

VILNIAUS UNIVERSITETAS

## **Eksperimentinė branduolio fizika**

Parengė A. Poškus

Vilnius

2019-05-13



# Turinys

<b>1. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių bendrosios savybės.....</b>	<b>1</b>
<b>1.1. Supaprastintas detektoriaus modelis.....</b>	<b>1</b>
<b>1.2. Detektoriaus impulsinė veika ir vidutinės kvadratinė įtampos veika.....</b>	<b>1</b>
<b>1.3. Impulsų amplitudžių spektrai. Energinė skyra .....</b>	<b>4</b>
1.3.1. Pagrindinės apibrėžtys .....	4
1.3.2. Bendroji išmatuoto energijos spektro išraiška. Amplitudinė atsako funkcija.....	5
1.3.3. Krūvininkų skaičiaus fliktuacijų įtaka energinei skyrai .....	7
1.3.4. Fano faktorius.....	8
1.3.5. Pilnutinė dispersija, kai egzistuoja keli nepriklausomi paklaidų šaltiniai .....	9
<b>2. Gama spektroskopijos fizikiniai pagrindai.....</b>	<b>10</b>
<b>2.1. Gama spinduliuotės spektras. Gama spektrometras. Antriniai elektronai, jų energijos spektras .....</b>	<b>10</b>
<b>2.2. Detektoriaus atsako funkcijos pavidalas.....</b>	<b>10</b>
<b>2.3. Kiti veiksniai, kurie turi įtakos detektoriaus atsako funkcijai.....</b>	<b>10</b>
<b>2.4. Sutapčių metodai gama spektroskopijoje .....</b>	<b>10</b>
<b>3. Mesbauerio spektroskopijos fizikiniai pagrindai .....</b>	<b>10</b>
<b>3.1. Rezonanso sąvoka. Natūralusis linijos plotis .....</b>	<b>10</b>
<b>3.2. Laisvo branduolio atatrakos energija. Spektro linijos Doplerio išplitimas .....</b>	<b>10</b>
<b>3.3. Atomo atatrakos energija kristale .....</b>	<b>10</b>
<b>3.4. Mesbauerio spektrometro veikimo principas .....</b>	<b>10</b>
<b>4. Jonizacijos kameros .....</b>	<b>11</b>
<b>4.1. Dujinių detektorių tipai .....</b>	<b>11</b>
<b>4.2. Dujų jonizavimas.....</b>	<b>11</b>
<b>4.3. Krūvininkų dreifas dujose, esant elektriniam laukui .....</b>	<b>12</b>
4.3.1. Dreifo greičio bendroji išraiška .....	12
4.3.2. Jonų ir elektronų judriai .....	13
<b>4.4. Jonizacijos kameros nuolatinės srovės veika .....</b>	<b>14</b>
4.4.1. Jonizacijos srovės ir jonizacijos spartos sąryšis .....	14
4.4.2. Jonizacijos kameros sandara.....	15
<b>4.5. Jonizacijos kameros impulsinė veika.....</b>	<b>16</b>
4.5.1. Krūvininkų dreifo srovės impulso išraiška .....	16
4.5.2. Jonizacijos kameros įtampos impulsas .....	18
4.5.3. Tarpinė laiko konstanta ( $t^- \ll RC \ll t^+$ ).....	18
4.5.4. Jonizacijos kamera su tinkleliu.....	20
4.5.5. Jonizacijos kameros impulso amplitudė ir ribinė energetinė skyra .....	22
<b>5. Puslaidininkiniai detektoriai .....</b>	<b>23</b>
<b>5.1. Puslaidininkinio detektoriaus veikimo principas .....</b>	<b>23</b>
5.1.1. Krūvininkai puslaidininkiniame detektoriuje.....	23
5.1.2. Jonizacijos energija .....	24
5.1.3. Laisvųjų krūvininkų atsiradimo ir išnykimo dinamika.....	25
<b>5.2. Priemaišiniai energijos lygmenys. n ir p puslaidininkiai.....</b>	<b>25</b>
<b>5.3. pn sandūros.....</b>	<b>27</b>
<b>5.4. Impulso formavimas puslaidininkiniame detektoriuje.....</b>	<b>30</b>
<b>6. Blyksimieji detektoriai.....</b>	<b>31</b>

6.1. Įvadas .....	31
6.2. Blyksnio atsiradimas neorganiniame scintiliatoriuje.....	31
6.3. Blyksnio atsiradimas organiniame scintiliatoriuje.....	31
6.4. Blyksimojo detektoriaus sandara .....	31
6.5. Blyksimojo detektoriaus išėjimo impulso forma .....	31
6.6. Blyksimojo detektoriaus energinė skyra .....	31
<b>7. Proporcingieji skaitikliai .....</b>	<b>32</b>
7.1. Dujinis stiprinimas .....	32
7.1.1. <i>Smūginės jonizacijos ir elektronų griūties sąvokos, proporcingojo skaitiklio sandara</i> .....	32
7.1.2. <i>Bendroji dujinio stiprinimo koeficiento išraiška</i> .....	34
7.1.3. <i>Būdingieji detektoriaus įtampų intervalai</i> .....	36
7.2. Proporcingųjų skaitiklių dujos .....	38
7.3. Proporcingųjų skaitiklių energinė skyra.....	39
7.4. Proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso pavidalas.....	41
<b>8. Neutronų detektoriai ir spektrometrai.....</b>	<b>45</b>
8.1. Įvadas .....	45
8.2. Boriniai lėtųjų neutronų detektoriai .....	46
8.2.1. <i>BF<sub>3</sub> proporcingojo detektoriaus impulsų amplitudžių spektras. „Sienelių efektas“</i> .....	46
8.2.2. <i>Boru padengti proporcingieji skaitikliai</i> .....	51
8.3. Lėtųjų neutronų detektoriai, veikiantys dalijimosi reakcijos pagrindu.....	52
8.4. Lėkio trukmės metodai matuojant neutronų energijas .....	53
8.5. Neutronų skaitiklis su neutronų lėtikliu („ilgasis skaitiklis“) .....	57
8.6. Detektoriai, kurie veikia greitųjų neutronų branduolinių reakcijų pagrindu .....	58
8.7. Detektoriai, kurie veikia greitųjų neutronų sklaidos pagrindu .....	61
8.7.1. <i>Neutrono tampriosios sklaidos kinematika</i> .....	61
8.7.2. <i>Atatrankos branduolių energijos skirstinys</i> .....	62
8.7.3. <i>Atatrankos branduolių detektoriaus savitasis efektyvumas</i> .....	63
8.7.4. <i>Protonų atatrankos scintiliatoriai</i> .....	64
8.7.5. <i>Protonų atatrankos scintiliatorių amplitudinės atsako funkcijos</i> .....	65
8.7.6. <i>Protonų atatrankos „teleskopai“</i> .....	69
8.7.7. <i>Uždelsusių sutapčių metodo taikymas greitųjų neutronų spektroskopijoje</i> .....	70
<b>9. Kiti detektoriai.....</b>	<b>74</b>
9.1. Čerenkovo detektoriai .....	74
9.1.1. <i>Čerenkovo spinduliavimas</i> .....	74
9.1.2. <i>Čerenkovo detektoriaus sąvoka. Čerenkovo detektorių darbinės medžiagos</i> .....	76
9.1.3. <i>Slenkstinė energija</i> .....	77
9.1.4. <i>Čerenkovo detektorių rūšys</i> .....	78
9.2. Vilsono kamera.....	79
9.2.1. <i>Įvadas</i> .....	79
9.2.2. <i>Sąryšiai tarp garų persotinimo ir dujų parametru</i> .....	80
9.2.3. <i>Lašų susidarymas ir didėjimas persotintuose garuose</i> .....	81
9.2.4. <i>Vilsono kameros sandara</i> .....	83
9.2.5. <i>Difuzinė Vilsono kamera</i> .....	83
9.3. Kriogeniniai ir superlaidieji detektoriai.....	84
9.3.1. <i>Kriogeniniai mikrokalorimetrai</i> .....	84
9.3.2. <i>Superlaidumo ribos jutikliai (angl. transition-edge sensors)</i> .....	87
9.3.3. <i>Superlaidieji detektoriai su tuneline sandūra (angl. superconducting tunnel junctions)</i> .....	88

<b>10. Masės spektrometrai ir magnetiniai spektrometrai.....</b>	<b>91</b>
10.1. Branduolių masių matavimas ir izotopų atskyrimas .....	91
10.2. Magnetinio spektrometro veikimo principas ir pagrindiniai parametrai.....	95
10.3. Fokusavimo reiškinio magnetiniame spektrometre analizė .....	97
<b>11. Nestabiliųjų nuklidų gyvavimo trukmių matavimas .....</b>	<b>100</b>
<b>12. Dalelių greitintuvai.....</b>	<b>106</b>
12.1. Įvadas .....	106
12.2. Elektrostatiniai greitintuvai .....	106
12.3. Tiesiniai rezonansiniai greitintuvai .....	108
12.4. Cikliniai rezonansiniai greitintuvai .....	111
12.4.1. Klasikinis ciklotronas .....	111
12.4.2. Sinchrociklotronas .....	113
12.4.3. Izochroninis ciklotronas .....	114
12.4.4. Sinchrotronas.....	116
12.5. Priešiniai dalelių pluoštai.....	118
<b>13. Branduolio fizikos metodų taikymai tiriant medžiagų sudėtį.....</b>	<b>123</b>
13.1. Neutronų aktyvacinė analizė .....	123
13.2. Rezerfordo atgalinė sklaida.....	125
13.3. Branduolinių reakcijų analizė.....	129
13.3.1. Rezonansinis metodas .....	130
13.3.2. Nerezonansinis metodas .....	132
13.3.3. Gylis skyra ir jautris.....	134
13.4. Dalelių skatintoji rentgeno spinduliuotė .....	135
13.5. Radioaktyvusis įvykių datavimas .....	139
<b>14. Branduolinis magnetinis rezonansas .....</b>	<b>142</b>
14.1. Branduoliai nuolatiniam magnetiniame lauke.....	142
14.2. Branduolių sistemos sužadimas kintamuoju magnetiniu lauku .....	143
14.3. Molekulių savybių tyrimas branduolinio magnetinio rezonanso metodu.....	144
14.4. Branduolinio magnetinio rezonanso signalo laikinė priklausomybė.....	146
14.5. Branduolinio magnetinio rezonanso kompiuterinė tomografija.....	148
<b>Literatūra.....</b>	<b>151</b>



# 1. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių bendrosios savybės

## 1.1. Supaprastintas detektoriaus modelis

Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorius – tai įtaisas spinduliuotei aptikti ir jos energijai pakeisti kitų rūšių energija, kurią būtų galima matuoti. Kad būtų įmanoma aptikti spinduliuotę, ji turi sąveikauti su detektoriaus darbine medžiaga. Sąveikos rezultatas – tai detektoriaus *signalas*, kurį galima išmatuoti. Prieš aptariant konkrečių tipų detektorius, išnagrinėsime hipotetinį detektorių, kuris veikia pagal tokį apibendrintą modelį:

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

Toks detektoriaus modelis tinka, aprašant dujinius ir puslaidininkinius detektorius<sup>1</sup>.

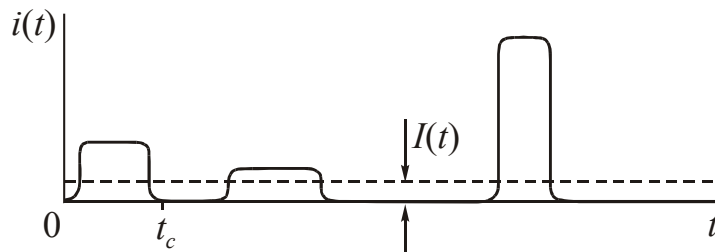
Taigi, detektorių galima modeliuoti srovės šaltiniu, kuris generuoja srovės impulsą  $i(t)$  kiekvieną kartą, kai su detektoriaus darbine medžiaga sąveikauja dalelė. Skirtingų impulsų amplitudės (aukščiai) ir trukmės (pločiai) gali būti įvairūs, priklausomai nuo juos sukėlusios sąveikos įvykių ypatybių (žr. 1.1 pav.). Kiekvieno srovės impulso trukmė yra lygi krūvio surinkimo laikui. Tą laiką žymėsime  $t_c$  (žr. 1.1 pav.) Srovės impulso integralas laiko atžvilgiu yra lygus pilnutiniam sukurtam krūviui  $Q$ :

$$\int_0^{t_c} i(t) dt = Q. \quad (1.1.1)$$

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

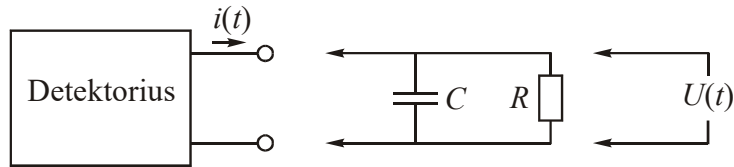
## 1.2. Detektoriaus impulsinė veika ir vidutinės kvadratinė įtampos veika

Dvi pagrindinės detektoriaus veikos yra impulsinė veika ir nuolatinės srovės veika. **Impulsinėje veikoje** matavimo įrenginiai, kurie jungiami prie detektoriaus, yra suprojektuoti taip, kad atskirai registruotų *kiekvieną* srovės impulsą, kurį sukelia sąveikos įvykis detektoriuje. Tokiu būdu registruojamos atskiros dalelės, kurios sąveikauja su detektoriumi. Matuojant atskirų dalelių energijas (radiacinė spektroskopija), visuomet naudojama impulsinė veika. Tada matuojamas kiekvieno srovės impulso integralas (1.1.1), t. y. pilnutinis krūvis  $Q$ , kuris tiesiogiai susijęs su dalelės energijos nuostoliais detektoriuje. Kitas atvejis, kai reikalinga impulsinė veika – tai dalelių (t. y. srovės impulsų) skaičiavimas, nepriklausomai nuo  $Q$  vertės. Tokie matavimai naudingi tada, kai reikia žinoti tik dalelių pataikymo į detektorių vidutinį dažnį, bet ne atskirų dalelių energijas (pavyzdys – radioaktyviojo šaltinio aktyvumo matavimas). Esant labai dideliems sąveikos įvykių dažniams, impulsinę veiką gali būti sunku arba net neįmanoma realizuoti, nes intervalai tarp srovės impulsų gali tapti per maži, kad tuos impulsus būtų galima išskirti, arba gretimi impulsai gali persikloti vienas su kitu. Tokiais atvejais



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

<sup>1</sup> Šį modelį galima naudoti ir blyksimojo detektoriaus analizėje, tačiau reikia turėti omenyje, kad blyksimojo detektoriaus atveju elektrinį signalą tiesiogiai sukuria ne detektoriaus darbinėje medžiagoje atsiradę krūvininkai, o detektoriaus fotodaugintuve atsiradę elektronai.



1.2 pav. Detektoriaus impulsinės veikos supaprastinta ekvivalentinė schema

naudojama **nuolatinės srovės veika**, kurioje matuojama tik vidutinė srovė per laiką, kuris daug didesnis už intervalus tarp sąveikos įvykių. Pvz., nuolatinės srovės veikoje detektorius galėtų matuoti srovę  $I(t)$ , kurią vaizduoja punktyrinė linija 1.1 pav.

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

Impulsinėje veikoje detektoriaus srovės impulsas yra paverčiamas įtampos impulsu, kuris paskui yra stiprinamas ir registruojamas arba analizuojamas. Į daugelio detektorių sudėtį įeina specialus įtaisas, kuris detektoriaus srovės impulsą paverčia įtampos impulsu. Tas įtaisas vadinamas **priešstiprintuviu** (toks pavadinimas atspindi tą faktą, kad priešstiprintuvio įtampos impulso amplitudė dažnai būna nepakankamai didelė, kad tą impulsą būtų galima analizuoti, todėl impulsas dar yra stiprinamas). Supaprastintoje analizėje prie detektoriaus elektrodų prijungtą įrangą (pvz., priešstiprintuvį arba stiprintuvą) galima pakeisti ekvivalentine lygiagrečiąja  $RC$  grandine kaip parodyta 1.2 pav. Šioje schemoje  $R$  yra grandinės įėjimo varža, o  $C$  yra detektoriaus talpės<sup>1</sup> ir prie jo elektrodų prijungtos įrangos įėjimo talpos suma (talpą  $C$  vadinsime detektoriaus „ekvivalentine talpa“). Matuojamas signalas – tai įtampos kritimas  $U(t)$  varžoje  $R$  (ekvivalentinės  $RC$  grandinės „išėjimo įtampa“). Šį įtampos impulsą toliau taip ir vadinsime: „matuojamas signalas“, „matuojamas impulsas“ arba „matuojama įtampa“. Šį impulsą reikia skirti nuo detektoriaus srovės impulso: „detektoriaus srove“ vadinsime minėtos ekvivalentinės  $RC$  grandinės (priešstiprintuvio) „įėjimo srovę“  $i(t)$  (žr. 1.2 pav.). Bendroji impulso  $U(t)$  išraiška, esant bet kokiam srovės  $i(t)$  pavidalui, yra

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i(t') \exp\left(-\frac{t'-t}{RC}\right) dt' \quad (1.2.1)$$

Praktikoje dažniausiai galioja nelygė  $RC \gg t_c$ . Tada krūvio surinkimo metu (kol  $t < t_c$ ) eksponentinis daugiklis (1.2.1) integralo pointegraliniame reiškinyje yra artimas vienetui, todėl

$$U(t) \approx \frac{1}{C} \int_0^t i(t) dt \quad (0 \leq t \leq t_c) \quad (1.2.2)$$

Todėl tokią detektoriaus veiką (su didele trukmės konstanta  $RC$ ) galima vadinti „srovės integravimo veika“. Krūvio surinkimo metu įtampa  $U(t)$  didėja. Ši įtampos impulso dalis vadinama impulso „priekiniu frontu“ (žr. 1.3b pav.).

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

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

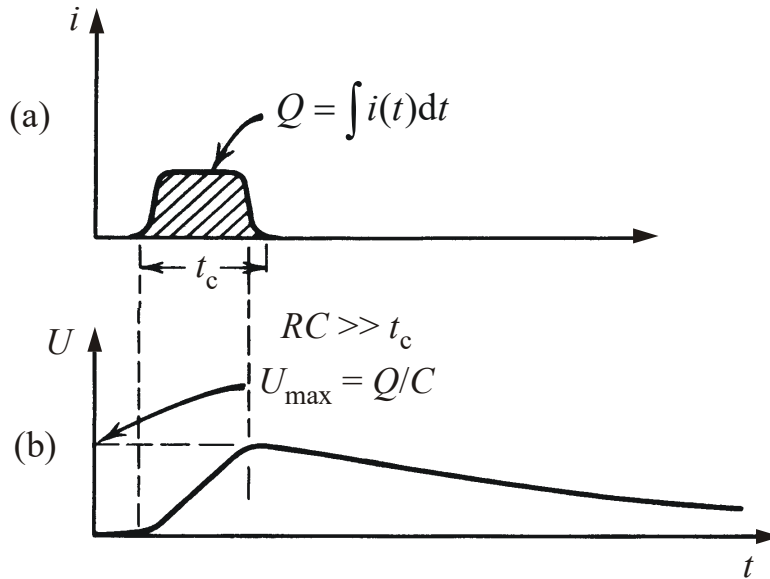
$$U_{\max} = \frac{Q}{C}; \quad (1.2.3)$$

čia  $Q$  nusakomas (1.1.1) reiškiniu (stačiakampio srovės impulso  $Q = i_0 t_c$ ). Paskui talpa  $C$  pradeda išsi-elektrinti per apkrovos varžą  $R$ , o įtampos kritimas  $U(t)$  pradeda eksponentiškai mažėti (žr. 1.3b pav.):

$$U(t)|_{t > t_c} = U_{\max} \exp\left(-\frac{t-t_c}{RC}\right) \quad (1.2.4)$$

<sup>1</sup> Blyksimojo detektoriaus talpa – tai fotodaugintuvo anodo talpa.





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

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

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

Dar viena detektoriaus veika, kuri svarbi, pvz., detektuojant neutronus branduoliniuose reaktoriuose, yra vadinamoji vidutinės kvadratinės įtampos (VKĮ) veika. Prieš aiškinant jos privalumus, reikia išreikšti detektoriaus srovės dispersiją. Pažymėkime  $\sigma_I(t)$  srovės  $I$  nuokrypį nuo vidurkio  $I_0$ . Tada to nuokrypio kvadrato laikinis vidurkis (t. y. srovės dispersija) laiko tarpe nuo  $t - T$  iki  $t$  yra lygus

$$\overline{\sigma_I^2(t)} = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t \sigma_I^2(t') dt' . \quad (1.2.5)$$

Jeigu tarsime, kad šie srovės svyravimai atsiranda vien dėl to, kad pavienių impulsų atsiradimo laikai yra atsitiktiniai (bet ne dėl to, kad jų amplitudės yra skirtingos), tada tą pačią srovės dispersiją galima išreikšti remiantis Puasono skirstinio savybėmis. Jeigu kiekvieno srovės impulso integralas (t. y. surinktas krūvis) yra  $Q$ , tada vidutinė srovė yra

$$I_0 = rQ, \quad (1.2.6)$$

čia  $r$  yra vidutinis impulsų dažnis, o srovės dispersija yra lygi

$$\overline{\sigma_I^2(t)} = \frac{Q^2 D_n}{T^2}, \quad (1.2.7)$$

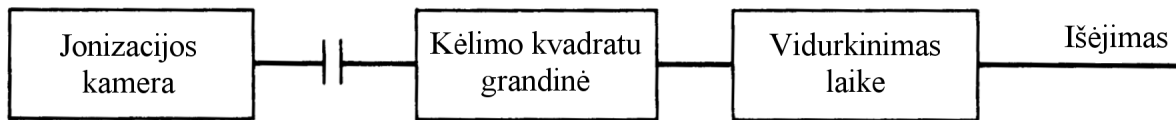
čia  $D_n$  yra impulsų skaičiaus ( $n$ ) per laiką  $T$  dispersija, kuri Puasono skirstinio atveju yra lygi to skaičiaus vidurkiui:

$$D_n = rT. \quad (1.2.8)$$

Įrašę (1.2.8) į (1.2.7), gauname:

$$\overline{\sigma_I^2(t)} = \frac{rQ^2}{T}. \quad (1.2.9)$$

Matome, kad srovės dispersija yra proporcinga krūvio, kuris surenkamas detektavus vieną dalelę, kvadratui. Ši savybė panaudojama kai kuriose detektavimo sistemose siekiant nuslopinti „foną“, kuri sąlygoja dalelės, kurių sąveika su detektoriumi pasireiškia mažo integralo impulsais lyginant su dalelėmis, kurias reikia detektuoti. Pvz., branduoliniuose reaktoriuose svarbiausia detektuoti neutronus, o tam reikia nuslopinti gama spinduliuotės įtaką. Vieno neutrono sąveika su detektoriaus darbine medžiaga pasireiškia daug didesniu sukurtu krūviu  $Q$ , negu vieno gama kvanto sąveika. Todėl tokiu atveju gali būti naudinga vietoj atskirų impulsų arba nuolatinės srovės matuoti signalą, kuris proporcingas srovės dispersijai (1.2.9). Tai atliekama naudojant įrenginį, kurio apibendrintoji schema pavaizduota žemiau:



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

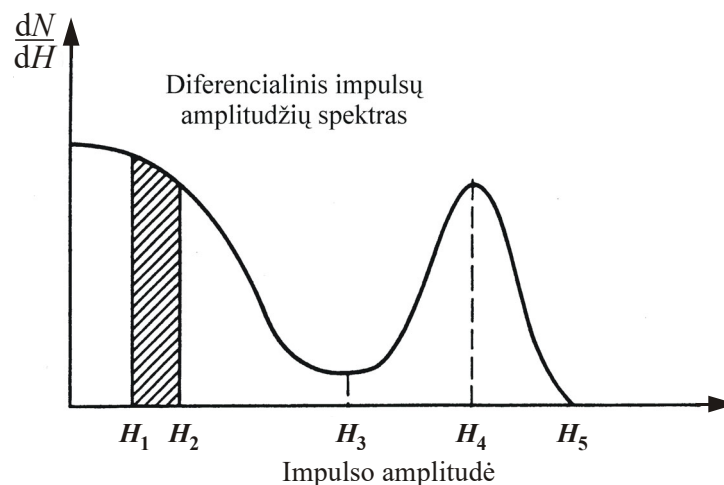
Kondensatorius, kuris matomas šioje grandinėje, praleidžia tik kintamąją srovės komponentę (t. y. nepraleidžia nuolatinės komponentės  $I_0$ ). Taigi, kėlimo kvadratu grandinės įėjimo signalas yra  $\sigma(t)$ .

### 1.3. Impulsų amplitudžių spektrai. Energinė skyra

#### 1.3.1. Pagrindinės apibrėžtys

Kaip minėta 1.2 skirsnyje, impulsinėje veikoje kiekvieno impulso amplitudė yra proporcinga krūviui, kuris buvo sukurtas detektoriuje atitinkamo sąveikos įvykio metu (žr. (1.2.3) formulę). Išmatavę didelį skaičių tokių impulsų, pastebėtume, kad jų amplitudės nėra vienodos. Impulsų amplitudžių pasiskirstymas gali atspindėti ir krintančiųjų dalelių energijos spektrą, ir detektoriaus atsako į apibrėžtos energijos daleles fliktuacijas. Todėl amplitudžių pasiskirstymas dažnai naudojamas tiriant krintančią spinduliuotę arba paties detektoriaus veikimą.

Dažniausiai naudojamas impulsų amplitudžių pasiskirstymo atvaizdavimo būdas – tai vadinamasis **diferencialinis impulsų amplitudžių spektras** (žodis „diferencialinis“ dažniausiai praleidžiamas). Tokio spektro pavyzdys pateiktas 1.4 pav. Ant horizontaliosios ašies yra atidedama impulso amplitudė (išreikšta voltais V). Ant vertikaliosios ašies atidedamas impulsų, kurių amplitudės priklausė nykstamo pločio intervalui, skaičiaus  $dN$  ir to intervalo pločio  $dH$  santykis  $dN/dH$  (matavimo vienetai – atvirkštiniai voltai  $V^{-1}$ ). Impulsų, kurių amplitudės priklausė intervalui nuo  $H_1$  iki  $H_2$ , skaičius  $N(H_1 < H < H_2)$  nustatomas integruojant diferencialinį amplitudžių spektrą nuo  $H_1$  iki  $H_2$ :



1.4 pav. Diferencialinio impulsų amplitudžių spektro pavyzdys

$$N(H_1 < H < H_2) = \int_{H_1}^{H_2} \frac{dN}{dH} dH . \quad (1.3.1)$$

Šį integralą nusako brūkšniuotasis plotas 1.4 pav. Pilnutinis impulsų skaičius  $N_0$  nustatomas integravus visą spektrą:

$$N_0 = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dH} dH . \quad (1.3.2)$$

Didžiausią impulsų amplitudę nusako abscisė taško, kuriame spektras tampa lygus nuliui (pvz., 1.4 pav. didžiausia amplitudė yra  $H_5$ ). Spekto maksimumai (pvz., taške  $H_4$ ) atitinka tikimiausias amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios užregistruojamos ypač dažnai. Spekto minimumai (pvz., taške  $H_3$ ) atitinka mažiausiai tikėtinas amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios ypač retai užregistruojamos. Bet koks fizikinis amplitudžių spektro aiškinimas yra susijęs su spektro *integralų* (t. y. plotų) skaičiavimu. Ordinātė ( $dN/dH$ ) įgyja fizikinę prasmę tik padauginus ją iš abscisės pokyčio ( $\Delta H$ ):  $(dN/dH) \cdot \Delta H \approx \Delta N$ , kur  $\Delta N$  yra skaičius impulsų su amplitudėmis tarp  $H$  ir  $H + \Delta H$ .

Spinduliuotės detektoriai dažnai naudojami matuojant spinduliuotės energijos spektrą (tokie matavimai apibendrintai vadinami *radiacine spektroskopija*). Spinduliuotės energijos spektro apibrėžtis yra analogiška impulsų amplitudžių spektro apibrėžčiai: vienintelis skirtumas yra tas, kad vietoj impulso amplitudės ( $H$ ) reikia naudoti spinduliuotės dalelės energiją ( $E$ ), o dydis  $N$  reiškia ne impulsų skaičių, o spinduliuotės dalelių skaičių. Atitinkamai, atvaizduojant energijos spektrą, ant abscisių ašies reikia atidėti energiją  $E$ , o ant ordinačių ašies reikia atidėti dalelių, kurių energija priklauso duotajam nykstamo pločio intervalui (nuo  $E$  iki  $E + dE$ ), ir to intervalo pločio  $dE$  santykį ( $dN/dE$ ).

Norint amplitudžių spektrą paversti energijų spektru, reikia visų taškų abscisės  $H$  pakeisti atitinkamomis energijomis  $E = h(H)$ , o ordinautes padauginti iš išvestinės  $dH/dE$ . Jeigu energijų spektras gautas, esant monoenergeinei spinduliuotei, tada jis vadinamas *energinė atsako funkcija* duotajai krantinčiųjų dalelių energijai. Šią funkciją žymėsime  $a(E; E_0)$ . Tikroji dalelių energija  $E_0$  yra šios funkcijos parametras, o apskaičiuotoji pagal impulso amplitudę energija  $E$  – funkcijos argumentas. Turint energinę atsako funkciją, galima apibrėžti energinę skyrą: detektoriaus *energinė skyra*  $R$  – tai detektoriaus energinės atsako funkcijos pločio  $\Delta E$ , išmatuoto pusės maksimumo aukštyje, ir to maksimumo centro padėties  $E_0$  santykis (žr. 1.5b pav.):

$$R = \frac{\Delta E}{E_0} . \quad (1.3.3)$$

Detektorių, kurie naudojami matuojant dalelių energiją, energinė atsako funkcija yra apytiksliai Gauso funkcijos pavidalo, o vidutinės amplitudės  $H_0$  ir dalelių energijos  $E_0$  santykis yra konstanta:

$$H_0 = const \cdot E_0 \quad (1.3.4a)$$

arba

$$E_0 = const' \cdot H_0 , \quad (1.3.4b)$$

čia  $const' = 1 / const$ . Taigi, informaciją apie dalelės energiją suteikia *vidutinė* impulsų amplitudė  $H_0$ . Iš (1.3.3) ir (1.3.4) lygybių išplaukia, kad energinės skyros išraiškoje (1.3.3) vietoj energijos skirstinio pločio  $\Delta E$  galima naudoti amplitudžių skirstinio plotį  $\Delta H$  (išmatuotą pusės maksimumo aukštyje), o vietoj  $E_0$  galima naudoti vidutinę amplitudę  $H_0$ :

$$R = \frac{\Delta H}{H_0} . \quad (1.3.5)$$

### 1.3.2. Bendroji išmatuoto energijos spektro išraiška. Amplitudinė atsako funkcija

Bendroji detektoriaus impulsų amplitudžių spektro išraiška:

$$g(H) = \int_0^{\infty} f(E) a_H(H; E) dE , \quad (1.3.6)$$

čia  $f(E)$  yra tikrasis detektuojamų dalelių energijos spektras, o  $a_H(H; E)$  yra normuotas į vienetą detektoriaus impulsų amplitudžių spektras, atitinkantis tiksliai apibrėžtą tų dalelių energiją  $E$ . Šitaip apibrėžta funkcija  $a(H; E)$  yra vadinama detektoriaus *amplitudine atsako funkcija*. Sukalibravus

detektorių, t. y. nustačius proporcingumo koeficientą  $const'$  tarp energijos  $E$  ir vidutinės amplitudės  $H_0$  (žr. (1.3.4b)), vietoj amplitudinės atsako funkcijos galima vartoti energinę atsako funkciją  $a(E'; E)$ . Čia  $E'$  – tai energija, apskaičiuota pagal impulsų amplitudę (dauginant ją iš minėto koeficiento), o  $E$  yra tikroji dalelių energija. Turint energinę atsako funkciją, vietoj impulsų amplitudžių spektro patogiau kalbėti apie energijų spektrą (čia vėl turimos omenyje pagal amplitudes apskaičiuotos energijos  $E'$ , kurios, esant netobulum detektoriumi, gali labai skirtis nuo tuos impulsus sukėlusiu dalelių energijų):

$$g(E') = \int_0^{\infty} f(E) a(E'; E) dE. \quad (1.3.7)$$

Energinė ir amplitudinė atsako funkcijos susijusios tokiu sąryšiu:

$$a(E'; E) = \frac{dH}{dE'} a_H(H(E'); E). \quad (1.3.8a)$$

T. y. norint išreikšti energinę atsako funkciją, amplitudinės atsako funkcijos išraiškoje amplitudės vertę  $H$  reikia pakeisti verte, kuri gaunama iš amplitudės ir energijos sąryšio, o amplitudinės atsako funkcijos reikšmę reikia padauginti iš amplitudės išvestinės energijos atžvilgiu. Jeigu minėtas sąryšis yra tiesinis (žr. (1.3.4a)), tada  $dH / dE' = const$ , todėl

$$a(E'; E) = const \cdot a_H(H(E'); E), \quad (1.3.8b)$$

t. y. šiuo atveju energinė atsako funkcija yra tokio paties pavidalo kaip amplitudinė atsako funkcija. Idealaus detektoriaus energinė atsako funkcija yra Dirako delta funkcija (t. y. nulinio pločio ir begalinio aukščio smailė, kurios integralas lygus 1). Tada iš (1.3.7) išplaukia, kad  $g(E') = f(E')$ , t. y. dalelių energijos spektras matuojamas idealiai tiksliai. Realių detektorių amplitudinę atsako funkciją  $a(H; E)$  dažniausiai galima aproksimuoti Gauso funkcija su maksimumu taške  $H_0(E)$ :

$$a(H; E) = \frac{1}{\sigma_H \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(H - H_0(E))^2}{2\sigma_H^2}\right], \quad (1.3.9a)$$

čia  $\sigma_H$  yra detektoriaus impulso amplitudės standartinis nuokrypis. Tada energinė atsako funkcija yra

$$a(E'; E) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(E' - E)^2}{2\sigma_1^2}\right], \quad (1.3.9b)$$

čia  $\sigma_1$  yra energijos, kuri apskaičiuota pagal detektoriaus impulso amplitudę (dauginant ją iš minėto proporcingumo koeficiento  $const'$ ), standartinis nuokrypis. Jeigu krintančiųjų dalelių energijos spektras  $f(E)$  taip pat yra Gauso funkcijos pavidalo:

$$f(E) = A \cdot \exp\left[-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma_0^2}\right], \quad (1.3.10)$$

tada funkcija  $g(E')$ , kuri išreiškiama (1.3.7) integralu, yra Gauso funkcija, kurios maksimumas yra ties vidutine dalelių energija  $E_0$ , o standartinio nuokrypio kvadratas yra lygus abiejų dauginamųjų Gauso funkcijų standartinių nuokrypių kvadratų sumai:

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + \sigma_1^2. \quad (1.3.11)$$

Nors (1.3.11) lygybę galima įrodyti tiesiog įrašius funkcijų  $a(E')$  ir  $f(E)$  išraiškas (1.3.9b) ir (1.3.10) į (1.3.7) reiškinį ir suintegravus, tačiau šį rezultatą nesunku suprasti ir be skaičiavimų. Fizikinė (1.3.11) lygybės prasmė yra ta, kad impulsų amplitudžių fliktuacijos, kurios atsiranda dėl detektoriaus netobulumo (“šratinis triukšmas”, šiluminiai triukšmai, maitinimo įtampos svyravimai ir pan.), yra nepriklausomos nuo impulsų amplitudžių fliktuacijų, kurios atsiranda dėl krintančių į detektorių dalelių energijos neapibrėžtumo. Tokiu atveju (1.3.11) išreiškia vieną iš pagrindinių statistikos dėsnių – nepriklausomų atsitiktinių dydžių dispersijų sudėties dėsnį (atsitiktinio dydžio dispersija yra lygi to atsitiktinio dydžio standartinio nuokrypio kvadratui). Dviejų minėtų rūšių fliktuacijų nepriklausomumas viena nuo kitos matematiškai pasireiškia tuo, kad į energinės atsako funkcijos  $a(E'; E)$  išraišką energijos  $E'$  ir  $E$  įeina tik skirtumo  $E' - E$  pavidalu (pvz., žr. (1.3.9b)). Tada (1.3.7) reiškinys virsta dviejų nepriklausomų atsitiktinių dydžių tikimybės tankių sąsūka (ta sąsūka – tai tų dviejų dydžių sumos tikimybės tankis).

Kadangi dispersijų sudėties dėsnis (1.3.11) išplaukia iš minėtos prielaidos, kad nėra statistinės priklausomybės tarp dviejų rūšių fliktuacijų, tai, jeigu ta prielaida yra teisinga, tas dėsnis lieka galioti ir tada, kai krintančiųjų dalelių energijos spektras arba detektoriaus atsako funkcija nėra Gauso

funkcijos pavidalo. Tačiau tada impulsų amplitudžių (ir pagal jas apskaičiuotų energijų) spektras nėra Gauso funkcijos pavidalo.

### 1.3.3. Krūvininkų skaičiaus fliktuacijų įtaka energinei skyrai

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

Daugelyje detektorių paskutiniojo iš minėtųjų veiksnių (krūvio  $Q$  fliktuacijų) indėlis į pilnutines impulsų amplitudžių fliktuacijas yra didžiausias. Šios fliktuacijos yra susijusios su krūvio  $Q$  diskrečia prigimtimi (todėl šios fliktuacijos kartais yra vadinamos „šratiniu triukšmu“). Krūvį  $Q$  sudaro baigtinis skaičius krūvininkų, kurių kiekvieno krūvis lygus  $e$ :

$$Q = N_c e; \quad (1.3.12)$$

čia  $N_c$  yra sukurtųjų kurio nors vieno ženklo krūvininkų (arba priešingų ženklų krūvininkų porų) skaičius. Dujiniame detektoriuje krūvininkų pora – tai laisvasis elektronas ir teigiamasis jonas, o puslaidininkiniame detektoriuje krūvininkų pora – tai laisvasis elektronas ir skylė. Blyksimojo detektoriaus atveju  $N_c$  yra iš fotodaugintuvo fotokatodo surinktų elektronų skaičius. Skaičius  $N_c$  nėra tiksliai apibrėžtas (net ir monoenerginės spinduliuotės sąlygomis), todėl ir krūvis  $Q$  nėra tiksliai apibrėžtas. Šių fliktuacijų dydį galima įvertinti, laikant, kad krūvininkų atsiradimas detektoriuje yra Puasono vyksmas. Tada sukurtųjų krūvininkų skaičiaus  $N_c$  standartinis nuokrypis yra lygus  $\sqrt{N_c}$ , kur  $\bar{N}_c$  yra vidutinis skaičius krūvininkų, kuriuos sukuria duotosios energijos dalelė. Kadangi praktikoje  $\bar{N}_c$  visuomet būna didesnis už 20, tai skaičiaus  $N_c$  Puasono skirstinį galima aproksimuoti Gauso skirstiniu. Kadangi impulso amplitudė proporcinga krūviui  $Q$  (žr. (1.2.3)), o krūvis proporcingas  $N_c$ , tai amplitudė taip pat proporcinga  $N_c$ :

$$H = KN_c; \quad (1.3.13)$$

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

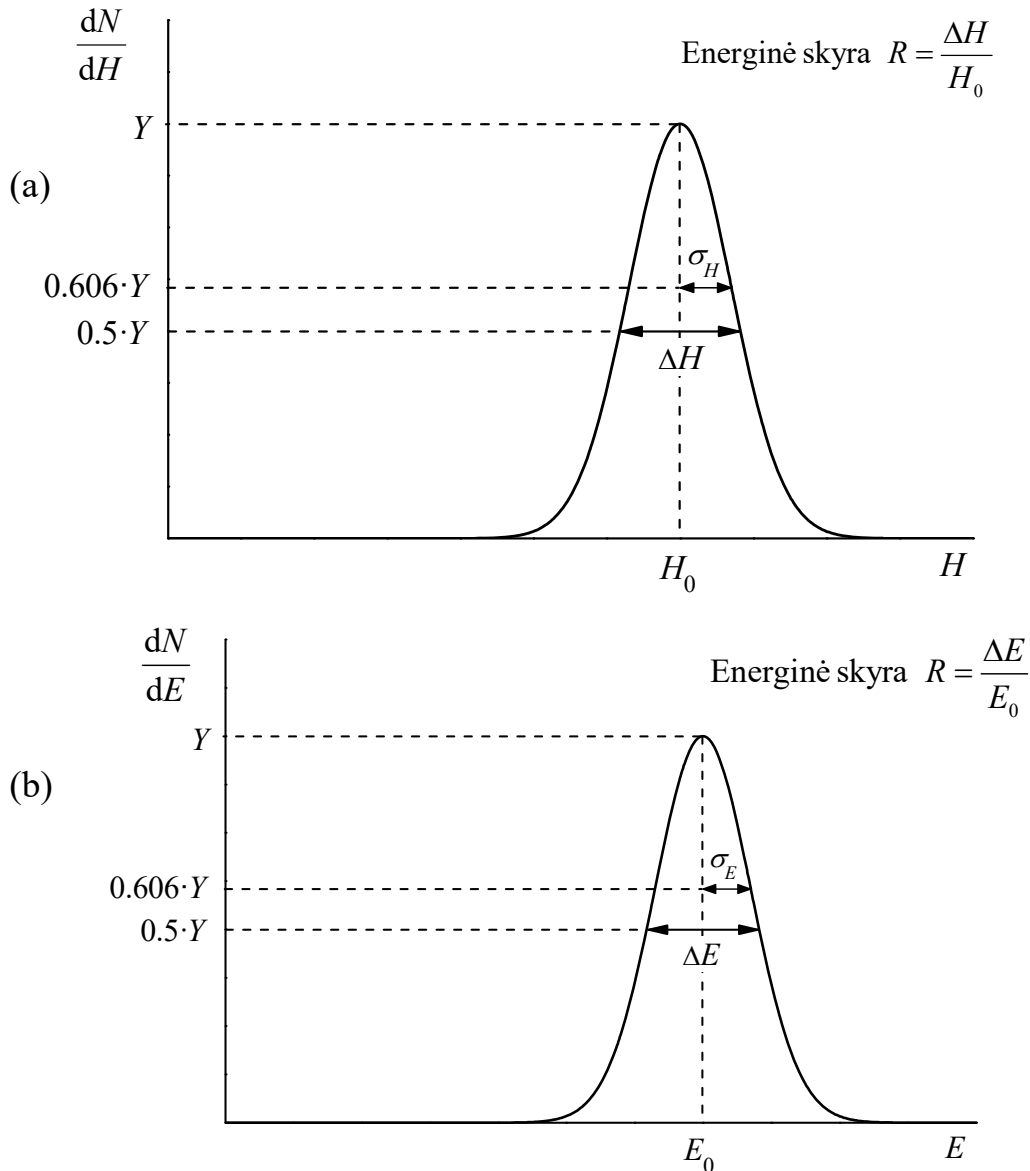
$$a(H) = \frac{N_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H-H_0)^2}{2\sigma^2}\right); \quad (1.3.14)$$

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

$$R|_{\text{Puasono riba}} = \frac{\Delta H}{H_0} = \frac{2,35\sigma}{H_0} = \frac{2,35K\sqrt{N_c}}{KN_c} = \frac{2,35}{\sqrt{N_c}}. \quad (1.3.15)$$

Tai yra mažiausia skyra, kurią įmanoma pasiekti, kai krūvininkų atsiradimas yra Puasono vyksmas. Kitų veiksnių, kurie sąlygoja impulsų amplitudžių fliktuacijas, vaidmenį galima sumažinti, tobulinant matavimų įrangą arba optimizuojant matavimų sąlygas (pvz., mažinant temperatūrą), tačiau atsiradusių krūvininkų skaičiaus fliktuacijų neįmanoma sumažinti žemiau ribos, kurią nusako (1.3.15) formulė (jeigu krūvininkų atsiradimas yra Puasono vyksmas).

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



**1.5 pav.** Detektoriaus energinės skyros apibrėžimas. (a) Amplitudinė atsako funkcija;  $\sigma_H$  – amplitudės standartinis nuokrypis;  $\Delta H$  – amplitudinės atsako funkcijos plotis pusės smailės aukštyje (Gauso funkcijos pavidalo smailės atveju  $\Delta H = 2.35\sigma_H$ ). (b) Energinė atsako funkcija;  $\sigma_E$  – pagal amplitudę apskaičiuotos energijos standartinis nuokrypis;  $\Delta E$  – energinės atsako funkcijos plotis pusės smailės aukštyje (Gauso funkcijos pavidalo smailės atveju  $\Delta E = 2.35\sigma_E$ ).

#### 1.3.4. Fano faktorius

Kai kurių detektorių energinės skyros matavimai rodo, kad mažiausia pasiekama  $R$  vertė gali būti 3 ÷ 4 kartus mažesnė už ribinę vertę (1.3.15), kuri atitinka Puasono vyksmą. Tai rodo, kad krūvininkų kūrimas detektoriaus darbinėje medžiagoje nėra Puasono vyksmas. Šį energinės skyros sumažėjimą galima suprasti, išnagrinėjus tokį hipotetinį atvejį: tarkime, kad visa detektoriaus darbinei medžiagai perduotoji krintančiosios dalelės energija išekvojama vien tik krūvininkų kūrimui detektoriaus tūryje (pvz., dujų atomų jonizavimui). Tada pilnutinis sukurtų krūvininkų porų skaičius būtų lygus  $N_c = E_0/W_{\min}$ , kur  $W_{\min}$  yra mažiausioji energija, kuri reikalinga vienai krūvininkų porai sukurti (pvz., dujų molekules jonizacijos energija). Kadangi energija  $W_{\min}$  yra tiksliai apibrėžta (ji priklauso nuo detektoriaus darbinės medžiagos), tai monoenerginės spinduliuotės atveju sukurtų krūvininkų skaičius taip pat būtų tiksliai apibrėžtas. Taigi, tokiu atveju skiriamoji geba būtų lygi nuliui, o atsako funkcija būtų Dirako delta funkcijos pavidalo. Remiantis šiuo pavyzdžiu, galima teigti, kad mažiausioji pasiekama energinė skyra priklauso ne vien nuo sukurtųjų krūvininkų skaičiaus, bet ir

nuo dalelės energijos dalies, kuri buvo išekvota jų kūrimui. Puasono riba (1.3.15) atitinka tą atvejį, kai krūvininkų kūrimui išekvojama labai maža dalelės energijos dalis (likusioji dalis prarandama kitais būdais, pvz., virsta atomų šiluminio judėjimo energija). Tačiau dujiniuose ir puslaidininkiniuose detektoriuose krūvininkų kūrimui išekvojama žymi dalelės energijos dalis. Pvz., kai kuriose dujose daugiau kaip pusė krintančiosios dalelės energijos išekvojama jonų porų kūrimui. Todėl mažiausioji pasiekiamą energinę skyra yra mažesnė už tą, kurią nusako (1.3.15) formulė. Šis sukurtųjų krūvininkų skaičiaus statistinių fliktuacijų sumažėjimas, lyginant su Puasono vyksmo atveju, kiekybiškai nusakomas vadinamuoju **Fano faktoriumi**, kuris apibrėžiamas kaip krūvininkų skaičiaus stebimosios dispersijos  $D_{N_c}$  ir Puasono skirstinio dispersijos (kuri lygi vidurkiui  $\bar{N}_c$ ), santykis:

$$F \equiv \frac{D_{N_c}}{\bar{N}_c}. \quad (1.3.16)$$

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

$$R_{\min} = \frac{2,35\sigma_{\min}}{V_0} = \frac{2,35K\sqrt{F\bar{N}_c}}{K\bar{N}_c} = 2,35\sqrt{\frac{F}{\bar{N}_c}}. \quad (1.3.17)$$

Puslaidininkiniams ir dujiniais detektoriams Fano faktorius yra artimas 0,1, todėl  $R_{\min}$  yra 3–4 kartus mažesnis už Puasono ribą (1.3.15). Blyksimuosiuose detektoriuose krūvininkų kūrimui išekvojama daug mažesnė dalelės energijos dalis, todėl blyksimiesiems detektoriams  $F \approx 1$ , o mažiausią energinę skyrą nusako (1.3.15) formulė.

### 1.3.5. Pilnutinė dispersija, kai egzistuoja keli nepriklausomi paklaidų šaltiniai

Tuo atveju, kai matuojamojo dydžio (pvz., impulso amplitudės) fliktuacijas sukelia keli nepriklausomi veiksniai (pvz., sukurtojo krūvio statistinės fliktuacijos, šiluminis triukšmas, įrangos parametrų slinkis ir kt.), tada pilnutinė to dydžio dispersija yra lygi sumai dispersijų, kurios atitinka kiekvieną iš tų veiksnių. T. y. amplitudinės atsako funkcijos pločio kvadratas yra lygus dedamųjų pločio kvadratų sumai:

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

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

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

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

Tikimybių teorijoje įrodoma, kad tuo atveju, kai nepriklausomų fliktuacijų šaltinių skaičius yra pakankamai didelis (praktiškai – didesnis už 4), o jų visų indėliai į pilnutinę matuojamojo dydžio dispersiją yra apytiksliai vienodi, tada matuojamojo dydžio skirstinys yra artimas Gauso skirstiniui, net kai atskiri fliktuacijų šaltiniai yra apibūdinami kitokio pavidalo skirstiniais. Todėl Gauso funkcija (1.3.14) yra labai dažnai naudojama atsako funkcijų aproksimavimui.

## **2. Gama spektroskopijos fizikiniai pagrindai**

### **2.1. Gama spinduliuotės spektras. Gama spektrometras. Antriniai elektronai, jų energijos spektras**

[1, p. 393 – 396]

### **2.2. Detektoriaus atsako funkcijos pavidalas**

[1, p. 396 – 399]

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

[1, p. 399 – 401]

### **2.4. Sutapčių metodai gama spektroskopijoje**

[1, p. 407 – 410]

## **3. Mesbauerio spektroskopijos fizikiniai pagrindai**

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

[1, p. 412, p. 104 – 105]

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

[1, p. 412 – 415]

### **3.3. Atomo atatranks energija kristale**

[1, p. 415 – 418]

### **3.4. Mesbauerio spektrometro veikimo principas**

[1, p. 418 – 422]



## 4. Jonizacijos kameros

### 4.1. Dujinių detektorių tipai

Pereinant elektringosioms dalelėms per dujas, dėl dujų molekulių jonizavimo atsiranda laisvieji elektronai ir jonai. Kad būtų trumpiau, jonizuotos molekulės (teigiamojo jono) ir iš jos išlaisvintojo elektrono porą vadinsime *jonų pora* (nors laisvasis elektronas nėra jonas). Taigi, dujų jonizavimas pasireiškia tuo, kad jose susidaro jonų poros. Jeigu šis jonizavimas vyksta tarp dviejų elektrodų su skirtingais potencialais, tada krūvininkai pradės judėti link tų elektrodų, ir elektros grandinėje atsiras elektros srovė. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektoriai, kurie veikia šio reiškinio pagrindu, yra vadinami *dujiniais jonizaciniais detektoriais* arba, trumpiau, *dujiniais detektoriais*.

Visi dujiniai detektoriai – tai kondensatoriai, kuriuose erdvė tarp elektrodų yra užpildyta kokiomis nors dujomis. Šių detektorių savybes lemia elektrinio lauko stipris ir jo pasiskirstymas erdvėje tarp elektrodų. Pvz., jeigu laukas yra palyginti silpnas, tada nuolatinės srovės veikoje matuojamoji vidutinė elektros srovė nepriklauso nuo kondensatoriaus įtampos ir yra lygi atsirandančių per laiko vienetą jonų porų skaičiui, padaugintam iš elektrono krūvio. Tokie detektoriai vadinami *jonizacijos kameromis*. Jonizacijos kameros dažniausiai naudojamos nuolatinės srovės veikoje, tačiau kartais jos naudojamos ir impulsinėje veikoje. Esant stipresniam elektriniam laukui, tampa įmanoma *smūginė jonizacija*: išlaisvintieji iš atomų elektronai tarp susidūrimų su dujų molekulėmis įgreitinami iki energijų, kurios yra pakankamos tam, kad jie patys galėtų jonizuoti dujų molekules. Todėl krūvininkų, kurie pasiekia elektrodus, skaičius yra didesnis už krūvininkų, kurie atsirado dėl krintančiosios dalelės jonizacinių energijos nuostolių („pirminių“ jonų porų), skaičių. Efektas toks pats, lyg spinduliuotės jonizacinis poveikis būtų sustiprintas. Šis reiškinys vadinamas *dujiniu stiprinimu*. Dujiniai detektoriai, kuriuose panaudojamas dujinio stiprinimo reiškinys, beveik visuomet naudojami impulsinėje veikoje. Dėl dujinio stiprinimo reiškinio įtampos impulso amplitudė labai išauga ir todėl tampa lengviau jį matuoti. Dujiniai detektoriai, kurių impulso amplitudė yra proporcinga pirminių jonų porų skaičiui, vadinami *proporcingaisiais skaitikliais*. Esant dar stipresniam elektriniam laukui, net ir viena jonų pora kondensatoriaus tūryje sukelia išlydį, o impulso amplitudė nustoja priklausyti nuo pirminių jonų porų skaičiaus. Tokie detektoriai vadinami *dujiniu išlydžio skaitikliais* arba *Geigerio ir Miulero skaitikliais*.

Šio skyriaus 4.2 ir 4.3 skirsniuose aptariami fizikiniai vyksmai, kurie vyksta visų rūšių dujiniuose detektoriuose, esant palyginti silpniems laukams (kol nepasireiškia antrinė jonizacija). 4.4 ir 4.5 skirsniuose aptariamos jonizacijos kameros.

### 4.2. Dujų jonizavimas

Greitajai elektringajai dalelei judant dujose, dėl dalelės sąveikos su dujų molekulėmis išilgai jos trajektorijos atsiranda jonų poros ir sužadintos molekulės. Jonai gali susidaryti arba dėl tiesioginės dujų molekulių sąveikos su krintančiąja dalele, arba dėl molekulių sąveikos su greitaisiais elektronais, kuriuos krintančioji dalelė išlaisvino iš kitų molekulių. Nepriklausomai nuo to, kuriuo konkrečiu būdu atsiranda jonų poros, praktikoje svarbiausias dydis yra pilnutinis jonų porų skaičius, kuris atsirado, perėjus dalelei per dujas.

Pilnutinis jonų porų skaičius, kurį sukūrė viena krintančioji dalelė, praradusi tam tikrą energijos kiekį dujose, priklauso nuo vidutinių energijos nuostolių  $W$ , kurie tenka vienai sukurtai jonų porai. Ši energija apibrėžiama taip:

$$W \equiv \frac{E_d}{\bar{N}}; \quad (4.2.1)$$

čia  $E_d$  yra pilnutinis energijos kiekis, kurį dalelė prarado dujose dėl jonizacinių ir kitokių energijos nuostolių, o  $\bar{N}$  yra vidutinis jonų porų skaičius, kurį dujose sukuria dalelė, praradama tiksliai apibrėžtą energijos kiekį  $E_d$  (kaip minėta 1.3 skirsnyje, net ir tuo atveju, kai dalelės energijos nuostoliai medžiagoje yra tiksliai apibrėžti, sukurtųjų jonų porų skaičius nėra tiksliai apibrėžtas, o yra statistiškai pasiskirstęs apie vidurkį  $\bar{N}$ ). *Mažiausioji* energija, kurią dalelė turi perduoti dujoms, kad taptų įmanomas dujų molekulės jonizavimas, yra lygi molekulės jonizavimo energijai, t. y. silpniausiai su molekulės kamieniu susijusių elektronų (valentinių elektronų) ryšio energijai. Daugumoje dujų, kuriomis užpildomi dujiniai detektoriai, ši mažiausioji ryšio energija yra tarp 10 eV ir 25 eV. Tačiau krintančioji dalelė gali prarasti energiją ne vien dėl molekulių jonizavimo, bet ir kitais būdais (pvz.,

dėl molekulių sužadavimo į aukštesnius energijos lygmenis). Todėl *vidutinis* dalelės energijos sumažėjimas  $W$ , kuris tenka vienai sukurtai jonų porai, visuomet yra didesnis už mažiausią ryšio energiją. Tikslioji  $W$  vertė priklauso nuo dujų rūšies, spinduliuotės prigimties ir energijos. Tačiau empiriniai duomenys rodo, kad nė vienas iš šių veiksnių neturi stiprios įtakos  $W$  vertei. Kaip parodyta 4.1 lentelėje,  $W$  vertė yra apytiksliai pastovi įvairioms dujoms ir įvairių rūšių spinduliuotei. Tipiška  $W$  vertė yra 25 – 35 eV. Tai reiškia, kad 1 MeV energijos dalelė, praradusi visą savo energiją dujose, sukurtų maždaug 30 000 jonų porų. Jeigu dalelė praranda dujose visą savo energiją  $E_d$ , tada, žinant  $W$  vertę, dalelės energiją galima nustatyti, išmatavus sukurtųjų jonų porų skaičiaus vidurkį  $\bar{N}$ :

$$E_d = \bar{N}W. \quad (4.2.2)$$

**4.1 lentelė.** Vidutinis dalelės energijos sumažėjimas vienai jonų porai dujose

Dujos	Mažiausioji elektrono ryšio energija $E_{\text{jon}}$ , eV	$W$ , 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

Praktikoje svarbu žinoti ne vien vidutinį jonų porų skaičių, kurį sukuria kiekviena krintančioji dalelė, bet ir to skaičiaus fliuktuacijas. Sukurtųjų krūvininkų porų skaičius yra atsitiktinis dydis, – net ir tada, kai krintančiųjų dalelių energija yra tiksliai apibrėžta. Šios jonų porų skaičiaus statistinės fliuktuacijos lemia mažiausiąją dujinių detektorių energinę skyrą. Paprasčiausiu atveju jonų porų susidarymas yra Puasono vyksmas, t. y. atomo jonizavimo tikimybė nepriklauso nuo dalelės energijos. Tada jonų porų skaičiaus standartinis nuokrypis yra lygus kvadratinei šakniai iš vidutinio jonų skaičiaus. Kaip minėta 1.3.3 skirsnyje, daugelyje jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių stebimasis sukurtųjų krūvininkų skaičiaus standartinis nuokrypis yra mažesnis už kvadratinę šaknį iš jo vidurkio. Šį sumažėjimą kiekybiškai išreiškia Fano faktorius (1.3.16).

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

#### 4.3.1. Dreifo greičio bendroji išraiška

Esant elektriniam laukui, kurio stipris  $\mathcal{E}$ , krūvininkų judėjimo trajektorijos tarp susidūrimų yra jau ne tiesinės, o parabolines, nes juos veikia Lorencio jėga  $e\mathcal{E}$ . Krūvininkai judėjimo metu nukrypsta link atitinkamų elektrodų. Taigi, šis judėjimas tampa iš dalies kryptingas. Todėl, esant elektriniam laukui, krūvininko greitis sudarytas iš dviejų komponentių: betvarkio judėjimo komponentė ir komponentė, kuri atspindi kryptingą krūvininko judėjimą jį veikiančios jėgos kryptimi. Šis kryptingas krūvininkų judėjimas vadinamas *dreifu*, o krūvininko greičio vektoriaus vidurkis vadinamas *dreifo greičiu*. Toliau „dreifo greičiu“ vadinsime šio vidurkio modulį ir jį žymėsime „ $v$ “ (tai atvejais, kai reikės skirti teigiamuosius krūvininkus nuo neigiamųjų, naudosisime viršutinį indeksą „+“ arba „–“, pvz.,  $v^+$  ir  $v^-$ ). Kartu su dreifo greičiu  $v$  naudosisime ir vidutinį *pilnutinį* greitį  $v_\Sigma$ , kuris proporcingas šakniai iš vidutinės krūvininko energijos:

$$v_\Sigma = \alpha \sqrt{\frac{E}{M}}, \quad (4.3.1)$$

kur  $M$  yra krūvininko masė. Proporcingumo koeficientas  $\alpha$  priklauso nuo greičių skirstinio. Pvz., Maksvelo skirstinio atveju

$$\alpha = \frac{4}{\sqrt{3\pi}} \approx 1.303. \quad (4.3.2)$$

Vidutinis pilnutinis greitis  $v_{\Sigma}$  (arba vidutinė krūvininko energija  $E$ ) apibūdina ir betvarkį judėjimą, ir kryptingą judėjimą, o dreifo greitis  $v$  apibūdina tik kryptingą krūvininko judėjimą. Įjungus elektrinį lauką, palyginti greitai (per  $10^{-9} \div 10^{-8}$  s) nusistovi pusiausvirasis krūvininkų judėjimas su pastoviais laisvuju keliu  $\lambda$ , vidutiniu susidūrimų dažniu  $f$ , vidutine energija  $E$ , vidutiniu pilnutiniu greičiu  $v_{\Sigma}$  ir dreifo greičiu  $v$ . Išsiaiškinsime, kaip dreifo greitis priklauso nuo lauko stiprio  $\mathcal{E}$ , dujų slėgio  $p$  ir kitų parametru.

Laikysime, kad kiekvieno susidūrimo metu krūvininkas „užmiršta“ savo judėjimo istoriją. T. y. krūvininko greičio kryptis po kiekvieno (ir tampriojo, ir netampriojo) susidūrimo yra visiškai nesusijusi su jo judėjimo kryptimi prieš susidūrimą (izotropinė sklaida). Tada dreifo greitis  $v$  yra lygus vidutiniam greičio pokyčiui tarp dviejų susidūrimų. Šis greičio pokytis yra lygus pagreičio  $e\mathcal{E}/M$  ir vidutinio laiko  $\langle t \rangle$  tarp dviejų susidūrimų sandaugai:

$$v = \frac{e\mathcal{E}}{M} \langle t \rangle = \frac{e\mathcal{E}}{Mf};$$

čia pasinaudota tuo, kad  $\langle t \rangle$  yra lygus atvirkštiniam susidūrimų dažniui  $1/f$ . Atsižvelgus į tai, kad  $f = v_{\Sigma} / \lambda$ ,

$$v = \frac{e\mathcal{E}}{M} \frac{\lambda}{v_{\Sigma}}. \quad (4.3.3)$$

Įrašę (4.3.1) į (4.3.3) ir pasinaudoję tuo, kad  $\lambda$  yra atvirkščiai proporcingas slėgiui ( $\lambda = \lambda_1/p$ ), gauname

$$v = \frac{e\mathcal{E}\lambda}{\alpha\sqrt{EM}} = \frac{e\mathcal{E}\lambda_1}{\alpha p\sqrt{EM}}. \quad (4.3.4)$$

#### 4.3.2. Jonų ir elektronų judris

Laisvojo elektrono arba jono dreifo greitį dujose galima išreikšti šitaip:

$$v = \frac{\mu\mathcal{E}}{p}; \quad (4.3.5)$$

čia  $\mu$  yra elektrono arba jono **judris**:

$$\mu \equiv v \frac{p}{\mathcal{E}}. \quad (4.3.6)$$

Pagal (4.3.5) judrio prasmė – tai krūvininko dreifo greitis vienetinio stiprio lauke esant vienetiniam slėgiui. Įrašę dreifo greičio bendrąją išraišką (4.3.4) į judrio apibrėžtį (4.3.6), gauname judrio bendrąją išraišką:

$$\mu = \frac{e\lambda_1}{Mv_{\Sigma}} = \frac{e\lambda_1}{\alpha\sqrt{ME}}. \quad (4.3.7)$$

Kadangi elektrono masė yra 4–5 eilėmis mažesnė už jono masę, o elektronų sąveikos skerspjūvis yra 1–2 eilėmis mažesnis (t. y. laisvasis lėkis 1–2 eilėmis didesnis), negu jonų, tai elektronų dreifo greitis ir judris yra 4–5 eilėmis didesnis už tos pačios energijos jonų greitį ir judrį (žr. (4.3.4) formulę). Tačiau, esant tipiškiems elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykiams, elektronų vidutinė energija yra 1–2 eilėmis didesnė už jonų vidutinę energiją; be to, elektronų vidutinė energija  $E$  yra tiesiog proporcinga santykiui  $\mathcal{E}/p$  (šis teiginys čia pateikiamas be įrodymo). Šis veiksnys sumažina elektronų ir jonų judrių santykį maždaug viena eile, tačiau elektronų judris vis tiek lieka daug (3–4 eilėmis) didesnis už jonų judrį. Tipiškas elektronų judris yra  $(10^4 - 10^5) \text{ m}^2 \cdot \text{Pa} / (\text{V} \cdot \text{s})$  eilės. Vadinasi, esant atmosferos slėgiui (maždaug  $10^5 \text{ Pa}$ ) ir tipiskam lauko stipriui (maždaug  $10^4 \text{ V/m}$ ), elektronų dreifo greitis yra  $(10^3 - 10^4) \text{ m/s}$  eilės, o tipiška elektronų surinkimo trukmė 1 cm matmenų detektoriuje yra  $(10^{-5} - 10^{-6}) \text{ s}$  eilės. Tomis pačiomis sąlygomis tipiškas jonų dreifo greitis yra 1–10 m/s eilės, o tipiška jonų surinkimo trukmė 1 cm matmenų detektoriuje yra  $10^{-2} - 10^{-3} \text{ s}$  eilės.

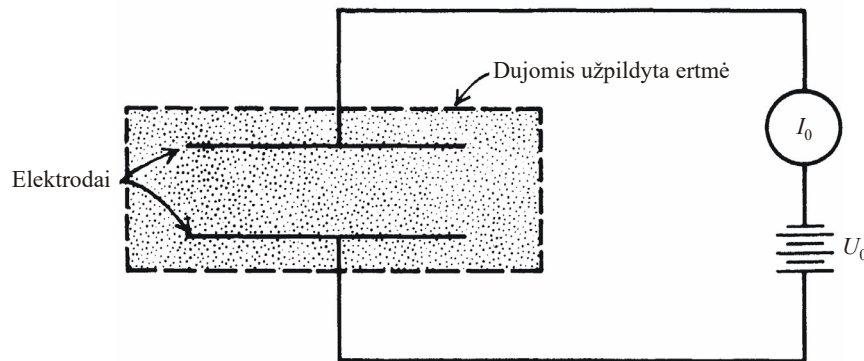
Minėtieji dreifo greičiai yra daug mažesni už betvarkio judėjimo vidutinį greitį (pvz., 300 K temperatūroje elektronų šiluminio judėjimo greitis yra maždaug  $10^5 \text{ m/s}$ , o jonų šiluminio judėjimo greitis yra  $10^2 \text{ m/s}$  eilės). Taigi, elektronų (kaip ir jonų) vidutinį greitį  $v_{\Sigma}$  ir vidutinę energiją  $E$  lemia jų betvarkis judėjimas, o ne dreifas. Tačiau tarp elektronų ir jonų yra vienas esminis skirtumas: elektronų betvarkio judėjimo energija, esant elektriniam laukui, gali tapti 2–3 eilėmis didesnė už šiluminio judėjimo energiją (elektrinis laukas „įkaitina“ elektronus), o jonų vidutinė betvarkio judėjimo energija beveik nepriklauso nuo lauko stiprio, t. y. ji lieka lygi  $kT$ , kur  $k$  yra Bolcmano konstanta, o  $T$  yra

aplinkos temperatūra. Minėtasis elektronų „įkaitimas“ yra susijęs su tuo, kad, vykstant tampriesiems susidūrimams su daug didesnės masės molekulėmis, elektronai beveik nepraranda energijos (tai išplaukia iš judesio kiekio tvermės dėsnio). Elektronas gali prarasti energiją tik dėl netampriųjų susidūrimų, kurių metu molekulės yra sužadinamos. Tačiau jų skerspjūvis yra daug mažesnis, negu tampriųjų susidūrimų (t. y. netamprieji susidūrimai vyksta daug rečiau, negu tamprieji), todėl tarp dviejų netampriųjų susidūrimų elektronas „suspėja“ gauti iš lauko energiją, kuri daug didesnė už  $kT$  (kambario temperatūroje  $kT = 0,025$  eV). Jeigu iš lauko įgytoji energija tampa didesnė už molekulės jonizacijos energiją  $E_{\text{jon}}$  (kelių molekulių  $E_{\text{jon}}$  vertės pateiktos 4.1 lentelėje), tada tampa galima smūginė jonizacija, kuri naudojama dujiniam stiprinimui proporcinguosiuose bei Geigerio ir Miulerio skaitikliuose. Iš šio aiškinimo išplaukia, kad smūginę jonizaciją gali sukelti elektronai, bet ne jonai, nes jonai tampriųjų susidūrimų su dujų molekulėmis metu praranda visą iš lauko įgytą energiją (taip yra todėl, kad molekulinį jonų masė yra beveik tokia pati kaip neutralių molekulių).

#### 4.4. Jonizacijos kameros nuolatinės srovės veika

##### 4.4.1. Jonizacijos srovės ir jonizacijos spartos sąryšis

Pagrindinės jonizacijos kameros dalys yra parodytos 4.1 pav. Ją sudaro dujomis užpildyta hermetiška ertmė, kurioje yra du elektrodai (4.1 pav. atveju elektrodai yra plokšti, tačiau jie gali būti ir cilindriniai arba sferiniai). Prijungus įtampos  $U_0$  šaltinį prie elektrodų, tarp jų atsiranda elektrinis laukas. Laisvieji krūvininkai, kurie atsirado dėl išorinio jonizuojančiojo poveikio (elektronai,



4.1 pav. Jonizacijos kameros pagrindinės dalys

teigiamieji jonai ir neigiamieji jonai), veikiami minėtojo elektrinio lauko, juda link atitinkamų elektrodų, sukurdami srovę  $I$ , kurią matuoja ampermetras. Erdvės sritį, iš kurios surenkami krūvininkai, vadinsime kameros **aktyviąja sritimi** (4.1 pav. ta sritis yra patamsinta). Aktyviosios srities tūrį vadinsime „aktyviuoju tūriu“ arba tiesiog „kameros tūriu“.

Jonų porų skaičių, kuris sukuriamas jonizacijos kameros tūrio vienetė per laiko vienetą, vadinsime **jonizacijos sparta**. Esant nuolatiniam jonizuojančiajam poveikiui, jonizacijos sparta nepriklauso nuo laiko (nors ji gali būti skirtinga skirtingose kameros vietose). Bet kuriame kameros tūrio elemente jonizacijos sparta bus lygi krūvininkų išnykimo spartai. Krūvininkai išnyksta dėl jų dreifo, difuzijos ir rekombinacijos. Jeigu rekombinacija yra nežymi, o visi laisvieji krūvininkai yra surenkami atitinkamuose jonizacijos kameros elektroduose (elektronai ir neigiamieji jonai – anode, o teigiamieji jonai – katode), tada kameroje teka nuolatinė elektros srovė, kuri yra lygi pilnutinio per laiko vienetą atsirandančių jonų porų skaičiaus ir elementariojo krūvio  $e$  sandaugai. Ši srovė vadinama **jonizacijos srove**. Jeigu kameros tūris  $V$ , o jonizacijos sparta yra vienoda visame kameros tūryje ir lygi  $n_0$ , tada jonizacijos srovės stipris lygus

$$I_0 = en_0V. \quad (4.4.1)$$

Taigi, jonizacijos srovė vienareikšmiškai nusako jonizacijos spartą  $n_0$ :

$$n_0 = \frac{I_0}{eV}. \quad (4.4.2)$$

Nuolatinės srovės jonizacijos kameros panaudojimas yra pagrįstas jonizacijos srovės  $I_0$  matavimu ir jonizacijos spartos  $n_0$  skaičiavimu pagal (4.4.2).

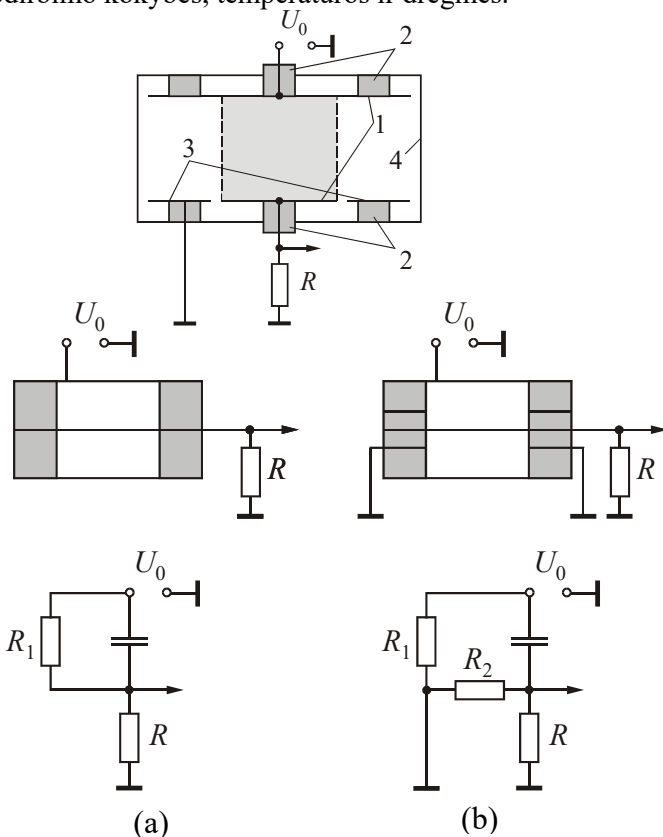
#### 4.4.2. Jonizacijos kameros sandara

Jonizacijos kameros gali būti labai įvairios sandaros (plokščios, cilindrinės, sferinės) ir turėti labai įvairių tūrį (nuo kubinio centimetro dalių iki šimtų litrų). Optimalusis kameros tūris priklauso nuo matuojamosios jonizacijos spartos  $n_0$  dydžio. Nuolatinėje veikoje jonizacijos (soties) srovė yra proporcinga jonizacijos spartai  $n_0$  ir jonizacijos kameros tūriui  $V$  (žr. (4.4.1)). Srovės (ir tuo pačiu – jonizacijos spartos  $n_0$ ) matavimų tikslumas yra tuo didesnis, kuo didesnė srovė. Vadinasi, kuo mažesnis  $n_0$ , tuo didesnis kameros tūris reikalingas, norint išmatuoti  $n_0$  reikiamu tikslumu.

Plokščiosios jonizacijos kameros sandara pavaizduota 4.2 pav. Tame pačiame paveiksle pavaizduota ir kameros prijungimo prie srovės matuoklio schema. 4.3a pav. pavaizduotas cilindrinės kameros skerspjūvis.

Nors kameros elektrodai yra atskirti izoliatoriumi, tačiau izoliatorių laidumas niekada nebūna tiksliai lygus nuliui, todėl išorinėje grandinėje teka tam tikra maža srovė net ir tada, kai dujose nėra laisvųjų krūvininkų. Ši srovė vadinama **nuotėkio srove**. Naudojant 4.1 pav. arba 4.3a pav. konstrukcijos jonizacijos kameras, matuojamoji srovė – tai jonizacijos ir nuotėkio srovių suma. Todėl nuotėkio srovė įneša tam tikrą matavimo paklaidą. Idealiu atveju ši pašalinė srovės komponentė turėtų būti daug mažesnė už jonizacijos srovę. Įvertinsime mažiausią įmanomą jonizacijos srovę. Šią srovę lemia medžiagų natūralusis radioaktyvumas ir kosminė spinduliuotė. Krūvis, kurį  $100 \text{ cm}^3$  tūrio kameroje sukuria kosminė spinduliuotė ir grunto natūralusis radioaktyvumas, atitinka maždaug  $10^{-16} \text{ A}$  srovę. Be to, daugelis medžiagų spinduliuoja  $\alpha$  daleles. Pvz., nuo  $100 \text{ cm}^2$  plieno per 1 h išspinduliuojamos vidutiniškai  $3 \alpha$  dalelės, o nuo  $100 \text{ cm}^2$  lydmetalio per 1 h išspinduliuojama vidutiniškai  $300 \alpha$  dalelių. Viena  $\alpha$  dalelė, jonizuodama medžiagą, sukuria kelis šimtus tūkstančių jonų porų. Taigi, jeigu per vieną 1 h atsiranda viena  $\alpha$  dalelė, tada teka maždaug  $10^{-17} \text{ A}$  stiprumo elektros srovė.

Iš to, kas aukščiau pasakyta, išplaukia, kad idealiu atveju  $100 \text{ cm}^3$  tūrio jonizacijos kameros nuotėkio srovė turėtų būti daug mažesnė už  $10^{-16} \text{ A}$ . Tačiau tokią mažą nuotėkio srovę pavyktų gauti tik tada, jeigu nebūtų paviršinių nuotėkio srovių. Nors izoliatorių tūrinis laidumas yra toks mažas, kad jį galima laikyti praktiškai lygiu nuliui, tačiau daugelio izoliatorių **paviršinis** laidumas yra daug didesnis. Jis ir sąlygoja nuotėkio srovę. Paviršinis laidumas priklauso nuo paviršiaus apdirbimo kokybės, temperatūros ir drėgmės.



**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 schemos.  
 $R_1 + R_2$  – kameros izoliatorių varža;  $R$  – apkrovos varža.

Paviršinių nuotėkio srovių įtaką matuojamajai srovei galima sumažinti, naudojant papildomą elektrodą (4.2 pav. jis pažymėtas 3). Papildomasis elektrodas yra įžemintas. Jis supa elektrodą, prie kurio prijungta apkrovos varža, todėl kartais yra vadinamas *apsauginiu žiedu* (t.p. žr. 4.3b pav., kuriame pavaizduota cilindrinė kamera su apsauginiu žiedu). 4.3 pav. pavaizduotos jonizacijos kameros ekvivalentinės schemos be apsauginio žiedo (a) ir su juo (b). Kaip matome, kai apsauginio žiedo nėra (4.3a pav.), izoliatoriaus nuotėkio srovė teka apkrovos varža, todėl iškraipo matavimų rezultatus. Apsauginio žiedo vaidmuo yra tas, kad jis nukreipia nuotėkio srovę į žemę, todėl apkrovos varža teka tik srovė, kurią sukuria elektroduose surinktieji krūvininkai (žr. 4.3b pav.). Kita apsauginio žiedo funkcija – tai elektrinio lauko išlyginimas. Matuojant jonizacijos spartą  $n_0$ , svarbu žinoti ne tik srovės stiprį  $I$ , bet ir tūrį  $V$ , iš kurio buvo surinkti krūvininkai (žr. (4.4.2)). Be to, reikia, kad visame tame tūryje elektrinis laukas būtų pakankamai stiprus, kad srovė įsisotintų (t. y. kad nepasireikštų krūvininkų rekombinacija ir difuzija). Naudojant tokią kameros konstrukciją, kaip pavaizduota 4.2 pav., apsauginis žiedas tiksliai apriboja kameros aktyvųjį tūrį (t. y. erdvės sritį, iš kurios surenkami elektronai ir jonai), ir visame šiame tūryje elektrinio lauko stipris yra praktiškai pastovus ir lygus savo didžiausiai vertei.

#### 4.5. Jonizacijos kameros impulsinė veika

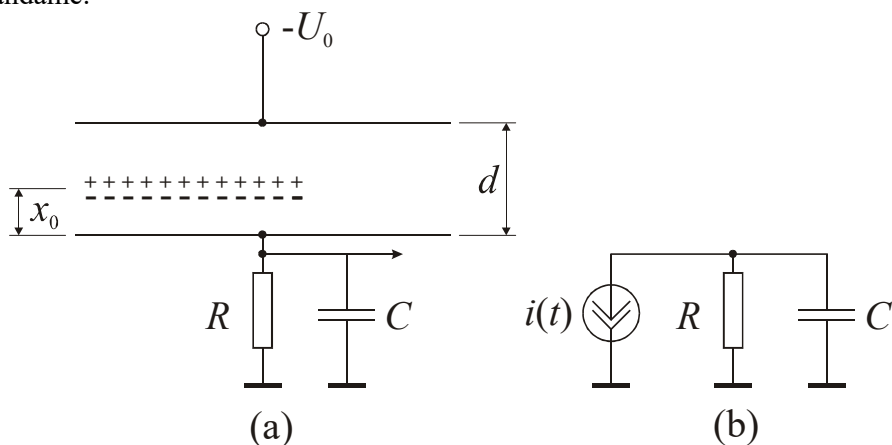
Jonizacijos kameros dažniausiai naudojamos nuolatinėje veikoje, kurioje matuojama vidutinė jonizacijos sparta. Tačiau, kaip ir daugelis kitų jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių, jonizacijos kameros gali būti naudojamos impulsinėje veikoje, kurioje kiekviena krintančioji dalelė sukuria atskirą srovės impulsą. Tokioje veikoje tampa įmanoma skaičiuoti atskiras daleles, kuris pateko į detektoriaus aktyviąją sritį matavimo metu. Be to, kaip minėta 1 skyriuje, impulsinėje veikoje tampa įmanoma matuoti krintančiųjų dalelių energijas. Nors pastaruoju metu radiacinėje spektroskopijoje daug dažniau naudojami puslaidininkiniai detektoriai, tačiau impulsinės jonizacijos kameros vis dar yra naudojamos kaip didelio ploto  $\alpha$  dalelių spektrometrai bei neutronų detektoriai.

##### 4.5.1. Krūvininkų dreifo srovės impulso išraiška

Plokščiosios jonizacijos kameros jungimo impulsinėje veikoje schema yra parodyta 4.7a pav. Išreikšime detektoriaus srovę  $i$ , kurią sukelia duotojo ženklo krūvininkų dreifas. Pasinaudosime energijos tvermės dėsniu. Elektriniame lauke, kurio stipris  $\mathcal{E}$ , krūvį  $Q$  veikia jėga  $Q\mathcal{E}$ . Tarkime, kad to krūvio poslinkis per nykstamai mažą laiką  $dt$  yra lygus  $dx$ . Tame kelyje ta jėga atliko darbą  $Q\mathcal{E}dx$ . Šiam darbui eikvojama įtampos šaltinio vidinė energija. Todėl pagal energijos tvermės dėsnį įtampos šaltinio vidinė energija per laiką  $dt$  turi sumažėti tuo pačiu dydžiu  $Q\mathcal{E}dx$ . Įtampos šaltinio vidinės energijos sumažėjimas yra lygus jo įtampos  $U_0$  ir pro jį pratekėjusio krūvio  $idt$  sandaugai. Vadinasi,

$$Q\mathcal{E}dx = U_0 idt. \quad (4.5.1)$$

Išreiškę  $i$ , randame:



**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

$$i = \frac{Q\mathcal{E}v}{U_0}; \quad (4.5.2)$$

čia  $v = dx/dt$  yra krūvininkų dreifo greitis<sup>1</sup>.

Detektoriaus srovės išraiška (4.5.2) yra bendra; ji galioja ne vien plokščiojoje jonizacijos kameroje, bet ir kitų rūšių detektoriuose. Bendruoju atveju (pvz., cilindriniam detektoriuje) lauko stipris  $\mathcal{E}$  ir dreifo greitis  $v$ , kurie įeina į srovės išraišką (4.5.2), priklauso nuo krūvininko koordinatės. Tačiau plokščiojoje jonizacijos kameroje elektrinio lauko stipris visame aktyviajame tūryje yra apytiksliai pastovus ir lygus

$$\mathcal{E} = \frac{U_0}{d}; \quad (4.5.3)$$

čia  $d$  yra atstumas tarp kameros elektrodų. Įrašę (4.5.3) į (4.5.2), gauname, kad, duotojo ženklo krūvininkams dreifuojant plokščiojoje jonizacijos kameroje, elektros srovė yra pastovi ir lygi

$$i_0 = \frac{Qv}{d}; \quad (4.5.4)$$

Jeigu jonizuojančioji dalelė sukūrė  $N$  jonų porų, tada  $|Q| = Ne$ , todėl

$$i_0^\pm = N \frac{ev^\pm}{d}; \quad (4.5.5)$$

čia viršutinis indeksas nusako krūvininko ženklą, o  $v^\pm$  reiškia dreifo greičio *modulį*. Kad būtų paprasčiau, tarkime, kad visos jonų poros buvo sukurtos vienodu atstumu  $x_0$  nuo teigiamojo elektrodo, t. y. krintančiosios dalelės trajektorija yra lygiagreti elektrodų paviršiui (žr. 4.4a pav.). Srovė  $i^\pm(t)$  yra lygi (4.5.5) vertei tik tol, kol krūvininkas nepasiekė kameros elektrodo. Krūvininkams pasiekus elektrodą, srovė tampa lygi nuliui. Elektronai pasiekia anodą per laiką

$$t^- = \frac{x_0}{v^-}, \quad (4.5.6a)$$

o teigiamieji jonai pasiekia katodą per laiką

$$t^+ = \frac{d - x_0}{v^+}. \quad (4.5.6b)$$

Vadinasi, elektronų dreifas sukelia stačiakampį srovės impulsą

$$i^-(t) = \begin{cases} Nev^- / d, & \text{kai } 0 < t \leq t^-; \\ 0, & \text{kai } t \leq 0 \text{ arba } t > t^-, \end{cases} \quad (4.5.7a)$$

o teigiamųjų jonų dreifas sukelia stačiakampį srovės impulsą

$$i^+(t) = \begin{cases} Nev^+ / d, & \text{kai } 0 < t \leq t^+; \\ 0, & \text{kai } t \leq 0 \text{ arba } t > t^+, \end{cases} \quad (4.5.7b)$$

Kadangi  $v^- \gg v^+$ , tai  $t^- \ll t^+$ , išskyrus retus atvejus, kai pirminė jonizacija įvyksta prie pat neigiamojo elektrodo. Abiejų srovių  $i^-$  ir  $i^+$  priklausomybės nuo laiko yra pavaizduotos 4.5a pav., viršutiniame grafike (kad būtų vaizdžiau, 4.5 pav. grafikai nubraižyti, laikant, kad elektronų dreifo greitis yra tik 25 kartus didesnis už jonų dreifo greitį, nors tikrovėje elektronų ir jonų dreifo greičių santykis yra  $10^3$  eilės). Pilnutinė detektoriaus srovė yra lygi šių dviejų srovių sumai:

$$i(t) = i^+(t) + i^-(t). \quad (4.5.8)$$

<sup>1</sup> Šios srovės fizikinis mechanizmas – elektrostatinė indukcija. Tarp kameros elektrodų esantis krūvininkas, kurio krūvis  $Q$ , abiejuose elektroduose indukuoja priešingo ženklo krūvius. Tų dviejų krūvių suma yra lygi  $-Q$ , nepriklausomai nuo krūvininko padėties, tačiau jų *santykis* priklauso nuo krūvininko padėties (šis santykis yra toks, kad pilnutinė elektrinio lauko energija būtų mažiausia). Todėl, kintant krūvininko padėčiai tarp elektrodų, dalis viename elektrode indukuoto krūvio pereina į kitą elektrodą, t. y. ekvivalentine lygiagrečiąja  $RC$  grandine teka srovė.

#### 4.5.2. Jonizacijos kameros įtampos impulsas

Detektorių impulsinės veikos bendroji analizė buvo atlikta 1.2 skirsnyje. Ten buvo minėta, kad detektoriaus įtampos impulso formą ir trukmę lemia krūvininkų surinkimo trukmė  $t_c$  ir kameros laiko konstanta  $\tau = RC$ , o kai pastaroji yra daug didesnė už  $t_c$ , įtampos impulso amplitudė yra proporcinga detektoriaus srovės  $i(t)$  integralui (t. y. pilnutiniam surinktąjam krūviui  $Q$ ). Žinoma, šios bendrosios išvados galioja ir jonizacijos kamerai. Tačiau yra vienas veiksnys, kuris šiek tiek komplikuoja jonizacijos kameros impulsinės veikos analizę, lyginant su paprasčiausiu atveju, kuris buvo aptartas 1.2 skirsnyje. Jonizacijos kameroje skirtingų ženklų krūvininkų (teigiamųjų jonų ir elektronų) surinkimo trukmės labai skiriasi: jonų surinkimo trukmė yra  $10^{-3}$  s eilės, o elektronų –  $10^{-6}$  s eilės (žr. 4.3.2 skirsnį). Todėl pilnutinis impulsas  $U(t)$  – tai suma dviejų impulsų, kurių trukmės ir amplitudės labai skiriasi: vienas impulsas ( $U^-(t)$ ) atitinka elektronų surinkimą (ši įtampos impulsą vadinsime „elektroniniu impulsu“), o kitas ( $U^+(t)$ ) – teigiamųjų jonų surinkimą (ši įtampos impulsą vadinsime „joniniu impulsu“):

$$U(t) = U^-(t) + U^+(t). \quad (4.5.9)$$

Kiekvieną iš šių impulsų nusako (1.2.1) formulė. Taikant tą formulę jonizacijos kamerai, vietoj  $i(t)$  reikia naudoti atitinkamai (4.5.7a) arba (4.5.7b). Apskaičiavę (1.2.1) integralą, kai  $i(t)$  yra stačiakampis impulsas (4.5.7a,b), gauname tokią elektroninio arba joninio impulso išraišką (ji tinka, esant bet kokiai kameros laiko konstantai  $RC$ ):

$$U^\pm(t) = \begin{cases} i_0^\pm R \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right], & \text{kai } 0 \leq t \leq t^\pm; \\ i_0^\pm R \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t^\pm}{RC}\right) \right] \exp\left(-\frac{t-t^\pm}{RC}\right), & \text{kai } t > t^\pm. \end{cases} \quad (4.5.10a)$$

$$(4.5.10b)$$

Skaičiuojant įtampos priklausomybę nuo laiko  $U(t)$ , reikia skirti tris atvejus:

- 1) didelė laiko konstanta ( $RC \gg t^+ \gg \bar{t}$ );
- 2) tarpinė laiko konstanta ( $\bar{t} \ll RC \ll t^+$ );
- 3) maža laiko konstanta ( $RC \ll \bar{t} \ll t^+$ ).

Svarbiausias yra antrasis atvejis. Pirmasis atvejis netinka todėl, kada tada gaunami pernelyg ilgi impulsai (impulso trukmę lemia jonų surinkimo trukmė, kuri yra milisekundžių eilės), t. y. pernelyg mažas greitaiegiškumas. Trečiasis atvejis netinka todėl, kada tada gaunami pernelyg mažos amplitudės impulsai. Taip yra todėl, kad amplitudė yra proporcinga varžai  $R$ , o ši proporcinga trukmės konstantai  $RC$ . Žinoma, trukmės konstantą  $RC$  būtų galima sumažinti iki reikalingų verčių, ne vien mažinant  $R$ , bet ir mažinant  $C$ , tačiau praktikoje talpą  $C$  lemia išorinių įrenginių talpa, kurią neįmanoma sumažinti iki mažesnės negu tam tikra riba (tipiškos  $C$  vertės yra  $10^{-10}$  F eilės). Todėl praktikoje trukmės konstantos mažinimas yra susijęs su apkrovos varžos  $R$  ir impulso amplitudės  $U_{\max}$  mažėjimu.

#### 4.5.3. Tarpinė laiko konstanta ( $\bar{t} \ll RC \ll t^+$ )

Kadangi  $\bar{t} \ll RC$ , tai laiko tarpe  $0 < t < \bar{t}$  eksponentinis daugiklis (1.2.1) integralo pointegralinėje funkcijoje yra artimas vienetui, todėl tinka (1.2.2) aproksimacija. Kadangi tame laiko tarpe abi srovės  $i^-$  ir  $i^+$  yra pastovios, tai suintegravus gaunamas tiesinis didėjimas laike:

$$U^\pm(t) \Big|_{t < \bar{t}} \approx \frac{i_0^\pm t}{C} = \frac{Ne v^\pm}{C} t. \quad (4.5.11)$$

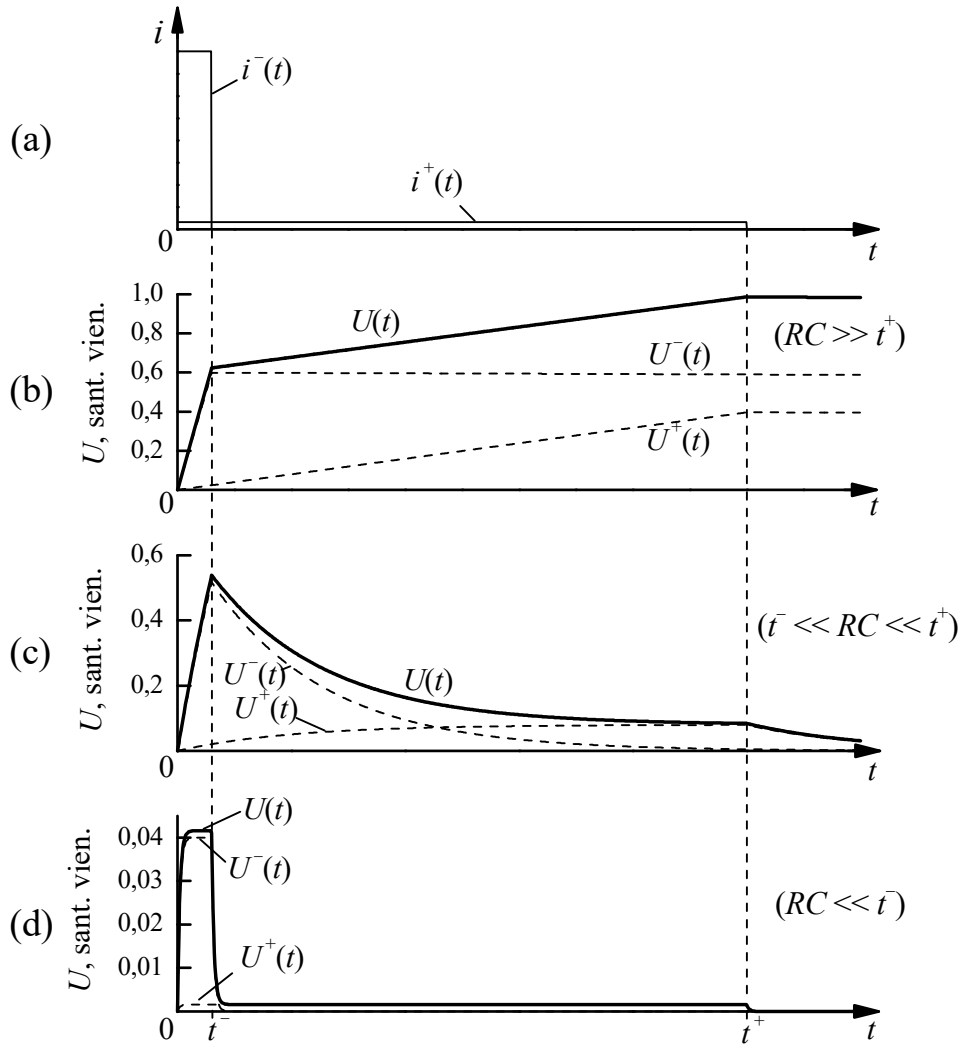
Laiko momentu  $t = \bar{t}$  elektronų srovės impulsas baigiasi (t. y.  $i^-(t)$  šuoliškai sumažėja iki nulio). Vadinasi, tuo laiko momentu įtampa  $U(t)$  pasiekia savo didžiausią vertę

$$U_{\max}^- = U^-(\bar{t}) \approx \frac{Ne v^-}{C} \bar{t}, \quad (4.5.12a)$$

ir pradeda eksponentiškai mažėti pagal (1.2.4) formulę, t. y. prasideda elektroninio impulso užpakalinis frontas (t. p. žr. (4.5.10b)). Įtampa  $U^+(t)$  tuo pačiu momentu pasiekia vertę

$$U^+(\bar{t}) \approx \frac{Ne v^+}{C} \bar{t} \quad (4.5.12b)$$





**4.5 pav.** (a) Plokščiosios jonizacijos kameros srovės impulso komponentės. Laikoma, kad elektronų dreifo greitis  $v^-$  yra 25 kartus didesnis už jonų dreifo greitį  $v^+$  (nors tikrovėje  $v^-/v^+ \approx 10^3$ ), o  $x_0/d = 0,6$ , todėl jonų ir elektronų surinkimo trukmių santykis  $t^+ / t^- = (v^- / v^+) \cdot (d - x_0) / x_0 = 25 \cdot 0,4 / 0,6 \approx 17$ .

(b) Jonizacijos kameros įtampos impulsas (išsistinė kreivė) ir jo komponentės (brūkšninės kreivės), kai kameros trukmės konstanta yra didelė ( $RC \gg t^+$ ). Grafiko skaitinės vertės atitinka  $RC = 60 \cdot t^+$ . Įtampa išreikšta santykiniais vienetais.

(c) Tų pačių dydžių kaip (b) atveju priklausomybė nuo laiko, kai yra tarpinė trukmės konstanta ( $t^- \ll RC \ll t^+$ ). Grafiko skaitinės vertės atitinka  $RC = 0,2t^+ \approx 3,3t^-$ ; čia talpa  $C$  tokia pat kaip (b) atveju.

(d) Tų pačių dydžių kaip (b) atveju priklausomybė nuo laiko, kai kameros trukmės konstanta yra maža ( $RC \ll t^-$ ). Grafiko skaitinės vertės atitinka  $RC \approx 0,067t^-$ ; čia talpa  $C$  tokia pat kaip (b) atveju.

ir toliau didėja (nes jonų srovės impulsas dar nepasibaigęs). Iš pradžių tas didėjimas lieka apytiksliai tiesinis (pagal (4.5.11)), tačiau vėliau, kai laikas tampa tos pačios eilės kaip  $RC$  arba didesnis, nustoja galioti srovės integravimo aproksimacija ir reikia taikyti tiksliąją formulę (4.5.10a). Pagal tą formulę įtampa  $U^+(t)$  maždaug per laiką  $3RC$  pasiekia soties vertę

$$U_{\max}^+ = i_0^+ R = N \frac{e v^+}{d} R \quad (4.5.13)$$

(žr. punktyrines kreives 4.5c pav.).

