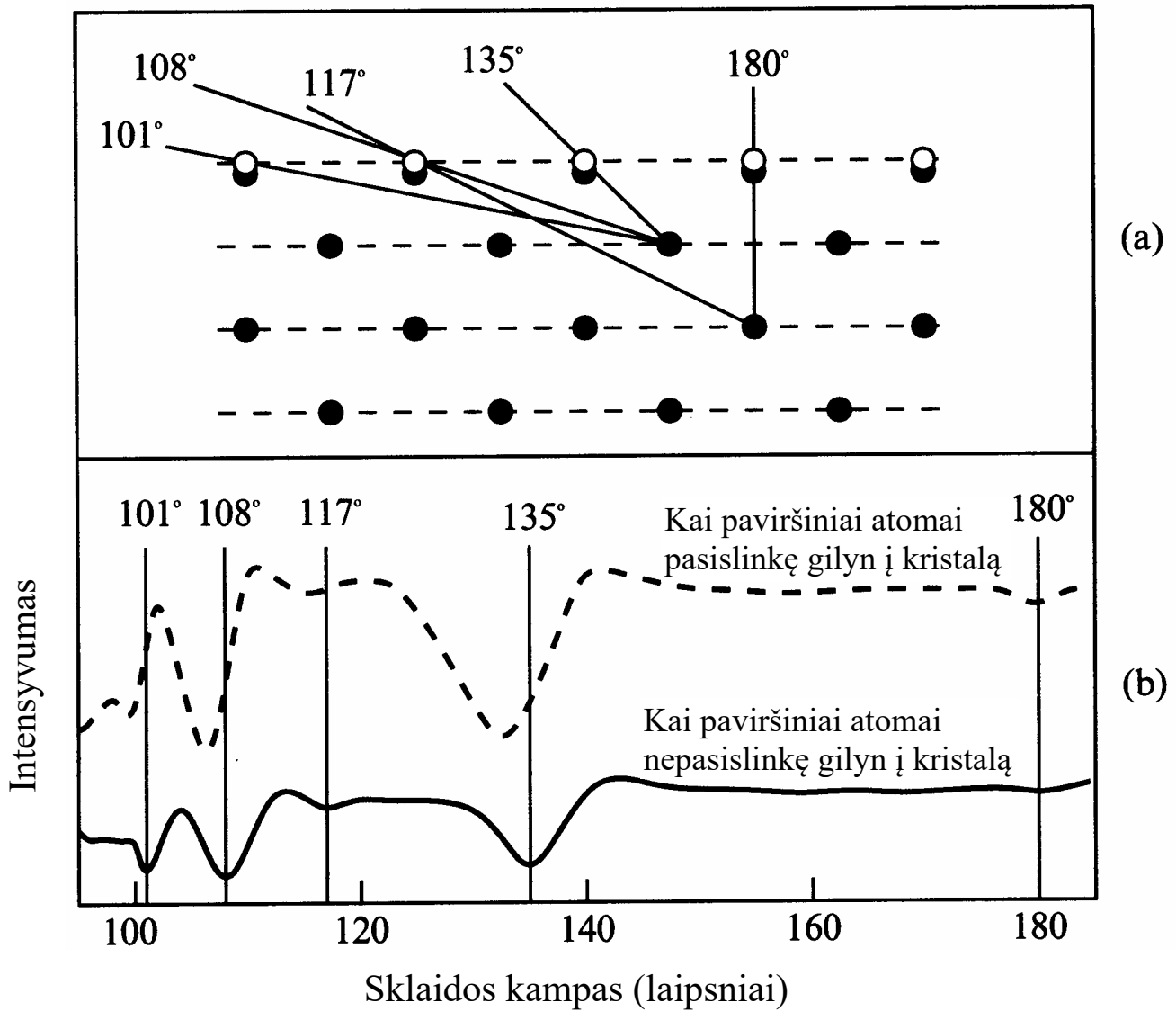
Rezerfordo atgalinės sklaidos matavimų geometrija

Rezerfordo sklaidos diferencialinis skerspjūvis (mb / sr):

$$\sigma_{\Omega} = 1,296 \left( \frac{zZ}{E_1} \right)^2 \left[ \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} - \left( \frac{m}{M} \right)^2 + \dots \right]$$



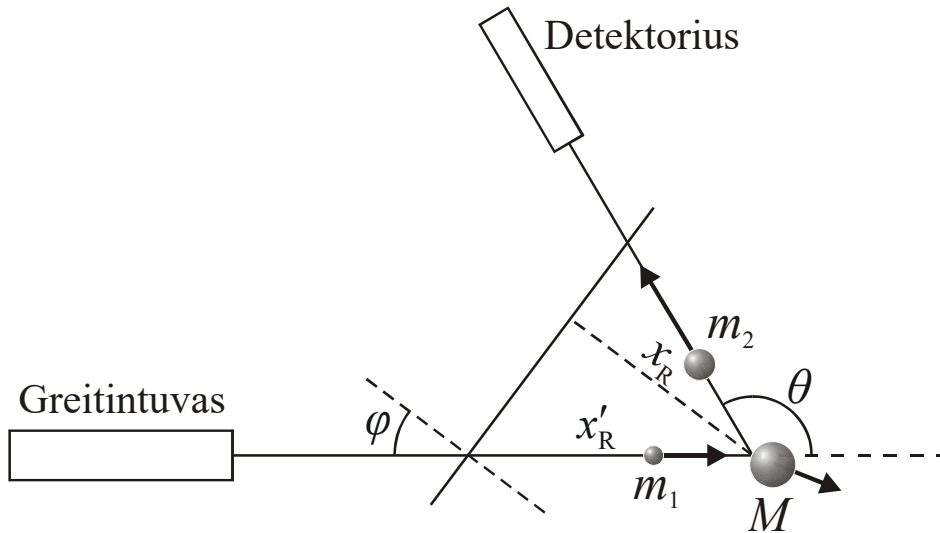
**13.3 pav.** Tarpiai išsklaidytų alfa dalelių energijos spektrai, esant trims sluoksnio storiams. Sluoksnyje yra vienodos koncentracijos C, Si ir Ni. Pradinė alfa dalelių energija yra 2 MeV



**13.4 pav.** Išsklaidytų jonų “blokavimo” efektas, tiriant kristalų paviršių Rezerfordo atgalinės sklaidos metodu (kreivių minimumai), ir paviršinių atomų poslinkio link kristalo tūrio įtaka skaičiavimo sklaidos priklausomybei nuo sklaidos kampo (plg. brūkšninės ir ištisinės kreivių minimumų padėtis)

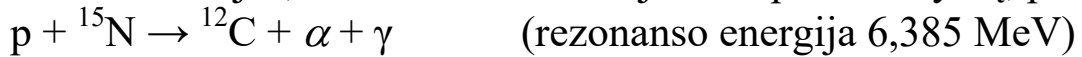


### 13.3. Branduolinių reakcijų analizė

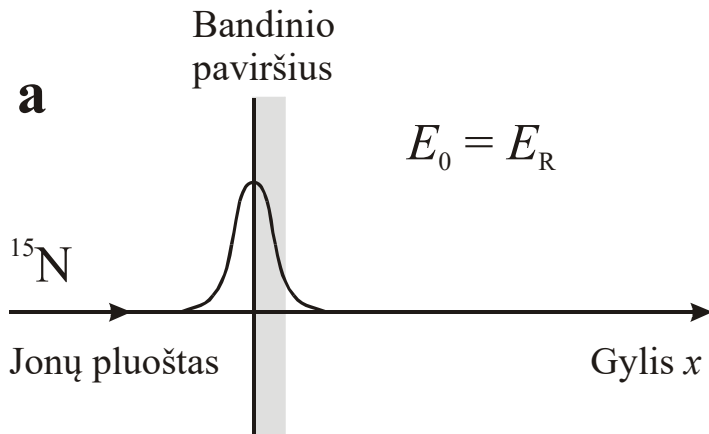


13.5 pav. Branduolinių reakcijų analizės matavimų geometrija

Rezonansinės reakcijos, kuri taikoma matuojant  $^1\text{H}$  pasiskirstymą, pavyzdys:

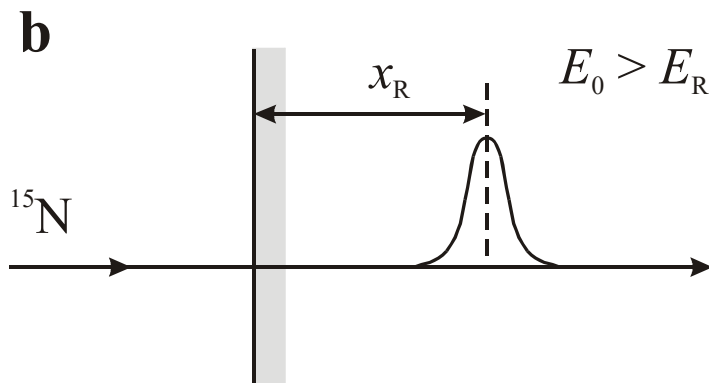


Priklausomai nuo to, koks yra reakcijos skerspjūvio priklausomybės nuo susidūrimo energijos pavidalas, skiriami *rezonansinis* ir *nerezonansinis* metodai.



13.7 pav. Rezonansinio metodo schema.

a) Krintančiųjų  $^{15}\text{N}$  jonų energija yra lygi rezonanso energijai  $E_R$ , todėl detektuojami ant bandinio paviršiaus esantys  $^1\text{H}$  atomai.

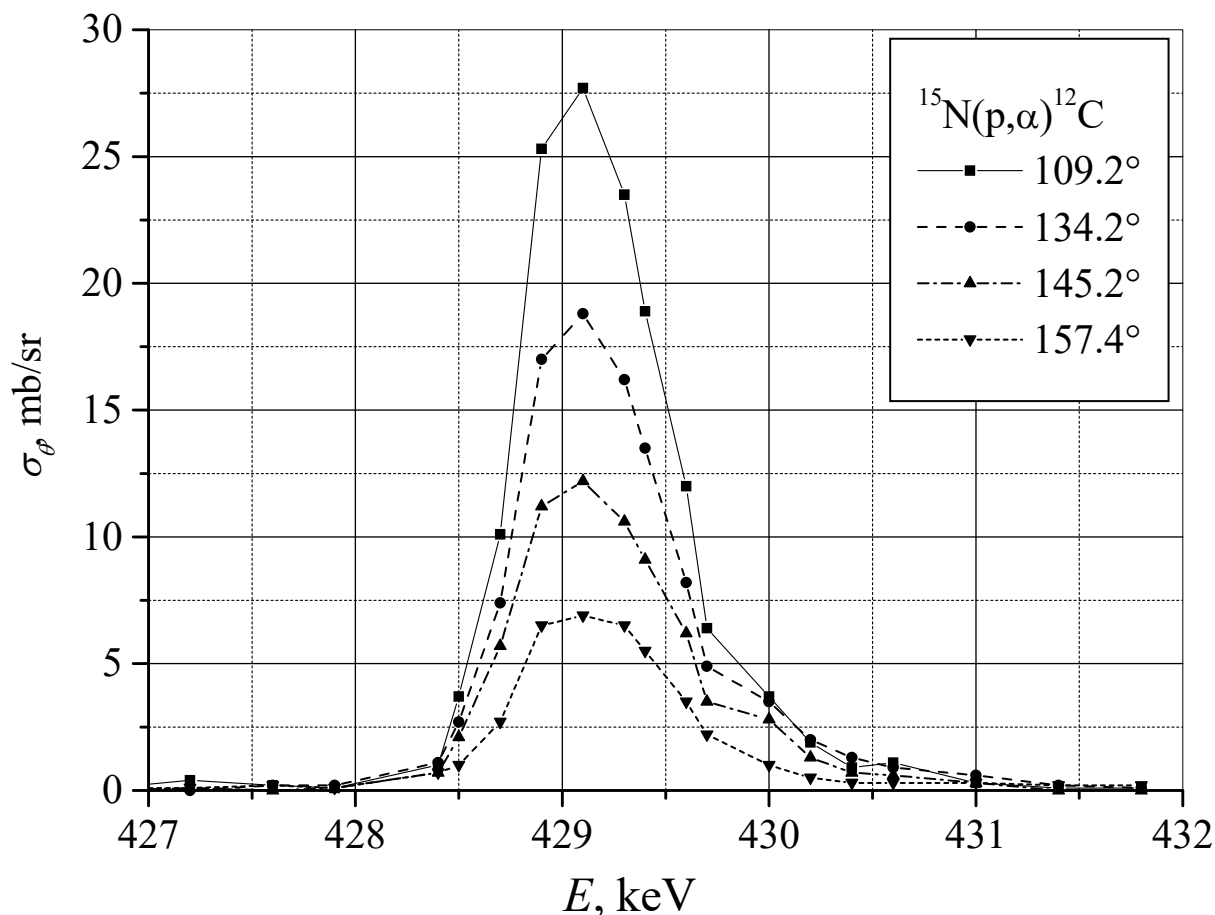


b) Esant aukštesnei jonų pluošto energijai, vandenilio atomai detektuojami gylyje  $x_R = (E_0 - E_R) / |dE/dx|$ .

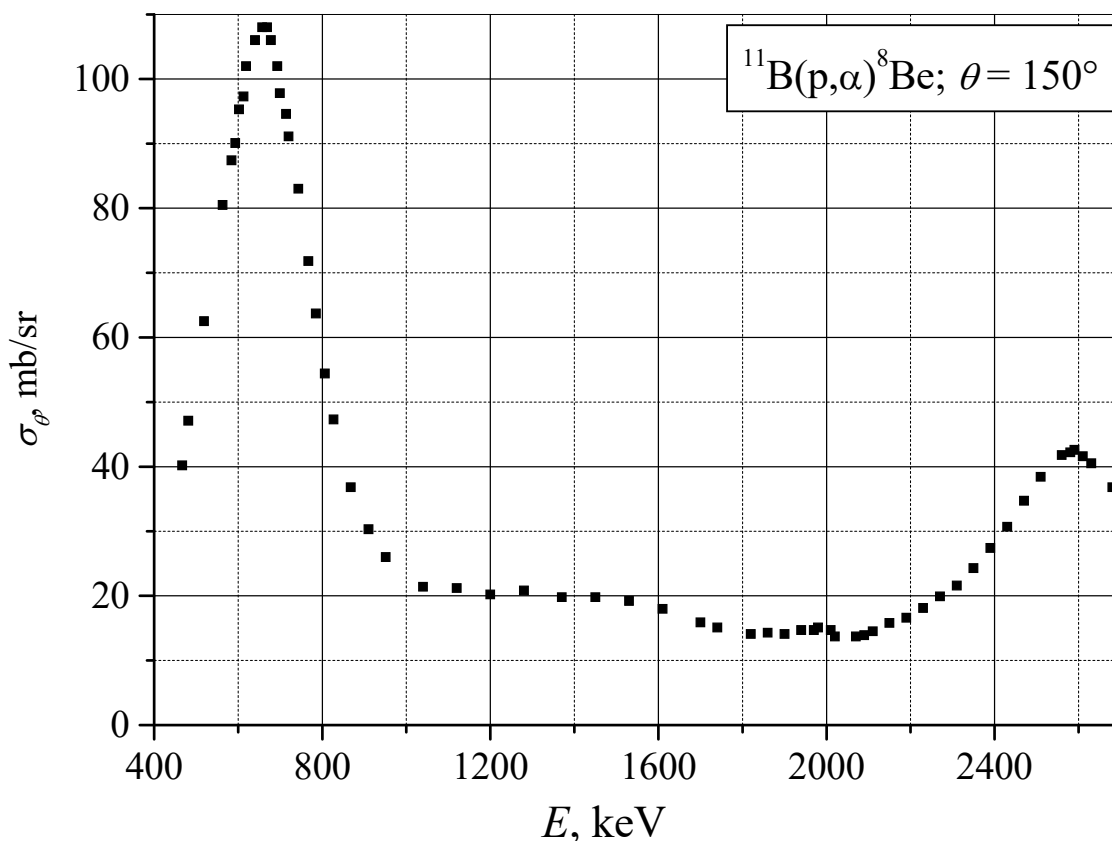
$E_0$  – pradinė krintančiųjų jonų energija,  $E_R$  – rezonanso energija,  $x_R$  – rezonanso gylis

$$x_R(E_0) = \int_{E_R}^{E_0} \frac{dE}{|dE/dx|}; \quad x_R(E_0) = \cos \varphi \int_{E_R}^{E_0} \frac{dE}{|dE/dx'|}; \quad x_R(E_0) = \cos \varphi \frac{E_0 - E_R}{|dE/dx'|}.$$

$$N = K \cdot Y(|dE/dx|)$$



**13.6 pav.** Branduolinės reakcijos  $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$  diferencialinio skerspjūvio priklausomybė nuo protono energijos, esant skirtingiems kampams  $\theta$  tarp protono ir  $\alpha$  dalelės judėjimo kryptų (protono energija ir kampas  $\theta$  matuojami koordinatinių sistemoje, kurioje  $^{15}\text{N}$  branduolio energija lygi nuliui). Rezonansiniam metodui reikalingas pilnutinis skerspjūvis  $\sigma$ . Jį galima apskaičiuoti, pasinaudojus tuo, kad  $\sigma_\theta = (\sigma / 4\pi) + A \cdot \cos(\theta)$ , kur  $A$  yra konstanta



**13.8 pav.** Branduolinės reakcijos  $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$  diferencialinio skerspjūvio priklausomybė nuo protonų energijos, esant  $150^\circ$  kampui tarp jonų pluošto ir detektoriaus

Taikant nerezonansinį metodą, branduolinė reakcija gali vykti įvairiuose gyliuose. Todėl registruojamųjų antrinių dalelių vaidmenį turi atlikti dalelės, kurių energija vienareikšmiškai nusako gylį, kuriame jos atsirado. Dažniausiai tai būna  $\alpha$  dalelės arba protonai. Galutinę antrinės dalelės energiją  $E_2$  (po to, kai ta dalelė išlėkė iš bandinio) lemia trys veiksniai:

1. Pirminės dalelės energijos sumažėjimas dėl jonizacinių energijos nuostolių laiko tarpe nuo įlėkimo į bandinio tūrį iki reakcijos momento. Pirminės dalelės energija reakcijos momentu:

$$E_1 = E_0 - \frac{1}{\cos \varphi} \int_0^{x_R} \left| \frac{dE}{dx'} \right| dx.$$

2. Energijos ir impulso tvermės dėsniai, kurie lemia antrinės dalelės energiją  $E_2$  iš karto po reakcijos. Ši energija priklauso nuo 6 dydžių:  $E_1, \theta; Q, m_1, m_2, M$ .

$$\sqrt{E_2} = \frac{1}{M + m_2} \left( \sqrt{m_1 m_2 E_1} \cos \theta + \sqrt{m_1 m_2 E_1 \cos^2 \theta + (M + m_2)[(M - m_1)E_1 + MQ]} \right).$$

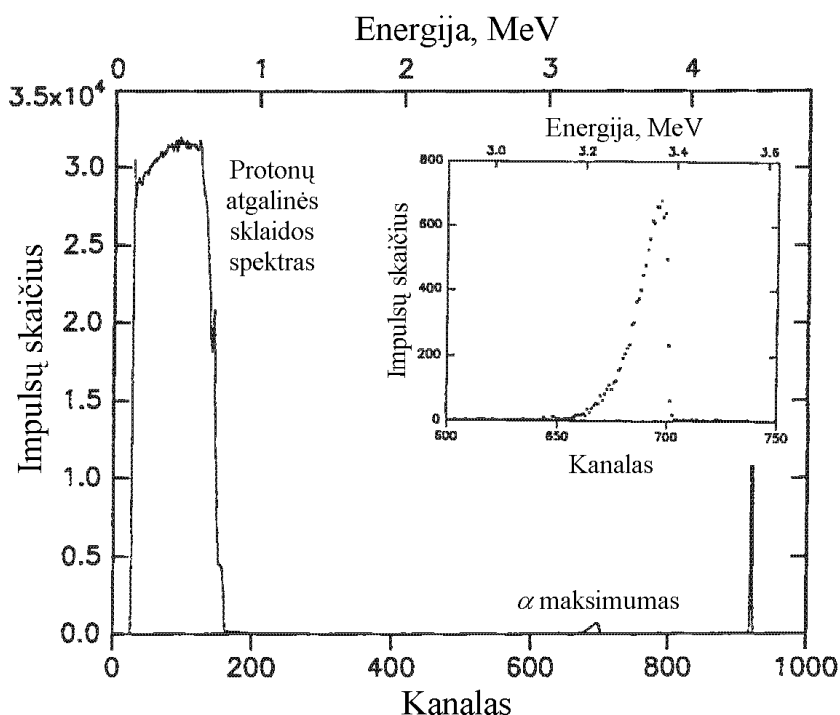
3. Antrinės dalelės energijos sumažėjimas dėl jonizacinių energijos nuostolių laiko tarpe nuo reakcijos momento iki išlėkimo iš bandinio. Išlėkimo iš bandinio momentu antrinės dalelės energija lygi

$$E = E_2 + \frac{1}{\cos(180^\circ - \theta - \varphi)} \int_{x_R}^0 \left| \frac{dE}{dx'} \right| dx = E_2 - \frac{1}{\cos(\theta + \varphi)} \int_{x_R}^0 \left| \frac{dE}{dx'} \right| dx.$$

Naudojantis šiais reiškiniiais, galima skaitmeniškai sudaryti funkciją  $E(x_R)$ , kurios argumentas yra reakcijos gylis  $x_R$ . Ši funkcija nusako taisyklę, pagal kurią pereinama nuo energijų skalės prie gylių skalės.

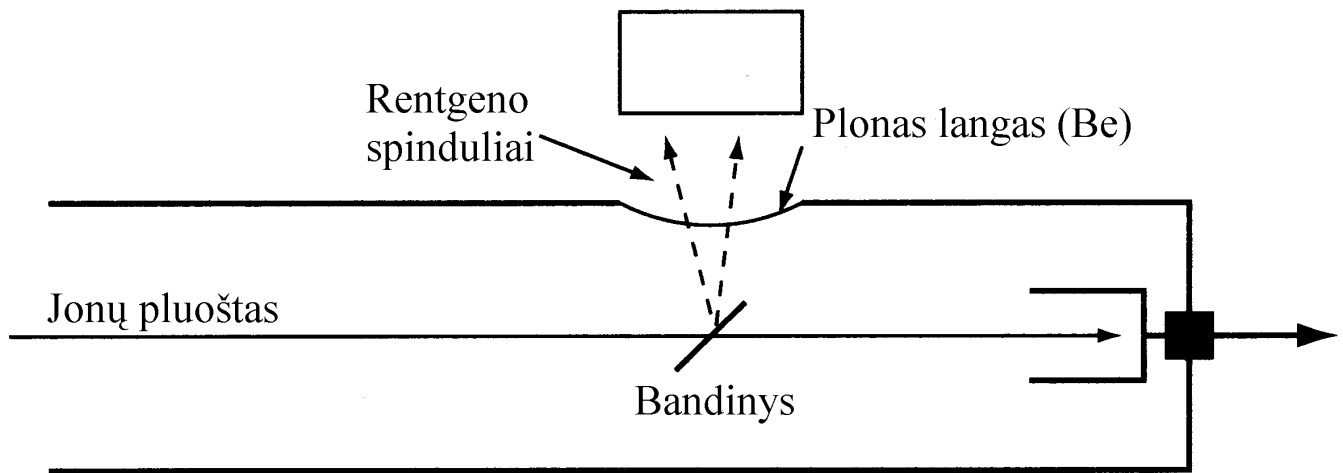
Siekiant nufiltruoti atgalinės Rezerfordo sklaidos signalą, tarp bandinio ir detektoriaus kartais patalpinama plona polimero plėvelė, kuri pilnai sugeria tampriai išsklaidytus protonus arba  $\alpha$  daleles, tačiau beveik nesugeria daug aukštesnės energijos antrinių dalelių, atsiradusių dėl branduolinių reakcijų. Todėl galutinėje energijos išraiškoje atsiranda dar vienas dėmuo, kuris nusako energijos sumažėjimą toje plėvelėje:

$$E' = E - \int_0^d \left| \frac{dE}{dx} \right| dx.$$

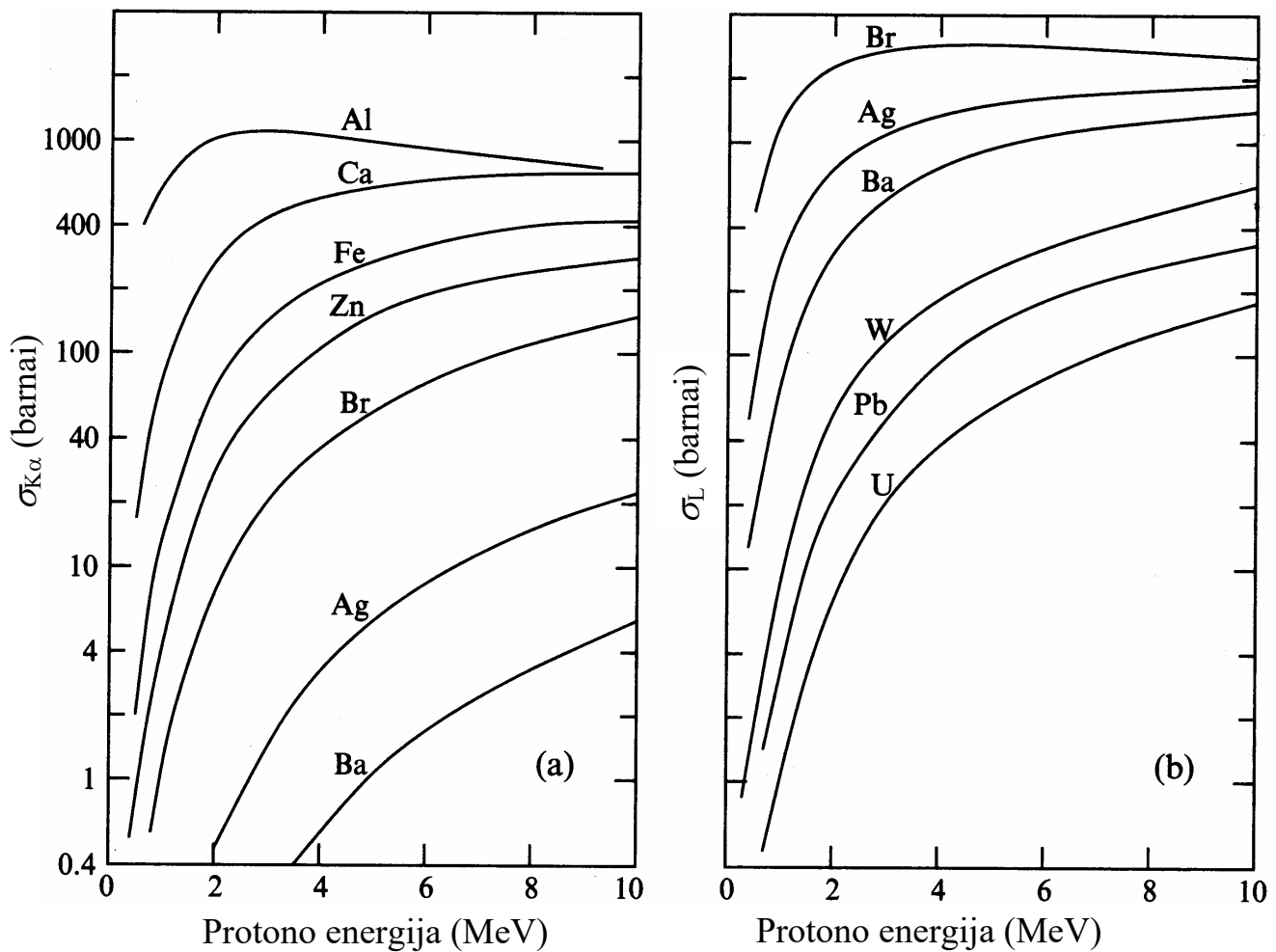


**13.9 pav.**  $\alpha$  dalelių energijų spektras, kuris gautas nerezonansiniu metodu, tiriant  $^{18}\text{O}$  difuziją minerale olivine  $((\text{Mg}, \text{Fe})_2 \text{SiO}_4)$ . Naudojama branduolinė reakcija  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ . Kartu su  $\alpha$  dalelėmis registruojami ir išsklaidytieji protonai.

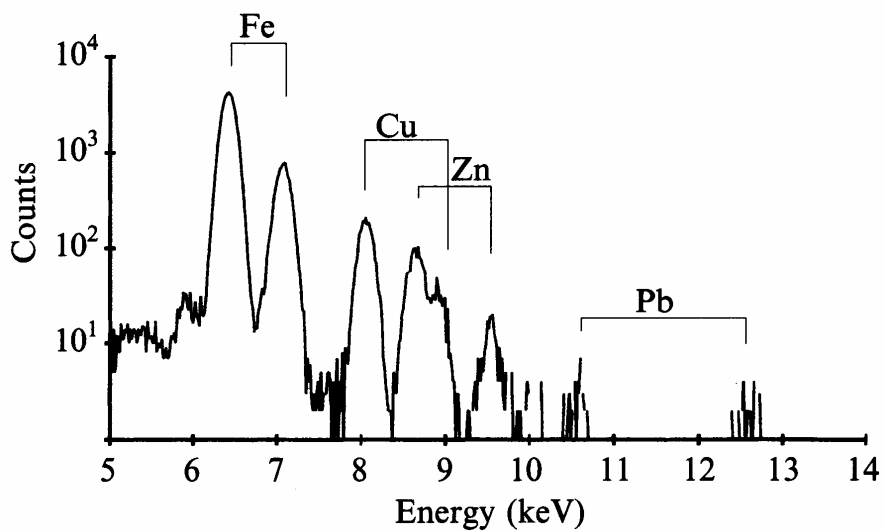
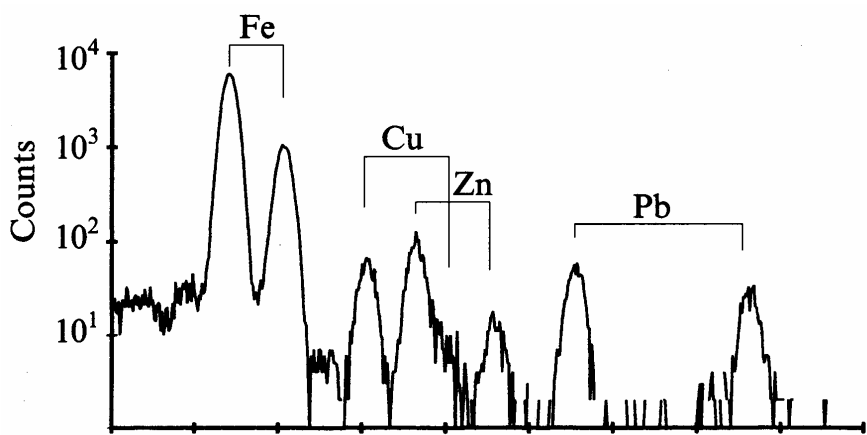
### 13.4. Dalelių skatintoji rentgeno spinduliuotė



13.10 pav. Dalelių skatintosios rentgeno spinduliuotės matavimo schema



13.11 pav. Būdingosios rentgeno spinduliuotės fotono išspinduliavimo skerspjūvio priklausomybės nuo krintančiojo protono energijos



13.12 pav. Dviejų rašalo dėmių ant Galilėjaus rankraščių DSRS

### 13.5. Radioaktyvusis įvykių datavimas

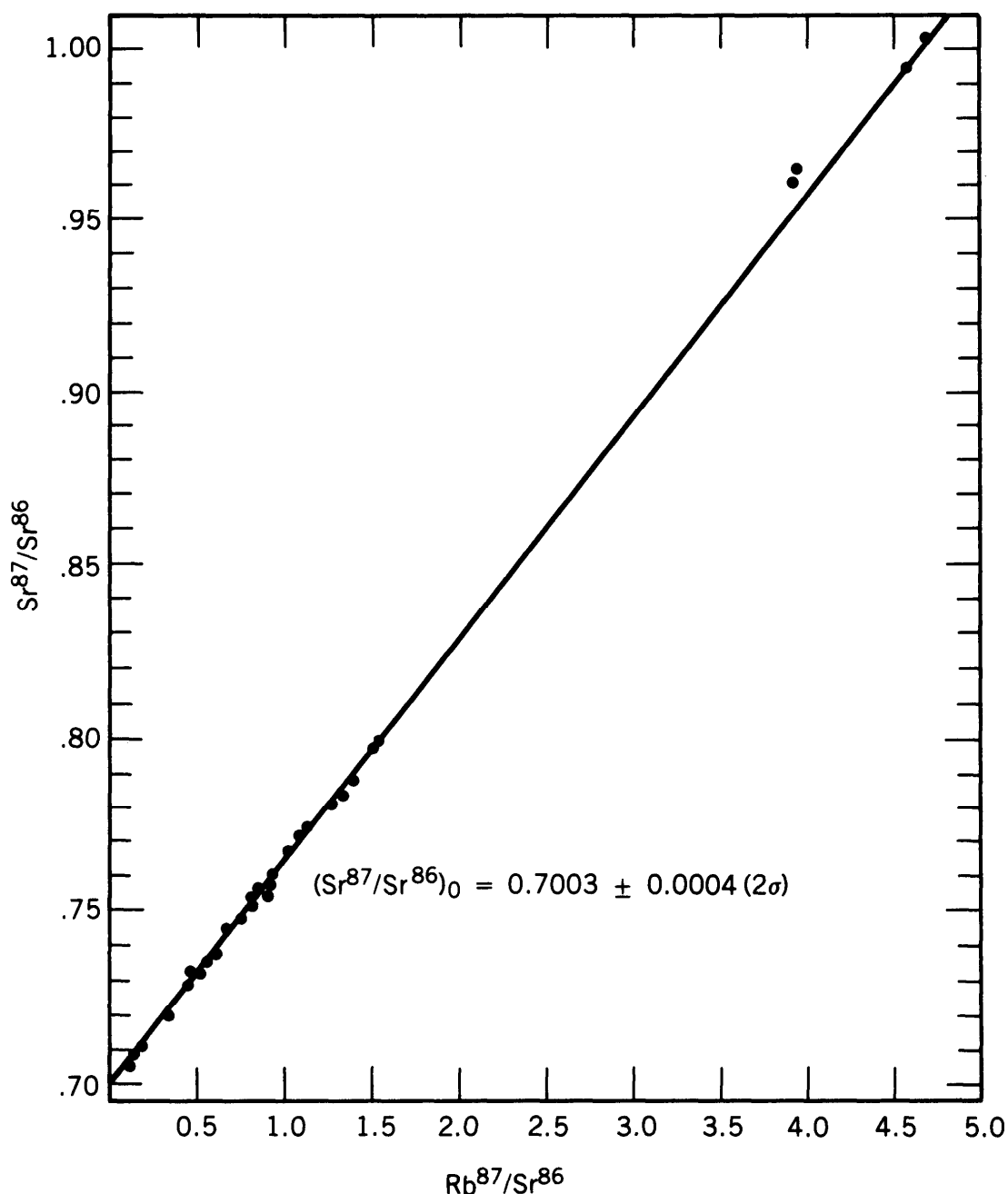
$N_1$  – pirminio nuklido kiekis (mažėja laike eksponentiškai);

$N_2$  – antrinio nuklido kiekis (auga dėl pirminio nuklido skilimo);

$N'_2$  – antrinio elemento kito izotopo, kuris yra neradioaktyvus, kiekis.