Iš (4.5.11) išplaukia, kad laiko momentu  $t = t^-$  įtampų  $U^-$  ir  $U^+$  santykis yra lygus  $v^-/v^+$ , t. y.  $10^3$  eilės. Vadinasi, pilnutinė įtampa laiko momentu  $t = t^-$  yra apytiksliai lygi  $U_{\max}^-$ :

$$U(t^-) \approx U_{\max}^- \quad (4.5.14)$$

$$U_{\max} \approx U_{\max}^- \approx \frac{Ne v^-}{C d} t^- = \frac{Ne x_0}{C d}; \quad (4.5.15)$$

čia pasinaudota elektronų surinkimo laiko  $t^-$  išraiška (4.5.6a). Įtampos vertė  $U_{\max}^+$  (t. y. įtampos detektoriaus įtampos impulso vertė laiko momentu  $t = t^+$ , kai baigiasi jonų surinkimas), taip pat yra daug mažesnė, negu  $U_{\max}^-$  (nors ir daug didesnė, negu  $U^+(t^-)$ ). Tuo galima įsitikinti, apskaičiavus įtampų  $U_{\max}^+$  ir  $U_{\max}^-$  santykį:

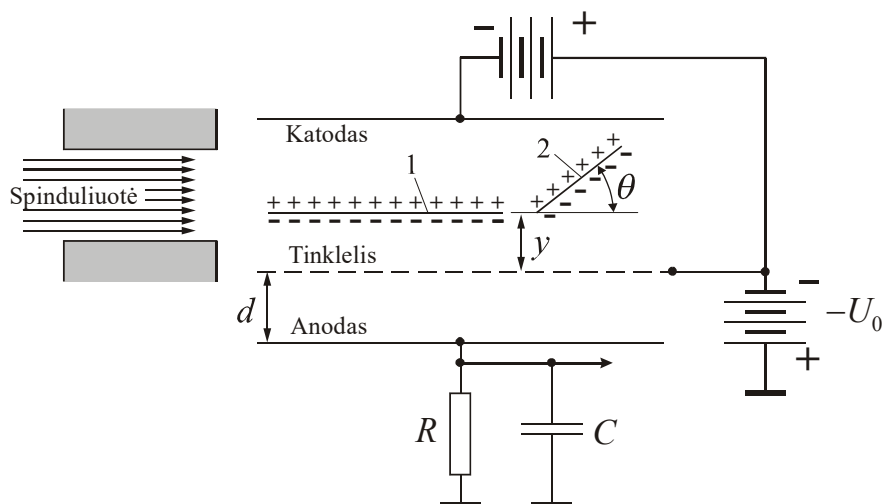
$$\frac{U_{\max}^+}{U_{\max}^-} = \frac{v^+}{v^-} \cdot \frac{RC}{t^-} \approx \frac{t^-}{t^+} \cdot \frac{RC}{t^-} = \frac{RC}{t^+} \ll 1.$$

Taigi, galiojant sąlygai  $t^- \ll RC \ll t^+$ , priekinio impulso fronto trukmę bei impulso amplitudę lemia elektronų savybės (jų dreifo greitis  $v^-$  ir surinkimo trukmė  $t^-$ ), o užpakalinio fronto trukmę daugiausia lemia grandinės laiko konstanta  $RC$ . Kadangi  $RC \gg t^-$ , tai laiko konstanta  $RC$  lemia ir pilnutinę elektroninio impulso trukmę. Tipiškų jonizacijos kamerų laiko konstanta  $RC$  būna  $10^{-5}$  s eilės. Vadinasi, elektroninio impulso trukmė taip pat dešimčių mikrosekundžių eilės. Joninio impulso trukmę lemia jonų surinkimo trukmė  $t^+$ , kuri yra  $10^{-3}$  s eilės, todėl jonų surinkimas pasireiškia palyginti ilgom impulsų „uodegom“ (žr. 4.5c pav.). Tačiau, kadangi joninių impulsų amplitudės yra palyginti mažos, minėtasias „uodegas“ galima sutrumpinti, naudojant įvairius impulso formavimo įtaisus (pvz., nuosekliai sujungtus įtampos diferenciatorių ir įtampos integratorių). Tokiu būdu pasiekama, kad galutinio impulso trukmė būtų  $10^{-6} \div 10^{-5}$  s eilės.

Iš (4.5.6a) išplaukia, kad jonų porų atsiradimo koordinatė  $x_0$  lemia laiko momentą, kai detektoriaus įtampa pasiekia maksimumą (t. y. priekinio fronto trukmę): kuo toliau nuo anodo atsirado jonų poros, tuo ilgiau link anodo juda elektronai, tuo ilgesnis priekinis impulso frontas. Jonų poros susidaro išilgai krintančiosios dalelės pėdsako. Tikrovėje krintančiosios dalelės pėdsakas nebūtinai yra lygiagretus kameros elektrodams, todėl jonų porų, kurias sukūrė viena dalelė, koordinatės  $x_0$  gali kisti tam tikrame intervale (to intervalo vienas kraštas atitinka dalelės pėdsako pradžią, o kitas – dalelės pėdsako pabaigą). Atitinkamai, ir elektronų surinkimo trukmė  $t^-$  kinta tam tikrame intervale. Todėl realieji impulsai neturi tokių aštrių viršūnių, kaip parodyta 4.5c pav., o yra „užapvalinti“. Be to, iš (4.5.15) išplaukia, kad jonų porų atsiradimo koordinatė  $x_0$  lemia ir impulso amplitudę: kuo toliau nuo anodo atsirado jonų poros, tuo didesnė impulso amplitudė. Taigi, amplitudė priklauso nuo dalelės pataikymo į kamerą taško ir nuo dalelės judėjimo krypties. Ši priklausomybė vadinama **indukciniu efektu**. Šis efektas yra ypač nepageidautinas tuo atveju, kai pagal impulsų amplitudes tiriamas elektringųjų dalelių energijų spektras, nes vienodos energijos dalelės sukelia skirtingų amplitudžių impulsus, priklausomai nuo dalelių pataikymo vietos ir judėjimo krypties. Praktikoje indukcinio efekto išvengiama, naudojant specialios konstrukcijos jonizacijos kameras (žr. kitą skirsnį).

#### 4.5.4. Jonizacijos kamera su tinkleliu

Indukcinį efektą galima beveik pilnai pašalinti, naudojant jonizacijos kamerą su tinkleliu. Tokios kameros sandara ir jungimo schema parodytos 4.6 pav. Jonizacijos kameros tūris (erdvė tarp anodo ir katodo) yra padalintas į dvi sritis, kurias skiria trečiasis elektrodas – metalinis tinklelis. Tinklelio potencialas yra didesnis už kameros katodo potencialą, tačiau mažesnis už anodo potencialą. Visas išorinės spinduliuotės srautas nukreipiamas į sritį, kuri yra tarp tinklelio ir katodo. Šioje srityje susidarę teigiamieji jonai dreifuoja link katodo, o laisvieji elektronai – link tinklelio. Didžioji dauguma elektronų, pasiekę tinklelį, praeina jį ir toliau dreifuoja link anodo. Kadangi tinklelio potencialas yra pastovus, tai jis pilnai ekranuoja abi kameros sritis vieną nuo kitos. Todėl krūvininkų judėjimas tarp tinklelio ir katodo neturi jokios įtakos elektriniam laukui tarp tinklelio ir anodo. Tai reiškia, kad, krūvininkams judant tarp tinklelio ir katodo, elektros srovė indukuojama tik tinklelio ir katodo grandinėje, bet ne anodo grandinėje, kuriai priklauso apkrovos varža  $R$  (žr. 4.6 pav.) Kadangi teigiamieji jonai nepatenka į sritį tarp tinklelio ir anodo, tai joninis impulsas šiuo atveju nesusidaro. Taigi, visą matuojamąją įtampą sąlygoja praėjusių pro tinklelį elektronų dreifas nuo tinklelio iki anodo. Visi šie elektronai toje kameros srityje nueina vienodą atstumą (tai yra atstumas tarp tinklelio ir anodo). Todėl, skaičiuojant įtampos priklausomybę nuo laiko  $U(t)$ , galima naudoti (4.5.11) formulę, kurioje laikas  $t$  atskaitomas nuo laiko momento, kai elektronai pasiekia tinklelį:



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

$$U(t)|_{t < t^-} \approx \frac{Ne v^-}{C d} t; \quad (4.5.16)$$

Šiuo atveju  $C$  yra kondensatoriaus, kurį sudaro tinklelis ir anodas, talpos ir prie jų prijungtos matavimų įrangos įėjimo talpos suma, o  $t^-$  yra elektronų dreifo nuo tinklelio iki anodo trukmė, kuri lygi

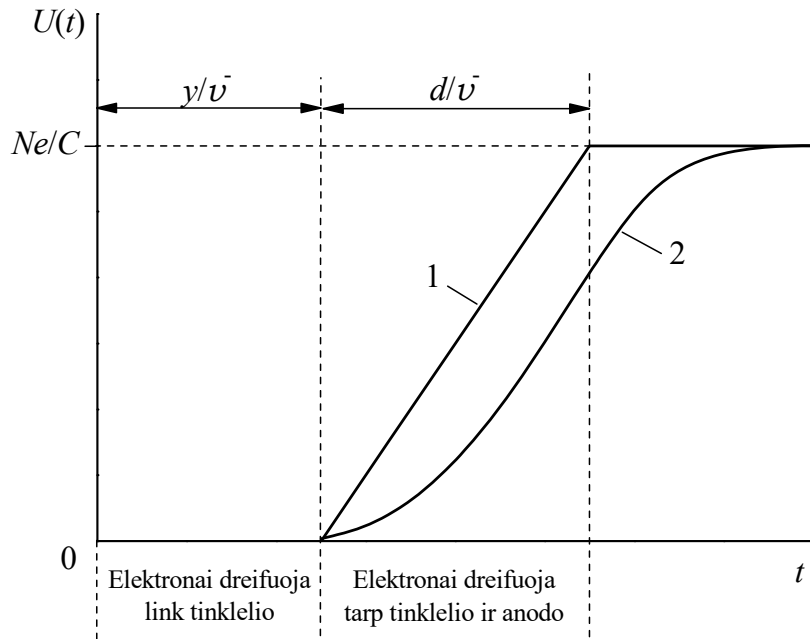
$$t^- = d/v^-. \quad (4.5.17)$$

Laiko momentu  $t = t^-$ , kai elektronai pasiekia anodą, įtampa  $U(t)$  yra didžiausia:

$$U(t^-) = U_{\max} = \frac{Ne v^-}{C d} t^- = \frac{Ne}{C}. \quad (4.5.18)$$

Matome, kad šiuo atveju įtampos impulso amplitudė nepriklauso nuo pirminės jonizacijos taško koordinatinių.

Jonizacijos kameroje su tinkleliu impulsas yra šiek tiek užvėlintas atžvilgiu sąveikos įvykio (pirminės jonizacijos) momento. Vėlinimo trukmė – tai elektronų dreifo nuo pirminės jonizacijos taško iki tinklelio trukmė. Pažymėjus raide  $y$  atstumą nuo pirminės jonizacijos taško iki tinklelio, vėlinimo trukmė yra lygi  $y/v^-$  (žr. 4.7 pav.). Jeigu krintančiųjų dalelių pėdsakai yra lygiagretūs tinkleliui, tada visi elektronai, kuriuos sukūrė viena krintančioji dalelė, nueina vienodą atstumą. Tada visų elektronų vėlinimas yra vienodas, o impulso forma yra aprašoma (4.5.16) reiškiniu (laikas  $t$  tame reiškinyje atskaitomas nuo impulso pradžios momento, o ne nuo sąveikos įvykio momento). Šį impulsą vaizduoja 1 kreivė 4.7 pav. Tačiau bendroju atveju krintančiųjų dalelių pėdsakai gali būti ir nelygiagretūs tinkleliui (pvz., žr. antrąjį pėdsaką 4.6 pav.). Tada skirtingi elektronai, kuriuos sukūrė viena krintančioji dalelė, nueina skirtingą atstumą iki tinklelio, todėl ir tų elektronų sukurtų impulsų vėlinimas yra skirtingas. Matuojamasis impulsas yra impulsų, kuriuos sukūrė atskiri elektronai, suma. Jeigu tie elektronai pasiekė tinklelį skirtingais laiko momentais, tada matuojamasis impulsas neturi aštrių lūžio taškų, o jo priekinio fronto trukmė yra didesnė (žr., 4.7 pav., 2 kreivė). Jeigu dalelė krinta kampu  $\theta$  (žr. 4.6 pav.), o jos pėdsako ilgis lygus  $l$  ir jeigu pėdsakas yra tiesus, tada impulso priekinio fronto trukmė yra  $1 + (l/d)\sin \theta$  kartų didesnė, negu tuo atveju, kai dalelės pėdsakas yra lygiagretus elektrodams. Todėl, matuojant impulsų priekinių frontų trukmių pasiskirstymą, galima nustatyti krintančiųjų dalelių krypties pasiskirstymą (jeigu yra žinomas siekis  $l$ ). Antra vertus, jeigu visų krintančiųjų dalelių judėjimo kryptis yra vienoda ir nėra lygiagreti elektrodams ( $\theta > 0^\circ$ ), tada kiekvieno impulso priekinio fronto forma yra vienareikšmiškai susijusi su dalelės ilgine energijos perdava ( $-dE/dx$ ) įvairiuose pėdsako taškuose. Tokiu atveju pagal impulso priekinio fronto formą galima nustatyti vadinamąją Brego kreivę – ilginės energijos perdavos priklausomybę nuo dalelės neuto kelio. Todėl tokia impulso priekinio fronto formos analizė yra vadinama **Brego kreivės spektroskopija**. Brego kreivės spektroskopijai patogiausia panaudoti jonizacijos kameras, kurios



**4.7 pav.** Plokščiosios jonizacijos kameros su tinkleliu impulso forma, kai  $RC \gg d/v^-$ , esant dviem kampo  $\theta$  vertėms (žr. 4.6 pav.): 1 kreivė atitinka  $\theta = 0^\circ$  (t. y. pėdsakas yra lygiagretus elektrodams), o 2 kreivė atitinka  $\theta = 45^\circ$ .

pritaikytos registruoti daleles, kurių judėjimo kryptis yra statmena elektrodams ( $\theta = 90^\circ$ ), nes tada impulso priekinio fronto trukmė yra didžiausia ir todėl lengviausia tirti jo formą.

#### 4.5.5. Jonizacijos kameros impulso amplitudė ir ribinė energinė skyra

Jonizacijos kameroje su tinkleliu impulsų amplitudės beveik nepriklauso nuo dalelės kritimo kampo  $\theta$  ir yra nusakomos (4.5.18) reiškiniu. Rasime šių amplitudžių didumo eilę. Pvz., tarkime, kad į kamerą pateko  $\alpha$  dalelė, kurios energija  $E_d = 5$  MeV, ir kad ta dalelė visą savo energiją išekvojo dujų jonizavimui. Turint omenyje, kad vidutinė energija, kuri išekvojama vienai jonų porai sukurti ore, yra lygi  $W = 35$  eV (žr. 4.1 lentelę 4.2 skirsnyje), galima teigti, kad kameroje atsirado  $N = 5\,000\,000 / 35 \approx 140\,000$  jonų porų. Tada surinktasis krūvis lygus  $Q = Ne = 140\,000 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = 2,2 \cdot 10^{-14} \text{ C}$ . Laikysime, kad efektinė talpa yra  $C \approx 10^{-10} \text{ F}$  (tipiška vertė). Tada įtampos impulso amplitudė lygi  $U_{\max} = Q/C = 2,2 \cdot 10^{-14} / 10^{-10} (\text{V}) = 2,2 \cdot 10^{-4} \text{ V}$ . Tokios mažos amplitudės impulsų matavimui reikalinga palyginti sudėtinga impulsų formavimo ir stiprinimo įranga.

Iš impulso amplitudės išraiškos (4.5.18) išplaukia, kad, matuojant impulsų amplitudžių  $U_{\max}$  pasiskirstymą, galima nustatyti vienos dalelės sukurtųjų jonų porų skaičiaus  $N$  pasiskirstymą. Pagal jonų porų skaičiaus pasiskirstymą galima nustatyti dalelių energijos spektrą (žr. (4.2.2) formulę). 1.3.3 skirsnyje buvo minėta, kad mažiausioji įmanoma energinė skyra yra lygi

$$R_{\min} = 2,35 \sqrt{\frac{F}{\bar{N}}}; \quad (4.5.19)$$

čia  $\bar{N}$  yra vidutinis jonų porų skaičius, kurį sukuria viena duotosios energijos dalelė, o  $F$  yra Fano faktorius. Naudojant tą patį pavyzdį, kaip ir ankstesniojoje pastraipoje,  $\bar{N} \approx 140\,000$ . Todėl, laikant, kad  $F = 0,15$ , iš (4.5.19) gauname tokią mažiausiosios energinės skyros vertę:  $R_{\min} \approx 0,243\%$ . Tai atitinka visiškosios sugerties smailės energinį plotį  $\Delta E_d = R_{\min} E_d = 0,00243 \cdot 5 \cdot 10^6 \text{ eV} = 12,2 \text{ keV}$ . Praktikoje, naudojant jonizacijos kameras, sunku pasiekti tokią mažą energinę skyrą, nes įvairių elektroninių triukšmų indėlis į  $\Delta E_d$  dažniausiai būna didesnis už minėtąją mažiausiąją vertę.

## 5. Puslaidininkiniai detektoriai

### 5.1. Puslaidininkinio detektoriaus veikimo principas

#### 5.1.1. Krūvininkai puslaidininkiniame detektoriuje

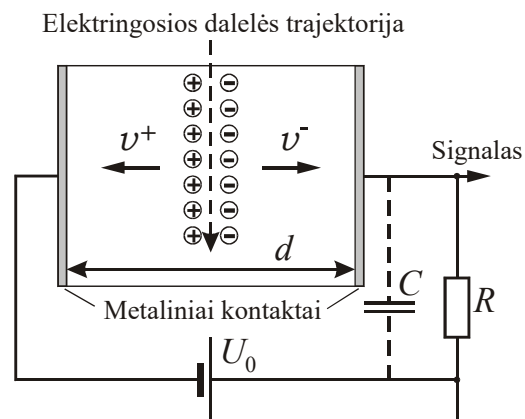
Pirmajame artinyje puslaidininkinių detektorių galima laikyti jonizacijos kamera su kietu dielektriku tarp elektrodų. Kaip ir dujinėje jonizacijos kameroje, jonizuojančioji spinduliuotė sukuria teigiamųjų ir neigiamųjų krūvininkų poras, kurie, veikiant išoriniam elektriniam laukui, dreifuoja link atitinkamų elektrodų ir sukuria elektros srovę apkrovos varžoje (žr. 5.1 pav.).

Tačiau puslaidininkis kai kuriais atžvilgiais iš esmės skiriasi nuo dujų. Kaip tuojau įsitikinsime, tai, iš vienos pusės, pagerina detektoriaus parametrus, o iš kitos pusės, šiek tiek komplikuoja detektoriaus gamybos technologiją ir panaudojimo metodiką.

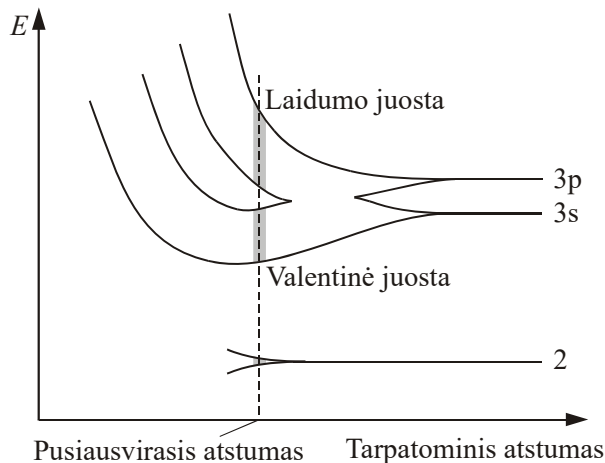
Pirmas (akivaizdžiausias) skirtumas yra tas, kas puslaidininkis yra kietas medžiaga. Tai detektoriuje yra paranku, nes su kietu medžiaga jonizuojančioji spinduliuotė sąveikauja daug stipriau, negu su dujomis. Todėl, pvz., detektuojant gama spinduliuotę, puslaidininkinių detektorių efektyvumas yra daug didesnis, negu tokių pačių matmenų dujinių detektorių.

Antras skirtumas yra tas, kad puslaidininkyje yra daug mažesnė energija  $W$ , kuri buvo apibrėžta 4.2 skirsnyje (vidutiniai dalelės energijos nuostoliai, kurie atitinka vieną sukurtą krūvininkų porą). Taip yra dėl krūvininkų savybių puslaidininkyje ypatybių. Tas ypatybes lengviausia suprasti, taikant vadinamąjį energijos juostų modelį, pagal kurį atomo energijos lygmenys, susidarant cheminiam ryšiui tarp kietojo kūno atomų, išplinta į juostas (žr. 5.2 pav. ir 5.3 pav.). Kiekvieną juostą sudaro daug labai artimų lygmenų (pvz., Si, kuris yra keturvalentis, energijos juostas sudarančių lygmenų skaičius yra lygus keturgubam atomų skaičiui visame kristale). Kadangi kiekviena sistema stengiasi užimti mažiausios energijos būseną, o kvantinėje sistemoje gali būti ne daugiau negu vienas duotos kvantinės būsenos elektronas (Paulio draudimo principas), tai žemiausios energijos juostos yra pilnai užpildytos. Tačiau dvi iš visų juostų yra ypatingos. Viena iš jų ypatinga ta prasme, kad arti jos apatinio krašto esančių energijos lygmenų užpildymo tikimybė, nors ir daug mažesnė už vienetą, vis dėlto yra pakankamai didelė, kad pilnutinė toje juostoje esančių elektronų koncentracija būtų didelė (didesnė už  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ). Tie elektronai gali pernešti elektros krūvį, t. y. sukurti elektros srovę. Tai galima suprasti, atsižvelgus į tai, kad krūvio pernaša visada yra susijusi su elektrono energijos kitimu (pvz., esant elektriniam laukui elektronas juda jo potencinės energijos mažėjimo kryptimi). Todėl, kad tokia krūvio pernaša būtų galima, turi egzistuoti neužimti energijos lygmenys, kurie yra artimi užimtiems energijos lygmenims. Ši juosta vadinama **laidumo juosta**. Žemiau laidumo juostos esanti energijos juosta taip pat yra ypatinga: arti jos viršutinio krašto esančių energijos lygmenų užpildymo tikimybė, nors ir labai artima vienetui, vis dėlto skiriasi nuo vieneto pakankamai, kad pilnutinė toje juostoje esančių neužimtų kvantinių būsenų koncentracija būtų didelė ( $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  eilės). Tos laisvosios būsenos taip pat gali pernešti krūvį (kaip ir elektronai laidumo juostoje), o esant elektriniam laukui jos elgiasi kaip teigiamo krūvio dalelės, kurios turi tam tikrą efektyvą masę. Šios „kvazidalelės“ vadinamos **skylėmis**. Ši juosta vadinama **valentinė juosta**, nes ją užpildo elektronai, kurie sudaro cheminius ryšius tarp kietojo kūno atomų (kiekviena skylė atitinka vieną vakansiją kovalentiniame ryšyje, t. y. „nutrauktą“ cheminį ryšį). Tarpas tarp laidumo ir valentinės juostos vadinamas **draudžiamąja juosta** ir žymimas  $E_g$  (indeksas „g“ kilo iš angliško žodžio „gap“ – „tarpas“). Silicio  $E_g = 1,1 \text{ eV}$ , o germanio  $E_g = 0,7 \text{ eV}$ .

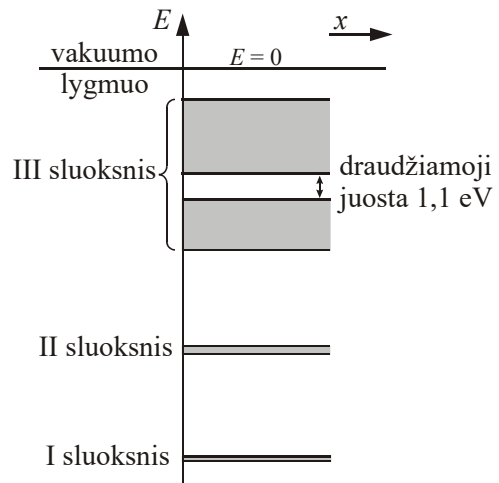
Taigi, dar vienas skirtumas tarp puslaidininkinio ir dujinio detektoriaus yra tas, kad puslaidininkyje laisvieji krūvininkai egzistuoja ir be išorinės jonizuojančiosios spinduliuotės. Tie



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

krūvininkai nuolat atsiranda ir išnyksta dėl betvarkio šiluminio atomų judėjimo. Energijos juostų teorijos požiūriu, laisvo elektrono ir skylės atsiradimas yra susijęs su elektrono sužadinimu iš valentinės juostos į laidumo juostą (šis vyksmas vadinamas krūvininkų dvipole generacija), o elektrono ir skylės poros išnykimas yra susijęs su atvirkštiniu šuoliu (dvipolė rekombinacija). Minėtoji didelė laisvųjų krūvininkų koncentracija ( $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  eilės arba didesnė) yra nepalanki detektoriams, nes, prijungus išorinį elektrinį lauką, srovę išorinėje grandinėje sąlygos ne vien elektronai ir skylės, kurie atsirado dėl jonizuojančiosios spinduliuotės poveikio, bet ir termiškai generuoti elektronai ir skylės (tai yra vadinamoji *laidumo srovė*). Šios problemos sprendimas bus aptartas 5.3 skirsnyje.

### 5.1.2. Jonizacijos energija

Elektringajai dalelei pereinant pro puslaidininkį, išilgai dalelės pėdsako susidaro elektronų ir skylių poros. Šie krūvininkai gali atsirasti dėl tiesioginės sąveikos su dalele arba dėl sąveikos su didelės energijos elektronais, kuriuos dalelė išlaisvino iš valentinės ir gilesnių juostų. Nepriklausomai nuo elektronų ir skylių atsiradimo fizikinio mechanizmo, detektorių praktiniams taikymams svarbiausias dydis yra vidutiniai krintančiosios dalelės energijos nuostoliai, kurie atitinka vieną sukurtą elektrono ir skylės porą. Ši energija, kurią žymėsime raide  $W$ , praktiškai nepriklauso nuo krintančiosios spinduliuotės energijos ir rūšies<sup>1</sup>. Todėl pagal elektronų ir skylių porų skaičių galima nustatyti dalelės energiją (su sąlyga, kad dalelė buvo visiškai sustabdyta detektoriaus aktyviajame tūryje). Energija  $W$  yra maždaug 4 kartus didesnė už draudžiamosios juostos plotį, t. y. maždaug  $4E_g$ . Taip yra todėl, kad didelė energijos nuostolių dalis eikvojama ne elektrono ir skylių kūrimui, o kitiems vyksmams (pvz., gardelės virpesių sužadinimui). Dėl spinduliuotės poveikio atsiradusių skylių skaičius visada yra lygus atsiradusių elektronų skaičiui, nepriklausomai nuo to, ar puslaidininkis yra grynas, ar ne. Be to, atsiradusių laisvųjų krūvininkų skaičius, dalelės siekis ir kiti dydžiai, kurie atspindi spinduliuotės sąveiką su medžiaga, praktiškai nepriklauso nuo puslaidininkio laidumo tipo (puslaidininkio laidumo tipai bus apibūrėti 5.2 skirsnyje) ir nuo priemaišų koncentracijos jame, nes ji visada būna daug mažesnė už puslaidininkio (pvz., silicio arba germanio) atomų koncentraciją. Todėl, pvz.,  $\gamma$  spinduliuotės sąveika su vienodo storio n ir p silicio sluoksniais bus visiškai vienoda.

Pagrindinis puslaidininkinių detektorių privalumas yra maža energija  $W$ , kuri buvo apibūrita anksčiau. Silicio arba germanio  $W$  vertė yra maždaug 3 eV, t. y. maždaug 10 kartų mažesnė už analogišką dujų parametą (žr. 4.1 lentelę 4.2 skirsnyje). Tai reiškia, kad, esant tiems patiems dalelės energijos nuostoliams, puslaidininkyje sukurtų elektronų ir skylių porų skaičius yra maždaug 10 kartų didesnis už dujose sukurtų jonų porų skaičių. Didesnis krūvininkų skaičius yra naudingas dviem požiūriais. Visų pirma sumažėja ribinė energinė skyra, kuri yra atvirkščiai proporcinga kvadratinei šakniai iš sukurtųjų krūvininkų skaičiaus (žr. (1.3.17) formulę). Šis veiksnys yra svarbiausias esant vidutinei ir didelei dalelių energijai ( $> 100 \text{ keV}$ ), nes tada tikroji energinė skyra dažnai būna artima

<sup>1</sup> Tikslūs matavimai rodo, kad  $W$  priklauso nuo spinduliuotės rūšies, tačiau ši priklausomybė yra silpna. Pvz.,  $\alpha$  dalelių ir protonų  $W$  verčių santykinis skirtumas silicyje neviršija 2,2 %.

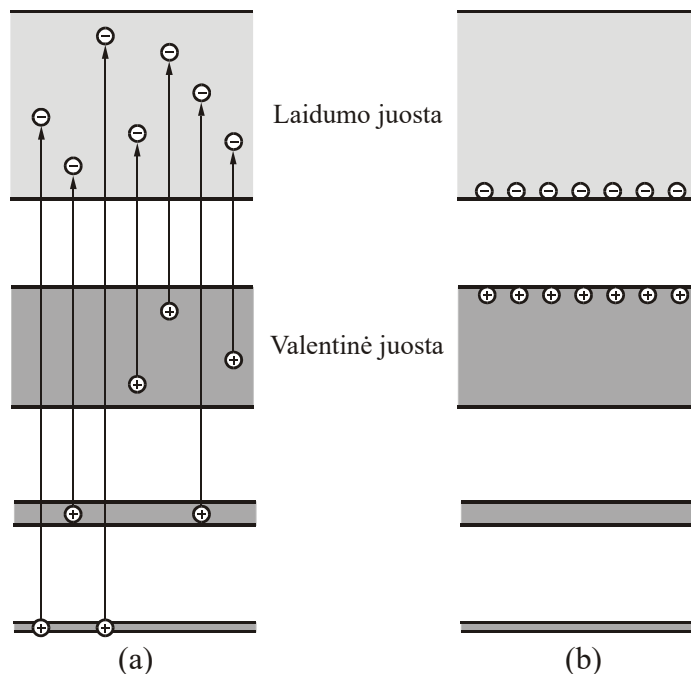
ribinei. Antra, padidėja impulso amplitudė, kuri yra proporcinga sukurtajam krūviui (žr. (1.2.3)). Šis veiksnys yra svarbiausias esant mažesnei spinduliuotės energijai, kai energinę skyrą riboja stiprintuvo elektroniniai triukšmai. Didėjant krūvininkų skaičiui, signalo ir triukšmo galių santykis didėja, o energinė skyra mažėja (t. y. gerėja).

### 5.1.3. Laisvųjų krūvininkų atsiradimo ir išnykimo dinamika

Pirmoji jonizuojančiosios dalelės sąveikos su puslaidininkiu stadija pavaizduota 5.4a pav. Šioje stadijoje neužimtos energijos juostos atsiranda elektronų, o užimtos – vakansijų (skylių). Ši stadija trunka maždaug  $10^{-12}$  s (tai yra tipiškas laikas, per kurį dalelė perduoda savo energiją medžiagai).

Antroje stadijoje greitieji elektronai ir skylės praranda kinetinę energiją, t. y. elektronai „krinta“ į laidumo juostos dugną, o skylės „kyla“ į valentinės juostos viršų. Vakansijos, kurios atsiranda gilesnėse juostose, yra užpildomos dėl elektronų šuolių iš aukštesnių energijos juostų. Šio vyksmo metu atsiranda fotonai, kurie gali būti sugerti medžiagoje atsirandant kitoms elektrono ir skylės poroms. Be to, elektronai laidumo juostoje ir skylės valentinėje juostoje turi didelę kinetinę energiją, kurios dalį jie praranda sukurdami kitas elektrono ir skylės poras. Tai yra vadinamoji **smūginė jonizacija**. Taigi, antroje stadijoje laisvųjų elektronų ir skylių skaičius didėja. Šios stadijos pabaigoje visų elektronų ir skylių energijos skirstinys yra toks pat kaip termodinaminės pusiausvyros sąlygomis, t. y. elektronai užima laidumo juostos apatinio krašto būsenas, o skylės užima valentinės juostos viršutinio krašto būsenas (žr. 5.4b pav.). Šis vyksmas vadinamas **krūvininkų termalizacija** („termalizacijos“ sąvoka reiškia dalelių perėjimą į šiluminės pusiausvyros būseną). Šios stadijos trukmė taip pat yra  $10^{-12}$  s eilės.

Trečioji stadija yra atsiradusių perteklinių krūvininkų rekombinacija. Šis vyksmas yra palyginti lėtas (vidutinė gyvavimo trukmė yra dešimčių mikrosekundžių eilės). Būtent todėl puslaidininkio būseną, kurią nusako 5.4b pav., yra palyginti „ilgaamžė“. Tas laikas yra pakankamai ilgas, kad beveik visi krūvininkai iki rekombinacijos būtų surinkti į elektrodus.



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

Elektronų ir skylių skaičių puslaidininkyje galima pakeisti pakeitus dalį puslaidininkio atomų priemaišų atomais. Priemaišų atomų įterpimas į puslaidininkį siekiant pakeisti jo elektrines savybes vadinamas puslaidininkio **legiravimu** (angl. *doping*). Išsiaiškinsime priemaišinių atomų vaidmenį.

Priemaišų atomai sukuria diskrečius energijos lygmenis puslaidininkio draudžiamos juostoje (žr. 5.5 pav.). Šiuos lygmenis vadinsime **priemaišiniais lygmenimis**. Priemaišiniai lygmenys skiriasi nuo energijos juostas sudarančių lygmenų ne vien savo padėtimi energijos juostų diagramoje, bet ir tuo, kad kiekvieno priemaišinio lygmens krūvininkas yra lokalizuotas erdvėje, t. y. susietas su atitinkamu priemaišiniu atomu. Gali atsitikti taip, kad priemaišiniai lygmenys yra arti kurios nors juostos krašto. Pvz., fosforo atomai silicio draudžiamos juostoje sukuria lygmenis, kurie yra 0,045 eV atstumu nuo laidumo juostos krašto. Boro atomai silicyje sukuria lygmenis, kurie yra beveik tokiu pačiu atstumu nuo valentinės juostos krašto (žr. 5.5 pav.). Jeigu atstumas tarp priemaišinių lygmenų ir kurios nors juostos krašto yra  $kT$  eilės arba mažesnis, tada tie lygmenys gali keistis

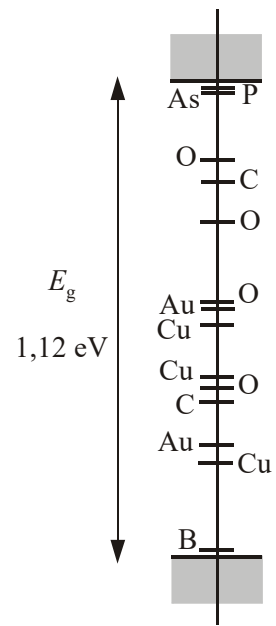


elektronais su artimiausia energijos juosta. Jeigu priemaišinis lygmuo yra arti laidumo juostos krašto, tai reiškia, kad priemaišos atomas lengvai praranda vieną iš valentinių elektronų virsdamas teigiamuoju jonu (žr. 5.6b pav.). Taigi, šiuo atveju skirtumas tarp laidumo juostos krašto ir priemaišinio lygmens nusako priemaišinio atomo jonizacijos energiją. Elektronai, kuriuos praranda tokie priemaišiniai atomai, tampa laisvi, t. y. pereina į laidumo juostą. Todėl tokie priemaišiniai atomai vadinami **donorais**. Silicyje ir germanyje donoro vaidmenį dažniausiai atlieka fosforas arba arsenas. Šių elementų ypatybė yra ta, kad jų valentingumas (valentinių elektronų skaičius) yra vienetu didesnis už silicio ir germanio valentingumą (fosforas ir arsenas yra penkiavalentiniai, o silicis ir germanis – keturvalentis). Todėl, susidarius cheminiams ryšiams tarp priemaišinio atomo ir keturių kaimyninių silicio arba germanio atomų, vienas priemaišinio atomo elektronas lieka „nesuporuotas“. To elektrono ryšys su atomu yra palyginti silpnas, todėl jis lengvai išlaisvinamas.

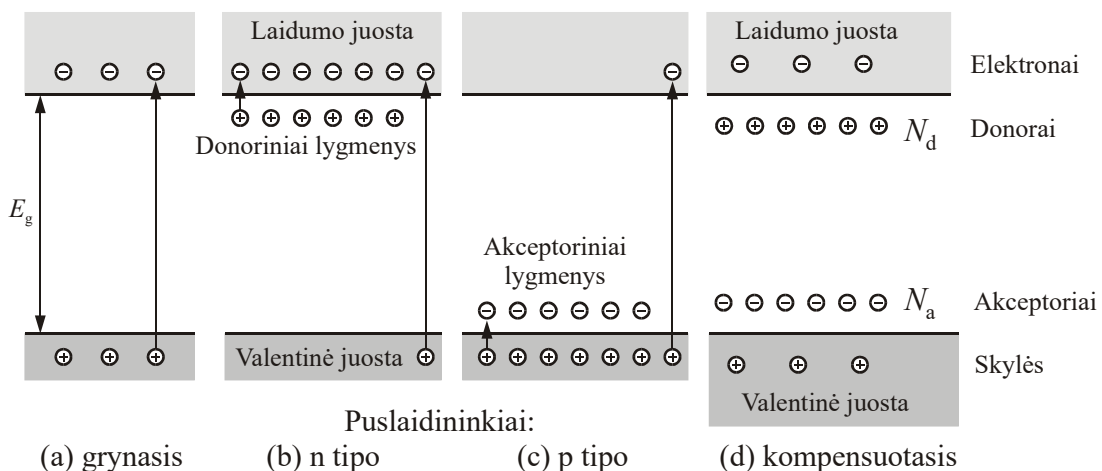
Jeigu priemaišinis lygmuo yra arti valentinės juostos krašto, tai reiškia, kad priemaišos atomas lengvai priima vieną elektroną iš valentinės juostos virsdamas neigiamuoju jonu (žr. 5.6c pav.). Tokie priemaišiniai atomai vadinami **akceptoriais**. Akceptoriaus jonizacijos energija – tai skirtumas tarp priemaišinio lygmens ir valentinės juostos krašto. Silicyje ir germanyje akceptoriaus vaidmenį dažniausiai atlieka boras. Boro ypatybė yra ta, kad jo valentingumas yra vienetu mažesnis už silicio ir germanio valentingumą. Boras turi tris valentinius elektronus, kurie sudaro kovalentines jungtis su trimis kaimyniniais Si arba Ge atomais. Ketvirtajai jungčiai susidaryti trūksta vieno elektrono, t. y. toje vietoje egzistuoja viena laisva elektroninė būseną. Kadangi tos būsenos energija yra tik nedaug didesnė už elektronų, kurie sudaro jungtis tarp Si arba Ge atomų, energiją, tai į tą būseną gali būti sužadintas elektronas iš kurios nors kaimyninės jungties tarp Si arba Ge atomų. Taip atsiranda skylė, kuri gali judėti puslaidininkiu.

Dėl legiravimo donorais puslaidininkyje padaugėja laisvųjų elektronų, o dėl legiravimo akceptoriais padaugėja skylių. Puslaidininkiai, kuriuose laisvųjų elektronų yra daug daugiau negu skylių, vadinami **n puslaidininkiais**, o puslaidininkiai, kuriuose skylių yra daug daugiau negu laisvųjų elektronų, vadinami **p puslaidininkiais**. Elektronai n puslaidininkyje arba skylės p puslaidininkyje vadinami **pagrindiniais krūvininkais**. Skylės n puslaidininkyje arba elektronai p puslaidininkyje vadinami **šalutiniais krūvininkais**.

Kambario temperatūroje didžioji dalis donorų ir akceptorių yra jonizuoti. Kadangi jų koncentracija dažniausiai keliomis eilėmis viršija grynojo puslaidininkio krūvininkų koncentraciją, tai priemaišiniame puslaidininkyje beveik visi kurios nors rūšies krūvininkai (elektronai arba skylės) yra atsiradę dėl priemaišų atomų jonizavimo. Taigi, galima teigti, kad n puslaidininkyje elektronų



5.5 pav. Silicio priemaišų energijos lygmenys



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



koncentracija lygi donorų koncentracijai, o p puslaidininkyje skylių koncentracija yra lygi akceptorių koncentracijai.

Silicio geriausi donoriai yra fosforas ir arsenas, o geriausias akceptorius yra boras, nes šių atomų jonizacijos energijos silicio kristale yra mažiausios (žr. 5.5 pav.). Be to, šie elementai lengvai tirpsta silicyje, ir jų koncentracija gali siekti  $10^{26} \text{ m}^{-3}$ .

Dažnai donorinės ir akceptorinės priemaišos egzistuoja vienu metu. Jeigu donorų ir akceptorių koncentracijos sutampa, o priemaišų atomai yra pilnai jonizuoti, tada efektas toks lyg elektronai iš donorinių atomų būtų perėję į akceptorinius (žr. 5.6d pav.). T. y. laisvųjų elektronų ir skylių koncentracijos lieka tos pačios eilės kaip ir grynajame puslaidininkyje, kad ir kokia didelė būtų priemaišų koncentracija. Taigi, galima teigti, kad šiuo atveju donoriai „kompensuoja“ akceptorių poveikį (arba atvirkščiai). Todėl puslaidininkiai, kuriuose vienu metu yra ir akceptorinių, ir donorinių priemaišų, vadinami **kompensuotaisiais puslaidininkiais**. Praktikoje kompensacija dažniausiai būna tik dalinė, t. y. donorų ir akceptorių koncentracijos būna skirtingos, todėl laisvųjų krūvininkų koncentracija kompensuotuose puslaidininkiuose būna daug didesnė už jų koncentraciją grynajame puslaidininkyje.

Taigi, legiravimo būdu galima padidinti elektronų arba skylių skaičių puslaidininkyje. Tačiau pagrindinė legiravimo nauda yra ta, kad, sukūrus n sritį p puslaidininkyje arba p sritį n puslaidininkyje, prie ribos tarp p ir n sričių susidaro vadinamoji pn sandūra. pn sandūros srityje egzistuoja pereinamasis sluoksnis, kuriame elektronų ir skylių koncentracijos yra daug mažesnės už pagrindinių krūvininkų koncentraciją kiekviename iš sandūrą sudarančių puslaidininkių. Ši pn sandūros ypatybė panaudojama puslaidininkiniuose jonizuojančiosios spinduliuotės detektoriuose. pn sandūrų savybės aprašytos kitame skirsnyje.

### 5.3. pn sandūros

**Sandūra** – tai kontaktas tarp dviejų medžiagų, kurios turi skirtingą energijos juostų sandarą arba skiriasi priemaišinių atomų tipais ir kiekiais. **pn sandūra** – tai sandūra tarp p ir n puslaidininkių. Prijungus elektrinius kontaktus prie puslaidininkių, tarp kurių sudaryta pn sandūra, gaunamas puslaidininkinis prietaisas, kuris vadinamas **pn diodu**. Dažniausiai praktikoje pn sandūros gaminamos įterpiant donorus į p puslaidininkį arba įterpiant akceptorius į n puslaidininkį. T. y. abiejose sandūros pusėse turime tą patį puslaidininkį (dažniausiai – silicį arba germanį), tačiau su skirtingos rūšies priemaišomis. Trumpai aprašysime pn sandūros savybes.

n puslaidininkyje elektronų koncentracija yra daug didesnė negu p puslaidininkyje, o p puslaidininkyje skylių koncentracija yra daug didesnė negu n puslaidininkyje. Todėl pn sandūroje vyksta elektronų difuzija iš n srities į p sritį ir skylių difuzija iš p srities į n sritį. Atitinkamai n puslaidininkio srityje, kuri priglundusi prie kontakto plokštumos, sumažėja elektronų, o p puslaidininkio srityje, kuri priglundusi prie kontakto plokštumos, sumažėja skylių (žr. 5.7a pav.). Tuo tarpu donorų ir akceptorių jonai yra nejudrūs: jie užima kristalo gardelės mazgus ir jų koncentracija abiejose sandūros pusėse nekinta (žr. 5.7b pav.). Todėl sandūros srityje atsiranda nesukompensuotas priemaišinių jonų krūvis: teigiamas donorų jonų erdvinis krūvis iš n puslaidininkio pusės ir neigiamas akceptorių jonų erdvinis krūvis iš p puslaidininkio pusės (žr. 5.7c pav.). Šis erdvinis krūvis sukuria elektrinį lauką, kuris stabdo tolesnį krūvininkų persiskirstymą. T. y. kartu su krūvininkų difuzija vyksta krūvininkų dreifas priešinga kryptimi. Termodinaminės pusiausvyros sąlygomis difuzinis ir dreifinis krūvininkų srautai tiksliai kompensuoja vienas kitą, ir srovės stipris yra lygus nuliui.

Taigi, tarp n ir p sričių atsiranda potencialų skirtumas  $U_k$ , kuris vadinamas **kontaktiniu potencialų skirtumu**. Silicio pn sandūrose kontaktinis potencialų skirtumas yra artimas 0,7 V, o germanio – maždaug 0,3 V.

Erdvinio krūvio srityje laisvųjų krūvininkų koncentracija yra daug mažesnė negu neutraliose srityse. Taip yra dėl to, kad šioje srityje egzistuoja stiprus elektrinis laukas ( $10^6 \text{ V/m}$  eilės), kuris labai greitai „išstumia“ iš tos srities krūvininkus, kurie atsiranda dėl šiluminės generacijos arba patenka ten iš neutraliųjų sričių. Todėl ši sritis vadinama **nuskurdintuoju sluoksniu**. Atliekant teorinius apskaičiavimus, galima remtis prielaida, kad nuskurdintajame sluoksnyje iš viso nėra laisvųjų krūvininkų (t. y. visą elektros krūvį kuria tik donorų ir akceptorių jonai).

Nuskurdintojo sluoksnio storis pasikeičia prijungus prie pn sandūros įtampos šaltinį. Tada  $n$  ir  $p$  sričių potencialų skirtumas tampa lygus  $U_k - U_0$ ; čia  $U_0$  yra išorinė įtampa. Jeigu prie  $n$  srities prijungtas neigiamasis įtampos šaltinio polius, tada sakoma, kad prie pn sandūros prijungta **tiesioginė įtampa**; priešingu atveju sakoma, kad prijungta **atgalinė įtampa**. Nuskurdintojo sluoksnio storis  $d$  lygus

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(N_d + N_a)}{eN_dN_a}}(U_k - U_0), \quad (5.3.1)$$

čia  $N_d$  yra donorų koncentracija  $n$  srityje,  $N_a$  yra akceptorių koncentracija  $p$  srityje,  $\varepsilon_0$  yra elektrinė konstanta ( $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  F/m),  $\varepsilon$  yra puslaidininkio dielektrinė skvarba (silicio  $\varepsilon = 11,7$ , germanio  $\varepsilon = 16$ ). Jeigu įtampa yra tiesioginė, tada  $U_0 > 0$ , o jeigu atgalinė, tada  $U_0 < 0$ . Taigi, nuskurdintojo sluoksnio storis didėja didėjant atgalinei įtampai, t. y. įtampos  $U_0$  moduliui (tada reiškinys  $U_k - U_0$  didėja, nes  $U_0 < 0$ ). (5.3.1) išraiška yra gaunama išsprendus Puasono lygtį:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0\varepsilon}, \quad (5.3.2)$$

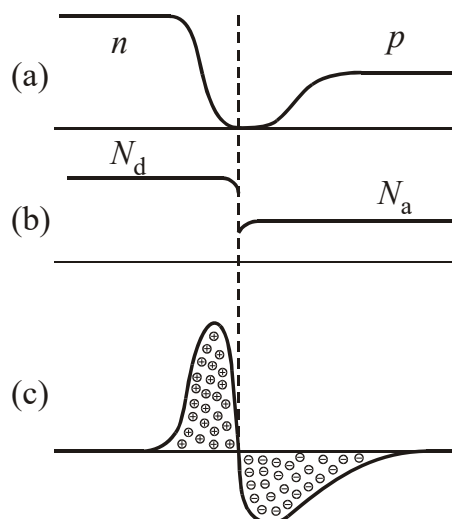
čia  $\varphi$  yra elektrostatinis potencialas,  $x$  yra erdvinė koordinatė,  $\rho$  yra elektrinio krūvio tankis,  $\varepsilon$  yra medžiagos dielektrinė skvarba, o  $\varepsilon_0$  yra elektrinė konstanta. Kadangi (5.3.2) yra antrosios eilės diferencialinė lygtis, tai, norint ją vienareikšmiškai išspręsti, yra reikalingos dvi kraštinės sąlygos. Tos dvi sąlygos išplaukia iš prielaidos, kad neutraliose srityse elektrinis laukas yra lygus nuliui (dėl jų mažos varžos). Tada visa išorinė įtampa krinta nuskurdintame sluoksnyje, t. y. nuskurdintojo sluoksnio kraštų potencialai yra lygūs atitinkamų išorinio įtampos šaltinio polių potencialams. Pagal Puasono lygtį (5.3.2) įtampos kritimas nuskurdintajame sluoksnyje yra lygus dvigubam krūvio tankio integralui  $x$  atžvilgiu. Integravimo rėžiai – tai nuskurdintojo sluoksnio kraštų koordinatės (nes tik nuskurdintame sluoksnyje  $\rho \neq 0$ ). Kadangi krūvio tankis kiekviename nuskurdintojo sluoksnio taške yra tam tikra konstanta ( $n$  srityje  $+eN_d$ , o  $p$  srityje  $-eN_a$ ), tai, kad padidėtų minėtojo integralo reikšmė, turi pasikeisti integravimo rėžiai, t. y. nuskurdintojo sluoksnio kraštų koordinatės. Vadinasi, didėjant atgalinei įtampai, turi didėti nuskurdintojo sluoksnio storis, ką ir matome (5.3.1) formulėje.

Dažniausiai praktikoje pn sandūros legiravimas yra stipriai asimetrinis, t. y. vienos rūšies priemaišų koncentracija yra daug didesnė negu kitos rūšies. Nuskurdintojo sluoksnio storį  $d$  lemia mažesnioji iš dviejų priemaišų koncentracijų. Taip yra dėl to, kad nuskurdintame sluoksnyje pilnutinis akceptorių krūvis visada yra tiksliai priešingas pilnutiniam donorų krūviui (elektrinio neutralumo sąlyga). Todėl, kai  $N_a \gg N_d$ , galima teigti, kad *visas* nuskurdintasis sluoksnis priklauso  $n$  sričiai, o kai  $N_d \gg N_a$ , galima teigti, kad *visas* nuskurdintasis sluoksnis priklauso  $p$  sričiai. Pastaruoju atveju storio  $d$  išraiškoje (5.3.1) galima nepaisyti dėmens  $N_a$  skaitiklyje. Gauname:

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_a}}(U_k - U_0). \quad (5.3.3)$$

Kadangi pn sandūros nuskurdintajame sluoksnyje beveik nėra laisvųjų krūvininkų (pvz., žr. 5.7a pav.), tai, naudojant pn sandūrą vietoj vienalyčio puslaidininkio, pašalinamas pagrindinis puslaidininkių trūkumas – didelė laisvųjų krūvininkų koncentracija, tuo pat metu išsaugant puslaidininkių privalumus, kurie buvo minėti 5.1 skirsnyje (didelis tankis ir maža energija  $W$ ).

Nuskurdintajame sluoksnyje egzistuojantis elektrinis laukas leidžia detektuoti jonizuojančiąsias daleles, net kai išorinė įtampa lygi nuliui: laisvieji krūvininkai, kurie atsirado dėl jonizuojančiojo poveikio, juda šiame lauke ir sukuria signalą išorinėje grandinėje. Elektrodo vaidmenį šiuo atveju atlieka neutraliosios  $n$  ir  $p$  sričių dalys, kuriose krūvininkų koncentracija yra didelė. Tačiau, kai nėra išorinio įtampos šaltinio, nuskurdintojo sluoksnio storis yra gana mažas ( $< 10^{-4}$  cm). Tai reiškia visų pirma, kad detektoriaus jautrusis tūris yra mažas, o antra, kad detektoriaus jautriosios



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

srities talpa yra didelė (ji yra atvirkščiai proporcinga nuskurdintojo sluoksnio storiumi). Didelė talpa reiškia, kad signalo amplitudė yra maža (žr. (1.2.3) formulę). Vadinasi, puslaidininkinio detektoriaus nuskurdintojo sluoksnio storis turi būti kuo didesnis. Pagal (5.3.3) formulę nuskurdintojo sluoksnio storį  $d$  galima padidinti dviem būdais: didinant atgalinę įtampą  $U_0$  ir mažinant priemaišų koncentraciją silpnai legiruotoje srityje. Todėl puslaidininkiniuose detektoriuose prie pn sandūros prijungiamą palyginti aukštą atgalinę įtampą (maždaug 1000 V), o silpnai legiruotosios srities vaidmenį atlieka beveik grynas (arba beveik tiksliai kompensuotas) puslaidininkis. Kadangi atgalinė įtampa visada būna daug didesnė už kontaktinį potencialų skirtumą  $U_k$ , tai nuskurdintojo sluoksnio storio išraiškoje (5.3.3) galima nepaisyti dėmens  $U_k$ :

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon}{eN_a} |U_0|}. \quad (5.3.4)$$

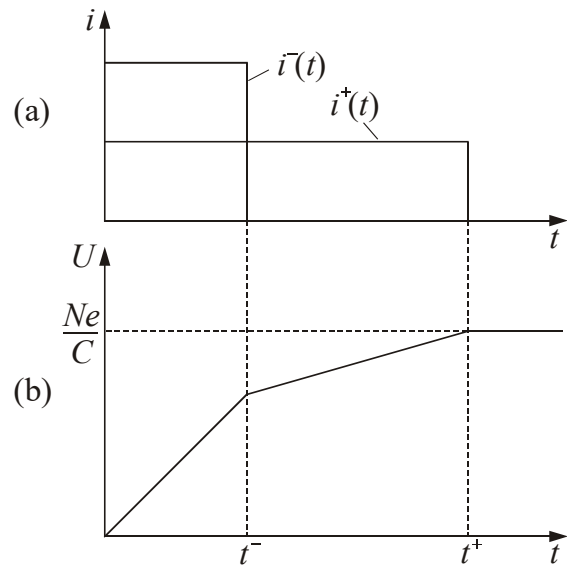
Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad termodinaminėje pusiausvyroje (kai išorinė įtampa lygi nuliui) pilnutinė elektronų ir skylių koncentracija nuskurdintame sluoksnyje negali tapti mažesnė negu krūvininkų koncentracija grynajame puslaidininkyje. Taip yra todėl, kad termodinaminėje pusiausvyroje elektronų ir skylių koncentracijų sandauga palyginti silpnai priklauso nuo priemaišų koncentracijos ir rūšies ir yra lygi

$$np = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (5.3.5)$$

čia  $E_g$  yra draudžiamosios juostos plotis,  $k$  yra Bolcmano konstanta,  $T$  yra absoliutinė temperatūra, o  $N_c$  ir  $N_v$  yra efektyviai būsenų tankiai atitinkamai laidumo ir valentinėje juostoje. Taigi, kol nėra išorinės atgalinės įtampos, pn sandūra nėra daug pranašesnė už gryną puslaidininkį. Tačiau, prijungus atgalinę įtampą, pasireiškia viena pn sandūros ypatybė:  $n$  srityje yra labai maža skylių koncentracija, o  $p$  srityje yra labai maža elektronų koncentracija (daug mažesnė, negu grynajame puslaidininkyje). Todėl srovė, kurią sąlygoja elektronų pereiga iš  $p$  srities į nuskurdintąjį sluoksnį ir skylių pereiga iš  $n$  srities į nuskurdintąjį sluoksnį (šalutinių krūvininkų „ekstrakcija“ elektriniu lauku), yra labai maža ir pilnutinę srovę lemia krūvininkai, kurie termiškai generuojami nuskurdintajame sluoksnyje. Ši srovė („laidumo srovė“) yra palyginti maža ir galima pasiekti, kad ji būtų daug mažesnė už srovę, kuri atsiranda dėl jonizuojančiosios spinduliuotės generuotų krūvininkų dreifo nuskurdintame sluoksnyje. Taip yra todėl, kad, esant atgalinei įtampai, nuskurdintame sluoksnyje nustoja galioti (5.3.5) lygybė: elektronų ir skylių koncentracijų sandauga tampa daug mažesnė negu gryname puslaidininkyje. Tą patį efektą galima gauti ir naudojant gryno puslaidininkio sluoksnį, prie kurio prijungti elektrodai, atitinkantys šį reikalavimą: teigiamasis elektrodas neturi injektuoti skylių, o neigiamasis elektrodas neturi injektuoti elektronų į puslaidininkį. Kitaip sakant, kiekvienas elektrodas turi būti „užtvarinis“ krūvininkams, kuriuos veikianti elektrostatinė jėga yra nukreipta iš elektrodo į puslaidininkį (priešingu atveju turėtume vadinamąjį „ominių“ kontaktą, kuris nesudaro jokių kliūčių krūvininkų judėjimui per jį). Pvz., silicio detektoriuose tokie „užtvariniai“ kontaktai yra formuojami gaminant vieną elektrodą iš aliuminio, o kitą iš aukso, ir prie aliuminio elektrodo jungiant teigiamą įtampos šaltinio polių, o prie aukso elektrodo – neigiamą. Užtvarinio kontakto vaidmenį gali atlikti ir labai plonas paviršinis priemaišinio puslaidininkio sluoksnis, kurį galima suformuoti, pvz., užgarinant reikalingus priemaišinius jonus arba implantuojant juos greitintuvu (taip galima viename puslaidininkio sluoksnio paviršiuje suformuoti ploną  $n$  tipo sritį, o kitoje pusėje – ploną  $p$  sritį). Naudojant tokius užtvarinius kontaktus ir esant grynam puslaidininkiiui (arba pn sandūrai, prie kurios prijungta pakankamai didelė atgalinė įtampa), nuskurdintojo sluoksnio vaidmenį atlieka visas puslaidininkis, taigi „nuskurdintojo sluoksnio storis“ šiuo atveju – tai atstumas tarp elektrodų, kuris yra pastovus (jo negalima padidinti, dar labiau didinant atgalinę įtampą). Tačiau ir šiuo atveju reikia naudoti kuo didesnę atgalinę įtampą, nes realiuose detektoriuose puslaidininkis niekada nebūna idealiai grynas, todėl jame egzistuoja erdvinis priemaišinių jonų krūvis ir elektrinis laukas nėra vienalytis (lauko stipris maždaug tiesiškai priklauso nuo koordinatės). Didinant atgalinę įtampą, mažėja elektrinio lauko santykinis kitimas sluoksnyje, t. y. esant pakankamai aukštai atgalinei įtampai, galima pasiekti, kad visame puslaidininkio tūryje elektrinis laukas būtų beveik vienodas. Tipiška atgalinė įtampa, kuri naudojama germanio gama spektrometruose, yra maždaug 4000 V. Didžiausią pasiekiamą atgalinę įtampą apriboja paviršinės nuotėkio srovės ir griūtinis pramušimas puslaidininkyje.

## 5.4. Impulso formavimas puslaidininkiniame detektoriuje

Puslaidininkinio detektoriaus aktyviajame tūryje egzistuoja elektrinis laukas, kuris priverčia elektronus ir skyles judėti priešingomis kryptimis. Kaip ir jonizacijos kameroje, šis krūvininkų dreifas indukuoja elektros srovę  $i(t)$  (4.5.2), kuri, savo ruožtu, sukuria įtampos impulsą išorinėje grandinėje (detektorių impulsinės veikos bendroji analizė buvo atlikta 1.2 skirsnyje). Puslaidininkiniuose detektoriuose ekvivalentinės  $RC$  grandinės, kuria galima pakeisti išorinę matavimų įrangą, trukmės konstanta visada būna daug didesnė už krūvininkų surinkimo trukmę (tai yra vadinamoji „srovės integravimo veika“), todėl šio impulso formą apytiksliai nusako (1.2.2) ir (1.2.4) formulės. Kaip ir jonizacijos kameros impulsinės veikos, kuri buvo aprašyta 4.5 skirsnyje, puslaidininkinio detektoriaus impulso pavidalą komplikuoja tas faktas, kad impulsą sukuria dviejų rūšių krūvininkų dreifas. Todėl srovės integravimo veikos išėjimo impulso priekinis frontas yra sudarytas iš dviejų tiesinių sričių kaip parodyta 5.8b pav.: pirmoji sritis atitinka abiejų rūšių krūvininkų dreifą, o antroji sritis – tik vienos rūšies krūvininkų dreifą (tų, kurių surinkimo trukmė didesnė). Akivaizdu, kad bendrasis impulso pavidalas yra toks pat kaip ir jonizacijos kameroje, kurios trukmės konstanta  $RC$  yra didelė (plg. su 4.5b pav.). Skylių judris ir dreifo greitis yra mažesni negu elektronų, todėl dažniausiai skylių surinkimo trukmė  $t^+$  yra didesnė negu elektronų surinkimo trukmė  $t^-$  (kaip 5.8a pav.), ir antroji (lėtesnioji) priekinio fronto dalis atitinka skylių dreifą. Tačiau elektronų ir skylių judrių santykis puslaidininkiniuose detektoriuose yra daug mažesnis negu elektronų ir jonų judrių santykis dujiniuose detektoriuose: puslaidininkinyje skylių judris yra tik 2–3 kartus mažesnis negu elektronų, o dujose jonų judris yra maždaug  $10^3$  kartų mažesnis negu elektronų. Todėl puslaidininkiniuose detektoriuose krūvininkų surinkimo trukmės  $t^+$  ir  $t^-$  dažniausiai skiriasi tik kelis kartus (o ne 3 eilėmis, kaip dujiniuose detektoriuose). Dėl šios priežasties puslaidininkinių detektorių išėjimo signalas yra formuojamas integruojant abi srovės komponentes – ir elektronų, ir skylių (o ne vien elektronų, kaip tipiškų jonizacijos kamerų impulsinės veikos). Atitinkamai 4.5.3 skirsnyje aprašytasis indukcinis efektas puslaidininkiniuose detektoriuose nepasireiškia ir impulso amplitudė yra vienareikšmiškai susijusi su jonų porų, kurios buvo sukurtos detektoriaus aktyviojoje srityje, skaičiumi  $N$  (žr. (4.5.18) formulę). Laikas, kuris reikalingas krūvininkų surinkimui iš didelio tūrio puslaidininkinio detektoriaus (t. y. impulso priekinio fronto trukmė), yra  $10^{-8}$ – $10^{-7}$  s eilės. Naudojant impulsų formavimo įtaisus, kurie nuslopina 5.8b pavaizduoto impulso užpakalinį frontą, pilnutinę impulso trukmę pavyksta sumažinti iki verčių, kurios tik nedaug viršija krūvininkų surinkimo trukmę.



**5.8 pav.** (a) Elektronų ir skylių srovės (atitinkamai  $i^-$  ir  $i^+$ ), kurios teka idealiame 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. Kadangi skylių dreifo greitis yra mažesnis negu elektronų, tai dažniausiai  $t^+ > t^-$  (tačiau surinkimo trukmė priklauso dar ir nuo pirminės jonizacijos taško, todėl gali būti  $t^+ < t^-$ )

## **6. Blyksimieji detektoriai**

### **6.1. Įvadas**

[1, p. 381]

### **6.2. Blyksnio atsiradimas neorganiniame scintiliatoriuje**

[1, p. 381 – 383]

### **6.3. Blyksnio atsiradimas organiniame scintiliatoriuje**

[1, p. 383 – 384]

### **6.4. Blyksimojo detektoriaus sandara**

[1, p. 385 – 386]

### **6.5. Blyksimojo detektoriaus išėjimo impulso forma**

[1, p. 386 – 388]

### **6.6. Blyksimojo detektoriaus energinė skyra**

[1, p. 390 – 391]

## 7. Proporcingieji skaitikliai

Proporcingieji skaitikliai yra viena iš dujinių jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių rūšių. Proporcingųjų skaitiklių veika beveik visada yra impulsinė ir remiasi dujinio stiprinimo reiškiniu, dėl kurio jonų porų skaičius skaitiklio tūryje labai padidėja, palyginti su pirminių jonų porų skaičiumi („pirminėmis“ vadinsime jonų poras, kurios atsirado dėl krintančiosios dalelės jonizacinių energijos nuostolių dujose). Todėl, kai yra toks pat pirminių jonų porų skaičius, proporcingųjų skaitiklių įtampos impulsų amplitudės yra daug didesnės negu jonizacijos kamerų. Dėl šios priežasties proporcingieji skaitikliai gali būti naudojami tais atvejais, kai pirminių jonų porų skaičius nėra pakankamas, kad jį būtų galima pakankamai tiksliai išmatuoti naudojant jonizacijos kamerą. Todėl proporcingieji skaitikliai naudojami mažos energijos rentgeno spinduliuotės spektroskopijoje ir neutronų detektavimui.

### 7.1. Dujinis stiprinimas

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

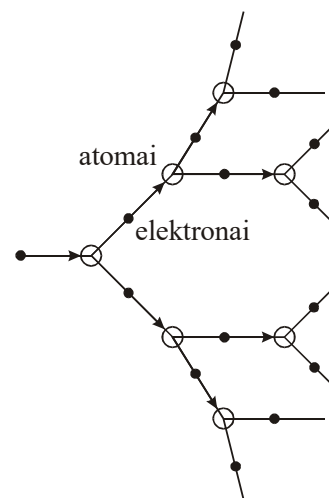
Elektronams ir jonams dreifuojant link atitinkamų elektrodų, jie daug kartų susiduria su neutraliosiomis dujų molekulėmis. 4.3.2 skirsnyje minėta, kad, esant elektriniam laukui, elektronų betvarkio judėjimo vidutinė energija yra daug didesnė negu jonų. Vidutinė elektrono energija yra tiesiog proporcinga elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykiui. Todėl, kai yra pakankamai stiprus elektrinis laukas, elektronas gali įgyti energiją, kuri yra didesnė už dujų molekulės jonizacijos energiją. Tada galimas vyksmas, kurio metu elektronas jonizuoja dujų molekulę. Toks reiškinys, kai elektringoji dalelė praranda dalį savo kinetinės energijos jonizuodama atomą arba molekulę, yra vadinamas **smūgine jonizacija**. Šitai atsiranda dar viena („antrinė“) jonų pora. Siekiant pabrėžti, kad molekulę jonizuoja ne krintančioji dalelė, o elektronai, kurie atsirado dėl dujų atomų jonizavimo, ši smūginė jonizacija vadinama **antrine jonizacija**. Elektrinio lauko stiprio  $\mathcal{E}$  ir slėgio  $p$  santykio  $\mathcal{E}/p$  „slenkstinė“ vertė  $(\mathcal{E}/p)_{\text{jon}}$ , kurią viršijus yra galima antrinė jonizacija, priklauso nuo dujų prigimties. Tipiškomis dujoms šis slenkstinis santykis yra lygus maždaug  $10 \text{ V}/(\text{m}\cdot\text{Pa})$ . Esant atmosferos slėgiui ( $p \approx 10^5 \text{ Pa}$ ), tai atitinka  $10^6 \text{ V}/\text{m}$  eilės „slenkstinį“ lauko stiprį  $\mathcal{E}_{\text{jon}}$ .

Elektronai, kurie buvo išlaisvinti iš atomų dėl antrinės jonizacijos (juos vadinsime „antriniais elektronais“), taip pat yra greitunami elektrinio lauko. Todėl, susidurdami su neutraliomis dujų molekulėmis, jie taip pat gali jas jonizuoti. Taigi, yra galimas griūtinis vyksmas: kiekvienas elektronas, kuris buvo išlaisvintas tokio susidūrimo metu, pats gali išlaisvinti elektroną tokiu pačiu būdu (žr. 7.1 pav.). Šis vyksmas vadinamas **elektronų griūtimi** arba **Taunsendo griūtimi** (angl. *Townsend avalanche*) – airių fiziko Džono Taunsendo, kuris atrado šį reiškinį XIX a. pabaigoje, vardu. Santykinį elektronų skaičiaus  $N$  padidėjimą  $dN/N$  (t. y. antrinės jonizacijos tikimybę  $dP$ ) nykstamajame kelyje  $dx$  nusako vadinamoji **Taunsendo lygtis**:

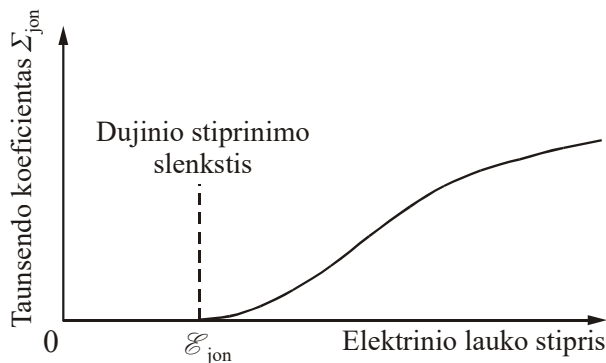
$$dP \equiv \frac{dN}{N} = \Sigma_{\text{jon}} dx ; \quad (7.1.1)$$

čia  $\Sigma_{\text{jon}}$  yra antrinės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis. Jis yra atvirkštinis vidutiniam elektrono keliui tarp dviejų antrinės jonizacijos įvykių. Antrinės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis kitaip yra vadinamas **pirmuoju Taunsendo koeficientu**. Jis yra lygus nuliui, kai elektrinis laukas yra mažesnis už slenkstinį lauką  $\mathcal{E}_{\text{jon}}$ , ir didėja stiprėjant laukui (žr. 7.2 pav.). Jeigu elektrinis laukas yra vienalytis (kaip plokščiajame kondensatoriuje), tada  $\Sigma_{\text{jon}}$  nepriklauso nuo koordinatės, o Taunsendo lygties (7.1.1) sprendinys yra eksponentinė koordinatės funkcija:

$$N(x) = N(0)e^{\Sigma_{\text{jon}}x} = N(0)e^{x/l_{\text{jon}}} ; \quad (7.1.2)$$



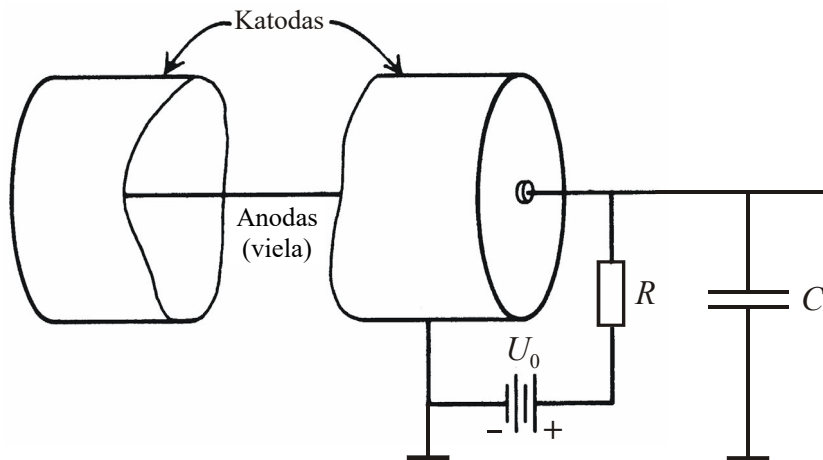
7.1 pav. Elektronų griūtis



**7.2 pav.** Tipiškų dujų pirmojo Taunsendo koeficiento (antrinės jonizacijos makroskopinio skerspjūvio) priklausomybė nuo elektrinio lauko stiprio

potencialų skirtumas, o  $r$  yra atstumas iki skaitiklio centro. Taigi, cilindriniam detektoriuje elektrinis laukas yra nevienalytis: jis stiprėja elektronų judėjimo kryptimi. Todėl, net esant tik kelių šimtų voltų eilės įtampai  $U_0$ , arti anodo galima gauti  $10^6$  V/m eilės elektrinio lauko stiprį. Tai yra pagrindinė priežastis, dėl kurios yra naudojama cilindrinė geometrija.

Kadangi  $\Sigma_{jon}$  didėja stiprėjant laukui, tai cilindriniam skaitiklyje  $\Sigma_{jon}$  (ir  $l_{jon}$ ) priklauso nuo koordinatės. Tai pasireiškia dar greitesniu elektronų skaičiaus  $N$  didėjimu didėjant nui tam keliui negu tas, kurį numato (7.1.2) formulė. Proporcingajame skaitiklyje griūtis baigiasi tada, kai visi laisvieji elektronai pasiekia anodą. Tinkamai parinkus skaitiklio darbo sąlygas, galima pasiekti, kad pilnutinis jonų porų skaičius (įskaitant ir pirmines, ir antrines jonų poras) būtų proporcingas pirminių jonų porų skaičiui (būtent todėl skaitiklis vadinamas „proporcinguoju“), tačiau pilnutinis jonų porų skaičius gali būti daugelį tūkstančių kartų didesnis už pirminių jonų porų skaičių. Šis reiškinys vadinamas **dujiniu stiprinimu**. Jis apibūdinamas **dujinio stiprinimo koeficientu**  $K$ , kuris apibrėžiamas kaip pilnutinio susidariusių jonų porų skaičiaus ir pirminių jonų porų skaičiaus santykis. Dėl dujinio stiprinimo padidėja detektoriaus impulso amplitudė, todėl tampa paprasčiau ją matuoti ir gerėja impulso amplitudžių matavimo tikslumas. Elektronų griūtis metu būna daug didelės energijos elektronų ir dujų molekulių susidūrimų, dėl kurių molekulės gali būti sužadintos į įvairius energijos lygmenis. Todėl proporcingųjų skaitiklių parametrai labiau priklauso nuo dujų sudėties negu jonizacijos kamerų parametrai. Elektrinio lauko stipris, kurio užtenka, kad būtų galima griūtinė jonizacija, egzistuoja tik kelių dešimtųjų milimetro dalių atstumu nuo anodo (žr. 7.4 pav.). Kadangi šios srities tūris yra daug mažesnis už skaitiklio tūrį, didžioji dauguma pirminių elektronų atsiranda toliau nuo anodo. Veikiami elektrinio lauko, šie elektronai juda link anodo, nesukurdami antrinių elektronų. Kai elektronas pasiekia sritį, kurioje elektrinis laukas yra pakankamai stiprus, prasideda elektronų griūtis, kuri plečiasi tol, kol visi jos elektronai pasiekia anodą.

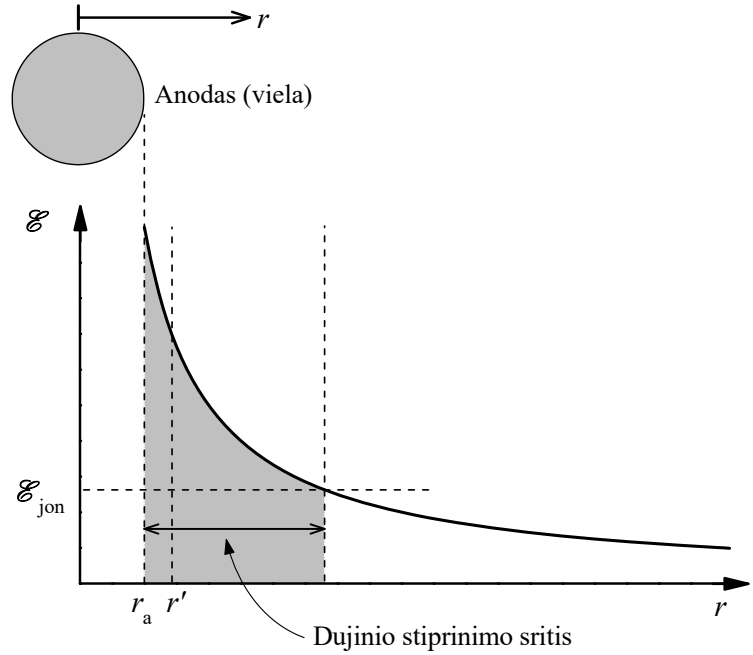


**7.3 pav.** Pagrindinės proporcingojo skaitiklio dalys. Išėjimo įtampas impulsas suformuojamas apkrovos rezistoriuje  $R$ .  $C$  yra skaitiklio anodo ir išorinės įrangos talpų suma

čia  $l_{jon}$  yra vidutinis elektrono kelias tarp dviejų antrinės jonizacijos įvykių. Dauguma proporcingųjų skaitiklių yra cilindriniai (žr. 7.3 pav.). Teigiamasis elektrodas yra plona viela (jos storis dažniausiai būna dešimtųjų milimetro dalių eilės), o neigiamasis elektrodas – išorinis cilindras. Lauko stiprio išraiška yra šitokia:

$$\mathcal{E}(r) = \frac{U_0}{r \ln \frac{r_k}{r_a}}, \quad (7.1.3)$$

čia  $r_k$  ir  $r_a$  yra atitinkamai katodo ir anodo spinduliai,  $U_0$  yra anodo ir katodo



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

#### 7.1.2. Bendroji dujinio stiprinimo koeficiento išraiška

Tarkime, kad jonizuojančioji dalelė sukūrė  $N_0$  pirminių jonų porų atstumu  $r_0$  nuo skaitiklio centro. Pagal Taunsendo lygtį (7.1.1) antrinių elektronų skaičiaus santykinis padidėjimas radialiosios koordinatės intervale nuo  $r$  iki  $r + dr$  yra lygus

$$\frac{dN}{N(r)} = -\Sigma_{\text{jon}}(r)dr; \quad (7.1.4)$$

čia yra minuso ženklas, nes  $dr < 0$  (elektronai juda  $r$  mažėjimo kryptimi),  $dN$  yra antrinių elektronų skaičius, kuris atsiranda, kai visi elektronai pralekia intervalą nuo  $r$  iki  $r + dr$ , o  $N(r)$  yra elektronų skaičius atstumu  $r$  nuo anodo. Integruvę abi šios lygybės puses nuo  $r_0$  iki anodo spindulio  $r_a$  ir antilogaritmuvę, išvedame:

$$K = \frac{N}{N_0} = \exp \left[ \int_{r_a}^{r_0} \Sigma_{\text{jon}}(r)dr \right]; \quad (7.1.5)$$

čia  $N$  yra pilnutinis skaičius jonų porų, kurios atsirado skaitiklyje (kitai sakant, pilnutinis elektronų, kurie pasiekė anodą, skaičius).

Apskaičiuosime antrinės jonizacijos tikimybę kelio vienetui, t. y. makroskopinį skerspjūvį  $\Sigma_{\text{jon}}$ . Tarkime, kad pilnutinis elektronų netampriosios sąveikos su dujų molekulėmis skerspjūvis lygus  $\sigma$ . Tai reiškia, kad elektrono netampriosios sąveikos su molekule tikimybė kelyje  $dx$  yra lygi

$$dP = n\sigma dx; \quad (7.1.6)$$

čia  $n$  yra dujų molekulių koncentracija. Elektrono netamprioji sąveika su atomu gali vykti su jonizavimu ir be jonizavimo. Jonizacijos tikimybę kelyje  $dx$  galima išreikšti taip pat kaip ir pilnutinę tikimybę  $dP$ , tačiau vietoj pilnutinio skerspjūvio  $\sigma$  reikia naudoti jonizacijos skerspjūvį, kuris priklauso nuo elektrono energijos  $E$  (jonizavimas negalimas, jeigu elektrono energija mažesnė už dujų molekulės jonizacijos energiją). Tarkime, kad dujų molekulės jonizacijos dėl sąveikos su *apibrėžtos energijos*  $E$  elektronu skerspjūvio priklausomybė nuo energijos yra tokio pavidalo: kai energija  $E$  yra didesnė už dujų molekulės jonizacijos energiją  $E_{\text{jon}}$ , jonizacijos skerspjūvis yra lygus tam tikrai konstantai  $\sigma_{\text{sm}}$ , o kai  $E < E_{\text{jon}}$ , jonizacijos skerspjūvis lygus nuliui. Tada reiškinys  $n\sigma_{\text{sm}}dx$  nusako jonizacijos tikimybę kelyje  $dx$  *su sąlyga, kad*  $E > E_{\text{jon}}$ . Norint išreikšti besąlyginę jonizacijos tikimybę kelyje  $dx$ , reikia padauginti reiškinį  $n\sigma_{\text{sm}}dx$  iš tikimybės  $P(E > E_{\text{jon}})$ , kad tarp dviejų netampriųjų susidūrimų elektronas įgis energiją, kuri yra didesnė už jonizacijos energiją  $E_{\text{jon}}$  (nepriklausomųjų įvykių tikimybių sandaugos teorema):

$$dP_{\text{jon}} = n\sigma_{\text{sm}}P(E > E_{\text{jon}})dx = n\sigma_{\text{sm}}P(x > x_{\text{jon}})dx; \quad (7.1.7)$$



čia  $x_{\text{jon}}$  yra *mažiausias* atstumas, kurį elektronas turi nueiti be netampriųjų susidūrimų, kad įgytų energiją  $E_{\text{jon}}$ , o  $P(x > x_{\text{jon}})$  yra tikimybė, kad atstumas, kurį elektronas nuėjo be netampriųjų susidūrimų, yra didesnis už mažiausią reikalingą atstumą  $x_{\text{jon}}$  (taigi,  $P(x > x_{\text{jon}}) = P(E > E_{\text{jon}})$ ). Minėtojo mažiausiojo atstumo  $x_{\text{jon}}$  išraiška išplaukia iš jėgos atlikto darbo išraiškos. Elektriniame lauke, kurio stipris  $\mathcal{E}$ , elektroną veikia jėga  $\mathcal{E}e$ . Kai elektronas nueina atstumą  $x$ , ta jėga atlieka darbą  $\mathcal{E}ex$ . Kartu tai yra ir energija, kurią elektronas įgyja dėl tos jėgos poveikio. Atstumas  $x_{\text{jon}}$  gaunamas, prilyginus tą energiją dydžiui  $E_{\text{jon}}$ :

$$x_{\text{jon}} = \frac{E_{\text{jon}}}{e\mathcal{E}}, \quad (7.1.8)$$

Pagal sąveikos skerspjūvio apibrėžtį dydis  $\sigma_{\text{sm}}P(x > x_{\text{jon}})$  – tai dujų molekulės antrinės jonizacijos skerspjūvis (sąveikaujant su *bet kokios energijos* elektronu). Kadangi elektrono susidūrimai su dujų molekulėmis yra Puasono vyksmas, tai

$$P(x > x_{\text{jon}}) = \exp(-x_{\text{jon}}/l) = \exp(-E_{\text{jon}}/(e\mathcal{E}l)), \quad (7.1.9)$$

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

$$l = \frac{1}{n\sigma}, \quad (7.1.10)$$

kur  $n$  yra molekulių koncentracija, o  $\sigma$  yra netampriųjų susidūrimų skerspjūvis. Įrašę (7.1.10) į tikimybės išraišką (7.1.9), gauname:

$$P(x > x_{\text{jon}}) = \exp(-n\sigma x_{\text{jon}}). \quad (7.1.11)$$

Įrašę (7.1.8) į (7.1.11), gauname galutinę tikimybės, kad elektronas nulėks atstumą  $x_{\text{jon}}$  be netampriosios sąveikos su atomais, išraišką:

$$P(x > x_{\text{jon}}) = \exp(-E_{\text{jon}}n\sigma/(e\mathcal{E})). \quad (7.1.12)$$

Įrašę (7.1.12) į (7.1.7) ir padaliję abi lygybės puses iš  $dx$ , gauname tikimybę, kad elektronas jonizuos dujų molekulę vienetiniame kelyje. Ši tikimybė – tai 7.1.1 skirsnyje minėtasis antrinės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis  $\Sigma_{\text{jon}}$ :

$$\Sigma_{\text{jon}} \equiv \frac{dP_{\text{jon}}}{dx} = \frac{1}{l_{\text{jon}}} = n\sigma_{\text{sm}} \exp\left(-\frac{E_{\text{jon}}n\sigma}{e\mathcal{E}}\right); \quad (7.1.13)$$

čia  $l_{\text{jon}}$  yra vidutinis elektrono kelias tarp dviejų antrinės jonizacijos įvykių. Antrinės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis – tai vidutinis antrinių elektronų skaičius, kurį sukuria vienas pirminis elektronas vienetiniame kelyje.

Išreiškę dujų koncentraciją  $n$  pagal idealiųjų dujų lygtį

$$n = \frac{p}{kT} \quad (7.1.14)$$

ir įrašę tą išraišką į (7.1.13), išvedame:

$$\Sigma_{\text{jon}} = \frac{p\sigma_{\text{sm}}}{kT} \exp\left(-\frac{E_{\text{jon}}\sigma}{kTe} \cdot \frac{p}{\mathcal{E}}\right). \quad (7.1.15)$$

(7.1.15) reiškinyje matome, kad antrinių elektronų skaičius, kuris atsiranda kelio vienetė, priklauso nuo elektrinio lauko stiprio ir slėgio santykio  $\mathcal{E}/p$  ir nuo dujų molekulių savybių (t. y. nuo elektrono netampriosios sąveikos su dujų molekule skerspjūvio  $\sigma$  ir jonizacijos energijos  $E_{\text{jon}}$ ). Akivaizdu, kad  $\Sigma_{\text{jon}}$  sparčiai mažėja mažėjant santykiui  $\mathcal{E}/p$ . Nors teorinė  $\Sigma_{\text{jon}}$  vertė (7.1.15) niekada nėra tiksliai lygi nuliui, tačiau, kai  $\mathcal{E}/p$  tampa mažesnis už tam tikrą vertę,  $\Sigma_{\text{jon}}$  pasidaro toks mažas, kad antrinė jonizacija tampa praktiškai negalima. Ta slenkstinė santykio  $\mathcal{E}/p$  vertė yra maždaug tokia, kad eksponentės rodiklis (7.1.15) reiškinyje būtų artimas  $-1$ . Tuo remdamiesi, apskaičiuosime tipiškas  $\mathcal{E}/p$  vertes arti anodo vielos paviršiaus. Tipiškas elektronų netampriosios sąveikos skerspjūvis  $\sigma$  yra  $10^{-20} \text{ m}^2$  eilės. Tipiška jonizacijos energija yra  $(10-20) \text{ eV}$  (žr. 4.1 lentelę). Kai  $T \approx 300 \text{ K}$ ,  $kT \approx 0,025 \text{ eV}$ . Todėl, išreiškus santykį  $\mathcal{E}/p$  SI vienetais, eksponentinės funkcijos rodiklis yra lygus  $-(50-100) \cdot (p/\mathcal{E})$ . Vadinas, kad šio reiškinių modulis taptų vienetų eilės arba mažesnis, santykio  $\mathcal{E}/p$  vertė turi būti didesnė už  $10 \text{ V}/(\text{m} \cdot \text{Pa})$ . Jeigu  $p = 10^5 \text{ Pa}$  (normalusis atmosferos slėgis), lauko stipris turėtų būti didesnis už  $10^6 \text{ V}/\text{m}$ . Jeigu anodo vielos spindulys  $r_a = 0,03 \text{ mm}$ , o katodo spindulys

$r_k = 1$  cm, tada pagal (7.1.3) tokio stiprio laukas yra pasiekiamas esant didesnei negu 170 V įtampai  $U_0$ . Sumažinus slėgį  $p$ , tiek pat kartų sumažėja ir slenkstinis elektrinio lauko stipris bei įtampa. Todėl proporcinguose skaitikliuose dujų slėgis dažnai būna kelis kartus mažesnis už normalųjį atmosferos slėgį.

Apskaičiuosime tipiškas  $\Sigma_{\text{jon}}$  vertes arti anodo vielos paviršiaus. Toje skaitiklio srityje elektrinis laukas dažniausiai būna pakankamai stiprus, kad eksponentinės funkcijos reikšmė (7.1.15) reiškinyje būtų tik nedaug mažesnė už vienetą, todėl  $\Sigma_{\text{jon}}$  vertę lemia daugiklis prieš eksponentę. Įrašius  $p = 10^5$  Pa ir  $\sigma_{\text{sm}} = 10^{-20}$  m<sup>2</sup>, kambario temperatūroje ( $T = 300$  K) gauname  $\Sigma_{\text{jon}} \approx 2 \cdot 10^5$  m<sup>-1</sup>. Vadinasi, vidutinis elektrono kelias  $l_{\text{jon}}$  tarp dviejų antrinės jonizacijos įvykių yra  $10^{-6}$  m eilės. Jeigu tame kelyje  $\Sigma_{\text{jon}}$  pasikeičia nedaug, tada kelyje  $l_{\text{jon}}$  antrinių elektronų skaičius padidėja  $e$  kartų (žr. (7.1.5) ir (7.1.13) formules). Tai reiškia, kad didžioji dauguma antrinių jonų porų atsiranda tik kelių mikronų storio sluoksnyje aplink anodo vielą, – net ir tada, kai griūčių pradžios taškai yra kelių šimtų mikronų atstumu nuo anodo vielos (žr. 7.4 pav.).

Iš (7.1.5) formulės išplaukia, kad dujinio stiprinimo koeficientas bendruoju atveju priklauso nuo kelio  $r_0 - r_a$ , kurį nueina elektronai. Jeigu tartume, kad elektrinio lauko stipris  $\mathcal{E}$  yra konstanta (plokščias skaitiklis), tada pagal (7.1.15)  $\Sigma_{\text{jon}}$  taip pat būtų pastovus ir pagal (7.1.5)  $K$  eksponentiškai priklausytų nuo pirminės jonizacijos taško  $r_0$ . Tai yra nepageidautinas reiškinys, nes tada galutinis jonų porų skaičius  $N$  priklausytų nuo pirminės jonizacijos taško, todėl neįmanoma nustatyti dalelės energiją pagal  $N$ . Tačiau cilindrinio skaitiklio  $\Sigma_{\text{jon}}$  eksponentiškai mažėja didėjant  $r$  (žr. (7.1.15) ir elektrinio lauko  $\mathcal{E}$  išraišką (7.1.3)). Todėl antrinė jonizacija vyksta tik labai siauroje srityje prie pat centrinio elektrodo. Tos srities spindulį pažymėkime  $r'$  (žr. 7.4 pav.). Jeigu pirminė jonų pora atsirado atstumu  $r_0 > r'$ , tada intervale nuo  $r'$  iki  $r_0$  makroskopinis skerspjūvis  $\Sigma_{\text{jon}} \approx 0$ , todėl, skaičiuojant (7.1.5) integralą, viršutinį rėžį galima prilyginti  $r'$ :

$$K = \frac{N}{N_0} = \exp \left[ \int_{r_a}^{r'} \Sigma_{\text{jon}}(r) dr \right]. \quad (7.1.16)$$

Tai reiškia, kad tuo atveju, kai pirminiai elektronai atsiranda atstumu  $r_0 > r'$  nuo centrinio elektrodo (o tokių elektronų yra didžioji dauguma), dujinio stiprinimo koeficientas  $K$  praktiškai nepriklauso nuo  $r_0$ .

Bendroji  $K$  išraiška, kuri gaunama įrašius  $\Sigma_{\text{jon}}$  išraišką (7.1.15) į (7.1.16), nėra patogi praktiniams skaičiavimams (pvz., dėl to, kad į ją įeina priklausantys nuo elektrono energijos skerspjūviai  $\sigma_{\text{jon}}$  ir  $\sigma$ ). Praktikoje naudojamos apytikslės  $K$  išraiškos su dviem arba trimis empiriniais parametrais.

Apibendrinant tai, kas pasakyta šiame skirsnyje apie dujinį stiprinimą, galima suformuluoti šiuos cilindrinio skaitiklio pranašumus, palyginti 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.

### 7.1.3. Būdingieji detektoriaus įtampų intervalai

Išnagrinėsime dujinio detektoriaus voltamperinę charakteristiką impulsinėje veikoje (t. y. impulso amplitudės priklausomybę nuo įtampos  $U_0$  tarp detektoriaus elektrodų). Ši charakteristika pavaizduota 7.5 pav. I srityje, kai įtampa  $U_0$  yra ypač maža, elektrinis laukas yra nepakankamai stiprus, kad sutrukdytų pirminių jonų porų rekombinacijai, todėl surinktas krūvis yra mažesnis už pirminių jonų porų krūvį. Didėjant įtampai (ir stiprėjant elektriniam laukui), rekombinacijos sparta mažėja, ir galų gale surinktas krūvis tampa praktiškai lygus sukurtam krūviui. Tai yra II sritis – **soties sritis**, kuri atitinka normalią jonizacijos kamerų veiką.

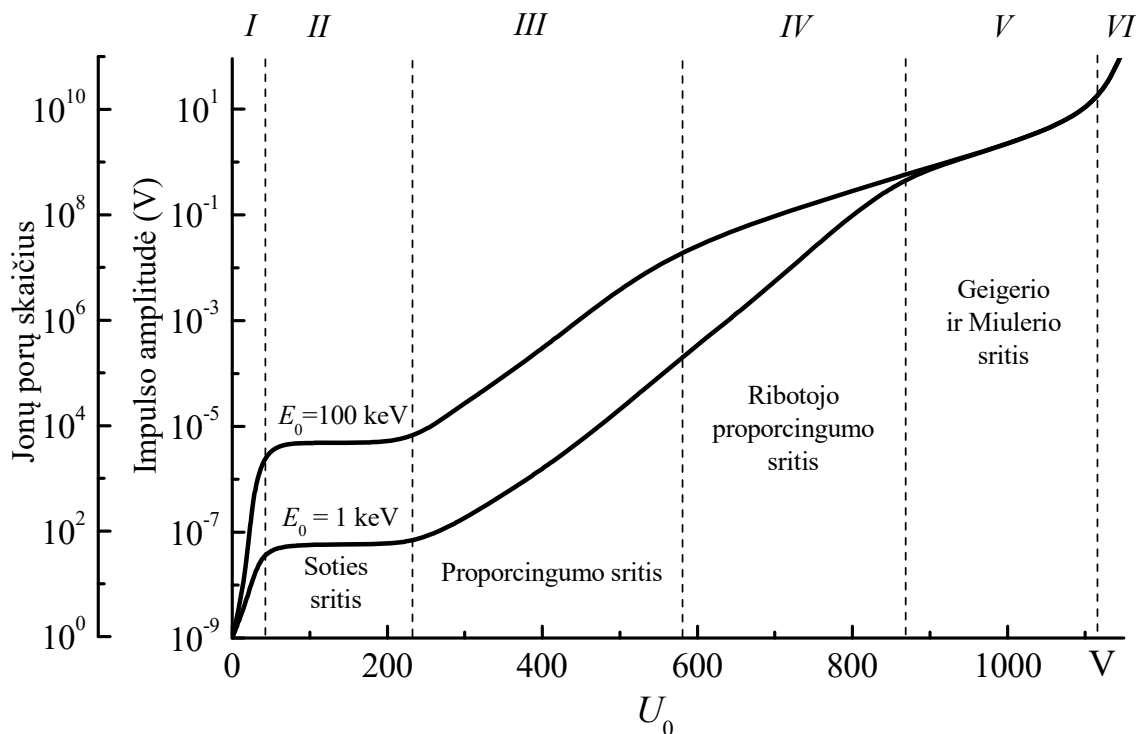
Toliau didėjant įtampai, pasiekiamas slenkstinis elektrinio lauko stipris, kai prasideda antrinė jonizacija. Todėl surinktas krūvis pradeda didėti. Kai įtampos vertės priklauso tam tikram intervalui, surinktas krūvis yra proporcingas pirminių jonų porų skaičiui. Taip yra todėl, kad kiekvienas pirminis elektronas sukuria vieną griūtį, o vidutinis elektronų skaičius griūtyje – tai anksčiau minėtas dujinio stiprinimo koeficientas  $K$ , kuris, esant pastoviai įtampai tarp elektrodų, yra pastovus. Šis proporcingumas pasireiškia tuo, kad logaritminiame mastelyje voltamperinės charakteristikos, kurios atitinka skirtingą pirminių jonų porų skaičių, yra lygiagrečios tarpusavyje (žr. 7.5 pav.). Tai yra III

sritis – **proporcingumo sritis**, kuri atitinka normalią proporcingųjų skaitiklių veiką. Proporcingumo srityje, kaip ir soties srityje, impulso amplitudę galima panaudoti kaip pirminių jonų porų skaičiaus matą, tačiau proporcingumo srityje impulso amplitudė yra daug didesnė negu soties srityje.

Toliau didėjant įtampai, sąryšis tarp impulso amplitudės ir pirminių jonų porų skaičiaus nustoja būti tiesinis (t. y. impulso amplitudė nustoja būti tiesiog proporcinga pirminių jonų porų skaičiui). Pagrindinė šio netiesiškumo priežastis yra teigiamųjų jonų erdvinis krūvis. Teigiamųjų jonų judris yra daug mažesnis už elektronų judrį, todėl per laiką, kurio metu elektronai pasiekia anodą, jonai beveik nepasislenka iš vietos. Tai reiškia, kad po kiekvieno impulso skaitiklio viduje susidaro teigiamųjų jonų debesis, kuris palyginti lėtai sklaidosi jonams judant link katodo. Jeigu tų jonų koncentracija yra pakankamai didelė, tada jų sukurtas elektrinis laukas gali tapti tos pačios eilės kaip išorinio įtampos šaltinio sukurtas elektrinis laukas. Todėl skaitiklio srityje, kurioje vyksta elektronų griūtys, elektrinis laukas susilpnėja. Atitinkamai sumažėja ir dujinio stiprinimo koeficientas (kuris priklauso nuo lauko stiprio). Kadangi elektrinio lauko sumažėjimas yra tuo didesnis, kuo didesnė jonų koncentracija, tai ir dujinio stiprinimo koeficientas sumažėja tuo labiau, kuo didesnė jonų koncentracija. Todėl anodą pasiekusių elektronų skaičiaus priklausomybė nuo pirminių jonų porų skaičiaus tampa netiesinė. T. y., padidėjus pirminių jonų porų skaičiui tam tikrą skaičių kartų, impulso amplitudė padidėja mažesnę skaičių kartų. Šis netiesiškumas pasireiškia tuo, kad logaritminiame mastelyje voltamperinės charakteristikos, kurios atitinka skirtingą pirminių jonų porų skaičių, pradeda artėti viena prie kitos didėjant įtampai (žr. 7.5 pav.). Tai yra IV įtampų intervalas – **ribojojo proporcingumo sritis**.

Esant pakankamai aukštai įtampai tarp anodo ir katodo, minėtas teigiamųjų jonų erdvinis krūvis gali tapti vieninteliu veiksniumi, kuris lemia surinktą krūvį ir impulso amplitudę. Šiomis sąlygomis griūtis vystosi tol, kol teigiamųjų jonų skaičius netampa toks didelis, kad elektrinis laukas tampa mažesnis už slenkstinį lauką, kuris reikalingas tolesniam griūties didėjimui. Šis galutinis krūvininkų skaičius nepriklauso nuo pirminių jonų porų skaičiaus. Todėl visi detektoriaus impulsai yra apytiksliai vienodos amplitudės, nepriklausomai nuo pirminių jonų porų skaičiaus (žr. 7.5 pav.). Tai yra V įtampų intervalas – **Geigerio ir Miulerio sritis**. Šioje srityje veikia Geigerio ir Miulerio skaitikliai.

Dar labiau padidinus įtampą  $U_0$ , skaitiklio tūryje prasideda nuolatinis išlydis (7.5 pav. – VI sritis). Šis įtampų intervalas nėra tinkamas dalelių detektavimui.



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

## 7.2. Proporcingųjų skaitiklių dujos

Proporcinguosiuose skaitikliuose turi būti naudojamos dujos su mažais elektronų prilipimo faktoriais (prilipimo faktorius – tai neigiamojo jono susidarymo skerspjūvio ir elektrono sąveikos su duotosios rūšies molekule pilnutinio skerspjūvio santykis). Taip yra todėl, kad, neutraliajai molekulei prisijungus elektroną, susidaro neigiamasis jonas, kurio masė yra  $10^4$ – $10^5$  kartų didesnė už elektrono masę. Kaip minėta 4.3.2 skirsnyje, jonai dėl savo didelės masės negali įgyti energiją, kuri būtų pakankama antrinei jonizacijai. Vadinasi, neigiamųjų jonų susidarymas sumažina dujinio stiprinimo koeficientą. Daugelyje proporcingųjų skaitiklių naudojamų dujų mišinių pagrindinė komponentė yra inertinės dujos, nes inertinėms dujoms yra būdingi ypač maži elektronų prilipimo faktoriai.

Elektronams netampriai susiduriant su neutraliomis dujų molekulėmis, jos yra ne tik jonizuojamos, bet ir sužadinamos. Sužadintosios molekulės tiesiogiai nedalyvauja elektros srovėje, o grįžta į pagrindinę būseną išspinduliuodamos regimosios arba ultravioletinės šviesos fotoną. Kadangi fotono vidutinis laisvasis kelias dujose yra palyginti didelis (kelių centimetrų eilės), tie fotonai gali sukurti laisvuosius elektronus toli nuo fotono atsiradimo taško: fotonas gali jonizuoti kurią nors kitą dujų molekulę (fotojonizacija) arba gali išlaisvinti elektroną iš skaitiklio katodo (išorinis fotoefektas). Nors tokie fotonų sąveikos įvykiai yra svarbūs Geigerio ir Miulerio skaitiklio veikimui, tačiau proporcinguosiuose skaitikliuose jie yra nepageidautini, nes dėl jų gali dingti proporcingumas arba atsirasti „apgaulingieji“ impulsai (t. y. impulsai, kurie nėra sukelti išorinės jonizuojančiosios spinduliuotės). Pastebėta, kad, įterpus nedidelį kiekį daugiaatomių dujų (pvz., metano  $\text{CH}_4$ ), fotonų sukeltasis jonizavimas yra nuslopinamas. Taip yra todėl, kad tokių dujų molekulės, sugėrusios fotoną, nėra jonizuojamos, o energijos perteklių praranda neišspinduliuodamos fotono. Daugumai proporcingųjų skaitiklių, kurie užpildyti inertinėmis dujomis ir kurie veikia, kai yra dideli dujinio stiprinimo koeficientai ( $K > 100$ ), yra reikalinga minėtoji stabilizuojanti daugiaatomė dujų komponentė. Jeigu  $K < 100$ , tada galima naudoti ir grynas inertines dujas.

Dažniausiai naudojamas dujų mišinys yra sudarytas iš 90 % Ar ir 10 %  $\text{CH}_4$ . Argonas yra pigiausias iš inertinių dujų, todėl jis naudojamas dažniau negu kitos inertinės dujos. Tačiau proporcinguosiuose skaitikliuose, kurie skirti gama spinduliuotės detektavimui, vietoj argono kartais naudojamos didesnio atominio skaičiaus inertinės dujos, pvz., kriptonas (Kr) arba ksenonas (Xe). Įvairūs dujiniai angliavandeniai (pvz., metanas  $\text{CH}_4$ , propanas  $\text{C}_3\text{H}_8$ , etilenas  $\text{C}_2\text{H}_4$  ir kiti) taip pat tinka naudoti proporcinguosiuose skaitikliuose. Jeigu reikalingi ypač trumpi impulsai, tada naudojamos dujos su dideliais elektronų dreifo greičiais. Šiluminių neutronų detektavimui naudojami skaitikliai, kurie užpildyti  $\text{BF}_3$  arba  $^3\text{He}$  dujomis. Dozimetriniuose tyrimuose dažnai patogiau naudoti dujas, kurių sudėtis artima biologinio audinio sudėčiai. Tokiems tyrimams patartina naudoti tokios sudėties dujas: 64,4 % metano, 32,4 % anglies dioksido ir 3,2 % azoto.

Dujų parametrus galima labai pakeisti įterpus nedidelį kiekį kitų dujų, kurių jonizacijos energija yra mažesnė už pagrindinės komponentės jonizacijos energiją. Vienas iš tokių efektų yra vadinamasis *Peningo efektas* (angl. *Penning effect*), kuris susijęs su pagrindinės komponentės molekulių ilgaamžių (metastabiliųjų) sužadintųjų būsenų egzistavimu. Jeigu sužadavimo energija yra didesnė už papildomosios komponentės jonizacijos energiją, tada, susidūrus metastabiliajai sužadintajai molekulei ir neutraliai papildomų dujų molekulei, pastaroji gali būti jonizuota. Taigi, krintančiosios dalelės energijos nuostolių dalis, kuri grynose pagrindinėse dujose būtų išeikvota nenaudingai (molekulių sužadinimui), yra panaudojama krūvininkų kūrimui (jonizavimui). Šitai padidinamas sukurtųjų jonų porų skaičius, nesikeičiant krintančiosios dalelės energijos nuostoliams dujose. T. y. sumažinami vidutiniai dalelės energijos nuostoliai  $W$ , kurie atitinka vieną sukurtą jonų porą (žr. (4.2.1) formulę). Pz., įterpus mažą etileno kiekį, argono  $W$  vertė gali būti sumažinta nuo 26,3 eV iki 20,3 eV. Sumažėjus energijos  $W$  ir atomo jonizacijos energijos skirtumui, sumažėja ir Fano faktorius, nuo kurio priklauso detektoriaus energinė skyra (žr. 1.3.4 skirsnį). Panaudojant minėtąjį Peningo efektą, Fano faktorių pavyksta sumažinti maždaug 2 kartus. Energinės skyros išraiškoje (1.3.17) matome, kad, didėjant jonų porų skaičiui ir mažėjant Fano faktoriui, detektoriaus energinė skyra mažėja (t. y. gerėja). Todėl dujų mišiniai, kuriuose pasireiškia Peningo efektas, yra naudojami proporcinguosiuose detektoriuose, kurie skirti radiacinei spektroskopijai.

### 7.3. Proporcingųjų skaitiklių energinė skyra

Proporcingajame skaitiklyje kiekvienas elektronas, kuris buvo išlaisvintas iš dujų molekulės dėl krintančiosios dalelės jonizacinio poveikio, sukelia vieną elektronų griūtį. Tarkime, kad pirminių jonų porų skaičius yra  $N_0$ . Tada elektronų griūčių skaičius taip pat bus  $N_0$ . Pilnutinis atsiradusių laisvųjų elektronų skaičius yra visų elektronų skaičių visose griūtyse suma:

$$N = \sum_{i=1}^{N_0} A_i; \quad (7.3.1)$$

čia  $i$  yra griūties numeris, o  $A_i$  yra elektronų skaičius  $i$ -tojoje griūtyje (t. y.  $i$ -tosios griūties stiprinimo koeficientas). Dujinio stiprinimo koeficientas lygus

$$K \equiv \frac{N}{N_0} = \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} A_i \equiv \bar{A}; \quad (7.3.2)$$

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

$$Q = Ne = N_0 eK. \quad (7.3.3)$$

1.2 skirsnyje buvo minėta, kad impulsinėje veikoje detektoriaus impulso amplitudė dažniausiai būna proporcinga krūviui  $Q$  (žr. (1.2.3) formulę). Šiai amplitudei yra būdingos tam tikros statistinės fliuktuacijos, – net ir tada, kai dalelės energijos nuostoliai detektoriaus aktyviajame tūryje yra tiksliai apibrėžti. Taip yra todėl, kad dydžiai  $N_0$  ir  $K$ , kurie įeina į krūvio išraišką (7.3.3), turi tam tikrą atsitiktinę komponentę. Kadangi šios dvi atsitiktinės komponentės yra nepriklausomos viena nuo kitos, tai krūvio  $Q$  santykinę dispersiją galima išreikšti pagal bendrąją dviejų atsitiktinių dydžių sandaugos santykinės dispersijos išraišką:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{\bar{Q}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_0}}{\bar{N}_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_K}{\bar{K}}\right)^2; \quad (7.3.4)$$

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 atitinkamai dydžių  $Q$ ,  $N_0$  ir  $K$  standartiniai nuokrypiai. Antrąjį dėmenį (7.3.4) reiškinyje patogiau išreikšti vienos elektronų griūties stiprinimo koeficientu  $A$  pagal (7.3.2). Kadangi visos griūties yra nepriklausomos, tai, skaičiuojant (7.3.2) reiškinio standartinį nuokrypį, galima naudoti kelių nepriklausomų atsitiktinių dydžių sumos standartinio nuokrypio formulę:

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

arba

$$\sigma_K^2 \approx \sigma_A^2 / \bar{N}_0, \quad (7.3.5)$$

kur  $\sigma_A^2$  yra vidutinė vienos griūties elektronų skaičiaus dispersija (t. y.  $\sigma_A$  yra elektronų skaičiaus standartinis nuokrypis *tipiško* dydžio elektronų griūtyje):

$$\sigma_A^2 \equiv \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} \sigma_{A_i}^2.$$

Irašę (7.3.5) į (7.3.4) ir atsižvelgę į tai, kad  $K = \bar{A}$  (žr. (7.3.2)), matome:

$$\left(\frac{\sigma_Q}{\bar{Q}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_0}}{\bar{N}_0}\right)^2 + \frac{1}{\bar{N}_0} \left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2. \quad (7.3.6)$$

Naudojantis šia išraiška, galima atskirai išnagrinėti jonų porų skaičiaus  $N_0$  ir vienos griūties stiprinimo koeficiento  $A$  santykinų fliuktuacijų įtaką impulso amplitudės santykinę dispersijai.

Pirmasis dėmuo (7.3.6) reiškinyje nusako pirminių jonų porų skaičiaus  $N_0$  santykinę dispersiją. Sukurtų jonų porų skaičiaus fliuktuacijos buvo aptartos 1.3.3 ir 1.3.4 skirsniuose. Skaičiaus  $N_0$  dispersiją galima išreikšti Fano faktoriumi (žr. (1.3.16) formulę):

$$\sigma_{N_0}^2 = FN_0$$

arba

$$\left(\frac{\sigma_{N_0}}{\bar{N}_0}\right)^2 = \frac{F}{\bar{N}_0}. \quad (7.3.7)$$

Fano faktoriaus  $F$  vertės įvairioms dujoms kinta nuo 0,05 iki 0,17 (žr. 7.1 lentelę). Mažiausios Fano faktoriaus vertės yra būdingos dujų mišiniams, kuriuose yra žymus Peningo efektas (žr. 7.2 skirsnį).

Kai  $\bar{A}$  yra didelis, elektronų skaičiaus vienoje griūtyje skirstinys yra eksponentinis:

$$P(A) = \frac{1}{\bar{A}} e^{-A/\bar{A}}, \quad (7.3.9)$$

čia  $P(A)$  yra tikimybė, kad vieną (atsitiktinai pasirinktą) griūtį sudarys  $A$  elektronų. Ši formulė galioja tada, kai atskiri smūginės jonizacijos įvykiai yra nepriklausomi vienas nuo kito (t. y. kai jonizavimo tikimybė nepriklauso nuo elektrono judėjimo istorijoe). Dydžio  $A$  santykinės dispersijos bendroji išraiška gaunama iš dispersijos apibrėžties:

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2 \equiv \frac{D_A}{\bar{A}^2} = \sum_{x=0}^{\infty} \left(\frac{A}{\bar{A}} - 1\right)^2 P(A) \approx \int_A \left(\frac{A}{\bar{A}} - 1\right)^2 P(A) dA; \quad (7.3.10)$$

čia  $D_A$  yra skaičiaus  $A$  dispersija, o paskutinioji apytikslė lygybė galioja, kai  $\bar{A}$  yra didelis (tada sumą galima pakeisti integralu).

(7.3.9) skirstinio atveju santykinė dispersija (7.3.10) yra lygi vienetui:

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2 = 1. \quad (7.3.11)$$

Matavimų rezultatai, kai elektrinis laukas yra silpnas, patvirtina griūties elektronų skaičiaus eksponentinį skirstinį (7.3.9). Tačiau stipriuose laukuose, kurie dažniau pasitaiko tipiškais proporcingųjų skaitiklių darbo sąlygomis, reikalingas šiek tiek sudėtingesnis statistinis modelis. Kai elektrinis laukas yra stiprus, jau negalima teigti, kad jonizacijos tikimybė nepriklauso nuo elektrono judėjimo istorijos. Matavimų rezultatai rodo, kad, kai laukas yra stiprus, mažų  $A$  verčių tikimybė yra mažesnė už tą, kurią numato (7.3.9) skirstinys. Todėl skirstinio maksimumas yra ne ties  $A = 0$ , o ties didesne  $A$  verte. Stipriuose laukuose labiau tinka tokio pavidalo skirstinys:

$$P(A) = \frac{1}{\Gamma(1/b)} \left(\frac{A}{Ab}\right)^{1/b} \frac{1}{A} \exp\left(-\frac{A}{Ab}\right); \quad (7.3.12)$$

čia  $\Gamma(x)$  yra gama funkcija, o  $b$  yra skirstinio parametras, kuris, kai  $\bar{A}$  didelis, yra apytiksliai lygus griūties elektronų skaičiaus  $A$  santykinėi dispersijai:

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}}\right)^2 \approx b. \quad (7.3.13)$$

Griūties elektronų skaičiaus santykinės dispersijos  $b$  tipiškos vertės yra 0,4–0,7.

Nepriklausomai nuo skaičiaus  $A$  skirstinio, pilnutinio elektronų skaičiaus daugelyje griūčių skirstinys yra artimas Gauso skirstiniui. Tada pagal energinės skyros apibrėžtį ribinė (mažiausioji) energinė skyra yra lygi to skirstinio santykiniam standartiniam nuokrypiui  $\sigma_Q/Q$ , padaugintam iš 2,35 (žr. 3.5a pav.). Santykinės dispersijos  $(\sigma_Q/Q)^2$  išraišką gauname įrašę (7.3.7) ir (7.3.13) į (7.3.6):

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{1}{\bar{N}_0} (F + b). \quad (7.3.14)$$

Kadangi tipiškos Fano faktoriaus  $F$  vertės yra 0,05–0,20, o tipiškos griūčių elektronų skaičiaus santykinės dispersijos  $b$  vertės yra 0,4–0,7, tai iš (7.3.14) formulės išplaukia, kad ribinę energinę skyrą lemia elektronų skaičiaus vienoje griūtyje fliktuacijos.

Impulsų amplitudžių santykinis standartinis nuokrypis yra lygus kvadratinei šakniai iš (7.3.14) reiškiniu:

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \sqrt{\frac{F + b}{\bar{N}_0}}. \quad (7.3.15)$$

Kadangi  $\bar{N}_0 = E/W$ , kur  $E$  yra krantinčiosios dalelės energijos nuostoliai dujose, o  $W$  yra vidutiniai energijos nuostoliai vienai jonų porai, tai

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \sqrt{\frac{W(F + b)}{E}}. \quad (7.3.16)$$

Dydžiai  $W$ ,  $F$  ir  $b$  labiausiai priklauso nuo dujų ir palyginti silpnai priklauso nuo kitų veiksnių (tokių kaip spinduliuotės prigimtis arba elektrinio lauko stipris). Todėl pagal (7.3.16) proporcingojo skaitiklio ribinė energinė skyra yra atvirkščiai proporcinga kvadratinei šakniai iš dalelės energijos nuostolių dujose. Jeigu  $W = 35$  eV,  $F = 0,20$  ir  $b = 0,6$ , tada reiškinys  $W(F + b)$  yra lygus 0,028 keV. Kadangi Gauso skirstinio plotis pusės maksimumo aukštyje yra lygus standartinio nuokrypio ir skaičiaus 2,35 sandaugai, tai, kai  $E = 10$  keV, ribinė energinė skyra yra lygi  $2,35\sqrt{0,028/10} = 12,4\%$ , o kai  $E = 100$  keV, ribinė energinė skyra yra lygi  $2,35\sqrt{0,028/100} = 3,9\%$ .

Įvairių dujų parametrų  $W$ ,  $F$  ir  $b$  vertės yra pateiktos 7.1 lentelėje.

**7.1 lentelė.** Proporcingųjų skaitiklių dujų parametrai, kurie lemia energinę skyrą

Dujos	$W$ , eV	Fano faktorius		Griūties el. sk. sant. dispersija $b$	Energinė skyra, kai $E=5,9$ keV	
		Apskaič.	Išmatuotas		Apskaič.	Išmatuota
Ne	36,2	0,17		0,45	14,5 %	
Ar	26,2	0,17		0,50	12,8 %	
Xe	21,5		$\leq 0,17$			
Ne + 0,5 % Ar	25,3	0,05		0,38	10,1 %	11,6 %
Ar + 0,5 % C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	20,3	0,075	$\leq 0,09$	0,43	9,8 %	12,2 %
Ar + 0,8 % CH <sub>4</sub>	26,0	0,17	$\leq 0,19$			
Ar + 10 % CH <sub>4</sub>	26			0,50	12,8 %	13,2 %

#### 7.4. Proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso pavidalas

Proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso formą galima nustatyti atlikus tokio paties tipo analizę, kokia buvo atlikta 4.5 skirsnyje nagrinėjant plokščiosios jonizacijos kameros impulso formą. Tačiau yra keli veiksniai, dėl kurių proporcingojo skaitiklio išėjimo impulso forma labai skiriasi nuo plokščiosios jonizacijos kameros impulso formos:

1. Beveik visas krūvis, kuris surenkamas proporcingajame skaitiklyje, atsiranda elektronų griūčių srityje (labai arti anodo, t. y. skaitiklio ašies), nepriklausomai nuo to, kur atsirado pirminės jonų poros. Todėl kiekvieno impulso istoriją galima padalyti į dvi stadijas: *dreifo trukmė*, kuri nusako laiką, per kurį pirminiai elektronai pasiekia stipraus elektrinio lauko sritį prie anodo (kur vyksta antrinė jonizacija), ir *stiprinimo trukmė*, kuri nusako laiko intervalą nuo griūties pradžios iki jos pabaigos. Pirmosios stadijos metu, kai elektronai dreifuoja link anodo, jų indukuojamoji elektros srovė yra labai maža, palyginti su srove, kuri indukuojama griūties metu. Todėl dreifo trukmė pasireiškia tam tikru impulso vėlinimu pirminės jonų poros susidarymo momento atžvilgiu. Dreifo trukmė dažniausiai būna artima  $10^{-6}$  s ir priklauso nuo pirminės jonų poros radialiosios koordinatės (t. y. nuo pradinio atstumo iki anodo vielos). Stiprinimo trukmė dažniausiai būna daug mažesnė už dreifo trukmę.
2. Kadangi didžioji dauguma laisvųjų krūvininkų atsiranda labai arti anodo, daugumos elektronų judėjimo link anodo trukmė yra pernelyg maža, kad per tą laiką išėjimo įtampa  $U(t)$  spėtų pastebimai padidėti (žr. (1.2.2) formulę). Todėl didžioji išėjimo impulso dalis atspindi teigiamųjų jonų dreifą, o ne elektronų dreifą. Iš pradžių teigiamieji jonai yra stipraus elektrinio lauko srityje, todėl jų dreifo greitis yra didelis. Tuo metu išėjimo įtampa didėja palyginti sparčiai. Tačiau vėliau jonai nutolsta nuo anodo ir juos veikiantis elektrinis laukas susilpnėja. Todėl srovės integravimo veikoje (kai išorinės grandinės trukmės konstanta  $RC$  yra daug didesnė už jonų surinkimo trukmę) tolesnis įtampos didėjimas yra labai lėtas. Praktikoje išorinės grandinės trukmės konstanta būna didesnė už pradinio greitojo jonų judėjimo trukmę, tačiau mažesnė už pilnutinę jonų surinkimo trukmę, todėl vėlesnioji (lėtoji) įtampos impulso dalis yra nuslopinama.

Kaip ir atliekant plokščiosios jonizacijos kameros analizę, tarsime, kad dalelės pėdsakas yra lygiagretus su skaitiklio elektrodais. Tada visus duotojo ženklo krūvininkus veikia vienodas elektrinis laukas, kurio stiprį nusako (7.1.3) formulė. Įrašę lauko stiprio išraišką į elektros srovės išraišką (4.5.2), išvedame duotojo ženklo krūvininkų dreifo sukeltos srovės išraišką:

$$i = \frac{Qv}{r \ln \frac{r_k}{r_a}}. \quad (7.4.1)$$

Visų pirma išnagrinėsime paprasčiausią (tačiau retai praktikoje pasitaikantį) atvejį, kai ekvivalentinės  $RC$  grandinės trukmės konstanta yra daug didesnė už jonų surinkimo trukmę. Tada išėjimo įtampos dėmenį, kuris atitinka kiekvieno ženklo krūvininkus („elektroninį impulsą“ ir „joninį impulsą“), nusako (1.2.2) reiškinys:

$$U^\pm(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i^\pm dt, \quad (7.4.2)$$

o tų impulsų amplitudes nusako reiškinys

$$U_{\max}^\pm = \frac{1}{C} \int_0^{t^\pm} i^\pm(t) dt; \quad (7.4.3)$$

čia  $t^+$  ir  $t^-$  yra atitinkamai teigiamųjų jonų ir elektronų surinkimo trukmės. Tarkime, kad visi krūvininkai atsirado atstumu  $r_0$  nuo skaitiklio ašies. Tada įrašę srovės išraišką (7.4.1) į impulsų amplitudžių išraišką (7.4.3) ir pakeitę integravimo kintamąjį ( $t \rightarrow r$ ) išvedame:

$$U_{\max}^- = \frac{1}{C} \int_{r_a}^{r_0} \frac{Qdr}{r \ln(r_k/r_a)} = \frac{Q \ln(r_0/r_a)}{C \ln(r_k/r_a)}, \quad (7.4.4a)$$

$$U_{\max}^+ = \frac{1}{C} \int_{r_0}^{r_k} \frac{Qdr}{r \ln(r_k/r_a)} = \frac{Q \ln(r_k/r_0)}{C \ln(r_k/r_a)}. \quad (7.4.4b)$$

Vadinasi, pilnutinė impulso amplitudė yra lygi

$$U_{\max} = U_{\max}^- + U_{\max}^+ = \frac{Q}{C \ln \frac{r_k}{r_a}} \left( \ln \frac{r_0}{r_a} + \ln \frac{r_k}{r_0} \right) = \frac{Q}{C \ln \frac{r_k}{r_a}} \ln \left( \frac{r_0}{r_a} \cdot \frac{r_k}{r_0} \right) = \frac{Q}{C}, \quad (7.4.5)$$

kaip ir turi būti (srovės integravimo veikoje impulso amplitudė visada lygi  $Q/C$ , nepriklausomai nuo detektoriaus tipo, geometrijos ir kitų parametru). Elektroninio ir joninio impulsų amplitudžių santykis yra lygus

$$\frac{U_{\max}^-}{U_{\max}^+} = \frac{\ln(r_0/r_a)}{\ln(r_k/r_0)}.$$

7.1.2 skirsnyje buvo įrodyta, kad didžioji dauguma antrinių elektronų ir jonų yra sukuriami tik kelių mikronų storio sluoksnyje, kuris yra prie pat anodo vielos paviršiaus. Todėl pirmiau užrašytose formulėse vietoj  $r_0$  galima rašyti minėtojo sluoksnio išorinį spindulį  $r'$  (žr. 7.4 pav.), ir amplitudžių santykis yra lygus

$$\frac{U_{\max}^-}{U_{\max}^+} = \frac{\ln(r'/r_a)}{\ln(r_k/r')}. \quad (7.4.6)$$

Pvz., jeigu  $r_a = 25 \mu\text{m}$ ,  $r_k = 1 \text{ cm}$  ir  $r' = 28 \mu\text{m}$ , gauname:

$$U_{\max}^- / U_{\max}^+ = 0,019.$$

Taigi, šiame pavyzdyje elektronų dreifas sąlygoja mažiau negu 2 % didžiausios galimos amplitudės. Tai reiškia, kad impulso amplitudę ir formą lemia teigiamųjų jonų judėjimas. Todėl toliau nepaisysime impulso komponentės, kurią sukelia elektronų dreifas. Laikysime, kad visą signalą sąlygoja teigiamųjų jonų, kurie buvo sukurti praktiškai ant anodo vielos paviršiaus, dreifas, t. y. kad  $i(t) \equiv i^+(t)$  ir  $U(t) \equiv U^+(t)$ .

Kadangi elektrinio lauko stipris  $\mathcal{E}$  priklauso nuo radialiosios koordinatės  $r$ , tai dreifo greitis  $v^+$  taip pat priklauso nuo  $r$ . Įrašę  $\mathcal{E}$  išraišką (7.1.3) į dreifo greičio bendrąją išraišką (4.3.5), matome:

$$v^+(r) \sim \mathcal{E}(r) \sim \frac{1}{r}; \quad (7.4.7)$$

čia  $\mu^+$  yra jonų judris.



Išvesime išėjimo įtampos priklausomybę nuo laiko srovės integravimo veikoje. Šioje veikoje išėjimo įtampa  $U(t)$  yra lygi jonų dreifo indukuotos srovės  $i^+(t)$  integralui (7.4.2):

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i^+ dt = \frac{Q}{CU_0} \int_0^t \mathcal{E} v^+ dt \equiv \frac{Q}{CU_0} \int_{r_a}^r \mathcal{E}(r) dr \quad (7.4.8)$$

(užrašant antrąją lygybę, pasinaudota krūvininkų dreifo indukuotosios elektros srovės bendraja išraiška (4.5.2)). Įrašę elektrinio lauko stiprio išraišką (7.1.3) į (7.4.8) ir integravę, gauname:

$$U(t) = \frac{Q}{C \ln(r_k/r_a)} \ln \frac{r(t)}{r_a} \equiv \frac{Q}{2C \ln(r_k/r_a)} \ln \left( \frac{r(t)}{r_a} \right)^2 \quad (7.4.9)$$

Išvesime jonų radialiosios koordinatės  $r$  priklausomybę nuo laiko  $t$ , kuris praėjo nuo jonų atsiradimo momento. Pasinaudosime šiomis tapatybėmis:

$$t \equiv \int_0^t dt \equiv \int_{r_a}^r \frac{dr}{dr/dt} \equiv \int_{r_a}^r \frac{dr}{v^+(r)}; \quad (7.4.10)$$

čia  $v^+$  yra jonų dreifo greitis. Įrašę (7.4.7) į (7.4.10) ir integravę, išvedame:

$$t = \text{const}(r^2 - r_a^2), \quad (7.4.11a)$$

čia  $\text{const}$  yra tam tikras pastovus koeficientas, kurio reikšmė priklauso nuo įtampos tarp skaitiklio elektrodų, jų spindulių santykio, dujų slėgio ir elektronų judrio. Laikas  $t^+$ , per kurį jonai pasiekia katodą, yra gaunamas įrašius  $r = r_k$  į (7.4.11a) formulę. Vadinasi,

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

ir

$$t = t^+ \frac{r^2 - r_a^2}{r_k^2 - r_a^2}. \quad (7.4.11b)$$

Išreiškę  $r$ , gauname:

$$r(t) = \sqrt{(r_k^2 - r_a^2) \frac{t}{t^+} + r_a^2}. \quad (7.4.12)$$

Įrašę (7.4.12) į (7.4.9), gauname:

$$U(t) = \frac{Q}{2C \ln(r_k/r_a)} \ln \left[ \left( \frac{r_k^2}{r_a^2} - 1 \right) \frac{t}{t^+} + 1 \right] \quad (7.4.13)$$

Kai yra tipiškos parametrų vertės (pvz.,  $r_k = 1$  cm,  $r_a = 0,025$  mm,  $p = 10^4$  Pa,  $U_0 = 1000$  V,  $\mu^+ = 10$  m<sup>2</sup>·Pa/(V·s)), jonų surinkimo trukmė  $t^+$  yra palyginti ilga ( $10^{-4}$  s eilės). Tačiau iš (7.4.13) išplaukia, kad išėjimo įtampa  $U(t)$  padidėja iki verčių, kurios artimos amplitudei  $Q/C$ , per daug trumpesnį laiką. Pvz., laikas  $t_{1/2}$ , per kurį  $U(t)$  padidėja iki pusės maksimumo (t. y. iki  $Q/(2C)$ ), yra lygus

$$t_{1/2} = \frac{r_a}{r_k + r_a} t^+; \quad (7.4.14)$$

Įrašę (7.4.14) į (7.4.12) vietoj  $t$ , gauname, kad laiko momentu  $t = t_{1/2}$  jonų radialioji koordinatė yra lygi

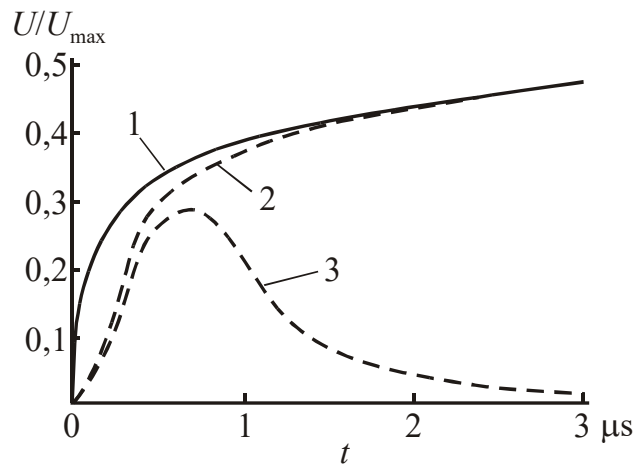
$$r(t_{1/2}) = \sqrt{r_a r_k}. \quad (7.4.15)$$

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

Apskaičiavę laiko  $t_{1/2}$  vertę pagal (7.4.14), kai  $r_a = 25$  μm, o  $r_k = 1$  cm, gauname, kad  $t_{1/2} = 0,0025 t^+$ , t. y. pusės amplitudės įtampos vertė pasiekama per laiką, kuris yra 400 kartų trumpesnis už pilnutinę jonų surinkimo trukmę. Šiame pavyzdyje laiko momentu  $t = t_{1/2}$  jonų radialioji koordinatė lygi 0,5 mm (t. y. jonų poslinkis nuo jų atsiradimo taško lygus 0,475 mm), o jonus veikiantis elektrinis laukas yra 20 kartų silpnesnis už lauką ant anodo vielos paviršiaus.

Jeigu visos pirminės jonų poros susidarytų vienodu atstumu nuo anodo, tada visi pirminiai elektronai pasiektų stipraus lauko sritį tuo pačiu metu, todėl jų sukurtos griūtys būtų

„synchronizuotos“. Tokiu atveju tose griūtyse susidarę teigiamieji jonai pradėtų judėti link katodo vienodu laiko momentu ir išėjimo įtampos priklausomybė nuo laiko (srovės integravimo veikoje) būtų (7.4.13) pavidalo. Tačiau praktikoje pirminės jonų poros būna pasiskirsčiusios išilgai krintančiosios dalelės pėdsako dujose, o šis pėdsakas nebūtinai yra lygiagretus su anodu. Todėl skirtingi pirminiai elektronai pasiekia anodą skirtingais laiko momentais. Šis dreifo trukmių „išsibarstymas“ pasireiškia išėjimo impulso priekinio fronto polinkio sumažėjimu. 7.6 pav. pavaizduotas apskaičiuotas impulso priekinis frontas dviem atvejais: kai pirminės jonų poros susidaro vienodu atstumu nuo anodo (t. y. dalelės pėdsakas yra lygiagretus su anodu) ir kai pirminės jonų poros yra tolygiai pasiskirsčiusios išilgai detektoriaus skersmens (t. y. dalelės pėdsakas yra statmenas anodui). Akivaizdu, kad antruoju atveju įtampos didėjimas yra lėtesnis. Šį efektą galima sumažinti mažinant pirminių elektronų dreifo trukmę. Tam reikia stiprinti elektrinį lauką ir naudoti dujas su kuo didesniu elektronų judriu.



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

Praktikoje naudojamos daug mažesnės trukmės konstantos negu anksčiau išnagrinėtu atveju. Trukmės konstanta  $RC$  būna didesnė už pradinės (greitosios) impulso priekinio fronto dalies trukmę, tačiau daug mažesnė už jonų dreifo trukmę. Todėl be pakeitimų paliekama tik pradinė (greitoji) impulso priekinio fronto dalis. Likusioji impulso dalis yra nuslopinama naudojant impulsų formavimo įtaisus<sup>1</sup>. Pvz., tikrasis impulsas galėtų atrodyti taip kaip parodyta 7.6 pav. (3 kreivė). Kaip matome, tikrasis impulsas yra daug trumpesnis už tą, kuris būtų gautas srovės integravimo veikoje. Kadangi pilnutinis suformuotas impulsas yra suma impulsų, kuriuos sukūrė skirtingos elektronų griūtyės, tai jo amplitudė priklauso nuo tų griūčių vėlinimo viena kitos atžvilgiu. Jeigu visos griūtyės yra synchronizuotos (t. y. jeigu pirminės jonų poros atsirado vienodu atstumu nuo anodo), tada jų sukelti impulsai pasiekia maksimumą vienu laiko momentu. Tas laiko momentas kartu atitiks ir pilnutinio suformuoto impulso maksimumą, o to impulso amplitudė bus didžiausia. Jeigu griūtyės prasidėjo skirtingais laiko momentais, tada jų sukelti impulsai bus pasislinkę laike vienas kito atžvilgiu, todėl jie pasieks maksimumą skirtingais laiko momentais ir pilnutinio suformuoto impulso amplitudė bus mažesnė. Taigi, minėtasis pirminių elektronų dreifo trukmių išsibarstymas sukelia suformuotų impulsų amplitudžių išsibarstymą ir šitaip pablogina proporcingojo skaitiklio energinę skyrą. Kad šis impulsų amplitudžių išsibarstymas būtų kuo mažesnis, impulsų formavimo įrenginio trukmės konstanta (t. y. suformuoto impulso trukmė) turėtų būti daug didesnė už elektronų dreifo trukmių skirstinio plotį. Dažniausiai ši trukmės konstanta būna kelių mikrosekundžių eilės.

<sup>1</sup> Bendrasis proporcingojo skaitiklio impulso pavidalas yra analogiškas jonizacijos kameros impulso pavidalui impulsinėje veikoje (žr. 4.5b,c pav. 4.5 skirsnyje): didelių  $RC$  verčių jonizacijos kameros impulsas taip pat yra sudarytas iš greitosios ir lėtosios dalių (žr. 4.5b pav.), o kai yra tarpinės  $RC$  vertės, paliekama tik pradinė greitoji dalis, o likusioji impulso dalis yra nuslopinama. Pagrindinis skirtumas yra tas, kad jonizacijos kameroje greitąją ir lėtąją impulso dalį sukelia *skirtingų* krūvininkų judėjimas (greitąją dalį sąlygoja elektronų dreifas, o lėtąją – teigiamųjų jonų), o proporcinguosiuose skaitikliuose abi šias impulso dalis sukelia *vienos rūšies* krūvininkų (teigiamųjų jonų) judėjimas (greitąją dalį sąlygoja jonų dreifas stipriame lauke, o lėtąją – silpname).

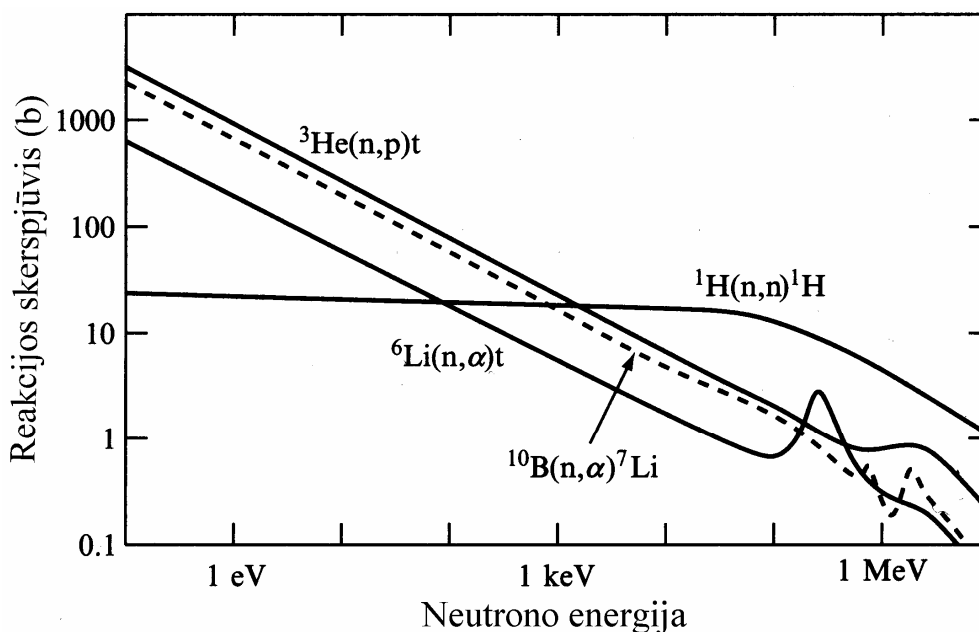
## 8. Neutronų detektoriai ir spektrometrai

### 8.1. Įvadas

Kadangi neutroninė spinduliuotė yra netiesiogiai jonizuojančioji, tai neutronų detektoriai detektuoja antrinę spinduliuotę (dažniausiai – greitąsias elektringąsias daleles), kurios atsiranda vykstant neutronų sukeltoms branduolinėms reakcijoms. Šiluminių neutronų detektavimui naudojamos  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  ir  $(n, \text{daliėjimasis})$  reakcijos. Daugumos šių reakcijų skerspjūvis  $\sigma$  yra atvirkščiai proporcingas neutronų greičiui  $v$ , t. y.

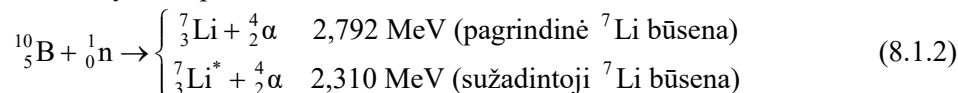
$$\sigma \sim \frac{1}{v}, \quad (8.1.1)$$

todėl šiluminių neutronų reakcijų skerspjūvis yra palyginti didelis. Jeigu neutronų energija siekia kelis MeV, tada, jiems tampriai susiduriant su lengvaisiais branduoliais, pastarieji įgyja pakankamai energijos, kad juos būtų lengva detektuoti. Todėl greitųjų neutronų detektavimui naudojami ir lengvieji atatrakos branduoliai. 8.1 pav. pateiktos kelių minėtojo tipo reakcijų skerspjūvių priklausomybės nuo neutronų greičio.



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

Šiluminiai neutronai dažniausiai detektuojami naudojant reakciją  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ . Yra du šios reakcijos kanalai: vienas kanalas atitinka pagrindinę ličio branduolio būseną, o kitas – sužadintąją būseną, kurios sužadavimo energija ( ${}^7\text{Li}$  branduolio pagrindinės būsenos atžvilgiu) yra 0,48 MeV. Taigi, šią reakciją galima užrašyti šitaip:



Tikimybė, kad, įvykus šiai reakcijai,  ${}^7\text{Li}$  branduolys atsidurs kurioje nors vienoje iš tų dviejų galimų galutinių būsenų, priklauso nuo neutrono energijos. Šiluminių neutronų atveju daug didesnė tikimybė, kad susidarys sužadintos būsenos  ${}^7\text{Li}$  branduolys (tokių reakcijos įvykių santykinė dalis visame reakcijos įvykių skaičiuje yra 94 %).

Lėtųjų neutronų reakcijų skerspjūvio atvirkštinis proporcingumas jų greičiui yra naudingas ne vien dėl to, kad leidžia pasiekti didelį reakcijos skerspjūvį. Įprastinis dalelių skaitiklių panaudojimo tikslas – nustatyti, kiek dalelių pataikė į skaitiklį per tam tikrą laiką. Dalelių skaičius per laiko vienetą vadinamas *dalelių srautu*, o dalelių skaičius per laiko vienetą *į ploto vienetą* vadinamas *dalelių srauto tankiu*. Bendruoju atveju pagal skaitiklio impulsų skaičių dar negalima spręsti apie dalelių, kurios pataikė į skaitiklį, skaičių. Taip yra todėl, kad bendruoju atveju skaitiklio savitasis efektyvumas nėra

lygus 100 %. T. y. skaitiklis detektuoja mažiau dalelių negu į jį pataiko. Šis teiginys galioja ir neutronų skaitikliams, nes dauguma jų yra dujiniai proporcingieji detektoriai, o didelė dalis neutronų per dujas pralekia nesukėlę branduolinės reakcijos (tokie neutronai negali būti detektuoti). Skaitiklio efektyvumas priklauso nuo neutronų energijos. Jeigu būtų žinomas neutronų energijos pasiskirstymas, tada pagal žinomą reakcijos skerspjūvio priklausomybę nuo energijos būtų galima apskaičiuoti ir skaitiklio efektyvumą. Žinant skaitiklio efektyvumą, pagal skaitiklio impulsų skaičių galima apskaičiuoti ir į skaitiklį pataikiusių neutronų skaičių (tam reikia impulsų skaičių padalyti iš savitojo efektyvumo). Tačiau dažniausiai neutronų energijos pasiskirstymas nebūna žinomas iš anksto, todėl neutronų srauto negalima išmatuoti tokiu būdu. Tačiau, jeigu beveik visų neutronų, kurie pataiko į skaitiklį, energijos priklauso intervalui, kuriame reakcijos skerspjūvis atvirkščiai proporcingas neutronų greičiui (t. y. atitinka tiesinę sritį 8.1 pav.), tada, net ir nežinant neutronų energijos pasiskirstymo, pagal detektoriaus impulsų skaičių galima apskaičiuoti kitą svarbų dydį – neutronų **koncentraciją**, t. y. neutronų skaičių tūrio vienetė (pvz., šis dydis yra svarbus analizuojant branduolinio reaktoriaus veikimą, nes neutronų koncentracija lemia reaktoriaus šiluminę galią). Įsitikinsime, kad lėtųjų neutronų skaitiklio skaičiavimo sparta yra proporcinga neutronų koncentracijai, o to proporcingumo koeficientas nepriklauso nuo neutronų energijos pasiskirstymo (su sąlyga, kad visi galimi pasiskirstymai atitinka pakankamai mažas energijas, kuriose galioja (8.1.1) dėsnis). Nagrinėsime izotropinį neutronų srautą, kurį sudaro neutronai, kurių greičiai yra nuo  $v$  iki  $v + dv$ . Pažymėsime raide  $n$  neutronų koncentraciją, o raide  $p$  – neutronų greičių skirstinio tikimybės tankį (bendruoju atveju  $p$  priklauso nuo  $v$ ). Tada neutronų, kurių greičiai yra nuo  $v$  iki  $v + dv$ , koncentracija yra

$$dn = np(v)dv, \quad (8.1.3)$$

o šių neutronų srauto tankis yra lygus

$$dj = vdn = vnp(v)dv. \quad (8.1.4)$$

Bendroji reakcijos spartos (t. y. reakcijos įvykių skaičiaus duotajame tūryje per laiko vienetą) išraiška yra tokia:

$$R = \sigma N j, \quad (8.1.5)$$

čia  $N$  yra taikinio branduolių skaičius duotajame tūryje, o  $j$  yra neutronų srauto tankis tame tūryje. Vadinas, reakcijos sparta, kurią sąlygoja neutronai su greičiais nuo  $v$  iki  $v + dv$ , yra gaunama įrašius dydį  $dj$  į (8.1.5) reiškinį vietoj  $j$ :

$$dR = \sigma N dj = \sigma(v)Nvnp(v)dv, \quad (8.1.6)$$

čia  $N$  yra taikinio branduolių skaičius detektoriuje, o  $\sigma$  yra reakcijos skerspjūvis, kuris priklauso nuo  $v$ . Pilnutinė detektavimo sparta gaunama integravus (8.1.6) reiškinį neutronų greičių atžvilgiu:

$$R = Nn \int \sigma(v)v p(v)dv. \quad (8.1.7)$$

Kadangi  $\sigma(v) \sim 1/v$ , tai integralas yra konstanta (turint omenyje tikimybės tankio normavimo sąlygą  $\int p(v)dv = 1$ ). Vadinas, detektavimo sparta yra proporcinga neutronų koncentracijai  $n$  nepriklausomai nuo greičių skirstinio:

$$R \sim Nn. \quad (8.1.8)$$

## 8.2. Boriniai lėtųjų neutronų detektoriai

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

Labiausiai paplitęs lėtųjų neutronų detektoriaus tipas – tai proporcingasis skaitiklis, užpildytas boro trifluorido ( $BF_3$ ) dujomis. Natūraliojo boro sudėtyje yra 20 % izotopo  $^{10}B$  (likusioji dalis yra  $^{11}B$ ). Todėl, norint padidinti skaitiklio efektyvumą, jį reikia sodrinti boru-10 (dažniausiai pasitaikantis sodrinimo laipsnis yra 96 %). Kaip minėta, reakcijos  $^{10}B(n,\alpha)^7Li$  metu dažniausiai susidaro sužadintos būsenos  $^7Li$  branduolys, o šios reakcijos šiluma yra  $Q = 2,31$  MeV. Kadangi ši energija yra daug didesnė už lėtojo neutrono energiją, tai ir antrinių dalelių judesio kiekiai yra daug didesni už neutrono judesio kiekį. Todėl, užrašant judesio kiekio tvermės dėsnį, galima teigti, kad neutrono judesio kiekis lygus nuliui. Tai reiškia, kad abiejų antrinių dalelių (ličio-7 ir alfa dalelės) greičiai yra nukreipti priešingomis kryptimis, o jų judesio kiekio moduliai yra vienodi:

$$m_{Li}v_{Li} = m_{\alpha}v_{\alpha} \quad (8.2.1)$$

arba

$$\sqrt{2m_{Li}E_{Li}} = \sqrt{2m_{\alpha}E_{\alpha}} \quad (8.2.2)$$

Kita lygtis išreiškia energijos tvermės dėsnį:

$$E_{Li} + E_{\alpha} = Q \quad (8.2.3)$$

Išreiškus energijas  $E_{Li}$  ir  $E_{\alpha}$  iš (8.2.2) ir (8.2.3) lygčių, gaunamos tokios vertės:

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

Ši reakcija sudaro 94 % visų reakcijos įvykių. Likusieji 6 % reakcijos įvykių atitinka reakcijos šilumą  $Q = 2,79 \text{ MeV}$  (tada susidaro pagrindinės būsenos  ${}^7\text{Li}$  branduolys).

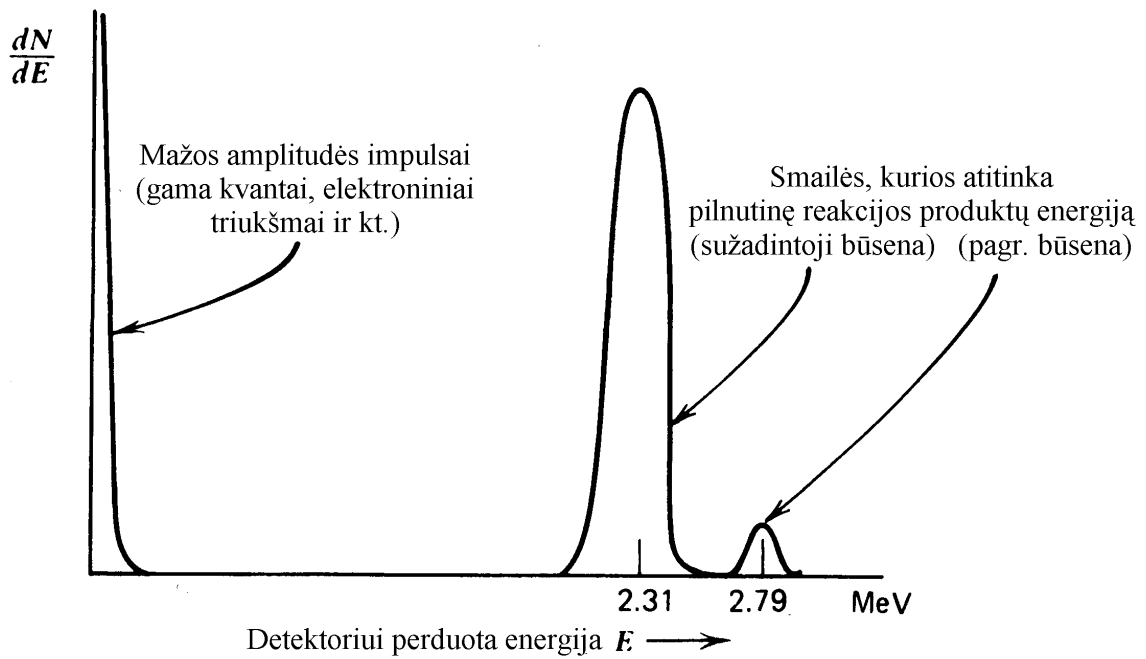
„Antrinės dalelės“ – Li branduolys ir alfa dalelė – nuolina tam tikrą atstumą, kol netenka visos kinetinės energijos (tas atstumas vadinamas atitinkamai Li branduolio arba alfa dalelės *siekiu* skaitiklio dujose). Todėl kai kurios antrinės dalelės gali pasiekti skaitiklio sienelę (katodą). Pastaruoju atveju antrinės dalelės dalį savo energijos praranda sienelėje. Laisvieji elektronai, kurie tampa elektronų griūčių pradininkais proporcingajame skaitiklyje, atsiranda tik tada, kai antrinės dalelės jonizuoja dujų molekules. Detektoriaus išėjimo įtampos impulso amplitudė yra proporcinga jonizuotų molekulių (pirminių jonų porų) skaičiui, t. y. Li atomų ir alfa dalelių energijos nuostoliams dujose. Taigi, galimybė dalelėms pasiekti skaitiklio sienelės sumažina impulso amplitudę ir padaro ją neapibrėžta (nes energijos dalis, kuri prarandama katodo medžiagoje, yra atsitiktinė). Tačiau, jeigu antrinių dalelių siekis yra daug mažesnis už skaitiklio matmenis, tada didžioji dauguma Li branduolių ir alfa dalelių nepasiekia skaitiklio sienelių. Šiuo atveju beveik visų reakcijos įvykių atveju visa reakcijos šiluma išseikvojama vien tik dujų molekulių jonizavimui, todėl detektoriaus impulsų amplitudžių pasiskirstymą sudaro dvi smailės: aukštesnioji smailė atitinka maždaug 94 % visų impulsų, o atitinkama impulso amplitudė yra mažesnė (t. y. ta smailė yra kairiau), negu mažesniosios smailės. Pirmoji minėtoji smailė atitinka reakcijos šilumą 2,31 MeV, o antroji – reakcijos šilumą 2,79 MeV. Tokio spektro pavyzdys pavazduotas 8.2a pav.

1 – 2 MeV energijos alfa dalelių siekis tipiškame  $\text{BF}_3$  proporcingajame skaitiklyje būna apie 1 cm. Daugumos skaitiklių skersmuo būna nedaug didesnis už 1 cm. Todėl reakcijos įvykių, kurie įvyksta mažesniu už alfa dalelių siekį atstumu nuo sienelės, santykinė dalis yra žymi ir impulsų amplitudžių pasiskirstymas tampa toks kaip parodyta 8.2b pav. Pagrindinis spektro pokytis, lyginant su spektru, kuris pavaizduotas 8.2a pav., yra tas, kad kiekvienos smailės kairėje atsiranda išsienio spektro sritis. Šis sritis atitinka mažesnės amplitudės impulsus, kurie atsiranda, kai antrinės dalelės (reakcijos produktai) dujose praranda tik dalį savo energijos. Matome, kad ta išsienio spektro sritis yra sudaryta iš dviejų „lauptelių“. Tai yra vadinamasis „sienelių efektas“. Jų atsiradimas paaiškintas kitoje pastraipoje.

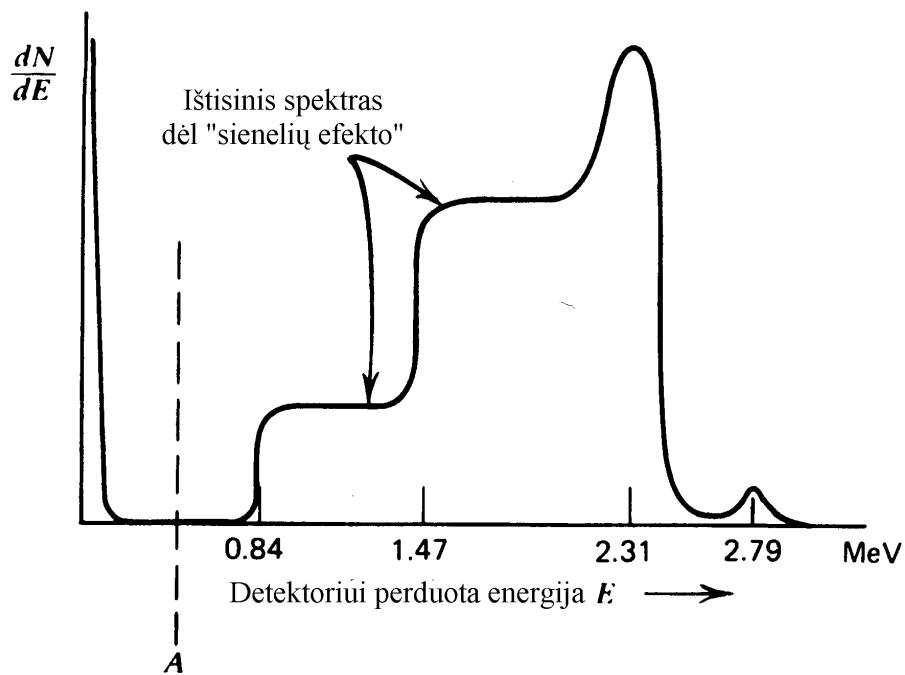
Kadangi abi antrinės dalelės juda priešingomis kryptimis (dėl judesio kiekio tvermės dėsnio), tai, vienai iš tų dalelių pataikius į sienelę, kita dalelė greičiausiai nepasieks sienelės (nes tam ji turėtų nueiti atstumą, kuris yra tos pačios eilės kaip detektoriaus skersmuo, kuris dažniausiai būna didesnis už abiejų dalelių siekių sumą). Vadinasi, visi reakcijos įvykiai yra trijų rūšių:

- 1) nė viena dalelė nepasiekia sienelių, t. y. jas sustabdo dujos;
- 2)  $\alpha$  dalelė pasiekia sienelę, o  ${}^7\text{Li}$  branduolį sustabdo dujos;
- 3)  ${}^7\text{Li}$  branduolys pasiekia sienelę, o  $\alpha$  dalelę sustabdo dujos.

Pirmosios rūšies įvykiai sąlygoja dvi smailes, kurios aptartos anksčiau (jos yra matomos ir 8.2b pav.). Antrosios rūšies įvykių atveju pilnutinė dujoms perduota energija yra lygi  ${}^7\text{Li}$  branduolio energijos (t. y. 0,84 MeV su 94 % tikimybe) ir *dalis*  $\alpha$  dalelės energijos sumai. Pastaroji energijos dalis gali būti bet kokia – nuo 0 iki 100 % (t. y. nuo 0 iki 1,47 MeV, jeigu nepaisysime mažiau tikėtino reakcijos kanalo). Todėl antrosios rūšies įvykius atitinka tolydus dujoms perduotos energijos pasiskirstymas nuo  $E_{Li} = 0,84 \text{ MeV}$  iki  $Q = 2,31 \text{ MeV}$ . Energijos dalis, kurią  $\alpha$  dalelė perduoda dujoms, priklauso nuo atstumo, kurį turi nueiti  $\alpha$  dalelė, kol pasiekia skaitiklio katodą (žr. 8.3a pav.). Kadangi visos to atstumo vertės nuo 0 iki alfa dalelių siekio yra vienodai tikėtinos, o alfa dalelės energijos nuostoliai dujose yra apytiksliai tiesiog proporcingi tam atstumui, tai ir minėtųjų energijos nuostolių pasiskirstymas yra apytiksliai tolygus, t. y. stačiakampio formos (žr. 8.3b pav.). Trečiosios rūšies įvykių įtaka spektrui aiškinama analogiškai, tik  $\alpha$  dalelės ir  ${}^7\text{Li}$  branduoliai „susikeičia vaidmenimis“.

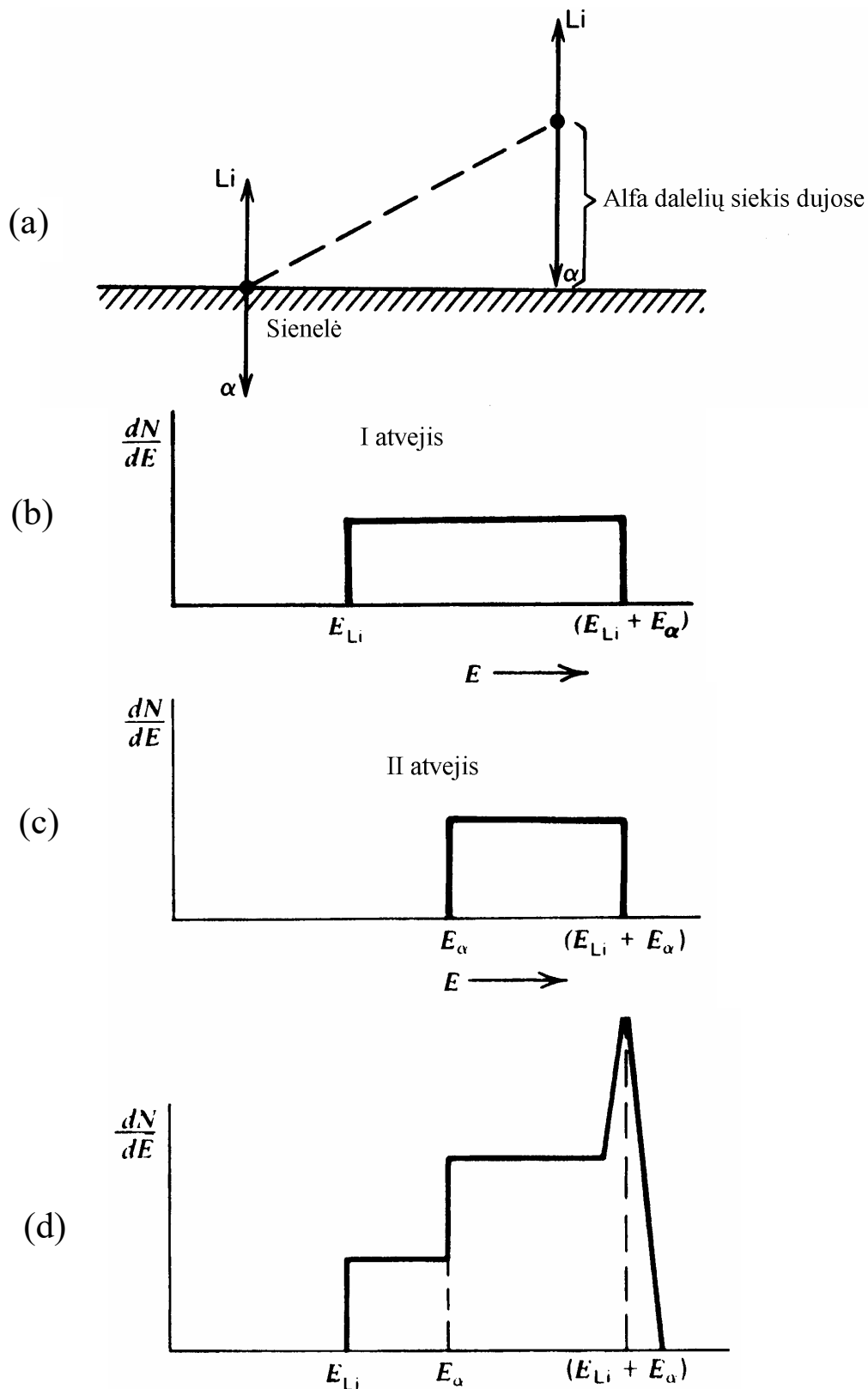


(a)



(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.** „Sienuelių 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 sugeriama 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)

T. y. šiuo atveju dujose sugeriamė visa  $\alpha$  dalelių energija (1,47 MeV su 94 % tikimybe), o likusioji dujose sugertos energijos dalis yra atsitiktinė ir tolygiai pasiskirsčiusi nuo 0 iki  $E_{Li} = 0,84$  MeV. Vadinasi, šiuo atveju pilnutinė dujose sugerta energija yra tolygiai pasiskirsčiusi nuo  $E_{\alpha} = 1,47$  MeV iki  $Q = 2,31$  MeV. Atitinkamas energijos nuostolių pasiskirstymas pavaizduotas 8.3c pav. Pilnutinis spektras yra trijų minėtųjų „dalinių“ spektrų suma (žr. 8.3d pav.).

Analogiškas sienelių efektas pasireiškia ir likusiųjų 6 % reakcijos įvykių metu (kai  $Q = 2,79$  MeV), tačiau atitinkamą ištininį spektrą pilnai „paslepia“ anksčiau aptarotoji spektro dalis.

Detektoriaus efektyvumas yra didžiausias kai neutronų pluoštas sklinda išilgai detektoriaus ašies (nes tada neutronai dujose nueina didžiausią kelią). Jeigu detektoriaus ilgis yra  $L$ , tada šiomis sąlygomis detektoriaus savitasis efektyvumas, detektuojant apibrėžtos energijos neutronus, yra apytiksliai lygus

$$\varepsilon(E) = 1 - \exp(-\Sigma(E)L), \quad (8.2.4)$$

čia  $E$  yra neutronų energija, o  $\Sigma(E)$  yra branduolinės reakcijos makroskopinis skerspjūvis, atitinkantis neutronų energiją  $E$ . Pvz., jeigu  $\text{BF}_3$  dujomis užpildyto proporcingojo skaitiklio ilgis yra  $L = 30$  cm, dujų slėgis yra 80 kPa, o boras yra prisodrintas iki 96 %  $^{10}\text{B}$ , tada pagal (8.2.4) apskaičiuotas tokio detektoriaus savitasis efektyvumas detektuojant šiluminius neutronus ( $E = 0,025$  eV) yra 91,5 %, o detektuojant 100 eV neutronus – 3,8 %.

Šis skaitiklis – tai pavyzdys detektoriaus, kurio impulsų amplitudžių spektras nesuteikia jokios informacijos apie krintančiosios spinduliuotės dalelių energijos spektrą, o priklauso tik nuo detektoriaus dydžio ir geometrijos. Nors į antrinių dalelių ( $\alpha$  dalelės ir  $^7\text{Li}$  branduolio) energiją įeina ir krintančiųjų neutronų energija, tačiau, kadangi neutronai yra lėtieji, tai jų energija yra daug mažesnė už reakcijos šilumą  $Q$ , kuri ir lemia pilnutinę antrinių dalelių energiją (žr. (8.2.3)). Žinant reakcijos šilumą, galima apytiksliai apskaičiuoti 8.2a pav. pavaizduotų smailių plotį  $\Delta E$  (pusės maksimumo aukštyje). Tam reikia taikyti bendrąją formulę:

$$\Delta E_{\min} = 2,35\sqrt{EWF}, \quad (8.2.5)$$

čia  $E$  yra dujose sugerta energija,  $W$  yra vidutinė energija, atitinkanti viena jonų porą,  $F$  yra Fano faktorius. Jeigu  $E = 2,3$  MeV,  $W = 20$  eV, o  $F = 0,15$ , tada iš (8.2.5) gauname  $\Delta E_{\min} \approx 6$  keV. Šis dydis nusako mažiausią pasiekiamą energijos matavimo paklaidą. Tikroji paklaida būna dar didesnė dėl įrangos elektroninių triukšmų ir kitų veiksnių. Vadinasi, jeigu krintančiųjų neutronų energija yra mažesnė už 1 keV, tada impulsų amplitudžių pasiskirstymas nepriklauso nuo neutronų energijos pasiskirstymo. Taigi, toks detektorius tinka tik skaičiuoti neutronus, bet netinka matuoti jų energijos pasiskirstymą. Anksčiau aptartos spektro ypatybės yra svarbios kitu požiūriu: remiantis spektro pavidalu (pvz., 8.2b pav.), galima optimaliai parinkti impulsų skaičiavimo įrenginio jautrio ribą. „Jautrio riba“ – tai yra mažiausia detektoriaus impulso amplitudė, į kurią dar „reaguoja“ impulsų skaičiavimo įrenginys (jautrio riba dar vadinama „diskriminavimo lygiu“). Ta riba turi būti parinkta taip, kad, iš vienos pusės, nebūtų skaičiuojami fono impulsai (t. y. impulsai, kurie nėra susiję su tiriamąja spinduliuote ir kurių amplitudė yra daug mažesnė už „naudingųjų“ impulsų amplitudę), o iš kitos pusės, kad visomis sąlygomis būtų skaičiuojami „naudingieji“ impulsai, kurie atsiranda dėl tiriamosios spinduliuotės. Pasirinkus pernelyg maža jautrio ribą, gali būti detektuojamas fonas, o pasirinkus pernelyg didelę jautrio ribą, kai kurie iš „naudingųjų“ impulsų gali būti neužfiksuoti, jeigu detektoriaus veika nėra stabili. Viena iš nestabilumo priežasčių yra ta, kad proporcingojo skaitiklio dujinio stiprinimo koeficientas stipriai priklauso nuo įtampos tarp skaitiklio elektrodų. Vadinasi, net ir maži tos įtampos svyravimai gali sąlygoti didelį impulsų amplitudžių pokytį. Maitinimo įtampos sumažėjimas pasireiškia tuo, kad impulsų amplitudės sumažėja, t. y. 8.2 pav. smailės pasislenka į kairę, o padidėjimas – tuo, kad impulsų amplitudės padidėja, t. y. tos smailės pasislenka į dešinę. Optimali jautrio riba yra maždaug lygi didžiausios fono impulsų amplitudės ir mažiausios „naudingųjų“ impulsų amplitudės vidurkiui (tą vidurkį atitinka vertikaloji punktyrinė linija 8.2b pav.).

Gama spinduliuotės poveikis aptariamojo tipo proporcingajam skaitikliui pasireiškia elektronų išlaisvinimu iš katodo. Kadangi elektronų ilginė stabdymo geba dujose yra daug mažesnė, negu sunkiųjų elektringųjų dalelių (tokių kaip  $\alpha$  dalelės ir  $^7\text{Li}$  branduoliai), tai dauguma tų elektronų praranda dujose tik mažą dalį energijos (t. y. sukuria nedaug pirminių jonų porų ir nedaug elektronų griūčių), kol pasiekia kitą detektoriaus pusę ir yra sustabdomi detektoriaus sienelėje. Todėl gama spinduliuotė sąlygoja daug mažesnės amplitudės impulsus negu neutronai. Taigi, vienas iš  $\text{BF}_3$  dujomis užpildytų proporcingųjų skaitiklių privalumų yra jų gebėjimas atskirti gama spinduliuotės



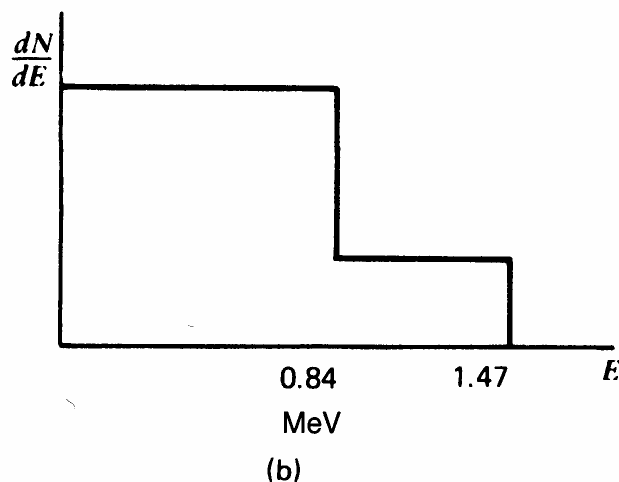
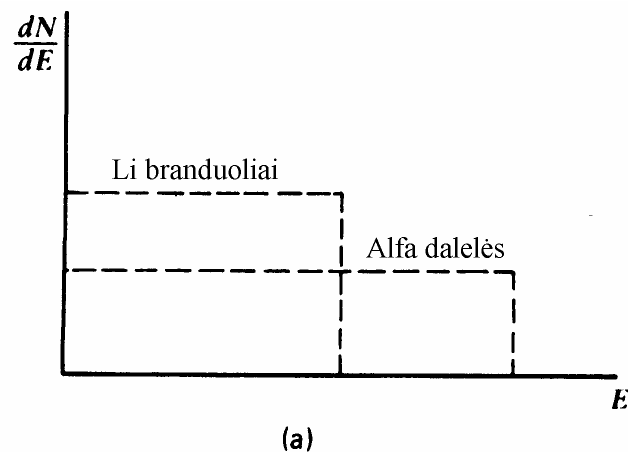
sukeltus impulsus nuo neutronų spinduliuotės sukeltų impulsų: pasirinkus jautrio ribą taške A (žr. 8.2b pav.), gama spinduliuotės sukelti impulsai nebus registruojami, nes jų amplitudės bus mažesnės už jautrio ribą.

### 8.2.2. Boru padengti proporcingieji skaitikliai

Kitas būdas taikyti  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  reakciją detektuojant neutronus remiasi tuo, kad boras nebūtinai turi įeiti į dujų, kurios užpildo proporcingąjį skaitiklį, sudėtį, o gali būti nusodintas ant skaitiklio katodo vidinio paviršiaus. Tada reakcija vyks ne dujose, o skaitiklio katode. Tokių skaitiklių privalumas yra tas, kad juos galima užpildyti dujomis, kurių savybės labiau atinka reikalavimus proporcingajam skaitikliui, negu  $\text{BF}_3$  (pvz., galima naudoti anksčiau minėtą mišinį 90 % Ar + 10 %  $\text{CH}_4$ ). Taip galima gauti mažesnių trukmių impulsus ir sumažinti detektoriaus dujų cheminį degradavimą (disociaciją) esant dideliame gama spinduliuotės fonui.

$\alpha$  dalelių, kurios susidaro  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  reakcijoje, masinis siekis (t. y. ilginio siekio ir stabdančios medžiagos tankio sandauga) yra  $1 \text{ mg} / \text{cm}^2$  eilės. Tai reiškia, kad boro sluoksnio, kuris dengia detektoriaus katodo vidinę pusę, masinis storis (t. y. ilginio storio ir to sluoksnio tankio sandauga) neturi viršyti kelių  $\text{mg} / \text{cm}^2$ . Taip yra dėl to, kad  $\alpha$  dalelės, kurios atsirado didesniame gylyje, negu jų siekis, negalės išėiti iš to sluoksnio į skaitiklio dujas ir todėl negalės sukelti įtampos impulso.

8.4 pav. pavaizduotas tokio proporcingojo skaitiklio impulsų amplitudžių spektras. Kadangi antrinės dalelės ( $^7\text{Li}$  branduolys ir  $\alpha$  dalelė), kurios atsirado branduolinės reakcijos metu, juda priešingomis kryptimis, tai tik viena iš jų gali patekti į dujas. Priklausomai nuo reakcijos taško gylio,



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

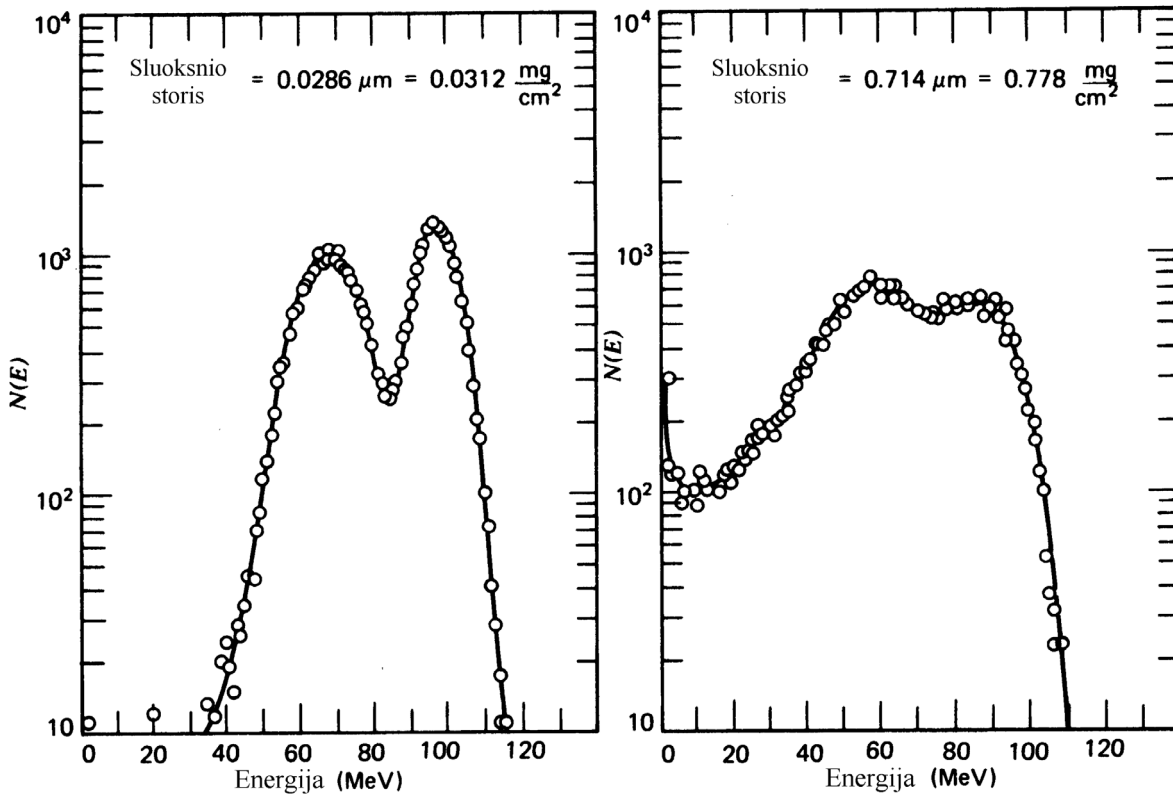
ta dalelė, prieš pasiekdama dujas, boro sluoksnyje gali prarasti įvairų energijos kiekį – nuo 0 iki visos energijos. Atitinkamai, likusioji dalelės energijos dalis, kuri yra perduodama dujoms ir lemia detektoriaus impulso amplitudę, taip pat gali būti įvairi – nuo nulio iki visos energijos ( $E_{Li} = 0,84 \text{ MeV}$ ,  $E_{\alpha} = 1,47 \text{ MeV}$ ). Kadangi reakcija gali įvykti bet kokiame gylyje su vienoda tikimybe, o dalelės energijos nuostoliai boro sluoksnyje yra apytiksliai tiesiog proporcingi tam gyliui, tai išlėkusių iš to sluoksnio į dujas dalelių energijos pasiskirstymas yra apytiksliai tolygus, t. y. stačiakampio formos. Priklausomai nuo to, apie kokią dalelę kalbama ( ${}^7\text{Li}$  branduolį ar  $\alpha$  dalelę), yra galimi du tokie stačiakampiai spektrai, kurie pavaizduoti 8.4a pav. punktyrinėmis linijomis. Pilnutinis spektras yra abiejų tų „dalinių“ spektrų suma (žr. 8.4b pav.). Matome, kad spektre nėra nulinės srities, kuri atskirtų „naudinguosius“ impulsus nuo fono. Vadinas, šiuo atveju negalima taip parinkti impulsų skaičiavimo įrenginio jautrio ribos, kad visi naudingieji impulsai būtų skaičiuojami, o visi fono impulsai nebūtų skaičiuojami: kadangi „naudingieji“ impulsai gali būti visų amplitudžių, tai bet kaip parinkus jautrio ribą, dalis tų impulsų bus prarandama. Dėl tos pačios priežasties tokio detektoriaus skaičiavimo sparta yra labiau jautri maitinimo įtampos svyravimams, negu  $\text{BF}_3$  dujomis užpildyto proporcingojo skaitiklio skaičiavimo sparta (t. p. žr. 8.2.1 skirsnį). Taigi, boru padengto proporcingojo skaitiklio veika yra mažiau stabili negu  $\text{BF}_3$  dujomis užpildyto proporcingojo skaitiklio ir, be to, jį naudojant sunkiau atskirti gama spinduliuotės sukeltus impulsus nuo neutronų sukeltų impulsų.

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

Urano arba plutonio dalijimosi reakcija, taip pat kaip ir anksčiau minėta reakcija  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ , gali būti naudojama detektuojant neutronus. Vienas iš dalijimosi reakcijos pranašumų yra tas, kad jos metu išsiskiria ypač didelis energijos kiekis (maždaug 200 MeV). Ši energija yra beveik 100 kartų didesnė negu energija, kuri išsiskiria  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$  reakcijoje. Todėl proporcingojo skaitiklio impulsų amplitudės, kurias galima gauti, kai dalijimosi skeveldros perduoda tą energiją skaitiklio dujoms (jonizuodamos dujų atomus), taip pat yra daug didesnės. Didelė impulso amplitudė yra naudinga visų pirma todėl, kad tokius impulsus tampa lengviau atskirti nuo pašalinių impulsų (pvz., atsiradusių dėl gama spinduliuotės), kurių amplitudė dažniausiai būna daug mažesnė. Tam reikia atitinkamai parinkti impulsų skaičiavimo įrenginio jautrio ribą (t. p. žr. 8.2.1 skirsnį).

Dėl urano ir transuraninių elementų cheminių ir fizinių ypatybių yra gana sudėtinga sukonstruoti proporcingąjį skaitiklį, kuriame dalusis nuklidas įeity į dujų sudėtį. Todėl dalioji medžiaga dažniausiai nusodinama ant proporcingojo skaitiklio katodo vidinio paviršiaus (analogiškai boru padengtam proporcingajam skaitikliui, kuris buvo aptariamas 8.2.2 skirsnyje).

Tokio proporcingojo skaitiklio impulsų amplitudžių spektro pavidalas priklauso visų pirma nuo daliosios medžiagos sluoksnio storio. Jeigu tas storis yra daug mažesnis už daugumos skeveldrų siekį joje, tada skeveldros tame sluoksnyje netenka mažai energijos ir beveik visą savo energiją atiduoda dujoms. Todėl šiuo atveju detektoriaus impulsų amplitudžių spektro forma yra panaši į dalijimosi reakcijos skeveldrų energijos spektro formą, t. y. spektre matomi du ryškūs maksimumai (žr. kairinį grafiką 8.5a pav.). Tačiau, kai sluoksnio storis yra toks mažas, detektoriaus efektyvumas taip pat yra mažas, nes maža tikimybė, kad neutronas, pralėkdamas pro tokį ploną sluoksnį, sureaguos su daliojo nuklido branduoliu. Padidinus daliosios medžiagos sluoksnio storį, detektoriaus efektyvumas padidėja, tačiau padidėja ir skeveldrų energijos nuostoliai tame sluoksnyje. Kadangi tie energijos nuostoliai yra atsitiktiniai, tai ir likusioji energijos dalis, kuri atiduodama dujoms, yra atsitiktinė. Taigi, daliosios medžiagos sluoksnio storio padidėjimas pasireiškia tuo, kad padaugėja mažesnės amplitudės impulsų, kurių amplitudės yra pasiskirsčiusios plačiame intervale. T. y., į kairę nuo minėtųjų dviejų smailių atsiranda ištisinio spektro sritis, o tos smailės tampa mažiau išreikštos (žr. dešinįjį grafiką 8.5b pav.). Didžiausias daliosios medžiagos sluoksnio masinis storis, kurį tikslinga naudoti šio tipo detektoriuose, yra maždaug  $2 - 3 \text{ mg} / \text{cm}^2$ . Skeveldrų siekis dujose yra maždaug du kartus mažesnis negu 5 MeV energijos dalelių siekis, t. y. keli centimetrai. Be to, jonizacijos tankio kitimas lėtėjant skeveldrai yra priešingas tam kitimui, kuris pasireiškia stabdant  $\alpha$  daleles: lėtėjant skeveldrai, jos ilginė stabdymo geba (ir jonizacijos tankis) mažėja, o stabdant  $\alpha$  daleles – didėja. Taip yra todėl, kad dalijimosi momentu skeveldros netenka daug elektronų, todėl įgyja didelį teigiamą krūvį (tipiška vertė – nuo 15 iki 20 elementariųjų krūvių). Jeigu skeveldros krūvis nesikeistų, tada, lėtėjant skeveldrai, jos ilginė stabdymo geba didėtų (nes ji yra atvirkščiai proporcinga greičio kvadratui).



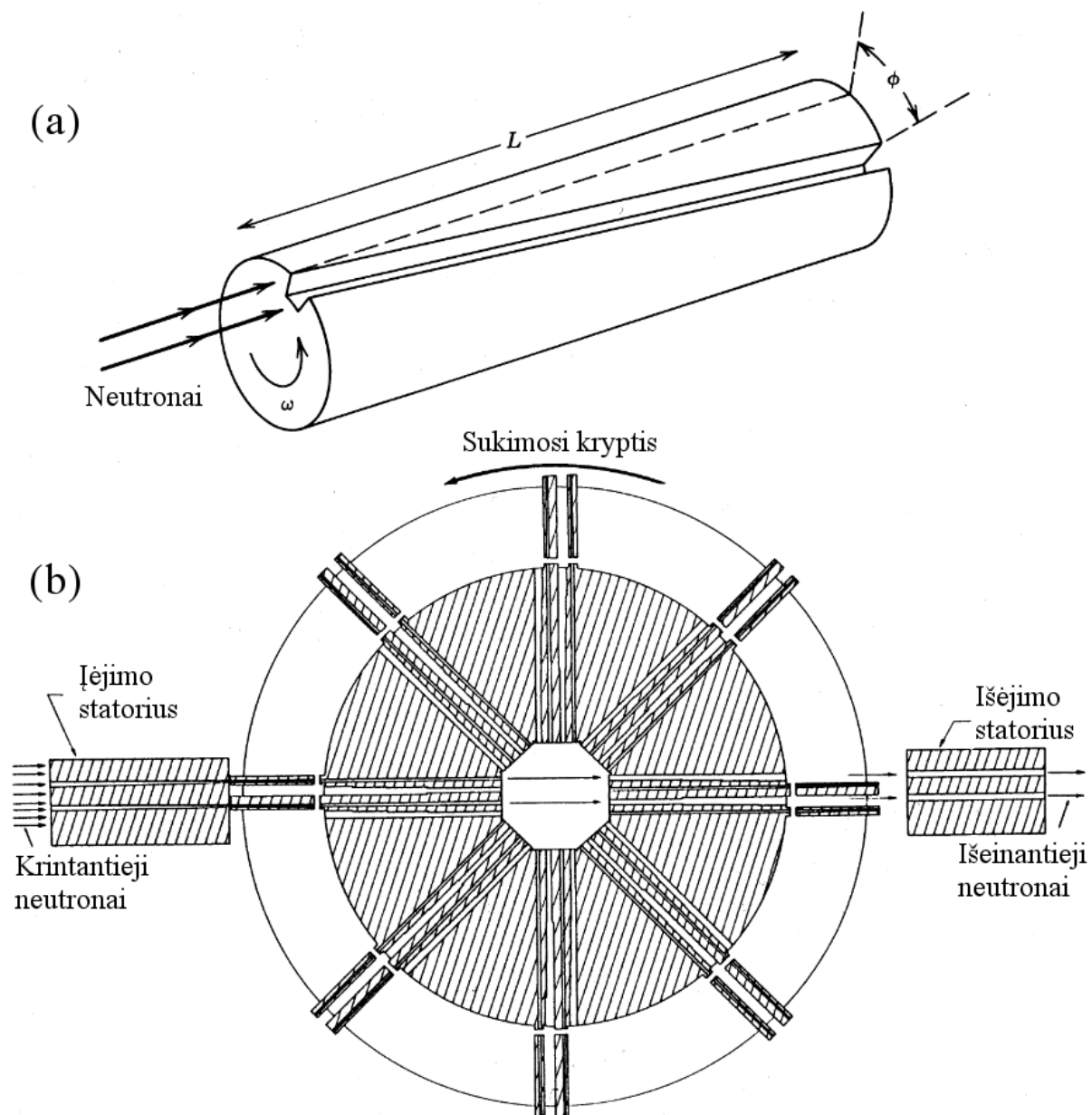
8.5 pav. Dalijimosi skeveldrų, kurios išlekia iš dviejų skirtingo storio  $UO_2$  sluoksnių, energijų spektrai

Tačiau dėl to didelio krūvio skeveldros lengvai pasigauna elektronus iš stabdančios medžiagos. Todėl lėtėjant skeveldrai, jos teigiamasis krūvis mažėja. Kadangi ilginė stabdymo geba yra tiesiog proporcinga krūvio kvadratui, tai šis veiksnys mažina stabdymo gebą. Pradinėje trajektorijos dalyje šis sumažėjimas „persveria“ padidėjimą dėl mažėjančio greičio, todėl didžiąją dalį energijos skeveldra atiduoda pradinėje trajektorijoje dalyje. Palyginimas:  $\alpha$  dalelė didžiąją energijos dalį praranda trajektorijos gale, nes  $\alpha$  dalelės krūvis nekinta beveik viso stabdymo metu (elektronai prisijungia tik pačioje trajektorijos pabaigoje, kai  $\alpha$  dalelė jau yra netekusi beveik visos pradinės energijos). Dėl šios dalijimosi skeveldrų ypatybės yra gaunami didelės amplitudės impulsai net ir tada, kai skeveldra nėra pilnai sustabdoma detektoriaus dujose.

Vienas iš daliųjų medžiagų trūkumų yra tas, kad jos visos yra  $\alpha$  radioaktyvios. Kadangi  $\alpha$  dalelės taip pat yra registruojamos, tai proporcingųjų skaitiklių, kurių katodas padengtas daliąja medžiaga, impulsų skaičius per laiko vienetą visada turi pastovų fono dėmenį, kuris susijęs su tomis  $\alpha$  dalelėmis. Tuos impulsus galima atskirti nuo naudingųjų impulsų (atsiradusių stabdant dalijimosi skeveldras) pagal jų amplitudes. Kadangi tipiška  $\alpha$  dalelių energija yra 5 MeV, o dalijimosi skeveldrų energija yra kelias dešimtis kartų didesnė, tai fono, kurį sąlygoja  $\alpha$  dalelės, impulsų amplitudės yra viena eile mažesnės negu „naudingųjų“ impulsų. Todėl šį foną galima „nufiltruoti“, atitinkamai parinkus impulsų skaičiavimo įrenginio jautrio ribą.

#### 8.4. Lėkio trukmės metodai matuojant neutronų energijas

Lėtųjų neutronų greičius galima išmatuoti naudojant mechaninius įrenginius. Pvz., 8.6a pav. pavaizduotas paprasčiausias lėtųjų neutronų *greičio selektorius*, t. y. įrenginys, kuris iš krintančiųjų neutronų pluošto išskiria tik neutronus, kurių greičiai priklauso tam tikram siauram intervalui. Neutronų greičio selektorių sudaro cilindras su vienu arba keliais spiraliniais grioveliais. Cilindras pagamintas iš medžiagos, kuri stipriai sugeria lėtuosius neutronus (pvz., kadmis). Selektorius praleidžia tik tuos neutronus, kurie pereina išilgai viso cilindro per tą patį laiką, per kurį cilindras pasisuka kampu  $\phi$ . Tas laikas yra  $t = L / v = \phi / \omega$ , todėl  $v = L\omega / \phi$ . Pakeitus kampinį sukimosi greitį  $\omega$ , galima atrinkti kito greičio neutronus. Naudojant tokį įrenginį kartu su neutronų detektoriumi ir keičiant sukimosi dažnį, galima išmatuoti krintančiųjų neutronų greičių pasiskirstymą. 8.6b pav. pavaizduotas kitas mechaninis įrenginys – „besisukanti sklendė“, kuri naudojama formuojant neutronų

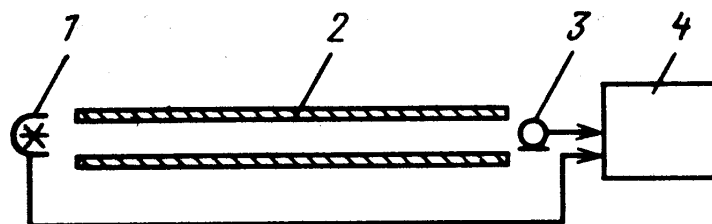


**8.6 pav.** (a) Neutronų greičio selektorius, kurių sudaro cilindras su vienu arba keliais spiraliniais grioveliais. Cilindro ilgis yra  $L$ . Cilindras pagamintas iš medžiagos, kuri stipriai sugeria lėtusius neutronus (pvz., kadmis). Selektorius praleidžia tik tuos neutronus, kurie nueina atstumą  $L$  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 rotorių iš kairės krinta neutronų srautas. Kai rotoriaus kanalas atsiduria vienoje tiesėje su įėjimo statoriaus plyšiu, tada iš dešinės išeina neutronų telkinys

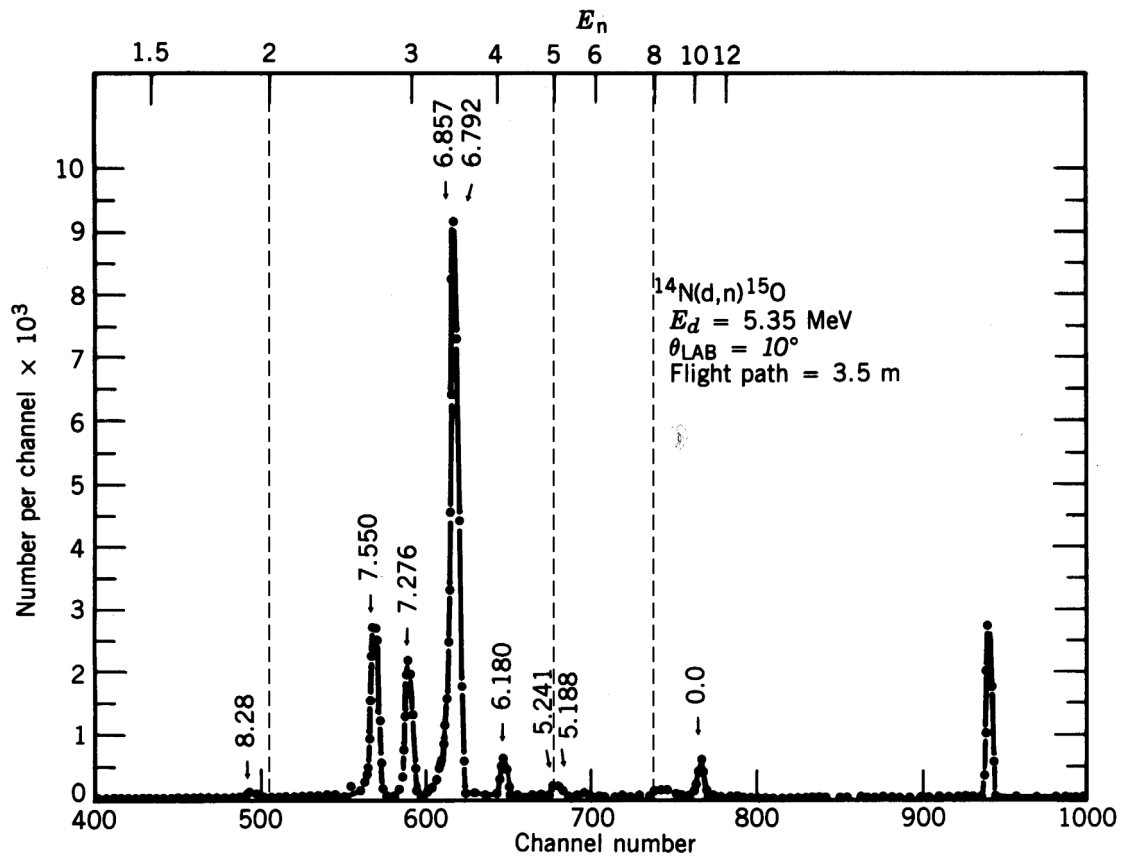
impulsus (telkinius). Pagrindinė šio įrenginio dalis – rotorius su keliais kanalais, išpjautais išilgai rotoriaus skersmens. Į rotorių iš kairės krinta nuolatinis neutronų srautas. Kai rotoriaus kanalas atsiduria vienoje tiesėje su įėjimo statoriaus plyšiu, tada iš dešinės išeina neutronų telkinys. Rotorius gaminamas iš nerūdijančio plieno. Kitaip, negu greičio selektorius, besisukanti sklendė atrenka ne apibrėžto greičio neutronus, o visus neutronus, kurių greitis didesnis už tam tikrą slenkstinį greitį. Tas slenkstinis greitis yra toks, kai per laiko tarpą, kurio metu yra atviras rotoriaus kanalas, neutronas nueina atstumą, lygų rotoriaus skersmeniui. Jeigu neutrono greitis yra mažesnis už šią slenkstinę vertę, tada per tą laiko tarpą neutronas nespėja išeiti iš rotoriaus ir yra sugeriamas rotoriaus medžiagoje. Padidinus rotoriaus sukimosi greitį, tiek pat kartų padidėja ir slenkstinis greitis, ir neutronų telkinių dažnis.

Naudojant impulsinį neutronų šaltinį (pvz., tokį, kuris pavaizduotas 8.6b pav.), galima tiksliai išmatuoti neutronų telkinio atsiradimo laiko momentą. Jeigu paskui išmatuojamas laiko momentas, kai tuos neutronus detektuoja detektorius, esantis žinomu atstumu nuo neutronų šaltinio, tada pagal tų dviejų laiko momentų skirtumą galima išmatuoti neutronų greitį. [Jeigu naudojamas 8.6b pav. tipo impulsinis neutronų šaltinis, tada reikia užtikrinti, kad didžiausia neutronų lėkio trukmė būtų mažesnė už laiką, po kurio vėl atsidaro rotorius kanalas.] Pvz., šiluminių neutronų (kurių energija yra 0,025 eV) greitis yra 2200 m/s. Vadinasi, 2 m atstumą šiluminiai neutronai nueina per 0,001 s, o tokį laiko intervalą nesunku tiksliai išmatuoti. Matuojant didesnės energijos neutronų greitį, reikia didinti atstumą (pvz., gali būti naudojami 100 m eilės atstumai) ir reikia naudoti tikslesnius laiko matavimo metodus. Pvz., jeigu naudojamas besisukančios sklendės tipo impulsinis neutronų šaltinis (8.6b pav.), tada užregistruotas neutronas gali išlėkti iš statoriaus bet kada, kol rotorius kanalas yra atviras (t. y. kol neutronas, išlėkęs iš įėjimo statoriaus plyšio, gali pasiekti išėjimo statoriaus plyšį). Vadinasi, neutrono lėkio iki detektoriaus trukmės paklaida negali būti mažesnė už laiką, kurio metu rotorius kanalas yra atviras. Kai neutronų energija yra didelė (pvz., MeV eilės), tada ta paklaida gali tapti tos pačios eilės kaip neutrono lėkio iki detektoriaus trukmė, taigi šis metodas taps netinkamas. Šiuo atveju naudojami impulsiniai greitintuvai, kurie generuoja aukštos energijos elektringųjų dalelių (pvz., deuteronų) telkinį tiksliai apibrėžtu laiko momentu. Kai tos dalelės pataiko į taikinį, jos sukelia branduolines reakcijas, kurių metu atsiranda neutronai. Šiuo atveju neutronų atsiradimo momentą galima išmatuoti tiksliau, negu naudojant mechaninius įrenginius. Apibendrinta neutronų lėkio trukmės spektrometro schema pavaizduota 8.7 pav. Paskutinis tos schemos blokas (pažymėtas Nr. 4) – tai laiko intervalų analizatorius, kuris dar vadinamas keitikliu „laikas-amplitudė“ (angl. *time-to-amplitude converter, TAC*). Tai yra įrenginys su dviem įėjimais ir vienu išėjimu. Vienas įėjimas priima „start“ impulsą, kuris startuoja laiko intervalų analizatorių, o kitas – „stop“ impulsą, kuris sustabdo analizatorių. Kai analizatorius priima „stop“ impulsą, jo išėjime generuojamas įtampos impulsas, kurio amplitudė yra tiesiog proporcingas laiko intervalui tarp „start“ ir „stop“ impulsų. Nors bendruoju atveju neutronų telkinyje gali būti daug neutronų, tačiau yra detektuojamas tik vienas iš jų (detektoriaus impulsai, kurie atsiranda po „stop“ impulso, nėra registruojami). Jeigu neutronų greičiai yra įvairūs, tada detektuoto neutrono greitis taip pat gali būti įvairus, todėl ir TAC išėjimo impulso amplitudė gali būti įvairi. Aišku, kad į detektorius anksčiausiai pataikys greičiausi neutronai, tačiau detektoriaus savitasis efektyvumas detektuojant greitus neutronus būna mažas (kelių procentų eilės arba mažesnis), todėl pirmasis detektuotas neutronas gali būti ir vienas iš lėtesnių neutronų. Todėl, jeigu neutronų greičiai yra įvairūs, tada pagal TAC išėjimo impulsų amplitudžių spektrą galima apskaičiuoti neutronų greičių (ir energijų) pasiskirstymą.