Antrinio elemento stabiliojo izotopo kiekis yra pastovus:  $N'_2 = N'_{02}$ .

$$\frac{N_2}{N'_2} = \frac{N_1}{N'_2} (e^{\lambda t} - 1) + \frac{N_{02}}{N'_{02}}$$



13.13 pav. Rb-Sr datavimo metodas. Matavimų duomenys (atskiri taškai) išsidėstę ant vienos tiesės

Mažesnio amžiaus organiniai bandiniai datuojami *radiokarboniniu metodu* (pagal anglies izotopų  $^{14}\text{C}$  ir  $^{12}\text{C}$  kiekių santykį).

## 14. Branduolinis magnetinis rezonansas

### 14.1. Branduoliai nuolatiniame magnetiniame lauke

Branduoliai turi magnetinį momentą  $\mu$ . Esant magnetiniam laukui  $\mathbf{B} \uparrow z$ , magnetinis momentas  $\mu$  įgyja potencinę energiją

$$-\mu \cdot \mathbf{B} = -\mu B \cos \theta = -\mu_z B = -g_J m_J \mu_N B \quad (m_J = -J, -J+1, \dots, J-1, J)$$

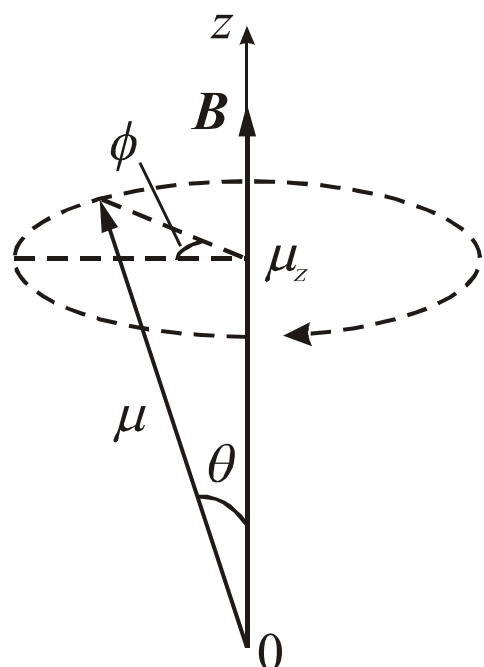
čia  $g_J$  yra branduolio  $g$  faktorius (protono  $g_J = 5,586$ ), o  $\mu_N$  yra branduolinis magnetonas:

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,050783 \cdot 10^{-27} \text{ J/T} = 3,15245 \cdot 10^{-8} \text{ eV/T}$$

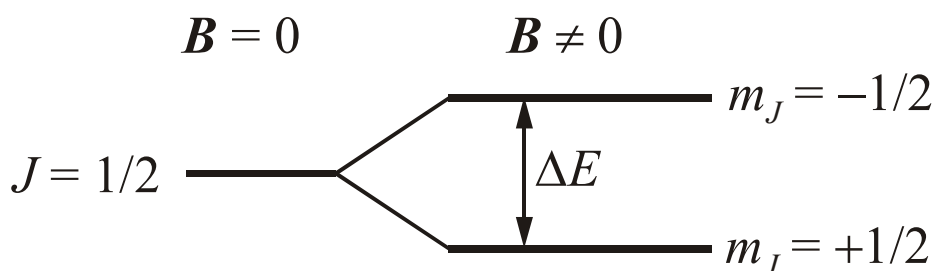
Branduolių magnetiniai momentai precesuoja aplink lauko kryptį *Larmoro dažniu*

$$\nu_L = \frac{g_J \mu_N B}{h},$$

Protono atveju  $\nu_L = 4,255 \cdot 10^7 \cdot B$ , čia  $B$  išreikšta teslomis, o  $\nu_L - \text{s}^{-1}$ .



**14.1 pav.** Branduolio magnetinio momento precesija apie išorinio magnetinio lauko



**14.2 pav.** Protono pagrindinio energijos lygmens skilimas, kai yra magnetinis laukas

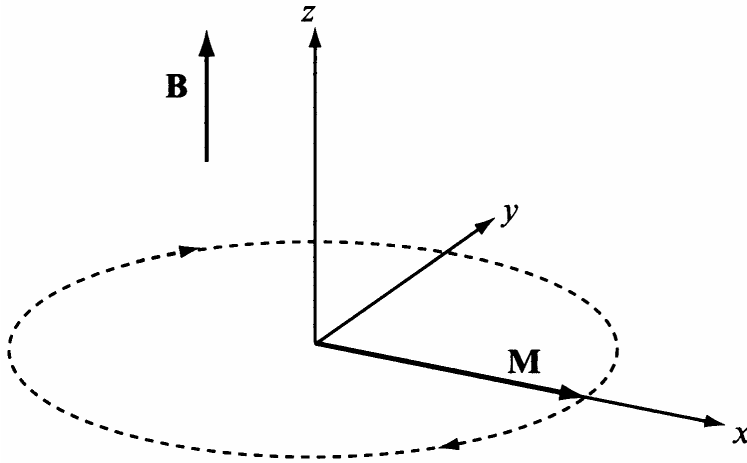
Pagal Bolcmano skirstinio išraišką

$$\frac{N(m_J = -1/2)}{N(m_J = +1/2)} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) < 1$$

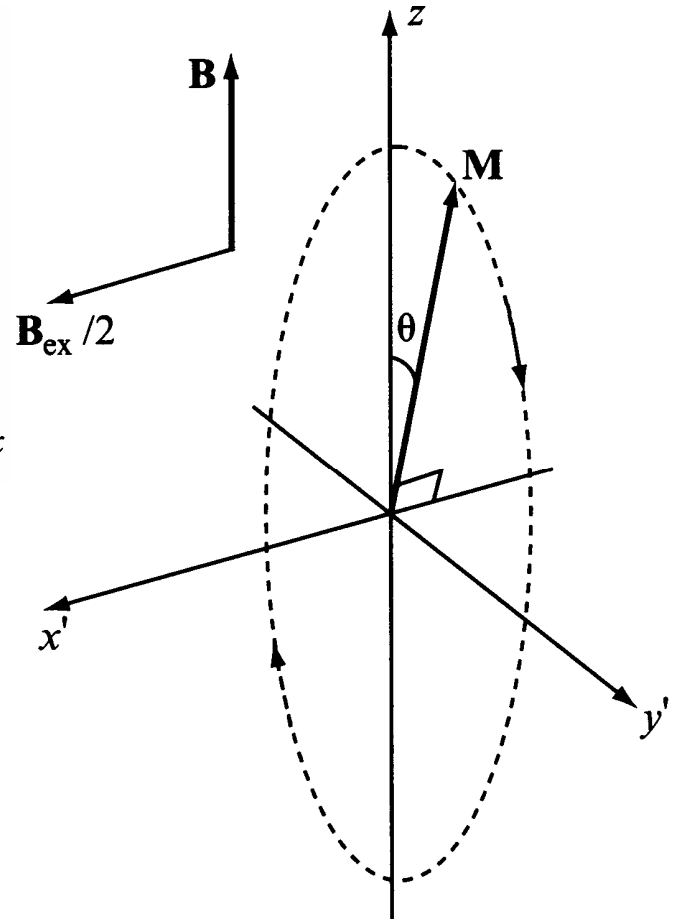
Todėl, nusistovėjus termodinaminei pusiausvyrai, yra daugiau protonų, kurių magnetiniai momentai nukreipti lauko kryptimi ( $0 \leq \theta < 90^\circ$ ;  $\cos \theta > 0$ ;  $\mu_z > 0$ ), negu protonų, kurių magnetiniai momentai nukreipti priešinga laukui kryptimi ( $90^\circ < \theta \leq 180^\circ$ ;  $\cos \theta < 0$ ;  $\mu_z < 0$ ). Tai reiškia, kad sistemos pilnutinis magnetinis momentas yra nelygus nuliui, o jo kryptis sutampa su  $\mathbf{B}$  kryptimi. Įmagnetėjimas  $\mathbf{M}$  – tai tūrio vieneto magnetinis momentas (vektorinis dydis).

## 14.2. Branduolių sistemos sužadimas kintamuoju magnetiniu lauku

**Branduolinis magnetinis rezonansas (BMR):** kai egzistuoja kintamas išorinis magnetinis laukas, kurio dažnis lygus Larmoro dažniui, o kryptis statmena pastoviojo magnetinio lauko  $B$  kryptims, tada branduoliai sugeria to kintamojo lauko energiją ir yra sužadunami į aukštesnius energijos lygmenis. Šio vyksmo pasekmė yra ta, kad medžiagos įmagnetėjimo vektorius  $M$  pasisuka išorinio lauko atžvilgiu. Išjungus kintamą magnetinį lauką, vektorius  $M$  pradeda precesuoti aplink  $B$ .