Neutronų lėkio trukmių pasiskirstymas, išmatuotas naudojant 8.7 pav. tipo schemą, yra pavaizduotas 8.8 pav. Šiame pavyzdyje buvo naudojama reakcija  $^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$ . Šiame grafike abscisių ašis yra tiesinė lėkio trukmės atžvilgiu, o tos ašies mastelis parinktas taip, kad didėjant lėkio trukmei abscisių vertės mažėtų. Nulinė trukmė atitinka maždaug 945 kanalą. Ties tuo kanalu yra smailė, kuri atsiranda dėl gama kvantų, kurie atsiranda, kai sužadintas  $^{15}\text{O}$  branduolys pereina į žemesnę energijos lygmenį (kadangi gama kvantai juda didžiausiu galimu – šviesos – greičiu, tai gama kvantų lėkio trukmė praktiškai lygi nuliui). Kitos smailės atitinka įvairaus greičio neutronus. Neutronų energija atidėta prie viršutinės skalės. Kadangi neutrono energija yra atvirkščiai proporcinga jo lėkio trukmės kvadratui, tai energijos skalė yra netiesinė. Šis energijos ir trukmės sąryšis yra matomas ir šiame grafike: 2 MeV energija atitinka kanalą Nr. 505, o 8 MeV energija – kanalą Nr. 730. Vadinasi, kai neutrono energija yra 2 MeV, tada jo lėkio trukmė yra  $(945 - 505) / (945 - 730) \approx 2$  kartus didesnė,



**8.7 pav.** Neutronų lėkio trukmės spektrometro struktūrinė schema. 1 – impulsinis šaltinis, 2 – cilindrinė vakuumo 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. Neutrono energija (MeV) atidėta ant viršutinės ašies. Ant apatinės ašies atidėtas daugiakanalio analizatoriaus kanalo numeris. Dešinioji kraštinė smailė atitinka gama kvantus. Skaičiai virš smailių nusako atitinkamas  $^{15}\text{O}$  branduolio sužadavimo energijas (MeV)

negu tada, kai neutrono energija yra 8 MeV, kaip ir turi būti. Matome, kad, nors krintančiųjų deuterio branduolių energija yra tiksliai apibrėžta (5,35 MeV), tačiau neutronų, kurie atsiranda vykstant minėtajai reakcijai, energija gali būti įvairi. Be to, neutronų energijos spektras yra ne ištisinis, o linijinis (t. y. sudarytas iš atskirų smailių). Tokį spektro pavidalą galima paaiškinti remiantis tuo, kad  $^{15}\text{O}$  branduolys po šios reakcijos gali atsistoti įvairiuose sužadintuose energijos lygmenyse. Pažymėjus deguonies branduolio sužadavimo energiją  $E^*$ , energijos tvermės dėsnį šios reakcijos metu galima užrašyti taip:

$$E_d + Q = E^* + E_O + E_n \approx E^* + E_n, \quad (8.4.1)$$

čia  $E_d$  yra krintančiojo deuterono energija (šiuo pavyzdyje  $E_d = 5,35$  MeV),  $Q$  yra reakcijos šiluma (t. y. pilnutinė antrinių dalelių kinetinė energija, kai antrinės dalelės nėra sužadintos),  $E_O$  yra deguonies branduolio kinetinė energija,  $E_n$  yra neutrono energija. Kadangi deguonies branduolio masė yra daug didesnė, negu neutrono, tai  $E_O \ll E_n$ . Vadinasi, apytiksliai galima teigti, kad pilnutinė energija (t. y. krintančiojo deuterono energija ir reakcijos šiluma) pasiskirsto tarp neutrono kinetinės energijos ir deguonies branduolio sužadavimo energijos. T. y., padidėjus deguonies branduolio sužadavimo energijai tam tikru dėmeniu, neutrono kinetinė energija turi sumažėti tokiu pačiu dėmeniu. Kadangi deguonies branduolio sužadavimo energija yra diskreti (t. y. lygi kelioms atskiroms vertėms), tai ir neutrono kinetinė energija yra diskreti. 8.8 pav. deguonies branduolio sužadavimo energija yra užrašyta virš kiekvienos smailės. Apytikslę lygybę (8.4.1) galima patikrinti pagal dviejų kairiųjų punktyrinių linijų padėtį: pirmoji linija yra maždaug ties  $E^* = 8,2$  MeV, o antroji – maždaug ties  $E^* = 5,2$  MeV. Kadangi antroji sužadavimo energija yra mažesnė už pirmąją dydžiu 3 MeV, tai antrąją smailę atitinkanti neutronų energija turi būti didesnė tokiu pačiu dydžiu. Tai ir matome 8.8 pav. (atitinkamos neutronų energijos yra 2 MeV ir 5 MeV). Šis pavyzdys rodo, kaip pagal reakcijos metu atsiradusių neutronų energijos spektrą galima nustatyti reakcijos metu susidariusio antrinio branduolio sužadintųjų energijos lygmenų vertes. Tam reikia iš anksto žinoti reakcijos šilumą  $Q$ . O jeigu antrinio

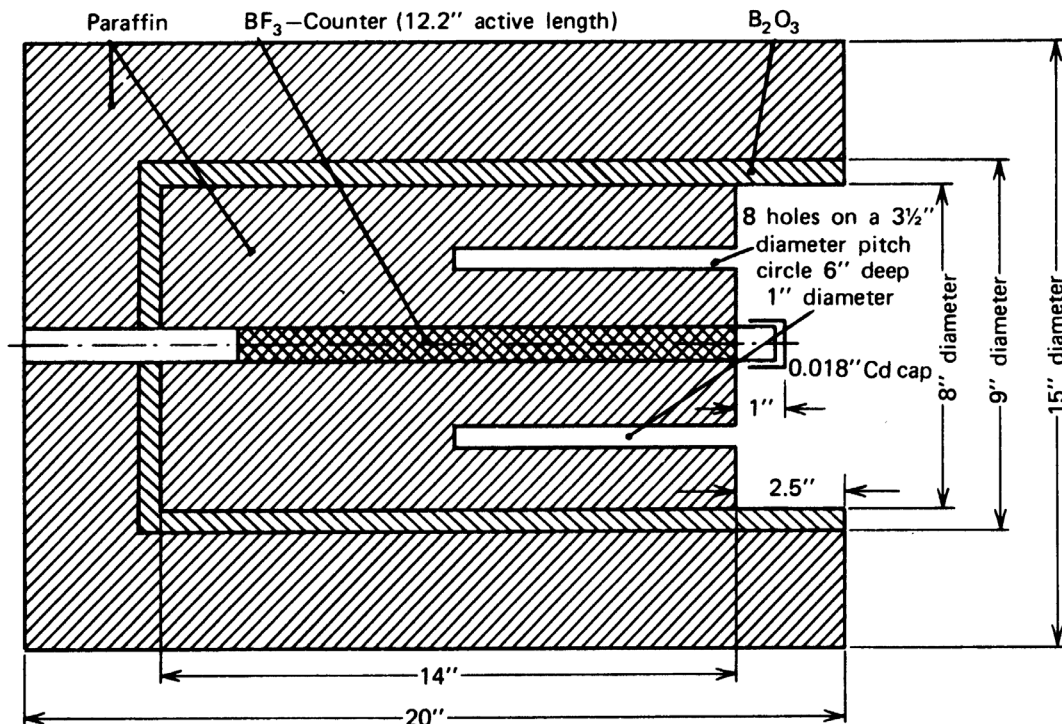
branduolio sužadavimo energijos yra žinomos, tada pagal tą energijos spektrą galima nustatyti reakcijos šilumą. Išreiškus  $Q$  pagal (8.4.1) lygybę, gauname:

$$Q \approx E^* + E_n - E_d. \quad (8.4.2)$$

Įrašę į šią išraišką anksčiau minėtas energijas (pvz.,  $E^* = 5,2$  MeV,  $E_n = 5$  MeV,  $E_d = 5,35$  MeV), gauname  $Q \approx 4,8$  MeV. (8.4.2) lygybę galima taikyti kiekvienai spektro smailei. Vadinas, kai yra kelios smailės, tada galima ne tik nustatyti  $Q$ , bet ir patikrinti (8.4.2) formulės teisingumą (t. y. visų prielaidų, iš kurių išplaukia ta formulė, teisingumą): jeigu ji yra teisinga, tada visoms smailėms turi būti gauta vienoda  $Q$  vertė. 8.8 pav. atveju akivaizdu, kad (8.4.2) lygybė yra teisinga (pvz., kai  $E^* = 0$ , tada  $E_n \approx 10$  MeV  $\approx E_d + Q$ , kaip ir turi būti).

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

Kaip matyti iš pavyzdžio, kuris pateiktas 8.2.1 skirsnyje, proporcingųjų skaitiklių, kurie užpildyti  $\text{BF}_3$  dujomis, efektyvumas detektuojant neutronus sparčiai mažėja didėjant neutronų energijai. Taip yra dėl to, kad reakcijos skerspjūvis mažėja didėjant neutronų greičiui (pvz., esant mažoms neutronų energijoms, galioja (8.1.1) dėsnis). Daugeliui praktinių taikymų naudinga turėti detektorius, kurio efektyvumas beveik nepriklauso nuo neutronų energijos. Tokio taikymo pavyzdys – neutronų energijos spektro matavimas. Kai kuriuose neutronų fizikos matavimuose neutronai, prieš juos skaičiuojant, yra išrūšiuojami pagal jų greičius (tokie matavimai aprašyti 8.4 skirsnyje). Tada detektuoto neutrono energija yra žinoma iš anksto. Jeigu detektoriaus efektyvumas nepriklauso nuo neutronų energijos, tada kiekvienos energijos neutronų skaičiavimo sparta bus tiesiog proporcinga tos energijos neutronų skaičiui, t. y. skaičiavimo spartų, atitinkančių skirtingas neutronų energijas, pasiskirstymas bus proporcingas neutronų energijos pasiskirstymui. Priešingu atveju tas pasiskirstymas atspindėtų dar ir detektoriaus efektyvumo priklausomybę nuo neutronų energijos, o ta priklausomybė gali būti sudėtinga ir iš anksto nežinoma, todėl neutronų spektrą būtų neįmanoma tiksliai išmatuoti. Vienas iš būdų susilpninti detektoriaus efektyvumo priklausomybę nuo neutronų energijos remiasi tuo, kad į detektoriaus sudėtį įterpiamas neutronų lėtiklis (pvz., parafinas), o detektoriaus geometrija parenkama taip, kad prieš detektuojant neutronus jie būtų sulėtinami tame lėtiklyje iki šiluminės energijos (t. y. iki 0,025 eV, jeigu yra kambario temperatūra). Toks sulėtinimas vadinamas „termalizacija“. Tokio detektoriaus pavyzdys – tai vadinamasis „ilgasis skaitiklis“, kurio skerspjūvis pavaizduotas 8.9 pav. Matome, kad detektorius sudaro  $\text{BF}_3$  proporcingasis skaitiklis, kurį



8.9 pav. Standartinio ilgojo skaitiklio skerspjūvis. Visi atstumai nurodyti coliais (1 colis = 2,54 cm)

gaubia parafino sluoksnis. Šio detektoriaus veikimo principas remiasi tuo, kad visų neutronų geometrinė padėtis detektoriaus atžvilgiu, sulėtinus juos iki šiluminės energijos, yra vienoda. Tai yra pasiekama parinkus pakankamai didelį proporcingojo skaitiklio ilgį ir užtikrinus, kad visi neutronai iš pradžių juda išilgai proporcingojo skaitiklio ašies (8.9 pav. atveju – iš dešinės į kairę). Kitomis kryptimis judančių neutronų įtaka yra pašalinama naudojant  $B_2O_3$  sluoksnį ir papildomą lėtiklio sluoksnį visos sistemos išorėje: neutronai yra sulėtinami tame sluoksnyje, o paskui sugeriami  $B_2O_3$  sluoksnyje ir todėl negali pasiekti centrinio proporcingojo skaitiklio. Neutronai, kurie pataiko tiesiai į centrinio proporcingojo skaitiklio kanalą, taip pat nėra detektuojami, nes proporcingąjį skaitiklį uždengia dangtelis, kurio sudėtyje yra kadmio (žr. 8.9 pav.). Kadangi visi neutronai iš pradžių juda išilgai skaitiklio ašies, tai visų neutronų judėjimas plokštumoje, kuri statmena tai ašiai, yra geometriškai lygiavertis. T. y. bet kurio neutrono – ir lėtojo, ir greitojo – trajektorijos projekcija į statmeną detektoriaus ašiai plokštumą „atrodys“ vienodai (statistine prasme) ir bus radialinės difuzijos pavidalo. Dėl tos radialinės difuzijos neutronų pluoštas išplinta, o kai kurie neutronai yra prarandami dėl to, kad juos sugeria  $B_2O_3$  sluoksnis. Judėjimo išilgai ašies atžvilgiu neutronai nėra lygiavertiniai: greitesni neutronai sklaidomi silpniau, todėl iš pradžių jų trajektorijos yra „tiesesnės“ ir iki termalizacijos jie nueina didesnę atstumą negu lėtesnieji neutronai. Tačiau, jeigu detektorius yra pakankamai didelio ilgio, tada galutinis neutrono ir detektoriaus tarpusavio išsidėstymas bus vienodas (statistine prasme), nepriklausomai nuo pradinės neutrono energijos. Taip yra todėl, kad, jeigu galutinis vidutinis atstumas nuo (termalizuoto) neutrono iki abiejų detektoriaus galų yra daug didesnis už šiluminio neutrono difuzijos nuotolį (t. y. už vidutinį kvadratinį atstumą, kurį neutronas nueina iki sugerties lėtiklyje), tada mažai tikėtina, kad neutronas pasieks kurį nors detektoriaus galą, todėl neutrono detektavimo tikimybė yra tokia pati, lyg detektorius būtų begalinio ilgio. Vadinasi, kad gauti apytiksliai vienodą visų energijų neutronų detektavimo efektyvumą, reikia naudoti detektorių, kurio ilgis yra daug didesnis už šiluminio neutrono difuzijos nuotolį lėtiklyje, ir reikia užtikrinti, kad po to, kai neutronas yra termalizuojamas, jis būtų daug arčiau detektoriaus centro negu jo galų. Pastaroji sąlyga reiškia, kad detektoriaus ilgis turi būti daug didesnis ne vien už šiluminių neutronų difuzijos nuotolį, bet ir už visų energijų neutronų, kurių yra tiriamajame neutronų pluošte, lėtinimo nuotolį (t. y. už vidutinį kvadratinį atstumą, kuriuo neutronas įsiskverbia į lėtiklį iki termalizacijos).

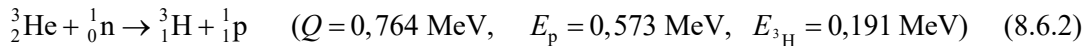
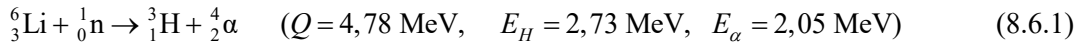
Jeigu krintančiųjų neutronų pluošte yra šiluminių neutronų, tada jie gali būti išsklaidomi atgal prie pat lėtiklio paviršiaus. Kad kompensuoti šiuos lėtųjų neutronų nuostolius, ilgojo skaitiklio lėtiklyje yra suformuojami kanalai, kurie lygiagretūs skaitiklio ašiai. 8.9 pav. atveju tokių kanalų yra aštuoni ir jie siekia maždaug detektoriaus centrą. Į tuos kanalus patekę lėtieji neutronai nėra sklaidomi, todėl lėtiklį jie pasiekia optimalioje padėtyje – arti detektoriaus centro.

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

Ankstesniame skirsnyje buvo aprašytas greitųjų neutronų detektorius, kurio veikimas remiasi tuo, kad greitieji neutronai yra sulėtinami juos detektuojant. Nors neutronų lėtinimas leidžia pasiekti palyginti didelį detektavimo efektyvumą (dėl (8.1.1) dėsningumo), tačiau toks detektavimo metodas turi du trūkumus: 1) lėtinant neutronus, yra prarandama informacija apie jų pradinę energiją; 2) detektavimo procesas yra palyginti lėtas, nes neutronas po termalizavimo dar turi nudifunduoti iki centrinio proporcingojo skaitiklio, kad būtų detektuotas (ši difuzija gali užtrukti dešimtus arba šimtus mikrosekundžių).

Tų trūkumų galima išvengti, jeigu greitieji neutronai yra detektuojami pagal branduolines reakcijas, kurias jie sukuria tiesiogiai (be lėtinimo). Tada reakcijos produktų pilnutinė energija yra lygi krintančiojo neutrono energijos ir reakcijos šilumos ( $Q$ ) sumai. Vadinasi, jeigu krintančiojo neutrono energija nėra daug mažesnė už  $Q$ , tada pagal reakcijos produktų energiją galima nustatyti ir neutrono energiją. Be to, šiuo atveju galima pasiekti labai mažą detektoriaus signalo vėlinimą, nes neutronas detektoriaus aktyviojoje srityje išbūna ne daugiau negu kelias nanosekundes iki reakcijos momento ir užtenka tik vieno reakcijos įvykio, kad atsirastų detektoriaus signalas. Tačiau branduolinių reakcijų, kurias sukelia greitieji neutronai, skerspjūvis yra keliomis eilėmis mažesnis negu branduolinių reakcijų, kurias sukelia šiluminiai neutronai. Atitinkamai keliomis eilėmis mažesnis ir detektavimo efektyvumas. Yra tik dvi branduolinės reakcijos (neįskaitant netampriosios sklaidos), kurias naudojant galima pasiekti detektavimo efektyvumą, kuris yra pakankamas praktiniams taikymams:



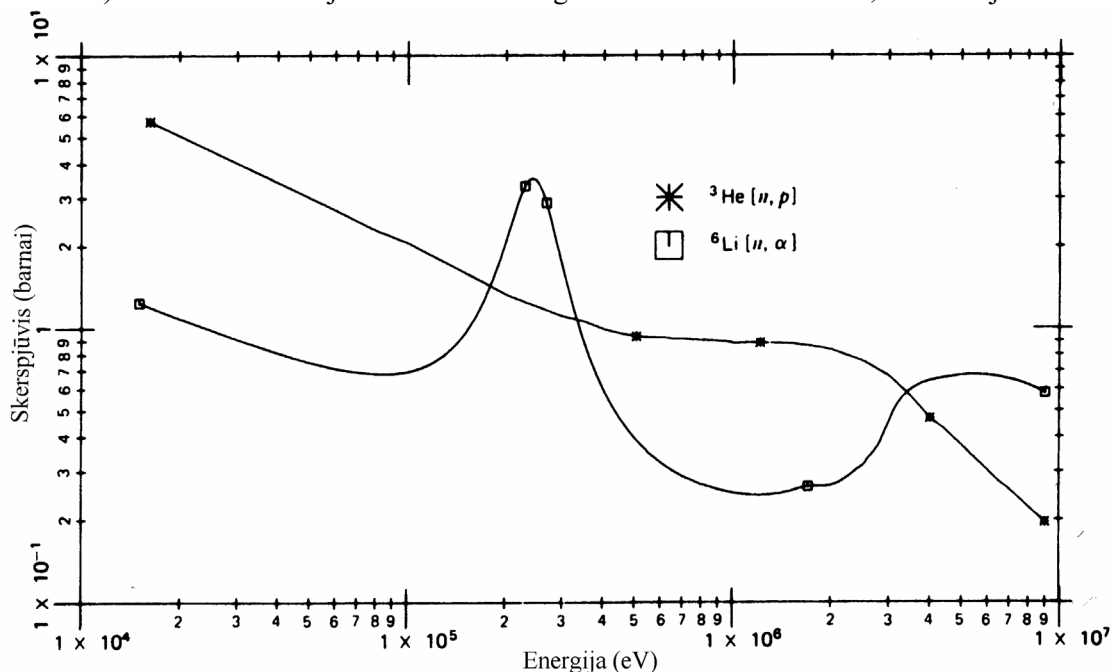


8.10 pav. pavaizduota šių reakcijų skerspjūvio priklausomybė nuo neutrono energijos. Iš šių reakcijų dažniau taikoma pirmoji.  ${}^6\text{Li}$  sudaro 7,5 % natūralaus ličio (likusieji 92,5 % atitinka  ${}^7\text{Li}$ ).

Iš reikalavimo, kad neutronų energija neturi būti daug mažesnė už reakcijos šilumą, išplaukia, kad pirmąją iš minėtųjų reakcijų panaudoti matuojant neutronų energijas galima tik tada, kai neutronų energija yra 100 keV eilės arba didesnė. Viršutinę neutronų energijos ribą lemia konkuruojanti reakcija  ${}^6\text{Li}(n,n'd){}^4\text{He}$ , kurios šiluma yra  $-1,47 \text{ MeV}$ . Užrašymas "n'" reiškia antrinį neutroną. Taigi, šios reakcijos metu neutronas yra netampriai išsklaidomas ir, be to, iš branduolio išlekia deuteronas. Neigiama reakcijos šilumos vertė reiškia, kad ši reakcija yra endoterminė, t. y. ji tampa galima tik tada, kai neutrono energija yra didesnė už  $1,47 \text{ MeV}$ . Tačiau, net ir tapusi galima, ši reakcija lieka mažiau tikėtina už anksčiau minėtą reakciją (8.6.1), kol neutrono energija yra mažesnė negu maždaug  $2,5 \text{ MeV}$ . Esant didesnėms neutronų energijoms, ši reakcija tampa vyraujanti ir apsunkina neutronų energijos matavimą. Taip yra todėl, kad šios reakcijos metu viena iš antrinių dalelių yra neutronas (o ne sunkioji elektringoji dalelė). To neutrono siekis dujose yra daug didesnis už detektoriaus matmenis, todėl jis dažniausiai išlekia iš detektoriaus praradęs tik dalį energijos. Kadangi ta energijos dalis yra atsitiktinė, tai detektoriaus impulsų amplitudžių spektre atsiranda ištisinis spektras, kuris padidina energijų, atitinkančių spektro smailes, matavimo paklaidą (ir net gali visisiškai paslėpti tas smailes).

Jeigu nepaisysime minėtojo ištisinio spektro, tada greitujų neutronų detektoriaus, kuriame realizuojama (8.6.1) reakcija, atsako funkcija turėtų būti sudaryta iš vienos smailės, kurią atitinkanti energija lygi neutrono energijos ir reakcijos šilumos ( $4,78 \text{ MeV}$ ) sumai. Tačiau praktikoje dažnai yra matoma ir smailė ties  $4,78 \text{ MeV}$ , kuri atsiranda dėl neutronų, sulėtintų iki šiluminės energijos įvairiose medžiagose, esančiose aplink detektorius (pvz., laboratorijose sienose, radiacinėje apsaugoje ir pan.). Jeigu nebus imtasi specialių priemonių, kad pašalinti tuos šiluminius neutronus, jie gali sukelti daugumą detektoriaus impulsų (dėl didelio šiluminių neutronų sąveikos skerspjūvio). Atitinkama smailė vadinama *epiterminė smaile* (angl. *epithermal peak*). Kadangi epiterminė smailė atitinka iš anksto žinomą detektoriumi perduotą energijos kiekį (jis yra lygus reakcijos šilumai), tai ją patogiau panaudoti kalibruojant detektorius pagal energijas.

Kadangi detektuojant greituosius neutronus ( $E > 100 \text{ keV}$ ) reakcijos  ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$  skerspjūvis yra trimis didumo eilėmis mažesnis, negu detektuojant šiluminius neutronus (žr. 8.1 pav.), tai, kad pasiekti pakankamai didelę skaičiavimo spartą, reikia didinti branduolių koncentraciją (t. y. jų skaičių tūrio vienetu). Todėl šiuo atveju darbinė medžiaga dažniausiai būna kieta, o ne dujinė. Reakcija

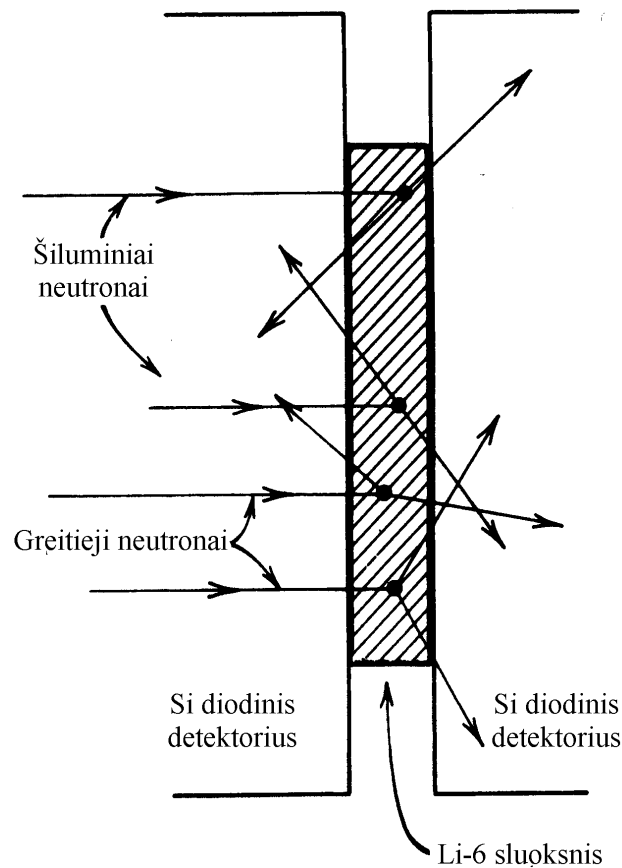


8.10 pav. Branduolinių reakcijų  ${}^3\text{He}(n,p)$  ir  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$  skerspjūviai greitujų neutronų energijų intervale

${}^6\text{Li}(n,\alpha)$  dažniausiai taikoma blyksimuosiuose detektoriuose, į kurių darbinę medžiagą įeina  ${}^6\text{Li}$ . Pvz., ličio jodidas, aktyvuotas europiu ( $\text{LiI}(\text{Eu})$ ), arba stikliniai scintiliatoriai su Li priemaiša.  $\text{LiI}(\text{Eu})$  scintiliatoriaus pagrindinis trūkumas yra bloga energinė skyra (pvz., detektuojant šiluminius neutronus, kambario temperatūroje energinė skyra yra maždaug 40 %, o skysto azoto temperatūroje – maždaug 20 %). Kai yra naudojami stikliniai scintiliatoriai, tada energinė skyra detektuojant šiluminius neutronus būna nuo 13 % iki 30 %. Kadangi stiklinių scintiliatorių šviesos išeiga (t. y. blyksnio fotonų skaičius) yra maža, tai detektoriaus impulso amplitudė taip pat yra maža. Todėl šie scintiliatoriai nėra naudojami neutronų spektroskopijoje, o yra naudojami tik neutronų skaitikliuose.

Kaip minėta aptariant dujinius proporcinguosius neutronų detektorius, „naudinguosius“ detektoriaus impulsus (kurie atsiranda, pvz., dėl (8.6.1) reakcijos) galima atskirti nuo impulsų, kuriuos sukelia gama kvantai, pagal impulsų amplitudes: gama spinduliuotė pasireiškia mažesnės amplitudės impulsais. Tačiau kietame scintiliatoriuje gama kvantai praranda daug didesnę savo energijos dalį negu proporcingojo detektoriaus dujose. Didelė dalis gama kvantų gali būti ir pilnai sugerti (dėl fotoefekto). Todėl gama kvantai sąlygoja palyginti didelės amplitudės impulsus. Kitas veiksnys, kuris apsunkina gama spinduliuotės fono pašalinimą, yra tas, kad stiklinio scintiliatoriaus šviesos išeiga stipriai priklauso ne tik nuo detektuojamų dalelės energijos nuostolių scintiliatoriuje, bet ir nuo dalelių rūšies. Jeigu visais atvejais minėtieji energijos nuostoliai yra vienodi, tada, detektuojant elektronus, šviesos išeiga yra kelis kartus didesnė negu detektuojant tritonus ir  $\alpha$  daleles (t. y. (8.6.1) reakcijos antrinės daleles). Kadangi gama spinduliuotė kuria greituosius elektronus, tai, sugėrus gama kvantą, šviesos išeiga yra tokia pati kaip sustabdžius tokios pačios energijos elektroną (t. y. kelis kartus didesnė negu sustabdžius tokios pačios energijos  $\alpha$  dalelę). Dėl šių ypatybių stiklinio scintiliatoriaus šviesos išeiga sugėrus 4,78 MeV energijos tritoną ir  $\alpha$  dalelę yra maždaug tokia pati kaip sugėrus 1,2 MeV energijos gama kvantą. T. y., tokios energijos gama kvanto visišką sugertį įvykių neįmanoma atskirti nuo (8.6.1) reakcijos įvykių. Šį stiklinių scintiliatorių trūkumą galima pašalinti pasinaudojus tuo, kad iš stiklinio scintiliatoriaus nesunku pagaminti šviesolaidį, kurio skersmuo būtų kelis kartus didesnis už  $\alpha$  dalelės ir tritono siekių scintiliatoriuje sumą (tie siekiai, atitinkantys (8.6.1) energijas, yra atitinkamai 7  $\mu\text{m}$  ir 40  $\mu\text{m}$ ), tačiau daug mažesnis už greitojo elektrono, atsiradusio dėl gama spinduliuotės, siekį (> 1 mm). Kadangi tik maža dalis tų elektronų juda išilgai šviesolaidžio ašies, tai dauguma jų išeina iš šviesolaidžio, perdavę scintiliatoriaus medžiagai tik mažą dalį savo energijos. Tuo tarpu (8.6.1) reakcijos antrinės dalelės dažniausiai yra pilnai sustabdomos šviesolaidžio viduje. Todėl, naudojant šviesolaidžius, pavyksta žymiai padidinti gama spinduliuotės ir neutronų sąlygotų impulsų amplitudžių skirtumą. Optimalus šviesolaidžio skersmuo yra maždaug 100  $\mu\text{m}$ .

Dar vienas būdas, kuriuo yra taikoma (8.6.1) reakcija matuojant greitųjų neutronų energijas, yra pavaizduotas 8.11 pav. Plonas sluoksnis (folija), pagamintas iš ličio fluorida ( $\text{LiF}$ ) arba kitos medžiagos, į kurios sudėtį įeina  ${}^6\text{Li}$ , yra patalpintas tarp dviejų puslaidininkinių detektorių. Jeigu krantinčiojo neutrono energija yra daug mažesnė už antrinių dalelių (tritono ir  $\alpha$  dalelės) energijų sumą, tada iš impulso tvermės dėsnio išplaukia, kad abi antrinės dalelės juda beveik priešingomis kryptimis. Todėl tas dvi dalelės detekuoja skirtingi detektoriai. Šis faktas yra panaudojamas pašalinant foną, t. y. išskiriant įvykius, atitinkančius (8.6.1) reakciją. Tam abu detektoriai prijungiami prie sutapčių įrenginio. To įrenginio išėjime impulsas atsiranda tik tada, kai abu detektoriai vienu metu generuoja impulsą. Kadangi tikimybė, kad į abu detektorius vienu metu pataikys dvi nepriklausomos dalelės, yra maža, tai galima teigti, kad tokie impulsai atsiranda tik tada, kai į darbinę medžiagą pataiko neutronas ir sukelia (8.6.1) reakciją. Visi kiti detektorių impulsai nėra skaičiuojami, nes jie nesutampa laike. Šiuo atveju 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). Paklaidos atsiranda dėl to, kad tritonas ir  $\alpha$  dalelė dalį energijos praranda minėtoje folijoje (o ne detektoriaus darbinėje medžiagoje). Taigi, išmatuotoji energija yra mažesnė už tikrąją. Šis sumažėjimas yra ypač ryškus, kai abi antrinės dalelės juda beveik lygiagrečiai folijos plokštumai, nes tada tos dalelės nueina didžiausią kelią folijoje ir netenka daugiausiai energijos prieš pataikydamos į detektorius. Kad sumažinti tokių įvykių santykinę dalį visame registruojamų įvykių skaičiuje, reikia mažinti folijos storį arba didinti atstumą tarp detektorių, tačiau tada mažėja detektavimo efektyvumas.



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

Didėjant krintančiojo neutrono energijai, kampas tarp reakcijos produktų judėjimo kryptių mažėja (nes didėja reakcijos produktų impulso komponentė, kuri atitinka neutrono judėjimo kryptį). Jeigu neutrono energija nėra daug mažesnė už reakcijos šilumą (4,78 MeV), tada, kaip parodyta 8.11 pav., po kai kurių reakcijos įvykių abi antrinės dalelės gali pataikyti į vieną detektorius. Tokie įvykiai nėra registruojami. Todėl tokio spektrometro efektyvumas mažėja didėjant neutronų energijai.

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.

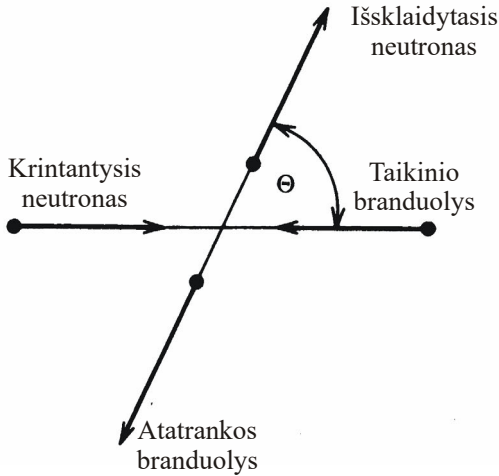
### 8.7. Detektoriai, kurie veikia greitųjų neutronų sklaidos pagrindu

Dažniausiai taikomas greitųjų neutronų detektavimo metodas remiasi neutronų tampriąja sklaida lengvaisiais branduoliais. Tampriosios sąveikos įvykio metu krintančiojo neutrono kinetinės energijos dalis yra perduodama taikinio branduoliui. Tokiu būdu atsiranda **atatranks branduolys**. Kadangi atatranks branduolys yra sunkioji elektringoji dalelė, tai jo sąveika su medžiaga yra tokia pati kaip, pvz.,  $\alpha$  dalelės. T. y. atatranks branduolys perduoda savo energiją medžiagai dėl jonizacinių energijos nuostolių, susidarant jonų poroms. Siekiant palengvinti tos energijos matavimą, reikia naudoti taikinius, kurių atatranks energija didžiausia, t. y. lengviausius branduolius. Dažniausiai naudojami vandenilio branduoliai, t. y. protonai ( $^1\text{H}$ ). Neutronų detektoriai, kurių veikimas remiasi šia sąveika, yra kartais vadinami **protonų atatranks detektoriais**.

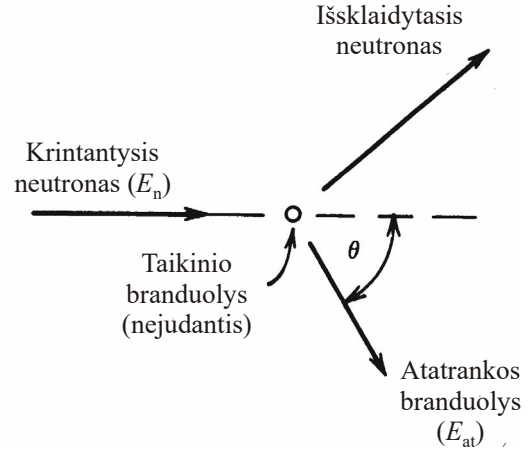
#### 8.7.1. Neutrono tampriosios sklaidos kinematika

Jeigu krintančiojo neutrono kinetinė energija  $E_n$  nėra reliatyvistinė ( $E_n \ll 939 \text{ MeV}$ ), tada iš energijos ir impulso tvermės dėsnių išplaukia tokia atatranks energijos išraiška:

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)

$$E_{\text{at}} = E_n \frac{2A}{(1+A)^2} (1 - \cos \Theta), \quad (8.7.1)$$

čia  $A$  yra taikinio branduolio masės skaičius, o  $\Theta$  yra sklaidos kampas masių centro sistemoje (žr. 8.12 pav. kairiąją vektorinę diagramą). *Atatranks* kampą  $\theta$  laboratorinėje atskaitos sistemoje apibrėšime kaip kampą tarp krintančiojo neutrono judėjimo krypties ir atatranks branduolio judėjimo krypties (žr. 8.12 pav. dešiniąją diagramą). Jeigu taikinio branduolys iš pradžių nejuda, tada

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{1 - \cos \Theta}{2}}. \quad (8.7.2)$$

Iš (8.7.1) ir (8.7.2) išplaukia:

$$E_{\text{at}} = E_n \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta. \quad (8.7.3)$$

Matome, kad atatranks energija vienareikšmiškai susijusi su atatranks kampu. Didžiausia galima atatranks energija atitinka  $\theta = 0$  (centrinis smūgis):

$$E_{\text{at}}|_{\text{max}} = E_n \frac{4A}{(1+A)^2}. \quad (8.7.4)$$

Akivaizdu, kad centrinio smūgio metu taikinio branduoliui perduota neutrono energijos santykinė dalis (t. y. reiškinys  $4A / (1+A)^2$ ) didėja mažėjant  $A$ . Iš čia aišku, kodėl dažniausiai naudojami atatranks detektoriai, kuriuose taikinio branduoliai yra protonai. Tada  $A = 1$  ir  $E_{\text{at}}|_{\text{max}} = E_n$ , t. y. centrinio smūgio metu neutronas perduoda protonui visą savo kinetinę energiją.

### 8.7.2. Atatranks branduolių energijos skirstinys

Kadangi detektoriaus impulso amplitudė yra tiesiog proporcinga atatranks branduolio kinetinei energijai, tai impulsų amplitudžių spektro forma atspindi atatranks branduolių energijos skirstinio formą. Kadangi atatranks branduolio energija vienareikšmiškai susijusi su sklaidos kampu  $\Theta$  (žr. (8.7.1)), tai energijos skirstinys vienareikšmiškai susijęs su sklaidos kampo skirstiniu. Iš diferencialinio sklaidos skerspjūvio  $\sigma(\Theta)$  apibrėžties išplaukia, kad, padauginus  $\sigma(\Theta)$  iš nykstamojo erdvinio kampo  $d\Omega$  ir padalijus iš pilnutinio sklaidos skerspjūvio  $\sigma_s$ , gaunama tikimybė, kad neutronas bus išsklaidytas į erdvinį kampą  $d\Omega$ . Kad gauti tikimybę sklaidos į kampo  $\Theta$  verčių intervalą  $d\Theta$ , reikia erdvinio kampo elementą  $d\Omega$  apibrėžti taip, kad jis atitiktų žiedinį sferos segmentą, kurio kampinis plotis  $d\Theta$ . Tada

$$d\Omega = 2\pi \sin \Theta d\Theta. \quad (8.7.5)$$

Vadinasi,

$$P(\Theta)d\Theta = 2\pi \sin \Theta d\Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s}, \quad (8.7.6)$$

čia  $P(\Theta)$  yra kampo  $\Theta$  tikimybės tankis. Kadangi  $P(\Theta)d\Theta = P(E_{at})dE_{at}$ , kur  $P(E_{at})$  yra branduolio atatranks energijos tikimybės tankis, tai

$$P(E_{at}) = 2\pi \sin \Theta \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \cdot \frac{d\Theta}{dE_{at}}, \quad (8.7.7)$$

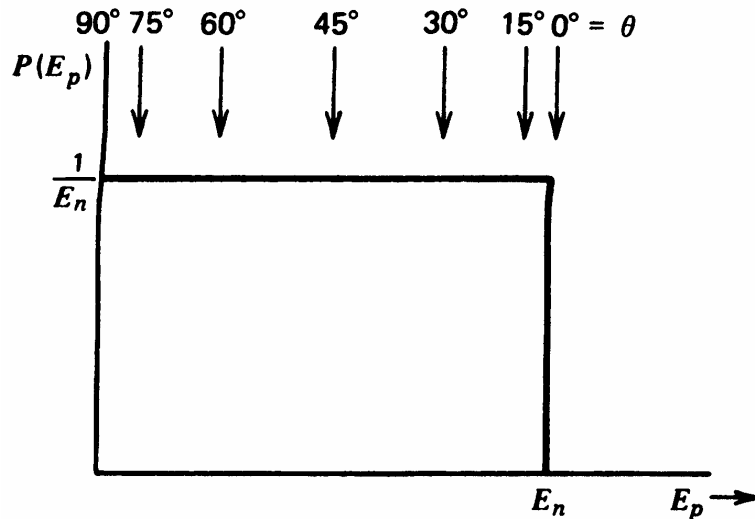
Išreiškę išvestinę  $d\Theta / dE_{at}$  iš (8.7.1) ir įrašę į (8.7.7), gauname:

$$P(E_{at}) = \frac{(1+A)^2}{A} \frac{\sigma(\Theta)}{\sigma_s} \cdot \frac{\pi}{E_n}. \quad (8.7.8)$$

Vadinasi, atatranks energijos tikimybės tankio priklausomybė nuo atatranks energijos yra tokios pačios formos kaip sklaidos skerspjūvio priklausomybė nuo sklaidos kampo  $\Theta$  masių centro atskaitos sistemoje (visi kiti daugikliai, kurie yra (8.7.8) reiškinyje, yra konstantos). Daugumai taikinio branduolių  $\sigma(\Theta)$  turi maksimumus ties didžiausiu ir mažiausiu sklaidos kampais (t. y. ties  $\Theta = 0^\circ$  ir ties  $\Theta = 180^\circ$ ). Tačiau, jeigu taikinio branduolys yra protonas, o neutronų energija yra mažesnė už 10 MeV, tada masių centro sistemoje sklaida yra praktiškai izotropinė. Tai reiškia, kad  $\sigma(\Theta)$  nepriklauso nuo kampo  $\Theta$  ir yra lygus konstantai  $\sigma_s / (4\pi)$ . Iš (8.7.8) išplaukia, kad tada ir atatranks energijos tikimybės tankis yra konstanta:

$$P(E_{at}) = \frac{1}{E_{at}|_{\max}} = \frac{(1+A)^2}{4A} \cdot \frac{1}{E_n} = \frac{1}{E_n} \quad (8.7.9)$$

(paskutinioji lygybė galioja, kai  $A = 1$ , t. y. kai neutronus sklaido protonai). Vadinasi, šiuo atveju protono atatranks energijos pasiskirstymas yra stačiakampis, o jo kraštai atitinka nulinę energiją ir visą krantančiojo neutrono energiją (žr. 8.13 pav.). Tokios pačios formos turėtų būti ir idealiojo protonų atatranks detektoriaus atsako funkcija. Tačiau, kaip bus parodyti toliau, egzistuoja keli veiksniai, dėl kurių atsako funkcija nėra tokios paprastos formos.



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

### 8.7.3. Atatranks branduolių detektoriaus savitasis efektyvumas

Jeigu yra žinomas neutronų tampriosios sklaidos skerspjūvis  $\sigma_s$  ir jeigu neutronus tampriai sklaido tik vienos rūšies branduoliai, tada detektoriaus, kuris veikia neutronų tampriosios sklaidos pagrindu, efektyvumą galima apskaičiuoti pagal formulę

$$\varepsilon = 1 - \exp(-N\sigma_s d), \quad (8.7.10)$$

čia  $N$  yra taikinio branduolių koncentracija, o  $d$  yra darbinės medžiagos sluoksnio storis, išmatuotas išilgai tiesės, kuri lygiagreti pradinei neutronų judėjimo kryptiai. Protonų atatranks detektoriuose

kartu su vandenilio branduoliais dažnai būna ir daug anglies ( $^{12}\text{C}$ ) branduolių, kurie taip pat gali tampriai sklaidyti neutronus. Jeigu detektorius detektuotų visus tampriosios sklaidos įvykius (ir  $^1\text{H}$  branduoliais, ir  $^{12}\text{C}$  branduoliais), tada vienintelis pakeitimas (8.7.10) formulėje būtų tas, kad vietoj reiškinio  $N\sigma_s$  reikėtų naudoti reiškinį  $N_H\sigma_H + N_C\sigma_C$ , kur indeksai „H“ ir „C“ atitinka protonus ir anglies branduolius ( $^{12}\text{C}$ ). Tačiau iš tikro yra detektuojama tik sklaida protonais. Tokių sklaidos įvykių santykinė dalis visame sklaidos įvykių skaičiuje yra  $N_H\sigma_H / (N_H\sigma_H + N_C\sigma_C)$ . Todėl savitasis efektyvumas turi būti skaičiuojamas šitaip:

$$\varepsilon = \frac{N_H\sigma_H}{N_H\sigma_H + N_C\sigma_C} \{1 - \exp[-(N_H\sigma_H + N_C\sigma_C)d]\} . \quad (8.7.11)$$

Didėjant neutrono energijai, tampriosios sklaidos skerspjūvis mažėja. 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 (be to,  $^{12}\text{C}$  atveju neutrono energijų intervale nuo 2 MeV iki 20 MeV yra keletas rezonansų, t. y. priklausomybė  $\sigma_C(E_n)$  turi kelias smailes).

#### 8.7.4. Protonų atatranks scintiliatoriai

Paprasčiausias būdas panaudoti protonų atatrangą dėl neutronų tampriosios sklaidos yra toks: naudojamas blyksimasis detektorius, kurio scintiliatoriuje yra daug vandenilio (dujiniai proporcingieji skaitikliai šiuo atveju naudojami rečiau dėl daug mažesnio efektyvumo, todėl jie nebus aptariami). Kadangi atatranks protonų siekis scintiliatoriaus medžiagoje dažniausiai yra daug mažesnis už scintiliatoriaus matmenis, tai jie toje medžiagoje praranda visą energiją. Kadangi ta energija yra pasiskirsčiusi taip, kaip parodyta 8.13 pav., tai maždaug tokio paties pavidalo turėtų būti ir blyksimojo detektoriaus atsako funkcija.

Pasirenkant scintiliatorių, reikia atsižvelgti į kelis veiksnius:

1. Šviesos išeiga, t. y. vidutinis blyksnio fotonų skaičius. Tarp organinių scintiliatorių didžiausia šviesos išeiga yra būdinga antracenui ( $\text{C}_{14}\text{H}_{10}$ ) ir stilbenui ( $\text{C}_{14}\text{H}_{12}$ ). Kadangi šie scintiliatoriai yra kristalai, tai jiems yra būdinga tam tikra anizotropija, t. y. jų šviesos išeiga priklauso nuo kampo tarp elektringosios dalelės 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 atatranks protono energijos pavidalas. 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. Iš detektoriaus efektyvumo išraiškos (8.7.11) išplaukia, kad didinant scintiliatoriaus matmenis ( $d$ ), detektoriaus efektyvumas didėja. Taigi, šia prasme parankiau naudoti didelį scintiliatorių. 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 jo efektyvumas detektuojant gama spinduliuotę. Kadangi neutronų detektorių panaudojimo sąlygomis dažnai būna didelis gama spinduliuotės fonas, tai yra pageidautina, kad detektorius būtų kuo mažiau jautrus gama spinduliuotei. Šia prasme yra naudingiau naudoti scintiliatorių, kurių matmenys yra daug mažesni už vidutinį atstumą, kurį gama kvantas nueina scintiliatoriaus medžiagoje iki sklaidos arba sugerties įvykio.

Jeigu protonų atatranks detektorius yra naudojamas matuojant neutronų energijos spektrą, tada atsiranda dar du svarbūs detektoriaus parametrai, kurie priklauso nuo scintiliatoriaus matmenų:

- 1) detektoriaus energinė skyra,
- 2) detektoriaus atsako funkcijos paprastumas.

Energinė skyra priklauso nuo scintiliatoriaus dydžio, nes šviesos surinkimo našumas (kitai sakant, santykinė dalis atsiradusių blyksnio fotonų, kurie pataiko į fotodaugintuvą) priklauso nuo tų fotonų atsiradimo taško. Kadangi tas taškas yra atsitiktinis, tai ši priklausomybė pablogina energinę skyrą: net ir esant vienodam blyksnio fotonų skaičiui, fotodaugintuvo išėjimo impulso amplitudė priklausys nuo to, kurioje scintiliatoriaus vietoje tie fotonai atsirado, t. y. padidės impulso amplitudžių statistinės fliuktuacijos. Šis efektas labiau pasireiškia didelių matmenų scintiliatoriuose. Todėl mažesnių scintiliatorių energinė skyra būna geresnė (t. y. mažesnė). Be to, dideliuose scintiliatoriuose

krintantysis neutronas gali būti išsklaidytas kelis kartus. Scintiliatoriaus medžiagai perduoto energijos kiekio skirstinys yra paprasto stačiakampio formos (žr. 8.13 pav.) tik tada, kai neutronas yra išsklaidomas vieną kartą. Jeigu yra galima daugkartinė neutronų sklaida, tada atsako funkcija tampa sudėtingesnė ir sunkiau prognozuojama. Kad pagal detektoriaus impulsų amplitudžių pasiskirstymą būtų galima nustatyti neutronų energijos skirstinį, detektoriaus atsako funkcija turi būti tiksliai žinoma. Todėl naudingiau naudoti pakankamai mažus scintiliatorius, kad būtų maža daugkartinės neutrono sklaidos tikimybė.

#### 8.7.5. Protonų atatrakos scintiliatorių amplitudinės atsako funkcijos

Bendroji detektoriaus impulsų amplitudžių spektro išraiška:

$$g(H) = \int_0^{\infty} f(E)a(H;E)dE, \quad (8.7.12)$$

čia  $f(E)$  yra tikrasis detektuojamų dalelių (aptariamuoju atveju – neutronų) 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  $H_0$ :

$$a(H;E) = \delta(H - H_0(E)). \quad (8.7.13)$$

Irašius (8.7.13) į (8.7.12) ir pasinaudojus delta funkcijos savybėmis, gaunama tokia spektro išraiška:

$$g(H) = \frac{dE}{dH} f(E(H)). \quad (8.7.14)$$

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

$$g(H) = \text{const} \cdot f(E(H)), \quad (8.7.15)$$

t. y. šiuo idealiuoju atveju impulsų amplitudžių spektras yra tiksliai tokios pačios formos, kaip krintančiųjų dalelių energijos spektras. Anksčiau nagrinėtų  $\alpha$  ir gama spektrometrų atsako funkcija, tinkamai parinkus matavimo sąlygas, yra sudaryta iš vienos smailės, kurios centroidė ( $H_0$ ) proporcinga krintančiųjų dalelių energijai ( $E$ ). Taigi, šiuo atveju detektoriaus „neidealumas“ pasireiškia baigtiniu smailės pločiu. Tačiau, jeigu tos smailės plotis yra pakankamai mažas, tada amplitudžių spektro forma yra artima tai, kuri būti gauta, jeigu detektoriaus atsako funkcija būtų be galo siaura (t. y. Dirako delta funkcija). Todėl tokių spektrometrų impulsų amplitudžių spektro pavidalas yra artimas matuojamo dalelių energijos spektro pavidalui. Tuo tarpu neutronų spektrometro, kurio veikimas remiasi protonų atatrakos reiškiniu, atsako funkcija labai skiriasi nuo delta funkcijos: to spektrometro atsako funkcija yra stačiakampis, kurio vienas kraštas yra ties nuline amplitude (žr. 8.13 pav.). Todėl net ir idealiomis matavimo sąlygomis tokio spektrometro impulsų amplitudžių spektras nėra panašus į neutronų energijos spektrą. Pvz., tame impulsų amplitudžių spektre nėra smailių; spektras yra monotoniškai mažėjanti impulso amplitudės funkcija. Jeigu krinta kelių atskirų energijų neutronai, tada mažėjimas yra „laiptinis“; kiekvienas „laiptelis“ yra ties viena iš tų energijų. Tačiau tokį spektrą palyginti paprasta transformuoti į spektrą, kuris proporcingas tikrajam neutronų energijos spektrui. Tam reikia pasinaudoti tuo, kad Dirako funkcija yra lygi vienetinio šuolio funkcijos išvestinei:

$$\delta(H - H_0) \equiv \frac{ds(H - H_0)}{dH}, \quad s(H - H_0) \equiv \begin{cases} 0, & \text{kai } H < H_0; \\ 1, & \text{kai } H \geq H_0. \end{cases} \quad (8.7.16)$$

Kaip minėta, idealiojo protonų atatrakos detektoriaus atsako funkcija yra neigiamo šuolio pavidalo, t. y.

$$a(H;E) \sim \frac{1}{E} [1 - s(H - H_0(E))]. \quad (8.7.17)$$

Vadinasi, pagal (8.7.16),

$$\frac{da}{dH} \sim -\frac{\delta(H - H_0(E))}{E}. \quad (8.7.18)$$

Diferencijuoję bendrąją amplitudžių spektro išraišką (8.7.12) impulso amplitudės  $H$  atžvilgiu ir atsižvelgę į (8.7.18), gauname:

$$\frac{dg}{dH} = \int_0^{\infty} f(E) \frac{da(H;E)}{dH} dE \sim - \int_0^{\infty} f(E) \frac{\delta(H - H_0(E))}{E} dE \sim \frac{f(E(H))}{E(H)}. \quad (8.7.19)$$

Taigi, kad gauti neutronų energijos spektrą  $f(E)$ , užtenka diferencijuoti protonų atatranks detektoriaus impulsų amplitudžių spektrą  $g(H)$  ir paskui tą išvestinę padauginti iš daugiklio, kuris proporcingas  $E(H)$ . Tačiau taip yra tik paprasčiausiu atveju, kai detektoriaus atsako funkcija yra stačiakampio pavidalo (žr. 8.13 pav.). Jeigu atsako funkcija yra sudėtingesnės formos, tada, apskaičiuojant tikrąjį neutronų energijos spektrą  $f(E)$  pagal išmatuotąjį detektoriaus impulsų amplitudžių spektrą  $g(H)$ , reikia taikyti sudėtingus matematinius algoritmus. Šio uždavinio sprendimo sudėtingumas yra susijęs su tuo, kad nežinomoji funkcija  $f(E)$  yra po integralo ženklo (žr. (8.7.12)), t. y. reikia spręsti integralinę lygtį. Kad išspręsti šį uždavinį, reikia iš anksto tiksliai žinoti detektoriaus atsako funkciją  $a(H; E)$ . Todėl toliau bus aptarti veiksniai, kurie lemia protonų atatranks detektoriaus atsako funkcijos nuokrypį nuo idealaus stačiakampio.

a. Scintiliatoriaus šviesos išeigos netiesinė priklausomybė nuo scintiliatoriuje sugertos energijos

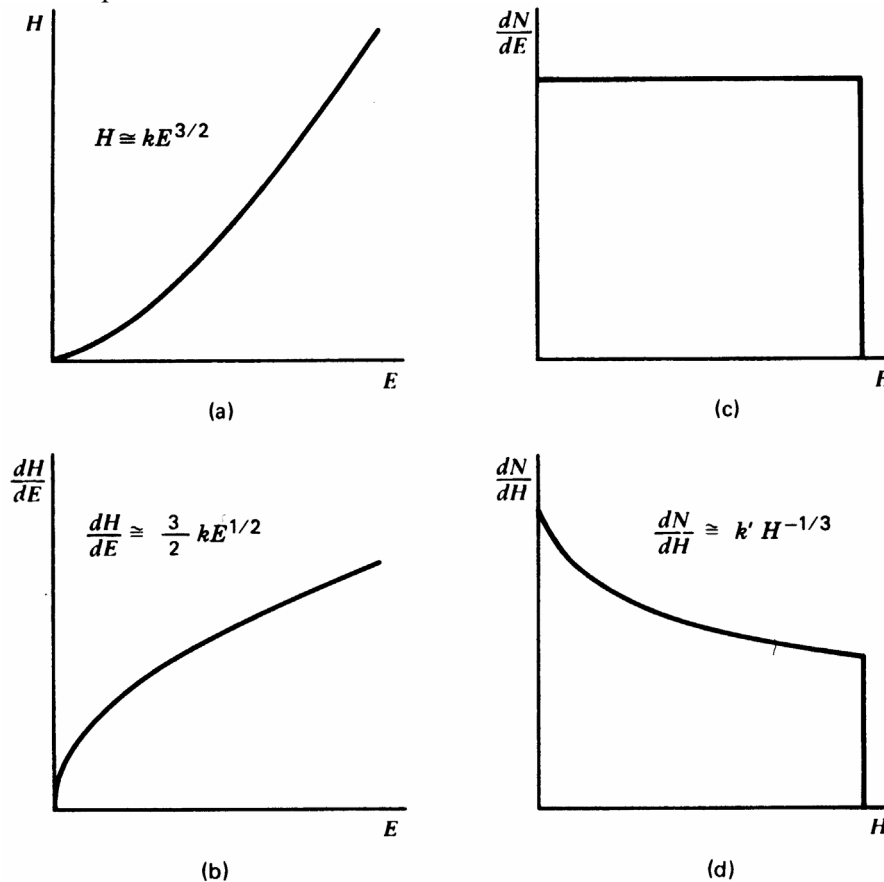
Daugelio organinių scintiliatorių šviesos išeiga (taigi, ir fotodaugintuvo impulso amplitudė) yra apytiksliai nusakoma reiškiniu

$$H = kE^{3/2}. \tag{8.7.20}$$

(žr. 8.14a pav.). Remiantis bendrąja diferencialinio impulsų amplitudžių spektro apibrėžtimi (impulsų skaičius, atitinkantis vienetinį amplitudžių intervalą), iš (8.7.20) gaunama tokia amplitudžių spektro išraiška:

$$\frac{dN}{dH} \equiv \frac{dN/dE}{dH/dE} = \frac{\text{const}}{\frac{3}{2}kE^{1/2}} = k'H^{-1/3}, \tag{8.7.21}$$

čia pasinaudota tuo, kad impulsų skaičius, atitinkantis vienetinį atatranks protono energijos intervalą (t. y. išvestinė  $dN/dE$ ), yra konstanta (žr. (8.7.9)). Taigi, dėl šviesos išeigos netiesiškumo, kurį nusako (8.7.20) reiškinys, stačiakampė atsako funkcija yra deformuojama ir virsta atsako funkcija, kuri pavaizduota 8.14d pav.



**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 didelė dalis atatrunkos protonų išlekia iš scintiliatoriaus. Tada protonas scintiliatoriaus medžiagai perduoda tik dalį savo energijos ir atsiranda mažesnės amplitudės impulsas. Taigi, dėl šio reiškinio padaugėja mažos amplitudės impulsų ir tiek pat sumažėja skaičius didelės amplitudės impulsų. Vadinasi, atsako funkcijos, kuri pavaizduota 8.14d pav., polinkis (mažėjimo sparta) tampa dar didesnis.

#### c. Daugkartinė neutronų sklaida

Jeigu scintiliatorius yra didelis, tada neutronas scintiliatoriuje gali būti išsklaidytas du arba daugiau kartų. Kadangi visi šie sklaidos įvykiai įvyksta per laiką, kuris yra daug mažesnis už impulso formavimo trukmę, tai regimosios šviesos fotonai, atsiradę dėl kiekvieno atatrunkos protono, susideda į vieną blyksnį. Vadinasi, detektoriaus impulso amplitudė yra proporcinga visų atatrunkos protonų energijų sumai. Taigi, dėl šio reiškinio padaugėja didelės amplitudės impulsų ir tiek pat sumažėja skaičius mažos amplitudės impulsų (t. y. atsako funkcijos, kuri pavaizduota 8.14d pav., polinkis tampa mažesnis).

#### d. Neutronų sklaida anglies branduoliais

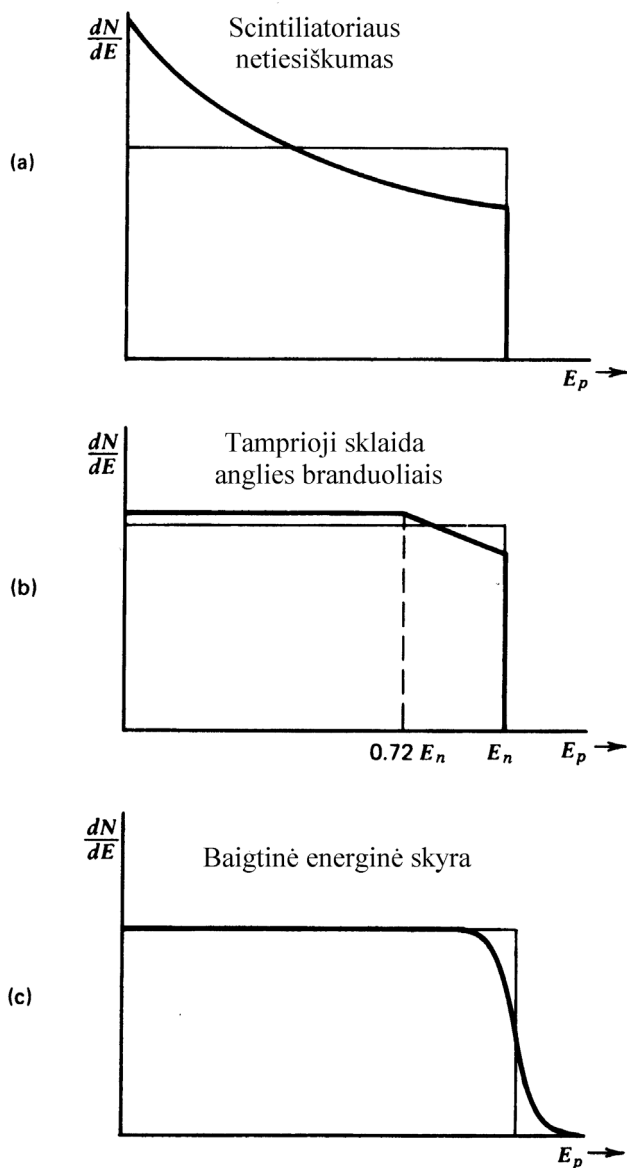
Visuose organiniuose scintiliatoriuose kartu su vandenilio atomais yra daug anglies atomų. Nors anglies branduoliai taip pat tampriai sklaido neutronus, tačiau atatrunkos anglies branduoliai beveik nėra detektuojami, nes sąlygoja labai mažos amplitudės impulsus. Taip yra dėl dviejų priežasčių:

- 1) kadangi anglies branduolio masės skaičius  $A = 12$ , tai didžiausioji anglies branduolio atatrunkos energija yra maždaug 3,5 karto mažesnė negu didžiausioji atatrunkos protono energija (žr. (8.7.4) formulę);
- 2) scintiliatoriaus šviesos išeiga, atitinkanti duotąją scintiliatoriaus medžiagai perduotos energijos vertę, mažėja didėjant stabdomos dalelės ilginei stabdymo gebai ( $dE/dx$ ). Žinome, kad  $dE/dx \sim z^2 / v^2$ , kur  $z$  yra elektringosios dalelės krūvio skaičius, o  $v$  yra jos greitis. Kadangi anglies branduolio greičio kvadratas yra 12 kartų mažesnis negu tos pačios energijos atatrunkos protono greičio kvadratas, o krūvio kvadratas daug didesnis už 1, tai anglies branduolio ilginė stabdymo geba yra daug didesnė negu tos pačios energijos atatrunkos protono.

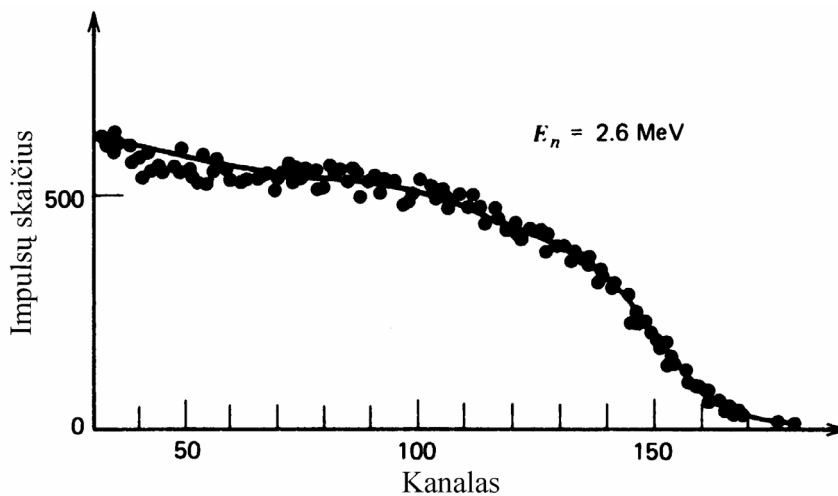
Tačiau sklaida anglies branduoliais vis tiek turi gana žymią įtaką detektoriaus atsako funkcijai, nes neutroną, kurį išsklaidė anglies branduolys, paskui gali išsklaidyti protonas. Kadangi, vykstant sklaidai anglies branduoliu, neutronas gali netekti nuo 0 iki 28 % savo pradinės energijos (žr. (8.7.4)), tai tuo atveju, kai prieš sklaidą protonu neutronas yra išsklaidomas anglies branduoliu, atatrunkos protonų energijos spektras yra suma visų galimų spektrų, kurie atitinka neutrono energijas nuo  $0,72 E_n$  iki  $E_n$ . Žinome, kad, esant fiksuotai neutronų energijai, atatrunkos protonų energijos spektras yra stačiakampis, kurio dešinysis kraštas yra ties neutrono energija. Tokių stačiakampių spektrų, atitinkančių visas neutrono energijas nuo  $0,72 E_n$  iki  $E_n$ , sanklota yra pavaizduota 8.15b pav. Taigi, sklaida anglies branduoliais pasireiškia tuo, kad sumažėja atatrunkos protonų su energijomis nuo  $0,72 E_n$  iki  $E_n$  skaičius ir atitinkamai padidėja protonų su energijomis nuo 0 iki  $0,72 E_n$  skaičius.

#### e. Detektoriaus energinė skyra

Iki šiol buvo aptariamas detektorius, kurio energinė skyra yra lygi nuliui. Realių detektorių energinė skyra yra baigtinė ir priklauso nuo šviesos surinkimo netolygumo (žr. 8.7.4 skirsnį), fotoelektronų kūrimo vyksmo statistinių dėsningumų ir kitų triukšmo šaltinių. Šie veiksniai sąlygoja impulsų amplitudžių statistines fliuktuacijas, dėl kurių yra „užapvalinami“ aštrūs kampai, kurie matomi idealizuotose atsako funkcijose, pavaizduotose 8.15a,b pav. Pvz., vietoj stačiakampio pasiskirstymo yra gaunamas pasiskirstymas, kuris pavaizduotas 8.15c pav. Kai vienu metu pasireiškia visi minėtieji veiksniai, spektras yra toks kaip parodyta 8.16 pav.



8.15 pav. Stačiakampio atrankos protonų energijos spektro iškreipimai, kuriuos sąlygoja trys nepriklausomi veiksniai



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

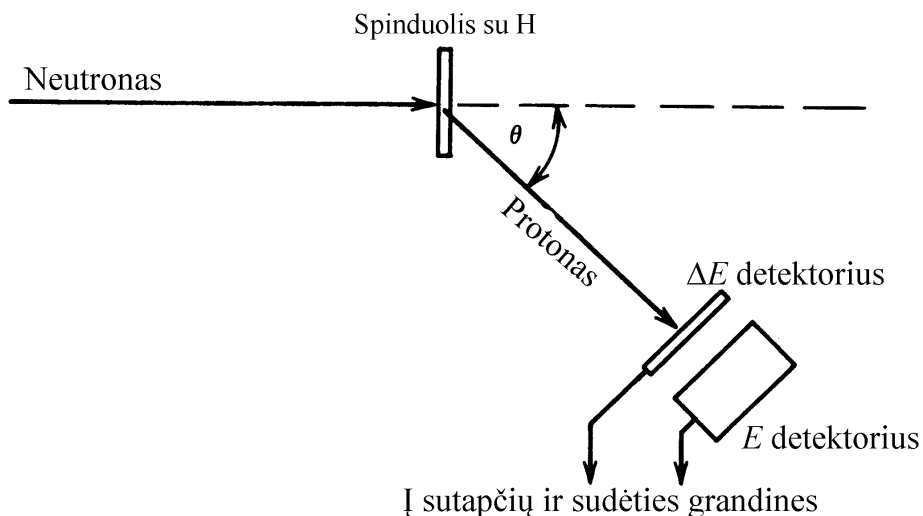
### 8.7.6. Protonų atatranksos „teleskopai“

Kadangi įprastiniai (blyksimieji arba dujiniai) atatranksos protonų spektrometrai matuoja visų tampriosios sklaidos įvykių metu atsiradusių protonų energijas, o tos energijos yra pasiskirsčiusios plačiame energijos intervale (nuo 0 iki neutrono energijos), tai atsako funkcija yra didelio pločio (pvz., žr. 8.16 pav.) Kaip minėta, tokios formos atsako funkcija komplikuoja neutronų energijos spektro analizę. 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 atatranksos protonų energijas, o tik tų, kurie išlekia apibrėžtu kampu  $\theta$  atžvilgiu pradinės neutronų judėjimo krypties. Taip yra todėl, kad

$$E_{at} \sim E_n \cos^2 \theta. \quad (8.7.22)$$

(žr. (8.7.4)). Vadinasi, jeigu iš visų atatranksos protonų pavyktų atrinkti tik tuos, kurie išlekia siaurame kampo  $\theta$  verčių intervale, tada, kritus apibrėžtos energijos  $E_n$  neutronų pluoštui, detektoriaus impulsų amplitudės būtų pasiskirsčiusios siaurame intervale, t. y. detektoriaus atsako funkcija būtų siauros smailės formos. Neutronų detektoriai, kurių veikimas remiasi atatranksos kampo apribojimu, yra vadinami **protonų atatranksos teleskopais**. Tokio įrenginio schema pavaizduota 8.17 pav. Visų pirma neutronų pluoštas kolimuojamas (t. y. suformuojamas siauras lygiagretus neutronų pluoštas). Neutronai krinta į ploną sluoksnį (dažniausiai pagamintą iš organinio polimero), kurio storis yra daug mažesnis už mažiausios energijos atatranksos protonų siekį jame. Tas sluoksnis yra vadinamas „spinduoliu“ (angl. *radiator*). Kampas  $\theta$ , kuriuo yra fiksuojami atatranksos protonai, yra apibrėžiamas patalpinant detektorių tam tikrą atstumą nuo spinduolio. Spinduolis ir detektorius turi būti vakuume kameroje, kad atatranksos protonai neprarastų energijos judėdami link detektoriaus. Dažniausiai naudojama maža kampo  $\theta$  vertė, nes tada tą pačią neutrono energiją  $E_n$  atitinka didesnė protono atatranksos energija  $E_{at}$  (žr. (8.7.22)) ir todėl sumažėja energijos matavimo santykinė paklaida (didesnės protonų energijos yra lengviau tiksliai išmatuoti, negu mažas energijas).

Nors būtų galima naudoti ir vieną detektorių, tačiau, siekiant sumažinti fono dėmenį (kuris, pvz., gali atsirasti dėl kitos rūšies sąveikos įvykių), dažniau naudojami keli detektoriai, kurie prijungti prie sutapčių įrenginio. Pvz., 8.17 pav. atveju naudojamas labai plonas  $\Delta E$  detektorius, kuris patalpintas prieš didesnio storio  $E$  detektorių. Tokie detektorių pavadinimai atspindi jų paskirtį:  $\Delta E$  detektoriaus paskirtis yra impulso generavimas, kai pro jį praeina atatranksos protonas, tačiau tas detektorius turi būti pakankamai plonas, kad pro jį praeitų beveik visų energijų atatranksos protonai. Vadinasi, visi protonai tame detektoriuje turi prarasti tik dalį savo energijos ( $\Delta E$ ).  $E$  detektorius turi pilnai sustabdyti visus protonus, todėl jo darbinė medžiaga turi būti didesnio storio.  $E$  detektoriaus impulsas yra skaičiuojamas tik tada, kai tuo pačiu metu sutapčių įrenginio valdymo įėjime yra  $\Delta E$  detektoriaus impulsas. Tokiu būdu yra užtikrinama, kad didžioji dauguma visų impulsų atitiks būtent neutronų tampriąją sklaidą (nes labai mažai tikėtina, kad abu detektoriai vienu metu generuos



8.17 pav. Protonų atatranksos teleskopas

impulsus dėl dviejų nepriklausomų sąveikos įvykių juose). Jeigu abiejų detektorių impulso amplitudė yra proporcinga energijos nuostoliams detektoriaus darbinėje medžiagoje ir jeigu to proporcingumo koeficientas yra vienodas abiem detektoriams, tada abiejų detektorių impulsų amplitudžių suma bus proporcinga atatranks protono energijai.

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. Ši energijos dalis yra atsitiktinė, todėl, kai ji yra didelė, tada pablogėja energinė skyra. Tačiau, mažinant spinduolio storį, mažėja ir neutrono sklaidos jame tikimybė. Pvz., naudojant tokią schemą kaip 8.17 pav., ši tikimybė būna tik  $10^{-4} - 10^{-3}$ .
- 2) Mažas atatranks kampų intervalas. Erdvinis kampas, kuriuo matomas detektorius žiūrint iš spinduolio, turi būti pakankamai mažas, nes priešingu atveju taip pat pablogėtų energinė skyra (žr. (8.7.22)).

Vienas iš protonų atatranks teleskopų privalumų yra tas, kad jų detektavimo efektyvumą galima apskaičiuoti labai tiksliai, nes neutronų tampriosios sklaidos skerspjūvis yra tiksliai žinomas, o detektoriaus erdvinį kampą taip pat galima tiksliai išmatuoti.

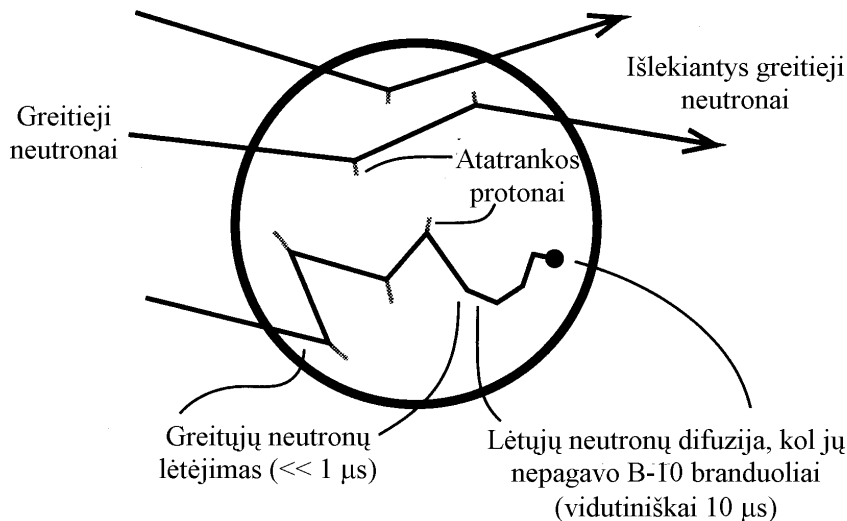
Vienas iš būdų padidinti detektavimo efektyvumą yra toks: vietoj  $\Delta E$  detektoriaus naudojamas detektorius, kurio darbinė medžiaga yra tas pats spinduolis, kuriame vyksta neutronų sklaida. Tada atatranks protonų energijos nuostolius spinduolyje galima išmatuoti (pagal to detektoriaus impulso amplitudę), todėl tampa nebūtinai reikalavimas, kad tie nuostoliai būtų daug mažesni už pradinę atatranks protono energiją. Vadinasi, galima naudoti didesnio storio spinduolį ir tuo pačiu padidinti neutrono sklaidos tikimybę, t. y. detektoriaus efektyvumą.

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

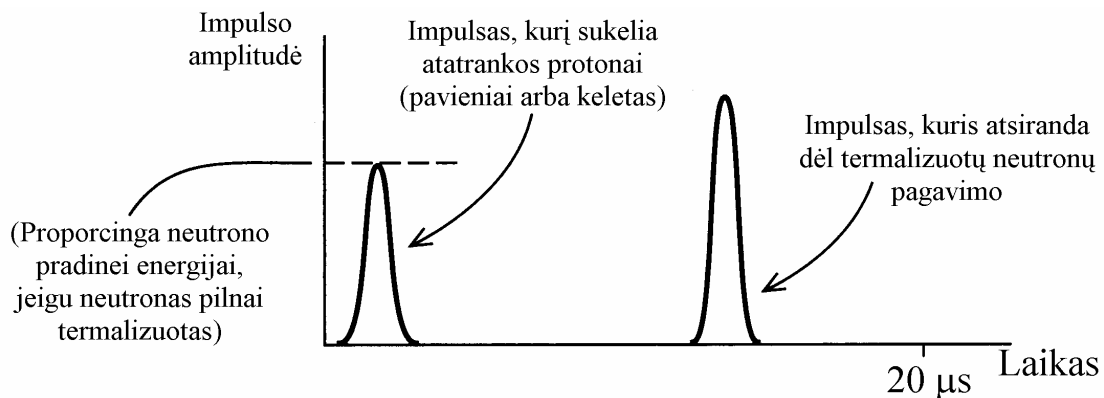
Kitas būdas gauti siauros smailės pavidalo detektoriaus atsako funkciją remiasi tuo, kad yra naudojamas didelių matmenų scintiliatorius, kuris gali pilnai sustabdyti (termalizuoti) neutroną, ir iš visų neutronų yra „atrenkami“ tik tie, kurie buvo termalizuoti.

Jeigu neutronas buvo termalizuotas, tai reiškia, kad scintiliatoriaus medžiagai perduotas energijos kiekis yra beveik tiksliai lygus pradinei neutrono energijai. Vadinasi, atrinkus tik tokius neutronus, yra pašalinama pagrindinė priežastis, dėl kurios neutronų detektoriaus atsako funkcija nėra smailės pavidalo, o yra plataus (apytiksliai stačiakampio) ištisinio spektro pavidalo: toks spektras gaunamas tada, kai neutronai detektoriaus darbinėje medžiagoje praranda tik dalį savo energijos, ir ta dalis gali būti bet kokia – nuo 0 iki visos energijos. Neutronas gali būti termalizuotas po įvairaus skaičiaus tampriųjų susidūrimų su protonais, priklausomai nuo sklaidos kampų. Pvz., užtenka tik vieno centrinio smūgio, kad neutronas netektų visos energijos, tačiau jeigu po sklaidos įvykio atatranks protonas išleikia  $45^\circ$ , tada tokio susidūrimo metu neutronas netenka tik pusės energijos (žr. (8.7.3) formulę). Aišku, kad yra be galo daug įvairių sklaidos kampų derinių, todėl tampriųjų susidūrimų skaičius iki termalizacijos gali būti bet koks. Tačiau bet kuriuo atveju visi tie susidūrimai įvyksta per labai trumpą laiką (dažniausiai  $< 50$  ns). Kadangi išėjimo impulso formavimo trukmė yra daug didesnė, tai regimosios šviesos fotonai, atsiradę dėl visų atatranks protonų stabdant vieną neutroną, „susilieja“ į vieną blyksnį, t. y. pasireiškia vienu impulsu, kurio amplitudė nusako pilnutinę tų atatranks protonų energiją, t. y. pilnutinę krintančiojo neutrono energiją.

Kitas klausimas – kaip „atrinkti“ tik tuos neutronus, kurie buvo termalizuoti. Viena iš šiluminių neutronų ypatybių yra ta, kad jie daug lengviau sukelia (8.1.2) reakciją su  $^{10}\text{B}$  branduoliais, negu greitieji neutronai (tai išplaukia iš (8.1.1) dėsnio). Jeigu scintiliatoriuje nebūtų  $^{10}\text{B}$ , tada šiluminių neutronų anksčiau ar vėliau sugertų vandenilio branduolys. Ši reakcija – tai spinduliuojamoji neutrono pagava, kurios metu atsiranda 2,2 MeV energijos gama kvantas. Kadangi gama kvantai silpnai sugeriami medžiagoje, tai dauguma jų išeitų iš scintiliatoriaus. Tačiau, jeigu scintiliatoriuje yra pakankamai daug  $^{10}\text{B}$  branduolių, tada dėl didelio (8.1.2) reakcijos skerspjūvio daugumą šiluminių neutronų sugeria  $^{10}\text{B}$  branduoliai. Šios reakcijos metu susidaro  $^7\text{Li}$  branduolys ir  $\alpha$  dalelė, kurių pilnutinė kinetinė energija dažniausiai lygi 2,310 MeV. Tos dvi dalelės sustabdomos labai arti savo atsiradimo vietos. Tada atsiranda kitas regimosios šviesos impulsas, kurio amplitudė yra gana tiksliai apibrėžta (nes atitinka minėtąją tiksliai apibrėžtą reakcijos produktų kinetinę energiją). Vidutinis



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



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

laikas, kuris praėjo nuo neutrono termalizavimo momento iki (8.1.2) reakcijos momento – tai vidutinė šiluminio neutrono difuzijos (gyvavimo) trukmė scintiliatoriuje su boro priemaiša. Ta trukmė yra maždaug 10  $\mu\text{s}$ .

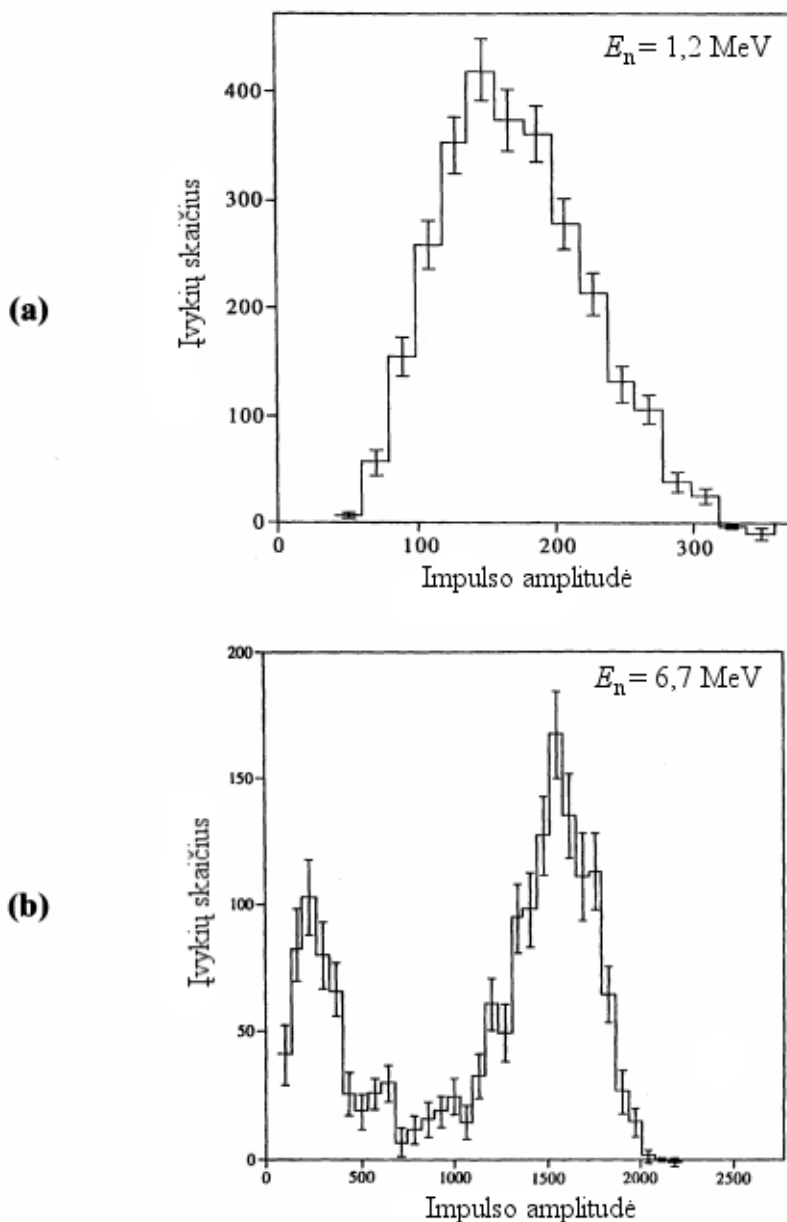
Taigi, požymis, pagal kurį galima atskirti neutronus, praradusius visą energiją scintiliatoriuje su  $^{10}\text{B}$  priemaiša, yra tas, kad tokie įvykiai pasireiškia dviem impulsais: vienas impulsas atitinka neutrono lėtinimą, o kitas impulsas atitinka (8.1.2) reakcijos įvykį. Pastarasis impulsas yra apibrėžtos amplitudės, o jo vėlinimas pirmojo impulso atžvilgiu taip pat yra apytiksliai pastovus (10 – 20  $\mu\text{s}$ ). Neutronai, kurie praranda tik dalį savo energijos (dėl vieno arba kelių tampriosios sklaidos įvykių), o paskui išeina iš scintiliatoriaus, nesukelia antrojo impulso.

Vadinasi, galimos įvykių sekos yra tokios kaip parodyta 8.18 pav. Detektoriaus impulsų seka, kuris atitinka greitojo neutrono termalizavimą, yra pavaizduota 8.19 pav. Šį neutronų detektavimo metodą galima priskirti prie vadinamųjų „uždelstųjų sutapčių“ metodų, nes yra registruojami tik tokie įvykiai, kurie atitina nevienalaikius impulsus, tarp kurių yra apibrėžtas laiko tarpas (11 skyriuje bus aprašytas kitoks uždelstųjų sutapčių metodas, kuris taikomas matuojant ypač trumpus skilimo pusamžius). Anglų literatūroje šio tipo neutronų spektrometras vadinamas „capture-gated neutron spectrometer“.

Egzistuoja nenulinė tikimybė, kad praėjus 10 – 20  $\mu\text{s}$  po pirmojo impulso į detektorius pateiks kitas neutronas. Tada gali būti klaidingai nuspręsta, kad pastarojo neutrono sukeltas impulsas atitinka šiluminio neutrono reakciją su  $^{10}\text{B}$  branduoliu (nors iš tikro neutronas, sukėlęs pirmąjį impulsą, galėjo ir nebūti termalizuotas, o išėjo iš scintiliatoriaus). Taigi, atsiranda „klaidinga“ sutaptis. Kad gauti

skaičiavimo spartą, kuri atitinka tikrąsias sutaptis, reikia klaidingųjų sutapčių spartą atimti iš pilnutinės spartos. Klaidingų sutapčių dalį visame detektuojamų impulsų skaičiuje nesunku išmatuoti, nes skirtingi neutronai yra nepriklausomi, t. y. antrasis neutronas gali pataikyti bet kuriuo laiko momentu su vienoda tikimybe. Vadinasi, padidinus laukimo intervalą tiek, kad jis taptų daug didesnis už  $10 \mu\text{s}$ , bus registruojamos tik klaidingos sutaptys. Didėjant neutronų skaičiavimo spartai, didėja ir klaidingųjų sutapčių skaičiavimo sparta ir galų gale jos pilnai „paslepia“ tikrąsias sutaptis. Tai ir lemia didžiausią praktiškai pasiekiamą skaičiavimo spartą.

Vienas iš šio tipo neutronų spektrometrų privalumų yra tas, kad galima pasiekti daug didesnę detektavimo efektyvumą, negu naudojant protonų atatrakos teleskopus. Kai neutronų energija yra kelių MeV eilės, efektyvumas gali siekti 10 %, o kai neutronų energija yra 10 – 20 MeV, tada efektyvumas yra maždaug 1 %. Tačiau iš išmatuotų spektrų pavyzdžių, kurie pateikti 8.20 pav. yra akivaizdus ir vienas trūkumas: net ir tada, kai neutronai detektoriuje praranda tiksliai apibrėžtą energijos kiekį, smailė yra palyginti plati (t. y. bloga energinė skyra). Taigi, nors atsako funkcija yra smailės pavidalo (o ne ištisinio stačiakampio pasiskirstymo pavidalo), tačiau smailės plotis yra daug didesnis už tą, kurio galima buvo tikėtis. Viena iš šios blogos energinės skyros priežasčių yra scintiliatoriaus šviesos išėigos netiesinė priklausomybė nuo atatrakos protono energijos (šis



**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

netiesiškumas jau minėtas 8.7.5 skirsnyje). Nors visų atatrunkos protonų suminė energija yra tiksliai lygi neutrono pradinei energijai, tačiau atatrunkos protonų skaičius ir jų energijos gali būti įvairios. Kaip matyti iš impulso amplitudės priklausomybės nuo protono energijos (žr. 8.14a pav.), jeigu, pvz., termalizuojant neutroną, atsiranda du vienodos energijos protonai, tada kiekvieną iš tų protonų atitinkančių impulsų amplitudžių suma yra mažesnė už amplitudę impulso, kuris atsirastų, jeigu neutronas tą patį energijos kiekį prarastų po vieno susidūrimo. Šį pavyzdį atitinkančios formulės:

- Jeigu neutronas visą savo energiją ( $E$ ) atiduoda vienam atatrunkos protonui, tada impulso amplitudė

$$H = kE^{3/2}. \quad (8.7.23)$$

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

$$H' = H_1 + H_2 = 2H_1 = 2k(E/2)^{3/2} = 2^{-1/2}kE^{3/2} = H/\sqrt{2} < H, \quad (8.7.24)$$

čia  $H_1$  ir  $H_2$  yra kiekvieną atatrunkos protoną atitinkančių impulsų amplitudės (kaip minėta, abu tie impulsai susideda, nes jie atsiranda praktiškai vienu metu).

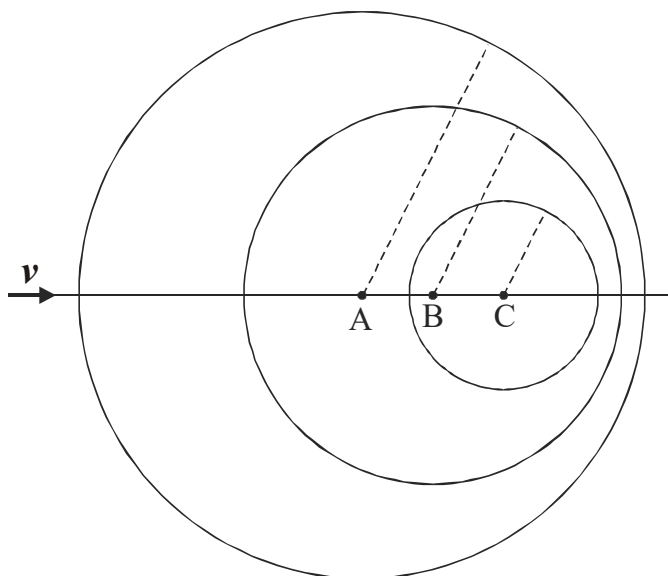
Kadangi skirtingų neutronų termalizavimo įvykiai atitinka skirtingus atatrunkos protonų energijų derinius, tai ir impulsų amplitudės yra skirtingos, nors visais atvejais detektoriaus darbinei medžiagai (scintiliatoriui) perduodamas vienodas energijos kiekis. Todėl impulsų amplitudžių spektras yra plačios smailės pavidalo. Didėjant scintiliatoriaus šviesos išeigos netiesiškumui, didėja ir tos smailės plotis (t. y. blogėja energinė skyra). Be to, kaip matyti iš spektro, kuris pavaizduotas 8.20b pav., esant didelėms neutronų energijoms ( $> 5$  MeV), atsiranda papildoma smailė mažų impulsų amplitudžių srityje. Taip yra dėl to, kad, esant didelėms neutronų energijoms, pradeda pasireikšti netamprioji neutronų sklaida anglies branduoliais, kurios metu dalis neutrono kinetinės energijos virsta anglies branduolio sužadinimo energija, o paskui išspinduliuojama gama kvanto pavidalu. Kadangi gama kvantai dažniausiai išeina iš scintiliatoriaus nepraradę energijos (arba praradę tik dalį energijos dėl Komptono sklaidos), tai scintiliatoriuje likęs energijos kiekis tampa mažesnis už pradinę neutrono energiją (nors tas neutronas yra termalizuojamas ir reaguoja su  $^{10}\text{B}$  branduoliu). Atitinkamai padidėja mažos amplitudės impulsų skaičius.

## 9. Kiti detektoriai

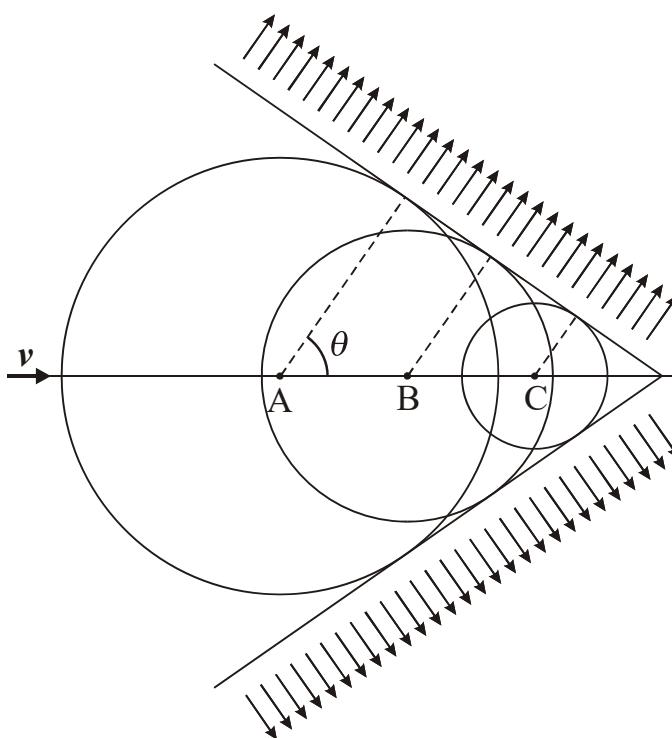
### 9.1. Čerenkovo detektoriai

#### 9.1.1. Čerenkovo spinduliavimas

Čerenkovo detektoriuose panaudojama vadinamoji **Čerenkovo spinduliuotė**, kuri atsiranda, kai elektringoji dalelė juda dielektrinėje terpėje (pvz., vandenyje) greičiu, kuris didesnis už šviesos greitį toje terpėje. Šį efektą 1934 m. atrado rusų fizikas P. A. Čerenkovas. Pagal reliatyvumo teoriją joks kūnas negali judėti greičiu, kuris didesnis už šviesos greitį vakuume  $c$ . Tačiau šviesos greitis medžiagoje yra mažesnis už  $c$  (pvz., šviesos greitis vandenyje yra lygus tik  $0,75c$ ), todėl dalelės greitis gali būti vienu metu didesnis už šviesos greitį medžiagoje ir mažesnis už  $c$ . Čerenkovo spinduliavimas yra susijęs su tuo, kad elektrinis laukas, kuris supa elektringąją dalelę, poliarizuoja medžiagos atomus, t. y. jų elektronų „debesys“ pasilenka atžvilgiu savo pusiausvirųjų padėčių, todėl atomas įgyja elektrinį dipolinį momentą. Šis elektronų poslinkis poliarizacijos metu (kai dalelė priartėja prie atomo) ir depoliarizacijos metu (kai dalelė nutolsta, o atomo elektronų debesys grįžta į pradinę padėtį) sukelia elektromagnetinę spinduliuotę (nes bet koks krūvininko judėjimas su pagreičiu yra lydimas elektromagnetinės spinduliuotės). Pilnutinį šios spinduliuotės intensyvumą duotajame taške galima gauti sudėjus visų medžiagos elektronų spinduliuotę. Pasirodo, kad tuo atveju, kai dalelės greitis yra mažesnis už šviesos greitį duotojoje medžiagoje, pilnutinis minėtosios spinduliuotės intensyvumas yra lygus nuliui. Tuo galima įsitikinti nubraižius vienodos fazės bangų paviršius. Dėl minėtosios atomų poliarizacijos ir depoliarizacijos kiekvienas atomas, kuris yra arti dalelės judėjimo trajektorijos, trumpam laikui tampa sferinių elektromagnetinių bangų šaltiniu. 9.1 pav. pavaizduoti tų bangų vienodos fazės paviršiai, kai krintančiosios dalelės greitis yra mažesnis už šviesos greitį. Matome, kad vienodos fazės paviršiai nėra viename erdvės taške nesikerta ir nesiliečia. Vadinasi, kiekviename erdvės taške kertasi arba liečiasi tik *skirtingų* fazių paviršiai. Iš banginės optikos žinome, kad, susidedant dideliame skaičiui skirtingų fazių, tačiau artimų amplitudžių koherentinių bangų, suminis intensyvumas yra lygus nuliui (tai yra vadinamoji „destruktyvioji interferencija“). Tai reiškia, kad tuo atveju, kai elektringosios dalelės greitis yra mažesnis už šviesos greitį duotoje medžiagoje, atomų poliarizacijos kitimas laike nesukelia spinduliuotės. Dabar tarkime, kad krintančiosios dalelės greitis yra didesnis už šviesos greitį duotojoje medžiagoje. Tada, kaip parodyta 9.2 pav., sudedamųjų sferinių bangų vienodos fazės paviršiai turi kūgio formos gaubtinę.



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



Panagrinėkime didžiausią iš tų kūgių, t. y. paviršių, kuris skiria erdvės sritį, kurią pasiekė elektromagnetinės bangos, nuo erdvės srities, kurios dar nepasiekė elektromagnetinės bangos. Pasirinkus mažą tūrio elementą, kuris yra arti to kūgio, gautume, kad *visų* elementariųjų bangų, kurios pasiekė tą tūrio elementą, fazės yra artimos viena kitai, t. y. jos stiprina viena kitą (tai yra vadinamoji „konstruktyvioji interferencija“). Tai reiškia, kad tuo atveju, kai elektringosios dalelės greitis yra didesnis už šviesos greitį duotoje medžiagoje, atomų poliarizacijos kitimas laike sukelia elektromagnetinę spinduliuotę, kurios kryptis sutampa su vienodos fazės paviršių gaubtinės judėjimo kryptimi, t. y. kampas  $\theta$  tarp spinduliuotės krypties ir dalelės judėjimo krypties atitinka sąlygą

$$\cos \theta = \frac{c'}{v}; \quad (9.1.1)$$

čia  $c'$  yra šviesos greitis duotoje medžiagoje (jis yra mažesnis už šviesos greitį vakuume  $c$ ). Tai ir yra Čerenkovo spinduliuotė. Jos analogas yra garso smūginė banga, kuri susidaro, pvz., kai lėktuvas viršija garso greitį ore.

Yra žinoma, kad šviesos greičių vakuume ir medžiagoje santykis yra lygus tos medžiagos lūžio rodikliui  $n$ :

$$n = \frac{c}{c'}. \quad (9.1.2)$$

Todėl, padauginus (9.1.1) trupmenos skaitiklį ir vardiklį iš  $c$ , kampo  $\theta$  kosinusą galima išreikšti šitaip:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}; \quad (9.1.3)$$

čia  $\beta = v/c$  („santykinis greitis“). Taigi, kuo didesnis dalelės greitis, tuo didesnis kampas  $\theta$  tarp Čerenkovo spinduliuotės krypties ir dalelės judėjimo krypties. Didžiausio galimo kampo kosinusas gaunamas įrašius į (9.1.3)  $\beta = 1$ :

$$\cos(\theta_{\max}) = \frac{1}{n}; \quad (9.1.4)$$

Be to, kadangi  $\cos \theta$  negali viršyti vieneto, iš (9.1.3) sąryšio išplaukia, kad medžiagą, kurios lūžio rodiklis yra  $n$ , atitinka tam tikras mažiausias greitis

$$\beta_{\min} = \frac{1}{n}, \quad (9.1.5)$$

žemiau kurio Čerenkovo spinduliuotė neatsiranda (toliau, kad būtų trumpiau, „greičiu“ vadinsime ne tik tikrąjį dalelės greitį  $v$ , bet ir santykinį greitį  $\beta = v/c$ ). Dėl tos pačios priežasties duoto greičio dalelę atitinka tam tikras mažiausias lūžio rodiklis

$$n_{\min} = \frac{1}{\beta}, \quad (9.1.6)$$

kuris reikalingas, kad Čerenkovo spinduliuotė atsirastų.

Lūžio rodiklis  $n$  priklauso nuo bangos ilgio. Vadinas, pagal (9.1.3) skirtingo bangos ilgio Čerenkovo spinduliuotė sklinda skirtingomis kryptimis. Regimosios ir ultravioletinės šviesos diapazone  $n$  didėja mažėjant bangos ilgiui. Tačiau esant dar mažesniems bangos ilgiams (rentgeno spinduliuotė)  $n$  pradeda mažėti mažėjant bangos ilgiui ir sparčiai artėja prie vieneto. Kai  $n$  tampa mažesnis už  $1/\beta$ , Čerenkovo spinduliuotė tampa negalima. Todėl mažiausi bangos ilgiai Čerenkovo spinduliuotės spektre priklauso ultravioletinės šviesos diapazonui.