14.3 pav. Momentinio įmagnetėjimo vektoriaus precesija



14.4 pav. Vaizdas atskaitos sistemoje, kuri sukasi apie išorinio („pagrindinio“) magnetinio lauko kryptį Larmoro dažniu

Momentinio įmagnetėjimo  $M$  precesija sukuria papildomą kintamąjį magnetinį lauką bandinio aplinkoje. To lauko dažnis yra lygus precesijos dažniui, t. y. Larmoro dažniui. Jeigu bandinys yra patalpintas į ritę, tada tuo pačiu dažniu keisis ir magnetinio lauko srautas pro tos ritės skerspjūvį, todėl atsiras kintama elektrovaros jėga ir ta rite pradės tekėti kintama srovė, kurios amplitudė yra proporcinga įmagnetėjimui, t. y. vektoriaus  $M$  moduliui. Ta srovė ir yra tiesiogiai matuojamas signalas BMR matavimuose.



### 14.3. Molekulių savybių tyrimas branduolinio magnetinio rezonanso metodu

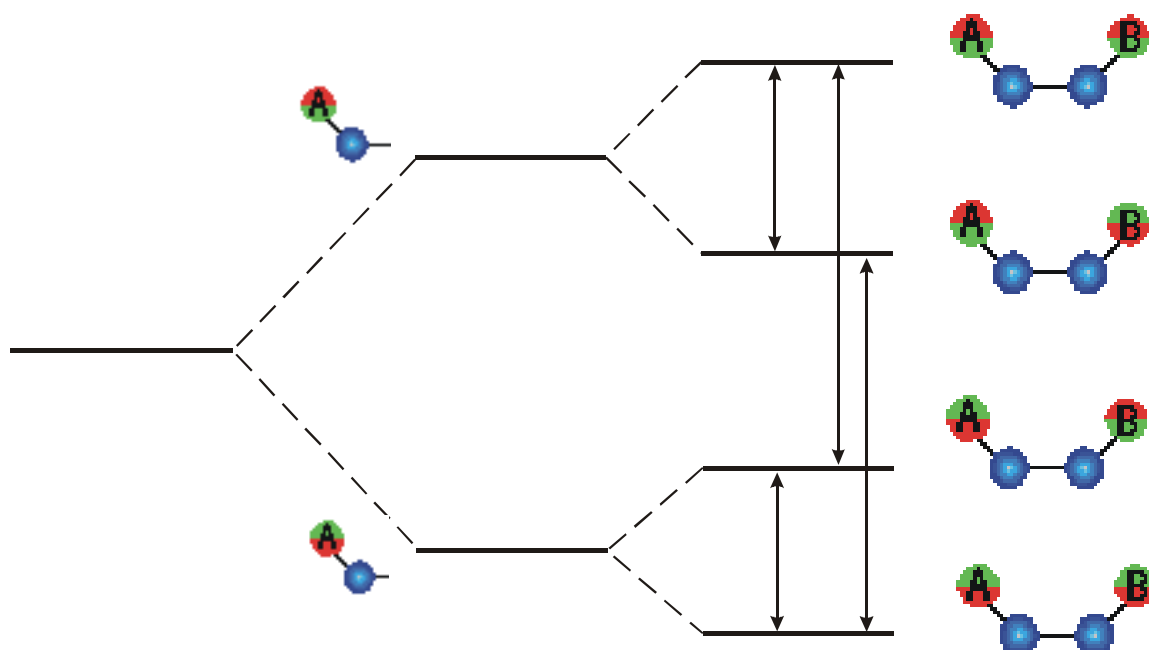
Dėl elektronų magnetinių momentų Larmoro precesijos branduolį veikiantis magnetinis laukas pasikeičia. Atitinkamai pasikeičia branduolio Larmoro dažnis, t. y. BMR signalo dažnis. Šis pokytis vadinamas *cheminiu poslinkiu*. Jis apibrėžiamas santykiniais vienetais standarto atžvilgiu:

$$\delta = 10^6 \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}$$

Vandenilio standartas dažniausiai būna tetrametilsilanas  $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$ . Kitų elementų standartas dažniausiai būna izoliuotas branduolys (be elektronų).

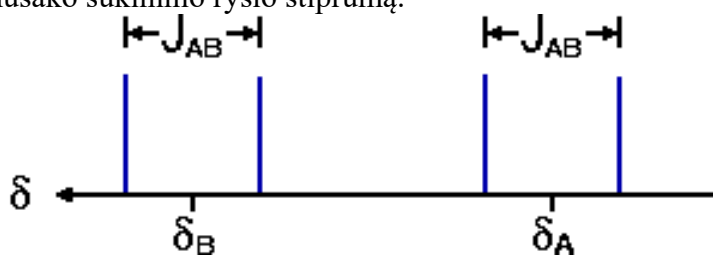
Vienas iš reiškinių, kurie turi įtakos Larmoro dažniams – tai sukininis ryšys. Taip vadinama skirtingų branduolių magnetinių momentų sąveika.

Branduolio magnetinio momento kryptis sutampa su to branduolio sukiniu kryptimi. Magnetinis momentas sukuria magnetinį lauką, kurio kryptis priešinga to momento kryptiai. Todėl dviejų magnetinių momentų sąveikos energija yra neigiama, kai jų kryptys priešingos, ir teigiama kai jų kryptys vienodos.



**14.5 pav.** Molekulės energijos lygmenų diagrama, kai molekulėje yra du nevienarūšiai sąveikaujantys tarpusavyje branduoliai A ir B, kurių sukiny yra 1/2

Šios energijos lygmenų diagramos aiškinimas: Jeigu branduoliai A ir B nesąveikautų, tada molekulės energija būtų lygi tų branduolių energijų sumai. Kadangi kiekvieno branduolio energijos lygmuo esant magnetiniam laukui skyla į du lygmenis, tai gauname keturis lygmenis. Leidžiami kvantiniai šuoliai – tai tokie šuoliai, kurių metu „apsiverčia“ tik vieno branduolio sukiny (jie pavaizduoti rodyklėmis). Jeigu branduoliai A ir B nesąveikautų, tada BMR spektre matytųsi dvi linijos. Dėl branduolių A ir B magnetinių momentų sąveikos du viduriniai lygmenys nusileidžia, o kiti du pakyla. Todėl BMR signalo spektre vietoj dviejų linijų matosi keturios linijos, t. y. kiekviena iš dviejų linijų, kurios atitinka A ir B branduolius, skils į dvi linijas. Šio skilimo dydis nusako sukininio ryšio stiprumą.



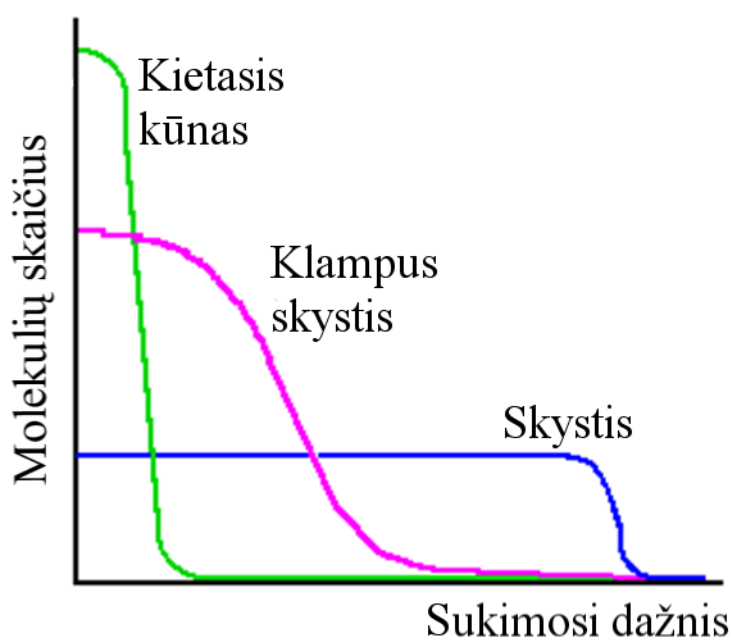
**14.6 pav.** Molekulės BMR spektro linijų skilimas, kai molekulėje yra du nevienarūšiai sąveikaujantys tarpusavyje branduoliai A ir B, kurių sukiny yra 1/2.  $J_{AB}$  – tai sąveikos energija, kuri atspindi sukininio ryšio stiprumą

## 14.4. Branduolinio magnetinio rezonanso signalo laikinė priklausomybė

Išilginė ir skersinė įmagnetėjimo komponentės relaksuoja skirtinga sparta. Todėl naudojamos dvi relaksacijos trukmės:

- 1) **Išilginės relaksacijos trukmė (gardelinės sukinių relaksacijos trukmė)**  $T_1$  yra susijusi su branduolių kvantiniais šuoliais tarp gretimų polygmenių, t. y. energijos lygmenų, kurie atitinka skirtingus kampus tarp branduolio magnetinio momento vektoriaus ir magnetinės indukcijos vektoriaus  $B$  (šuolius tarp toliau esančių polygmenių draudžia atrankos taisyklės). Šie šuoliai mažina išilginę įmagnetėjimo komponentę.  $T_1$  dažniausiai būna (0,001 – 1) s eilės.
- 2) **Skersinės relaksacijos trukmė (sukininės sukinių relaksacijos trukmė)**  $T_2$  yra susijusi su precesuojančių branduolių sukinių „išsifazavimu“, kuris yra susijęs su magnetinio lauko nevienalytiškumu. Šie šuoliai mažina skersinę įmagnetėjimo komponentę.

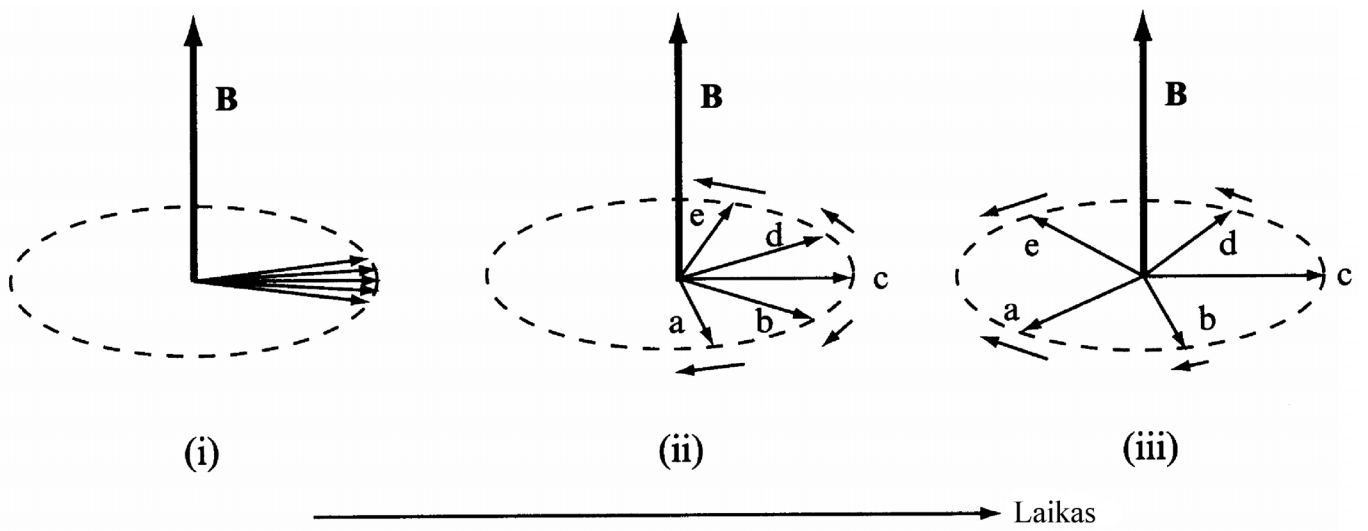
Kadangi išilginę relaksaciją sąlygoja branduolių kvantiniai šuoliai tarp gretimų polygmenių, tai ją gali sukelti tik fotonai, kurių dažnis lygus Larmoro dažniui. Šie fotonai atsiranda dėl to, kad egzistuoja statistinis molekulių sukimosi dažnių pasiskirstymas ir kai kurios molekulės sukasi Larmoro dažniu. Dėl molekulių sukimosi atsiranda tokio paties dažnio elektromagnetinė spinduliuotė (fotonai). Daugėjant molekulių, kurios sukasi Larmoro dažniu, išilginė relaksacija spartėja ( $T_1$  mažėja). Larmoro dažnis yra proporcingas  $B$ , o molekulių sukimosi dažnių pasiskirstymas priklauso nuo temperatūros ir nuo aplinkos klampumo.



**14.7 pav.** Molekulių sukimosi dažnių pasiskirstymas kietajame kūne, klampioje aplinkoje ir skystyje

Skersinę relaksaciją sąlygoja nehomogeninis magnetinis laukas. Tas nehomogeniškumas taip pat atsiranda dėl lokaliojo magnetinio lauko, kurį kuria aplinkinių molekulių magnetiniai momentai. Tačiau šiuo atveju turi įtakos *visų* dažnių nuo nulio iki Larmoro dažnio kintamieji laukai (jeigu kintamojo magnetinio lauko dažnis yra didesnis už Larmoro dažnį, tada molekulę veikia tik to lauko laikinis vidurkis, kuris yra lygus nuliui). Todėl  $T_2$  yra atvirkščiai proporcinga koncentracijai molekulių, kurių sukimosi dažniai yra nuo 0 iki Larmoro dažnio.

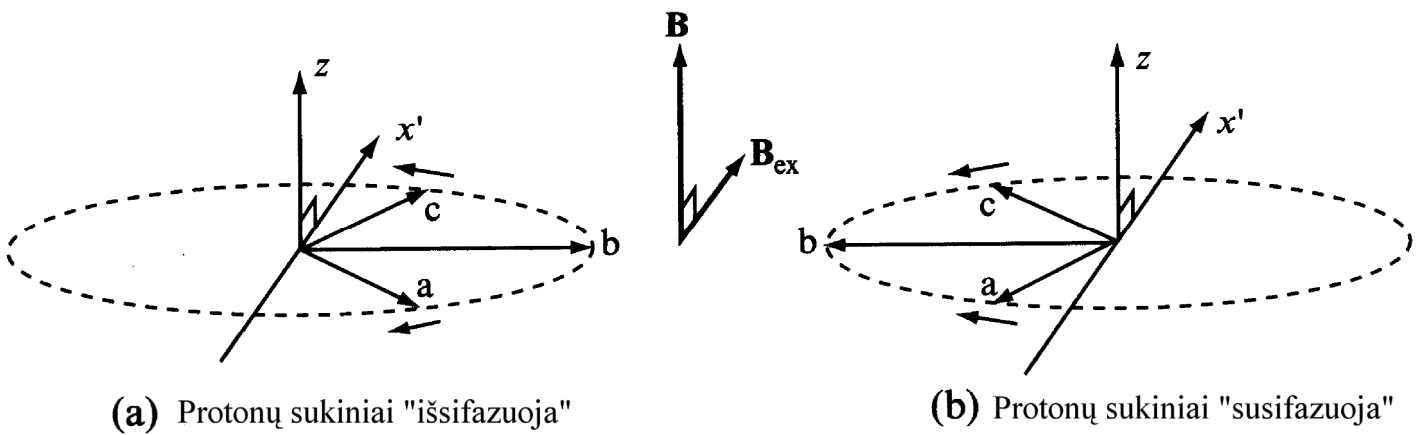
$T_2 \ll T_1$ . Todėl, jeigu bus nesiimta specialių priemonių, signalo mažėjimą laike lems tik  $T_2$  ir bus neįmanoma išmatuoti  $T_1$ . Išilginės relaksacijos trukmę  $T_1$  galima išmatuoti „sukininio aido“ metodu (14.8 – 14.10 pav.).



14.8 pav. Vaizdas atskaitos sistemoje, kuri sukasi apie  $B$  kryptį vidutiniu Larmoro dažniu

Prieš posūkį 180 laipsnių kampu

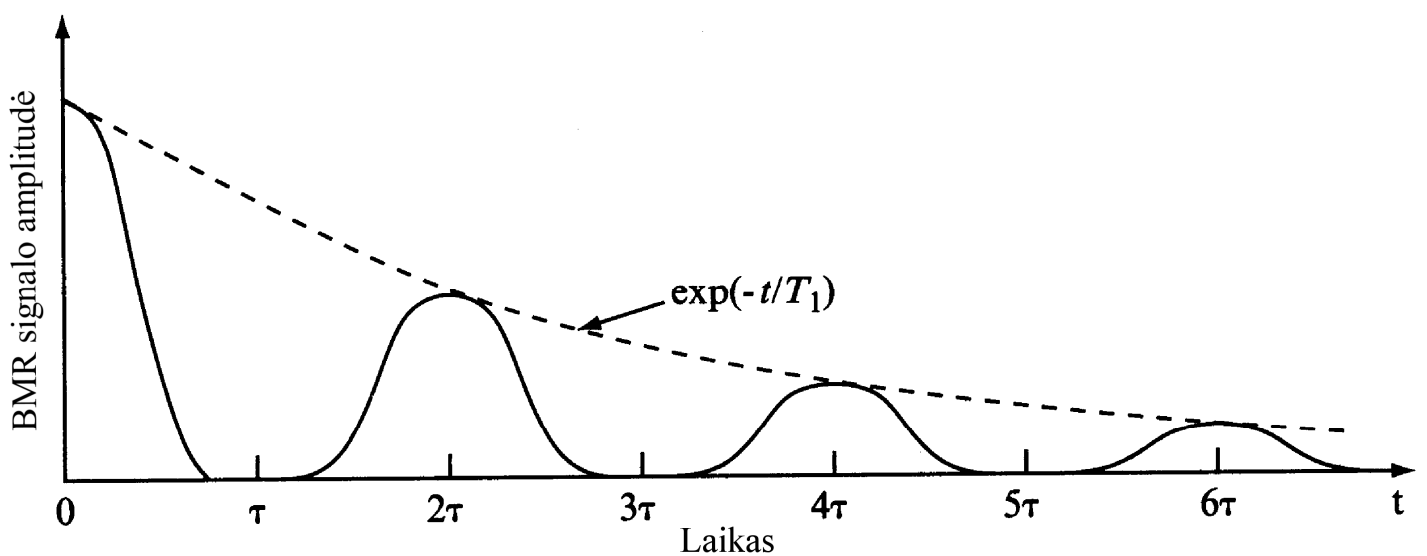
Po posūkio 180 laipsnių kampu



(a) Protonų sukiniai "išsifazuoja"