Čerenkovo spinduliuotės spektras yra ištisinis. Vienetiniame kelyje išspinduliuotų fotonų su dažniais nuo  $\nu$  iki  $\nu + d\nu$  skaičius yra lygus

$$Y(\nu)d\nu = \frac{\pi(ze)^2}{\epsilon_0 hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_\nu^2}\right) d\nu \approx \frac{2\pi z^2}{137c} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_\nu^2}\right) d\nu, \quad (9.1.7)$$

čia  $ze$  yra krantančiosios dalelės krūvis, o  $n_\nu$  yra terpės lūžio rodiklis, kai elektromagnetinės spinduliuotės dažnis lygus  $\nu$ . Pasinaudoję (9.1.3) sąryšiu ir tuo, kad  $1 - \cos^2 \theta = \sin^2 \theta$ , (9.1.7) lygybę užrašome šitaip:

$$Y(\nu)d\nu \approx \frac{2\pi z^2}{137c} \sin^2 \theta_\nu d\nu, \quad (9.1.8)$$

čia  $\theta_\nu$  yra kampas tarp dažnio  $\nu$  Čerenkovo spinduliuotės sklidimo krypties ir krintančiosios elektringosios dalelės greičio. Iš (9.1.3) išplaukia, kad, didėjant  $n$ , spinduliuotės kampas  $\theta$  didėja, todėl didėja ir daugiklis  $\sin^2 \theta_\nu$ , kuris įeina į (9.1.8) formulę. Todėl didžioji dalis Čerenkovo spinduliuotės fotonų atitinka bangos ilgių intervalą, kuriame  $n$  yra didžiausias. Tai yra ultravioletinės šviesos diapazonas. Regimoji Čerenkovo spinduliuotė pasireiškia mėlynu švytėjimu. 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

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} Y(\nu) d\nu = \frac{2\pi z^2}{137c} \sin^2 \theta (\nu_2 - \nu_1) = \frac{2\pi z^2}{137} \sin^2 \theta \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right), \quad (9.1.9)$$

čia  $\lambda_1 = c/\nu_1$  ir  $\lambda_2 = c/\nu_2$  yra bangos ilgiai, kurie atitinka dažnius  $\nu_1$  ir  $\nu_2$ . Kai  $z = 1$ , pagal (9.1.7) formulę 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. Taigi, Čerenkovo spinduliuotės intensyvumas yra palyginti mažas (toliau šis intensyvumas bus palygintas su liuminescencijos intensyvumu). Todėl, norint pastebėti Čerenkovo spinduliuotę plika akimi, reikalingas ypač intensyvus krintančiųjų elektringųjų dalelių srautas. Pvz., išsklaidytąją Čerenkovo spinduliuotę galima pastebėti vandenyje, kuris atlieka neutronų lėtiklio, aušintuvo ir radiacinės apsaugos vaidmenį kai kuriuose mažos galios branduoliniuose reaktoriuose.

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

Čerenkovo detektoriai – tai įrenginiai, kurie detektuoja reliatyvistines elektringąsias daleles pagal jų Čerenkovo spinduliuotę. Vienu požiūriu Čerenkovo detektoriai yra panašūs į blyksimuosius detektorius (pastarieji buvo aprašyti 6 skyriuje): abiejų šių tipų detektoriuose dalelių detektavimui naudojama regimoji šviesa, kuri atsiranda dėl detektuojamų dalelių sąveikos su detektoriaus darbine medžiaga, ir abiem atvejais šviesos detektavimui naudojami fotodaugintuvai. Tačiau, kaip aišku iš 9.1.1 skirsnio, šios šviesos kilmė Čerenkovo ir blyksimuosiuose detektoriuose yra visiškai skirtinga.

Čerenkovo detektoriaus darbinė medžiaga yra vadinama „spinduoliu“ (angl. *radiator*). Spinduolio vaidmenį gali atlikti tik medžiagos, kuriose nevyksta liuminescencija (ji buvo aprašyta 6.2 ir 6.3 skirsniuose). Šis reikalavimas turi būti todėl, kad liuminescencijos spektras persikloja su Čerenkovo spinduliuotės spektru. Jeigu liuminescencija būtų galima, tada jos intensyvumas būtų daug didesnis už Čerenkovo spinduliuotės intensyvumą, todėl pastarosios spinduliuotės būtų negalima detektuoti. Pvz., 10 MeV energijos elektronas, judėdamas NaI(Tl) scintiliatoriuje, pradinėje 1 cm ilgio trajektorijos dalyje dėl jonizacinių energijos nuostolių praranda maždaug 4 MeV energiją ir sukuria maždaug  $1,5 \cdot 10^5$  fotonų, kurių kiekvieno energija 3 eV (tai atitinka  $0,415 \mu\text{m}$  bangos ilgį). Tuo tarpu iš (9.1.9) formulės išplaukia, kad toks elektronas, judėdamas NaI kristale (kurio lūžio rodiklis yra 1,85), 1 cm kelyje sukurtų tik maždaug 400 regimosios Čerenkovo spinduliuotės fotonų. Todėl vienas iš pagrindinių reikalavimų medžiagoms, kurios naudojamos kaip Čerenkovo spinduoliai, yra liuminescencijos nebuvimas jose. Kitas svarbus reikalavimas yra medžiagos skaidrumas regimosios šviesos diapazone. Trečias reikalavimas yra tinkamas lūžio rodiklis. Optimalioji lūžio rodiklio vertė priklauso nuo tikslo, kurio yra siekiama. Jeigu Čerenkovo spinduliuotę ketinama panaudoti dalelių detektavimui (bet ne jų greičio matavimui), tada naudingiausia naudoti spinduolius su dideliu lūžio rodikliu. Taip yra dėl to, kad, didėjant lūžio rodikliui  $n$ , didėja Čerenkovo spinduliuotės intensyvumas (žr. (9.1.7) formulę) ir mažėja dalelių slenkstinis greitis (žr. (9.1.5) formulę), kuris turi būti viršytas, kad atsirastų Čerenkovo spinduliuotė. Tačiau, norint tiksliai išmatuoti reliatyvistinių dalelių energijas (kai  $\beta \approx 1$ ), reikia naudoti spinduolius, kurių lūžio rodiklis artimas vienetui. Taip yra todėl, kad santykinio greičio  $\beta$  neapibrėžtumas  $\Delta\beta$  (kitaip sakant, matavimo paklaida), kuris atitinka duotąjį kampo  $\theta$  neapibrėžtumą  $\Delta\theta$ , mažėja mažėjant vidutiniam spinduliavimo kampui  $\theta$ . Dydį  $\Delta\beta$  išreikšime kampo  $\theta$  neapibrėžtumo intervalo pločiu  $\Delta\theta$ . Pagal (9.1.3) formulę

$$\beta = \frac{1}{n \cos \theta}. \quad (9.1.10)$$

Iš čia

$$\Delta\beta = \left| \frac{d}{d\theta} \left( \frac{1}{n \cos \theta} \right) \right| \Delta\theta = \frac{1}{n \cos^2 \theta} \Delta\theta \equiv \beta \operatorname{tg} \theta \cdot \Delta\theta \quad (9.1.11)$$

(čia dydis  $\Delta\theta$  yra išreikštas radianais). Vadinasi, norint sumažinti  $\Delta\beta$ , kai yra duotas  $\Delta\theta$ , reikia mažinti  $\operatorname{tg} \theta$ , t. y. kampą  $\theta$ . Taigi,  $\cos \theta$  turi būti kuo artimesnis vienetui, o pagal (9.1.3) tai reiškia, kad sandauga  $\beta n$  taip pat turi būti artima vienetui. Jeigu  $\beta \approx 1$ , tada  $n$  taip pat turi būti artimas vienetui. Todėl Čerenkovo detektoriuose, kurie skirti ultrareliatyvistinių dalelių energijų matavimui, dažniausiai naudojami dujiniai radiatoriai (dujų lūžio rodiklis yra artimas vienetui).

Vienas iš Čerenkovo detektorių privalumų, palyginti su blyksimaisiais detektoriais, yra tas, kad reikalavimų spinduoliams yra mažiau negu reikalavimų scintiliatoriams. Pvz., nėra reikalavimo, kad spinduoliai būtų ypač grynos medžiagos arba kristalai su tiksliai nustatytais priemaišų kiekiais. Čerenkovo spinduolių vaidmenį gali atlikti įvairios kietos, skystos ir dujinės medžiagos, kurios yra skaidrios regimajai šviesai ir kurios turi tinkamą lūžio rodiklį. Įvairiems spinduoliams lūžio rodiklis kinta nuo 1 iki 1,8. Jeigu reikalingas artimas vienetui lūžio rodiklis, tada spinduolio vaidmenį gali atlikti dujos (pvz., normalaus slėgio oro lūžio rodiklis yra lygus 1,0003). Dujos yra patogios tuo, kad jų lūžio rodiklis priklauso nuo dujų molekulių koncentracijos, t. y. nuo slėgio. Tai išplaukia iš **Klauzijaus ir Mosočio** formulės (angl. *Clausius-Mossotti relation*), pagal kurią dujų lūžio rodiklio kvadratas yra lygus

$$n^2 = \frac{1 + \frac{2}{3} N\alpha}{1 - \frac{1}{3} N\alpha}, \quad (9.1.12)$$

čia  $N$  yra dujų molekulių koncentracija, o  $\alpha$  yra dujų molekulių poliarizuojamumas (t. y. išoriniame elektriniame lauke  $\mathcal{E}$  indukuoto dipolinio momento ir dydžio  $\varepsilon_0 \mathcal{E}$  santykis). Todėl, keičiant dujų slėgį (t. y. koncentraciją  $N$ ), galima reguliuoti dujų lūžio rodiklį. Praktikoje dujinių spinduolių lūžio rodiklis kinta nuo 1 iki 1,2. Norint gauti lūžio rodiklius nuo 1,2 iki 1,33, galima panaudoti, pvz., suskystintas dujas. Naudojant vandens ir glicerino mišinius, galima pagaminti spinduolius su lūžio rodikliais nuo 1,33 (grynas vanduo) iki 1,47 (grynas glicerinas). Spinduoliai su didesniais negu 1,47 lūžio rodikliais – tai įvairios skaidrios kietosios medžiagos, pvz., stiklai.

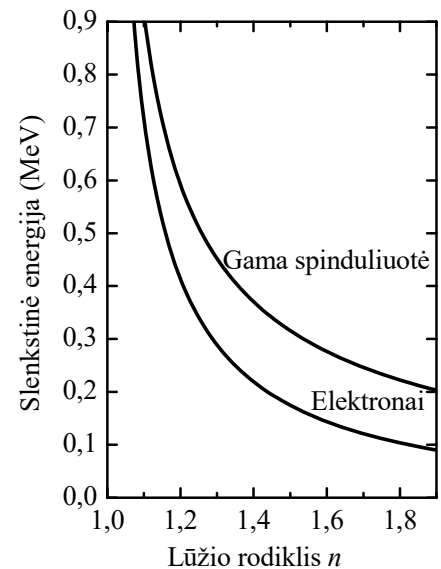
### 9.1.3. Slenkstinė energija

Visų Čerenkovo detektorių ypatybė yra ta, kad jie gali užregistruoti tik tokias elektringąsias daleles, kurių greitis viršija tam tikrą slenkstinę vertę, kurią nusako (9.1.5) formulė. Naudojantis (9.1.5) sąryšiu ir reliatyvistinės dalelės kinetinės energijos išraiška, galima išreikšti mažiausią elektringosios dalelės kinetinę energiją, kuriai esant atsiranda Čerenkovo spinduliuotė:

$$E_{\min} = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\min}^2}} - 1 \right) = m_0 c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - (1/n^2)}} - 1 \right) = m_0 c^2 \left( \sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} - 1 \right), \quad (9.1.13)$$

čia  $m_0$  yra dalelės rimties masė. Kadangi Čerenkovo detektorių darbinį medžiagų didžiausias lūžio rodiklis yra maždaug 1,8, tai reikškinys skliaustuose yra didesnis negu 0,2. Vadinasi, kai yra didžiausi  $n$ , dalelės slenkstinė kinetinė energija  $E_{\min}$  yra lygi maždaug penktadaliui jos rimties energijos  $m_0 c^2$ , o kai  $n$  vertė yra mažesnė, slenkstinė kinetinė energija yra dar didesnė. Todėl Čerenkovo detektoriai dažniausiai naudojami tiriant ypač didelių energijų daleles ( $E > 100$  MeV). Tokių energijų dalelės gaunamos panaudojant dalelių greitintuvus arba kosminę spinduliuotę. Tipiškų branduolio fizikos energijų diapazone (~0,1–10 MeV) Čerenkovo detektoriai gali būti panaudoti tik lengviausių elektringųjų dalelių – elektronų ir pozitronų – detektavimui (elektrono rimties energija yra 0,511 MeV, o, pvz., protono – 938 MeV).  $\gamma$  spinduliuotės atveju Čerenkovo spinduliuotę gali sukelti Komptono atatrąnkos elektronai (fotoelektronų įtaka labai maža, nes aptariamuoju atveju fotoefekto tikimybė yra daug mažesnė už Komptono sklaidos tikimybę). Didžiausia Komptono atatrąnkos elektrono energija lygi

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



9.3 pav. Čerenkovo spinduliavimo slenkstinės energijos priklausomybė nuo lūžio rodiklio

čia  $h\nu$  yra fotono energija. Prilyginę šią energiją slenkstinei elektrono energijai  $E_{\min}$ , gauname slenkstinę  $\gamma$  kvanto energiją, kuri turi būti viršyta, kad  $\gamma$  spinduliuotė būtų galima detektuoti Čerenkovo detektoriumi:

$$h\nu_{\min} = E_{\min} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{2mc^2}{E_{\min}}} \right). \quad (9.1.14)$$

Elektrono ir  $\gamma$  kvanto slenkstinių energijų priklausomybės nuo spindulio lūžio rodiklio yra parodytos 9.3 pav.

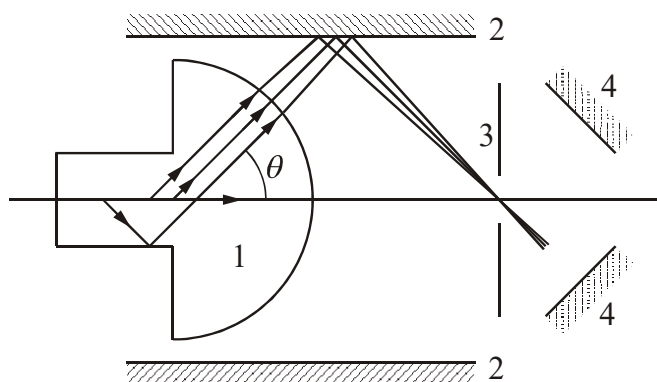
Šis Čerenkovo detektorių gebėjimas „atrinkti“ tik pakankamai didelės energijos daleles yra naudingas tais atvejais, kai kartu su detektuojamomis didelės energijos dalelėmis egzistuoja didelis mažos energijos dalelių „fonas“, kurį reikia pašalinti.

#### 9.1.4. Čerenkovo detektorių rūšys

**Čerenkovo detektorius be fokusuotės** naudojamas skaičiuojant perėjusias pro spindulį elektringąsias daleles, kurių greitis viršija (9.1.5) vertę (t. y. kurių energija viršija slenkstinę energiją). Tokių detektorių sudaro spinduolis, įdėtas į konteinerį su didelio atspindžio koeficiento sienelėmis. Čerenkovo spinduliuotės fotonus registruoja vienas arba keli fotodaugintuvai. Detektoriaus spindulio pasirinkimas priklauso nuo reikalingo slenkstinio greičio. Pvz., naudojant akrilo stiklą PLEXIGLAS, slenkstinis greitis yra  $2 \cdot 10^8$  m/s ( $\beta_{\min} = 0,67$ ). Tačiau, jeigu dalelės greitis tik nedaug viršija slenkstinį, tada fotonų skaičius yra mažas ir fotodaugintuvo išėjimo impulso amplitudė gali būti pernelyg maža, kad jį būtų galima užregistruoti. Todėl, pvz., detektoriuose su PLEXIGLAS spinduliais slenkstinis greitis yra šiek tiek didesnis už anksčiau minėtą vertę ir yra apytiksliai lygus  $\beta_{\min} \approx 0,75$ . Atitinkama elektronų slenkstinė energija yra maždaug 200 keV, o protonų – maždaug 400 MeV. Kartais reikalingi detektoriai, kurių slenkstiniai greičiai yra ypač dideli. Tokiu atveju naudojami dujiniai spinduliai. Dėl dujų mažo tankio Čerenkovo spinduliuotės blyksnių intensyvumas dujiniuose spinduliuose yra labai mažas, todėl, siekiant juos užregistruoti, gaminami 1 m ir didesnių matmenų dujiniai detektoriai (padidinus detektoriaus matmenis, padidėja dalelės judėjimo jame trukmė ir kartu padidėja išspinduliuotų fotonų skaičius).

Kadangi didelė Čerenkovo spinduliuotės energijos dalis tenka ultravioletinės spinduliuotės diapazonui, kuriame daugumos fotodaugintuvų jautris yra mažas, tai kartais į spindulį įterpiama fluorescuojančios medžiagos. Šitaip spinduliuotės spektras yra paslenkamas į ilgesniųjų bangų pusę. Taip yra todėl, kad fotono, kurį išspinduliuoja sužadintoji molekulė, grįždama į pagrindinę elektroninę lygmenį, energija yra mažesnė už sugertojo fotono (kuris sužadino tą molekulę) energiją. Šis išspinduliuotojo ir sugertojo fotonų energijų skirtumas jau buvo minėtas aptariant blyksnių procesą organiniuose scintiliatoriuose (žr. 6.3 skirsnį). Taigi, tokiu atveju Čerenkovo spinduliuotės fotonai sužadina priemaišų molekules, o fotodaugintuvas registruoja fotonus, kuriuos jos išspinduliuoja grįždamos į pagrindinę būseną. Kadangi pastarieji fotonai gali būti išspinduliuoti bet kuria kryptimi, tai šitaip prarandama informacija apie Čerenkovo spinduliuotės kryptį, t. y. netenkama gebėjimo matuoti dalelių greičius pagal jų Čerenkovo spinduliuotės kryptį.

**Čerenkovo detektorius su fokusuote** detektuoja tik daleles, kurių greitis priklauso tam tikram siauram intervalui. Tai tampa įmanoma pasinaudojus tuo, kad Čerenkovo spinduliuotės kryptis yra vienareikšmiškai susijusi su dalelės greičiu (9.1.3) sąryšiu. Vadina-si, apribojus registruojamos spinduliuotės sklaidimo kampą  $\theta$ , kartu apribojamas ir detektuojamų dalelių greitis. Aišku, kad



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

kampo  $\theta$  vertę įmanoma fiksuoti tik tada, kai dalelių judėjimo kryptis yra fiksuota, t. y. kai dalelių pluoštas yra siauras ir beveik lygiagretus.

Minėtasis kampo  $\theta$  apribojimas realizuojamas optiniais metodais. Vienos iš galimų fokusuotės sistemų, kurioje naudojamas PLEXIGLAS spinduolis, schema yra pavaizduota 9.4 pav. Šiame detektoriuje Čerenkovo spinduliuotės fokusavimui į tašką naudojamas šviesos lūžimas ant sferinio paviršiaus. Tokiame detektoriuje spinduolis yra sudarytas iš dviejų sričių (žr. 9.4 pav.). Pirmoji sritis – tai mažo spindulio cilindras, kurio ašimi juda dalelės. Čerenkovo spinduliuotė atsispindi nuo šios srities kraštų (žr. 9.4 pav.). Antroji sritis yra apytiksliai pusės rutulio formos, o jos spindulys yra daug didesnis negu pirmosios srities. Šis spindulių skirtumas užtikrina, kad spinduliuotės pluoštelio, kuris sklinda duotuoju kampu  $\theta$ , skersiniai matmenys yra daug mažesni už rutulio kreivumo spindulį. Todėl galima naudoti iš geometrinės optikos žinomą siauro pluoštelio artinį. Pagal šį artinį 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. Kadangi duotuoju kampu  $\theta$  sklindantys spinduliai sudaro kūgį, tai jie yra sufokusuojami ne į tašką, o į žiedą. Kaip parodyta 9.4 pav., cilindrinis veidrodis, į kurį įdėtas spinduolis, atspindi šį žiedą į tašką, kuris yra ant visos sistemos simetrijos ašies. Akivaizdu, kad spindulių surinkimo taško padėtis ant detektoriaus ašies priklauso nuo  $\theta$ . Todėl reikiama  $\theta$  vertė užduodama tiesiog paslinkus fotodaugintuvą kartu su diafragma išilgai ašies (diafragma reikalinga  $\theta$  verčių intervalo susiaurinimui). Be to, naudingiau naudoti ne vieną, o du fotodaugintuvus (žr. 9.4 pav.), kurie prijungti prie sutapčių įrenginio. Šitaip pašalinami impulsai, kurie gali atsirasti, pvz., dėl fotodaugintuvo triukšmų.

Čerenkovo detektoriai su fokusuote ir dujiniu spinduoliu yra ypač dažnai naudojami eksperimentuose su dalelių greitintuvais. Tačiau tada, siekiant gauti pakankamai ryškų spinduliuotės blyksnį, tenka padidinti detektoriaus ilgį iki dešimčių metrų.

## 9.2. Vilsono kamera

### 9.2.1. Įvadas

Vilsono kameros veikimas remiasi garų persotinimo reiškiniu. **Sotieji garai** – tai tokia skysčio garų būseną, kai yra jų pusiausvyra su skysčiu. T. y. šios būsenos skysčio garavimo sparta (išlekiančių iš skysčio molekulių skaičius per laiko vienetą) yra lygi garų kondensavimosi spartai (grįžtančių į skystį garų molekulių skaičiui per laiko vienetą). Sočiųjų garų slėgis priklauso tik nuo skysčio prigimties ir nuo temperatūros. **Persotintieji garai** – tai garai, kurių slėgis yra didesnis už sočiųjų garų slėgį toje temperatūroje. Tada per laiko vienetą daugiau molekulių grįžta į skystį negu išgaruoja. Taigi, persotintoji garų būseną yra nestabili: garai palaipsniui kondensuojasi. Tačiau, jeigu persotintų garų aplinkoje nėra skysčio, tada šis kondensavimasis yra labai lėtas ir persotintoji būseną gali egzistuoti palyginti ilgą laiką (todėl ji vadinama metastabiliąja būseną). Tokioje terpėje atsiradus kondensacijos centrams (pvz., dulkėms arba jonams), prasideda sparti kondensacija, kuri vyksta tol, kol garų slėgis netampa lygus sočiųjų garų slėgiui.

Garų persotinimo laipsnis kiekybiškai apibūdinamas santykiu

$$S = p / p_{\text{sot}}; \quad (9.2.1)$$

čia  $p$  yra garų slėgis<sup>1</sup>, o  $p_{\text{sot}}$  yra sočiųjų garų slėgis toje pačioje temperatūroje. Šis santykis vadinamas **persotinimu**. Įprastinėmis sąlygomis ore yra dulkių, kurių matmenys yra  $10^{-6} - 10^{-4}$  cm. Šios dulkės tampa kondensavimosi centrais, kai yra labai mažas persotinimas ( $S = 1,001 - 1,12$ ). Jeigu ore nėra dulkių, tada, kol  $S < 8$ , garų kondensacija praktiškai nevyksta. Sparti garų kondensacija išvalius dulkes iš oro prasideda tik tada, kai  $S > 8$  (ši kondensacija pasireiškia tuo, kad visą dujų turį užpildo rūkas, kurio tankis didėja didėjant  $S$ ). Tačiau 1899 m. škotų fizikas Čarlzas Vilsonas (*C. T. R. Wilson*)

<sup>1</sup> Jeigu yra garų mišinys su kitomis dujomis (pvz., oras, kuriame yra vandens garų), tada  $p$  reiškia dalinį garų slėgį (o ne pilnutinį garų ir dujų mišinio slėgį).

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 ( $S > 4$ ). Netrukus anglų fizikas Dž. Dž. Tomsonas įrodė, kad pastaruoju atveju kondensavimosi centrais tampa jonai, kurie atsiranda dėl jonizuojančiosios spinduliuotės dalelių sąveikos su garų molekulėmis. Šį reiškinį Vilsonas panaudojo kurdamas dujų kamerą, kuri naudojama jonizuojančiosios spinduliuotės pėdsakų dujose fotografavimui. Vilsono kameroje dirbtinai palaikoma persotintoji garų būseną. Išorinė jonizuojančioji spinduliuotė jonizuoja garų molekules. Šie jonai tampa kondensacijos centrais. Todėl išilgai jonizuojančiosios dalelės kelio susidaro skysčio lašeliai, kurie sudaro regimąjį dalelės pėdsaką garuose.

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

Vilsono kameroje persotinimas pasiekiamas greitai išplečiant dujų ir tam tikro skysčio garų mišinį. Greito plėtimosi sąlyga reikalinga tam, kad per plėtimosi laiką beveik nebūtų šilumos apykaitos tarp kameros sienelių ir oro (vyksmai, kurių metu nėra šilumos apykaitos, vadinami **adiabatiniais**). Tada plėtimosi metu dujų temperatūra sumažėja. Garų pradinis slėgį, tūrį ir temperatūrą žymėsime  $p_1$ ,  $V_1$  ir  $T_1$ , o galutinius –  $p_2$ ,  $V_2$  ir  $T_2$  (čia  $p$  reiškia dalinį garų slėgį, o ne pilnutinį viso dujų mišinio slėgį). Mažėjant temperatūrai, mažėja ir sočiųjų garų slėgis  $p_{\text{soč}}$ . Taigi,  $p_{\text{soč}}(T_2) < p_{\text{soč}}(T_1)$ . Nors adiabatinio plėtimosi metu sumažėja ir garų dalinis slėgis ( $p_2 < p_1$ ), tačiau šis sumažėjimas gali būti mažesnis už sočiųjų garų slėgio sumažėjimą. Todėl, jeigu garų dalinis slėgis ore yra pakankamai didelis, tada po adiabatinio plėtimosi tų garų dalinis slėgis  $p_2$  gali tapti didesnis už sočiųjų garų slėgį temperatūroje  $T_2$ , t. y. garai pasidarys persotinti. Šis persotinimas yra lygus  $S = p_2 / p_{\text{soč}}(T_2)$ . Iš idealiųjų dujų lygties išplaukia vadinamasis **Puasono dėsnis**, kuris teigia, kad adiabatinio dujų plėtimosi atveju

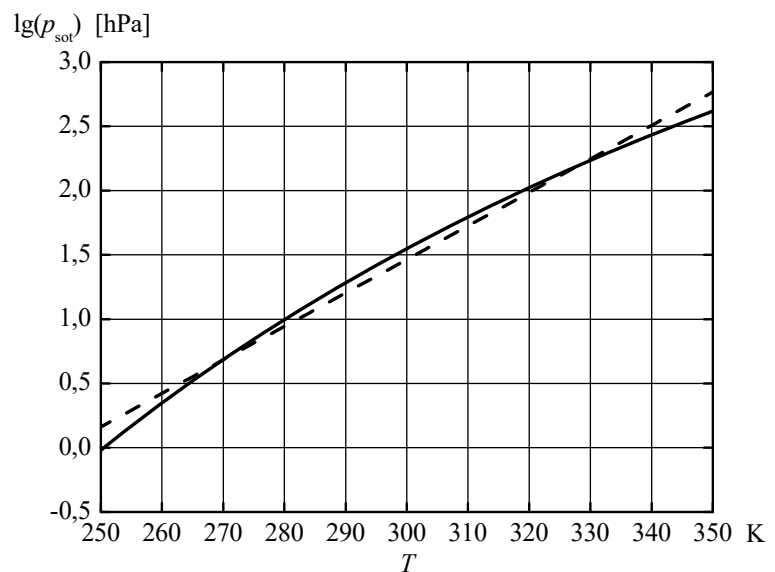
$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}, \quad (9.2.2)$$

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

$$1 < \gamma \leq \frac{5}{3}, \quad (9.2.3)$$

o didžiausia  $\gamma$  reikšmė (t. y.  $5/3$ ) yra gaunama vienatomių (inertinių) dujų atveju (apskritai,  $\gamma$  didėja mažėjant atomų skaičiui dujų molekulėje). Taigi, dujų temperatūros sumažėjimą, kai dujos adiabatiškai išplečiamos, lemia tūrio padidėjimas ir parametras  $\gamma$ . Kadangi sočiųjų garų slėgis nuo temperatūros priklauso maždaug

eksponentiškai (žr. 9.5 pav.), tai, kad gauti didelį persotinimą, reikia, kad temperatūros sumažėjimas būtų kuo didesnis. Vadinasi, pagal Puasono dėsnį (9.2.2) reikalingas pakankamai didelis išsiplėtimas (t. y. santykis  $V_1 / V_2$  turi būti pakankamai mažas) ir reikia naudoti dujų mišinius su dideliu  $\gamma$ . Didžiausias  $\gamma$  gaunamas, kai pagrindinės dujos yra inertinės (dažniausiai – argonas), tačiau dažnai pagrindinių dujų vaidmenį atlieka oras. Garai dažniausiai būna vandens, tačiau gali būti naudojami ir kitų skysčių garai (pvz., etilenas  $C_2H_5OH$ ). Be to, didesnis persotinimas gaunamas tada, kai pradinė temperatūra yra palyginti žema, nes, kaip matome 9.5 pav. (ištiesinė linija), sočiųjų garų slėgio



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

logaritmo mažėjimas, mažėjant temperatūrai, yra spartesnis tada, kai temperatūra yra žema.

Parametrą  $\gamma$  galima padidinti, nekeičiant garų rūšies ir jų dalinio slėgio: tam reikia didinti pagrindinių dujų santykinę dalį, nes pagrindinių dujų  $\gamma$  visada būna didesnis, negu garų. Tuo pačiu didėja ir dujų mišinio pilnutinis slėgis. Tada ne tik padidėja persotinimas, bet ir padidėja jonų porų skaičius krintančiosios dalelės kelio vienetui (t. y. padidėja kondensavimosi centrų koncentracija). Todėl dalelių pėdsakai tampa ryškesni. Tačiau, didėjant pilnutiniam slėgiui, didėja Vilsono kameros inertiškumas, t. y. po kiekvieno plėtimo ir spaudimo reikia ilgiau laukti, kol dujų temperatūra sumažėja iki pradinės. Kai kuriose Vilsono kameroje slėgis gali viršyti 10 MPa.

Apibendrinant tai, kas anksčiau pasakyta, galima teigti, kad, norint gauti reikiamą persotinimą, esant kuo mažesniai santykiniam dujų išsiplėtimui, reikia mažinti pradinę temperatūrą, didinti dujų slėgį, naudoti vienatomes (inertines) dujas.

### 9.2.3. Lašų susidarymas ir didėjimas persotintuose garuose

Jeigu skysčio paviršius nėra plokščias, tada skysčio garų slėgis, kai skystis yra pusiausvyroje su garais, nėra lygus sočiųjų garų slėgiui. Šį pusiausvirąjį garų slėgį virš spindulio  $r$  lašo nusako vadinamoji **Kelvino formulė**:

$$p_r = p_{\text{sot}} \exp\left(\frac{2\sigma v}{kTr}\right); \quad (9.2.4)$$

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 (9.2.4) sąryšį galima užrašyti šitaip:

$$p_r = p_{\text{sot}} \exp\left(\frac{1,05 \cdot 10^{-9}}{r}\right), \quad (9.2.5)$$

čia  $r$  išreikštas metrais. Remiantis Kelvino formule (9.2.4), galima suprasti lašų susidarymo persotintuose garuose vyksmą. Matome, kad pusiausvirasis garų slėgis virš spindulio  $r$  lašo visada yra didesnis už pusiausvirąjį garų slėgį virš plokščiojo skysčio paviršiaus (būtent pastarasis slėgis yra vadinamas „sočiųjų garų slėgiu“). Todėl, jeigu  $S = 1$  (t. y.  $p = p_{\text{sot}}$ ), tada  $p < p_r$  ir visi egzistuojantys skysčio lašai išgaruoja. Jeigu  $S > 1$  (t. y. garai yra persotinti), tada  $p_r$  gali būti ir didesnis, ir mažesnis už  $p$ , priklausomai nuo  $S$  ir  $r$  verčių. Kai yra duotas persotinimas  $S$ , egzistuoja tiksliai apibrėžtas lašo spindulys  $r$ , kuriam esant yra lašo pusiausvyra su garais. Šis „kritinis spindulys“  $r_k$  gaunamas išreiškus  $r$  iš (9.2.4) ir tarus, kad  $p_r = p$  (t. y.  $p_r/p_{\text{sot}} = S$ ):

$$r_k = \frac{2\sigma v}{kT \ln S}. \quad (9.2.6)$$

Šis kritinis spindulys dažniausiai būna kelių arba keliolikos angstromų eilės. Tarkime, kad susidarė lašas, kurio spindulys yra mažesnis už kritinį spindulį  $r_k$ . Tokiam lašui  $p_r > p$ , todėl garų slėgis  $p$  nebus pakankamas kompensuoti lašo medžiagos nuostolių dėl garavimo, ir lašas išgaruos. Tačiau, jeigu susidarė lašas, kurio spindulys yra didesnis už  $r_k$ , tada tokio lašo  $p_r < p$ , todėl toks lašas didės tol, kol nenukris dėl savo paties svorio. Taigi, jeigu tam tikroje erdmėje yra persotintųjų garų, tada, kad jie kondensuotųsi, reikia, kad atsirastų lašų, kurių spindulys yra didesnis už kritinį spindulį. Mažėjant persotinimui, tokio įvykio tikimybė sparčiai mažėja. Todėl, kai  $S < 8$ , gryname ore normaliomis sąlygomis kritinio spindulio vandens lašų susidarymo tikimybė yra labai maža ir persotintieji vandens garai beveik nesikondensuoja. Tiksliau, vidutinis laikas, per kurį susidaro vienas lašas su didesniu už kritinį spinduliu, yra daug didesnis už vidutinį laiką, per kurį toks lašas nukrinta dėl savo paties svorio. Taigi, kai  $S < 8$ , išvalius dulkes iš oro, nėra lašų, kurių spinduliai didesni už kritinį. Didėjant persotinimui  $S$ , kritinio spindulio lašų susidarymo tikimybė sparčiai didėja. Kai  $S > 8$ , vandens garų kondensavimasis tampa ypač greitas ir pasireiškia tiršto rūko susidarymu (rūkas tirštėja tol, kol susidarančių per laiko vienetą didelių lašų skaičius yra didesnis už iškrintančių dėl savo svorio per laiko vienetą lašų skaičių).

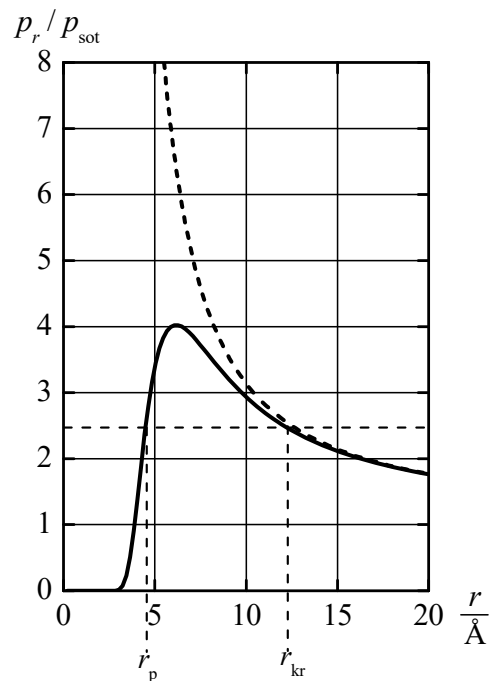
Jeigu ore yra dulkių, tada jos labai pagreitina vandens garų kondensavimąsi. Jeigu vanduo drėkina dulkių medžiagą, tada vandens molekulės „aplimpa“ kiekvieną dulkelę. Plonu vandens sluoksniu padengta dulkelė veikia kaip lašas, kurio matmenys yra maždaug tokie patys, kaip tos dulkelės matmenys. Jeigu dulkelės spindulys yra didesnis už kritinį spindulį, tada to lašo matmenys didės, t. y. garai kondensuosis ant tos dulkelės. Tipiški dulkių matmenys ore yra nuo  $10^{-6}$  iki  $10^{-4}$  cm.

Pagal (9.2.5) persotinimas, kuriam esant yra tokio dydžio lašų pusiausvyra su garais, yra labai mažas – nuo 1,001 iki 1,11. Todėl, užpildžius Vilsono kamerą dulkėtu oru, net ir po mažo išsiplėtimo susidarytų tirštas rūkas.

Dabar išsiaiškinsime, kodėl jonai pagreitina garų kondensavimąsi išvalius dulkes iš oro. Molekulinis jonas sukuria aplink save nevienalytį elektrinį lauką. Yra žinoma, kad nevienalyčiame elektriniame lauke elektrinį dipolį veikianti pilnutinė (atstojamoji) jėga yra nukreipta lauko stiprėjimo kryptimi. Todėl jonas traukia link savęs dujų molekules, kurios turi pastovųjį dipolinį momentą (pvz., vandens garų molekules). Šitaip susidaro skysčio lašas. Kai lašai yra įelektrinti, tada pusiausvirojo slėgio išraiška (9.2.4) nustoja galioti. Taip yra todėl, kad pilnutinės lašo energijos išraiškoje atsiranda dar vienas dėmuo – jo elektros krūvio elementų tarpusavio stūma. Kadangi elektros krūvis pasiskirsto lašo paviršiuje, tai šios paviršinių molekulių tarpusavio stūmos įtaka yra priešinga paviršiaus įtempio įtakai (nes paviršiaus įtempis atsiranda dėl paviršinių molekulių tarpusavio traukos). Taigi, efektas maždaug toks pats, lyg sumažėtų paviršiaus įtempis. Tikslioji slėgių santykio išraiška, kai lašo krūvis lygus  $+e$  arba  $-e$ , yra

$$\ln \frac{p_r}{p_{\text{sot}}} = \left( \frac{2\sigma}{r} - \frac{e^2}{32\pi^2 \epsilon_0 r^4} \right) \frac{v}{kT}. \quad (9.2.7)$$

Matome, kad dabar dešiniojoje lygybės pusėje yra du dėmenys: pirmasis priklauso nuo paviršiaus įtempio, o antrasis – nuo elektrinio lauko energijos (t. y. nuo perteklinio krūvio Kulono stūmos potencinės energijos). Šių dviejų dėmenų ženklai yra priešingi, nes, mažėjant lašo spinduliui, paviršiaus įtempio energija mažėja, o Kulono stūmos potencinė energija didėja. Kadangi, esant mažiems  $r$ , antrojo dėmens priklausomybė nuo  $r$  yra stipresnė negu pirmojo, tai santykio  $p_r/p_{\text{sot}}$  priklausomybė nuo  $r$  turi maksimumą. Ši funkcija, kuri atitinka vandens lašą 273 K temperatūroje, parodyta 9.6 pav. ištisine linija. Brūkšninė linija parodyta ta pati funkcija neįelektrinto lašo (apskaičiuota pagal (9.2.4) formulę). Išnagrinėsime elektringųjų lašų kondensavimosi sąlygas, kai duotas persotinimas  $S$ . Tarkime, kad persotinimas yra mažesnis už didžiausią santykio  $p_r/p_{\text{sot}}$  vertę, t. y.  $S < (p_r/p_{\text{sot}})_{\text{max}}$ . Tada, kaip parodyta 9.6 pav., egzistuoja dvi lašo spindulio  $r$  vertės, kurioms esant galioja lygybė  $p_r/p_{\text{sot}} = S$ , t. y. egzistuoja lašo pusiausvyra su garais. Mažesnioji  $r$  vertė atitinka stabilų pusiausvyrą: 1) padidėjus  $r$ , pusiausviris slėgis  $p_r$  pasidaro didesnis už tikrąjį slėgį, t. y. tikrasis dujų slėgis nėra pakankamas, kad būtų kompensuojamas molekulių skaičiaus sumažėjimas dėl garavimo, todėl vyrauja garavimas ir  $r$  sumažėja; 2) sumažėjus  $r$ , pusiausviris slėgis  $p_r$  tampa mažesnis už tikrąjį slėgį, t. y. vyrauja garų kondensacija ir  $r$  padidėja. Šį stabilųjį lašo spindulį žymėsime  $r_p$  (žr. 9.6 pav.). Analogiškai galima parodyti, kad didesnioji  $r$  vertė, kuriai esant galioja lygybė  $p_r/p_{\text{sot}} = S$ , atitinka nestabilų pusiausvyrą, t. y. bet koks lašo spindulio nuokrypis nuo pusiausvirojos vertės savaime didėja (lašo spindulys arba sumažėja iki stabiliosios vertės  $r_p$ , arba padidėja iki makroskopinių verčių). Šį nestabilųjį („kritinį“) lašo spindulį žymėsime  $r_{kr}$  (žr. 9.6 pav.). Vadinasi, jeigu galioja nelygybė  $S < (p_r/p_{\text{sot}})_{\text{max}}$ , tada, pro garus perėjus elektringajai dalelei, susidarys stabilūs elektringieji lašai, kurių spindulys yra  $r_p$ . Pvz., jeigu  $S = 1$ , tada  $r_p \approx 4 \text{ \AA}$  (žr. 9.6 pav.). Tokių mažų lašų iš akies stebėti yra neįmanoma. Tačiau, jeigu iš karto padidinti persotinimą iki verčių, kurios didesnės už  $(p_r/p_{\text{sot}})_{\text{max}} \approx 4$  (žr. 9.6 pav.), tada tie lašai pradės sparčiai didėti, nes, kai  $S > (p_r/p_{\text{sot}})_{\text{max}}$ , pusiausvyra yra negalima. Jeigu, be to,  $S < 8$ , tada didės tik elektringieji lašai, nes, kaip minėta, išvalius dulkes iš oro neįelektrintųjų vandens lašų kondensavimasis pasidaro pastebimas tik kai  $S > 8$ . Vadinasi, kai  $4 < S < 8$ , lašai sudarys dalelės pėdsako atvaizdą, kurį jau bus galima stebėti ir fotografuoti.



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



Lašų didėjimo greitį lemia garų difuzijos link didėjančio lašo greitis. Laikas, per kurį lašo matmenys pasiekia  $10^{-3}$  cm eilės vertes (kai lašas tampa regimas plika akimi), yra 0,1–0,25 s.

#### 9.2.4. Vilsono kameros sandara

„Klasikinės“ Vilsono kameros schema pavaizduota 9.7a pav. Kameros viršus ir šonai gaminami iš stiklo. Pro viršų fotografuojami dalelių pėdsakai, o pro šoninius paviršius kamera yra apšviečiama. Kameros dugnas – tai diafragma, kuriai judant į apačią pasiekiami persotintoji garų būseną kameroje. Diafragma priverčiama judėti sumažinant slėgį po ja. Tam naudojama oro išsiurbimo sistema (9.7a pav. ši sistema neparodyta). Siekiant pagerinti fotografavimo sąlygas, kameros dugnas išklojamas juoda medžiaga. Vienas iš veiksnių, kurie iškraipo dalelių pėdsakus Vilsono kameroje, yra dujų turbulentinis judėjimas po greito plėtimosi. Šis judėjimas tampa daug mažesnis, jeigu prieš slankiąją diafragmą (stūmoklį) yra įdėtas tinklelis arba perforuota plokštelė (žr. 9.7a pav.).

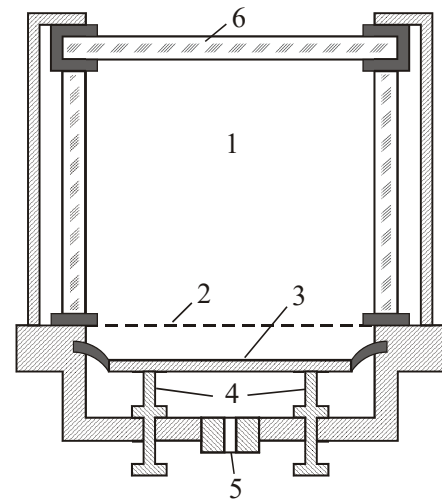
Vilsono kamera dažnai dedama į magnetinį lauką, kad būtų galima gauti daugiau informacijos apie registruojamas daleles. Pvz., pagal dalelės trajektorijos kreivumo spindulį magnetiniame lauke galima nustatyti dalelės energiją. Jeigu dalelės yra stipriai sugeriamos dujose (pvz.,  $\alpha$  dalelės), tada dalelių pėdsakai užsibaigia kameros viduje ir tampa įmanoma išmatuoti dalelių siekius dujose.

Baigus fotografuoti pėdsakus, kameros tūris sumažinamas iki pradinės vertės. Kadangi fotografavimo metu dujų temperatūra šiek tiek padidėja (dėl šilumos apykaitos tarp dujų ir kameros sienelių), tai, prieš spaudžiant dujas, jų temperatūra yra didesnė negu iš karto po plėtimosi. Kadangi spaudimo metu dujų temperatūra dar labiau padidėja (žr., pvz., Puasono dėsnį (9.2.2)), tai darbo ciklo pabaigoje dujų temperatūra yra didesnė negu ciklo pradžioje. Todėl, prieš pradėdant kitą plėtimo-spaudimo ciklą, reikia laukti, kol dujos atšąla iki pradinės temperatūros. Šis laikas priklauso nuo kameros tūrio ir slėgio. Mažo slėgio ( $\sim 0,1$  MPa) ir mažo tūrio kameroje šis laikas gali būti 1 s eilės, o didelio slėgio ( $\sim 10$  MPa) ir didelio tūrio kameroje šis laikas gali siekti kelis šimtus sekundžių.

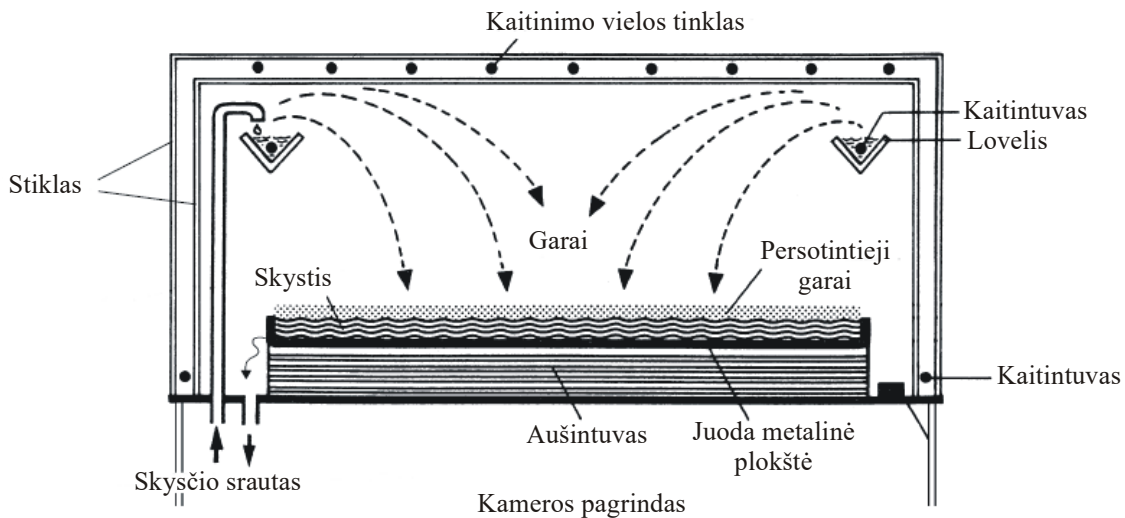
Registruojant retus atsitiktinius įvykius (pvz., tiriant kosminės spinduliuotės elektringųjų dalelių charakteristikas) arba daleles, kurios gaunamos impulsiniuose greitintuvuose, naudojama Vilsono kameros automatinė veika, t. y. tokia veika, kai dujų tūris padidinamas tuo pačiu momentu, kai pro kamerą pereina elektringoji dalelė. Registruojant retus atsitiktinius įvykius, automatinėje veikoje naudojami du Geigerio ir Miulerio skaitikliai, kurių vienas yra virš kameros, o kitas – po ja. Jeigu abu skaitikliai vienu metu užregistruoja dalelę, tai rodo, kad pro kameros tūrį perėjo elektringoji dalelė (nes pro abu skaitiklius dalelė gali pereiti tik perėjusi kameros tūrį). Tokie vienašaliai skaitiklių signalai yra naudojami kameros plėtimosi mechanizmo įjungimui. Jeigu registruojamos dalelės gaunamos impulsiniuose dalelių greitintuvuose, tada kameros įjungimui naudojamas paties greitintuvo elektrinės schemas signalas.

#### 9.2.5. Difuzinė Vilsono kamera

Difuzinėje Vilsono kameroje persotintoji garų būseną pasiekama ne dėl adiabatinio dujų plėtimosi, o dėl garų difuzijos pro dujas, kuriose sukurtas didelis temperatūros gradientas. Vieno difuzinės Vilsono kameros varianto schema pavaizduota 9.7b pav. Viršutinėje kameros dalyje, išilgai kameros perimetro, yra lovelis su garuojančiu skysčiu, pvz., etilo spiritu. Ši kameros dalis yra nuolat kaitinama panaudojant plonos kaitinimo vielos tinklą. Kameros pagrindą sudaro masyvi metalo plokštė (ji yra juodos spalvos, kad jos fone būtų lengviau pastebėti baltus dalelių pėdsakus). Po šia plokšte yra šaldiklis, skysčio rezervuaras ir skysčio siurblys. Šaldiklis palaiko žemą metalo plokštės temperatūrą – nuo  $-30$  °C iki  $-70$  °C. Taigi, kameroje egzistuoja vertikalus temperatūros gradientas. Kadangi viršuje esantis skystis nuolat garuoja, tai atsiranda ir garų koncentracijos gradientas. Todėl



**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



9.7b pav. Difuzinė Vilsono kamera

vyksta garų difuzija žemyn. Ant metalinės plokštės garai kondensuojasi į skystį. Paskui skystis grįžta į rezervuarą.

Judant nuo kameros viršaus į apačią, temperatūra mažėja, todėl mažėja ir tos temperatūros sočiųjų garų slėgis. Todėl, garams judant žemyn, jie tampa vis labiau persotinti. Persotinimas kinta nuo mažesnių už vieną verčių kameros viršuje iki kelių vienetų eilės verčių kameros apačioje. Esant pakankamai dideliame temperatūrų skirtume, galima pasiekti, kad garų persotinimas tam tikroje kameros dalyje taptų didesnis už kritinį persotinimą, kuris reikalingas garų kondensavimuisi ant jonų. Taigi, visą dujų tūrį galima išskaidyti į du horizontalius sluoksnius: 1) viršutinis sluoksnis, kuriame garai nesikondensuoja; 2) jautrioji sritis, kurioje garai kondensuojasi ant jonų. Jautriosios srities storis gali siekti 10 cm.

Matome, kad difuzinė Vilsono kamera yra nuolatinio veikimo kamera. Todėl ji labiau tinka retų įvykių registravimui negu įprastinė Vilsono kamera. Tačiau difuzinė Vilsono kamera netinka registruojant intensyvią spinduliuotę, nes garų kondensavimasis ant jonų sumažina garų slėgį ir kartu – jų persotinimą. Jeigu jonų kūrimo sparta yra didelė, persotinimas gali sumažėti tiek, kad dalelių pėdsakai nebesusidarys.

### 9.3. Kriogeniniai ir superlaidieji detektoriai

Kai kurių detektorių veikimas remiasi medžiagų savybėmis, kai temperatūra yra artima absoliučiajam nuliui. Šiame skirsnyje bus aprašyti trys tokių detektorių tipai.

#### 9.3.1. Kriogeniniai mikrokalorimetrai

Bet kurios medžiagos temperatūra padidėja, kai ji sugeria krintančiąsias daleles. Tačiau normaliomis sąlygomis temperatūros padidėjimas dėl krintančiosios jonizuojančiosios spinduliuotės būna pernelyg mažas, kad jį būtų galima išmatuoti, išskyrus retus atvejus, kai krintantis dalelių srautas yra ypač intensyvus. Pvz., jeigu sugertoji dozė yra lygi 1 Gy, tada viename medžiagos kilograme sugertas energijos kiekis yra lygus 1 J. Jeigu ta sugertoji dozė atsiranda dėl alfa spinduliuotės, kurios dalelių energija lygi 5 MeV, tada viename medžiagos grame turėtų būti sugerta daugiau negu  $10^9$  alfa dalelių. Tačiau, esant kambario temperatūrai, atitinkamas temperatūros padidėjimas, pvz., vandenyje būtų lygus tik  $2,39 \cdot 10^{-4}$  °C.

Temperatūros pokytį galima žymiai padidinti, pasinaudojus tuo, kad medžiagų šiluminė talpa mažėja mažėjant temperatūrai ir medžiagos tūriui. Šiluminė talpa – tai sugertos energijos kiekis, atitinkantis vienetinį temperatūros padidėjimą. T. y. temperatūros padidėjimas sugėrus energiją  $\Delta E$  yra lygus

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{C}, \quad (9.3.1)$$

čia  $C$  yra šiluminė talpa. Žemose temperatūrose dielektrikų ir puslaidininkų šiluminė talpa yra tiesiog proporcinga absoliučiosios temperatūros kubui:

$$C \sim T^3 V, \quad (9.3.2)$$

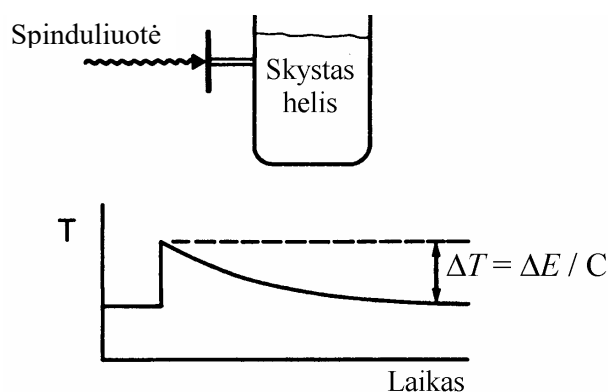
čia  $T$  yra absoliučioji temperatūra, o  $V$  yra medžiagos tūris. Įrašę (9.3.2) į (9.3.1), gauname:

$$\Delta T \sim \frac{\Delta E}{T^3 V}. \quad (9.3.3)$$

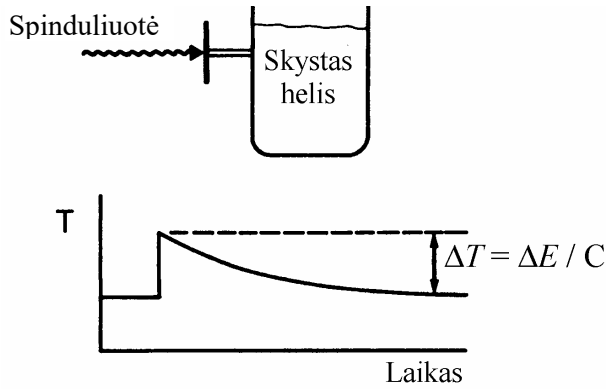
Vadinasi, sumažinus temperatūrą, pvz., 100 kartų, galima pasiekti, kad temperatūros pokytis  $\Delta T$  padidėtų keliomis eilėmis (pagal (9.3.3) –  $10^6$  kartų, tačiau (9.3.3) galioja tik ypač žemose temperatūrose, todėl, jeigu ankstesnioji temperatūra buvo palyginti aukšta, tada tikrasis  $\Delta T$  vertės padidėjimas, sumažinus temperatūrą, gali būti mažesnis). „Foną“ šiuo atveju sąlygoja atsitiktiniai medžiagos temperatūros svyravimai. Naudojant kvantinę mechaniką, šiuos svyravimus galima paaiškinti tuo, kad medžiaga ir jos aplinka gali keistis fononais (fononų sąvoka apibrėžta 5.3 skirsnyje), o šis fononų srautas yra atsitiktinis. Yra žinoma, kad šių temperatūros svyravimų standartinis nuokrypis yra tiesiog proporcingas  $T^5$ . Vadinasi, temperatūros sumažinimas yra naudingas dar ir tuo, kad sumažinus temperatūrą labai sumažėja minėtasis fonas.

Kai temperatūra  $T$  yra mažesnė už 1 K, tada galima išmatuoti temperatūros pokytį, kurį sąlygoja vienos krintančiosios dalelės sugertis darbinėje medžiagoje. Šis temperatūros impulsas yra pavaizduotas 9.8 pav. Viršuje parodyta matavimo schema: mažas sugėriklis yra šiluminiame kontakte su kriostatu (pvz., tas kriostatas gali būti užpildytas skystu heliu). Be to, sugėriklis yra šiluminiame kontakte su termistoriumi (9.8 pav. termistorius neparodytas). Termistorius – tai rezistorius, kurio varža priklauso nuo temperatūros. Prie termistoriaus prijungtas nuolatinės įtampos šaltinis. Pakitus termistoriaus varžai, pasikeičia ir juo tekanti srovė. Pagal šį srovės pokytį galima išmatuoti temperatūros pokytį. Jeigu termistoriaus varžos ir temperatūros sąryšis yra tiesinis, tada srovės impulso, sugėrus spinduliuotės dalelę, forma yra tokia pati kaip temperatūros impulso. Pvz., 9.8 pav. pavidalo srovės impulsas būtų gautas, jeigu termistoriaus temperatūrinis koeficientas būtų neigiamas, t. y. jeigu jo varža sumažėtų padidėjus temperatūrai (tačiau dažniau temperatūrinis koeficientas būna teigiamas, t. y. padidėjus temperatūrai srovė sumažėja).

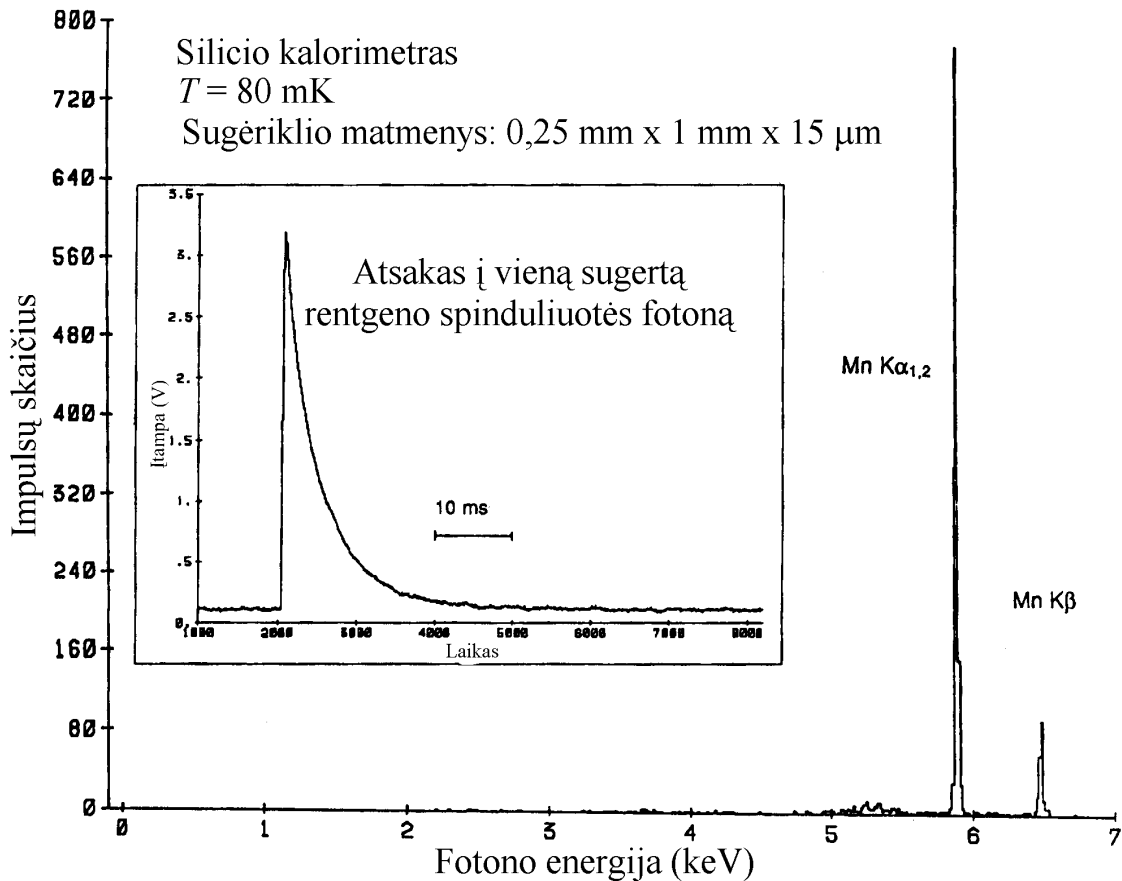
Tokio detektoriaus energinė skyra yra daug mažesnė (t. y. geresnė) negu įprastinio puslaidininkinio detektoriaus. Taip yra todėl, kad matuojamą srovės impulsą sąlygoja ne medžiagoje atsiradusių laisvųjų krūvininkų surinkimas įtaiso elektrodoose, o sugėriklio šiluminės būsenos pokytis. Vadinasi, šiuo atveju, apskaičiuojant energinę skyrą, negalima taikyti krūvininkų kūrimo statistikos dėsnį (kaip 1.3.3 ir 1.3.4 skirsniuose). Temperatūros pokytis priklauso tik nuo sugertos energijos, o ne nuo to, kokiū būdu ta energija buvo perduota sugėriklio medžiagai (t. y. nepriklauso nuo to, kokia tos energijos dalis buvo išseikvota kuriant krūvininkų poras ir kokia dalis buvo išseikvota kitais būdais). Todėl, esant fiksuotam sugertos energijos kiekiui, temperatūros impulso aukštis taip pat yra palyginti pastovus, nors sukurtų krūvininkų porų skaičiaus fliktuacijos gali būti didelės.



9.8 pav. Kriogeninio mikrokalorimetro veikimo principas



9.8 pav. Kriogeninio mikrokalorimetro veikimo principas



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

Šio tipo detektoriuose sugėriklis dažniausiai būna plono sluoksnio pavidalo. Sluoksnio storis būna 25 – 500  $\mu\text{m}$ , o sluoksnio plotas mažesnis negu 1  $\text{mm}^2$ . Šių detektorių mažą energinę skyrą iliustruoja 9.9 pav. Šiame pavyzdyje buvo detektuojama rentgeno spinduliuotė, kuri atsiranda kai geležies izotopo  $^{55}\text{Fe}$  ( $Z=26$ ) branduolys prisijungia elektroną ir virsta mangano izotopo  $^{55}\text{Mn}$  ( $Z=25$ ) branduoliu. Šio vyksmo metu susidaręs atomas turi vakansiją K sluoksnyje (nes elektronas dažniausiai pagaunamas iš K sluoksnio), todėl paskui atsiranda būdingoji rentgeno spinduliuotė dėl elektronų šuolių iš aukštesnių sluoksnių į tą vakansiją. Šiuo atveju būdingosios rentgeno spinduliuotės linijų plotis išmatuotame spektre yra maždaug 7 eV, t. y. maždaug 20 kartų mažesnis, negu naudojant įprastinius puslaidininkinius Si(Li) rentgeno spektrometrus.

Šio tipo detektoriaus impulso (signal) trukmę lemia sugėriklio relaksacijos į termodinaminės pusiausvyros būseną trukmė. Šis vyksmas yra palyginti lėtas, todėl impulso trukmė yra didelė – gali siekti kelias milisekundes (žr. 9.9 pav.). Todėl šio tipo detektorius galima naudoti tik detektuojant palyginti mažo intensyvumo spinduliuotę (kad skirtingų dalelių sukelti impulsai nepersiklotų). Tai yra

vienas iš pagrindinių trūkumų. Ribinę skaičiavimo spartą galima padidinti naudojant sistemą, sudarytą iš daugelio nepriklausomų mikrokalorimetrų, kurie skaičiuoja daleles vienu metu. Pvz., 9.9 pav. rezultatai buvo gauti naudojant 12 mikrokalorimetrų, kurių kiekvieno sugėriklis buvo silicio plokštelė, kurios matmenys  $0,25 \text{ mm} \times 1 \text{ mm} \times 0,15 \text{ }\mu\text{m}$ .

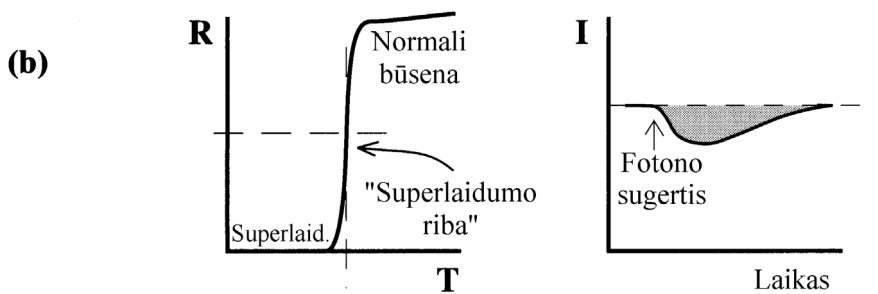
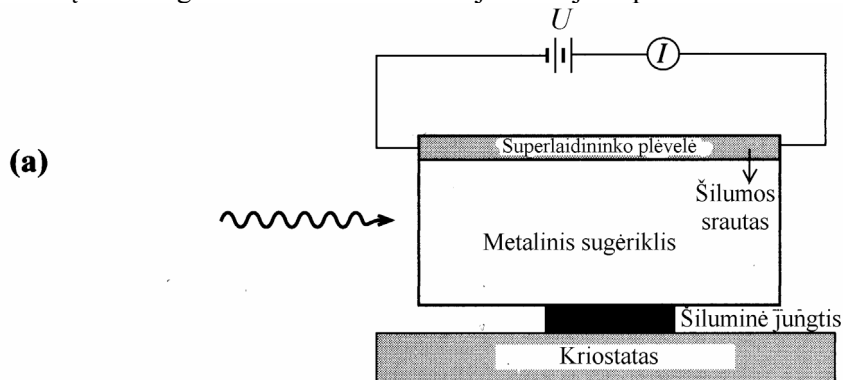
### 9.3.2. Superlaidumo ribos jutikliai (angl. transition-edge sensors)

Anksčiau minėta, kad pagrindinis kriogeninių mikrokalorimetrų trūkumas yra jų atsako ilgumas, kuris labai apriboja didžiausią skaičiavimo spartą. Šio trūkumo neturi vadinamieji superlaidumo ribos jutikliai. Tokio įtaiso schema pavaizduota 9.10a pav. Kaip ir anksčiau aprašytame mikrokalorimetre, mažų matmenų sugėriklis yra šiluminiame kontakte su kriostatu. Kitas sugėriklio paviršius yra padengtas superlaidininko plėvele. Superlaidininkas – tai medžiaga, kurios elektrinė varža yra tiksliai lygi nuliui. Kai kurios medžiagos tampa superlaidininkais, kai temperatūra tampa mažesnė už tam tikrą kritinę temperatūrą. 9.10a pav. kriostato temperatūra yra daug mažesnė už kritinę temperatūrą, todėl, jeigu nebūtų išorinių šilumos šaltinių, plėvelė būtų superlaidžios būsenos. Tačiau taip nėra, nes prie plėvelės yra prijungtas įtampos šaltinis. Dėl to plėvelė teka srovė, kurios ominių nuostolių galia lygi

$$P = UI = \frac{U^2}{R}, \quad (9.3.4)$$

čia  $U$  yra išorinė įtampa,  $I$  yra srovė,  $R$  yra plėvelės varža. Dėl šių ominių nuostolių plėvelė yra kaitinama ir dėl to nėra superlaidžios būsenos (kad plėvelės varža  $R$  negali būti lygi nuliui esant išorinei įtampai  $U$ , aišku jau vien iš to, kad tada plėvelė tekėtų begalinė srovė  $I = U/R$  ir būtų begalinė ominių nuostolių galia (9.3.4)).

Plėvelės varžos priklausomybė nuo temperatūros pavaizduota 9.10b pav. Pusiausviroji plėvelės temperatūra yra tokia, kai ominių nuostolių galia (9.3.4) yra tiksliai lygi šilumos srautui iš plėvelės į kriostatą. Kadangi šilumos srautas mažėja mažėjant plėvelės ir termostato temperatūrų



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

skirtumui, tai mažinant ominių nuostolių galią (9.3.4), mažės ir plėvelės temperatūra. Tačiau, kaip minėta, plėvelės temperatūra niekada netaps mažesnė už kritinę temperatūrą, kol  $U \neq 0$ . Vadinasi, mažinant  $U$  arba naudojant didesnės varžos plėvelę, jos temperatūra asimptotiškai artėja prie kritinės temperatūros, tačiau visada lieka didesnė už pastarąją. Dabar tarkime, kad sugėriklyje buvo sugerta jonizuojančiosios spinduliuotės dalelė. Todėl sugėriklio ir plėvelės temperatūra padidės. Kadangi didėjant temperatūrai varža  $R$  didėja, tai srovė  $I$  ir ominių nuostolių galia (9.3.4) sumažės. Sumažėjus tai galiai, ji jau nekompensuos šilumos srauto į kriostatą, todėl plėvelės temperatūra pradeda mažėti. Atitinkamai vėl sumažėja varža ir padidėja srovė. Vadinasi, plėvelės varžos didėjimas didėjant temperatūrai reiškia, kad tokiai sistemai yra būdingas neigiamas elektroterminis grįžtamasis ryšys: bet koks temperatūros padidėjimas sąlygoja srovės sumažėjimą, kuris, savo ruožtu, „skatina“ temperatūros sumažėjimą, ir atvirkščiai – temperatūros sumažėjimas sąlygoja srovės padidėjimą, kad temperatūra vėl padidėtų. T. y. temperatūra „pati save reguliuoja“. Optimali šio tipo detektoriaus veika yra tokia, kai pusiausviroji temperatūra atitinka 9.10b pav. priklausomybės didžiausio statumo sritį (vadinamąją „superlaidumo kraštą“). Optimalią temperatūrą atitinka vertikaliąją punktyrinę liniją, o atitinkamą varžą – horizontalioji punktyrinė linija. Šioje srityje temperatūros pokytis sugėrus dalelę yra palyginti mažas, todėl galima teigti, kad plėvelės temperatūra yra praktiškai pastovi. Vadinasi, šilumos srautas iš plėvelės į kriostatą taip pat yra praktiškai pastovus (kaip minėta, tas srautas priklauso tik nuo plėvelės ir kriostato temperatūrų). Tai reiškia, kad to šilumos srauto padidėjimą dėl sugertos papildomos energijos beveik tiksliai kompensuoja šilumos srauto sumažėjimas dėl sumažėjusios srovės. Šis faktas yra naudojamas matuojant sugertą energiją. Kadangi šilumos srautas – tai energija per laiko vienetą, tai pilnutinė sugertoji energija  $\Delta E$  – tai minėto papildomo šilumos srauto (atsiradusio dėl dalelės sugerties) integralas laiko atžvilgiu. Tačiau, kaip minėta, tas integralas yra praktiškai lygus ominių nuostolių (9.3.4) sumažėjimo integralui laiko atžvilgiu. Taigi, sugertoji energija lygi

$$\Delta E = -\int_{t_0}^{\infty} \Delta P(t) dt = -U \int_{t_0}^{\infty} \Delta I(t) dt, \quad (9.3.5)$$

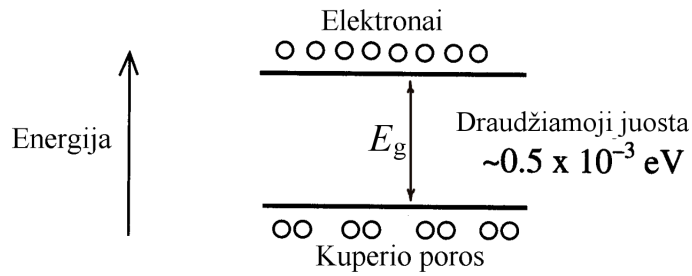
čia  $t_0$  yra laiko momentas, kai buvo sugerta energija,  $\Delta P$  yra momentinis ominių nuostolių galios pokytis laiko momentu  $t$ , o  $\Delta I(t)$  yra momentinis srovės pokytis laiko momentu  $t$  ( $\Delta P < 0$ ,  $\Delta I < 0$ ).

Superlaidumo ribos jutiklio srovės laikinė priklausomybė sugėrus fotoną yra pavaizduota 9.10c pav. Patamsintos srities plotas nusako srovės sumažėjimo integralą laiko atžvilgiu, kuris įeina į (9.3.5) reiškinį. Kad gauti sugertos energijos vertę  $\Delta E$ , užtenka tą integralą padauginti iš išorinės įtampos  $U$ . Toks energijos matavimo metodas yra ypatingas tuo, kad detektoriaus nereikia kalibruoti: užtenka tiksliai išmatuoti srovę  $I(t)$  ir įtampą  $U$ .

Superlaidumo ribos jutikliai yra daug jautresni negu anksčiau aprašyti kriogeniniai mikrokolorimetrai (žr. 9.3.1 skirsnį). Kitaip sakant, jie „reaguoja“ į daug mažesnius sugėriklio temperatūros pokyčius. Kadangi sugėriklio temperatūros pokytis yra atvirkščiai proporcingas šiluminei talpai (žr. (9.3.1)), tai superlaidumo ribos jutikliuose, dėl jų didesnio jautrio, galima naudoti daug didesnės šiluminės talpos sugėriklius. Pvz., galima naudoti ne dielektrikus, o metalus. Daugumos metalų šiluminis laidumas yra daug didesnis, negu dielektrikų arba puslaidininkų, todėl šiluminės energijos persiskirstymas trunka daug trumpesnę laiką. Todėl naudojant tokius įtaisus galima gauti daug trumpesnius impulsus, negu naudojant mikrokolorimetrus, kurie aprašyti 9.3.1 skirsnyje (impulso trukmė gali būti  $\sim 1 \mu s$ ). Energinė skyra yra maždaug tokia pati, t. y. kelias dešimtis kartų mažesnė (geresnė), negu naudojant Si(Li) puslaidininkinius detektorius.

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

Superlaidžioje medžiagoje laisvieji elektronai yra susijungę į vadinamąsias „Kuperio poras“ (superlaidumo teorijoje įrodoma, kad būtent dėl šio susijungimo medžiaga yra superlaidi). Kuperio porų ryšio energija yra labai maža (maždaug  $0,5 \cdot 10^{-3} eV$ ). Dėl šiluminio judėjimo (kuris pasireiškia net ir tada, kai medžiaga yra superlaidžios būsenos) kai kurios iš tų Kuperio porų yra suskaldomos į atskirus elektronus. Todėl superlaidininko elektronai yra pasiskirstę dviejose energijos juostose (žr. 9.11 pav.): apatinė juosta atitinka elektronus, kurie susijungę į Kuperio poras, o viršutinė juosta atitinka atskirus elektronus. Tarpas tarp tų dviejų energijos juostų – tai minėtoji Kuperio porų ryšio energija. Tokia energijos juostų struktūra yra analogiška puslaidininkų energijos juostų struktūrai (žr. 5.3 pav.). Pagrindinis skirtumas yra tas, kad superlaidininko draudžiamoji energijos juosta yra daug siauresnė, negu puslaidininkio (daugiau negu 1000 kartų).



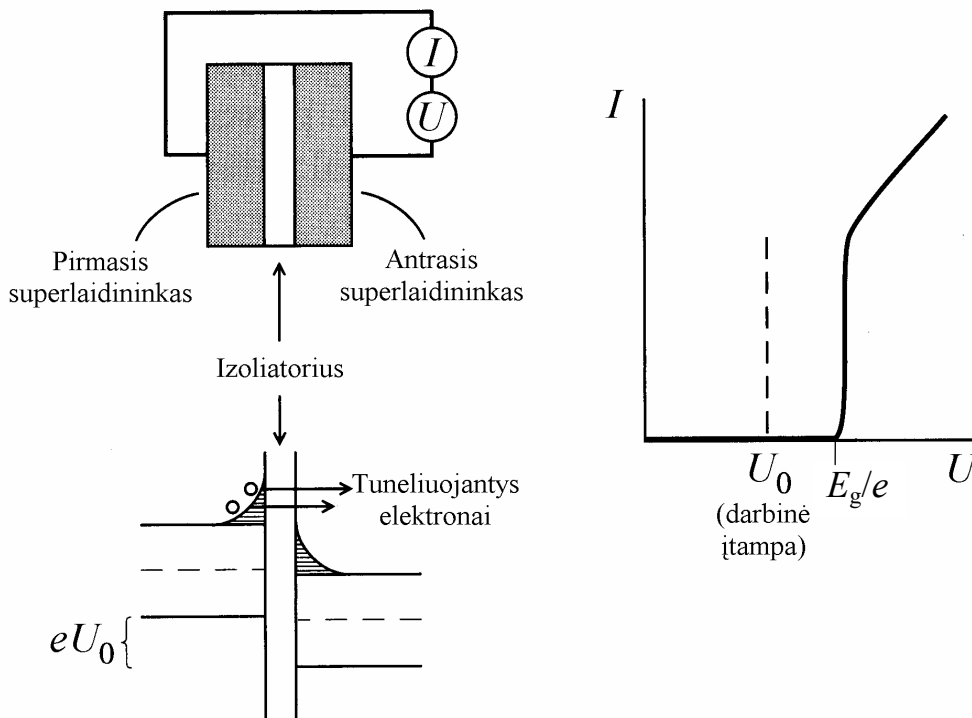
9.11 pav. Superlaidininko elektronų energijos juostų diagrama

Kai elektringoji dalelė sąveikauja su superlaidininku, ji praranda dalį energijos nutraukdama ryšius tarp elektronų, kurie surišti į Kuperio poras. Jeigu yra žinoma vidutinė energija  $W$ , tenkanti vienam nutrauktam elektronų ryšiui, tada pagal atsiradusių atskirų elektronų skaičių galima nustatyti ir dalelės energijos nuostolius  $\Delta E$  medžiagoje. Šiuo atveju vidutinis informacijos nešiklių skaičius  $\bar{N}_c$  vienam sąveikos įvykiui yra trimis didumo eilėmis didesnis negu puslaidininkyje, nes tas skaičius yra atvirkščiai proporcingas minėtajai energijai  $W$ :

$$\bar{N}_c = \frac{\Delta E}{W}. \quad (9.3.6)$$

Kadangi energija  $W$  yra artima minėtajai ryšio energijai  $E_g$ , tai  $\bar{N}_c$  yra palyginti didelis – maždaug 1000 kartų didesnis, negu elektronų ir skylių porų skaičius, kuris būtų sukurtas germanyje arba silicyje sugėrus tą patį energijos kiekį. Didelė  $\bar{N}_c$  reikšmė reiškia, kad energinės skyros statistinė riba yra maža, t. y. maždaug  $\sqrt{1000} \approx 30$  kartų mažesnė, negu puslaidininkinių detektorių atveju (žr. bendrąją ribinės energinės skyros išraišką (1.3.17)). Taigi, šiuo metodu galima žymiai pagerinti energinę skyrą.

Atsiradusių atskirų elektronų skaičių galima išmatuoti pagal jų sukuriamą srovę. Vadinasi, reikia pasiekti, kad matuojamą srovę kurtų tik atskirieji elektronai, bet ne Kuperio poros. Be to, kadangi medžiagos superlaidi būsena yra galima tik tada, kai medžiagoje nėra įtampos kritimo (žr. 9.3.2 skirsnį), tai aišku, kad ta srovė turi būti neelektrostatinė, t. y. jos „varomoji jėga“ superlaidininke negali būti potencialų skirtumas. Šie principai realizuojami superlaidžiuose detektoriuose su tuneline sandūra. Tokio įrenginio schema pavaizduota 9.12 pav. Jį sudaro du ploni superlaidininko sluoksniai, tarp kurių yra plonas izoliatoriaus sluoksnis. Izoliatoriaus sluoksnis turi būti pakankamai plonas, kad



9.12 pav. Superlaidžiojo tunelinio diodo veikimo principas ir voltamperinė charakteristika

elektronai galėtų jį pereiti dėl kvantinio „tunelinio efekto“. Tunelinio efekto esmė yra ta, kad krūvininkas, kurio energija yra mažesnė už potencialo barjero „viršūnės“ energiją, pereina tą potencialo barjerą nekeisdamas savo energijos. Kad tunelinis efektas sąlygotų kryptingą krūvininkų persiskirstymą tarp dviejų superlaidininkų (t. y. elektros srovę), reikia, kad kitoje potencialo barjero (izoliatoriaus) pusėje egzistotų neužimtos elektronų būsenos, atitinkančios tą pačią energiją. 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. Todėl nėra ir srovės. Jeigu prie šio įrenginio prijungiama išorinė įtampa  $U$ , tada viena įrenginio energijos juostų diagramos pusė pakyla kitos atžvilgiu (žr. 9.12 pav.). Šio poslinkio dydis yra lygus  $eU$ , čia  $e$  yra elementarusis krūvis. Jeigu įtampa  $U$  yra pakankamai maža, tada visa įtampa krinta izoliatoriaus sluoksnyje, todėl superlaidžioji būsena nėra suardoma (superlaidininkuose elektrinis laukas lieka lygus nuliui). Kol  $eU$  yra mažesnis už draudžiamosios juostos plotį (t. y., maždaug už  $0,5 \cdot 10^{-3}$  eV), srovė yra labai maža, nes ją gali sukelti tik elektronai, kurie termiškai sužadunami iš apatinės energijų juostos į viršutinę. Srovė žymiai padidėja, kai  $eU$  viršija draudžiamosios juostos plotį (t. y., maždaug  $0,5 \cdot 10^{-3}$  eV), nes tada vienos pusės užpildytoji energijos juosta atsiduria aukščiau, negu kitos pusės laisvoji energijos juosta, ir tampa galimas elektronų tuneliavimas iš pirmosios minėtosios juostos į antrąją. Todėl superlaidžiojo tunelinio diodo voltamperinė charakteristika yra tokia, kaip parodyta 9.12 pav. dešiniojoje pusėje.

Jeigu superlaidusis diodas su tuneline sandūra yra naudojamas kaip spinduliuotės detektorius, tada darbinė įtampa ( $U_0$ ) yra šiek tiek mažesnė už minėtąją staigaus srovės didėjimo įtampą. Todėl, kol nėra išorinės spinduliuotės, srovė yra labai maža (žr. voltamperinę charakteristiką 9.12 pav.). Tačiau, kai krintančioji dalelė sužadina elektronus į aukštesniąją energijos juostą, srovė padidėja, nes tie elektronai pradeda tuneliuoti per izoliatoriaus sluoksnį (9.12 pav. – iš kairės į dešinę). Tuo pat metu vyksta ir elektronų rekombinacija, t. y. atskirų elektronų susijungimas į Kuperio poras. Tačiau per laiko tarpą nuo elektrono sužadinimo iki jo rekombinacijos, vykstant betvarkiam judėjimui superlaidininke, elektronas daug kartų priartėja prie izoliatoriaus sluoksnio ir egzistuoja tikimybė, kad elektronas tuneliuos per tą sluoksnį. Srovės impulso trukmė – tai laikas, per kurį visi sužadintieji elektronai tuneliuoja arba rekombinuoja. Ta trukmė yra kelių mikrosekundžių eilės. [Minėtoji srovė yra neelektrostatinė, nes ją sąlygoja betvarkis elektronų judėjimas. Kadangi tuneliavimas yra galimas tik į tą prietaiso pusę, kurioje energijos juostos yra žemiau, tai šio betvarkio judėjimo metu elektronai savaime persiskirsto taip, kad pilnutinė sistemos energija sumažėtų.]

Srovės impulso trukmė sugėrus spinduliuotės dalelę šiuo atveju yra tos pačios eilės kaip elektronų persiskirstymo dėl tunelinio reiškinių trukmė, t. y. kelios mikrosekundės. Energinė skyra detektuojant 6 keV energijos fotonus yra maždaug 0,5 %. Tai atitinka spektro smailės plotį 30 eV. Taigi, šiuo atveju energetinė skyra yra kelis kartus didesnė (blogesnė), negu naudojant anksčiau aprašytų dviejų tipų detektorius, tačiau vis tiek viena eile mažesnė (geresnė), negu naudojant įprastinius Si(Li) puslaidininkinius rentgeno spektrometrus.



## 10. Masės spektrometrai ir magnetiniai spektrometrai

### 10.1. Branduolių masių matavimas ir izotopų atskyrimas

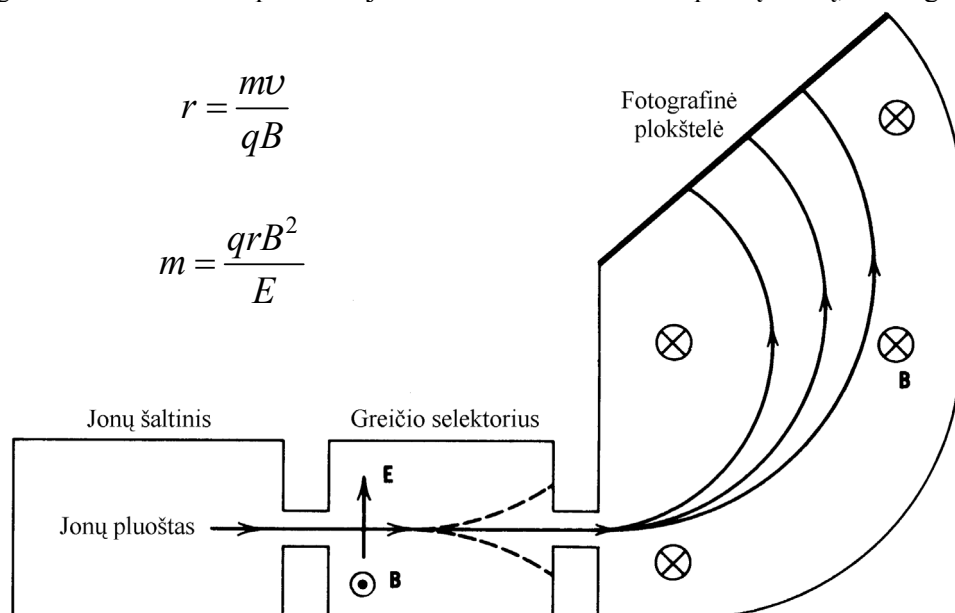
Tikslus branduolių masių matavimas yra ypač svarbus branduolio fizikos raidai (daug svarbesnis, negu atomo fizikoje). Taip yra dėl dviejų priežasčių:

- 1) Branduolio nukleonų tarpusavio traukos jėga pasireiškia vadinamuoju **masės defektu**, t. y. branduolio masės sumažėjimu lyginant su jį sudarančių nukleonų masių suma. Šis masės defektas gali sudaryti nuo 0,1 % iki maždaug 1 % viso branduolio masės (palyginimas: santykinis vandenilio atomo masės sumažėjimas dėl protono ir elektrono traukos jėgos yra tik  $1,4 \cdot 10^{-8}$ ). Tikslus masės defekto žinojimas yra svarbus formuluojant nukleonų tarpusavio sąveikos jėgos modelius.
- 2) Vieno elemento izotopų branduolių savybės yra skirtingos (nors vieno elemento izotopų *atomų* cheminės savybės yra vienodos). Kad ištirti konkretaus izotopo branduolių savybes, reikia mokėti nustatyti, kurių izotopų yra tiriamajame bandinyje ir atskirti tuos izotopus vieną nuo kito tolimesniems tyrimams. Izotopai yra atskiriami pagal jų branduolių mases.

Izotopų atskyrimui bei tiksliam branduolių masių matavimui naudojami vadinamieji **masės spektroskopai**. Jie yra skirstomi į dvi rūšis pagal tai, koku metodu yra registruojami atskirtieji izotopai: jeigu naudojamas fotografinis metodas (pagal vaizdą ant fotografinės plokštelės), tada toks įrenginys vadinamas **masės spektrografu**, o jeigu elektrinis metodas (naudojant jonų detektorių), tada – **masės spektrometru**. Tipiško masės spektrografo schema pavaizduota 10.1 pav.

Pirmasis masės spektrometro blokas – tai jonų šaltinis, kuris generuoja jonizuotų atomų arba molekulių pluoštą. Jonai gali būti kuriami keliais būdais, pvz., praleidžiant pro tiriamosios medžiagos garus didelės energijos elektronus arba sukiant kibirkštinį išlydį tarp elektrodų, kurie padengti tiriamąja medžiaga. Jonų, kurie išlekia iš šaltinio, greičiai yra pasiskirstę plačiame intervale (apytiksliai pagal Maksvelo skirstinį) ir, be to, dažniausiai būna kelių masių jonai.

Kitas elementas yra **greičio selektorius**, kuriame egzistuoja statmeni vienas kitam elektrinis ir magnetinis laukai. 10.1 pav. atveju elektrinis laukas nukreiptas į viršų, o magnetinis laukas – iš



**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.

brėžinio plokštumos. Kadangi jonų elektros krūvis yra teigiamas, tai pagal „kairiosios rankos taisyklę“ magnetinis laukas juos veiks jėga, kuri nukreipta į apačią, o elektrinis laukas juos veiks jėga, kuri nukreipta į viršų. Jėga, kuri atsiranda dėl magnetinio lauko, yra tiesiog proporcinga jonų greičiui, o jėga, kuri atsiranda dėl elektrinio lauko, nepriklauso nuo jonų greičio. Todėl egzistuoja tam tikra jonų greičio vertė, kuriai esant abi minėtosios jėgos kompensuoja viena kitą. Jonų, kurie juda tuo greičiu, trajektorija lieka tiesi. Tik tokio greičio jonai išeina iš greičio selektoriaus (žr. 10.1 pav.). Ta greičio vertė gaunama remiantis abiejų minėtų jėgų išraiškomis. Iš sąlygos, kad tos jėgos būtų lygios viena kitai, išplaukia ši lygybė:

$$qE = qvB, \quad (10.1.1)$$

čia  $q$  yra jonų krūvis,  $v$  yra jų greitis,  $E$  yra elektrinio lauko stipris,  $B$  yra magnetinė indukcija. Greičio  $v$  išraiška, kuri išplaukia iš (10.1.1), yra

$$v = \frac{E}{B}. \quad (10.1.2)$$

Matome, kad greičio selektorius atrenka visus greičio  $v$  jonus, nepriklausomai nuo jų masės. Paskutinis elementas yra judesio kiekio selektorius. Jame egzistuoja statmenas jonų judėjimo kryptčiai vienalytis magnetinis laukas. Tame lauke jonai juda apskritimo formos trajektorija, kurios spindulys priklauso nuo jų judesio kiekio (impulso). Trajektorijos spindulio ( $r$ ) ir judesio kiekio sąryšis išplaukia iš Lorencio jėgos išraiškos (ji užrašyta (10.1.1) lygybės dešiniojoje pusėje) ir apskrita orbita judančios dalelės įcentrinio pagreičio išraiškos:

$$a = \frac{v^2}{r}. \quad (10.1.3)$$

Pagal II Niutono dėsnį įcentrinė jėga yra lygi  $ma$ , kur  $m$  yra jono masė. Vadinasi,

$$qvB = m \frac{v^2}{r}$$

arba

$$mv = qBr. \quad (10.1.4)$$

Šios lygybės kairiojoje pusėje yra jono judesio kiekio išraiška. Taigi, jono trajektorijos spindulys  $r$  yra tiesiog proporcingas jono judesio kiekiui:

$$r = \frac{mv}{qB}. \quad (10.1.5)$$

Kadangi  $q$ ,  $B$  ir  $v$  vertės yra tiksliai apibrėžtos, tai judesio kiekio selektoriuje jono trajektorijos spindulys  $r$  priklauso tik nuo jono masės  $m$ . Judesio kiekio selektoriaus magnetinės indukcijos vertė  $B$ , kuri įeina į (10.1.4) ir (10.1.5) formules, bendruoju nėra lygi greičio selektoriaus magnetinei indukcijai, kuri įeina į (10.1.1) ir (10.1.2) formules. Tačiau dažnai abiejų šių blokų magnetinis laukas būna vienodas. Tada, įrašius  $v$  išraišką (10.1.2) į (10.1.5) ir išreiškus  $m$ , gaunama ši formulė:

$$m = \frac{qrB^2}{E}. \quad (10.1.6)$$

Kad išmatuoti branduolių mases, pvz.,  $10^{-6}$  santykinio tikslumu, reikia, kad visi dydžiai, kurie įeina į masės išraišką (10.1.6), būtų žinomi tokiu tikslumu. Praktiškai toks tikslumas yra nepasiekiamas. Todėl matuojant branduolių mases yra taikomas vadinamasis **masių dubleto** metodas: vietoj to, kad tiesiogiai matuoti nežinomąją masę, yra matuojamas jos nuokrypis nuo kitos masės, kuri yra iš anksto tiksliai žinoma. Tada ir nežinomąją masę galima nustatyti daug didesniu tikslumu negu matuojant tiesiogiai. Pvz., tarkime, kad siekiama tiksliai išmatuoti protono (vandenilio  $^1\text{H}$  branduolio) masę. Yra iš anksto žinoma, kad anglies izotopo  $^{12}\text{C}$  atomo masė yra tiksliai lygi 12 a.m.v. (atominiai masės vienetai), nes atominis masės vienetas yra apibrėžiamas kaip viena dvyliktoji  $^{12}\text{C}$  atomo masės dalis. Todėl, matuojant protono masę, kai nėra jokios kitos papildomos informacijos, reikia naudoti du skirtingos sudėties, bet vienodos molekulinės masės cheminius junginius, kuriuos sudaro tik  $^1\text{H}$  ir  $^{12}\text{C}$  atomai. Pvz., galima naudoti  $\text{C}_9\text{H}_{20}$  (nonanas, molekulinė masė  $9 \cdot 12 + 20 = 128$ ) ir  $\text{C}_{10}\text{H}_8$  (naftalenas, molekulinė masė  $10 \cdot 12 + 8 = 128$ ). Masės spektrometru išmatuota jų molekulių jonų masių skirtumo vertė yra lygi  $\Delta = 0,09390032 \pm 0,00000012$  a.m.v. To skirtumo išraiška, kuri išplaukia iš junginių cheminių formulių, yra šitokia:

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

Vadinasi,

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

Tęsiant šį pavyzdį, galima išmatuoti ir trečiojo nuklido atominę masę: Dabar jau yra tiksliai žinomos dviejų nuklidų ( $^1\text{H}$  ir  $^{12}\text{C}$ ) atominės masės, todėl matuojant trečiojo nuklido (pvz.,  $^{14}\text{N}$ ) atominę masę, galima naudoti junginius, kuriuos sudaro  $^1\text{H}$ ,  $^{12}\text{C}$  ir  $^{14}\text{N}$  atomai. Pvz., galima naudoti  $\text{C}_2\text{H}_4$  (etenas, molekulinė masė  $2 \cdot 12 + 4 = 28$ ) ir dujinis azotas ( $\text{N}_2$ , molekulinė masė  $2 \cdot 14 = 28$ ). Šių dviejų molekulių masių skirtumas lygus

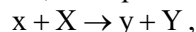
$$\Delta = m(\text{C}_2\text{H}_4) - m(\text{N}_2) = 2m(^{12}\text{C}) + 4m(^1\text{H}) - 2m(^{14}\text{N}) = 0,025152196 \pm 0,00000003 \text{ a.m.v.}$$

Vadinasi,

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

Šie pavyzdžiai rodo, kad matuojant branduolių mases masių dublito metodu galima pasiekti  $10^{-8}$  arba  $10^{-9}$  santykinę paklaidą, nors išmatuoto masių skirtumo  $\Delta$  santykinė paklaida yra  $10^{-6}$  eilės (taip yra todėl, kad branduolio masės defektas yra 2–3 didumo eilėmis mažesnis už branduolio masę).

Masės spektrometrijos metodu galima išmatuoti tik stabilų arba palyginti ilgaamžių nuklidų mases. Trumpaamžių nuklidų mases galima išmatuoti pagal branduolinės reakcijos, kurios metu tie nuklidai susiformuoja, šilumą  $Q$ . Pvz., tarkime, kad apibendrintoji reakcijos lygtis yra šitokia:



čia „ $x$ “ žymi krintančiąją dalelę, o „ $X$ “ žymi nejudantį taikinio branduolį. Reakcijos šiluma yra lygi pirminių ir antrinių dalelių rimties energijų skirtumui:

$$Q = [m(x) + m(X) - m(y) - m(Y)]c^2. \quad (10.1.7)$$

Vadinasi, jeigu branduolio „ $Y$ “ masė nėra žinoma, tada ją galima nustatyti išmatavus  $Q$ . Pvz., tokiu būdu buvo nustatyta trumpaamžio azoto izotopo  $^{12}\text{N}$  masė. Šis nuklidas susidaro endoterminėje 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 minėtos reakcijos šilumos vertė yra  $Q = -22,1355 \pm 0,0010 \text{ MeV}$ . Vadinasi,

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

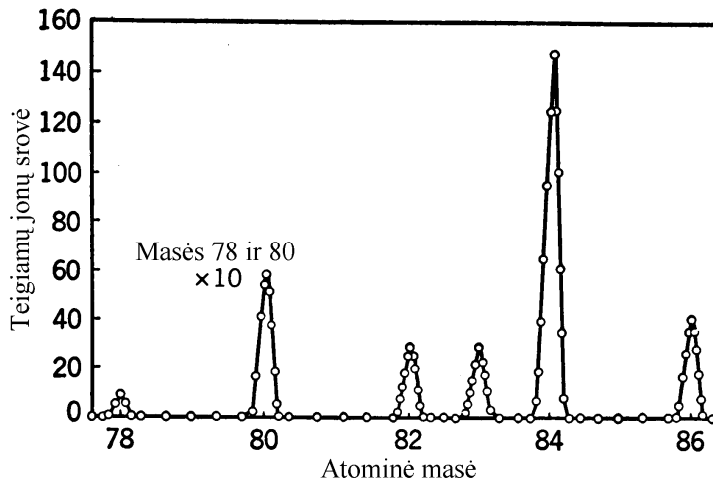
Šios vertės paklaidą daugiausia lemia  $Q$  paklaida ( $^1\text{H}$ ,  $^3\text{H}$  ir  $^{14}\text{N}$  branduolių masių santykinė palaida yra daug mažesnė). Nuklido  $^{12}\text{N}$  pusamžis yra 0,01 s, t. y. pernelyg mažas, kad šio nuklido masę būtų galima išmatuoti masės spektrometru. Taigi, branduolinių reakcijų metodu galima išmatuoti nestabiliųjų nuklidų mases, kurias neįmanoma išmatuoti tiesiogiai.

Masės spektrometrijos metodais galima išmatuoti ir įvairių vieno cheminio elemento izotopų santykinius kiekius gamtoje. Tai atliekama naudojant pastovų trajektorijos spindulį  $r$  judesio kiekio selektoriuje (žr. 10.1 pav.) ir vietoj fotografinės plokštelės naudojant ekraną su plyšiu. Kryptingai keičiant elektrinio lauko stiprį  $E$  arba magnetinę indukciją  $B$ , kryptingai kinta ir jonų, kurie pataiko į tą plyšį, masė  $m$  (žr. (10.1.6)). Matuojant jonų elektros srovę, kuri pereina per plyšį, gaunama maždaug tokia srovės priklausomybė nuo masės, kuri pavaizduota 10.2 pav. Smailių integralų santykiai yra lygūs atitinkamų masių izotopų kiekių santykiai. Tokiu būdu gautos kriptono izotopų santykinės dalys natūraliame kriptone yra pateiktos 10.2 pav. paraštėje. Vidutinė kriptono atominė masė apskaičiuojama padauginus kiekvieno izotopo atominę masę iš atitinkamos santykinės dalies ir paskui sudėjus tas sandaugas:

$$m = 0,00356 m(^{78}\text{Kr}) + 0,0227 m(^{80}\text{Kr}) + \dots = 83,8 \text{ a.m.v.}$$

Ši vertė sutampa su ta, kuri pateikta periodinėje elementų lentelėje.

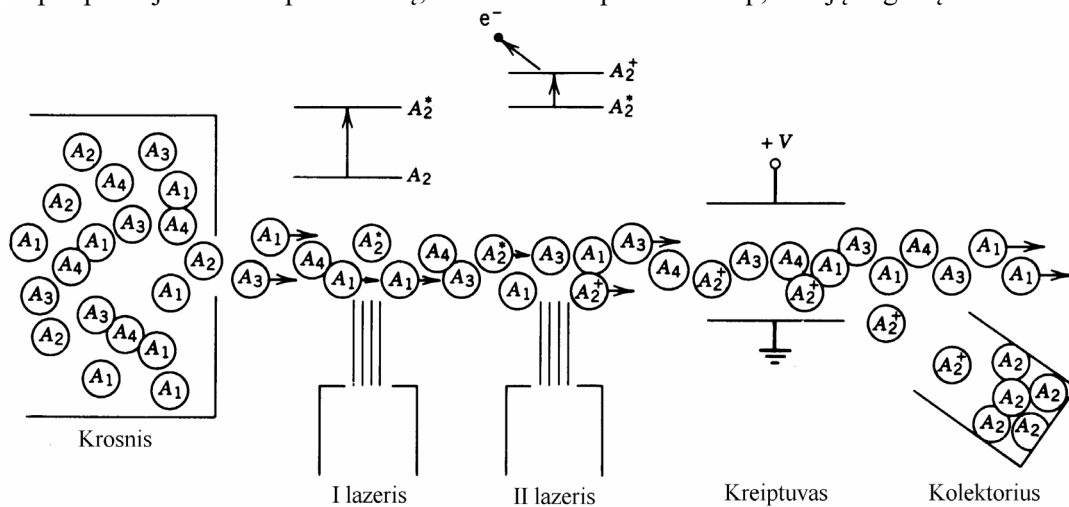
Masės spektrometrai naudojami ne tik matuojant nuklidų mases, bet ir formuojant reikalingos masės nuklidų bandinius laboratoriniams tyrimams. Kai kurie masės spektrometrai yra optimizuoti tam, kad būtų galima kuo greičiau sukaupti didelį reikalingos medžiagos kiekį. Tuo tikslu tenka pabloginti kai kurias kitas spektrometro charakteristikas, pvz., jo gebėjimą išskirti artimas mases (kaip 10.2 pav.). Pvz., tokie izotopų atskyrimo renginiai yra Ouk Ridžo (angl. *Oak Ridge*) nacionalinėje laboratorijoje (JAV). Atskirtieji izotopai, kuriuos galima nusipirkti iš tokių laboratorijų, yra naudojami



**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 %).

labai įvairiuose eksperimentuose, – ne tik branduolio fizikos, bet ir chemijos ir biologijos srityse. Pvz., stabilieji izotopai gali būti naudojami vietoj radioaktyviųjų žymėtųjų atomų tiriant medžiagų apykaitą augaluose. Natūralios anglies 99 % yra  $^{12}\text{C}$ , o likęs 1 % yra  $^{13}\text{C}$ , natūralaus azoto 99,6 % yra  $^{14}\text{N}$ , o 0,4 % yra  $^{15}\text{N}$ . Jeigu augalas yra patalpinamas į patalpą, kurios ore visas anglies dioksidas ( $\text{CO}_2$ ) yra sudarytas iš  $^{13}\text{C}$ , ir jeigu naudojamos trąšos, kuriuose vietoj  $^{14}\text{N}$  yra  $^{15}\text{N}$ , tada, periodiškai matuojant šių izotopų kiekius įvairiose augalo vietose, galima tirti anglies ir azoto atomų judėjimą augalo viduje. Tokių tyrimų būtų neįmanoma atlikti naudojant radioaktyviuosius žymėtuosius atomus, nes labiausiai ilgaamžio radioaktyviojo azoto izotopo skilimo pusamžis yra 10 min. Vadinasi, naudojant radioaktyviuosius azoto izotopus negalima tirti ypač lėtų vyksmų (tokių kaip medžiagų apykaita augaluose). Be to, radioaktyvieji izotopai galėtų pakenkti tiriamajam augalui bei žmonėms, kurie jį prižiūri.

Visiškai kitoks izotopų atskyrimo metodas remiasi tuo, kad naudojant lazerius galima gauti labai tiksliai apibrėžto bangos ilgio (t. y. monochromatinę) šviesą. Vieno elemento skirtingų izotopų atomų kvantinių šuolių energijos šiek tiek skiriasi. Šis skirtumas yra vadinamas *izotopiniu poslinkiu*. Izotopinis poslinkis atsiranda dėl to, kad skirtingų izotopų branduolių spinduliai yra skirtingi. Galima pasiekti, kad lazerio spinduliuotė sužadintų vieno izotopo atomus, tačiau nesužadintų kitų to paties elemento izotopų atomų. Tokio įrenginio schema pavaizduota 10.3 pav. Neutralių atomų pluoštas pereina per pirmojo lazerio spinduliuotę, kurios dažnis parinktas taip, kad ją sugertų tik vieno izotopo



**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

atomai. Tos sugerties metu tų atomų elektronai pereina į tam tikrą sužadintąją energijos lygmenį. Kai elektronas yra sužadintame energijos lygmenyje, tada energijos kiekis, kuris reikalingas tam, kad pašalinti tą elektroną iš atomo, yra mažesnis, negu tada, kai elektronai užima mažiausios energijos lygmenis. Todėl galima pasiekti, kad antrojo lazerio spinduliuotė jonizuotų tik sužadintuosius atomus (žr. 10.3 pav.). Vadinasi, kai atomų pluoštas pereina per antrojo lazerio spinduliuotę, kai kurie reikalingojo izotopo atomai bus jonizuoti. Visų kitų izotopų atomai liks neutralūs. Todėl, perėjus atomų pluoštui pro elektrinį lauką („kreiptuvą“), judėjimo kryptį pakeis tik reikalingo izotopo atomai. Taip galima atrinkti tik to izotopo atomus ir sukaupti reikalingą jų skaičių (žr. 10.3 pav.).

## 10.2. Magnetinio spektrometro veikimo principas ir pagrindiniai parametrai

Matuojant regimosios šviesos bangos ilgį, yra naudojamos difrakcinės gardelės, kurios išskaido šviesą į skirtingų spalvų spindulius (t. y. išsklaido šviesą skirtingomis kryptimis priklausomai nuo jos bangos ilgio). Taigi, yra realizuojamas *erdvinis* bangos ilgių atskyrimas: skirtingi bangos ilgiai registruojami skirtinguose erdvės taškuose. Registravimui gali būti naudojama fotografinė plokštelė (spektrografuose) arba fotoelektrinis įtaisas (spektrometruose). Projektuojant tokių matavimų įrangą, yra siekiama padidinti *skiriamąją gebą* (ji apibrėžiama kaip santykis  $\lambda / \Delta\lambda$ , kur  $\lambda$  yra bangos ilgis, o  $\Delta\lambda$  yra mažiausias dviejų spektro linijų bangos ilgių skirtumas, kai tas dvi linijas dar galima atskirti vieną nuo kitos) ir padidinti *dispersiją* (ji apibrėžiama kaip santykis  $\Delta\theta / \Delta\lambda$ , kur  $\Delta\theta$  yra sklaidos kampų skirtumas, atitinkantis bangos ilgių skirtumą  $\Delta\lambda$ ).

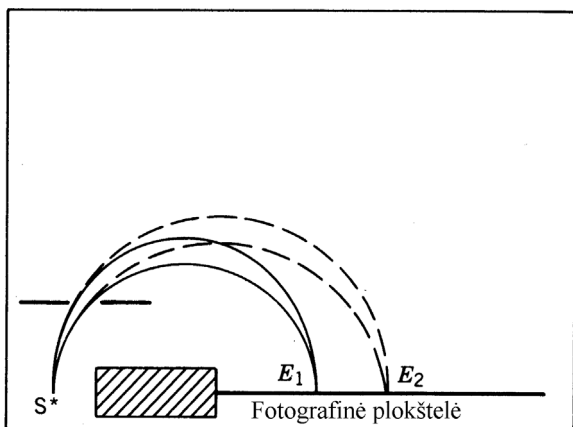
Projektuojant magnetinį elektringųjų dalelių spektrometrą, tikslai yra tokie patys, kaip anksčiau minėtieji tikslai projektuojant optinį spektrometrą. *Magnetinis spektrometras* – tai vakuuminis prietaisas, kuriame elektringosios dalelės juda apibrėžtos konfigūracijos magnetiniame lauke, nukrypdomos jame įvairiais kampais, priklausomai nuo jų energijos ir krūvio. Tokiu būdu elektringųjų dalelių pluoštas yra išskaidomas pagal jų energijas, ir tampa įmanoma tirti dalelių energijų spektrą. Taigi, kaip ir optiniame spektrometre, skirtingų energijų dalelės yra nukreipiamos skirtingomis kryptimis ir reikia mažinti energinę skyrą bei didinti dispersiją. Reikia atkreipti dėmesį į tai, kad skiriamoji geba ir energinė skyra reiškia skirtingus dydžius: skiriamosios gebos apibrėžtyje bangos ilgių skirtumas  $\Delta\lambda$  yra vardiklyje, todėl maža bangos ilgio matavimo paklaida reiškia *didelę* skiriamąją gebą; tuo tarpu energinė skyra apibrėžiama kaip santykis  $\Delta E / E$ , kur  $E$  yra dalelės energija, o  $\Delta E$  yra mažiausias dviejų energijų skirtumas, kad tas dvi energijas dar galima atskirti vieną nuo kitos. Taigi, maža energijos matavimo paklaida reiškia *mažą* energinę skyrą. Teiginys „didelė skiriamoji geba“ yra tapatus teiginiui „maža energinė skyra“: abiem atvejais siekiama pasakyti, kad, kai monochromatinė spinduliuotė krinta į įrenginį, energijos arba bangos ilgio matavimo paklaida yra palyginti maža. Be to, yra pageidautina, kad spektrometras fokusuotų daleles, t. y. nukreiptų daleles, kurios sklinda skirtingomis kryptimis, į vieną tašką, kuriame yra registravimo įrenginys (pvz., fotografinė plokštelė arba detektorius). To reikia, kad palengvinti detektavimą ir sumažinti matavimo trukmę.

Magnetinių spektrometrų sandara yra panaši į masės spektrometrų sandarą, kuri aprašyta 10.1 skirsnyje. Pagrindinius veikimo principus iliustruoja 10.4 pav. Tarkime, kad radioaktyvusis šaltinis spinduliuoja dviejų tiksliai apibrėžtų energijų  $E_1$  ir  $E_2$  elektringąsias daleles (pvz.,  $\alpha$  daleles). Iš šaltinio tos dalelės išlekia įvairiomis kryptimis. Vienalyčiame magnetiniame lauke jos juda apskritimais. Apskritimo spindulio  $r$  ir magnetinės indukcijos  $B$  sandauga nusako dalelės judesio kiekį  $mv$  (žr. (10.1.4) lygybę). Vadinasi, į fotografinę plokštelę tos dvi dalelės pataikys skirtinguose taškuose. Visos kitos tokio įrenginio projektavimo detalės yra susijusios su tuo, kad padidinti fokusavimo efektą ir pagerinti energinę skyrą. Kadangi dalelių energija nustatoma pagal trajektorijos spindulį  $r$  ir magnetinę indukciją  $B$ , o santykinė spindulio  $r$  matavimo paklaida būna daug didesnė už santykinę  $B$  matavimo paklaidą, tai magnetinio spektrometro energinę skyrą lemia spindulio  $r$  matavimo paklaida  $\Delta r$ :

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{\Delta r}{r}. \quad (10.2.1)$$

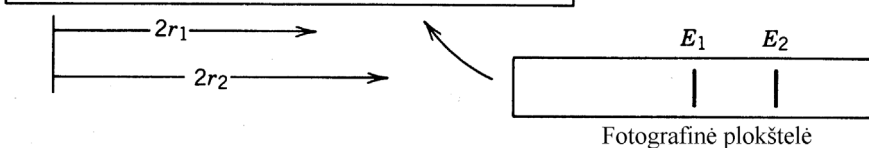
Optimali magnetinio spektrometro sandara priklauso nuo tiriamųjų dalelių rūšies.

Tipiško elektronų magnetinio spektrometro schema parodyta 10.5 pav. Magnetinį lauką kuria elektros srovė, kuri teka ritėmis. Esant tam tikrai srovės (t. y. magnetinio lauko) vertei, tam tikros energijos ( $E_2$ ) elektronų trajektorijos kreivumas yra toks, kad jie apeina kliūtį ir pataiko į išėjimo plyšį.

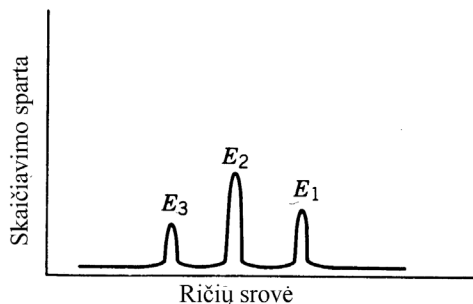
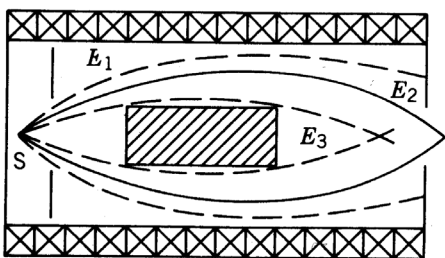


**10.4 pav.** Paprastas magnetinis spektrometras. Vienalytis magnetinis laukas yra statmenas brėžinio plokštumai. Dalelės juda apskritimais, kurių spindulys priklauso nuo dalelių impulso.

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



~ 30 cm



**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

Mažesnės energijos ( $E_3$ ) elektronų trajektorijos kreivumo spindulys yra per mažas, kad jie galėtų apeiti kliūtį, o didesnės energijos ( $E_1$ ) elektronų trajektorijos kreivumo spindulys yra per didelis, kad jie galėtų pataikyti į plyšį. Detektorius ( $D$ ) matuoja elektronų, išinančių iš ritės, skaičių per laiko vienetą, esant įvairioms ričių srovėms. Tokio įrenginio energinė skyra dažniausiai būna mažesnė už 0,1 %. Palyginimas: geriausia (mažiausia) energinė skyra, kurią galima pasiekti naudojant puslaidininkinį Si(Li) detektorius, yra maždaug 0,5 %. Taigi, naudojant magnetinį spektrometrą, galima tiksliau išmatuoti elektronų energijos spektrą, negu naudojant puslaidininkinį detektorius.

Magnetinių spektrometrų, kurie skirti tirti sunkiųjų elektringųjų dalelių (pvz.,  $\alpha$  dalelių arba protonų) energijos spektrą, veikimo principas yra toks pats, tačiau yra kai kurių ypatybių, kurios susijusios su didesne dalelių mase. Esant tai pačiai kinetinei energijai  $E$ , sunkiųjų dalelių judesio kiekis yra didesnis negu lengvųjų dalelių, nes judesio kiekis yra lygus

$$mv = \sqrt{2mE}, \quad (10.2.2)$$

čia  $m$  yra dalelės masė. Kadangi magnetiniame spektrometre magnetinės indukcijos ir trajektorijos spindulio sandauga yra tiesiog proporcinga judesio kiekiui  $mv$  (žr. (10.1.4)), tai sunkiųjų dalelių spektrometrų matmenys yra didesni ir juose turi būti naudojami stipresni magnetiniai laukai, negu elektronų spektrometruose. Sunkiųjų dalelių magnetiniuose spektrometruose magnetinis laukas kuriamas naudojant elektromagnetus, o tipiški tokio spektrometro matmenys yra kelių metrų eilės. Pilnutinė tokio įrenginio masė gali siekti 100 tonų (didžiąją dalį tos masės sąlygoja elektromagnetų feromagnetinės šerdys). 10.6 pav. yra sunkiųjų elektringųjų dalelių magnetinio spektrometro nuotrauka. Tokio įrenginio energinė skyra taip pat yra maždaug 0,1 % arba mažesnė, t. y. 3 – 5 kartus geresnė negu tipiško puslaidininkinio detektoriaus.



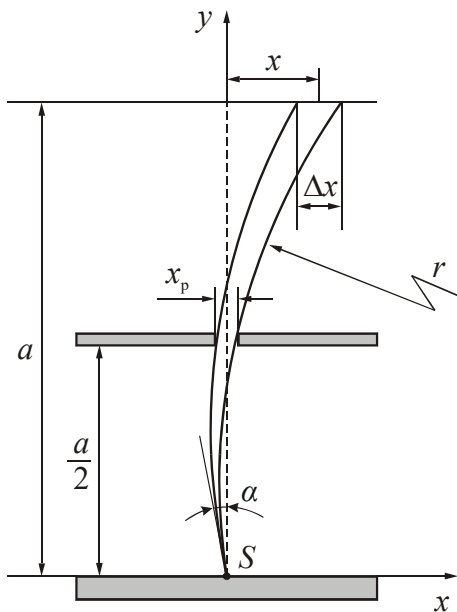
**10.6 pav.** Didelės skiriamosios gebos protonų spektrometras (Los Alamos Nacionalinė Laboratorija, JAV). Protonai patenka į spektrometrą iš kairės vamzdžiu, kuris yra apačioje, paskui yra išsklaidomi, pereina du kreiptuvus (75°) ir detektuojami viršuje. Kai protonų energija yra 800 MeV, energinė skyra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

### 10.3. Fokusavimo reiškinio magnetiniame spektrometre analizė

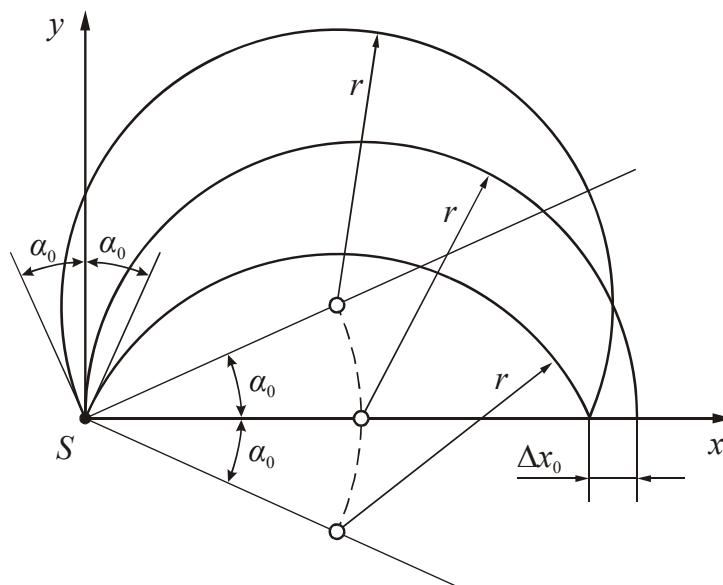
Įsitikinsime, kad spektrometras, kuris pavaizduotas 10.4 pav. iš tikrųjų turi savybę fokusuoti daleles, išlėkusias skirtingomis kryptimis, į vieną tašką. Tarkime, kad radioaktyvusis šaltinis yra plono siūlo pavidalo (10.8 pav. šaltinis pažymėtas raide  $S$ , tas siūlas yra statmenas 10.8 pav. plokštumai). Kadangi radioaktyvusis šaltinis spinduliuoja daleles įvairiomis kryptimis, reikia nagrinėti vienodo spindulio apskritimų šeimą (žr. 10.8 pav.). Žinome, kad  $r$  spindulio apskritimo lygtis yra

$$r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2; \quad (10.3.1)$$

čia  $x_0$  ir  $y_0$  yra apskritimo centro koordinatės. Šiuo atveju  $x_0$  ir  $y_0$  nėra nepriklausomi, nes visi šie apskritimai eina per tašką  $S$ , kuriame yra radioaktyvusis šaltinis. Laikysime, kad šis taškas yra koordinatinių pradžių taškas  $x = 0, y = 0$ . Apskritimo centro padėtį lemia dalelės pradinė kryptis. Jeigu dalelė išlekia  $Y$  ašies kryptimi, tada apskritimo centras yra ant  $X$  ašies, taške  $x = r$  (vidurinis apskritimas 10.8 pav.). Bendroju atveju apskritimo centro koordinatės apskaičiuojamos pagal



10.7 pav. Tiesioginio nuokrypio magnetinio spektrometro schema



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

formules  $x_0 = r \cos \alpha$ ,  $y_0 = r \sin \alpha$ ; čia  $\alpha$  yra kampas tarp  $Y$  ašies ir elektringosios dalelės pradinės krypties (žr. 10.7 pav.). Taigi, skirtingomis kryptimis išlėkusių dalelių trajektorijų lygtys yra

$$r^2 = (x - r \cos \alpha)^2 + (y - r \sin \alpha)^2; \quad (10.3.2)$$

Ant fotografinės plokštelės gaunamas šaltinio atvaizdas. To atvaizdo plotis lemia trajektorijos spindulio (ir tuo pačiu – dalelių energijos) matavimo paklaidą. Apskaičiuosime šaltinio atvaizdo plotį dviem atvejais: kai naudojama 10.7 pav. geometrija (t. y. kai nėra fokusavimo efekto) ir kai naudojama 10.4 pav. geometrija.

Magnetinis spektrometras, kurio sandara atitinka 10.7 pav., yra vadinamas **tiesioginio nuokrypio spektrometru**. Tokiame spektrometre elektringosios dalelės, kurias spinduliuoja plono siūlo formos šaltinis, praeina pro siaurą plyšį – vadinamąją **diafragmą** – ir yra registruojamos fotografinėje plokštelėje (žr. 10.7 pav.). Dalelės su skirtinga energija pataiko į skirtingus fotografinės plokštelės taškus ir sudaro šaltinio atvaizdus, kurie yra siaurų juostelių pavidalo. Jeigu atstumas  $a$  tarp šaltinio ir fotografinės plokštelės yra daug mažesnis už trajektorijos kreivumo spindulį  $r$ , tada apskritimų lankai, kuriais juda dalelės 10.7 pav., yra beveik tiesių atkarpų pavidalo, todėl šaltinio atvaizdo, kurį sąlygoja vienos energijos dalelės, plotis yra apytiksliai lygus

$$\Delta x \approx a \Delta \alpha, \quad (10.3.3)$$

čia  $\Delta \alpha$  yra kampas, kuriuo iš taško  $S$  yra matoma diafragma. Tas kampas vadinamas **diafragmos kampine apertūra** ((10.3.3) reiškinyje diafragmos kampinė apertūra yra išreikšta radianais). Dydis  $\Delta x$  nusako elektringosios dalelės pataikymo į fotoplokštelę koordinatės matavimo paklaidą. Akivaizdu, kad tiesioginio nuokrypio spektrometre nėra fokusavimo efekto: dalelių, kurios išlėkė skirtingais kampais  $\alpha$ , trajektorijos nesikerta erdvės srityje tarp šaltinio ir fotografinės plokštelės.

Dabar išnagrinėsime **spektrometrą su pusiau apskrita fokusuote**. Tokiame spektrometre, kaip ir anksčiau aprašytame tiesioginio nuokrypio spektrometre, elektringosios dalelės juda vienalyčiame magnetiniame lauke, kuris statmenas dalelių judėjimo kryptims. Tačiau šiuo atveju dalelių  $x$  koordinatės matuojamos toje pačioje plokštumoje, kurioje yra dalelių šaltinis, t. y.,  $XZ$  plokštumoje, kurios lygtis  $y = 0$  (žr. 10.8 pav. ir 10.4 pav.). Šiuo atveju dalelių trajektorijos – tai maždaug pusės apskritimo pavidalo lankai (palyginimas: tiesioginio nuokrypio spektrometre dalelių trajektorijos yra beveik tiesios atkarpos). Įrašę  $y = 0$  į apskritimo lygtį (10.3.2) ir išreiškę  $x$ , gauname įvairiomis kryptimis išlėkusių dalelių pėdsakų  $x$  koordinatas:

$$x = 2r \cos \alpha. \quad (10.3.4)$$



Vadinasi, dalelės, kurios išlėkė iš šaltinio  $Y$  kryptimi ( $\alpha = 0$ ), kerta  $x$  ašį taške, kuris yra toliausiai nuo šaltinio ( $x = 2r$ ), o dalelės, kurios išlėkė iš šaltinio kitu kampu  $\pm\alpha$ , kerta  $x$  ašį artimesniame taške. Kaip ir tiesioginio nuokrypio spektrometre, kampai  $\alpha$  yra apribojami, naudojant siaurą plyšį – diafragmą (10.8 pav. diafragma neparodyta). Išlėkimo kampo  $\alpha$  didžiausią absoliučiąją vertę žymėsime  $\alpha_0$  (tai yra pusė kampinės apertūros  $\Delta\alpha$ ). Iš (10.3.4) išplaukia, kad diafragmos kampinė apertūra  $2\alpha_0$  lemia taškinio šaltinio atvaizdo plotį:

$$\Delta x_0 = 2r - 2r \cos \alpha_0. \quad (10.3.5)$$

Praktikoje kampas  $\alpha_0$  būna mažas, todėl galioja apytikslė lygybė

$$\cos \alpha_0 \approx 1 - (\alpha_0^2 / 2), \quad (10.3.6)$$

čia kampas išreikštas radianais. Įrašę (10.3.6) į (10.3.5), gauname, kad taškinio šaltinio atvaizdo plotis apytiksliai lygus  $r\alpha_0^2$ . Turint omenyje, kad  $\alpha_0 \ll 1$ , galima teigti, kad šiuo atveju galima pasiekti žymiai mažesnius atvaizdo matmenis, negu aukščiau išnagrinėtame spektrometre be fokusuotės, kuriame atvaizdo matmenys proporcingi kampinės apertūros pirmam laipsniui (žr. (10.3.3)). Būtent todėl sakoma, kad dalelės yra „fokusuojamos“. Fokusavimas leidžia padidinti trajektorijos spindulio matavimo tikslumą, t.y., sumažinti energijos matavimo paklaidą (žr. (10.2.1)).

Spektrometre su pusiau apskrita fokusuote dalelės fokusuojamos tik viena kryptimi (10.8 pav. atveju –  $X$  kryptimi). Taip yra todėl, kad tokiam spektrometre magnetinis laukas yra vienalytis. Egzistuoja spektrometrai, kuriuose dalelės fokusuojamos ir  $Z$  kryptimi. Tuo tikslu panaudojamas nevienalytis  $Z$  kryptimi magnetinis laukas. Vienas iš fokusavimo būdų – magnetinių lęšių panaudojimas. **Magnetinis lęšis** – tai plona ritė, kuria teka srovė. Tam tikromis sąlygomis tokia ritė gali sufokusuoti dalelių pluoštą, kuris sklinda išilgai ritės ašies, panašiai kaip optinis lęšis fokusuoja į jį krintančią šviesą. Pvz., magnetinis lęšis naudojamas anksčiau minėtame elektronų magnetiniame spektrometre (žr. 10.5 pav.).

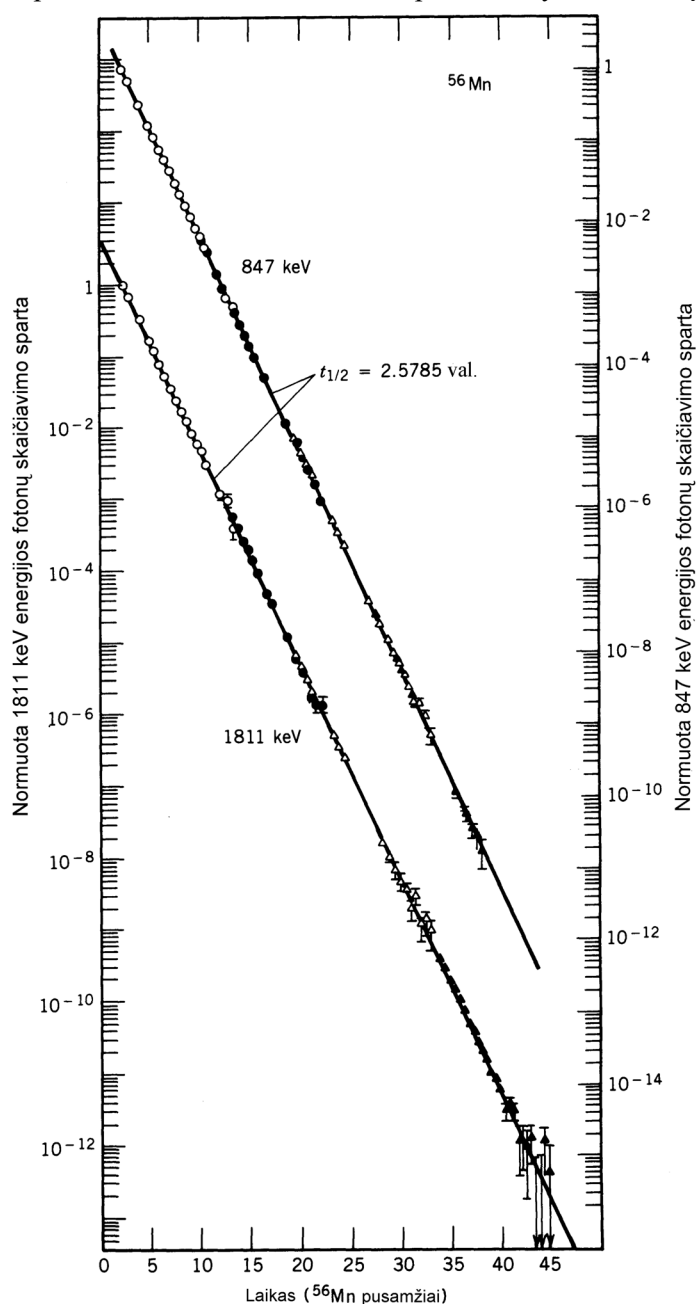
## 11. Nestabiliųjų nuklidų gyvavimo trukmių matavimas

Nestabiliųjų nuklidų vidutinės gyvavimo trukmės yra labai įvairios: kai kurių gamtoje egzistuojančių nuklidų jos yra  $10^{15}$  metų eilės, o kai kurių sužadintųjų branduolinių būsenų – mažesnės už  $10^{-15}$  s. Todėl labai įvairūs yra ir gyvavimo trukmių matavimo metodai. **Pastaba:** vidutinė gyvavimo trukmė ( $\tau$ ) yra artima pusėjimo trukmei ( $T_{1/2}$ ): šie du laikai susiję sąryšiu  $T_{1/2} = \tau \cdot \ln 2 \approx 0,7 \tau$ . Toliau šiame skyriuje vietoj termino „pusėjimo trukmė“ bus vartojamas trumpesnis terminas „pusamžis“.

Paprasčiausias matavimo metodas remiasi aktyvumo ( $\Phi$ ) mažėjimo laike ( $t$ ) matavimu. Kadangi

$$\Phi = \Phi_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (11.1)$$

tai aktyvumo natūraliojo logaritmo priklausomybė nuo laiko yra tiesinė funkcija, kurios polinkio koeficientas yra priešingas atvirkštinei vidutinei gyvavimo trukmei (žr. 11.1 pav.). Tačiau šis metodas yra praktiškai tinkamas tik tada, kai pusamžiai yra nuo kelių milisekundžių iki kelių valandų. Viršutinė



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

pusamžio riba yra susijusi su tuo, kad, norint tiksliai išmatuoti minėtos tiesės polinkio koeficientą, matavimo trukmė neturi būti daug mažesnė už pusamžį. Vadinasi, jeigu matuojamasis pusamžis yra ilgesnis negu 1 metai, tada reikėtų pernelyg ilgų matavimų. Kai pusamžis yra labai didelis, tada geriau naudoti savitojo aktyvumo metodą. **Savitasis aktyvumas** – tai bandinio masės vieneto aktyvumas. Savitasis aktyvumas yra lygus

$$\Phi = \lambda N, \quad (11.2)$$

čia  $N$  yra nestabiliųjų branduolių skaičius bandinio masės vienete, o  $\lambda$  yra skilimo konstanta:

$$\lambda = \frac{1}{\tau}, \quad (11.3)$$

čia  $\tau$  yra vidutinė gyvavimo trukmė. Vadinasi,

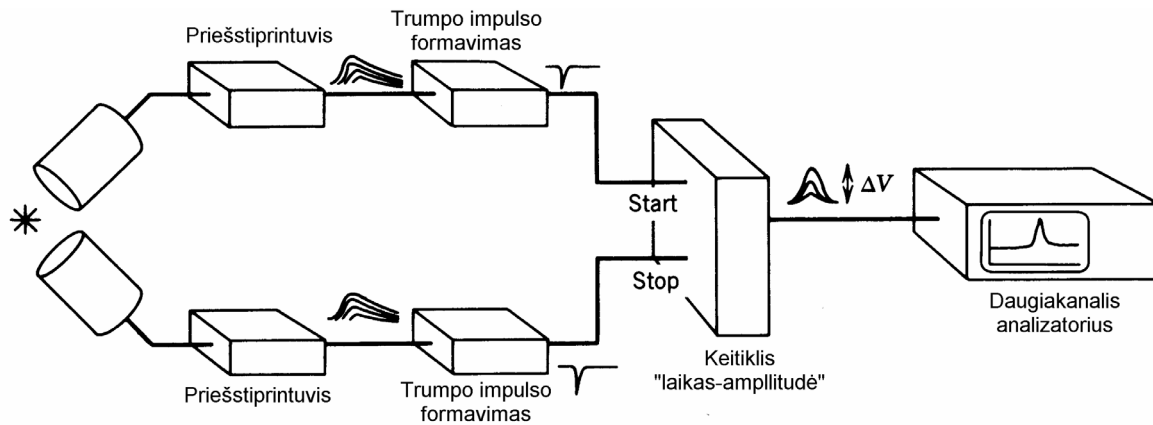
$$\tau = \frac{N}{\Phi}. \quad (11.4)$$

Aktyvumą  $\Phi$  galima išmatuoti tiesiogiai, o branduolių skaičių  $N$  galima išmatuoti cheminės analizės arba masės spektrometrijos metodais. Žinant šiuos du dydžius, gyvavimo trukmę galima apskaičiuoti pagal (11.4).

Mažiausią pusamžio vertę, kurią dar galima išmatuoti pagal aktyvumo laikinę priklausomybę (11.1), lemia naudojamo detektoriaus greitaeigiškumas ir atskirų matavimų rezultatų statistinės fliuktuacijos. Ta riba yra maždaug  $10^{-3}$  s. Dauguma detektavimo sistemų negali patikimai veikti, jeigu skaičiavimo sparta viršija  $10^5 \text{ s}^{-1}$ . Jeigu vieno matavimo trukmė yra  $10^{-3}$ , tada, esant  $10^5 \text{ s}^{-1}$  skaičiavimo spartai, vidutinis detektuotų dalelių skaičius yra tik 100. Pagal Puasono skirstinio savybes šio skaičiaus standartinis nuokrypis yra  $\sqrt{100} = 10$ , t. y. matavimo rezultato santykinė paklaida yra  $10 / 100 = 10\%$ . Vadinasi, šiomis sąlygomis atskirų matavimų statistinis „išsibarstymas“ yra gana didelis. Todėl, aproksimavus išmatuotąją priklausomybę eksponentine funkcija (11.1), gyvavimo trukmės  $\tau$  paklaida taip pat būtų didelė. Šiomis sąlygomis vienintelis būdas sumažinti atsitiktines paklaidas – tai skaičiavimo spartos didinimas, tačiau, kaip minėta, jos negalima padidinti virš maždaug  $10^5 \text{ s}^{-1}$ , nes priešingu atveju atsirastų sisteminės paklaidos dėl detektavimo sistemos netobulumo.

Metodai, kurie taikomi matuojant trumpesne už  $10^{-3}$  s gyvavimo trukmes, remiasi tuo, kad yra matuojamas laikas nuo nestabilios būsenos susiformavimo iki jos skilimo. Nestabilios būsenos susiformavimo požymis – tai spinduliuotės, dėl kurios ta būsena susiformuoja, detektavimo įvykis. Pvz., vykstant  $\beta$  skilimui, dažnai susidaro sužadinti branduoliai. Vadinasi, šiuo atveju sužadintos būsenos susiformavimo požymis būtų  $\beta$  dalelė, o sužadintos būsenos skilimo požymis būtų gama kvantas, kuris atsiranda, kai sužadintas branduolys pereina į pagrindinę būseną. Kitas pavyzdys: branduolys gali pereiti iš antrojo sužadintojo lygmens į pagrindinį lygmenį dviem etapais: visų pirma įvyksta šuolis į pirmąjį sužadintąjį lygmenį, o paskui – šuolis į pagrindinį lygmenį (tokie šuoliai, kurie vyksta vienas po kito, kartais vadinami „kaskadiniais“). Šiuo atveju branduolio pirmosios sužadintosios būsenos susiformavimo požymis būtų gama kvantas, kuris atsiranda dėl šuolio iš antrojo sužadintojo lygmens į pirmąjį sužadintąjį lygmenį. Tokiuose eksperimentuose yra taikomas vadinamasis **uždelstųjų sutapčių metodas**. Šio metodo schema pavaizduota 11.2 pav. Naudojami du detektoriai, kurių kiekvieno išėjime yra vadinamasis **priešstiprintuvis** – įrenginys, kuris srovės impulsą paverčia įtampos impulsu. Kadangi šiuo atveju informaciją suteikia ne impulso amplitudė, o jo atsiradimo (t. y. dalelės detektavimo) laiko momentas, tai paskui tas impulsas transformuojamas taip, kad būtų galima kuo tiksliau išmatuoti tą laiko momentą. Tam naudojamas trumpo impulso formavimo įrenginys, kuris pačioje jo įėjimo impulso priekinio fronto pradžioje generuoja daug trumpesnį impulsą, kurio amplitudė pakankamai didelė tolimesniam apdorojimui. Taip yra prarandama informacija apie detektoriaus impulso amplitudę, tačiau yra tiksliai apibrėžiamas to impulso pradžios laiko momentas. Šitai suformavus du trumpus impulsus, jei yra perduodami į laiko intervalų analizatorių, kuris dar yra vadinamas keitikliu „laikas-amplitudė“ (angl. *time-to-amplitude converter*, *TAC*). Tai yra įrenginys su dviem įėjimais ir vienu išėjimu. Vienas įėjimas priima „start“ impulsą, kuris startuoja laiko intervalų analizatorių, o kitas – „stop“ impulsą, kuris sustabdo analizatorių. Kai analizatorius priima „stop“ impulsą, jo išėjime generuojamas įtampos impulsas, kurio amplitudė yra tiesiog proporcingas laiko intervalui tarp „start“ ir „stop“ impulsų.

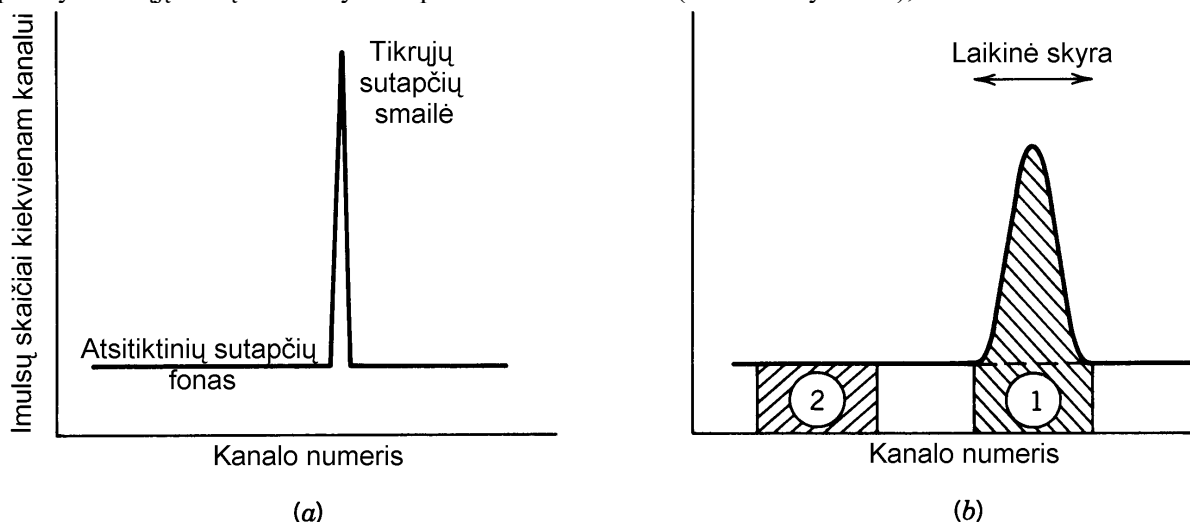
Kad būtų lengviau suprasti KLA veikimą, visų pirma išnagrinėsime hipotetinį atvejį, kai laiko intervalas tarp abiejų detektuotų dalelių yra pastovus. Tada idealiojo detektoriaus atveju KLA turėtų



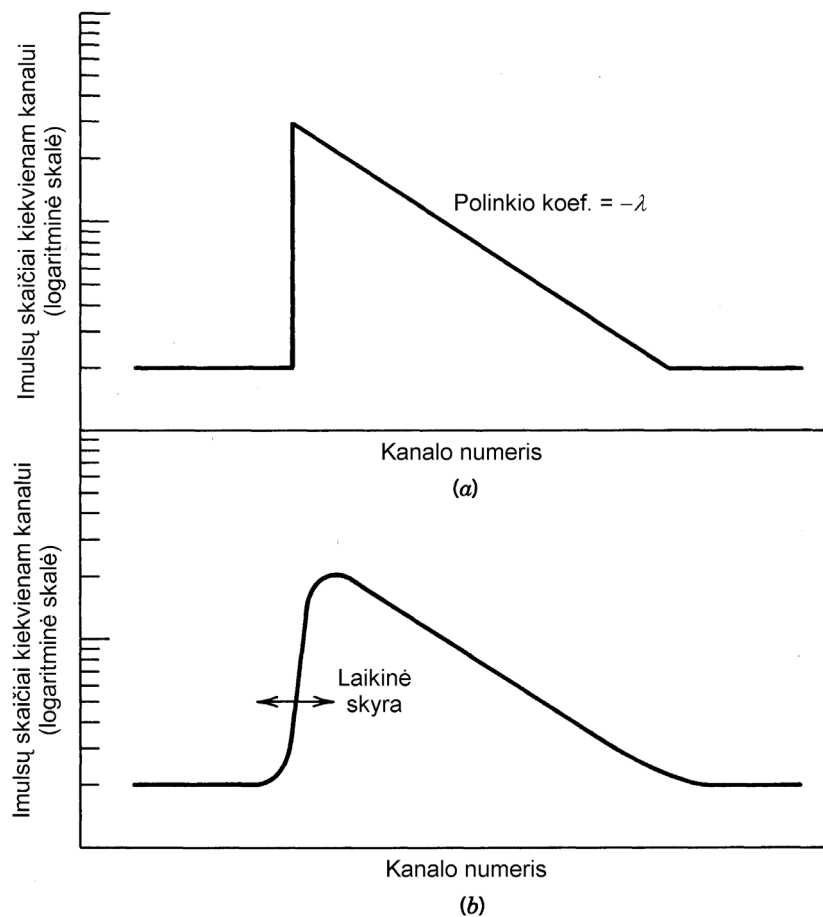
**11.2 pav.** Uždelstųjų sutapčių metodo įranga, kuri naudojama nustatant, ar dvi skirtingais laiko momentais detektuotos dalelės atsirado iš vieno branduolio (pvz., vykstant kaskadiniais šuoliams tarp energijos lygmenų). Priešstiprintuvių signalų priekiniai frontai startuoja trumpų impulsų formavimo 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.

generuoti tiksliai pastovios amplitudės impulsus, t. y. KLA išėjimo impulsų amplitudžių spektras būtų tokio pavidalo kaip 11.3a pav. Dėl įrangos netobulumo smailė išplinta (žr. 11.3b pav.). Smailės plotis ties puse jos aukščio lemia sistemos laikinę skyrą, t. y. laiko intervalo matavimo paklaidą. Egzistuoja nenulinė tikimybė, kad dvi detektuotos dalelės yra nepriklausomos (pvz., atsirado skirtingose bandinio vietose). Taip atsiranda „atsitiktinė“ sutaptis. Kad gauti skaičiavimo spartą, kuri atitinka tikrąsias sutaptis, reikia atsitiktinių sutapčių spartą atimti iš pilnutinės spartos. Laiko intervalas tarp nepriklausomų dalelių gali būti bet koks *su vienoda tikimybe*. Vadinasi, atsitiktinės sutaptys pasireiškia pastoviu „fono“ dėmeniu (žr. 11.3a pav.). Akivaizdu, kad tą fono dėmenį nesunku išmatuoti: užtenka parinkti tokią KLA impulso amplitudės vertę, kad „tikrosios“ sutaptys ties ta verte taptų negalimos (pvz., atitinkamas laiko intervalas galėtų būti daug didesnis už didžiausią galimą laiko intervalą tarp registruojamų įvykių).

Kai uždelstųjų sutapčių metodas yra taikomas matuojant nestabilios būsenos gyvavimo trukmę, tada laiko intervalas tarp abiejų dalelių yra atsitiktinis. Jeigu nestabiliosios būsenos skilimo per nykstantį laiką  $dt$  tikimybė nepriklauso nuo laiko  $t$  (Puasono vyksmas), tada laiko intervalo tarp



**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

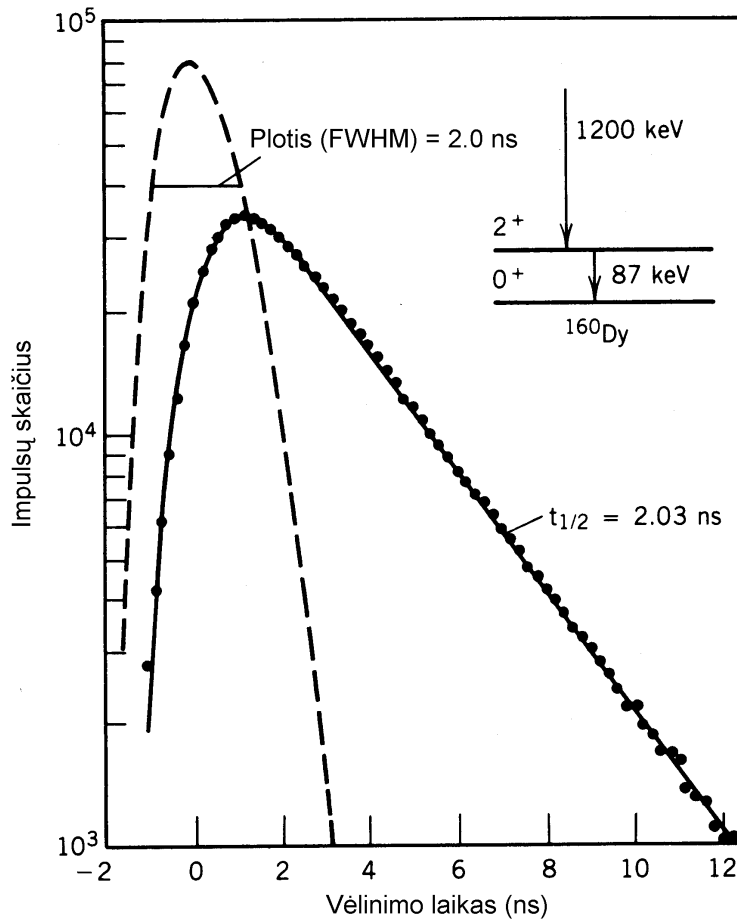


**11.4 pav.** Keitiklio „laikas-amplitudė“ išėjimo impulsų amplitudžių spektras, kai antroji detektuojama dalelė atsiranda dėl nestabilius nuklido atsitiktinio skilimo. Šiuo atveju laiko tarpas tarp abiejų detektuojamų dalelių yra atsitiktinis, todėl spektras yra ištisinis. Jeigu nuklido gyvavimo trukmė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

būsenos atsiradimo ir skilimo tikimybės tankis yra eksponentinis; į jo išraišką įeina ta pati eksponentinė funkcija, kaip ir į (11.1) reiškinį. Vadinasi, tokios pačios formos yra ir KLA išėjimo impulsų amplitudžių spektras. Taigi, spektre matoma eksponentinė sritis, iš kurios polinkio galima nustatyti  $\lambda$  (žr. 11.4 pav.). Kad tokia analizė būtų galima, reikia, kad pusamžis nebūtų daug mažesnis už sistemos laikinę skyrą (kaip parodyta 11.4b pav., baigtinė laikinė skyra pasireiškia tuo, kad „užapvalinami“ kampai ir sulėtinamas pradinis spektro didėjimas ties mažiausiais intervalais). Skilimo pusamžio matavimo taikant uždelstųjų sutapčių metodą pavyzdys pateiktas 11.5 pav. Šiame pavyzdyje pusamžis yra beveik lygus laikinei skyrai. Šiuo atveju eksponentinė sritis yra gana ryški, nes jos trukmė yra lygi keliems pusamžiams, t. y. kelis kartus didesnė už laikinę skyrą.

Uždelstųjų sutapčių metodas tampa netinkamas, kai pusamžis tampa daug mažesnis už laikinę skyrą. Tokiu atveju KLA išėjimo impulsų amplitudžių spektras beveik nepriklauso nuo pusamžio vertės ir atitinka punktyrinę liniją 11.5 pav. Tipiškos laikinės skyros yra 10 ns naudojant Ge puslaidininkinius detektorius, 1 ns naudojant blyksimuosius detektorius su NaI (Tl) scintiliatoriumi, ir 0,1 ns naudojant plastikinius scintiliatorius. Uždelstųjų sutapčių metodas dažniausiai taikomas, kai pusamžio vertė yra nuo  $10^{-3}$  s iki  $10^{-11}$  s.

Esant dar trumpesniems pusamžiams, sutapčių metodai tampa netinkami. Vienas iš metodų, kuris taikomas matuojant ypač trumpas sužadintųjų branduolių gyvavimo trukmes, tinka tada, kai sužadintieji branduoliai atsiranda vykstant tam tikrai branduolinei reakcijai. Šį metodą iliustruoja 11.6 pav. Į ploną taikinį krinta didelės energijos sunkiosios dalelės. Dėl impulso tvermės dėsnio reakcijos produktai (antriniai branduoliai) išlekia iš sluoksnio maždaug ta pačia kryptimi, kuria juda krintančiosios dalelės. Jeigu antriniai branduoliai yra sužadinti, tada jie gali pereiti į žemesnę energijos lygmenį bet kuriuo laiko momentu – taip pat ir jų lėkio metu. Gama kvantų, kuriuos tie

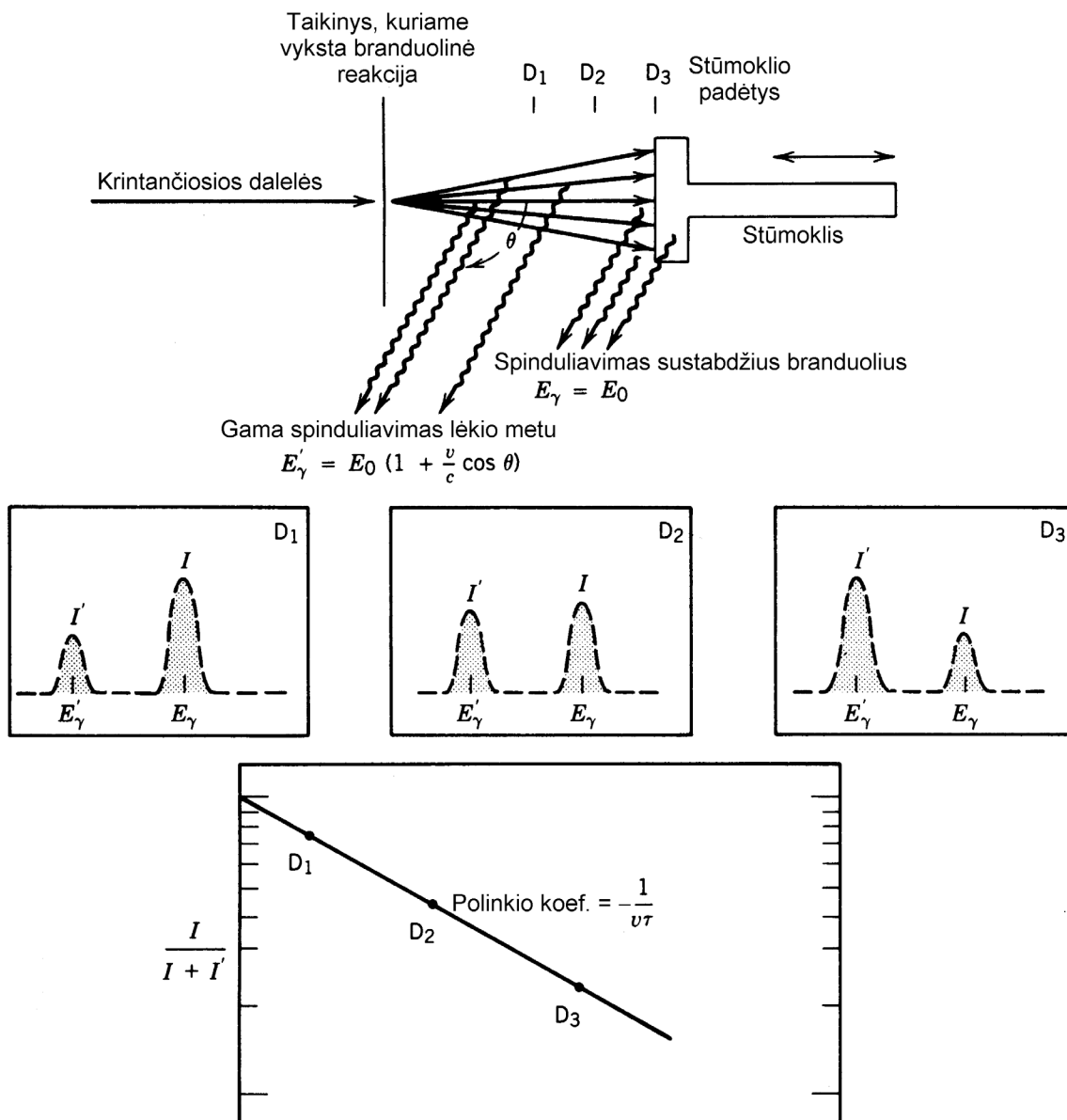


**11.5 pav.** Skilimo pusamžio matavimo uždelstųjų sutapčių metodu rezultatų pavyzdys. Punktyrinė linija atitinka spektrą, kuris būtų gautas, jeigu abu detektuoti fotonai išlėktų vienu metu. Šio spektro plotis ties puse aukščio (angl. *full width at half maximum*, FWHM) – tai sistemos laikinė skyra (2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

branduoliai emituoja lėkio metu, energija bus pakitusi dėl Doplerio efekto. Pvz., jeigu kampas  $\theta$ , kuriuo yra detektuojami tie gama kvantai, yra didesnis už  $90^\circ$  (kaip 11.6 pav.), tada detektuojamų gama kvantų energija bus mažesnė, negu tuo atveju, kai juos spinduliuoja nejudantys branduoliai. Jeigu paskui tie branduoliai yra sustabdomi (patalpinus jų kelyje kietą taikinį), tada visi likę sužadinti branduoliai emituos nepakitusios energijos gama kvantus (nes tie gama kvantai bus išspinduliuoti, kai branduoliai nejudą). Vadinasi, gama kvantų energijos spektre bus matomos dvi smailės: viena atitinka pakitusią dėl Doplerio efekto energiją, o kita atitinka nepakitusią energiją  $E_0$  (žr. 11.6 pav.). Abiejų smailių intensyvumų (integralų) santykis priklausys nuo santykinės dalies branduolių, kurie emitavo gama kvantą lėkio metu, o ta dalis, savo ruožtu, priklausys nuo lėkio trukmės  $t$ . Branduolių, kurie emitavo gama kvantą tik juos sustabdžius, santykinė dalis yra lygi

$$\frac{I}{I' + I} = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = \exp\left(-\frac{D}{v\tau}\right), \quad (11.5)$$

čia  $I$  ir  $I'$  yra atitinkamai nepakitusios ir pakitusios energijų smailių integralai,  $\tau$  yra sužadintosios būsenos vidutinė gyvavimo trukmė,  $v$  yra branduolių greitis, o  $D$  yra atstumas tarp branduolinės reakcijos taško ir branduolio sustabdymo taško (užrašant antrąją lygybę, pasinaudota tuo, kad lėkio trukmė  $t = D/v$ ). Keičiant atstumą  $D$ , keisis ir smailių intensyvumų santykis. Kadangi (11.5) yra eksponentinė funkcija, tai jos logaritmo priklausomybė nuo  $D$  yra tiesė, kurios polinkio koeficientas lygus  $-1/(v\tau)$  (žr. 11.6 pav. apatinį grafiką). Vadinasi, jeigu žinomas greitis  $v$ , tada pagal išmatuotą santykio  $I/(I' + I)$  priklausomybę nuo atstumo  $D$  galima nustatyti sužadintųjų atatranks branduolių gyvavimo trukmę vidutinę  $\tau$ . Šis metodas yra naudingas, kai  $\tau = 10^{-10} - 10^{-12}$  s. Jeigu  $\tau < 10^{-12}$  s, tada atstumas  $D$  tampa pernelyg mažas (pvz., jeigu  $v = 0,1c$ , o  $t = 10^{-12}$  s, tada  $D = 0,03$  mm).



**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

Dalelių greitintuvas – tai įrenginys, kuris naudojamas elektringųjų dalelių greitinimui ir tų dalelių pluošto nukreipimui į taikinį. Šį tikslą galima pasiekti įvairiais būdais, tačiau visais atvejais dalelių greitinimo efektas gaunamas dėl specialios elektrinio ir magnetinio laukų konfigūracijos.

Pagal galutinę dalelių energiją skiriami mažos, vidutinės ir didelės energijos greitintuvai. Mažos energijos greitintuvuose dalelės įgreitinamos iki 1–100 MeV energijos. Tokie greitintuvai naudojami tiriant branduolinių reakcijų arba dalelių sklaidos dėsningumus ir branduolių sandarą. Be to, mažos energijos greitintuvai naudojami medžiagų analizei ir modifikavimui (pvz., jonų implantavimui arba priemaišinių jonų pasiskirstymo taikinyje tyrimui pagal tampriai kuloniškai išsklaidytų jonų kryptį ir energijų pasiskirstymą). Vidutinės energijos greitintuvuose dalelės įgreitinamos iki 100–1000 MeV energijos. Tokie greitintuvai naudojami tiriant branduolių sandarą ir branduolinės jėgos ypatybes. Didelės energijos greitintuvuose suformuojami 1 GeV (1000 MeV) ir didesnių energijų dalelių pluoštai. Tokie greitintuvai dažniausiai naudojami naujų dalelių kūrimui ir jų savybių tyrimui.

Pagrindinės visų rūšių greitintuvų dalys yra šios:

- 1) elektringųjų dalelių šaltinis (elektronai, kuriuos spinduliuoja įkaitinta spiralė, arba jonizuoti atomai iš jonų šaltinio);
- 2) elektrinis laukas dalelių greitinimui (kai kuriuose greitintuvuose greitinimo įtampa yra maždaug  $10^7$  V);
- 3) fokusavimo elementai, kurie reikalingi tam, kad dalelių pluoštas neišplistų;
- 4) kreiptuvai, kurie nukreipia dalelių pluoštą norima kryptimi;
- 5) pasirinktosios medžiagos taikiny, į kurį krinta dalelių pluoštas;
- 6) vakuomo kamera, kurioje yra visos minėtos dalys (vakuumas reikalingas tam, kad dalelės nebūtų sklaidomos dėl susidūrimų su oro molekulėmis).

Taikiniai, į kuriuos krinta dalelių pluoštas, gali būti labai įvairūs, priklausomai nuo greitintuvo paskirties. Branduolio fizikos eksperimentams dažniausiai pasirenkami kieti arba skysti taikiniai. Dalelių spektroskopijoje svarbu, kad krintantysis ir išeinantis pluoštai būtų kuo mažiau sutrikdomi, todėl reikia ypač plonų (10  $\mu$ m eilės storio) taikinių. Tačiau, jeigu yra siekiama pilnai sustabdyti didelės energijos protonų pluoštą kuriant antrines daleles, tada reikia storų taikinių (jų storis gali siekti kelias dešimtis centimetrų). Taikiniai dažnai turi būti aušinami, nes priešingu atveju jie pernelyg įkaistų dėl sugertos pluošto energijos. Didelės energijos fizikos eksperimentuose, kuriuose siekiama didžiausios galimos energijos *dalelių masės centro sistemoje*, vietoj nejudamo taikinio naudojamas priešinis dalelių pluoštas.

Paskutinė dalelių greitinimo sistemos dalis yra dalelių detektavimo ir analizavimo įrenginiai, kurie naudojami reakcijos produktų identifikavimui bei jų energijos, laiko ir krypties matavimui.

Toliau aprašyti keli konkretūs greitintuvų tipai.

### 12.2. Elektrostatiniai greitintuvai

Paprasčiausias būdas įgreitinti elektringąją dalelę yra toks. Dalelė pereina potencialų skirtumą  $U$ . Jeigu dalelės krūvis  $q$ , tada jos energija tampa lygi  $qU$ . Šiuo principu veikia vadinamieji **elektrostatiniai greitintuvai**. Didžiausias potencialų skirtumas, kurį įmanoma sukurti šiuolaikiniuose greitintuvuose, yra maždaug  $10^7$  V. Vadinasi, šitaip elektronus arba vienvalenčius jonus galima pagreitinti iki 10 MeV energijos. Tiksliau, jeigu greitinamosios dalelės krūvio skaičiaus modulis yra  $z$ , tada tą dalelę galima pagreitinti iki  $z \cdot 10$  MeV energijos. Būtent tokia energija yra reikalinga daugeliui branduolio sandaros tyrimų.

Šiuo metu plačiausiai naudojamą elektrostatinio greitintuvo tipą 1931 m. sukūrė amerikiečių fizikas Robertas Van de Graffas (*Van de Graaff*). **Van de Grafo greitintuvo** veikimas pagrįstas iš elektrostatikos žinomu faktu, kad, įelektrinus laidininką, jo krūvis visada pasiskirsto taip, kad elektrinio lauko stipris laidininko viduje būtų lygus nuliui. T. y. krūvis pasiskirsto laidininko

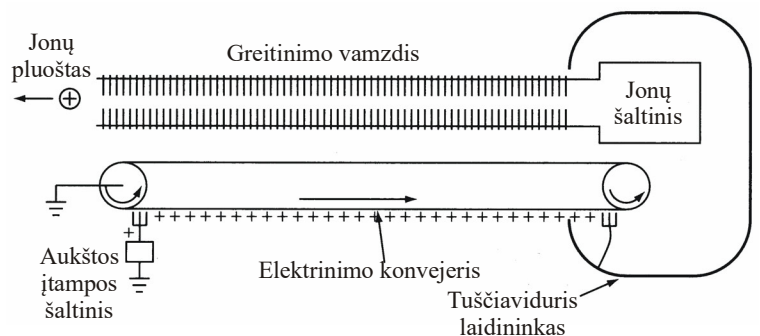


išoriniame paviršiuje. Dėl šios priežasties, įdėjus įelektrintą kūną A tuščiavidurio laidininko B viduje (t. y. sukūrus elektrinį lauką laidininko B viduje) ir sudarius elektrinį kontaktą tarp kūno A ir laidininko B vidinio paviršiaus, krūvis persiskirstys taip, kad elektrinis laukas laidininko B viduje būtų lygus nuliui, t. y. visas krūvis pereis iš A į B ir pasiskirstys pastarojo laidininko išoriniame paviršiuje, nepriklausomai nuo krūvio, kuris jau yra perduotas laidininkui B. Kartojant šį procesą daug kartų (t. y. periodiškai įelektrinant kūną A ir perduodant jo krūvį laidininkui B), laidininko B krūvis didėja, todėl didėja ir laidininko B potencialas. Izoliuoto laidininko potencialas yra lygus

$$U = \frac{Q}{C}; \quad (12.2.1)$$

čia  $Q$  yra laidininko elektros krūvis, o  $C$  yra laidininko elektrinė talpa. Didžiausią krūvį  $Q$  (ir didžiausią potencialą  $U$ ) riboja tik elektrinis pramušimas laidininko aplinkoje. Van de Grafo greitintuve, kurio schema pavaizduota 12.1 pav., krūvio pernašai į tuščiavidurio laidininko vidų naudojamas konvejeris, kuris pagamintas iš lankstaus izoliatoriaus (pvz., šilko), arba iš laidžių cilindrų, kurie izoliuoti vienas nuo kito (šis konvejeris – tai anksčiau minėtas „kūnas A“).

Van de Grafo greitintuve krūvis nusodinamas ant konvejerio naudojant vainikinį išlydį. Vainikinį išlydį sukuria aukštos įtampos (+20 kV) šaltinis (jis pavaizduotas 12.1 pav. schemos kairėje). Šio šaltinio teigiamasis elektrodas yra „šukų“ formos. Prie to elektrodo smaigalių susidaro didelis elektrinio lauko gradientas, kuris sąlygoja oro molekulių jonizavimą. Teigiamieji oro jonai yra stumiami nuo smaigalių link konvejerio paviršiaus ir nusėda ant jo. Paskui konvejeris juos perneša į aukštos įtampos elektrodo vidų

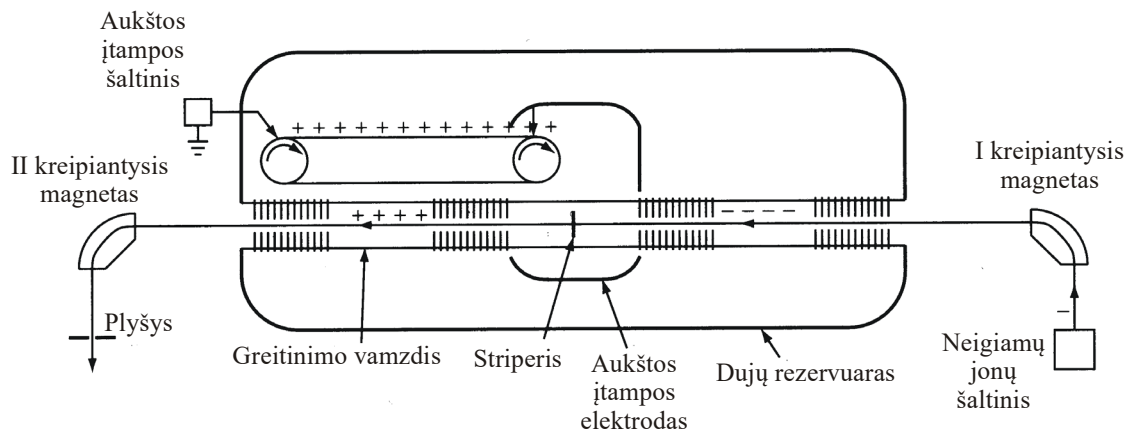


12.1 pav. Van de Grafo greitintuvo schema

(šis elektrodas pavaizduotas 12.1 pav. schemos dešinėje). Aukštos įtampos elektrodo viduje vyksta atvirkščias procesas: ant konvejerio nusėdę jonai neutralizuojasi. Šiam neutralizavimui vėl naudojamas vainikinis išlydis. Šis išlydis sukliamas prie tarpinio „šukų“ formos elektrodo, kuris sujungtas su aukštos įtampos elektrodo vidiniu paviršiumi (žr. 12.1 pav.). Šio vainikinio išlydžio kryptis yra priešinga anksčiau minėto išlydžio kryptiai: tarp konvejerio ir elektrodo egzistuojantis elektrinis laukas stumia link konvejerio laisvuosius elektronus, kurie atsirado dėl dujų molekulių jonizavimo, ir šiuos elektronus prisijungia ant konvejerio nusėdę teigiamieji jonai. Teigiamųjų jonų šaltinis yra aukštos įtampos elektrodo viduje (žr. 12.1 pav.). Jonai išlekia iš šio elektrodo ir, greitėdami dėl juos veikiančio elektrinio lauko, juda link taikinio (kurio potencialas lygus nuliui). Šio judėjimo metu jonai įgyja energiją  $zeU$ ; čia  $z$  yra jono krūvio skaičius.

Didžiausia įtampa  $U$ , kurią įmanoma pasiekti Van de Grafo greitintuve, – tai įtampa, kurią sukūrus, įvyksta elektrinis pramušimas aukštos įtampos elektrodo aplinkoje („išorinis pramušimas“) arba vakuomo vamzdyje, kuriuo iš greitintuvo išlekia teigiamieji jonai. Siekiant padidinti išorinio pramušimo įtampą, aukštos įtampos elektrodas dedamas į hermetišką baką, kuris pripildytas specialios sudėties suslėgtų dujų, kurių yra aukšta pramušimo įtampa. Dažniausiai šių dujų vaidmenį atlieka sieros heksafluoridas ( $SF_6$ ), suslėgtas iki 10–20 atmosferų. Siekiant sumažinti pramušimo tikimybę greitintuvo vamzdyje, pastarojo viduje dedama daug artimų elektrodų, kuriuos skiria izoliatoriaus tarpai. Tie elektrodai reikalingi vienalyčio elektrinio lauko sukūrimui vamzdžio viduje. T. y. greitintuvo vamzdžio viduje judant nuo jonų šaltinio link vamzdžio galo potencialas mažėja tiesiškai. Šitai greitintuvo vamzdžio viduje pašalinamos padidėjusio elektrinio lauko sritys, kuriose galėtų prasidėti elektrinis pramušimas.

Ankstyvuosiuose Van de Grafo greitintuvuose jonų šaltinis būdavo aukštos įtampos elektrodo viduje kaip parodyta 12.1 pav. Tokie greitintuvai iki šiol plačiau naudojami tais atvejais, kai nereikia dažnai keisti greitintamųjų jonų rūšies ir kai reikalingas palyginti didelis išlekiančių jonų srovės stipris (miliamperų eilės). Pvz., Rezerfordo atgalinės sklaidos analizei pakanka turėti tik vienos rūšies jonų (dažniausiai –  $^4He$  branduolių, t. y.  $\alpha$  dalelių) šaltinį. Neutronų šaltinyje, kuriame panaudojama branduolinė reakcija  $d(t,\alpha)n$ , pakanka turėti deutoną ( $^2H$  branduolių) šaltinį ir greitintuvą, kuris juos



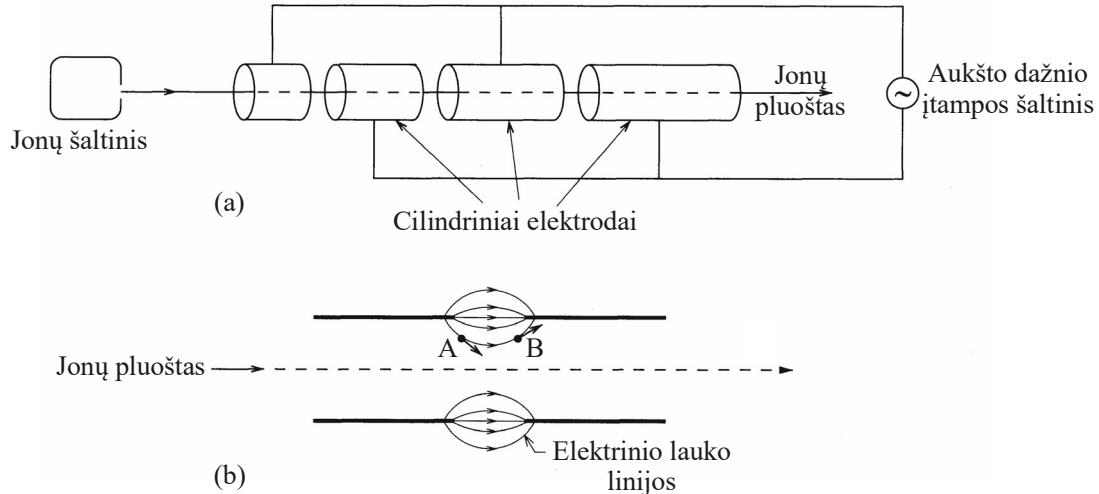
12.2 pav. Tandeminio Van de Grafo greitintuvo schema

pagreitinama iki 100 keV energijos. Tačiau tas faktas, kad jonų šaltinis yra aukštos įtampos elektrodo viduje, sudaro praktinių sunkumų, kai reikalingas priėjimas prie jonų šaltinio. Pvz., jeigu reikia pakeisti perdegusį jonų šaltinio kaitinamąjį siūlą arba greitinamųjų jonų rūšį, tada reikia išelektrinti aukštos įtampos elektrodą, išsiurbti jį supančias dujas į laikino saugojimo talpyklą, atidaryti dujų rezervuarą (tuo pačiu metu laikantis griežtų švaros taisyklių, kad į rezervuaro vidų nepakliūtų dulkių, kurios vėliau galėtų sukelti išlydžius), o paskui, sutvarkius jonų šaltinį, vėl viską grąžinti į pradinę padėtį. Visa šis procedūra užtrunka daugelį valandų. Van de Grafo greitintuvo variantas, kuris neturi šio trūkumo (ir kuriame gaunama didesnė jonų energija) – tai vadinamasis *tandeminis Van de Grafo* greitintuvas. Tokio greitintuvo schema pavaizduota 12.2 pav. Tandeminiam Van de Grafo greitintuve naudojamas *neigiamųjų* jonų šaltinis. Šis jonų šaltinis yra greitintuvo išorėje, o jo potencialas lygus nuliui (t. y. jonų šaltinis yra įžemintas). Jonai iš pradžių pereina kreipiamąjį magnetą, kuris išskiria tik vadinamuosius vienkrūvius jonus, t. y. jonus, kurių krūvis lygus  $-e$  (pvz.,  $H^-$ ,  $He^-$  arba  $^{16}O^-$ ). Tie neigiamieji jonai, judėdami nuo nulinio potencialo taško iki aukštos teigiamos įtampos elektrodo, pagreitinami iki energijos  $eU$ . To elektrodo viduje jonai pereina pro vadinamąjį *striperį* (angl. *stripper*) – ploną anglies foliją arba dujų sluoksnį, kuriame praranda  $n + 1$  elektronų ( $n > 0$ , t. y. kiekvienas neigiamasis jonas praranda 2 arba daugiau elektronų). Taigi, vienkrūviai neigiamieji jonai virsta teigiamaisiais jonais, kurių krūvis  $ne$ . Kai tie teigiamieji jonai išeina iš aukštos įtampos elektrodo, juos veikianti jėga yra nukreipta jų judėjimo kryptimi (nuo teigiamojo aukštos įtampos elektrodo link nulinio potencialo taško). Vadinasi, jonai gauna papildomą energiją  $neU$ , ir galutinė jono energija yra  $(n + 1)eU$ . Paskui jonai pereina antrąjį kreipiamąjį magnetą, kuris išskiria tik norimos energijos jonus, ir nukreipiami į taikinį.

Šiuolaikiniuose tandeminuose Van de Grafo greitintuvuose vienkrūviai jonai ( $n = 1$ ) pagreitinami iki 30–40 MeV energijos. Neigiamųjų jonų šaltinio panaudojimas šiek tiek sumažina didžiausią jonų srovę, kurią galima sukurti tokia generatoriuje. Šios srovės stipris dažniausiai būna mikroamperų eilės, tačiau jis labai priklauso nuo to, kaip lengvai duotosios rūšies teigiamieji jonai prisijungia elektronus ir virsta neigiamaisiais jonais, kai pereina dujas. 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.

### 12.3. Tiesiniai rezonansiniai greitintuvai

*Tiesiniame rezonansiniame greitintuve* (dažniau vadinamame tiesiog *tiesiniu greitintuvu*) elektringosios dalelės juda tiesia trajektorija ir yra greitinamos aukšto dažnio kintamojo elektrinio lauko. Tiesinio greitintuvo supaprastinta schema yra pavaizduota 12.3a pav. Elektringųjų dalelių (jonų arba elektronų) pluoštas pereina pro tuščiaavidurius cilindrinis elektrodus, kurie atskirti vienas nuo kito greitinimo tarpais. Bet kurie du gretimi elektrodai yra prijungti prie skirtingų radijo dažnio įtampos šaltinio polių, kaip parodyta 12.3a pav. Patekus dalelei į elektrodo vidų, dalelė juda pastoviu greičiu, nes ten elektrinio lauko stipris yra lygus nuliui. Dalelės gali būti greitinamos tik tada, kai jos pereina tarpus tarp elektrodų. Jeigu laikas, per kurį dalelė pereina vieną elektrodą, yra lygus pusei



**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

kintamos įtampos periodo, tada per tą laiką elektrodų potencialai pakeičia ženklą. Todėl, kai dalelė išeina pro kitą elektrodo galą, ją veikiantis elektrinis laukas bus nukreiptas ta pačia kryptimi kaip ir dalelės įėjimo į tą elektrodą momentu. Vadinasi, jeigu dalelė buvo greitinama įėjimo į elektrodą momentu, tada ji bus greitinama ir išėjimo iš jo momentu. Taigi, kad dalelė būtų greitinama, reikia, kad jos buvimo elektrodo viduje laikas būtų lygus pusei kintamos įtampos periodo. Tai yra vadinamoji „rezonanso sąlyga“. Dalelės, kurios neatitinka rezonanso sąlygos, yra prarandamos. Todėl greitinamos dalelės yra suskaidytos į vadinamuosius *dalelių telkinius*. Laiko tarpas tarp gretimų telkinių yra lygus pusei kintamos įtampos periodo. T. y. dalelių telkinių dažnis yra lygus dvigubam kintamos įtampos dažniui (tipiška vertė – 30 MHz).

Rezonanso sąlygą galima užrašyti šitaip:

$$L_n = v_n T / 2 ; \quad (12.3.1)$$

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 tarpų, jos kinetinė energija bus lygi  $E_n = neU_0$ . Jeigu dalelės greitis yra daug mažesnis už šviesos greitį (nereliatyvistinė dalelė), tada tą pačią energiją galima išreikšti šitaip:  $E_n = Mv_n^2 / 2$ , kur  $M$  yra dalelės masė. Taigi,

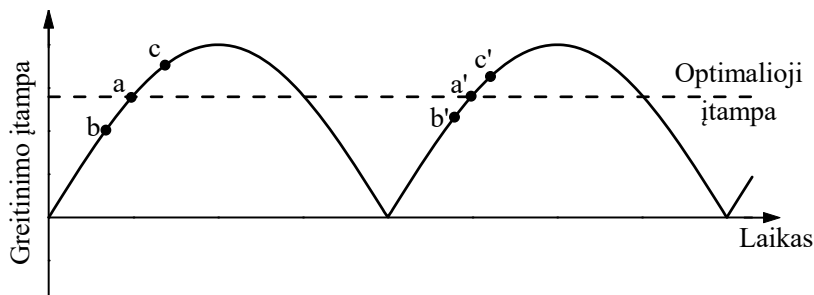
$$E_n = neU_0 = Mv_n^2 / 2 . \quad (12.3.2)$$

Išreiškę  $v_n$  iš (12.3.1), įrašę į (12.3.2) ir išreiškę  $L_n$ , išvedame  $n$ -tojo elektrodo ilgio išraišką:

$$L_n = \left( \frac{neU_0}{2M} \right)^{1/2} T . \quad (12.3.3)$$

Matome, kad, norint realizuoti rezonanso sąlygą greitinant nereliatyvistines daleles, elektrodo ilgis turi būti proporcingas kvadratinei šakniai iš elektrodo eilės numerio. Reliatyvistinių dalelių greitis yra labai artimas šviesos greičiui ( $v \approx c$ ), t. y. palyginti silpnai priklauso nuo dalelių energijos, todėl greitinant reliatyvistines daleles visų elektrodų ilgiai yra apytiksliai vienodi.

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 greitinamos labiau, o dalelės, kurių greitis yra didesnis už optimalų, yra greitinamos mažiau. Kitaip sakant, jeigu dalelės greitis neatitinka rezonanso sąlygos (12.3.1), tą dalelę greitinanti jėga pasikeičia taip, kad ši sąlyga galiotų. Taigi, autofazavimo efektas yra naudingas: jis sumažina skaičių dalelių, kurios prarandamos dėl to, kad neatitinka rezonanso sąlygos. Įsitikinsime, kad šį efektą patiria tik tos dalelės, kurioms lekiant pro greitinimo tarpą, greitinimo įtampa didėja. Pasinaudosime 12.4 pav. Tarkime, kad dalelės, kurių perėjimo pro pirmąjį greitinimo tarpą laiko momentas atitinka tašką a, patenka į antrąjį greitinimo tarpą esant tiksliai tai pačiai elektrinio lauko fazei (t. y. laiko tarpas tarp



**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 pagreitinamos ir kitą tarpą pasiekia laiko momentu  $c'$

stipriau, todėl antrąjį tarpą jos pasiekia po laiko, kuris yra mažesnis už  $T/2$  (taške  $c'$ ). Tai reiškia, kad tam tikrame kintamos įtampos fazių intervale dalelės yra sugrupuojamos į telkinius. Kiekviename telkinyje dalelės yra greitintos. Jeigu dalelė pasiekia pirmąjį elektrodą esant įtampos fazei, kuri nepriklauso minėtam intervalui, tada ji nėra greitinama ir yra prarandama.

Kad dalelės būtų greitintos, nepakanka vien realizuoti rezonanso sąlygą. Dar reikia, kad greitintamųjų dalelių pluoštas neišplistų radialiaja kryptimi (t. y. statmena judėjimui kryptimi). Išnagrinėsime radialųjį poveikį, kurį patiria dalelė greitinimo metu. 12.3b pav. yra pavaizduotos elektrinio lauko linijos tarp dviejų gretimų elektrodų. Kaip matome, dalelę veikiančios jėgos radialioji komponentė yra nukreipta link pluošto centro, kol dalelė yra pirmojoje (kairiojoje) tarpo pusėje. Vadinasi, tada dalelės yra fokusuojamos: dalelės, kurios nukrypo nuo pluošto ašies, veikia jėga, kuri nukreipta link tos ašies. Tačiau antrojoje (dešiniojoje) tarpo pusėje radialioji jėga yra nukreipta į išorę, t. y. dalelės yra išfokusuojamos. Kadangi dalelės greitis didėja, tai ji mažiau laiko praleidžia antrojoje tarpo pusėje negu pirmojoje. Todėl, jeigu lėkimo pro tarpą metu greitinimo įtampa būtų pastovi, pilnutinis efektas būtų fokusavimas. Tačiau reikia turėti omenyje, kad lėkimo metu įtampa didėja (žr. ankstesniąją pastraipą). Todėl antrojoje tarpo pusėje dalelę veikianti išfokusuojimo jėga yra stipresnė už fokusavimo jėgą, kuri veikė dalelę pirmojoje tarpo pusėje, ir pilnutinis efektas yra išfokusuojimas. Siekiant kompensuoti šį išfokusuojimą, į cilindrinį elektrodų vidų dedami vadinamieji magnetiniai kvadrupoliniai lęšiai.

Anksčiau aprašytą tiesinį rezonansinį greitintuvą galima laikyti ertme (arba ertmių sistema), kurioje egzistuoja stovinčioji elektromagnetinė banga (ši banga yra stovinčioji, o ne bėgančioji, nes elektrinio lauko stiprio fazė gretimuose greitinimo tarpuose yra priešinga). Greitinant 1 MeV eilės arba didesnių energijų elektronus, racionaliau naudoti bėgančiąją elektromagnetinę bangą bangolaidyje. Bangolaidis sudarytas iš cilindrinį ertmių, kurios atskirtos tarpais panašiai kaip anksčiau aprašytame jonų greitintuve. Elektronus greitina elektrinio lauko išilginė komponentė, kuri yra lygiagreti su bangos sklaidimo kryptimi. Greitinamieji elektronai juda išilgai bangolaidžio būdami ant bangos „keteros“ ir nuolat gaudami iš jos energiją (panašiai kaip banglentininkas juda ant vandens bangos keteros). Elektronų telkiniai lieka sinchronizuoti su banga, nes, didėjant reliatyvistinio elektrono energijai, jo greitis keičiasi nedaug (elektrono greitis visą laiką lieka artimas šviesos greičiui). Siekiant kompensuoti bangos energijos nuostolius, prie bangolaidžio periodiškai prijungiamas radijo dažnio įtampos šaltinis.

Tiesiniai rezonansiniai greitintuvai gali generuoti didelės energijos ir didelės srovės ( $\sim 1$  mA) jonų bei elektronų pluoštus. Pvz., Los Alamos (JAV) tiesinis greitintuvas gali suformuoti 800 MeV energijos protonų pluoštą, kurio srovė siekia 1 mA. 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.

Vienas iš tiesinių greitintuvų trūkumų yra anksčiau minėtas dalelių pluošto išskaidymas į telkinius. Kadangi kiekviename tokiaime telkinyje dalelių srauto tankis yra daug didesnis už srauto tankio laikinį vidurkį, tai gali būti sunku išskirti atskiras daleles (nes jų sukelti detektoriaus įtampos

taškų  $a$  ir  $a'$  yra tiksliai lygus  $T/2$ ; čia  $T$  yra kintamosios įtampos periodas). Greitesnės dalelės, kurios pasiekia pirmąjį tarpą anksčiau (pvz., taške  $b$ ), yra greitintos silpniau (nes greitinimo įtampa yra mažesnė), todėl antrąjį tarpą jos pasiekia po laiko, kuris yra didesnis už  $T/2$  (taške  $b'$ ). Kaip matome, laiko skirtumas tarp taškų  $a'$  ir  $b'$  yra mažesnis už laiko skirtumą tarp  $a$  ir  $b$ . Analogiškai lėtesnės dalelės, kurios pasiekia pirmąjį tarpą vėliau (taške  $c$ ), yra greitintos

impulsai gali persikloti vienas su kitu). Tai sudaro sunkumą tai atvejais, kai siekiama tiksliai išmatuoti sąveikos įvykio (pvz., branduolinės reakcijos arba sklaidos) laiko momentą. Be to, tiesiniame greitintuve sudėtinga pakeisti greitinanųjų dalelių rūšį arba energiją. Šiais atžvilgiais yra pranašesni elektrostatinis greitintuvas bei toliau aprašytas ciklotronas.

## 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. Taigi, cikliniuose rezonansiniuose greitintuvuose magnetinio lauko vaidmuo yra daug svarbesnis negu anksčiau aprašytuose tiesiniuose rezonansiniuose greitintuvuose, kuriuose magnetinis laukas naudojamas tik pluošto radialiajam išplitimui pašalinti.

Šiame skyriuje aptarsime kelių tipų ciklinius rezonansinius greitintuvus, kurie skiriasi didžiausia dalelių energija, dalelių trajektorijos forma ir pluošto stabilumo palaikymo metodais (t. y. magnetinio ir elektrinio laukų erdvine konfigūracija bei jų priklausomybe nuo laiko).

### 12.4.1. Klasikinis ciklotronas

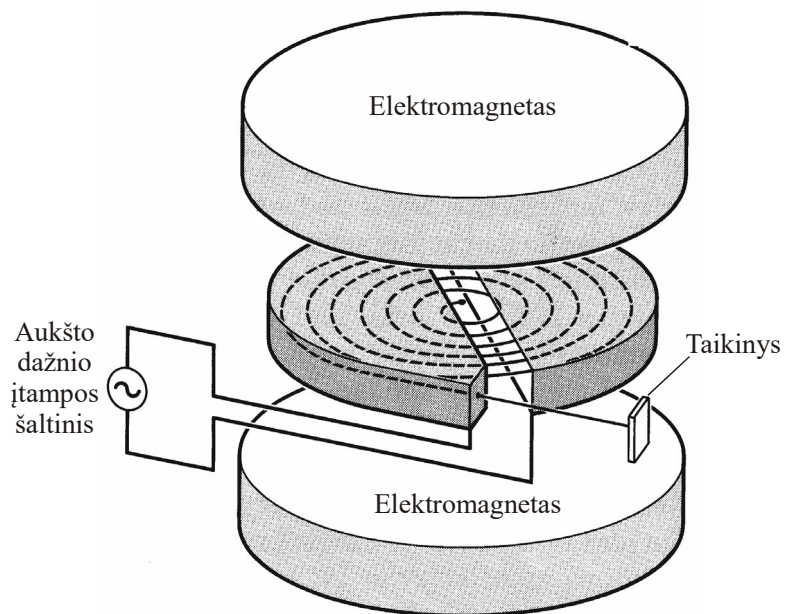
Ciklotrono idėją 1929 m. pasiūlė amerikiečių fizikas E. O. Lourensas (*Lawrence*). Tokio ciklotrono (vadinamo „*klasikiniu ciklotronu*“, arba „Lourenso ciklotronu“) schema pavaizduota 12.5 pav. Greitinantis kintamasis elektrinis laukas sukuriamas tarp dviejų tuščiavidurių elektrodų, kurių kiekvienas – tai pusė metalinio cilindro. Šie elektrodai vadinami *duantais*. Duanto viduje elektrinis laukas yra lygus nuliui, todėl daleles veikia tik magnetinis laukas, kuris užlenkia dalelių pluoštą, nekeisdamas jų energijos. Paprasčiausiu atveju, kai magnetinis laukas yra vienalytis ir nuostovus (t. y. nepriklauso nei nuo koordinatų, nei nuo laiko), dalelės trajektorija duanto viduje yra pusės apskritimo formos. Be to, jeigu dalelė yra nereliatyvistinė, tada laikas, per kurį dalelė pereina tą pusės apskritimo kelią, nepriklauso nuo dalelės greičio, nes, padidėjus dalelės greičiui, proporcingai padidėja ir dalelės trajektorijos spindulys. Šis faktas yra esminis ciklotrono veikimui, nes jis reiškia, kad, parinkus kintamos įtampos pusperiodį, lygų minėtam laikui, greitinantis elektrinis laukas keičia kryptį tuo pačiu dažniu, kuriuo dalelės pereina pro greitinimo tarpą. Todėl kiekvieno tokio perėjimo metu dalelė yra greitinama. Klasikinio ciklotrono ypatybė yra ta, kad magnetinė indukcija ir greitinimo įtampos dažnis nekinta laike, o magnetinis laukas yra apytiksliai vienalytis.

Išreikšime galutinę dalelių energiją didžiausiu spinduliu  $R$  ir magnetine indukcija  $B$ . Dalelę, kurios krūvis  $q$ , veikianti Lorencio jėga yra lygi  $qvB$ ; čia  $v$  yra dalelės greitis. Ši jėga suteikia dalelei įcentrinį pagreitį  $v^2/r$ ; čia  $r$  yra dalelės trajektorijos spindulys. Vadinasi, pagal antrąjį Niutono dėsnį

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

(12.4.1)

kur  $M$  yra dalelės masė. Todėl laikas, per kurį dalelė pereina vieną apskritimą (orbitą), yra lygus



**12.5 pav.** Klasikinio ciklotrono supaprastinta schema. Dalelės juda išsivyniojančia spirale nuo centro link išorės. Dalelės yra pagreitinamos kiekvieną kartą, kai jos pereina tarpą tarp duantų



$$t = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi M}{qB}, \quad (12.4.2)$$

o dalelės orbitinis dažnis yra lygus

$$\nu_c = \frac{1}{t} = \frac{qB}{2\pi M}. \quad (12.4.3)$$

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

$$\nu = \nu_c. \quad (12.4.4)$$

Ši lygybė – tai ciklotrono rezonanso sąlyga.

Pagal (12.4.1) dalelės greitis yra proporcingas spinduliui. T. y., didėjant dalelės greičiui, ji juda išsivyniojančia spirale, ir didžiausias greitis  $v_{\max}$  pasiekiamas esant didžiausiam trajektorijos spinduliui, kurį žymėsime  $R$ :

$$v_{\max} = \frac{qBR}{M}. \quad (12.4.5)$$

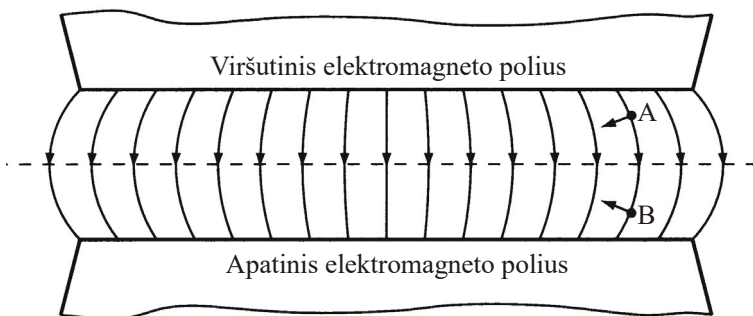
Todėl didžiausioji kinetinė energija yra lygi

$$E = \frac{1}{2} M v_{\max}^2 = \frac{q^2 B^2 R^2}{2M}. \quad (12.4.6)$$

Pvz., jeigu  $B = 1,5 \text{ T}$  („T“ žymi teslą – magnetinės indukcijos vienetą), o  $R = 0,3 \text{ m}$ , tada protono didžiausioji energija yra lygi  $10 \text{ MeV}$ . (12.4.6) išraiška rodo, kad, norint padidinti galutinę dalelių energiją, reikia stiprinti magnetinį lauką ir didinti ciklotrono spindulį. Be to, akivaizdu, kad kintamosios įtampos amplitudė neįeina į galutinės energijos išraišką. Didesnė greitinimo įtampa reiškia, kad dalelė yra labiau pagreitinama vieno perėjimo pro tarpą metu, tačiau kartu sumažėja pilnutinis orbitų skaičius ir galutinė energija lieka tokia pat kaip ir esant mažesnei greitinimo įtampai.

Pirmasis praktinis ciklotronas buvo sukonstruotas 1931 m. Berklyje (JAV). Tas ciklotronas turėjo  $12,5 \text{ cm}$  spindulio duantus ir galėjo pagreitinoti protonus iki  $1,2 \text{ MeV}$  energijos esant  $1,3 \text{ T}$  magnetiniam laukui. Atitinkamas ciklotroninis dažnis yra maždaug  $20 \text{ MHz}$ . Iki XX a. ketvirtąjo dešimtmečio pabaigos duantų spinduliai padidėjo iki  $75 \text{ cm}$ , o didžiausioji protonų ir  $\alpha$  dalelių energija pasiekė  $40 \text{ MeV}$ .

Magnetinis laukas ciklotrone nėra tiksliai vienalytis. Tai yra akivaizdu 12.6 pav., kuriame pavaizduotos magnetinio lauko linijos tarp ciklotrono magneto polių. Matome, kad, artėjant link ciklotrono krašto, magnetinio lauko linijos nustoja būti vertikalios. Šis magnetinio lauko linijų užlinkimas duantų kraštuose yra vienu požiūriu naudingas, o kitu – žalingas. Viena vertus, dėl šio reiškinio atsiranda jėgos vertikalioji komponentė, kuri nukreipta link vidurinės plokštumos (ta plokštuma pavaizduota brūkšnine linija). T. y. dalelės, kurios yra aukščiau arba žemiau tos plokštumos,



**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 vertikalioją komponentę, kuri fokusuoja daleles vertikalioja kryptimi

patiria vertikalųjį fokusuojantį poveikį. Tačiau, kita vertus, toks magnetinio lauko linijų užlinkimas reiškia, kad magnetinis laukas silpnėja artėjant prie duanto išorinio krašto (t. y. didėjant trajektorijos spinduliui  $r$ ). Ši magnetinio lauko priklausomybė nuo  $r$  reiškia, kad ir ciklotroninis dažnis (12.4.3) mažėja didėjant  $r$ . Ciklotroninio dažnio priklausomybė nuo  $r$  reiškia, kad didėjant dalelės energijai didėja skirtumas tarp dalelės orbitos periodo ir greitinimo įtampos periodo, t. y. vis daugiau nukrypstama nuo rezonanso sąlygos (12.4.4).

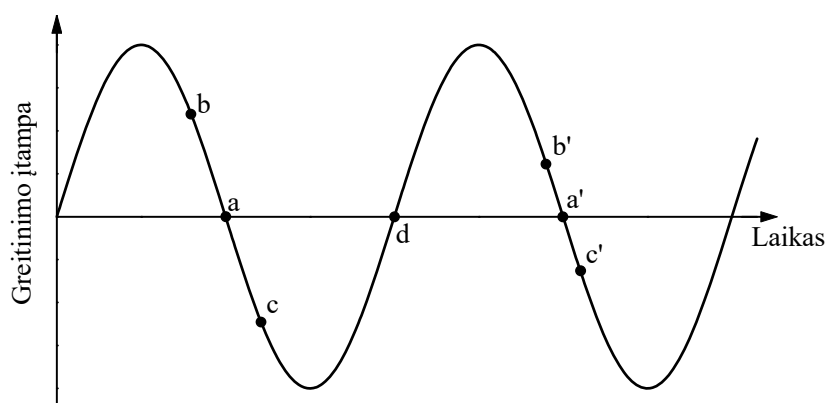
Kadangi ciklotroninis dažnis yra atvirkščiai proporcingas dalelės masei  $M$ , tai dar vienas veiksnys, kuris pagreitina ciklotroninio dažnio mažėjimą didėjant  $r$ , yra reliatyvistinių dalelių masės  $M$  didėjimas didėjant jų greičiui:  $M = \gamma M_0$ , kur  $M_0$  yra dalelės rimties masė, o  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ ; čia  $c$

yra šviesos greitis. Šis veiksnys apriboja didžiausią dalelių energiją, kurią įmanoma pasiekti naudojant klasikinį ciklotroną. Pvz., didžiausioji tokiu būdu pasiekiamą protonų energija yra lygi maždaug 40 MeV (tokia protono energija atitinka  $\gamma = 1,04$ ).

#### 12.4.2. Sinchrociklotronas

Vienas iš minėtosios problemos sprendimo būdų yra greitinimo įtampos dažnio keitimas (moduliavimas). Toks ciklotronas vadinamas *sinchrociklotronu* arba *fazotronu*. Kadangi, greitinant daleles ir didėjant jų trajektorijos spinduliui  $r$ , orbitinis dažnis  $\nu_c$  mažėja, tai, kad galėtų rezonanso sąlyga (12.4.4), greitinimo įtampos dažnis  $\nu$  taip pat turi būti mažinamas. Todėl sinchrociklotronas gali greitinti daleles tik telkiniais (kaip ir 12.3 skirsnyje aprašytasis tiesinis greitintuvas), o ne nuolat (kaip elektrostatinis greitintuvas arba klasikinis ciklotronas). Greitinimo metu dažnis  $\nu$  turi sumažėti nuo didžiausios vertės (kai greitiamasis dalelių telkinys yra arti ciklotrono centro, dalelių energija yra maža ir reliatyvistinis masės padidėjimas yra nedidelis) iki mažiausios vertės (kai dalelių telkinys išeina pro ciklotrono kraštą, o dalelių energija ir masė yra didžiausios). Tačiau tai nereiškia, kad dažnį  $\nu$  reikia dirbtinai palaikyti lygų dažniui  $\nu_c$ . Jeigu skirtumas tarp dažnių  $\nu$  ir  $\nu_c$  nėra pernelyg didelis, tada greitiamosios 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*.