(b) Protonų sukiniai "susifazuoja"

14.9 pav. „Išfazuotų“ protonų „sufazavimas“, pasukant jų magnetinius momentus  $180^\circ$  kampu aplink  $x'$  ašį

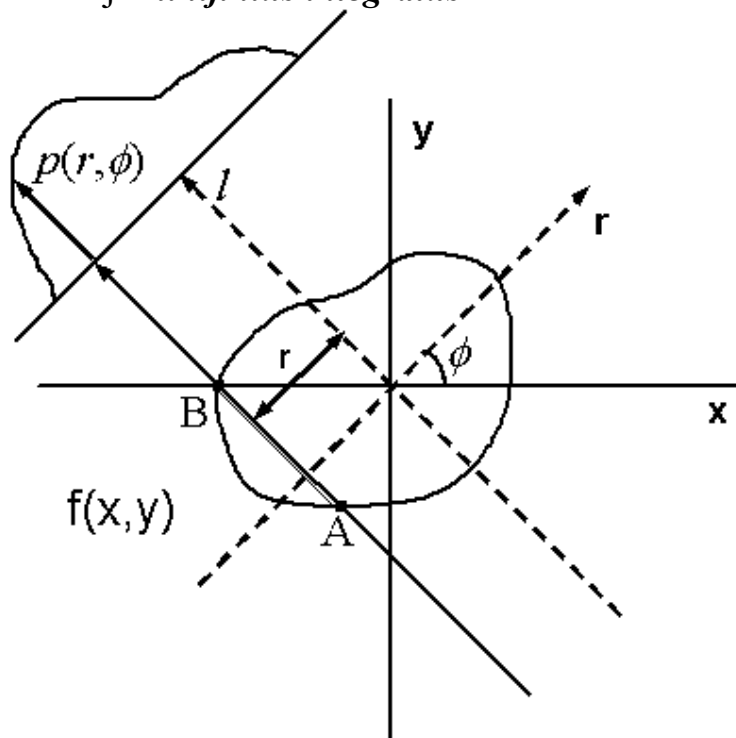


14.10 pav. BMR signalo amplitudės priklausomybė nuo laiko

## 14.5. Branduolinio magnetinio rezonanso kompiuterinė tomografija

Kompiuterinės tomografijos (nebūtinai BMR) matavimų tikslas – išmatuoti funkcijos  $f(x, y)$  vertes duotajame skerspjūvyje pagal tos funkcijos *linijinius integralus*:

$$p(r, \phi) = \int_A^B f(x, y) dl.$$



14.11 pav. Integravimo liniją AB apibrėžia du kintamieji: radialioji koordinatė  $r$  ir posūki (azimutinis) kampas  $\phi$

BMR signalo amplitudė proporcinga įmagnetėjimo moduliui  $|M|$ , o pastarasis proporcingas protonų koncentracijai. Todėl BMR kompiuterinės tomografijos metodu galima matuoti protonų koncentraciją.

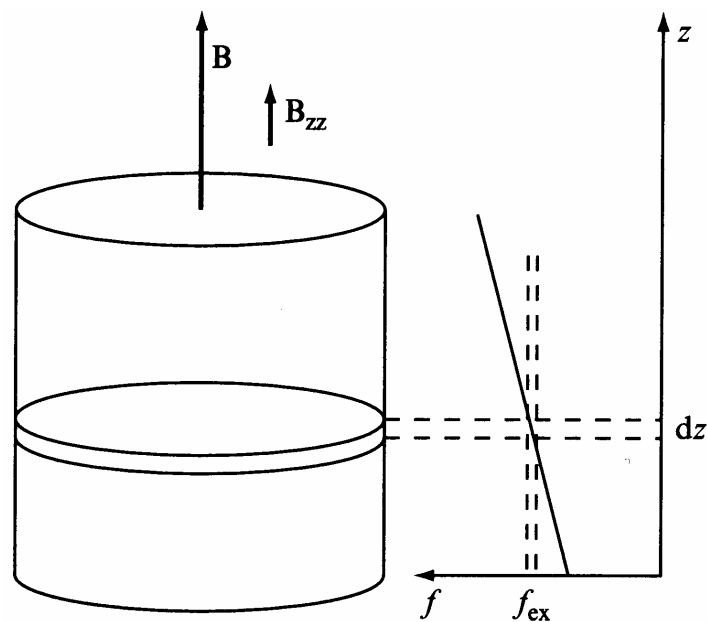
Matuojant ne vidutinę protonų koncentraciją visame bandinyje, o vidutinę protonų koncentraciją skerspjūvyje, kurio koordinatė  $z$ , reikia, kad Larmoro dažnis priklausytų nuo  $z$ . Tam sužadavimo metu yra įjungiamas „išilginio gradiento laukas“  $B_{zz}$ .

Išjungus sužadavimo lauką  $B_{ex}$  ir išilginio gradiento lauką  $B_{zz}$ , BMR signalą kurs tik ploname sluoksnyje esantys protonai, todėl signalo amplitudė nusakys tik to sluoksnio protonų koncentraciją.

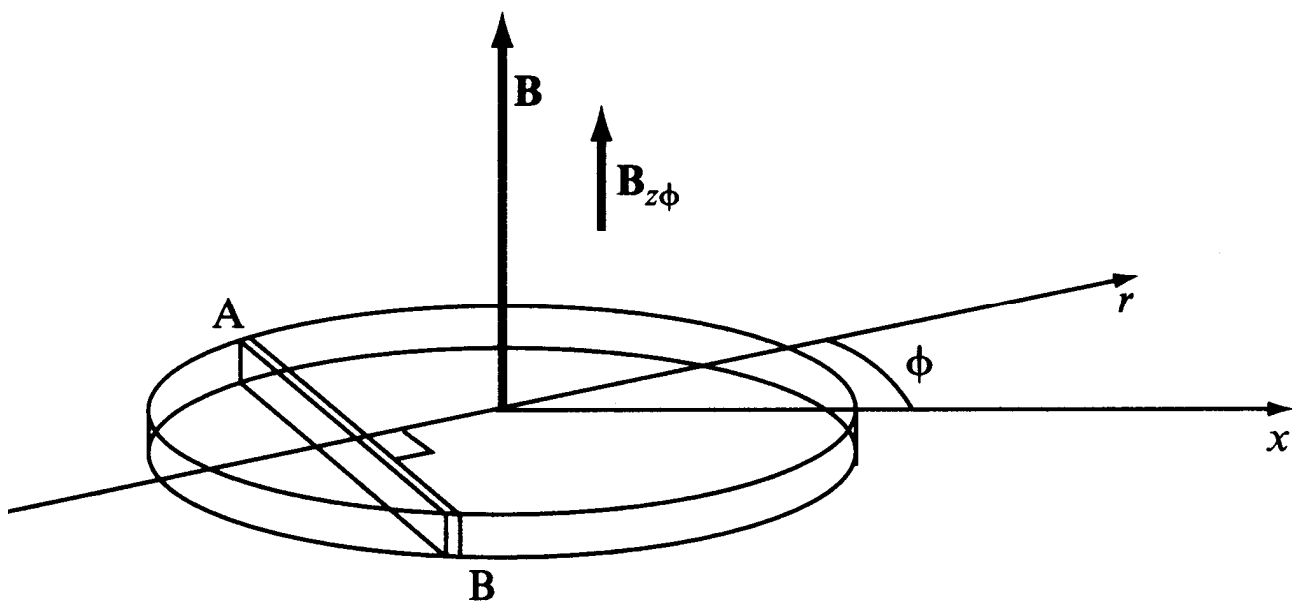
Matuojant dvimatį protonų pasiskirstymą tomografijos metodu, reikia pasiekti, kad BMR signalas būtų proporcingas protonų koncentracijos integralui išilgai tam tikros atkarpos, kuri kerta pasirinktąjį skerspjūvį. Tai pasiekama, BMR signalo matavimo metu

(išjungus laukus  $B_{ex}$  ir  $B_{zz}$ ) įjungiant „skersinio gradiento lauką“  $B_{z\phi}$  kurio savybės yra:

- 1) jis yra lygiagretus pagrindiniam laukui  $B$ ;
- 2) jis nepriklauso nuo  $z$ ;
- 3) jo indukcija proporcinga koordinatei  $r$ , kuri nusako atstumą iki  $z$  ašies duotąja kryptimi  $\phi$ .



14.12 pav. Pasirinktojo sluoksnio sužadimas



**14.13 pav.** BMR signalo gavimas iš tiriamojo skerspjūvio atkarpos AB

Kadangi dabar sužadintųjų protonų Larmoro dažnis priklauso nuo  $r$ , tai matuojamasis signalas jau nėra harmoninis (vieno dažnio), o yra sudarytas iš daugelio harmoninių komponentių, kurių dažniai yra skirtingi. Kiekvienos komponentės amplitudė atitinka tam tikrą linijinį protonų koncentracijos integralą.