Išsiaiškinsime fazės stabilumo mechanizmą. Tinkamai parinkus greitinimo įtampos dažnį  $\nu$ , galima surasti orbitą, kurioje tiksliai galioja rezonanso sąlyga (12.4.4). Ši orbita vadinama *sinchronine orbita*. Tarkime, kad iš pradžių visos telkinio dalelės juda sinchronine orbita, tačiau skirtingos dalelės pereina pro greitinimo tarpą skirtingais laiko momentais (t. y. esant skirtingoms greitinimo įtampos fazėms). Jeigu duotoji dalelė pereina pro greitinimo tarpą, kai greitinimo įtampa lygi nuliui (12.7 pav. – taške a), tada dalelės greitis ir orbitos spindulys lieka pastovūs. Vadinasi, tokia dalelė pastoviai juda sinchronine orbita. Dabar tarkime, kad kita to telkinio dalelė aplenkia anksčiau minėtą dalelę, t. y. pasiekia tarpą ankstesniu laiko momentu, pvz., taške b (žr. 12.7 pav.). Tuo laiko momentu greitinimo įtampa yra teigiama, t. y. egzistuoja greitintis elektrinis laukas. Šis laukas padidins tos dalelės energiją ir orbitos spindulį, tačiau dalelės masė taip pat padidės, todėl ciklotroninis dažnis (12.4.3) sumažės. Todėl, kai ta dalelė apeis vieną orbitą ir vėl pasieks greitinimo tarpą (taške b'), ji mažiau aplenkis sinchronine orbita judančias daleles (kaip matome 12.7 pav., laiko intervalas tarp taškų a' ir b' yra mažesnis už laiko intervalą tarp taškų a ir b). Analogiškai, jeigu telkinio dalelė pereina pro tarpą, kai įtampa yra neigiama (taške c), tada tarpe egzistuojantis elektrinis laukas ją lėtina, todėl orbitos spindulys, greitis ir masė sumažėja, o ciklotroninis dažnis padidėja. Todėl po vienos orbitos (taške c') ta dalelė mažiau atsiliks nuo sinchronine orbita judančių dalelių (laiko intervalas tarp taškų c' ir a' yra



**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 priartėja 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

mažesnis už laiko intervalą tarp taškų c ir a). Taigi, fazės stabilumas pasireiškia tuo, kad telkinio dalelių orbitų spinduliai osciliuoja aplink sinchroninės orbitos spindulį, tačiau jų vidutinis dažnis lieka lygus išorinės įtampos dažniui  $\nu$ , o perėjimo pro greitinimo tarpą momentai vidutiniškai sutampa su momentais, kai greitinimo įtampa keičia ženklą. Reikia turėti omenyje, kad kiekvienos orbitos metu yra du tokie momentai. Dalelių telkiniui, kurį 12.7 pav. atitinka taškų trejetas (a, b, c) ir (a', b', c'), fazės stabilizavimo efektas pasireiškia visų perėjimų pro greitinimo tarpą metu (t. y. du kartus per kiekvieną greitinimo įtampos periodą), nes kiekvieno tokio perėjimo metu įtampa keičia ženklą iš greitinimo į lėtinimą. Dalelių telkiniui, kuris aplenkia minėtąjį telkinį puse periodo arba atsilieka nuo jo puse periodo, perėjimo pro greitinimo tarpą metu įtampa keičia ženklą iš lėtinimo į greitinimą (12.7 pav. atveju – taškas d). Tada poveikis dalelėms yra destabilizuojantis (t. y. aplenkiančių dalelių orbitinis dažnis padidinamas, o atsiliekančių – sumažinamas). Todėl tokie dalelių telkiniai negali egzistuoti.

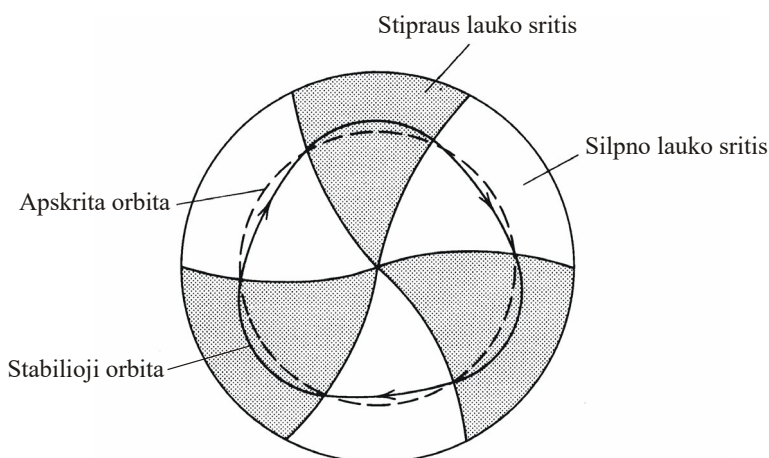
Jeigu greitinimo įtampos dažnis yra iš lėto mažinamas, tada sinchroninės orbitos spindulys didėja. Mažėjant dažniui, kiekviena dalelė, lėkdama pro greitinimo tarpą, atsiduria aplenkimo padėtyje (pvz., 12.7 pav. atveju – taške b). Kaip anksčiau paaiškinta, tos dalelės yra vienu metu greitinamos ir sutelkiamos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

Vienos orbitos metu dalelių greičio padidėjimas sinchrociklotrone yra daug mažesnis negu klasikiniame ciklotrone. Todėl orbitų skaičius sinchrociklotrone yra daug didesnis už orbitų skaičių klasikiniame ciklotrone. Orbitų skaičius per vieną greitinimo ciklą yra apytiksliai lygus vidutinio orbitinio dažnio ir moduliavimo dažnio santykiui. Moduliavimo dažnis nusako, kiek kartų per sekundę greitinimo įtampos dažnis pereina visą intervalą nuo didžiausio dažnio (kai greitinamosios dalelės yra ciklotrono centre) iki mažiausio dažnio (kai dalelės pasiekia ciklotrono kraštą ir nukreipiamos į taikinį). 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 (tačiau srovė yra impulsinė, todėl kiekvieno impulso metu momentinė srovė yra daug didesnė už vidutinę). Šio sinchrociklotrono skersmuo yra maždaug 4 m.

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

#### 12.4.3. Izochroninis ciklotronas

Kitas būdas užtikrinti rezonanso sąlygą (12.4.4), 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**. Izochroniniame ciklotrone magnetinio lauko linijų užlinkimas yra priešingas tam, kuris pavaizduotas



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

12.6 pav. Tai reiškia, kad atsiranda vertikalią išfokusavimo jėgą. Fokusavimą galima atkurti, padalijus magnetinio lauko sritį į stipraus ir silpno lauko sritis (žr. 12.8 pav.). Toks izochroninis ciklotronas vadinamas **azimutinio lauko kitimo ciklotronu** (žodis „azimutinis“ nurodo, kad magnetinis laukas kinta ne vien radialiųjų kryptimi, bet ir azimutine kryptimi, t. y. išilgai apskritimų, kurių vienas yra pavaizduotas 12.8 pav. brūkšnine linija). Toks padalijimas pasiekiamas naudojant specialios formos magneto polius (šių polių skerspjūvis atitinka tamsesnes sritis



12.8 pav.). Viena stabilioji orbita azimutinio lauko kitimo (ALK) ciklotrone yra parodyta 12.8 pav. ištinine linija. Matome, kad stabilioji dalelių orbita nėra tiksliai apskrita: ji osciluoja aplink apskritimą, kuris pavaizduotas brūkšnine linija. Fokusavimo efektą ALK ciklotrone galima paaiškinti taip. Kaip matėme 12.6 pav., prie magneto poliaus krašto magnetinės indukcijos vektorius turi horizontalią komponentę (t. y. komponentę, kuri yra dalelės trajektorijos plokštumoje). Ši horizontali komponentė yra statmena magneto poliaus kraštui. Antra vertus, 12.8 pav. akivaizdu, kad kampas, kuriuo dalelė kerta ribą tarp silpno ir stipraus lauko (t. y. magneto poliaus kraštą), nėra statusis. T. y. toje vietoje dalelės greičio vektorius nėra lygiagretus su magnetinės indukcijos horizontalia komponente. Vadinasi, toje riboje magnetinės indukcijos vektorius turi komponentę, kuri yra dalelės trajektorijos plokštumoje ir yra statmena dalelės judėjimo kryptčiai. Ši magnetinio lauko komponentė sąlygoja Lorencio jėgos vertikalią komponentę, kurios poveikis pasireiškia dalelių pluošto vertikaliu fokusavimu. ALK ciklotronai projektuojami taip, kad šis fokusavimo efektas būtų stipresnis už anksčiau minėtą išfokusavimo efektą, kurį sąlygoja magnetinio lauko stiprėjimas artėjant prie ciklotrono krašto.

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. Taip yra todėl, kad magneto skersmuo yra apytiksliai lygus viso ciklotrono skersmeniui (pvz., žr. 12.5 pav.), o pastarasis didėja didėjant galutinei dalelių energijai.

Esant reliatyvistinėms dalelių energijoms, orbitos spindulys yra apytiksliai proporcingas energijos ir magnetinės indukcijos santykiui. Įsitikinsime tuo. Pasinaudosime (12.4.1) sąryšiu. Atsižvelgus į tai, kad

$$M = \frac{M_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (12.4.7)$$

kur  $\beta = v/c$ , (12.4.1) lygybę galima užrašyti šitaip:

$$\left( \frac{Brq}{M_0 c} \right)^2 = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2}. \quad (12.4.8)$$

Išreiškę  $\beta^2$  iš (12.4.8) ir įrašę į (12.4.7), gauname dalelės reliatyvistinės masės išraišką trajektorijos spinduliu  $r$ :

$$M = M_0 \sqrt{1 + \left( \frac{Brq}{M_0 c} \right)^2}. \quad (12.4.9)$$

Reliatyvistinės dalelės kinetinė energija yra lygi

$$E = Mc^2 - M_0 c^2 = M_0 c^2 \left( \sqrt{1 + \left( \frac{Brq}{M_0 c} \right)^2} - 1 \right). \quad (12.4.10)$$

Esant ypač dideliame dalelės greičiui, kai  $1 - \beta^2 \ll 1$ , antrasis dėmuo po šaknies ženklų yra daug didesnis už vienetą (žr. (12.4.8)). Tada gauname:

$$E \approx Brqc. \quad (12.4.11)$$

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

$$r \approx \frac{E}{Bqc}. \quad (12.4.12)$$

Jeigu magnetinio lauko kūrimui naudojami įprastiniai elektromagnetai (ritės su feromagnetinėmis šerdimis), tada didžiausią magnetinę indukciją, kurią įmanoma pasiekti, apriboja elektromagnetų šerdžių sotes įmagnetėjimas. Ši didžiausioji  $B$  vertė yra (2–3) T. Naudojant superlaidžius elektromagnetus, magnetinę indukciją  $B$  pavyksta padidinti iki ~10 T eilės verčių. Norint pagreitinti protonus iki  $10^{13}$  eV energijos, kai  $B = 10$  T, orbitos spindulys (12.4.12) 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, kurie aprašyti kitame skirsnyje.

#### 12.4.4. *Sinchrononas*

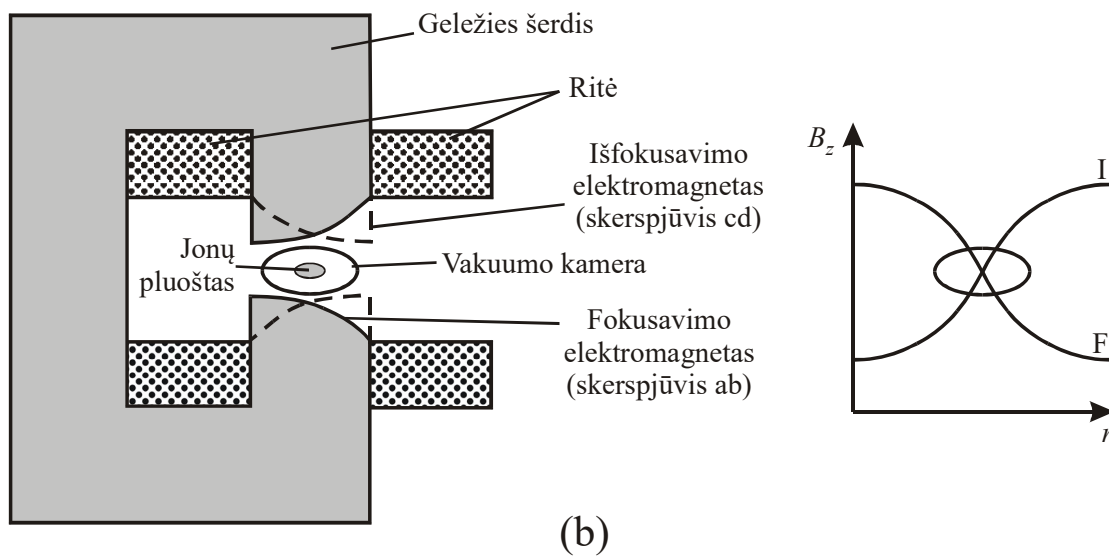
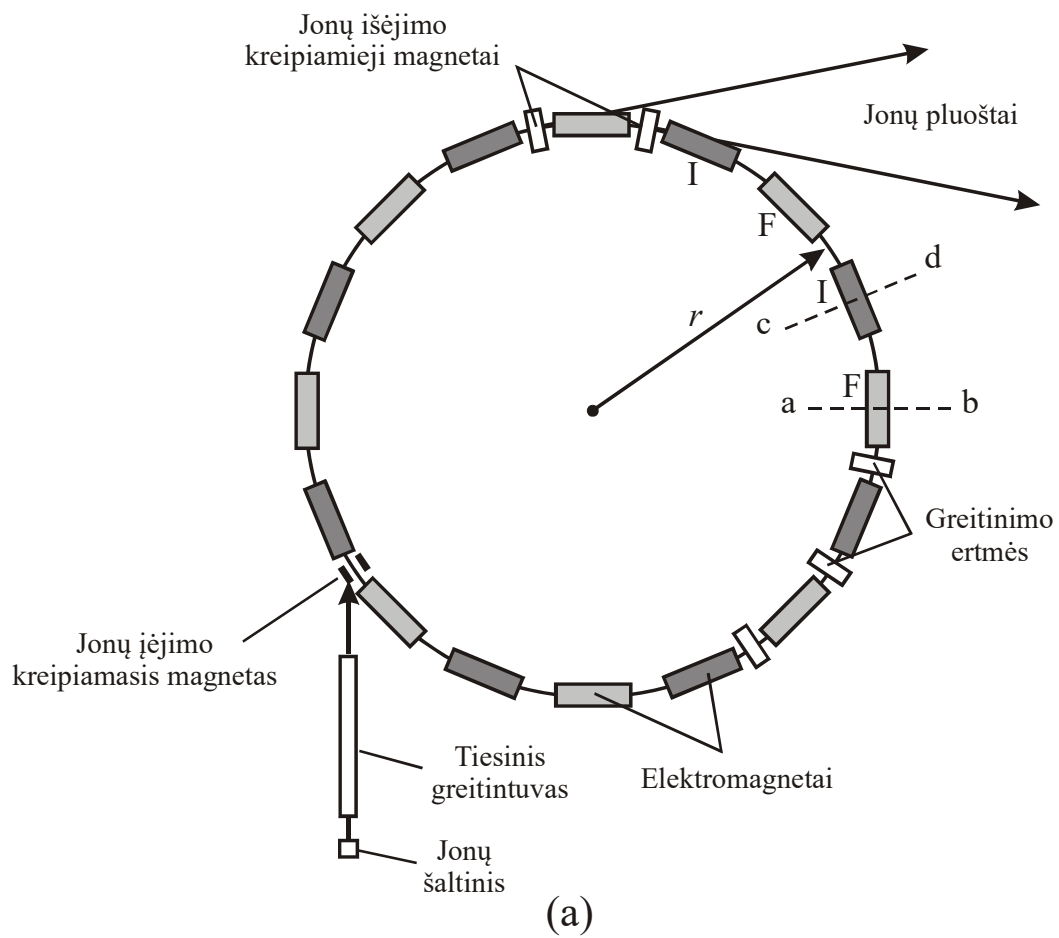
Pagrindinė *sinchrotrono* (taip pat vadinamo *sinchrofazotronu*) ypatybė yra ta, kad greitinimo metu dalelės juda beveik pastovaus spindulio orbita. Todėl magnetinį lauką pakanka sukurti tik ties įrenginio perimetru, o ne visame orbitos plote (kaip ciklotronuose). Tokio metodo privalumas yra tas, kad magnetai, kurie formuoja dalelių orbitą sinchrotrone, yra daug mažesni už magnetus, kurių reikėtų ciklotrone norint pasiekti tokią pačią dalelių energiją. Sinchrotrono supaprastintas vaizdas pateiktas 12.9a pav. Dalelėms nukreipti į sinchrotroną dažniausiai naudojamas tiesinis greitintuvas, tačiau gali būti naudojamas ir kito tipo greitintuvas (pvz., mažesnis sinchrotronas). Magnetinį lauką sinchrotrone sukuria žiediniai magnetai, kurie išsidėstę išilgai greitintamų dalelių orbitos. Dalelės juda apytiksliai apskrita orbita. Dalelės greitina aukštojo dažnio elektrinis laukas, kuris egzistuoja greitinimo tarpe arba keliuose tokiuose tarpuose (jie veikia kaip trumpas tiesinio greitintuvo segmentas). Didėjant energijai, dalelių orbitinis dažnis didėja, todėl, norint užtikrinti rezonansą, reikia didinti greitinimo įtampos dažnį. Tuo pačiu metu reikia didinti ir magnetinę indukciją, kad nesikeistų orbitos spindulys. Taigi, dar vienas sinchrotrono ir anksčiau aprašyto ALK ciklotrono skirtumas yra tas, kad sinchrotrone greitinimo įtampos dažnis ir magnetinis laukas vienu metu keičiami laike (ALK ciklotrone greitinimo įtampos dažnis yra pastovus, o magnetinis laukas kinta tik erdvėje). Sąryšis tarp greitinimo įtampos dažnio  $\nu$ , magnetinės indukcijos  $B$  ir orbitos spindulio  $r$  išvedamas įrašius reliatyvistinės masės išraišką (12.4.9) į orbitinio dažnio išraišką (12.4.3):

$$\nu = \frac{qBc}{2\pi\sqrt{q^2r^2B^2 + M_0^2c^2}}. \quad (12.4.13)$$

Kadangi sinchrotrone naudojami kintamas magnetinis laukas ir kintamas dalelių orbitinis dažnis, tai sinchrotrono veika yra impulsinė (o ne nuolatinė kaip klasikinio arba ALK ciklotrono). Todėl dalelės yra grupuojamos į telkinius (kaip ir sinchrociklotrone). Šie telkiniai susidaro dėl 12.4.2 skirsnyje aprašyto fazės stabilumo efekto. Sinchrociklotrone fazės stabilumas yra susijęs su orbitos spindulio osciliacijomis aplink sinchroninės orbitos spindulį. Sinchrotrone tokios osciliacijos yra nepriimtinos, nes orbitos spindulys turi būti stabilus. Todėl, kai dalelė pereina, pvz., į didesnio spindulio orbitą, ją veikiantis magnetinis laukas turi sustiprėti, kad dalelės spindulys negalėtų labai padidėti. Taigi, vidutinė magnetinė indukcija turėtų didėti didėjant orbitos spinduliui. Tačiau, kaip minėta 12.4.3 skirsnyje, tokia magnetinės indukcijos priklausomybė nuo spindulio sukelia vertikalų išfokusavimą. Sinchrotrone fokusavimui naudojami dviejų rūšių magnetai: vienos rūšies magnetų polių forma yra tokia, kad magnetinė indukcija didėtų didėjant orbitos spinduliui  $r$  (toks laukas išfokusuoja vertikalia kryptimi, tačiau fokusuoja radialiąja kryptimi), o kitos rūšies magnetų polių forma yra tokia, kad magnetinė indukcija mažėtų didėjant  $r$  (toks magnetinis laukas fokusuoja vertikalia kryptimi, tačiau išfokusuoja radialiąja kryptimi). Abiejų rūšių magnetų šerdžių formos ir magnetinės indukcijos priklausomybės nuo  $r$  yra parodytos 12.9b pav. (šiam paveiksle orbitos centras yra kairėje). Tokiame magnete magnetinės indukcijos priklausomybė nuo  $r$  yra labai stipri:  $B_z \sim r^{\pm n}$ , kur  $n$  yra maždaug 300. Fokusavimo ir išfokusavimo magnetai yra išdėstomi pakaitomis (žr. 12.9a pav.). Nors tada vienos rūšies magnetų poveikis iš dalies kompensuoja kitos rūšies magnetų poveikį, tačiau pilnutinis efektas yra fokusavimas abiem kryptimis.

Kadangi judėjimas uždara orbita yra judėjimas su pagreičiu, tai cikliniuose rezonansiniuose greitintuvuose greitinamos elektringosios dalelės nuolat spinduliuoja elektromagnetines bangas. Elektromagnetinė spinduliuotė, kuri atsiranda dėl reliatyvistinių elektringųjų dalelių trajektorijos kreivumo, yra vadinama *sinchrotronine spinduliuote*. Sinchrotroninės spinduliuotės energijos kiekis vienai orbitai yra atvirkščiai proporcingas dalelės rimties masės ketvirtam laipsniui ( $\sim 1/M_0^4$ ). Todėl, greitinant elektronus, energijos nuostoliai, kurie susiję su sinchrotronine spinduliuote, yra daug didesni negu greitinant protonus arba jonus. Norint kompensuoti šiuos energijos nuostolius, reikia didinti radijo dažnio greitinimo įtampos amplitudę, t. y. kintamos elektros srovės galią. Galios nuostoliai, kurie susiję su sinchrotronine spinduliuote, apriboja didžiausią praktikoje pasiekiamą elektronų energiją. Ši energija yra daug mažesnė negu didžiausioji protonų arba jonų energija.

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 LHC, pasiekta 3500 GeV protonų energija, tačiau 2014 m. planuojama pasiekti 7000 GeV energiją. Šio greitintuvo skersmuo yra 8,6 km (perimetras 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 vertikalaus fokusavimo ir išfokusavimo elektromagnetai. (b) F ir I magnetų šerdžių 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

$$Q = (m_{01} + m_{02} - m'_{01} - m'_{02} - \dots - m'_{0n})c^2; \quad (12.5.1)$$

čia  $m_{01}$  ir  $m_{02}$  žymi dviejų pirminių dalelių rimties mases, o brūkšniais pažymėtos antrinių dalelių rimties energijos. Jeigu  $Q < 0$ , tai reiškia, kad reakcija gali vykti tik suteikus pirminėms dalelėms tam tikrą kinetinę energiją (masės centro sistemoje ta kinetinė energija lygi  $|Q|$ , o kitose atskaitos sistemose ta energija yra didesnė). Tokios reakcijos vadinamos **endoterminėmis**. Jeigu  $Q > 0$ , tada reakcija gali vykti savaime ir jos metu dalis pirminių dalelių rimties energijos virsta antrinių dalelių kinetine energija (masės centro sistemoje ši papildoma antrinių dalelių kinetinė energija yra lygi  $Q$ ). Tokios reakcijos vadinamos **egzoterminėmis**.

Didelės energijos dalelių greitintuvų pagrindinė paskirtis yra naujų dalelių kūrimas, vykstant dalelių reakcijoms. Kuriant naujas daleles, dalis pirminių dalelių kinetinės energijos turi virsti naujųjų dalelių rimties energija, t. y. tokios reakcijos yra endoterminės ( $Q < 0$ ). Naudojant įprastinius greitintuvus, vienos rūšies pirminės dalelės priklauso nejudamam taikinui, o kitos rūšies pirminės dalelės įgreitinamos ir nukreipiamos į tą taikinį. Tačiau, kuriant didelės masės daleles, toks reakcijų būdas reikalauja pernelyg didelių energijų. Taip yra dėl judesio kiekio tvermės dėsnio. Pagal judesio kiekio tvermės dėsnį po susidūrimo masės centras turi judėti tokiu pačiu greičiu kaip ir prieš susidūrimą. Tai reiškia, kad dalis pirminių dalelių kinetinės energijos turi būti išievojama antrinių dalelių sistemos masės centro įgreitinimui (čia „antrinėmis dalelėmis“ vadinamos *visos* dalelės, kurios egzistuoja po susidūrimo – ir naujosios, ir senosios). Ši energijos dalis negali būti panaudota naujų dalelių kūrimui. Likusioji energijos dalis vadinama susidūrimo energija. Taigi, **susidūrimo energija** – tai susiduriančių dalelių pilnutinė kinetinė energija *masės centro sistemoje*. Susidūrimo energija – tai energijos kiekis, kuris gali būti panaudotas naujų dalelių kūrimui (ir dalelių greitinimui masės centro sistemoje).

Pasinaudojus Lorencio transformacijomis, galima įrodyti, kad, 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 mases), o antroji dalelė nejuda, tada susidūrimo energija  $E_a$  yra apytiksliai lygi

$$E_a \approx \sqrt{2m_{02}c^2 E_k} = E_k \sqrt{\frac{2m_{02}c^2}{E_k}} \quad (12.5.2)$$

(indeksas „a“ susidūrimo energijos žymenyje „ $E_a$ “ yra kilęs iš angliško žodžio „available“ – „pasiekiamas“, „prieinamas“, „tinkamas“). Kadangi pagal prielaidą  $E_k \gg m_{02}c^2$ , tai (12.5.2) reiškinys yra daug mažesnis už krintančiosios dalelės energiją  $E_k$ . Vadinasi, tokiu atveju tik maža energijos dalis gali būti panaudota naujų dalelių kūrimui.

Endoterminės **reakcijos slenksčiu** vadinama mažiausia pirminių dalelių kinetinė energija, kuriai esant, endoterminė reakcija tampa energiška galima. Masės centro sistemoje (t. y. atskaitos sistemoje, kurioje dalelių masės centras nejuda) endoterminės reakcijos slenkstis yra lygus reakcijos šilumos moduliu  $|Q|$ . Kai masės centro sistemoje pirminių dalelių kinetinė energija yra lygi reakcijos slenksčiui, tada visų antrinių dalelių kinetinė energija masės centro sistemoje yra lygi nuliui (t. y. tada masės centro sistemoje antrinės dalelės nejuda). Kitose atskaitos sistemose (pvz., sistemoje, kurioje viena iš pirminių dalelių nejuda) reakcijos slenkstis yra didesnis už  $|Q|$ . Išvesime bendrąją reakcijos slenkščio išraišką nejudamo taikinio atveju. Aptarsime dviejų pirminių dalelių reakciją, kurios metu susidaro  $n$  antrinių dalelių (tarp pastarųjų gali būti ir viena arba abi pirminės dalelės). Tarkime, kad antroji pirminė dalelė nejuda (t. y. taikiny). Tada reliatyvistiniai energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai yra

$$E_1 + m_{02}c^2 = E'_1 + E'_2 + \dots + E'_n, \quad (12.5.3)$$

$$\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}'_1 + \mathbf{p}'_2 + \dots + \mathbf{p}'_n; \quad (12.5.4)$$

čia  $E_1$  yra krintančiosios dalelės pilnutinė reliatyvistinė energija<sup>1</sup> (t. y. rimties energijos ir kinetinės energijos suma),  $\mathbf{p}_1$  yra krintančiosios dalelės judesio kiekio vektorius,  $m_{02}c^2$  yra taikinio dalelės

<sup>1</sup> Šiame skirsnyje „ $E_i$ “ arba „ $E'_i$ “ žymi pilnutinę *reliatyvistinę* energiją, t. y. kinetinės ir rimties energijų sumą.

rimties energija ( $m_{02}$  yra jos masė, o  $c$  yra šviesos greitis),  $E'_i$  yra  $i$ -tosios antrinės dalelės pilnutinė reliatyvistinė energija, o  $\mathbf{p}'_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) yra  $i$ -tosios antrinės dalelės judesio kiekio vektorius. Padaliję abi (12.5.3) lygybės puses iš  $c$ , o paskui pakėlę kvadratu abi lygybes (12.5.3) ir (12.5.4) ir atėmę jas vieną iš kitos, gauname:

$$\left(\frac{E_1}{c} + m_{02}c\right)^2 - \mathbf{p}_1^2 = \left(\frac{1}{c} \sum_{i=1}^n E'_i\right)^2 - \left(\sum_{i=1}^n \mathbf{p}'_i\right)^2. \quad (12.5.5)$$

Pagal reliatyvumo teoriją sistemos pilnutinės reliatyvistinės energijos ir šviesos greičio santykio kvadrato ir judesio kiekio kvadrato skirtumas (t. y. (12.5.5) lygybės abiejose pusėse esantis dydis) yra vienodas visose inercinėse atskaitos sistemose (t. y. atskaitos sistemose, kurios juda tiesiai ir tolygiai ir nesisuka). Viena iš tokių sistemų yra laboratorinė atskaitos sistema, kurioje užrašytos (12.5.3) – (12.5.5) lygtys. Kita inercinė atskaitos sistema – tai masės centro sistema, kurioje visų dalelių masės centras nejuda. Kadangi (12.5.5) lygybės dešiniojoje pusėje esantis dydis yra vienodas visose inercinėse atskaitos sistemose, tai 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 slenkščiui  $E_{sl}$  (t. y. pilnutinė reliatyvistinė energija  $E_1$  yra lygi  $E_{sl} + m_{01}c^2$ , kur  $m_{01}$  yra krintančiosios dalelės rimties masė). Tada masės centro sistemoje antrinės dalelės nejuda. Vadinasi, (12.5.5) lygybę ties reakcijos slenkščiu galima užrašyti šitaip:

$$\left(\frac{E_{sl}}{c} + m_{01}c + m_{02}c\right)^2 - \mathbf{p}_1^2 = \left(\sum_{i=1}^n m'_{0i}c\right)^2; \quad (12.5.6)$$

čia  $m'_{0i}$  yra  $i$ -tosios antrinės dalelės rimties masė. Dabar pasinaudosime dalelės pilnutinės reliatyvistinės energijos ir jos judesio kiekio sąryšiu:

$$\frac{E_1}{c} = \sqrt{(m_{01}c)^2 + \mathbf{p}_1^2}. \quad (12.5.7)$$

Išreiškę  $\mathbf{p}_1^2$  iš (12.5.7) ir pasinaudoję tuo, kad  $E_1 = E_{sl} + m_{01}c^2$ , gauname:

$$\mathbf{p}_1^2 = \left(\frac{E_1}{c}\right)^2 - (m_{01}c)^2 = \left(\frac{E_{sl}}{c} + m_{01}c\right)^2 - (m_{01}c)^2 = \left(\frac{E_{sl}}{c}\right)^2 + 2m_{01}E_{sl}. \quad (12.5.8)$$

Irašę (12.5.8) į (12.5.6) ir išreiškę  $E_{sl}$ , išvedame:

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

Pasinaudojus reakcijos šilumos išraiška (12.5.1), pastarąją lygybę galima užrašyti šitaip:

$$E_{sl} = |Q| \frac{m_{01} + m_{02} + \sum_{i=1}^n m'_{0i}}{2m_{02}}. \quad (12.5.9)$$

Šį reiškinį galima užrašyti ir šiek tiek kitokiu pavidalu:

$$E_{sl} = \frac{|Q|}{2m_{02}} \left[ 2m_{01} + 2m_{02} + \left( \sum_{i=1}^n m'_{0i} - m_{01} - m_{02} \right) \right] = |Q| \left( 1 + \frac{m_{01}}{m_{02}} + \frac{|Q|}{2m_{02}c^2} \right). \quad (12.5.10)$$

(12.5.10) išraiškoje akivaizdu, kad nejudamo taikinio reakcijos slenkstis  $E_{sl}$  laboratorinėje atskaitos sistemoje visada yra didesnis už reakcijos šilumos modulį  $|Q|$ . Energija  $E_{sl} - |Q|$  yra susijusi su antrinių dalelių masės centro judėjimu, t. y. ši energijos dalis nėra naudojama dalelių kūrimui. Ši prarastoji energijos dalis didėja didėjant kuriamųjų antrinių dalelių masei. Kad būtų konkrečiau, aptarkime tokią dviejų protonų reakciją:

$$p + p \rightarrow p + p + X; \quad (12.5.11)$$

čia  $X$  žymi vieną arba daugiau antrinių dalelių (tos dalelės gali būti įvairių rūšių; žymuo „ $X$ “ naudojamas dėl trumpumo). Pagal reakcijos slenkščio išraišką (12.5.10) ir reakcijos šilumos išraišką (12.5.1) tokios reakcijos slenkstis yra lygus

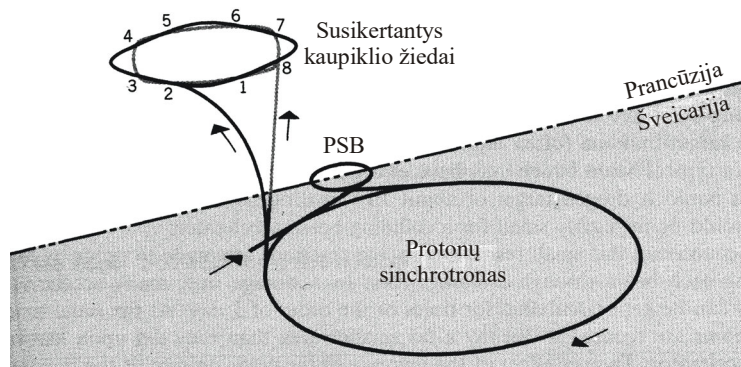
$$E_{sl} = m_{0X}c^2 \frac{4m_{0p} + m_{0X}}{2m_{0p}} = m_{0X}c^2 \left( 2 + \frac{m_{0X}}{2m_{0p}} \right); \quad (12.5.12)$$

čia  $m_{0p}$  yra protono rimties masė, o  $m_{0X}$  yra sukurtos dalelės rimties masė. Matome, kad reakcijos slenkstis yra daugiau kaip du kartus didesnis už kuriamų dalelių rimties energiją. Pvz., jeigu „X“ reiškia protono ir antiprotono porą ( $p + \bar{p}$ ), tada  $m_{0X} = 2m_{0p}$ , todėl iš (12.5.12) išplaukia  $E_{sl} = 3m_{0X}c^2 = 6m_{0p}c^2 = 5,63 \text{ GeV}$ . Tik trečdalis šios energijos sunaudojama naujų dalelių poros kūrimui. Jeigu X yra vienas iš silpnosios sąveikos tarpininkų (W arba Z bozonas), kurių rimties energija yra artima 90 GeV, tada  $E_{sl} = 4500 \text{ GeV}$ . Šiuo atveju  $m_{0X}c^2 / E_{sl} = 90 / 4500 = 1 / 50$ , t. y. 98 % pradinės energijos yra išekvojama nenaudingai. Jeigu kuriamų dalelių rimties masė yra daug didesnė už reaguojančių dalelių rimties masę ( $m_{0X} \gg m_{0p}$ ), tada iš (12.5.12) išplaukia, kad reakcijos slenkstis yra proporcingas kuriamų dalelių rimties masės kvadratui ( $E_{sl} \sim m_{0X}^2$ ). Taigi, norint 10 kartų padidinti kuriamų dalelių masę, reikia 100 kartų padidinti greitintamų dalelių energiją (ir greitintuvo įrengimo išlaidas).

Dėl anksčiau minėtų priežasčių naujų dalelių kūrimui naudojami vadinamieji **priešinių dalelių pluoštų greitintuvai**, kuriuose susiduria du vienodo judesio kiekio priešingomis kryptimis sklindančių dalelių pluoštai. Tada laboratorinėje atskaitos sistemoje sąveikaujančių dalelių masės centras nejuda. Kitaip sakant, laboratorinė atskaitos sistema sutampa su masės centro sistema, kurioje reakcijos slenkstis yra lygus reakcijos šilumos moduliui  $|Q|$ . Pvz., jeigu siekiama sukelti (12.5.11) reakciją (kurios  $|Q|$  yra lygus kuriamos dalelės rimties energijai  $m_{0X}c^2$ ), tada reikalingi du priešiniai protonų pluoštai, kurių kiekvieno kinetinė energija lygi  $m_{0X}c^2/2$ . Taigi, 90 GeV rimties energijos dalelę galima sukurti naudojant du priešinius 45 GeV energijos protonų pluoštus. Palyginus su anksčiau minėta 4500 GeV energija, kuri būtų reikalinga greitintuve su nejudamu taikiniu, tampa akivaizdus priešinių pluoštų greitintuvų pranašumas. Tačiau, palyginti su nejudamo taikinio atveju, priešiniuose dalelių pluoštuose daug sunkiau pasiekti, kad dalelės susidurtų. Taip yra todėl, kad dalelių koncentracija pluošte yra daug mažesnė negu kietame arba skystame taikinyje. Greitintuve su nejudamu taikiniu ir priešinių pluoštų greitintuve pasiekiamų reakcijos spartų (t. y. reakcijos įvykių skaičių per laiko vienetą) santykis yra apytiksliai lygus krantinčiojo pluošto skerspjūvyje esančio nejudamo taikinio dalelių skaičiaus ir tame pačiame skerspjūvyje esančio priešinio pluošto dalelių skaičiaus santykiui. Skysto vandenilio bandinyje protonų skaičius pluošto skerspjūvio ploto vienetui yra  $10^{29} \text{ m}^{-2}$  eilės, o tipiško pluošto dalelių telkinys turi tik  $10^{11}$  dalelių vienam kvadratiniam centimetru. Taigi, tipiskame priešinių pluoštų greitintuve reakcijos sparta būtų  $10^{14}$  kartų mažesnė negu greitintuve su nejudamu taikiniu. Tokius retus įvykius būtų praktiškai neįmanoma pastebėti.

Siekiant padidinti reakcijos spartą, įgreitintos dalelės visų pirma perleidžiamos pro vadinamuosius kaupiklio žiedus. **Kaupiklio žiedas** – tai specialaus tipo sinchrotronas, kuriame įgreitintos dalelės gali cirkuliuoti daugelį valandų. Sukeliant priešinių pluoštų dalelių reakcijas, naudojami du koncentriniai kaupiklio žiedai, kuriuose dalelės juda priešingomis kryptimis. Tie žiedai susikerta keliuose taškuose, kuriuose ir susiduria dalelės. Kaupiklio žiede vienu metu gali cirkuliuoti daug dalelių telkinių. Taip padidinamas priešinių pluoštų dalelių telkinių susidūrimų dažnis. Tuo pat metu pluoštai yra fokusuojami taip, kad jų skersiniai matmenys taptų daug mažesni negu prieš patenkant į kaupiklio žiedą. Dėl padidėjusio dalelių telkinių susidūrimų dažnio ir dėl padidėjusios dalelių koncentracijos pluošte reakcijos sparta yra tik  $10^4$ – $10^6$  kartų mažesnė negu greitintuve su nejudamu taikiniu.

Priešinių protonų pluoštų greitintuvo pavyzdys yra CERN susikertantys kaupiklio žiedai (angl. *Intersecting Storage Rings, ISR*), kurie buvo naudojami 1972–1984 m. Šio greitintuvo schema pavaizduota 12.10 pav. Protonų nukreipimui į protonų sinchrotroną (PS) naudojamas mažesnis pirminis sinchrotronas (angl. *Proton Synchrotron Booster, PSB*). Iš PS išėję protonai išskaidomi į du pluoštus, kurie nukreipiami į du susikertančius kaupiklio žiedus. Kaip matome 12.10 pav., tuose žieduose protonai cirkuliuoja priešingomis kryptimis. Žiedai susikerta aštuoniuose taškuose, kur susiduria priešiniai

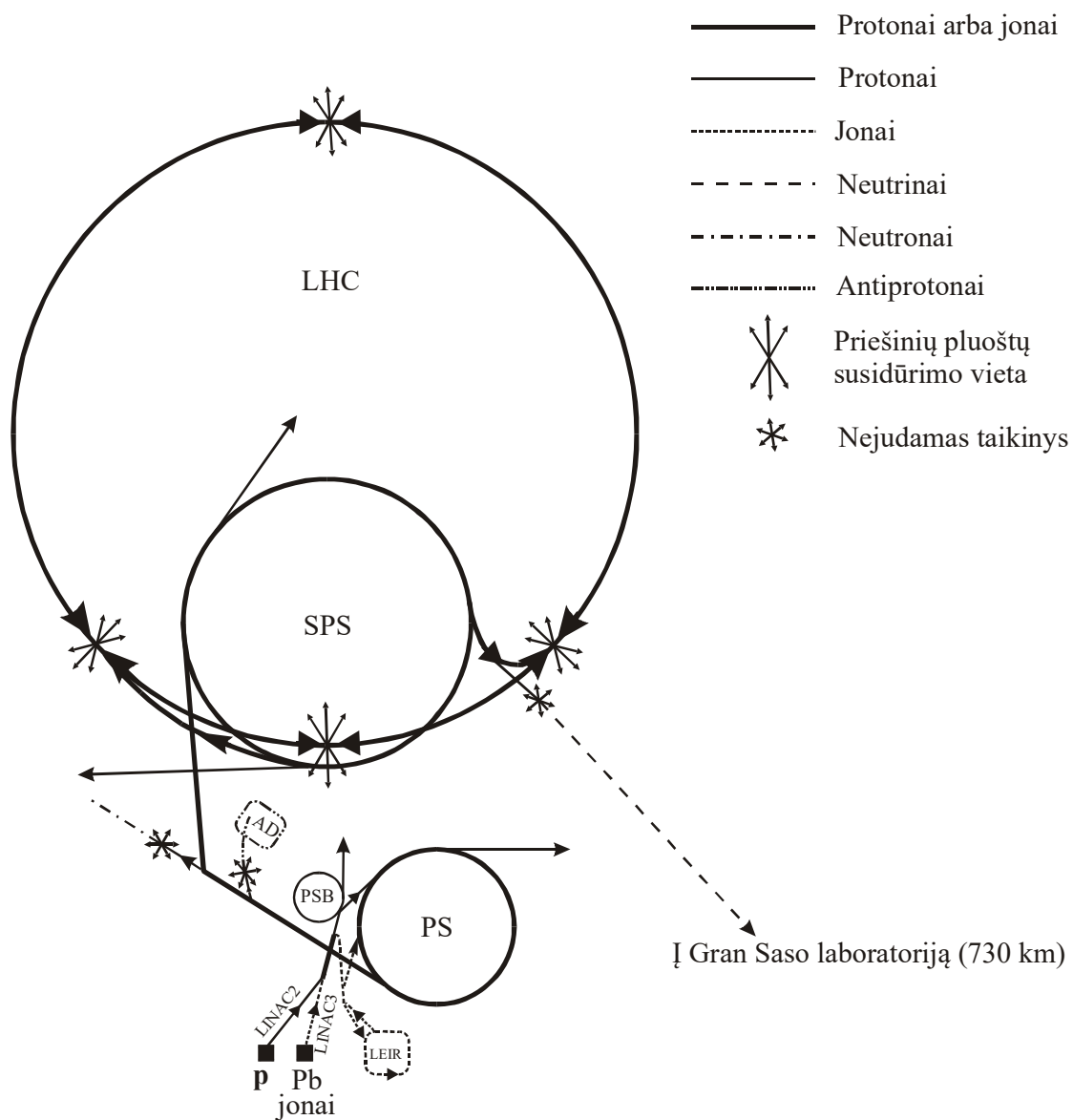


**12.10 pav.** Ankstyvojo CERN priešinių pluoštų greitintuvo schema. Protonai cirkuliuoja priešingomis kryptimis 300 m skersmens susikertančiuose kaupiklio žieduose. Protonų pluoštai susiduria aštuoniuose taškuose

protonų pluoštai. Tuose taškuose yra detektoriai, kurie registruoja reakcijų antrines daleles. Galutinė įgreitintų protonų kinetinė energija yra 28 GeV, t. y. susidūrimo energija yra 56 GeV. Greitintuve su nejudamu taikiniu tokia susidūrimo energija būtų pasiekta tik esant maždaug 1700 GeV protonų energijai. Tuo galima įsitikinti pasinaudojus susidūrimo energijos išraiška (12.5.2): pakanka išreikšti krintančiųjų dalelių kinetinę energiją  $E_k$  ir įrašyti skaitines vertes ( $E_a = 56 \text{ GeV}$ ,  $m_{02}c^2 = 0,94 \text{ GeV}$ ). Tikslesnė  $E_k$  vertė gaunama naudojant slenkstinės energijos išraišką (12.5.10), įrašius į ją  $Q = 56 \text{ GeV}$  (šitaip gauname  $E_k = 1780 \text{ GeV}$ ).

Sukeliant dalelių ir jų antidalelių (pvz., elektronų ir pozitronų arba protonų ir antiprotonų) reakcijas, abu priešiniai dalelių pluoštai gali cirkuluoti vieno sinchrotrono žiedu veikiami to paties magnetinio lauko. Taip yra todėl, kad vienodos masės ir priešingo krūvio elektringųjų dalelių pagreičiai magnetiniame lauke yra vienodo dydžio, tačiau priešingų krypčių. Vadinas, dalelės ir antidalelės juda viena orbita vienodu greičiu, tačiau priešingomis kryptimis. Sukeliant tokius protonų ir antiprotonų susidūrimus CERN „Super protonų sinchrotrone“ (SPS), 1983 m. buvo atrasti silpnosios sąveikos tarpininkai – W ir Z bozonai. Šiuose tyrimuose sunkiausia buvo gauti pakankamai intensyvų antiprotonų pluoštą. Antiprotonai gaunami sukeldami reakciją  $p + A \rightarrow p + \bar{p} + p + B$ ; čia A ir B yra pirminis ir antrinis branduoliai. Pvz., minėtuose tyrimuose 3,5 GeV energijos antiprotonai buvo gaunami nukreipiant protonus iš 28 GeV energijos protonų sinchrotrono (PS) į vario taikinį. Šis procesas yra labai neefektyvus: iš vieno milijono kritusių į taikinį protonų vidutiniškai tik vienas sukuria antiprotoną. Kadangi antiprotonų skaičius yra toks mažas, ypač svarbu fokusuoti juos į mažiausią įmanomą tūrį. Vienas iš veiksnių, kuris trukdo fokusuoti antiprotonų pluoštą, yra jų atsitiktiniai tarpusavio susidūrimai dėl šiluminio judėjimo. Šio judėjimo greičio sumažinimas yra tapatus pluošto „aušinimui“. Nyderlandų fizikas Simonas van der Meras (*van der Meer*) 1983 m. sukūrė vadinamąjį *stochastinio aušinimo* metodą. Jo esmė yra tokia. Prieš nukreipiant antiprotonus į SPS, jie tam tikrą laiką cirkuliuoja mažesniame kaupiklio žiede, kurio didelis skerspjūvio plotas (didelis skerspjūvio plotas reikalingas todėl, kad iš vario taikinio antiprotonai išlekia atsitiktinėmis kryptimis). Tame kaupiklio žiede yra davikliai, kurie nuolat matuoja antiprotonų telkinio erdvinį profilį. Kiekvienas toks daviklis, pamatavęs telkinio profilį, siunčia signalą išilgai kaupiklio žiedo stygos į specialų greitaeigį įrenginį, kuris suformuoja elektromagnetinį lauką, kurio erdvinė konfigūracija yra tokia, kad daleles veikianti Lorencio jėga tiksliai kompensuotų išfokusuojantį dalelių judėjimą. Nors dalelių pluošto greitis yra labai artimas šviesos greičiui, tačiau detektoriaus signalas taip pat juda šviesos greičiu, o atstumas, kurį turi nueiti signalas, yra mažesnis už atstumą, kurį turi nueiti dalelės (nes dalelės juda apskritimu, o detektoriaus signalas juda to apskritimo styga). Todėl, kai dalelių telkinys pasiekia minėtą elektromagnetinio lauko formavimo įrenginį, daleles veikiantis laukas jau yra pakeistas taip, kad sumažintų jų betvarkį šiluminį judėjimą. Taigi, stochastinis aušinimas 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.

Tikimasi, kad, naudojant LHC, pavyks aptikti paskutiniąją dar eksperimentiškai neaptiktą elementariąją dalelę, kurią numato dabartinė dalelių teorija – Higgs bozoną. 12.11 pav. pateikta CERN laboratorijos schema, kurioje parodytas LHC ir kai kurie kiti greitintuvai. Kaip matome, protonai bus nukreipiami į LHC iš SPS. 12.11 pav. parodytos ir priešinių pluoštų susidūrimo vietos (ten yra detektoriai) bei antiprotonų, neutrino ir neutronų kūrimo vietos. Neutrinai labai silpnai sąveikauja su medžiaga, todėl neutrino pluoštas, kuris bus sukurtas CERN, beveik be nuostolių pereis po žeme ir pasieks Gran Saso (*Gran Sasso*) nacionalinę laboratoriją (Italija), kuri yra 730 km atstumu nuo CERN. Šis neutrino pluoštas bus naudojamas tiriant vadinamąsias neutrino osciliacijas (minėtas atstumas yra pakankamai didelis, kad miuoniniai neutrinai, kurie gaunami CERN, galėtų virsti  $\tau$  neutriniais).



LHC: "Large hadron collider"  
 SPS: "Super proton synchrotron"  
 PS: "Proton synchrotron"  
 PSB: "Proton synchrotron booster"  
 LINAC: "Linear acceleration" – tiesinis greitinimas  
 LEIR: "Low energy ion ring" – žemos energijos jonų žiedas  
 AD: "Antiproton decelerator" – „antiprotonų lėtintuvas“ (antiprotonų „gaminimas“ ir kaupiklis)

12.11 pav. CERN laboratorijos pagrindiniai greitintuvai (pagal tinklalapį <<http://public.web.cern.ch/Public/Content/Chapters/AboutCERN/HowStudyPrtcles/CERNAccelComplex/CERNAccelComplex-en.html>>)



## 13. Branduolio fizikos metodų taikymai tiriant medžiagų sudėtį

### 13.1. Neutronų aktyvacinė analizė

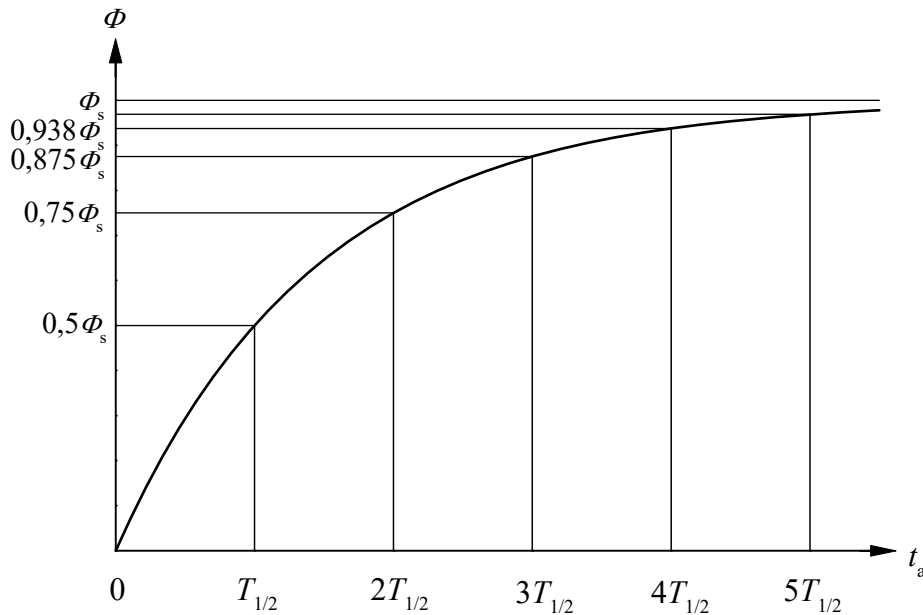
Radioaktyviųjų atomų mažus kiekius galima labai tiksliai išmatuoti matuojant jų skleidžiamą spinduliuotę. Šis faktas yra praktiškai taikomas matuojant tam tikrų nuklidų mažus kiekius medžiagose. Tuo tikslu reikia dalį to nuklido atomų padaryti radioaktyviais. Paprasčiausias būdas tai pasiekti yra šiluminių neutronų spinduliuojamoji pagava ( $n, \gamma$ ). Pvz., yra tik vienas stabilus aukso izotopas ( $^{197}\text{Au}$ ). Kai šio izotopo branduolys pagauna neutroną, susidaro radioaktyvusis aukso izotopas  $^{198}\text{Au}$ . Jo skilimo pusamžis yra 2,7 paros. Labiausiai tikėtinas jo skilimo kanalas yra  $\beta^-$  skilimas, kurio metu susidaro sužadintos būsenos  $^{198}\text{Hg}$  branduolys, kuris labai greitai pereina į pagrindinę būseną išspinduliuodamas 412 keV energijos gama kvantą. Taigi, jeigu, paveikus šiluminiais neutronais duotąjį bandinį, jis pradeda skleisti tokios energijos fotonus ir jeigu tos spinduliuotės intensyvumas mažėja laike su 2,7 paros pusamžiu, tada galima daryti išvadą, kad bandinyje yra  $^{197}\text{Au}$ . Vienintelis likęs klausimas – kokia yra to nuklido koncentracija (apie tai kalbėsime šiek tiek vėliau). Kaip matome šiame pavyzdyje, šiuo metodu galima identifikuoti bet kurį radioaktyvųjį nuklidą, išmatavus jo pusamžį ir spinduliuojamų dalelių rūšį bei energiją (nes šie dydžiai yra skirtingi skirtingiems nuklidams). Radioaktyviusius nuklidus galima kurti ne vien neutronais, bet ir aukštos energijos elektringosiomis dalelėmis (pvz., alfa dalelėmis arba protonais), tačiau dažniausiai naudojami neutronai, nes jie yra skvarbesni negu elektringosios dalelės ir dėl to labiau tinka tiriant didelio storio bandinius. Šis bandinio elementinės sudėties tyrimo metodas vadinamas *neutronų aktyvacine analize*.

NAA metodas turi du svarbius privalumus, lyginant su cheminiais analizės metodais. Pirma, jis neardo tiriamojo bandinio. Vienintelis jo poveikis yra indukuotasis radioaktyvumas, kuris per palyginti trumpą laiką sumažėja iki nulio. Šis privalumas yra svarbus, pvz., jeigu tiriamasis objektas yra vertingas paveikslas, istorinis dokumentas arba daiktinis įrodymas tiriant nusikaltimą. Antra, cheminių elementų detektavimo jautris yra daug didesnis, negu tas, kurį galima pasiekti cheminės analizės metodais. Kaip netrukus įsitikinsime, NAA metodu galima detektuoti  $10^{-13}$  g eilės medžiagos kiekius. Tačiau jautris priklauso nuo neutrono pagavimo reakcijos skerspjūvio, o šis labai priklauso nuo pirminio nuklido (skirtingų nuklidų reakcijų skerspjūviai gali skirtis keliomis eilėmis). Todėl toks didelis jautris pasiekiamas tik kai kurių nuklidų atvejais. Tačiau yra tik 12 elementų, kurių neįmanoma detektuoti šiuo metodu (dėl to, kad reakcijos skerspjūvis yra lygus nuliui arba pernelyg mažas). Tai yra 8 lengviausi elementai (nuo H iki O) ir P, S, Tl bei Bi.

Bandinio indukuotojo aktyvumo priklausomybė nuo aktyvinimo laiko  $t_a$ :

$$\Phi(t_a) = \lambda N(t_a) = \sigma N_0 j (1 - e^{-\lambda t_a}); \quad (13.1.1)$$

čia  $\lambda$  yra skilimo konstanta,  $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$  yra skilimo pusamžis,  $N(t_a)$  yra sukurtų radioaktyviųjų branduolių (pvz.,  $^{198}\text{Au}$  ankstesniajame pavyzdyje) skaičius laiko momentu  $t_a$ ,  $\sigma$  yra neutrono pagavimo reakcijos skerspjūvis,  $N_0$  yra pirminių nuklidų skaičius tiriamojo bandinio dalyje, pro kurią praeina neutronų pluoštas,  $o j$  yra neutronų srauto tankis toje erdvės srityje (srauto tankis – tai dalelių skaičius, kuris praeina pro vienetinio ploto paviršių per laiko vienetą). Indukuotojo aktyvumo priklausomybė nuo laiko aktyvinimo metu yra pavaizduota 13.1 pav. Matome, kad esant mažai aktyvinimo trukmei ( $\lambda t_a \ll 1$ ), aktyvumas yra tiesiog proporcingas laikui  $t_a$ . Toliau didėjant laikui, aktyvumas didėja, tačiau tas didėjimas lėtėja. Galų gale aktyvumas nusistovi („įsisotina“). Taip atsitinka tada, kai radioaktyviųjų branduolių skilimo sparta tampa lygi jų kūrimo spartai. Kaip matome, aktyvumo augimo spartą lemia pusamžis: aktyvumas įsisotina per kelių pusamžių eilės laiką. Tačiau pusamžis lemia ne vien aktyvumo augimo spartą aktyvinimo metu, bet ir jo mažėjimo spartą nutraukus aktyvinimą. Kadangi bandinio gabenimas iš aktyvinimo vietos į nuklidų kiekių matavimo vietą užtrunka tam tikrą laiką, tai pusamžis neturėtų būti daug mažesnis už tą laiką. Šia prasme optimalūs pusamžiai yra nuo kelių minučių iki kelių parų (pusamžis neturėtų būti pernelyg didelis, kad nebūtų ilgalaikio liekamojo radioaktyvumo). Kitas reikalavimas yra radioaktyviojo nuklido identifikavimo pagal išlekiančios dalelės energiją paprastumas. Šia prasme geriausia, kad nuklidas spinduliuotų gama kvantus, nes jų energijos yra diskrečios (tiksliai apibrėžtos) ir būdingos tik vienam nuklidui, kuris juos emituoja. Be to, egzistuoja didelės skyros puslaidininkiniai (germanio) gama spektrometrai, kurie gali tiksliai matuoti tas energijas. Gama kvantų energija turi būti pakankamai didelė, kad tie fotonai būtų mažai sugeriami bandinyje (sugerties tikimybė mažėja didėjant fotonų



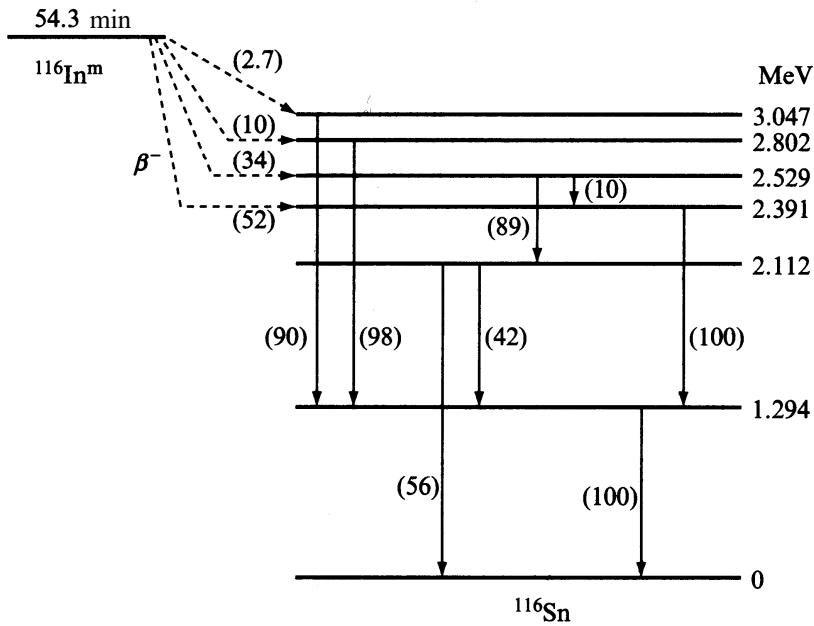
**13.1 pav.** Aktyvacijos kreivė  $\Phi = \Phi_s(1 - e^{-\lambda t_a})$ .  $t_a$  – aktyvinimo trukmė,  $\Phi$  – bandinio aktyvumas,  $\Phi_s$  – soties aktyvumas,  $\lambda$  – skilimo konstanta,  $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$  – pusamžis

energijai), tačiau pakankamai maža, kad ją būtų lengva tiksliai išmatuoti (t. y. kad būtų didelis fotoefektyvumas). Optimali vertė yra 100 keV eilės.

Jeigu bandinys aktyvinamas laiką  $t_a$ , transportuojamas laiką  $t_{tr}$  ir matuojamas laiką  $t_m$ , tada pilnutinis užregistruotų gama kvantų skaičius bus lygus:

$$N_c = \frac{\sigma N_0 J}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_{tr}} (1 - e^{-\lambda t_m}) f \varepsilon ; \quad (13.1.2)$$

čia  $f$  yra santykinė dalis skilimų, kurių metu išspinduliuojami duotosios energijos gama kvantai (mat bendroju atveju yra galimi ir kiti skilimo kanalai), o  $\varepsilon$  yra detektoriaus absoliutinis efektyvumas (t. y. užregistruotų gama kvantų ir visų per tą patį laiką išspinduliuotų gama kvantų santykis). Iš čia lengvai išsireiškia pirminių branduolių skaičius  $N_0$ . Nustatysime to skaičiaus didumo eilę, kurią galima išmatuoti NAA metodu. Tą skaičių riboja vadinamasis fonas: bet kokio radioaktyviosios spinduliuotės dalelių skaičiavimo rezultatas visada turi pastovų pašalinį dėmenį – „fona“, kuris turi būti atimtas iš to rezultato. Kuo didesnis tas dėmuo, tuo didesnės matavimo paklaidos ir tuo didesnė matavimo trukmė yra reikalinga. Praktikoje dažniausiai pasitaikanti mažiausia skaičiavimo sparta, kurią dar galima atskirti nuo fono, yra maždaug 100 detektuotų dalelių per 1 val. Apskaičiuosime vieno konkretaus elemento – indžio (In) masę bandinyje, kuri atitiktų 1000 detektuotų gama kvantų per 1 val. Visų pirma išsiaiškinsime branduolinius vyksmus, kurie naudojami šioms matavimams. Maždaug 96 % natūralaus indžio sudaro izotopas  $^{115}\text{In}$ . Jo spinduliuojamojo neutrono pagavimo skerspjūvis ( $\sigma$ ) yra maždaug 170 b. Sugėrus neutroną, susidaro  $^{116}\text{In}$ , kuris yra nestabilus  $\beta^-$  skilimo atžvilgiu. Jo skilimo pusamžis yra 54,3 min (t. y.  $\lambda = 2,13 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ ). Šio skilimo metu susidaro sužadintos būsenos  $^{116}\text{Sn}$  branduolys. Kaip matome 13.2 pav., to branduolio sužadintasis lygmuo skilus  $^{116}\text{In}$  branduoliui gali būti įvairus (įvairių  $\beta^-$  skilimo kanalų tikimybės, išreikštos procentais, yra nurodytos skliaustuose šalia punktyrinių linijų). Tačiau dažniausiai iš to lygmens vyksta šuolis į pirmąjį sužadintąjį lygmenį (įvairių šuolių tikimybės, išreikštos procentais, yra nurodytas skliaustuose šalia ištisinių rodyklių). Iš pirmojo sužadintojo lygmens vyksta šuolis į pagrindinį lygmenį, išspinduliuojant 1,294 MeV energijos gama kvantą.  $^{116}\text{Sn}$  branduolys pirmajame sužadintame lygmenyje susidaro po maždaug 80 % visų beta skilimų (tuo galima įsitikinti, sudauginus beta skilimų tikimybes ir atitinkamų šuolių į pirmąjį sužadintąjį lygmenį tikimybes ir tas sandaugas sudėjus). Todėl šuolis iš pirmojo sužadintojo lygmens į pagrindinį lygmenį labiausiai tinka  $^{116}\text{In}$  aktyvumui matuoti. Taigi, (13.1.2) formulėje  $f \approx 0,8$ . Tarkime, kad kitos matavimo sąlygos yra tokios: aktyvinimo trukmė lygi pusamžiui (t. y.  $1 - e^{-\lambda t_a} = 0,5$ ), transportavimo trukmė yra daug mažesnė už pusamžį (t. y.  $e^{-\lambda t_{tr}} \approx 1$ ), matavimo trukmė lygi pusamžiui (t. y.  $1 - e^{-\lambda t_m} = 0,5$ ),  $f \varepsilon \approx 0,1$ . Tada



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

$$N_c = \frac{0,025\sigma N_0 j}{\lambda} \quad \text{arba} \quad N_0 = \frac{\lambda N_c}{0,025\sigma j}$$

Jeigu  $j = 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (tipiška vertė), o  $N_c = 1000$ , tada gauname  $N_0 \approx 5 \cdot 10^9$ . Tai atitinka maždaug  $10^{-12} \text{ g } ^{115}\text{In}$  masę tiriamajame bandinyje (kadangi  $^{115}\text{In}$  sudaro 96 % natūralaus indžio, tai pilnutinė natūralaus indžio masė yra  $1/0,96 \approx 1,04$  karto didesnė). Šis pavyzdys iliustruoja NAA metodo jautrumą. Akivaizdu, kad tas jautrumas labai priklauso nuo reakcijos skerspjūvio  $\sigma$ . Aptartuoju atveju jis yra gana didelis, todėl ir jautris yra didelis. Jeigu  $\sigma$  būtų mažesnis, tada, kaip matome iš paskutiniosios formulės, tą patį detektuotų gama kvantų skaičių  $N_c$  atitiktų didesnis pirminių branduolių skaičius  $N_0$ , t. y. jautris būtų mažesnis (nes padidėtų mažiausias  $N_0$ , kurį galima išmatuoti šiuo metodu). Kadangi skirtingų nuklidų neutrono pagavimo reakcijos skerspjūviai yra labai skirtingi, tai ir tų nuklidų detektavimo jautriai taip pat yra labai skirtingi.

NAA ypač tinka kai kurių elementų labai mažų kiekių matavimams. Tokie matavimai yra naudingi įvairiose srityse. Pvz., tiriant nusikaltimą, įtariamojo buvimas nusikaltimo vietoje gali būti įrodytas ištyrus kažkokios medžiagos dalelę, kuri rasta ant jo rūbų, ir nustatčius, kad jos sudėtis yra tiksliai tokia pati kaip medžiagos, kuri rasta nusikaltimo vietoje. Kitas pavyzdys: iššovus šaunamąjį ginklą, ant rankos lieka labai maži bario ir stibio kiekiai. Tačiau jie vis tiek yra daug didesni už mažiausius tų elementų kiekius, kuriuos įmanoma išmatuoti NAA metodu. NAA taikymo archeologijoje pavyzdys – senų molinių indų sudėties analizė, kuri padeda archeologams tirti senovės civilizacijų migravimo kelius. NAA buvo naudingas ir istoriniuose tyrimuose: šis metodas buvo pritaikytas matuojant arseno kiekį Napoleono plaukų sruogoje ir taip buvo nustatyta, kad buvęs Prancūzijos imperatorius greičiausiai buvo nuuodytas po to, kai buvo išstremtas į Šv. Elenos salą.

### 13.2. Rezerfordo atgalinė sklaida

Plačiai naudojama paviršių ir plonų sluoksnių sudėties tyrimo metodika yra grindžiama tuo, kad tampriai išsklaidyto jono energija priklauso nuo jį išsklaidžiusio branduolio masės ir nuo sklaidos kampo. Elektringųjų dalelių (pvz., jonų arba branduolių) tamprioji sklaida dėl jų Kulono sąveikos su atomų branduoliais vadinama **Rezerfordo sklaida**. Tokios sklaidos metu dalis krintančio jono kinetinės energijos perduodama taikinio branduoliui (atatranks energija), todėl po sklaidos jono energija yra mažesnė, negu prieš sklaidą. Pvz., jeigu  $M$  masės branduolys tampriai išsklaido  $m$  masės joną, kurio pradinė energija  $E_1$ , didžiausiu įmanomu kampu, t. y.  $180^\circ$  (centrinis smūgis), tada išsklaidyto jono energija yra mažiausia ir lygi

$$E_2(180^\circ) = E_1 \left( \frac{M - m}{M + m} \right)^2. \quad (13.2.1)$$

Kadangi praktikoje pagal jono energijos sumažėjimą yra nustatoma jį išsklaidžiusio branduolio masė, tai naudingiausia, kai tas sumažėjimas yra didžiausias, t. y. kai sklaidos kampas yra artimas didžiausiam kampui  $180^\circ$  (t. y. jonas išlekia iš bandinio pro tą patį paviršių, pro kurį įlėkė į bandinį). Tokia sklaida vadinama **atgaline sklaida**. Jeigu  $m > M$ , tada sklaida didesniais negu  $90^\circ$  kampais yra neįmanoma (po centrinio smūgio abi dalelės judės ta pačia kryptimi).

Rezerfordo atgalinės sklaidos (RAS) metodas yra atskiras atvejis bendresnio metodo, kuris vadinamas branduolinių reakcijų analize (BRA; angl. „*nuclear reaction analysis*“, *NRA*). BRA esmė yra ta, kad krintančioji elektringoji dalelė sukelia branduolinę reakciją, dėl kurios išlekia kita arba ta pati dalelė, kuri ir yra detektuojama. BRA matavimo geometrijos apibendrinta schema yra tokia kaip parodyta 13.5 pav. (13.3 skirsnyje). Rezerfordo sklaidos atveju  $m_1 = m_2 = m$  (t. y. išlėkusioji dalelė yra ta pati dalelė, kuri krito į branduolį), o branduolio vidinė būseną sąveikos metu nepakinta (nes sklaida yra tamprioji). Kaip matome 13.5 pav., jonų pluoštas yra gaunamas jonų greitintuve ir nukreipiamas į tiriamąjį bandinį. Jonų energija yra nuo kelių šimtų keV iki kelių MeV. Taikant RAS metodą, krintančiųjų dalelių vaidmenį dažniausiai atlieka alfa dalelės.

Kartu su jonų energija, RAS metodu gautų duomenų analizei svarbu žinoti Rezerfordo sklaidos diferencialinį skerspjūvį. Jis priklauso nuo taikinio branduolio krūvio skaičiaus  $Z$  ir nuo to branduolio masės  $M$ :

$$\sigma_{\Omega} = \left( \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left( \frac{1}{4E_1} \right)^2 \frac{4 \left[ \sqrt{1 - (m/M)^2 \sin^2 \theta} + \cos \theta \right]^2}{\sin^4 \theta \sqrt{1 - (m/M)^2 \sin^2 \theta}} = \left( \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left( \frac{1}{4E_1} \right)^2 \left[ \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} - \left( \frac{m}{M} \right)^2 + \dots \right]; \quad (13.2.2)$$

čia  $z$  yra krintančiosios dalelės krūvio skaičius (alfa dalelių atvejų  $z = 2$ ). Patogesnė praktiniams taikymams formulė:

$$\sigma_{\Omega} = 1,296 \left( \frac{zZ}{E_1} \right)^2 \left[ \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} - \left( \frac{m}{M} \right)^2 + \dots \right]; \quad (13.2.3)$$

čia pradinė krintančiųjų dalelių energija  $E_1$  išreikšta MeV, o diferencialinis skerspjūvis išreikštas milibarnais steradianui (mb / sr).

Išsklaidytų jonų energijos spektrų pavyzdžiai, esant trims sluoksnio storiams, yra pateikti 13.3 pav. Šiuo atveju krintančiųjų alfa dalelių energija yra 2 MeV. Visais atvejais sluoksnyje yra vienoda masė anglies, silicio ir nikelio ir visais atvejais tie elementai yra tolygiai pasiskirstę sluoksnio tūryje. Matome, kad spektras suteikia trejopą informaciją:

- 1) Nuklidą atitinkančios smailės dešinysis kraštas priklauso nuo nuklido masės. Kuo didesnė nuklido masė, tuo mažiau energijos praranda krintantysis jonas (žr. (13.2.1)), tuo dešiniau yra atitinkama smailė.
- 2) Smailės aukštis priklauso nuo nuklido krūvio  $Z$  ir masės  $M$ . Kuo didesnis  $Z$  arba  $M$ , tuo didesnis sąveikos skerspjūvis (žr. (13.2.3)), tuo daugiau jonų išsklaidoma per laiko vienetą.
- 3) Smailės forma ir plotis atspindi nuklido koncentracijos priklausomybę nuo gylio. Smailė išplinta dėl to, kad dalį energijos jonai praranda dėl netampriosios kuloninės sąveikos su medžiagos atomais (t. y. dėl atomų jonizavimo ir sužadinimo). Kuo giliau yra branduolys, kuris išsklaido joną, tuo daugiau energijos jonas praranda, kol pasiekia tą branduolį ir kol po sklaidos išlekia iš sluoksnio. Vadinasi, kuo didesniame gylių intervale pasiskirstę jonai, tuo platesnė atitinkama smailė.

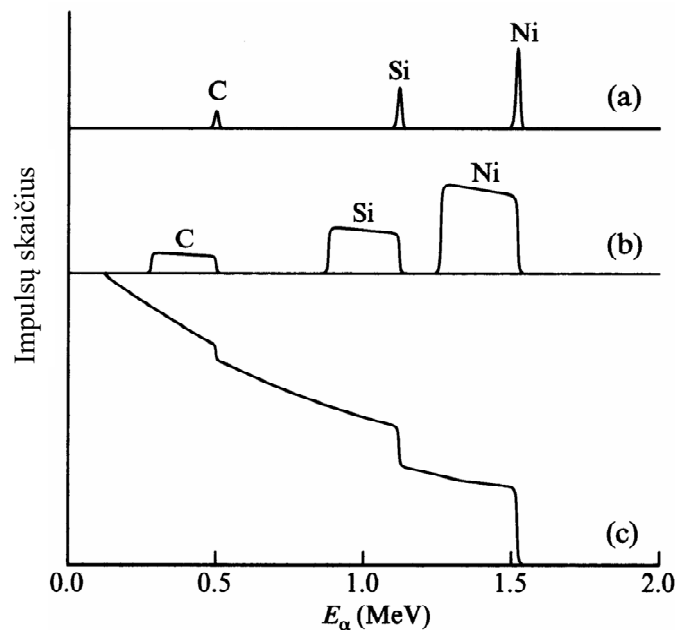
Taigi, iš bandinio išlėkusios antrinės dalelės energiją lemia šie trys veiksniai:

- a) krintančiosios dalelės energija sklaidos momentu (ją žymėsime  $E_1$ ) yra mažesnė už pradinę tos dalelės energiją  $E_0$  dėl jonizacinių energijos nuostolių;
- b) išsklaidytosios dalelės energija iš karto po sklaidos (ją žymėsime  $E_2$ ) priklauso nuo  $E_1$  ir nuo sklaidos kampo  $\theta$ . Pvz., kai  $\theta = 180^\circ$ , tinka (13.2.1) formulė.
- c) išsklaidytosios dalelės galutinė energija  $E$  (išlėkimo iš bandinio momentu) yra mažesnė už  $E_2$  dėl jonizacinių energijos nuostolių;

Smailės asimetrija storo bandinio atveju yra susijusi su skerspjuvio atvirkštiniu proporcingumu jono energijos kvadratui (žr. (13.2.3)).

RAS metodu nuklidai identifikuojami pagal jų mases. Vadinasi, šiuo metodu neįmanoma atskirti skirtingų elementų izobarų. Gebėjimas atskirti gretimų masės skaičių nuklidus priklauso nuo masės skaičiaus  $A$ , detektoriaus energinės skyros ir bandinio storio. Apskaičiuosime  $180^\circ$  kampu išsklaidytų dalelių energijų skirtumą, kai jas sklaido branduoliai, kurių masės skaičius skiriasi vienetu. Šį energijų skirtumą žymėsime  $\Delta E$ . Laikysime, kad bandinys yra labai plonas ir smailių išplitimo dėl jonizacinių energijos nuostolių galima nepaisyti. Tada detektuojamų jonų energijas nusako (13.2.1) formulė. Jeigu krintančiosios dalelės yra 5 MeV energijos alfa dalelės, iš (13.2.1) formulės gauname, kad  $\Delta E = 1,8$  keV, kai  $A = 200$ . Šis energijų skirtumas yra mažesnis už šiuolaikinių aukštos kokybės puslaidininkinių (silicio) detektorių energinę skyrą (maždaug 15 keV). Vadinasi, RAS metodu neįmanoma tiksliai identifikuoti sunkiuosius elementus. Tačiau jeigu  $A = 40$ , tada  $\Delta E > 30$  keV. Tokį energijos pokytį galima nesunkiai išmatuoti. Vadinasi, RAS metodu galima tiksliai nustatyti lengvųjų elementų, kurie įeina į tiriamojo bandinio sudėtį, masės skaičius.

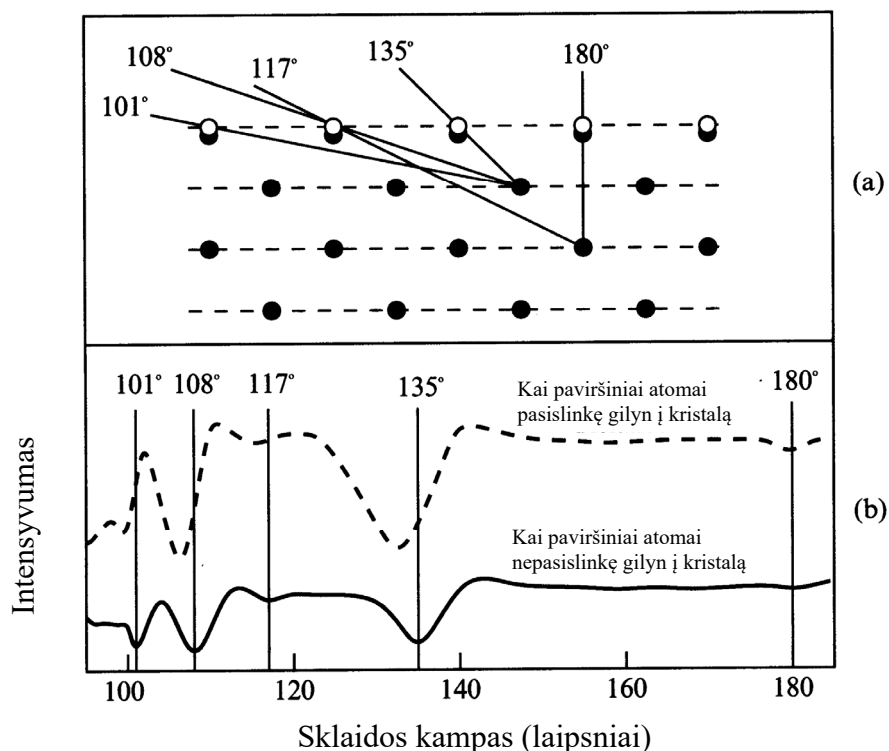
RAS privalumas lyginant su NAA yra tas, kad RAS skerspjuvis ne taip stipriai priklauso nuo nuklido prigimties kaip neutrono pagavimo skerspjuvis. Tačiau, kaip matome 13.3c pav., storuose sluoksniuose didžiausių masių nuklidai sąlygoja spektro dalį, kuri persikloja su mažesnių masių nuklidų sąlygotais spektrais (nes spektrai, kurie atitinka mažų masių nuklidus, yra kairiau negu spektrai, kurie atitinka didelių masių nuklidus). Kadangi didelių masių nuklidai sąlygoja didesnio intensyvumo spektrus, šis persiklojimas apsunkina lengvųjų nuklidų detektavimą, jeigu jie yra sunkiųjų nuklidų aplinkoje. Be to, išsklaidyto jono energija priklauso nuo sklaidos kampo (pvz., energijos išraiška (13.2.1) galioja tik esant  $180^\circ$  sklaidos kampui). Vadinasi, siekiant užtikrinti gerą energinę skyrą, reikia apriboti sklaidos kampą, o tai reiškia, kad reikia detektuoti labai mažą dalį išsklaidytų jonų (tik tuos, kurie išsklaidomi į siaurą kūgį duotąja kryptimi). Tai, savo ruožtu, didina statistines matavimų paklaidas. Esant dideliame pašaliniam fonui, mažų koncentracijų matavimas gali tapti neįmanomas. Pvz., apskaičiuosime išsklaidytų alfa dalelių skaičiavimo spartą esant tokioms matavimo sąlygoms: į ploną sluoksnį, kuriame yra mažas kiekis aukso ( $^{197}\text{Au}$ ), krinta 5 MeV energijos alfa dalelių lygiagretus pluoštas, kurio elektros srovė yra  $I = 1 \mu\text{A}$  (tipiška vertė). Yra detektuojamos dalelės, kurias  $^{197}\text{Au}$  branduoliai išsklaido į  $\Delta\Omega = 0,1$  sr erdvinį kampą, esant didžiausioms įmanomoms sklaidos kampo vertėms (t. y.  $\theta$  yra artimas  $180^\circ$ ). Tada iš (13.2.3) formulės gauname, kad  $\sigma_\Omega = 1,29 \text{ b sr}^{-1}$ . Pilnutinė skaičiavimo sparta gaunama, sudauginus dalelių srautą (jis yra lygus dalelių elektros srovės ir vienos dalelės elektros krūvio santykiui), diferencialinį sklaidos skerspjuvį,



**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

sklaidos erdvinį kampą ir  $^{197}\text{Au}$  atomų skaičių sluoksnio ploto vienetui ( $N_{\text{Au}}$ ), t. y.  $(I / (2e)) \cdot \sigma_{\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot N_{\text{Au}} = 4 \cdot 10^{-13} N_{\text{Au}}$  (čia skaičiavimo sparta išreikšta  $\text{s}^{-1}$ , o  $N_{\text{Au}}$  išreikštas  $\text{cm}^{-2}$ ). Vadinasi, norint, kad skaičiavimo sparta būtų didesnė už 1000 dalelių per valandą (t. y.  $0,3 \text{ s}^{-1}$ ), reikia, kad  $^{197}\text{Au}$  atomų skaičius ploto vienetui būtų didesnis už  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Tai atitinka  $3 \cdot 10^{-10} \text{ g/cm}^2$ . Taigi, šiomis sąlygomis galima detektuoti tokius mažus aukso kiekius. Tačiau tai yra idealus atvejis (kai bandinyje nėra artimų masių priemaišų). Dažniausiai RAS metodu neįmanoma pasiekti tokių didelių matavimų jautrį.

Jeigu tiriama kristalinė medžiaga (t. y. medžiaga, kurios atomų išsidėstymas erdvėje yra periodinis), tada pagal išsklaidytų jonų srauto priklausomybę nuo sklaidos kampo galima labai tiksliai nustatyti paviršinių atomų nuokrypius nuo jų „simetrinių“ padėčių, kurios atitinka kristalo tūrį. Taip yra todėl, kad, esant tam tikriems sklaidos kampams, paviršiuje esantys atomai „blokuoja“ jonus, kuriuos išskleidė giliau esantys atomai. Pvz., 13.4 pav. matome, kad, kai atstumas tarp paviršinės atomų plokštumos ir gilesnės atomų plokštumos yra toks pats kaip atstumas tarp vidinių atominių plokštumų, o jonų pluoštas krinta statmenai į kristalo paviršių, paviršiniai atomai (tuščiaviduriai rutuliukai) „blokuoja“ jonus, kurie buvo išsklaidyti antrojoje atomų plokštumoje šiais kampais:  $135^\circ$ ,  $108^\circ$  ir  $101^\circ$ . Be to, tada „blokuojami“ ir jonai, kurie buvo išsklaidyti trečiojoje atomų plokštumoje  $117^\circ$  kampu. Todėl, šiomis sąlygomis matuojant išsklaidytų jonų pluošto intensyvumo priklausomybę nuo sklaidos kampo, gaunama kreivė, kuri pavaizduota 13.4 pav. apačioje ištisine linija (minėtieji kampai atitinka sklaidos intensyvumo sumažėjimą). Tačiau dažnai atstumas tarp paviršinės atomų plokštumos ir antrosios atomų plokštumos nėra lygus atstumui tarp vidinių atomų plokštumų. Šis paviršinių atomų poslinkis pasireiškia tuo, kad pasikeičia sklaidos kampai, kuriems esant, paviršiniai atomai blokuoja išsklaidytus jonus. Pavyzdžiui, jeigu paviršinė atomų plokštuma yra pasislinkusi į vidų (į kristalo pusę), tada, kaip matome 13.4 pav., sklaidos kampai, kuriems esant, paviršiniai atomai (tamsūs rutuliukai) blokuoja išsklaidytus jonus, sumažėja. Todėl sklaidos intensyvumo priklausomybėje nuo sklaidos kampo minėtieji minimumai pasislenka į mažesnių kampų pusę (žr. brūkšninę kreivę 13.4 pav. apačioje). Tinkamai parinkus sklaidos geometriją, pagal šiuos poslinkius galima apskaičiuoti paviršiaus atomų padėties pokyčius  $0,01 \text{ \AA}$  tikslumu.



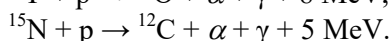
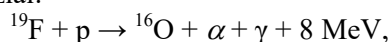
**13.4 pav.** Išsklaidytų jonų „blokavimo“ efektas, tiriant kristalų paviršių Rezerfordo atgalinės sklaidos metodu (kreivių minimumai), ir paviršinių atomų poslinkio link kristalo tūrio įtaka skaičiavimo sklaidos priklausomybei nuo sklaidos kampo (plg. brūkšninės ir ištisinės kreivių minimumų padėtis)

### 13.3. Branduolinių reakcijų analizė

Branduolinių reakcijų analizės (BRA; angl. „nuclear reaction analysis“, NRA) matavimų supaprastinta schema yra pateikta 13.5 pav. Galima sakyti, kad BRA metodas yra Rezerfordo atgalinės sklaidos (RAS) metodo, kuris buvo aprašytas 13.2 skirsnyje, apibendrinimas. Skirtumai, lyginant su RAS metodu yra šie:

- 1) kai krintančioji dalelė sąveikauja su taikinio atomo branduoliu, ji bendroju atveju nėra tampriai išsklaidoma, o sukelia branduolinę reakciją, kurios metu pasikeičia branduolio sudėtis ir iš to branduolio išlekia viena arba daugiau dalelių;
- 2) yra detektuojamos ne tampriai išsklaidytos dalelės, o branduolinės reakcijos metu iš branduolio išlėkusios dalelės, kurios dažniausiai skiriasi nuo krintančiųjų dalelių.

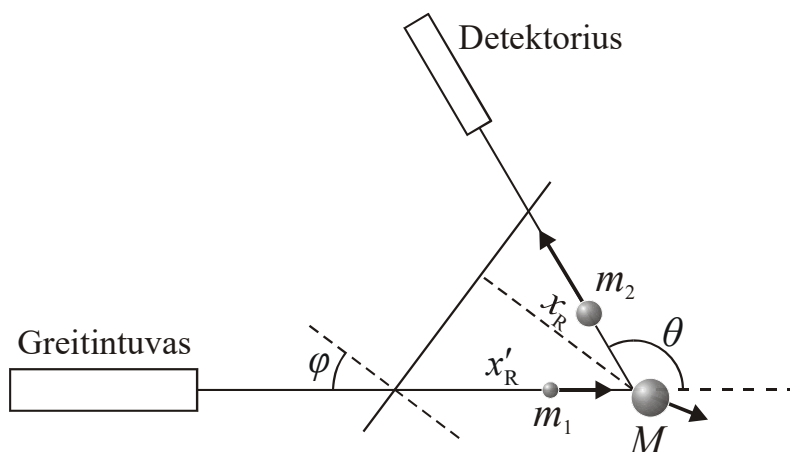
Taikant BRA metodą, krintančiosios dalelės dažniausiai būna protonai arba alfa dalelės. Kaip ir RAS atveju, informaciją apie taikinio branduolių pasiskirstymą bandinyje suteikia detektuojamų (t. y. po reakcijos išlėkusių iš bandinio) dalelių energijos spektras. Priklausomai nuo naudojamos branduolinės reakcijos, tos dalelės gali būti protonai, deuteronai, tritonai,  $^3\text{He}$  branduoliai,  $\alpha$  dalelės,  $\gamma$  spinduliai (fotonai) ir kt. Kadangi kiekvienos branduolinės reakcijos energija yra tiksliai apibrėžta ir būdinga tik tai vienai reakcijai, tai pagal reakcijos produktų energijos spektrą galima nustatyti, kokios reakcijos vyksta, ir tuo pačiu – kokie nuklidai sudaro tiriamąjį bandinį. Daugelio ( $p$ ,  $\alpha$ ) reakcijų energijos yra pernelyg mažos, kad  $\alpha$  dalelės būtų galima efektyviai detektuoti. Tokiais atvejais detektuojami  $\gamma$  spinduliai. Pavyzdžiai:



Jeigu į bandinį krinta protonai, tada šios reakcijos gali būti naudojamos, tiriant  $^{19}\text{F}$  arba  $^{15}\text{N}$  koncentracijos „profilį“ (t. y. priklausomybę nuo gylio), o jeigu krinta  $^{19}\text{F}$  arba  $^{15}\text{N}$  jonų pluoštas, tada šios reakcijos gali būti naudojamos, tiriant vandenilio koncentracijos profilį.

Tiriant BRA spektrus, du dydžiai yra ypač svarbūs: reakcijos energija  $Q$  ir reakcijos diferencialinis skerspjūvis. Reakcijos su dideliais teigiamais  $Q$  yra tinkamiausios branduolinių reakcijų analizei. Reakcijų diferencialiniai skerspjūviai bendroju atveju priklauso nuo krintančiųjų jonų energijos ir nuo kampo tarp krintančiųjų jonų pluošto krypties ir antrinių dalelių išlėkimo krypties. Šios priklausomybės yra žinomos visoms praktikoje svarbioms branduolinėms reakcijoms. Kadangi antrinių dalelių skaičiavimo sparta yra tiesiog proporcinga reakcijos diferencialiniam skerspjūviui, tai jonų energija ir detektoriaus kampas (atžvilgiu jonų pluošto) parenkami taip, kad diferencialinis skerspjūvis būtų didžiausias.

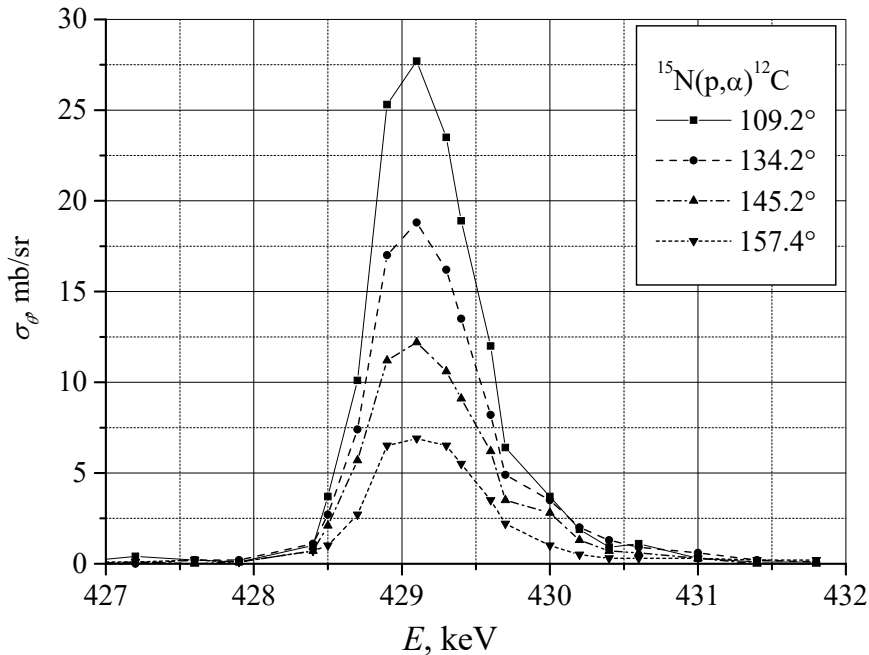
Skirtingų branduolinių reakcijų skerspjūvio priklausomybė nuo krintančiųjų dalelių energijos gali būti labai įvairi: vienu reakcijų ta priklausomybė gali būti siauros smailės pavidalo, o kitų reakcijų skerspjūvis gali būti beveik pastovus plačiame energijos intervale. Todėl egzistuoja dvi taikinio atomų koncentracijos matavimo metodikos: vadinamasis rezonansinis metodas ir nerezonansinis metodas. Smulkiau aptarsime kiekvieną iš šių metodų.



13.5 pav. Branduolinių reakcijų analizės matavimų geometrija

### 13.3.1. Rezonansinis metodas

Kai kurių branduolinių reakcijų sąveikos skerspjūvio priklausomybėje nuo krintančiųjų jonų energijos būna aukštos ir siauros smailės, kurių srityje skerspjūvis yra keliomis eilėmis didesnis, negu esant kitoms jonų energijoms (pvz., žr. 13.6 pav.). Tokios reakcijos vadinamos rezonansinėmis, o tos smailės vadinamos „rezonansais“. **Rezonansinis metodas** (angl. „resonant profiling“) – tai elemento koncentracijos priklausomybės nuo gylio matavimas, naudojant jonus, kurių energija artima tam tikros branduolinės reakcijos rezonanso energijai. Šio metodo iliustracija yra vandenilio gylio matavimas, naudojant reakciją  ${}^1\text{H}({}^{15}\text{N}, \alpha\gamma){}^{12}\text{C}$ , kurios rezonansinė energija 6,385 MeV. Šios reakcijos skerspjūvio priklausomybė nuo protono energijos koordinatinių sistemoje, kurioje  ${}^{15}\text{N}$  branduoliai nejuda, pavaizduota 13.6 pav. Kai krintančiojo pluošto energija  $E_0$  yra lygi rezonanso energijai  $E_R$ , rezonansinė branduolinė reakcija gali vykti tik ant bandinio paviršiaus, nes didesniame gylyje krintančiųjų jonų energija yra sumažėjusi dėl jonizacinių energijos nuostolių (kaip matome 13.6 pav., vos kelių keV skirtumas tarp jono energijos ir rezonanso energijos yra pakankamas, kad reakcijos skerspjūvis sumažėtų keliomis eilėmis). Vadinasi, šiuo atveju registruojamų  $\gamma$  spindulių srautas yra



**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 kryptių (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 (pagal *A.Redder et al, Zeitschrift fuer Physik, Section A Vol.305, p.325 (1982)*).

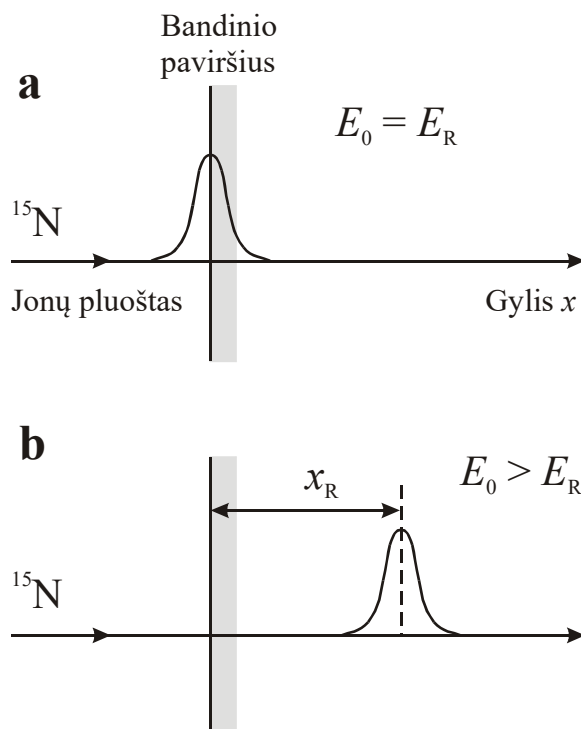
proporcingas vandenilio koncentracijai bandinio paviršiuje. Jeigu jonų pluošto energija yra didesnė už rezonanso energiją  $E_R$ , tada rezonansas tampa įmanomas tik tam tikrame gylyje  $x_R$ , kuriame krintančiųjų jonų energijos nuostoliai tampa lygūs  $E_0 - E_R$ . Todėl  $\gamma$  spinduliuotės srautas tampa proporcingas vandenilio koncentracijai gylyje  $x_R$ . Tai parodyta 13.7 pav. Gylį  $x_R$  galima apskaičiuoti, pasinaudojus sąryšiu

$$x_R(E_0) = \int_{E_R}^{E_0} \frac{dE}{|dE/dx|}; \quad (13.3.1)$$

čia  $|dE/dx|$  yra krintančiųjų jonų ilginė stabdymo geba (jono energijos  $E$  funkcija). Koordinatė  $x_R$  matuojama statmena bandinio paviršiui kryptimi. Kadangi ilginę stabdymo gebą įprasta skaičiuoti išilgai dalelės judėjimo trajektorijos, kuri nebūtinai statmena bandinio paviršiui, tai naudosime šiek tiek modifikuotą (13.3.1) reiškinių variantą:

$$x_R(E_0) = \cos \varphi \int_{E_R}^{E_0} \frac{dE}{|dE/dx'|}; \quad (13.3.2)$$





**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  $x_R = (E_0 - E_R)/|dE/dx|$ .

čia  $\varphi$  yra jonų pluošto kritimo kampas (žr. 13.5 pav.),  $x'$  žymi koordinatę išilgai jono judėjimo linijos, o  $|dE/dx'|$  yra jono ilginė stabdymo geba išilgai jo trajektorijos. Jeigu visame gylių intervale nuo 0 iki  $x_R$  ilginė stabdymo geba beveik nepriklauso nuo jono energijos (pvz., dėl to, kad jono energijos nuostoliai tame atstume yra daug mažesni už pradinę energiją  $E_0$ ), tada (13.3.2) reiškinys virsta reiškiniu

$$x_R(E_0) = \cos \varphi \frac{E_0 - E_R}{|dE/dx'|}, \quad (13.3.3)$$

t. y. gylis, kuriame vyksta branduolinė reakcija, yra tiesiog proporcingas skirtumui tarp jonų pradinės energijos ir rezonanso energijos. Gama kvantų registravimo sparta priklauso nuo elemento koncentracijos gylyje  $x_R$ , rezonanso skerspjūvio, detektoriaus absoliučiojo efektyvumo, ilginės stabdymo gebos  $|dE/dx'|$  ir jonų srauto tankio. Tiriamojo elemento koncentraciją  $N$  galima išreikšti šitaip:

$$N = K \cdot Y(|dE/dx'|); \quad (13.3.4)$$

čia  $Y$  yra **reakcijos išeiga** (pvz., išspinduliuotų  $\gamma$  kvantų skaičius, kuris atitinka vieną  $^{15}\text{N}$  pluošto mikrokuloną), kuri priklauso nuo ilginės stabdymo gebos  $|dE/dx'|$ , o  $K$  yra **kalibravimo konstanta**, kuri priklauso nuo naudojamos branduolinės reakcijos ir tyrimo aparatūros, tačiau nepriklauso nuo tiriamosios medžiagos.

Tokia palyginti paprasta koncentracijos profilio matavimo metodika tinka tik tada, kai galima neatsižvelgti į atskirų jonų energijų išsibarstymą (angl. „straggling“), kuris atsiranda dėl to, kad jonų lėtėjimo medžiagoje procesas yra statistinės prigimties. Jonų energijos tam tikrame gylyje  $x$  šiek tiek skiriasi viena nuo kitos, net jeigu visų jonų pradinės energijos buvo vienodos. Todėl skirtingų jonų energijos pasiekia rezonanso energiją šiek tiek skirtingame gylyje. Dėl to atsiranda paklaida, skaičiuojant  $x$  pagal (13.3.2) ir (13.3.3) formules. Šis apskaičiuotų gylių išsibarstymas didėja, mažėjant ilginei stabdymo gebai  $|dE/dx'|$ . Kadangi  $|dE/dx'|$  yra proporcinga jono masei, tai į sunkiųjų jonų energijų pasiskirstymą dažnai galima neatsižvelgti. Jeigu bandinys apšaudomas protonais, šis efektas gali būti žymus, todėl metodika tampa sudėtingesnė. Bendruoju atveju antrinių dalelių registravimo sparta  $Y$  yra proporcinga tikrojo koncentracijos profilio  $C(x)$  ir vadinamosios „gylis skyros funkcijos“ („depth resolution function“)  $q_0(x, E_0)$  sąsūakai:

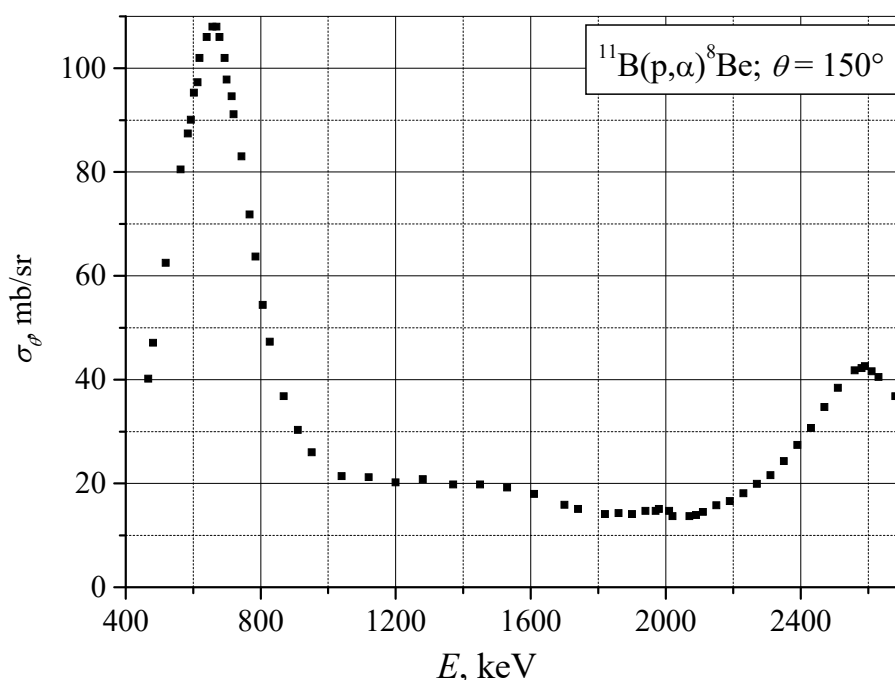
$$Y(E_0) \sim \int_0^{\infty} C(x) q_0(x, E_0) dx . \quad (13.3.5)$$

Funkcija  $q_0(x, E_0)$  yra siauro maksimumo pavidalo. Kuo mažesnis to maksimumo plotis, tuo panašesnis priklausomybės  $Y(E_0)$  pavidalas į tiriamojo profilio  $C(x)$  pavidalą. Funkcija  $q_0(x, E_0)$  plėtėja, didėjant  $x$  (maksimumo plotis yra apytiksliai proporcingas  $\sqrt{x}$ ). Taigi, gylio skyra blogėja, didėjant gyliui. Tačiau arti paviršiaus gylio skyra gali būti dešimčių angstromų eilės.

### 13.3.2. Nerezonansinis metodas

Jeigu reakcijos skerspjūvis yra pakankamai didelis plačiame energijų intervale, tada visą koncentracijos profilį galima gauti naudojant vieną krintančiojo pluošto energiją. Tai yra vadinamasis **nerezonansinis metodas** (angl. „nonresonant profiling“).

Šio metodo pavyzdys yra  $^{11}\text{B}$  koncentracijos profilio matavimas, naudojant reakciją  $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$ . Šios reakcijos diferencialinio skerspjūvio priklausomybė nuo protonų energijos pavaizduota 13.8 pav.



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

Kadangi, taikant nerezonansinį metodą, reakcijos skerspjūvio priklausomybė nuo krintančiųjų dalelių energijos yra glodi, tai reakcija gali įvykti įvairiuose gyliuose. Kadangi mus domina taikinio branduolių koncentracijos profilis, tai registruojamųjų antrinių dalelių vaidmenį turi atlikti dalelės, kurių energija vienareikšmiškai nusako gylį, kuriame jos atsirado. Taigi, šiuo atveju registruojamosios dalelės negali būti  $\gamma$  kvantai, kurių energija yra tiksliai apibrėžta (ją lemia antrinio branduolio sužadintoji būseną, kuri dažniausiai būna vienareikšmiškai apibrėžta). Dažniausiai registruojamųjų dalelių vaidmenį atlieka  $\alpha$  dalelės arba protonai. Reakcijos metu atsiradusios dalelės energija priklauso nuo tą reakciją sukėlusios pirminės (krintančiosios) dalelės energijos (tai išplaukia iš energijos ir impulso tvermės dėsnų). Be to, pirminių ir antrinių dalelių energija mažėja, kai jos juda medžiagoje. Taigi, iš bandinio išlėkusios antrinės dalelės energiją lemia šie trys veiksniai:

1. Krintančiosios („pirminės“) dalelės energija reakcijos momentu (ją žymėsime  $E_1$ ) yra mažesnė už pradinę tos dalelės energiją  $E_0$  dėl jonizacinių energijos nuostolių:

$$E_1 = E_0 - \frac{1}{\cos \varphi} \int_0^{x_R} \left| \frac{dE}{dx'} \right| dx ; \quad (13.3.6)$$

čia  $|dE/dx|_1$  yra pirminės dalelės ilginė energijos perdava, o  $x_R$  yra gylis, kuriame įvyksta reakcija (žr. 13.5 pav.).

2. Detektuojamosios („antrinės“) dalelės energija iš karto po reakcijos (ją žymėsime  $E_2$ ) priklauso nuo  $E_1$  ir nuo kampo  $\theta$ . Šios priklausomybės parametrai yra reakcijos šiluma  $Q$ , pirminės dalelės masė  $m_1$ , antrinės dalelės masė  $m_2$  ir antrinio branduolio masė  $M$ . Priklausomybę  $E_2(E_1, \theta; Q, m_1, m_2, M)$  galima gauti, pasinaudojus energijos ir impulso tvermės dėsniais. Ši išraiška yra tokia:

$$\sqrt{E_2} = \frac{1}{M + m_2} \left( \sqrt{m_1 m_2 E_1} \cos \theta + \sqrt{m_1 m_2 E_1 \cos^2 \theta + (M + m_2)[(M - m_1)E_1 + MQ]} \right). \quad (13.3.7)$$

Atskiru atveju, kai  $Q = 0$ , o  $m_1 = m_2 = m$ , ši formulė nusako masės  $m$  dalelės kinetinę energiją po tampriojo susidūrimo su nejudančiu branduoliu, kurio masė  $M$  (pvz., kai  $\cos \theta = -1$ , gauname (13.2.1) formulę).

3. Antrinės dalelės galutinė energija  $E$  yra mažesnė už  $E_2$  dėl jonizacinių energijos nuostolių:

$$E = E_2 + \frac{1}{\cos(180^\circ - \theta - \varphi)} \int_{x_R}^0 \left| \frac{dE}{dx} \right|_2 dx = E_2 - \frac{1}{\cos(\theta + \varphi)} \int_{x_R}^0 \left| \frac{dE}{dx} \right|_2 dx; \quad (13.3.8)$$

čia  $|dE/dx|_2$  yra antrinės dalelės ilginė energijos perdava, kai jos pradinę energiją nusako reiškinys (13.3.7) (pradinė energija  $E_2$  yra funkcijos  $|dE/dx|_2$  parametras).

Dalelės ilginė energijos perdava priklauso nuo dalelės rūšies ir medžiagos, kurioje juda dalelė. Ši priklausomybė yra gerai ištirta daugeliui dalelių ir medžiagų. Taigi, integralus (13.3.6) ir (13.3.8) galima nesunkiai apskaičiuoti bet kuriam gyliui  $x_R$ . Tokiu būdu, naudojantis reiškiniais (13.3.6) – (13.3.8), bet kuriai branduolinei reakcijai galima skaitmeniškai sudaryti funkciją  $E(x_R)$ , kurios parametrai yra:

- 1) jonų pluošto energija  $E_0$ ,
- 2) kampai  $\varphi$  ir  $\theta$  (žr. 13.5 pav.),
- 3) reakcijoje dalyvaujančių dalelių masės ir reakcijos energija  $Q$ ,
- 4) dalelių krūviai ir medžiagos parametrai, kurie lemia ilginę stabdymo gebą.

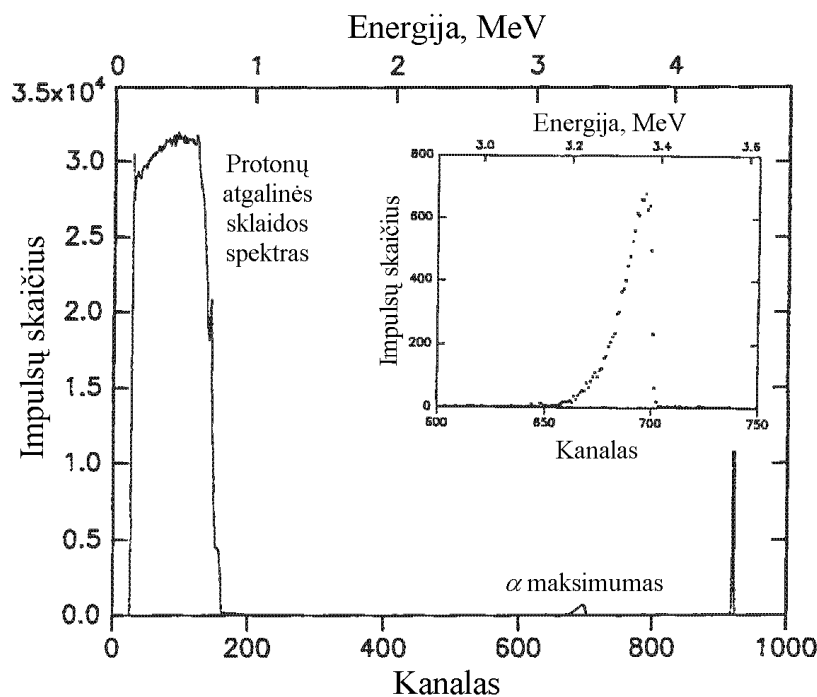
Ši funkcija nusako taisyklę, pagal kurią pereinama nuo energijų skalės prie gylių skalės. Turint šią funkciją, galima pagal iš bandinio išlekiančių antrinių dalelių energijos spektrą nustatyti duotojo nuklido (pvz.,  $^{18}\text{O}$  reakcijos  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  atveju) koncentracijos profilį arti bandinio paviršiaus.

Kaip ir rezonansinio metodo atveju, nerezonansiniu metodu gautų rezultatų paklaidas lemia dalelių energijų išsibarstymas. Kuo didesnis gylis, kuriame vyksta reakcija, tuo didesnės paklaidos.

Taikant nerezonansinį metodą, detektorius gali detektuoti ir išsklaidytus dėl Rezerfordo atgalinės sklaidos jonus. Pvz., 13.9 pav. parodytas  $\alpha$  dalelių spektras, vykstant reakcijai  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ , kartu su pašaliniu signalu, kuris atsiranda dėl protonų atgalinės sklaidos. Išsklaidytųjų dalelių indėlis į pilnutinį registruojamųjų dalelių skaičių gali būti daug didesnis už naudingąjį signalą, nes atgalinės sklaidos skerspjūviai dažniausiai yra daug didesni už branduolinių reakcijų skerspjūvius. Dėl to gali sumažėti detektoriaus efektyvumas registruojant antrines daleles (daugelis jų gali būti „praleistos“). Siekiant to išvengti, detektorius yra ekranuojamas plonu sugėriklio sluoksniu. Jo vaidmenį dažniausiai atlieka metalizuota polimerinė (*Mylar*) plėvelė. Kadangi krintančiųjų jonų energija yra mažesnė už antrinių dalelių energiją, tai sugėriklis pilnai absorbuoja išsklaidytuosius jonus, tačiau praleidžia antrines daleles. Esant sugėrikliui, reikia atsižvelgti į papildomą antrinių dalelių energijos sumažėjimą sugėriklio sluoksnyje. T. y. galutinės energijos išraiškoje atsiranda dar viena (13.3.8) pavidalo pataisa:

$$E' = E - \int_0^d \left| \frac{dE}{dx} \right|_3 dx;$$

čia  $d$  yra sugėriklio storis, o  $|dE/dx|_3$  yra antrinės dalelės ilginė stabdymo geba sugėriklyje, kai dalelės pradinę energiją nusako reiškinys (13.3.8). Sugėriklio panaudojimas pablogina gylio skyrą, nes, antrinėms dalelėms pereinant pro sugėriklį, atsiranda papildomas energijų išsibarstymas. Todėl praktikoje siekiama kompromiso tarp efektyvumo ir gylio skyros. Pvz., matuojant nuklido  $^{18}\text{O}$  koncentraciją bandiniuose iš lengvųjų elementų, sugėriklis nėra būtinas, nes atgalinė sklaida yra silpna (atgalinės sklaidos skerspjūvis yra proporcingas  $Z^2$ ). Tačiau, matuojant nuklido  $^{18}\text{O}$  koncentraciją tantalo okside ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ), sugėriklis yra reikalingas, nes Ta yra sunkusis elementas ( $Z = 73$ ).



13.9 pav.  $\alpha$  dalelių energijų spektras, kuris gautas nerezonansiniu metodu, tiriant  $^{18}\text{O}$  difuziją mineralė 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.

### 13.3.3. Gylio skyra ir jautris

Branduolinių reakcijų analizė taikoma, tiriant lengvųjų elementų koncentraciją ir jų gylio pasiskirstymą kelių mikronų gylyje arti kietųjų kūnų paviršiaus. Šis metodas yra palyginti jautrus; juo galima matuoti palyginti mažas atomų koncentracijas ( $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). Gylio skyra yra nuo kelių nanometrų iki kelių dešimčių nanometrų. BRA yra vienas iš plačiausiai naudojamų metodų, matuojant vandenilio gylio pasiskirstymą, kurį sunku išmatuoti daugeliu kitų metodų (pvz., Rezerfordo atgalinės sklaidos metodu). Vandenilio atomų santykinį kiekį galima išmatuoti  $\sim 10^{-3} \div 10^{-2} \%$  tikslumu, o jų gylius  $\sim 10 \text{ nm}$  tikslumu.

Kadangi BRA dažniausiai naudojama detektuojant lengvuosius branduolius, tai ji papildo Rezerfordo atgalinės sklaidos metodą, kuris jautresnis sunkiesiems branduoliams.

BRA gylio skyra priklauso nuo kelių veiksnių: ilginės energijos perdavos, dalelių energijos skirstinio išplitimo, kai jos juda bandinyje, ir detektoriaus energinės skyros. Tiriant nuklidų pasiskirstymą prie pat paviršiaus ( $< 0,1 \mu\text{m}$  gylyje), lemiamas veiksnys yra detektoriaus energinė skyra. Tipiško silicio paviršinio barjero detektoriaus atveju (15 keV energijos skyra  $\alpha$  dalelėms) gylio skyra yra keli šimtai angstromų, kai detektuojami protonai, ir 100 – 150 Å, kai detektuojamos  $\alpha$  dalelės. Jeigu registruojamosios dalelės yra  $\gamma$  kvantai, tada gylio skyra prie pat paviršiaus gali būti dešimčių angstromų eilės.

Gylio skyrą dažnai galima pagerinti, padidinus kritimo kampą  $\varphi$  (žr. 13.5 pav.), t. y. naudojant tokią bandinio orientaciją, kai jonų pluoštas „slysta“ bandinio paviršiumi. Rezonansinio metodo atveju šis gylio matavimo tikslumo padidėjimas yra susijęs su tuo, kad pirminės dalelės trajektorijos atkarpa, kurioje jos energija yra rezonanso srityje, atitinka mažesnę gylių intervalą. Nerezonansinio metodo atveju tikslumo padidėjimas yra susijęs su tuo, kad, didėjant kampui  $\varphi$ , antrinių dalelių energijos spektras plečiasi. Taigi, tas pats gylių intervalas atitinka platesnį antrinių dalelių energijų intervalą, o tai reiškia, kad didėja gylio matavimo tikslumas.

Kelių mikronų arba didesniuose gyliuose pagrindinis veiksnys, kuris lemia gylio skyrą, yra jonų energijų skirstinio išplitimas dėl sąveikos su medžiaga („stragling“). Šis efektas labiausiai pasireiškia protonų pluoštų atveju. Pvz., naudojant 1 MeV protonus, kelių mikronų gylyje tipiška gylio skyra viršija 1000 Å.

BRA jautrį, aptinkant mažus tiriamojo nuklido kiekius bandinyje, lemia branduolinių reakcijų skerspjūviai, pašalinės reakcijos ir kiti veiksniai, kurie sukelia foną. Tipiškas mažiausias santykinis nuklido kiekis (t. y. to nuklido koncentracijos ir pilnutinės atomų koncentracijos santykis), kurį galima aptikti BRA metodu, yra  $10^{-5} - 10^{-4}$  (0,001% – 0,01%).

BRA jautrį gali sumažinti vadinamojo „kanalinimo“ (angl. „channeling“) reiškinys. Medžiagų analizėje, panaudojant jonų pluoštus, „kanalinimo“ vadinamas toks reiškinys, kai paviršiniai atominiai sluoksniai „uždengia“ gilesnius sluoksnius, o tai labai sumažina tikimybę, kad tiriamoji branduolinė reakcija įvyks gilesniuose atominiuose sluoksniuose. Šis efektas pasireiškia tada, kai tiriamasis bandinys yra kristalas, kurio pagrindinė kristalografinė ašis yra lygiagreti krintančiajam jonų pluoštui. Tada dauguma krintančiųjų jonų, sąveikaudami su atomais, kurie išsidėstę išilgai tos kristalografinės ašies, juda tartum „kanalu“ ir negali priartėti prie atomų branduolių tiek, kad galėtų vykti branduolinė reakcija. Šio reiškinio galima išvengti, matavimų metu sukant bandinį taip, kad atomų išsidėstymas atžvilgiu jonų pluošto taptų atsitiktinis.

Reikia turėti omenyje, kad kanalinimas gali būti ir naudingas. Tinkamai panaudojant šį reiškinį, galima matuoti konkrečių atomų padėtį gardelėje arba tarpmazgiuose esančių atomų skaičių (analogiškas RAS metodo taikymas jau buvo minėtas 13.2 skirsnio pabaigoje).

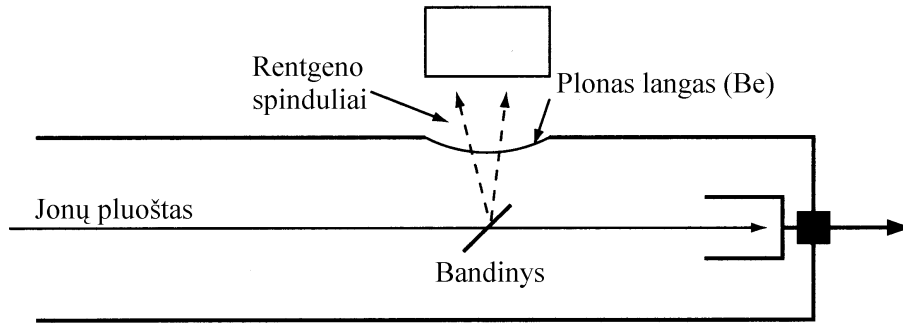
Jeigu tiriamasis bandinys yra amorfinis, tada kanalinimas nepasireiškia.

### 13.4. Dalelių skatintoji rentgeno spinduliuotė

Jautrus medžiagos elementinės sudėties matavimo metodas yra dalelių skatintoji rentgeno spinduliuotė („DSRS“, angl. „particle-induced X-ray emission“; *PIXE*). Metodo esmė yra ta pati, kaip ir neutronų aktyvacinės analizės (žr. 13.1 skirsnį): į bandinį krintančios dalelės sukelia reakcijas, po kurių bandinys pradeda spinduliuoti fotonus, kurių energija yra būdinga tik tam tikriems elementams. Pagrindiniai skirtumai, lyginant su NAA, yra šie:

- 1) DSRS atveju krintančiosios dalelės yra jonai (o ne neutronai);
- 2) dalelės, kurios spinduliuoja fotonus, yra atomai (o ne branduoliai); spinduliuotė atsiranda dėl atomų elektronų kvantinių šuolių tarp vidinių elektronų sluoksnių (tai yra vadinamoji būdingoji rentgeno spinduliuotė);
- 3) fotono energija apibūdina elementą (o ne elemento izotopą), t. y. DSRS matavimuose visi kiekvieno elemento izotopai spinduliuos vienodos energijos fotonus. Taigi, DSRS metodu galima nustatyti tik pilnutinį visų duotojo elemento izotopų kiekį bandinyje, tačiau negalima nustatyti atskirų izotopų kiekių.

Būdingoji rentgeno spinduliuotė atsiranda dėl to, kad krintantysis jonas išmuša elektroną iš vieno iš vidinių atomo elektronų sluoksnių. Į atsiradusią vakansiją peršoka elektronas iš tolesnio elektronų sluoksnio (kurio energija yra didesnė). Pagal energijos tvermės dėsnį šio vyksmo metu išsiskiria energija, kuri yra lygi tų dviejų sluoksnių energijų skirtumui. Ta energija išspinduliuojama fotono pavidalu. Būdingosios spinduliuotės spektras yra linijinis, t. y., jos fotonų energijos yra diskrečios (palyginti tiksliai apibrėžtos), o ne tolydžiai pasiskirsčiusios. Būdingoji spinduliuotė klasifikuojama pagal sluoksnius, tarp kurių vyksta elektrono šuolis. Nusakant tą sluoksnių porą, yra įprasta naudoti tokius žymėjimus: didžioji lotyniška raidė (kuri nusako sluoksnį, kuriame atsirado vakansija dėl atomo sąveikos su krintančiuoju jonu) su graikišku apatiniu indeksu (kuris nusako sluoksnį, iš kurio peršoko elektronas). Atomo fizikoje elektronų sluoksnius įprasta žymėti raidėmis K, L, M, N ir t. t. (pradedant nuo vidinio sluoksnio). Pvz., spinduliuotė, kurią sukelia elektronų šuoliai iš L sluoksnio į K sluoksnį, yra vadinama  $K_{\alpha}$  spinduliuote, spinduliuotė, kurią sukelia elektronų šuoliai iš M sluoksnio į K sluoksnį, yra vadinama  $K_{\beta}$  spinduliuote. Analogiškai žymima ir spinduliuotė, kuri atsiranda dėl elektronų šuolių į L sluoksnį (t. y.  $L_{\alpha}$ ,  $L_{\beta}$  ir t. t.). Pagal būdingosios spinduliuotės fotonų energijos vertę galima vienareikšmiškai nustatyti elementą. Taip yra dėl vadinamojo *Mozlio dėsnio*, kuris teigia, kad K ir L spinduliuotės fotonų energija yra tiesiog proporcinga elemento atominio numerio kvadratui  $Z^2$ .



13.10 pav. Dalelių skatintosios rentgeno spinduliuotės matavimo

Standartinė DSRS matavimų schema yra tokia kaip parodyta 13.10 pav. Jonų pluoštas yra nukreipiamas į taikinį, kuris dažniausiai būna plono sluoksnio pavidalo. Taikinyje gali būti vakuumo kameros viduje (kaip parodyta 13.10 pav.) arba jonų pluoštas gali būti išvedamas pro ploną langelį į išorę, kur yra taikinyje. 13.10 pav. atveju plonas berilio langelis naudojamas ne jonų, o būdingosios rentgeno spinduliuotės išvedimui į išorę, kur tos spinduliuotės fotonus detektuoja puslaidininkinis Si detektorius (langelio medžiaga dažniausiai yra berilis, nes tai yra mažiausio tankio metalas, todėl ypač skaidrus rentgeno spinduliuotei). Tokio detektoriaus energijos matavimo paklaida yra maždaug 150 eV. Būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonų energija yra kelių keV arba kelių dešimčių keV eilės. Detektuojant tokios mažos energijos fotonus, puslaidininkinio detektoriaus energinė skyra yra palyginti bloga (didelė santykinė energijos matavimo paklaida). Kita priežastis, kuri apsunkina mažos energijos fotonų detektavimą, yra jų sugertis langelio medžiagoje ir tiriamajame bandinyje. Dėl šių priežasčių DSRS tinka tik sunkesnių už Na ( $Z > 11$ ) elementų identifikavimui ir jų koncentracijos matavimui (kaip minėta, būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonų energija didėja didėjant elemento atominiams numeriams).

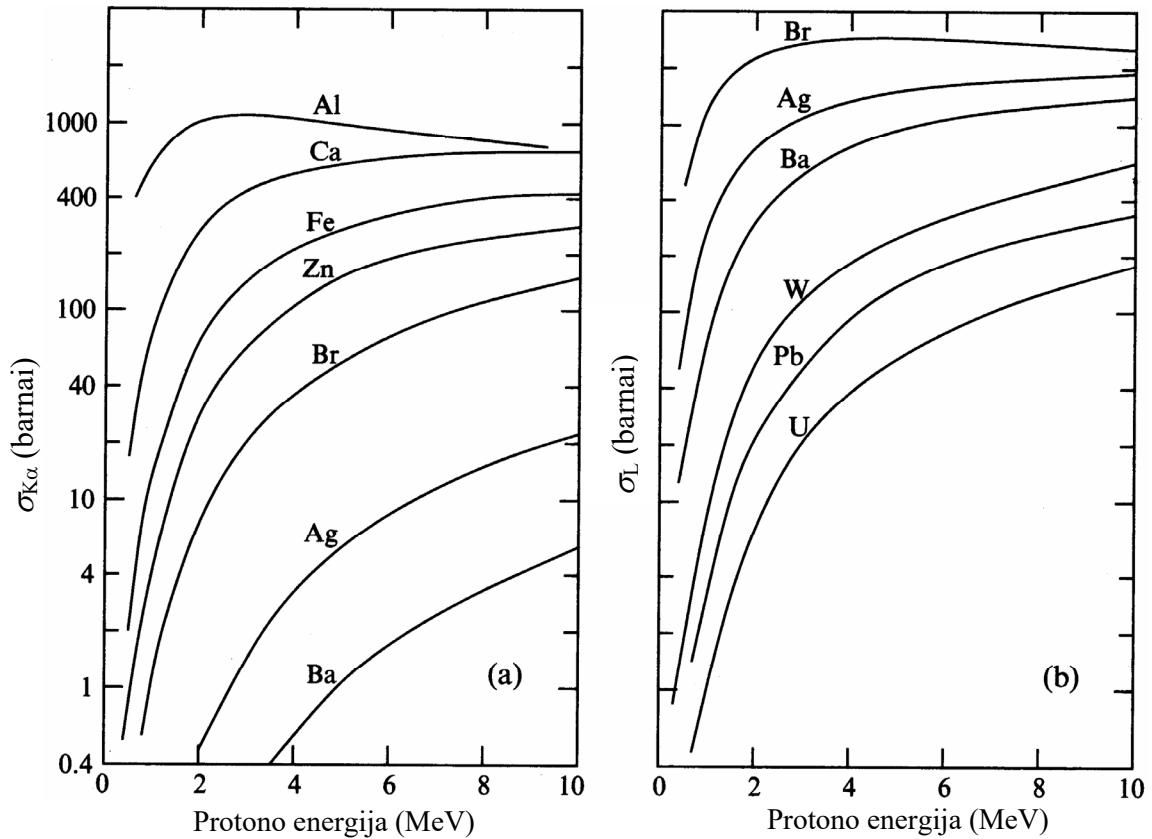
Būdingosios rentgeno spinduliuotės sužadinimo skerspjūviai yra palyginti dideli (daug didesni negu daugumos neutronais sukeltų branduolinių reakcijų skerspjūviai), nes jas lemia atomo matmenys, kurie yra daug didesni už branduolio matmenis. Tačiau tie skerspjūviai labai priklauso nuo  $Z$  ir nuo krintančiųjų jonų energijos. Šis skerspjūvis didėja augant jono energijai ir mažėjant apšaudomojo elemento atominiams numeriams (žr. 13.11 pav.). Be to, kaip matome 13.11 pav., sunkiųjų elementų L spinduliuotės sužadinimo skerspjūvis yra daug didesnis negu  $K_{\alpha}$  spinduliuotės sužadinimo skerspjūvis. Dėl šių priežasčių  $K_{\alpha}$  spinduliuotė naudojama tik detektuojant lengvuosius elementus ( $Z < 50$ ); sunkesnieji elementai detektuojami naudojant L spinduliuotę. Todėl, vienu metu matuojant K ir L spinduliuotę, dažnai galima jau po vieno kelių minučių trukmės matavimo bent apytiksliai nustatyti daugelio elementų kiekius tiriamajame bandinyje. Tokio matavimo tipiškas tikslumas yra maždaug 10%. Tą tikslumą galima pagerinti lyginant gautuosius rezultatus su rezultatais, kurie gauti tiriant „etaloninį“ žinomos sudėties bandinį. Dideli sąveikos skerspjūviai yra vienas iš pagrindinių DSRS metodo pranašumų, nes didelis skerspjūvis reiškia, kad galima gauti palyginti intensyvią būdingąją spinduliuotę esant palyginti mažai krintančiųjų jonų elektros srovei ( $< 1$  nA). Tai yra ypač svarbu tiriant jautrius ir turinčius didelę vertę bandinius.

Pagal sąveikos skerspjūvio apibrėžtį rentgeno spinduliuotės fotonų skaičius, kurį išspinduliuoja apšaudomasis bandinys per laiko vienetą („reakcijos sparta“), yra lygus

$$R_X = I\sigma_X nd; \quad (13.4.1)$$

čia  $\sigma_X$  yra rentgeno spinduliuotės sužadinimo (t. y. vieno fotono išspinduliuavimo) skerspjūvis,  $I$  yra krintančiųjų jonų skaičius per laiko vienetą,  $n$  yra taikinio atomų koncentracija bandinyje, o  $d$  yra bandinio storis. Būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonų skaičius, detektuotas per vieną matavimą, yra gaunamas, padauginus reakcijos spartą  $R_X$  iš matavimo trukmės  $t$  ir iš detektoriaus absoliučiojo efektyvumo  $\varepsilon$ :

$$N_X = R_X t \varepsilon = I \sigma_X n d t \varepsilon. \quad (13.4.2)$$



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

Apskaičiuosime detektuotų fotonų skaičių  $N_X$ , kuris gaunamas po vieno 300 s trukmės matavimo, naudojant 500 pA protonų pluoštą ( $I = 500 \cdot 10^{-12} \text{ A} / e = 3 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ ), kai tie fotonai atsiranda dėl stibio (Sb) būdingosios spinduliuotės, o Sb masė sluoksnio ploto vienetui yra  $10^{-9} \text{ g cm}^{-2}$  ir detektoriaus efektyvumas yra  $\varepsilon = 10^{-2}$ . Visų pirma reikia apskaičiuoti Sb atomų skaičių ploto vienetui ( $nd$ ), kuris įeina į (13.4.2) formulę. Tam reikia Sb masę ploto vienetui padalinti iš vieno atomo masės. Kadangi Sb molinė masė 121 g/mol, tai Sb atomo masė yra  $121 \text{ g} / (6,03 \cdot 10^{23}) = 2 \cdot 10^{-22} \text{ g}$ , todėl Sb atomų skaičius ploto vienetui yra  $10^{-9} / (2 \cdot 10^{-22}) (\text{cm}^{-2}) = 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Laikant, kad  $\sigma_X = 1000 \text{ b}$ , iš (13.4.2) lygties išplaukia:

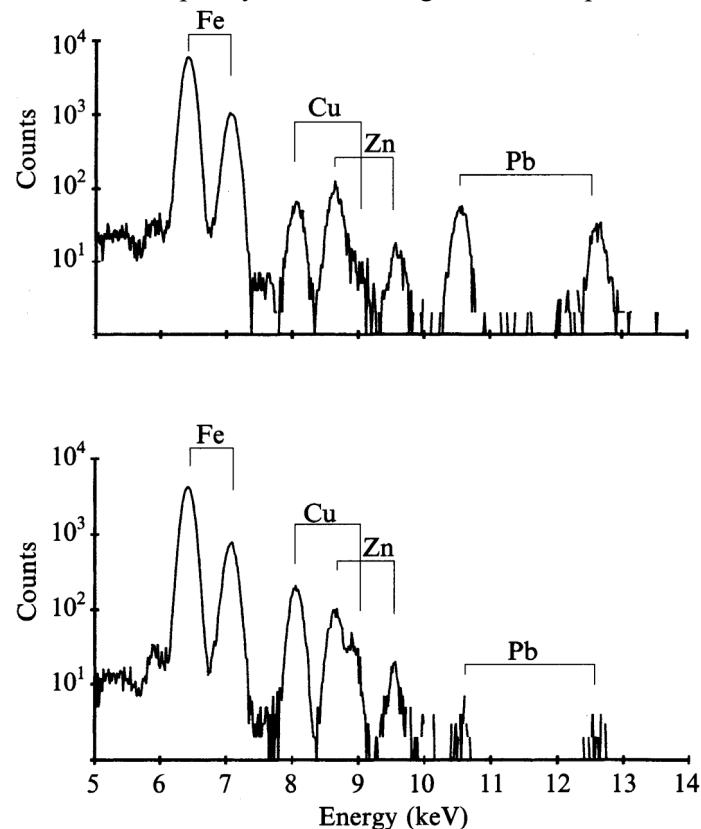
$$N_X = 3 \cdot 10^9 \cdot 1000 \cdot 10^{-24} \cdot 5 \cdot 10^{12} \cdot 300 \cdot 0,01 = 45.$$

Toks fotonų skaičius gali būti patikimai išmatuotas, jeigu fonas yra pakankamai mažas. DSRS matavimų fonas būna palyginti mažas. Tą foną daugiausia sąlygoja antrinių elektronų (kuriuos krintantieji jonai išlaisvina iš atomų) stabdymas medžiagoje (dėl to atsiranda ištisinio spektro stabdomoji rentgeno spinduliuotė). Mažas fonas ir didelis sąveikos skerspjūvis reiškia didelį jautrį. DSRS metodu galima aptikti elementus, kurių koncentracija bandinyje yra lygi  $1 / 10\,000\,000$  pilnutinės atomų koncentracijos (toks jautris pasiekiamas tik elementų, kurie yra sunkesni už Na). DSRS metodo jautris yra artimas NAA metodo jautriui. DSRS metodo pranašumas, lyginant su NAA metodu, yra tas, kad jis yra universalesnis, nes tas jautris daug silpniau priklauso nuo  $Z$ , negu NAA metodo jautris. Juk NAA metodo atveju reikalavimų bandiniams yra daug daugiau: nuklidų, kurių kiekis matuojamas, neutronų pagavimo skerspjūvis turi būti pakankamai didelis, o antriniai nuklidai turi būti gama radioaktyvūs su tinkamais pusamžiais ir tinkamomis gama kvantų energijomis. DSRS metodo trūkumas yra susijęs su tuo, kad būdingosios rentgeno spinduliuotės fotonų energijos yra eile arba dviem eilėmis mažesnės negu gama kvantų energijos, todėl blogesnė energinė skyra. Be to, skirtingų elementų būdingosios spinduliuotės spektrai mažiau skiriasi vienas nuo kito, negu skirtingų nuklidų gama spinduliuotės spektrai. Dėl šių priežasčių pagal vieną DSRS spektro liniją kartais neįmanoma vienareikšmiškai pasakyti, kokį elementą ji atitinka (pvz., švino  $L_\alpha$  ir arseno  $K_\alpha$  fotonų energijos skiriasi tik 10 keV, o tokių artimų linijų neįmanoma atskirti naudojant Si detektorius). Tačiau dažnai vieną elementą atitinka kelios DSRS linijos, todėl minėtąją dviprasmybę dažniausiai pavyksta

pašalinti. Kita rentgeno fotonų energijos mažumo pasekmė yra ta, kad jie labiau sugeriami medžiagoje, negu gama kvantai, todėl DSRS metodas netinka tiriant storų sluoksnių sudėtį. Kad gauti patikimus rezultatus DSRS metodu, tiriamojo sluoksnio ploto vieneto masė neturi būti daug didesnė už  $1 \text{ mg/cm}^2$ . Dar viena priežastis, dėl kurios šiuo metodu negalima tirti storesnių sluoksnių, yra krintančiųjų jonų energijos mažėjimas dėl jonizacinių energijos nuostolių. Kadangi būdingosios rentgeno spinduliuotės sužadavimo skerspjūvis priklauso nuo jono energijos (žr. 13.11 pav.), tai dėl minėtojo jonų energijos kitimo jiems judant per bandinį atsiranda skerspjūvio neapibrėžtumas, todėl tampa sunkiau taikyti (13.4.2) formulę (nes į ją įeina minėtasis skerspjūvis). Šia prasme NAA metodas yra geresnis, nes šiluminių neutronų energija bandinyje nekinta, o gama spinduliuotė yra skvarbesnė už rentgeno spinduliuotę.

Jeigu siekiama ištirti labai mažą objekto detalę (mažesnę už  $1 \mu\text{m}$ ), tada DSRS metodas yra daug patogesnis už NAA metodą, nes elektringųjų dalelių pluoštą daug lengviau sufokusuoti į mažą erdvės sritį, negu neutronų pluoštą (fokusavimui naudojami specialios konfigūracijos elektriniai ir magnetiniai laukai). Skenuojant jonų spindulį bandinio paviršiumi, galima labai tiksliai nustatyti bandinio sudėties erdvinį kitimą.

DSRS metodo naudingumą tiriant vertingus ir jautrius bandinius iliustruoja 13.12 pav. Čia pavaizduoti du DSRS spektrai, kurie gauti ištyrus dvi rašalo dėmes ant Galilėjaus rankraščių. Šie spektrai buvo išmatuoti siekiant nustatyti Galilėjaus užrašų chronologiją. Matome, kad tie du spektrai yra akivaizdžiai skirtingi; ypač skiriasi švino kiekis, lyginant su kitų elementų kiekiais. Tai rodo, kad tie du rankraščiai greičiausiai buvo parašyti labai skirtinguose laikotarpiuose.



13.12 pav. Dviejų rašalo dėmių ant Galilėjaus rankraščių DSRS spektrai



### 13.5. Radioaktyvusis įvykių datavimas

Tarkime, turime dviejų nuklidų mišinį. Pirmasis nuklidas yra radioaktyvus. Skildamas jis virsta antruoju nuklidu. Antrasis nuklidas nėra radioaktyvus. Pirmojo nuklido kiekį (atomų skaičių) žymėsime  $N_1$ , o antrojo –  $N_2$ . Kadangi radioaktyviojo nuklido branduolių skaičius  $N_1$  laike mažėja eksponentiškai:

$$N_1(t) = N_{01}e^{-\lambda t}, \quad (13.5.1)$$

tai tą skaičių galima panaudoti laikui matuoti:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N_{01}}{N_1}. \quad (13.5.2)$$

Kad šią formulę būtų galima taikyti praktikoje, reikia žinoti pradinį pirmojo nuklido branduolių skaičių  $N_{01}$ . Tarkime, kad pradiniu laiko momentu ( $t = 0$ ), kai buvo suformuotas tiriamasis bandinys, jame nebuvo antrinio nuklido ir kad abiejų nuklidų kiekiai kinta tik dėl pirminio nuklido skilimo. Tada pirminio nuklido branduolių pradinis skaičius yra lygus

$$N_{01} = N_1 + N_2. \quad (13.5.3)$$

Įrašę (13.5.3) į (13.5.2), matome:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \left( 1 + \frac{N_2}{N_1} \right). \quad (13.5.4)$$

Vadinasi, nustatę antrinio ir pirminio nuklidų kiekių santykį  $N_2/N_1$ , galime apskaičiuoti tiriamojo bandinio amžių.

(13.5.4) formulė išvesta, remiantis dviem prielaidomis:

- 1) pradiniu laiko momentu bandinyje nėra antrinio nuklido;
- 2) pirminio nuklido skilimas yra vienintelis veiksnys, dėl kurio kinta  $N_1$  ir  $N_2$  (t. y. šių nuklidų atomai lieka savo pradinėse padėtyse, ir neatsiranda naujų tos rūšies atomų dėl kitų veiksnių, pvz., dėl branduolinių reakcijų, kurias sukelia kosminiai spinduliai). Taip gali būti, pvz., jeigu abu nuklidai įeina į ilgaamžio kietojo kūno sudėtį (uolienos).

Atsisakysime pirmosios prielaidos. Tarkime, kad laiko momentu  $t = 0$  bandinyje buvo  $N_{02}$  antrinio nuklido atomų (kaip jie atsirado, yra nesvarbu). Tada, galiojant antrajai prielaidai,

$$N_{01} + N_{02} = N_1 + N_2. \quad (13.5.5)$$

Kadangi dabar atsirado naujas nežinomas  $N_{02}$ , tai tik pagal dvi lygtis (13.5.2) ir (13.5.5) neįmanoma vienareikšmiškai nustatyti laiko  $t$  (nežinomieji yra  $N_{01}$ ,  $N_{02}$  ir  $t$ , t. y. nežinomųjų yra daugiau negu lygčių). Vadinasi, vėl reikia tam tikrų prielaidų apie pradinę būseną. Nustatant Žemės amžių radioaktyviojo datavimo metodu, prielaida yra ta, kad Saulės sistema susiformavo iš dujų ir dulkių debesies, kurį paveikė artimos supernovos sprogo smūginė banga<sup>1</sup>. Nuo to laiko daugumos Žemę sudarančių nuklidų kiekiai arba nekito (stabilieji nuklidai), arba keitėsi dėl radioaktyviojo skilimo. Kai kurių nuklidų kiekiai keitėsi dar ir dėl branduolinių reakcijų, kurias sukelia kosminiai spinduliai. Per Žemės ir kitų planetų susidarymo laiką visi nuklidai pilnai susimaišė tarpusavyje, todėl visuose Saulės sistemos kūnuose (planetose, meteorituose ir kt.) kiekvieno elemento ilgaamžių izotopų kiekių santykiai turėtų būti vienodi. Jeigu pastaroji prielaida (duotojo elemento stabilųjų izotopų kiekių santykio vienodumas skirtinguose bandiniuose) yra teisinga, tada tampa įmanoma nustatyti Saulės sistemos amžių pagal dabartines nuklidų kiekių santykio vertes skirtinguose bandiniuose. Išvesime atitinkamą lygtį. Tarkime, kad antrinis elementas turi du stabilūs izotopus, iš kurių vienas atsiranda skylant pirminiam nuklidui, o kitas atsirado formuojantis Saulės sistemai. Pastarojo izotopo kiekį žymėsime  $N_2'$ . Pagal prielaidą santykis  $N_{02} / N_2'$  yra vienodas visur Saulės sistemoje. Kad būtų galima pritaikyti šią prielaidą, (13.5.5) lygtį užrašysime taip, kad į ją įeitų minėtasis santykis. Padaliję (13.5.5) lygtį abi puses iš  $N_2'$ , gauname:

$$\frac{N_{01} + N_{02}}{N_2'} = \frac{N_1 + N_2}{N_2'} \quad (13.5.6)$$

arba

<sup>1</sup> P.vz., žr. tinklalapį <[http://www.ciw.edu/news/little\\_bang\\_triggered\\_solar\\_system\\_formation](http://www.ciw.edu/news/little_bang_triggered_solar_system_formation)>.

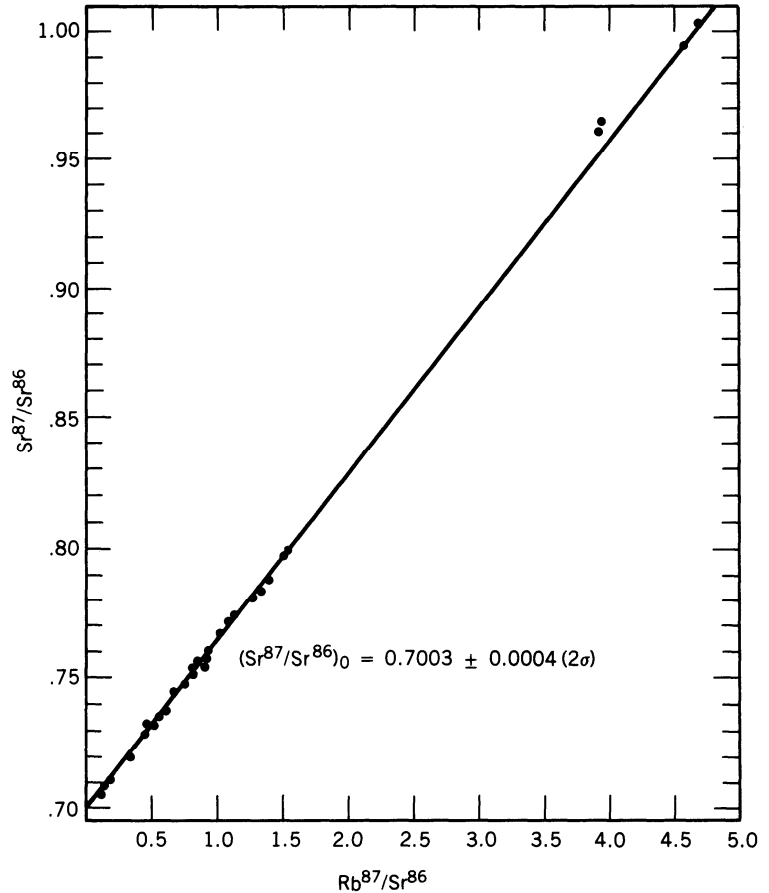
$$\frac{N_{01} - N_1}{N_2'} + \frac{N_{02}}{N_2'} = \frac{N_2}{N_2'} \quad (13.5.7)$$

Išreiškę  $N_{01}$  iš (13.5.1) ir įrašę į (13.5.7), matome:

$$\frac{N_2}{N_2'} = \frac{N_1}{N_2'} (e^{\lambda t} - 1) + \frac{N_{02}}{N_2'} \quad (13.5.8)$$

Kadangi pirminis ir antrinis nuklidas yra skirtingi cheminiai elementai, tai jų cheminės savybės yra skirtingos, todėl skirtinguose bandiniuose jų kiekių santykis ( $N_1 / N_2'$ ) bus skirtingas, priklausomai nuo bandinio formavimosi istorijos (ar jis susiformavo Žemės gelmėse, ar vandenyno dugne, ar Mėnulyje, ar įeina į meteorito sudėtį). Kiekių santykius  $N_1 / N_2'$  ir  $N_2 / N_2'$ , kurie įeina į (13.5.8) lygtį, galima išmatuoti tiesiogiai. Vieninteliai du dydžiai, kurių negalima išmatuoti tiesiogiai, yra  $t$  ir  $N_{02} / N_2'$ . Jeigu jie tikrai yra vienodi visuose bandiniuose, nepriklausomai nuo to, iš kur jie atgabenti, tai, norint vienareikšmiškai nustatyti  $t$  ir  $N_{02} / N_2'$ , užtenka ištirti du skirtingus bandinius: tada lygčių skaičius bus lygus nežinomųjų skaičiui (t. y. dviem). Tačiau mes dar nesame tikri, ar yra teisinga pagrindinė prielaida (dydžių  $t$  ir  $N_{02} / N_2'$  pastovumas visuose Saulės sistemos kūnuose). Kad patikrinti šią prielaidą, reikia ištirti kuo daugiau skirtingų bandinių (kelis šimtus arba daugiau) ir nustatyti, ar galioja dėsningumas, kuris išplaukia iš šios prielaidos. Tas dėsningumas akivaizdus iš (13.5.8) lygties: turint kelis skirtingos sudėties bandinius ir atidėjus ant ordinačių ašies dydį  $N_2 / N_2'$ , o ant absčių ašies – dydį  $N_1 / N_2'$ , turėtume gauti tiesę.

13.13 pav. pavaizduotas toks grafikas skilimui  $^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}$  (pusamžis –  $4,8 \cdot 10^{10}$  m.). Stabilus Sr izotopas, su kuriuo lyginami izotopų  $^{87}\text{Rb}$  ir  $^{87}\text{Sr}$  kiekiai, yra  $^{86}\text{Sr}$ . Kaip matome, skirtingus bandinius atitinkantys taškai iš tikrųjų yra išsidėstę ant tiesės. Todėl galima teigti, kad pagrindinė prielaida yra teisinga. Tai yra pavyzdys vadinamosios „indukcinės logikos“, kai pagal stebėjimo duomenų visumą daroma išvada apie teorinių prielaidų (kitai sakant, teorinio modelio) tinkamumą aiškinant tuos duomenis („dedukcinė logika“ – tai loginių išvadų darymas remiantis prielaidomis, kurių teisingumas nekelia abejonių). Kaip matome (13.5.8) lygtyje, Saulės sistemos amžius  $t$  lemia tiesės krypties koeficientą. Pagal šios tiesės krypties koeficientą gaunama tokia  $t$  vertė:  $t = (4,53 \pm 0,04) \cdot 10^9$  m. Tokie tyrimai buvo atlikti su įvairiais pirminio ir antrinio nuklidų deriniais (pvz., skilimai  $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar}$ ,  $^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Pb}$ ,  $^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ , ir  $^{238}\text{U}$  bei  $^{244}\text{Pu}$  savaiminis dalijimasis), ir visais atvejais buvo gautas tas pats Žemės amžius –  $4,5 \cdot 10^9$  m.



13.13 pav. Rb-Sr datavimo metodas. Matavimų duomenys (atskiri taškai) išsidėstę ant vienos tiesės. Toks išsidėstymas atitinka (13.5.8) lygtį

Mažesnio amžiaus organiniai bandiniai datuojami pagal radioaktyviojo anglies izotopo  $^{14}\text{C}$  kiekį (*radiokarboninis metodas*). Maži  $^{14}\text{C}$  kiekiai nuolat susidaro Žemės atmosferoje vykstant branduolinei reakcijai  $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ , kurią sukelia kosminiai spinduliai (kaip matyti iš reakcijos lygties, šios reakcijos metu azoto atomo branduolys sugeria neutroną ir išspinduliuoja protoną virsdamas anglies atomo branduoliu). Paskui izotopas  $^{14}\text{C}$  dėl  $\beta^-$  skilimo virsta stabiliu azoto izotopu  $^{14}\text{N}$ . Šio skilimo

pusamžis yra 5730 m. Gyvieji organizmai nuolat gauna mažus izotopo  $^{14}\text{C}$  kiekius iš atmosferos ir kartu su maistu (didžiąją dalį anglies sudaro stabilusis izotopas  $^{12}\text{C}$ ). Organizmo viduje esantis  $^{14}\text{C}$  lėtai skyla. Nustatyta, kad 1 grame anglies, gautos iš gyvos organinės medžiagos, kas minutę skyla apie 15  $^{14}\text{C}$  branduolių. Kol organizmas yra gyvas,  $^{14}\text{C}$  kiekio sumažėjimas dėl skilimo yra nuolat kompensuojamas iš aplinkos, todėl gyvųjų organizmų viduje izotopų  $^{14}\text{C}$  ir  $^{12}\text{C}$  kiekių santykis yra pastovus ir lygus jų kiekių santykiui atmosferoje (vieną  $^{14}\text{C}$  atomą atitinka maždaug  $10^{12}$   $^{12}\text{C}$  atomų). Tačiau, kai organizmas miršta, jo audiniai nustoja priimti anglies izotopus iš aplinkos, todėl  $^{14}\text{C}$  kiekis organizme pradeda mažėti pagal (13.5.1) dėsnį. Vadinasi, žinant  $^{14}\text{C}$  skilimo pusamžį ir izotopų  $^{14}\text{C}$  ir  $^{12}\text{C}$  kiekių santykį atmosferoje, pagal jų kiekių santykį iškasenoje galima nustatyti organizmo mirties datą. Pvz., šitaip buvo nustatytos kai kurių Egipto faraonų mirties datos.  $^{14}\text{C}$  kiekis bandinio masės vienetą nustatomas pagal masės vieneto aktyvumą (*savitąjį aktyvumą*). Todėl metodo tikslumą lemia aktyvumo matavimo tikslumas. Po dešimties arba daugiau skilimo pusamžių (t. y. praėjus daugiau negu 50 000 m. nuo organizmo mirties)  $^{14}\text{C}$  aktyvumas tampa toks mažas, kad jo neįmanoma išmatuoti. Todėl radiokarboninis metodas netinka datuojant bandinius, kurių amžius viršija 50 000 m.

Radiokarboniniu metodu gautieji duomenys labai gerai sutampa su kitų šaltinių duomenimis (pvz., su datomis, kurios minimos istoriniuose dokumentuose, arba su rezultatais, kurie gauti skaičiuojant medžių rieves). Tai reiškia, kad pagrindinė radiokarboninio metodo prielaida (anglies izotopo  $^{14}\text{C}$  atsiradimo spartos pastovumas per pastaruosius kelis tūkstančius metų) yra teisinga.

## 14. Branduolinis magnetinis rezonansas

### 14.1. Branduoliai nuolatiniame magnetiniame lauke

Visos elektringosios dalelės, kurių sukinyš nelygus nuliui, turi magnetinį momentą. Esant magnetiniam laukui, kurio indukcija  $\mathbf{B}$ , dalelė, kurios magnetinis momentas  $\boldsymbol{\mu}$ , įgyja papildomą potencinę energiją, kuri lygi  $-\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = -\mu B \cos \theta = -\mu_z B$ ; čia  $\theta$  yra kampas tarp vektorių  $\boldsymbol{\mu}$  ir  $\mathbf{B}$ , o  $\mu_z$  yra vektoriaus  $\boldsymbol{\mu}$  projekcija į vektoriaus  $\mathbf{B}$  kryptį ( $\mu_z = \mu \cos \theta$ ; žr. 14.1 pav.). Kvantinėje mechanikoje įrodoma, kad yra galimos tik kelios diskrečios (tiksliai apibrėžtos) kampo  $\theta$  vertės, taigi, ir kelios diskrečios  $\mu_z$  vertės. Jeigu dalelė yra atomo branduolys, tada tų verčių bendroji išraiška yra šitokia:

$$\mu_z = g_J m_J \mu_N \quad (m_J = -J, -J + 1, \dots, J - 1, J), \quad (14.1.1)$$

čia  $g_J$  yra branduolio  $g$  faktorius,  $m_J$  yra branduolio magnetinis kvantinis skaičius,  $J$  yra branduolio sukinio (pilnutinio judesio kiekio momento) kvantinis skaičius, o  $\mu_N$  yra branduolinis magnetonas, kuris apibrėžiamas šitaip:

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,050783 \cdot 10^{-27} \text{ J/T} = 3,15245 \cdot 10^{-8} \text{ eV/T}; \quad (14.1.2)$$

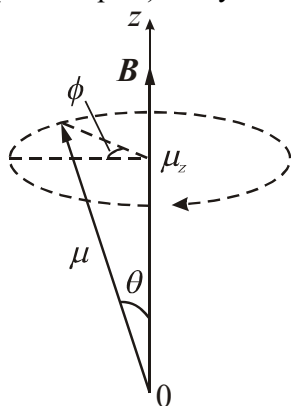
čia  $m_p$  yra protono masė. Kaip matome iš (14.1.1),  $\mu_z$  galimų verčių skaičius yra lygus  $2J + 1$ , o gretimų  $\mu_z$  verčių skirtumas yra lygus  $g_J \mu_N$ . Vadinasi, esant išoriniam magnetiniam laukui  $\mathbf{B}$ , kiekvienas branduolio energijos lygmuo skyla į  $2J + 1$  lygmenų („polygmenių“), ir gretimų lygmenų skirtumas yra

$$\Delta E = g_J \mu_N B. \quad (14.1.3)$$

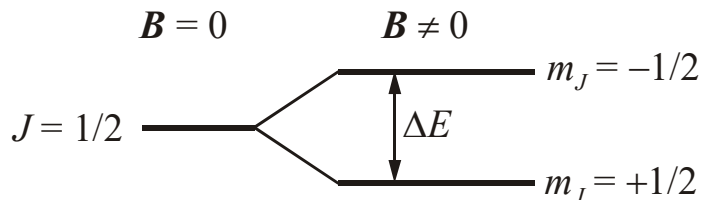
Pvz., protono  $J = 1/2$ , todėl protono energijos lygmenys skyla į du lygmenis (žr. 14.2 pav.) Protono  $g_J = 5,5856912$ . Todėl, esant 1 T (vienos teslos) magnetiniam laukui,  $\Delta E = 1,76 \cdot 10^{-7}$  eV. [Toliau pavyzdžiuose dažniausiai bus minimi  $^1\text{H}$  branduoliai – protonai, tačiau visi teiginiai su nežymiais pakeitimais galioja ir kitiems branduoliams.]

Termodinaminės pusiausvyros sąlygomis (kai sistemos savybės nepriklauso nuo laiko ir kai sistemoje nėra jokių srautų) kiekvienos energijos branduolių skaičių nusako Bolcmano pasiskirstymo funkcija, pagal kurią didesnės energijos protonų yra šiek tiek mažiau, negu mažesnės energijos protonų, ir šių dviejų skaičių santykis yra lygus  $(-\Delta E/kT) < 1$ . Vadinasi, nusistovėjus termodinaminei pusiausvyrai, yra šiek tiek 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. Tūrio vieneto magnetinis momentas (vadinamasis **įmagnetėjimas**), kurį žymėsime  $\mathbf{M}$ , yra proporcingas protonų koncentracijai tame bandinio taške. Todėl pagal įmagnetėjimo vertes skirtinguose bandinio taškuose galima nustatyti protonų koncentracijas tuose taškuose.

Išoriniame magnetiniame lauke branduolių magnetiniai momentai precesuoja aplink to lauko kryptį (žr. 14.1 pav.). Tai yra vadinamoji **Larmoro precesija**. Jos dažnis yra lygus



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



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

$$v_L = \frac{\Delta E}{h} = \frac{g_J \mu_N B}{h}; \quad (14.1.4)$$

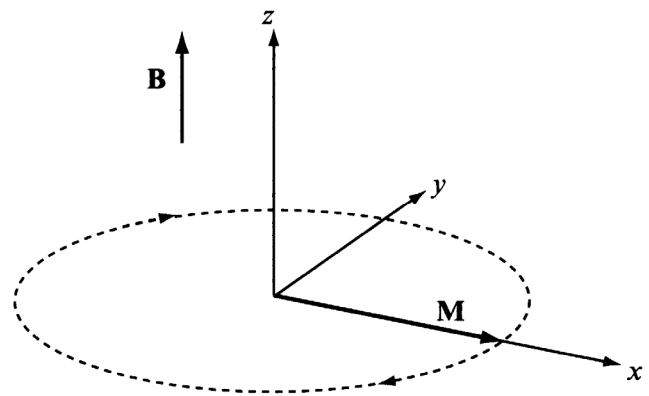
čia  $\Delta E$  turi tą pačią prasmę kaip ir anksčiau (t. y. nusakomas (14.1.3) reiškiniu). Šios precesijos metu magnetinio momento vektoriaus  $\mu$  komponentė, kuri lygiagreti magnetiniam laukui (ją vadinsime „išilginiu magnetiniu momentu“), nekinta, tačiau komponentė, kuri statmena magnetiniam laukui (ją vadinsime „skersiniu magnetiniu momentu“), sukasi aplink magnetinio lauko kryptį Larmoro dažniu (14.1.4) (skersinį magnetinį momentą atitinka horizontalioji punktyrinė atkarpa 14.1 pav.). Termodinaminėje pusiausvyroje visos kryptys, kurios statmenos  $B$  kryptčiai, yra lygiavertės, todėl skirtingų branduolių skersiniai magnetiniai momentai tiksliai kompensuoja vienas kitą ir pilnutinis įmagnetėjimas yra lygiagretus magnetiniam laukui ( $\theta = 0$ ). Kadangi šiomis sąlygomis įmagnetėjimo vektorius (kaip ir visi kiti elektriniai dydžiai) nepriklauso nuo laiko, tai nėra ir jokio elektrinio signalo (pvz., elektromagnetinės spinduliuotės), kuri būtų galima išmatuoti.

## 14.2. Branduolių sistemos sužadinimas kintamuoju magnetiniu lauku

Kampą  $\theta$  tarp įmagnetėjimo vektoriaus  $M$  ir magnetinio lauko  $B$  galima pakeisti, naudojant **branduolinio magnetinio rezonanso** (BMR) reiškinį. BMR esmė yra ta, kad, kai egzistuoja kintamas išorinis magnetinis laukas, kurio dažnis lygus Larmoro dažniui, o kryptis statmena pastoviojo magnetinio lauko  $B$  kryptčiai, tada branduoliai sugeria to kintamojo lauko energiją ir yra sužadinami į aukštesnįjį energijos lygmenį (žr. 14.2 pav.). Sužadinimo įtaka yra dvejopa:

- 1) dėl sužadinimo sumažėja įmagnetėjimo išilginė komponentė  $M_z$ , t. y. pasikeičia branduolių pasiskirstymas tarp minėtų lygmenų (aukštesniųjų lygmenų užpilda padidėja, o žemesniųjų sumažėja);
- 2) skirtingų branduolių skersinių magnetinių momentų posūkio apie  $B$  kampai  $\phi$  („azimutiniai kampai“) kiekvienu laiko momentu jau nėra tolygiai pasiskirstę nuo 0 iki 360°, t. y. ne visos to kampo vertės būna vienodai tikėtinos. Tai reiškia, kad branduolių, kurių magnetiniai momentai pasisukę apie  $B$  kryptį tam tikru kampu  $\phi$ , yra šiek tiek daugiau, negu branduolių, kurie pasisukę kitais kampais. Todėl momentinio įmagnetėjimo skersinė komponentė tampa nelygi nuliui (t. y. kampas tarp vektorių  $M$  ir  $B$  tampa nelygus nuliui).

Abiejų šių veiksnių rezultatas yra tas, kad sužadinimas „pasuka“ įmagnetėjimo vektorius  $M$  atžvilgiu  $B$  krypties. Išjungus kintamą skersinį magnetinį lauką, naujasis vektorius  $M$  pradeda precesuoti aplink  $B$  Larmoro dažniu (14.1.4). Šį precesuojantį įmagnetėjimą  $M$  vadinsime „momentiniu įmagnetėjimu“, siekdami pabrėžti, kad tai nėra įmagnetėjimo laikinis vidurkis (kuris lieka lygiagretus laukui  $B$ ). Pvz., 14.3 pav. atitinka momentinio įmagnetėjimo  $M$  pasukimą 90° kampu atžvilgiu  $B$  krypties. Tada  $M_z = 0$ . Protonų atveju tai reiškia, kad abiejų lygmenų užpildos tampa vienodos (žr. 14.2 pav.).

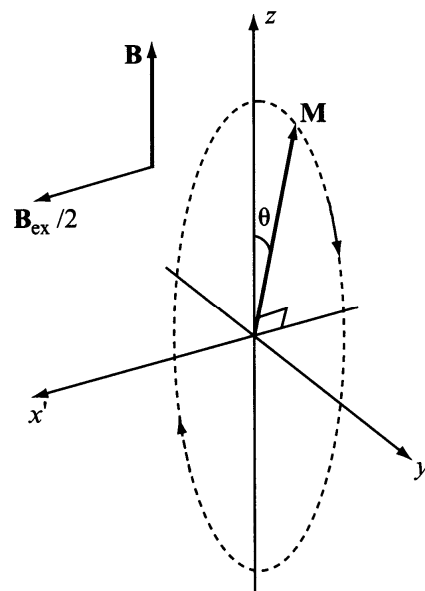


14.3 pav. Momentinio įmagnetėjimo vektoriaus precesija

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, o dažnis lygus Larmoro dažniui. Ta srovė ir yra tiesiogiai matuojamas signalas branduolinio magnetinio rezonanso (BMR) matavimuose.

Minėtą kintamąjį magnetinį lauką, kuris pakeičia kampą tarp įmagnetėjimo vektoriaus  $M$  ir magnetinės indukcijos  $B$ , vadinsime „sužadinimo lauku“, o jo magnetinės indukcijos amplitudę žymėsime  $B_{ex}$ . Siekiant šį lauką atskirti nuo pastoviojo lauko  $B$ , pastarąjį vadinsime „pagrindiniu lauku“.

Iš to, kas anksčiau pasakyta, aišku, kad branduolinio magnetinio rezonanso signalui matuoti būtina, kad momentinio įmagnetėjimo  $\mathbf{M}$  kryptis skirtųsi nuo magnetinės indukcijos  $\mathbf{B}$  krypties. Išsiaiškinsime, kodėl sužadavimo laukas pakeičia momentinio įmagnetėjimo kryptį nekeisdamas jo modulio. Pastovios krypties kintamąjį skersinį magnetinį lauką, kurio amplitudė  $B_{\text{ex}}$ , o dažnis  $\nu$ , galima išreikšti suma dviejų besisukančių (kintamos krypties) magnetinių laukų, kurių magnetinės indukcijos vektorių moduliai yra pastovūs ir lygūs  $B_{\text{ex}}/2$ . Jų sukimosi dažnis taip pat yra lygus  $\nu$ , o sukimosi kryptys yra priešingos. Kadangi šiuo atveju  $\nu$  yra lygus Larmoro dažniui, kuriuo sukasi įmagnetėjimo vektorius, tai viena iš tų dviejų besisukančių komponentių visą laiką sudaro pastovų kampą su vektoriais  $\mathbf{M}$  ir  $\mathbf{B}$ . Tas kampas priklauso nuo pasirinktos padinės fazės. Pvz., pradinę fazę galima pasirinkti taip, kad besisukantis laukas būtų visą laiką statmenas vektoriams  $\mathbf{M}$  ir  $\mathbf{B}$  (kaip 14.4 pav.). Taigi, atskaitos sistemoje, kuri sukasi aplink  $\mathbf{B}$  kryptį Larmoro dažniu kartu su vektoriais  $\mathbf{M}$ , egzistuoja papildomas nuolatinis magnetinis laukas, kuris statmenas  $\mathbf{B}$  ir kurio indukcija lygi  $B_{\text{ex}}/2$ . Šioje besisukančioje atskaitos sistemoje vektorius  $\mathbf{M}$  precesuoja apie to papildomo magnetinio lauko kryptį dažniu, kuris yra proporcingas  $B_{\text{ex}}$  (pastarosios precesijos dažnio išraiška yra analogiška (14.1.4) formulei, tačiau vietoj  $B$  reikia naudoti  $B_{\text{ex}}/2$ ). Vadinasi, esant Larmoro dažnio statmenajam magnetiniam laukui  $\mathbf{B}_{\text{ex}}$ , momentinio įmagnetėjimo vektorius vienu metu precesuoja apie  $\mathbf{B}$  ir apie kryptį, kuri sukasi aplink  $\mathbf{B}$ . 14.4 pav. parodytas vektoriaus  $\mathbf{M}$  sukimasis apie vektorių  $\mathbf{B}_{\text{ex}}/2$  atskaitos sistemoje, kurioje pastarasis vektorius yra pastovus. Akivaizdu, kad dėl šio sukimosi keičiasi kampas  $\theta$ . Panaudojant šį reiškinį, tiriamojo bandinio įmagnetėjimo vektorių galima pasukti bet koku pageidaujamu kampu  $\theta$  atžvilgiu  $\mathbf{B}$  krypties. Dažniausiai tas kampas būna  $90^\circ$  (kaip 14.3 pav.) arba  $180^\circ$  (pastaruoju atveju  $\mathbf{M}$  kryptis tampa priešinga  $\mathbf{B}$  kryptčiai). Laikas, per kurį  $\mathbf{M}$  pasisuka reikalingu kampu, yra tiesiog proporcingas tam kampui ir atvirkščiai proporcingas  $B_{\text{ex}}$ . Šis BMR matavimų etapas (kai yra įjungtas kintamasis skersinis laukas  $\mathbf{B}_{\text{ex}}$ ) yra vadinamas *sužadavimo etapu*.



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

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

Pagrindinis informacijos šaltinis BMR matavimuose yra Larmoro dažnis, nes jis lemia ritėje indukuotos srovės dažnį. Sužadinus sudėtingą cheminę sistemą, egzistuos tam tikras Larmoro dažnių pasiskirstymas (spektras), nes skirtingų elementų branduolių Larmoro dažniai yra skirtingi. Vieno elemento branduolių Larmoro dažniai taip pat gali nežymiai skirtis, nes tie branduoliai gali nebūti visiškai ekvivalentūs vienas kitam (pvz., dėl to, kad įeina į skirtingų molekulių sudėtį). Larmoro dažnių skirstinys nusako vadinamąjį BMR spektrą. Tai yra BMR signalo (pvz., srovės, kuri teka rite) spektras. Toliau yra aprašyti du efektai, kurie pasireiškia branduolio Larmoro dažnio pokyčiu.

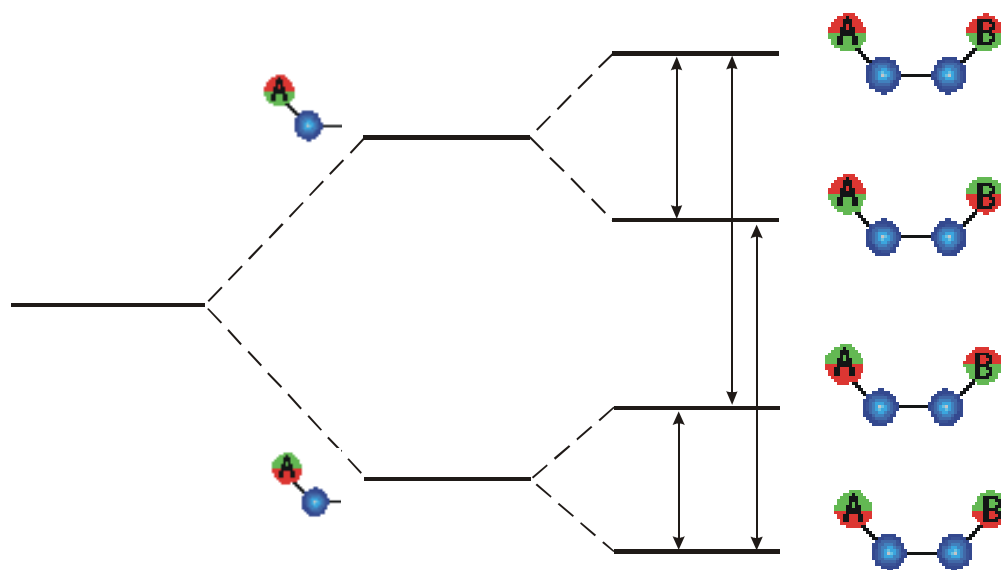
Kai atomas yra patalpintas į išorinį magnetinį lauką, atomo elektronų sistemos magnetinis momentas taip pat precesuoja apie išorinio lauko kryptį. Ši precesija taip pat yra vadinama „Larmoro precesija“, o jos dažnis taip pat išreiškiamas (14.1.4) pavidalo formule, tačiau joje vietoj branduolinio magnetono  $\mu_N$  reikia naudoti Boro magnetoną  $\mu_B$ , o vietoj branduolio  $g$  faktoriaus reikia naudoti atomo elektronų  $g$  faktorių (jis vadinamas „Landė  $g$  faktoriumi“). Dėl šios elektronų precesijos atsiranda sūkurinė elektros srovė, kurios kryptis priešinga precesijos kryptčiai (nes elektrono krūvis neigiamas). Todėl atomo centre šios papildomos srovės sukurto magnetinio lauko kryptis yra priešinga išorinio magnetinio lauko kryptčiai ir pilnutinis magnetinis laukas, kuris veikia branduolį, yra šiek tiek silpnesnis už išorinį lauką. Atskirais atvejais, kai branduolys įeina į molekulės sudėtį (pvz., H atomai benzeno molekulėje), elektronų judėjimo poveikis magnetiniam laukui gali būti priešingas, t. y. branduolį veikiantis magnetinis laukas gali sustiprėti. Atitinkamai pasikeičia branduolio Larmoro dažnis. Šis magnetinio lauko (ir branduolių Larmoro dažnio) pokytis priklauso nuo elektronų koncentracijos prie branduolio, o ta koncentracija savo ruožtu priklauso nuo cheminių ryšių, kuriuose

dalyvauja duotasis atomas. Todėl tas pokytis vadinamas *cheminiu poslinkiu*. Jis apibrėžiamas santykiniais vienetais standarto atžvilgiu:

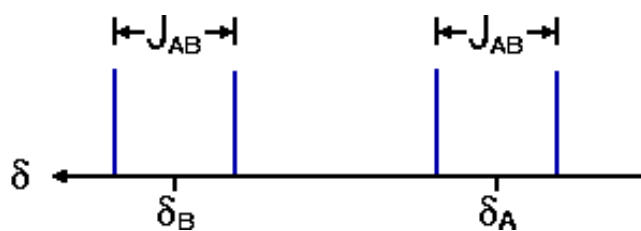
$$\delta = 10^6 \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}. \quad (14.3.1)$$

Kiekvienam elementui yra savo standartas. Vandenilio standartas dažniausiai būna tetrametilsilanas  $\text{Si}(\text{CH}_3)_4$ . Kitų elementų standartas dažniausiai būna izoliuotas branduolys (be elektronų). Cheminis poslinkis yra labai jautrus branduolio aplinkai (t. y. elektronų koncentracijai prie branduolio).

Kitas molekulinis efektas, kurį galima išmatuoti pagal branduolių Larmoro dažnio pokytį, – tai nevienarūšių branduolių magnetinių momentų tarpusavio sąveika. Šis efektas vadinamas *sukininu ryšiu*. Pvz., tarkime, kad molekulėje yra du nevienarūšiai branduoliai A ir B (pvz., tai gali būti du vieno izotopo branduoliai, kurių elektroninė aplinka yra skirtinga). Tarkime, kad kiekvieno branduolio sukiny yra  $1/2$ . Esant magnetiniam laukui, branduolio A pagrindinis lygmuo skyla į du polygmenis (žr. 14.5 pav., vidurinė energijos lygmenų diagramos dalis). Viršutinis lygmuo atitinka priešingas branduolio sukinio ir magnetinio lauko kryptis, o apatinis lygmuo atitinka vienodas branduolio sukinio ir magnetinio lauko kryptis (žr. 14.5 pav.). 14.5 pav. energijos lygmens kairėje pusėje yra parodyta ir atitinkama branduolio A sukinio kryptis (šiam pavyzdyje laikoma, kad magnetinis laukas nukreiptas į viršų, o branduolio magnetinio momento kryptis – tai kryptis iš raudono pusapskritimio į žalią pusapskritimą). Analogiškai skyla ir branduolio B energijos lygmuo. Kadangi branduoliai yra nevienarūšiai, tai šis skilimas yra skirtingas. Jeigu branduolio B Larmoro dažnis yra mažesnis negu branduolio A, tada keturi energijos lygmenys, atitinkantis keturis galimus abiejų branduolių sukinių krypčių derinius, yra išsidėstę taip, kaip parodyta 14.5 pav. Jeigu branduoliai nesąveikautų, tada pilnutinė energija būtų lygi tiesiog abiejų branduolių energijų sumai. Tokiu atveju intervalas tarp dviejų viršutinių polygmenų būtų lygus intervalui tarp dviejų apatinių polygmenų ir būtų lygus vieno branduolio B lygmens skilimui magnetiniame lauke. Todėl BMR spektre neatsirastų naujų dažnių: matytųsi tie patys du dažniai, kurie atitinka atskirus branduolius A ir B. 14.5 pav. atitinkamus kvantinius šuolius vaizduoja keturios dvigubos rodyklės. [Kaip matome, šuoliai tarp dviejų vidurinių ir tarp dviejų kraštinių energijos lygmenų yra negalimi, nes leistiniai šuoliai yra tie, kurių metu „apsiverčia“ tik vieno branduolio sukiny.] Tačiau, jeigu branduoliai sąveikauja, tada prie pilnutinės energijos prisideda jų sąveikos energija. Ši sąveika yra magnetinės prigimties. Ji atsiranda todėl, kad magnetinis momentas sukuria magnetinį lauką, kurio kryptis yra priešinga to momento kryptiai. Tas laukas „stengiasi“ pasukti kitus magnetinius momentus to lauko kryptimi, t. y. kryptimi, kuri priešinga „pirminio“ magnetinio momento kryptiai. Turint omenyje, kad visi savaiminiai vyksmai mažina sistemos energiją, galima teigti, kad, kai dviejų magnetinių momentų kryptys yra priešingos, tada jų sąveikos energija yra neigiama, o kai tos kryptys yra vienodos, tada jų sąveikos energija yra teigiama. Dėl šios sąveikos du energijos lygmenys, kurie atitinka priešingas sukinių kryptis, nusileidžia (tai yra



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



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

du viduriniai lygmenys, kurie pavaizduoti 14.5 pav. dešiniojoje pusėje), o kiti du lygmenys, kurie atitinka vienodas sukinių kryptis, tokiu pačiu atstumu pakyla. Todėl vietoj dviejų dažnių BMR spektre jau yra matomi keturi dažniai, t. y. branduolių A ir B spektro linijos skyla į dvi (žr. 14.6 pav.). Šio skilimo dydis ( $J_{AB}$ ) atspindi sukininio ryšio stiprumą.

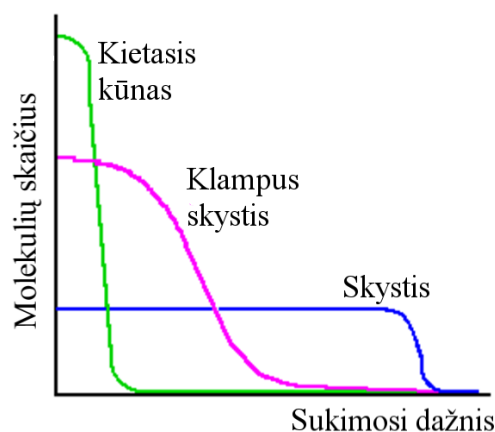
#### 14.4. Branduolinio magnetinio rezonanso signalo laikinė priklausomybė

Žinome, kad BMR signalo amplitudė yra proporcinga bandinio įmagnetėjimo skersinei komponentei. Išjungus sužadavimo lauką, sistema savaime grįžta į termodinaminės pusiausvyros būseną, t. y. įmagnetėjimo skersinė komponentė mažėja, artėdama prie nulio. Atitinkamai mažėja ir BMR signalo amplitudė. Yra du fizikiniai vyksmai, kurie mažina įmagnetėjimo skersinę komponentę (čia, kad būtų paprasčiau, kalbama apie protonus, tačiau iš esmės šis aiškinimas tinka ir kitiems branduoliams):

- 1) protonų kvantiniai šuoliai tarp dviejų energijos lygmenų, kurie pavaizduoti 14.2 pav. (t. y. protono magnetinio momento „apsivertimas“). Šuolio metu pasikeičia protono magnetinio momento precesijos fazė, t. y. azimutinis kampas  $\phi$ . Šuoliai vyksta dėl protonų sąveikos su aplinkiniais atomais, todėl fazės pokytis šuolio metu yra visiškai atsitiktinis. Todėl šie šuoliai „išfazuoja“ skirtingus protonus ir mažina įmagnetėjimo skersinę komponentę. Jeigu būtų tik šis veiksnys, tada BMR signalas eksponentiškai mažėtų laike su laiko konstanta  $T_1$ , kuri dažniausiai būna nuo kelių milisekundžių iki kelių sekundžių (ši mažėjimą vaizduoja punktyrinė kreivė 14.10 pav.). Kadangi minėtieji kvantiniai šuoliai keičia ne tik skersinę, bet ir išilginę įmagnetėjimo komponentę  $M_z$ , trukmė  $T_1$  vadinama *išilginės relaksacijos trukme*;
- 2) vienodos magnetinio momento orientacijos protonų Larmoro dažniai nėra tiksliai vienodi, nes juos veikiantis magnetinis laukas nėra tiksliai vienodas. Taip yra ir dėl to, kad neįmanoma sukurti idealiai vienalyčio magnetinio lauko, ir dėl to, kad skirtingų protonų aplinka yra šiek tiek skirtinga (atitinkamai skiriasi ir magnetinis laukas, kuris atsiranda dėl kaimyninių atomų magnetinių momentų). Protonų „išsifazavimą“ dėl šios priežasties iliustruoja 14.8 pav.). Šioje iliustracijoje parodytas atskirų protonų magnetinių momentų skersinių komponentių sukimasis apie pagrindinio lauko kryptį atskaitos sistemoje, kuri sukasi apie tą pačią kryptį vidutiniu Larmoro dažniu. Pagal (14.1.4) formulę vidutinis Larmoro dažnis atitinka vidutinę pagrindinio magnetinio lauko indukciją (čia turimas omenyje erdvinis vidurkis sužadintojo sluoksnio viduje). Protonų, kuriuos veikiantis lokalusis magnetinis laukas yra lygus minėtajam vidurkiui, Larmoro dažnis yra lygus minėtam vidutiniam Larmoro dažniui, todėl šioje atskaitos sistemoje jų magnetiniai momentai nesisuka (14.8 pav. tokius protonus atitinka vektorius c). Kitų protonų Larmoro dažnis šiek tiek skiriasi nuo vidutinio, todėl šioje atskaitos sistemoje jų magnetiniai momentai sukasi apie  $B$  kryptį dažniu, kuris lygus tam dažniui nuokrypiui nuo vidutinio dažnio (14.8 pav. tokius protonus atitinka vektoriai a, b, d, e). Kai daugumos protonų fazės pradeda skirtis daugiau negu  $180^\circ$  (kaip 14.8 pav. trečiojoje vektorinėje diagramoje), galima teigti, kad protonai yra pilnai „išfazuoti“, o įmagnetėjimo skersinė komponentė tampa lygi nuliui. Taip atsiranda per laiką  $T_2$ , kuris dažniausiai yra daug trumpesnis už anksčiau minėtą laiką  $T_1$ . Kadangi šis vyksmas keičia tik skersinę įmagnetėjimo komponentę, trukmė  $T_2$  vadinama *skersinės relaksacijos trukme*.

Kadangi išilginę relaksaciją sąlygoja branduolių kvantiniai šuoliai tarp gretimų polygmenų, 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. Kai molekulė sukasi, tada sukasi ir molekulės magnetinio momento vektorius.





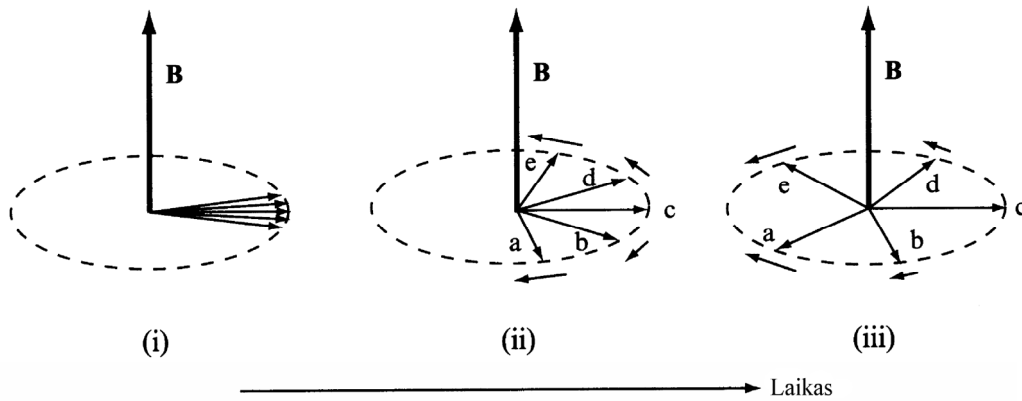
14.7 pav. Molekulių sukimosi dažnių pasiskirstymas kietajame kūne, klampioje aplinkoje ir skystyje

Kadangi magnetinis momentas kuria magnetinį lauką, tai dėl magnetinio momento sukimosi tas laukas tampa kintamu. Kaip žinoma iš elektrodinamikos, kintamas magnetinis laukas sąlygoja tokio paties dažnio elektromagnetinę spinduliuotę, t. y. atsiranda tokio paties dažnio 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 (žr. 14.7 pav.).

Skersinę relaksaciją sąlygoja nevienalytis magnetinis laukas. Tas nevienalytiškumas taip pat atsiranda dėl lokaliojo magnetinio lauko, kurį kuria aplinkinių molekulių magnetiniai momentai. Tačiau, kaip minėta, šiuo atveju pasireiškia magnetinio lauko kitimas erdvėje, o ne laike. Taigi, skersinę relaksaciją sąlygoja stacionarus arba palyginti lėtai kintantis laike magnetinis laukas (kuris, be to, yra nevienalytis, t. y. kinta erdvėje). „Lėtas“ kitimas šiuo atveju reiškia, kad magnetinio lauko dažnis yra daug mažesnis už Larmoro dažnį (jeigu kintamojo magnetinio lauko dažnis yra didesnis už Larmoro dažnį, tada molekulę veikia tik to lauko laikinis vidurkis, kuris yra lygus nuliui). Vadinasi, skersinės relaksacijos spartai turi įtakos *visų* dažnių nuo nulio iki Larmoro dažnio kintamieji laukai. Todėl  $T_2$  yra atvirkščiai proporcinga koncentracijai molekulių, kurių sukimosi dažniai yra nuo 0 iki Larmoro dažnio. Kadangi tokių molekulių yra daug daugiau negu molekulių, kurių sukimosi dažnis artimas Larmoro dažniui, tai  $T_2 \ll T_1$ .

Kadangi  $T_2 \ll T_1$ , tai skersinė įmagnetėjimo komponentė (ir BMR signalo amplitudė) sumažėja iki nulio daug anksčiau, negu nusistovi termodinaminė pusiausvyra (žr. 14.10 pav., ištisinė kreivė, laiko intervalas nuo 0 iki  $\tau$ ). Pagal šio mažėjimo spartą galima nustatyti laiką  $T_2$ . Tačiau tokiu pačiu metodu neįmanoma išmatuoti laiko  $T_1$ , nes eksponentinis BMR signalo amplitudės mažėjimas, kurį atspindi 14.10 pav. punktyrinė kreivė, nėra tiesiogiai matomas. Laikas  $T_1$  gali būti išmatuotas vadinamuoju „sukininio aido“ metodu, kuris aprašytas toliau.

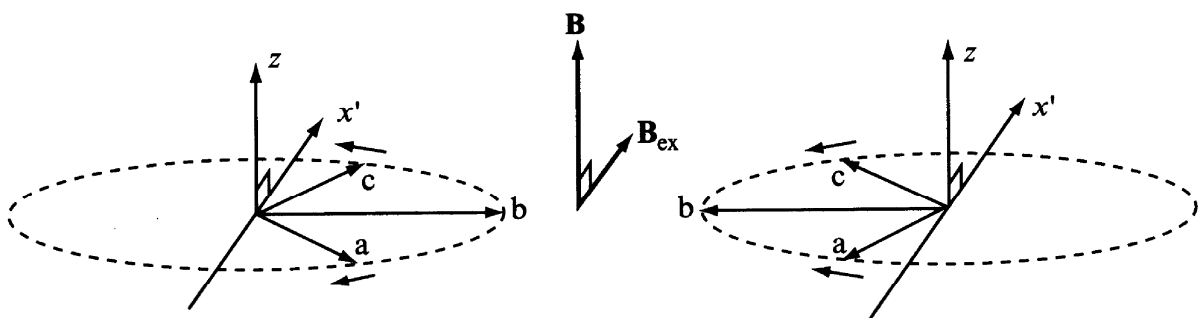
Kol protonų magnetiniai momentai „neapsivertė“ (t. y. kol neįvyko kvantinis šuolis tarp 14.2 pav. pavaizduotų energijos lygmenų), jų pradinės fazės lieka vienodos. Kadangi jų Larmoro dažnių skirtumai taip yra pastovūs, tai reiškia, kad fazių (posūkio kampų  $\phi$ ) skirtumai tiesiškai kinta laike. Taigi, protonų išsifazavimas dėl antrojo anksčiau minėto veiksnio yra tam tikra prasme ne atsitiktinis, o determinuotas (tiksliau, pasireiškia tik atsitiktiniai pokyčiai erdvėje, bet ne laike). Šia aplinkybe galima pasinaudoti. Tarkime, kad sužadavimo metu įmagnetėjimas buvo pasuktas  $90^\circ$  kampu. Tarkime, kad praėjus laikui  $\tau$  po sužadavimo (kai protonai jau yra pilnai išfazuoti), sužadavimo laukas pakartotinai įjungiamas tokiam laikui, kad protonų magnetiniai momentai (ir pilnutinis įmagnetėjimas) pasisuktų  $180^\circ$ . Kaip parodyta 14.9 pav., taip pasisukus, skirtingų protonų Larmoro dažnių skirtumai jau sąlygoja ne jų išsifazavimą, o „susifazavimą“ ta pačia sparta, kuria įvyko išsifazavimas. Todėl laiko momentu  $2\tau$  protonai vėl yra pilnai sufazuoti, išskyrus protonus, kurie per laiką  $2\tau$  patyrė kvantinį šuolį tarp 14.2 pav. pavaizduotų energijos lygmenų. Todėl signalo amplitudė laiko momentu  $2\tau$  yra lygi vertei, kuri būtų tuo laiko momentu, jeigu egzistuotų tik išilginė relaksacija (t. y. signalo amplitudė priklauso 14.10 pav. punktyrinei kreivei). Periodiškai pasukant įmagnetėjimo vektorių  $180^\circ$  kampu, galima išmatuoti signalo gaubtinę, kurią nusako minėtoji punktyrinė kreivė 14.10 pav., ir iš jos nustatyti išilginės relaksacijos trukmę  $T_1$ .



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

Prieš posūkį 180 laipsnių kampu

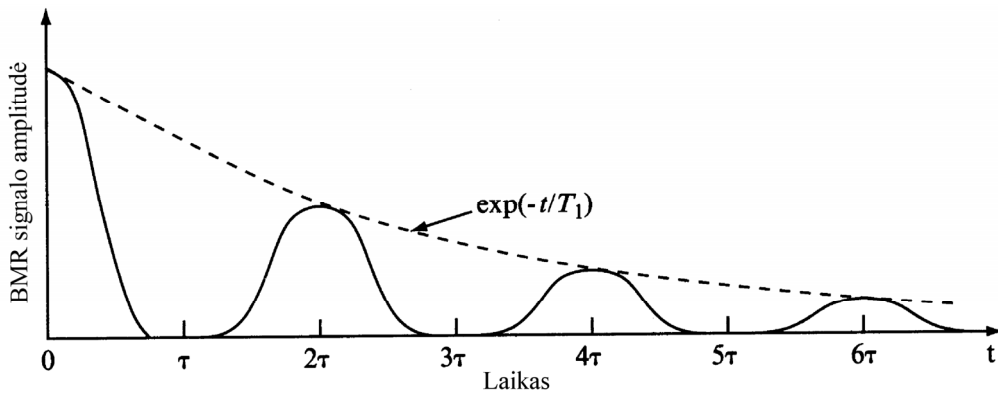
Po posūkio 180 laipsnių kampu



(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

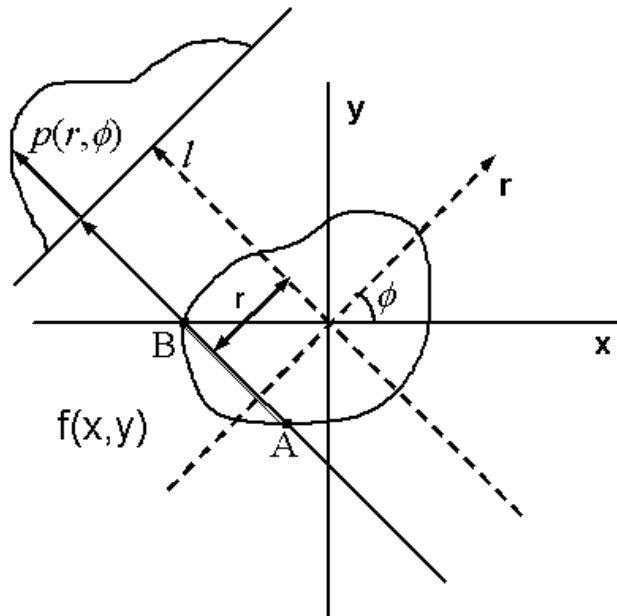
Tarkime, yra duota dviejų Dekarto koordinatėjų funkcija  $f(x, y)$ , kurios vertės skirtinguose plokštumos  $XY$  taškuose siekiama išmatuoti. Pvz., ta funkcija nusako tam tikro fizikinio dydžio pasiskirstymą plokštumoje. Tarkime, kad tiesioginis tos funkcijos verčių matavimas yra pernelyg sudėtingas arba neįmanomas, tačiau galima palyginti lengvai išmatuoti tos funkcijos integralus išilgai bet kurios tiesios atkarpos, kuri kerta tiriamąjį skerspjūvį (tuos integralus vadinsime *linijiniais integralais*). Pvz., 14.11 pav. pavaizduotas plokščias objektas, kurio viduje siekiama nustatyti  $f(x, y)$  vertes. Vieną iš galimų integravimo atkarpų vaizduoja linija  $AB$ . Akivaizdu, kad integravimo atkarpą  $AB$  nusako du kintamieji: radialioji koordinatė  $r$  ir posūkio (azimutinis) kampas  $\phi$ . Todėl linijinio integralo vertė yra koordinatėjų  $r$  ir  $\phi$  funkcija  $p(r, \phi)$ , kuri apibrėžiama šitaip:

$$p(r, \phi) = \int_A^B f(x, y) dl; \quad (14.5.1)$$

čia  $dl$  yra integravimo atkarpos elementas. 14.11 pav. funkcijos  $p(r, \phi)$  vertes, esant pastoviai  $\phi$  vertei, vaizduoja kreivė, kuri yra viršutiniame kairiajame kampe (kad gauti  $p$  vertes, esant kitai  $\phi$  vertei, reikia „pasukti“ tą kreivę aplink koordinatų pradžią). Tarp pointegralinės funkcijos  $f(x, y)$  ir funkcijos  $p(r, \phi)$ , kuri nusako (14.5.1) integralo vertes, esant visoms galimoms  $r$  ir  $\phi$  vertėms, egzistuoja abipus vienareikšmė priklausomybė. Todėl, žinant funkciją  $p(r, \phi)$ , galima apskaičiuoti ir funkciją  $f(x, y)$ . Jei funkcija  $p(r, \phi)$  būtų žinoma absoliučiai tiksliai (pvz., jeigu ji būtų išreikšta formulės pavidalu), tada būtų galima tiksliai apskaičiuoti ir nežinomąją funkciją  $f(x, y)$ . Praktikoje taip niekada nebūna, nes:

- 1) linijinių integralų skaičius, kurį galima išmatuoti, yra baigtinis, nes galima išbandyti tik baigtinį koordinatų porų  $(r, \phi)$  skaičių;
- 2) visada egzistuoja atsitiktinės matavimų paklaidos („triukšmas“), dėl kurių išmatuotos vertės šiek tiek skiriasi nuo tikslųjų verčių.

Egzistuoja sudėtingi skaitmeniniai algoritmai, kurie leidžia minimizuoti abiejų šių veiksnių įtaką skaičiavimo rezultatams. Todėl funkcijos  $f(x, y)$  matavimas pagal linijinių integralų rinkinį atliekamas naudojant galingus kompiuterius. Šis dvimačių pasiskirstymų matavimo metodas vadinamas **kompiuterine tomografija**. Aišku, kad tokių matavimų tikslumas didėja didėjant išmatuotų linijinių integralų skaičiui (t. y. integravimo atkarpų tankiui). Išmatavus tokius dvimačius pasiskirstymus daugelyje lygiagrečių plokštumų (t. y. skirtinguose lygiagrečiuose bandinio skerspjūviuose), galima nustatyti trimatį tiriamojo dydžio pasiskirstymą bandinyje.



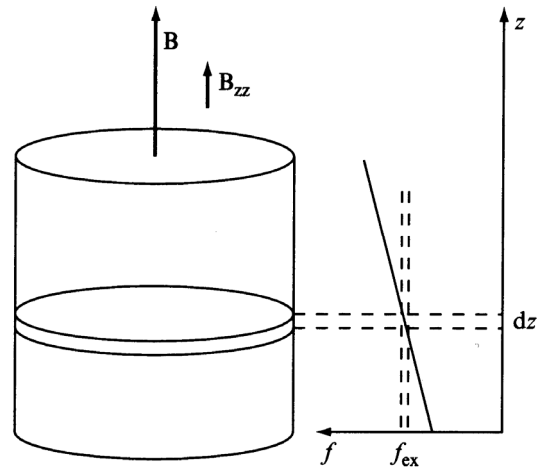
**14.11 pav.** Integravimo liniją  $AB$  apibrėžia du kintamieji: radialioji koordinatė  $r$  ir posūkio (azimutinis) kampas  $\phi$

Praktikoje kompiuterinės tomografijos taikymai yra įvairūs, nes matuojamasis dydis, kurį anksčiau žymėjome  $f(x, y)$  gali turėti įvairią prasmę. Pvz., medicinoje kompiuterinė tomografija dažnai taikoma tiriant tam tikrų medžiagų koncentracijos pasiskirstymą paciento organizme. Taigi, šiuo atveju  $f(x, y)$  reiškia tam tikros rūšies atomų koncentraciją tam tikrame paciento organizmo skerspjūvyje. Skirtingas koncentracijos vertes yra įprasta vizualizuoti. Tokiu būdu gaunamos juodai baltos arba spalvotos nuotraukos, kuriose skirtingi atspalviai atitinka skirtingas tų atomų koncentracijas.

Minėtųjų linijinių integralų matavimo metodai taip pat yra įvairūs, priklausomai nuo taikymo. Toliau aptarsime tik vieną kompiuterinės tomografijos taikymą, kuris remiasi branduolinio magnetinio rezonanso reiškiniu.

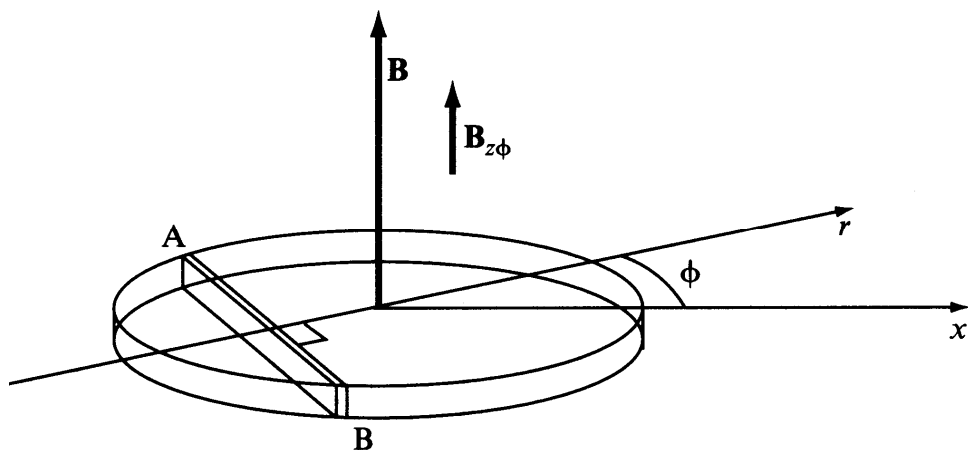
Kaip minėta 14.1 – 14.2 skirsniuose, sužadinus bandinį kintamuoju magnetiniu lauku, kurio dažnis lygus protonų Larmoro dažniui, atsiranda kintamas įmagnetėjimas, kurio amplitudė proporcinga protonų koncentracijai. Srovės, kuri indukuojama išorinėje ritėje, amplitudė bus proporcinga pilnutiniam sužadintų protonų skaičiui (kitai sakant, jų koncentracijos integralui tūrio atžvilgiu). Kad būtų galima išmatuoti protonų koncentracijos trimatį pasiskirstymą, reikia pasiekti, kad būtų sužadunami ne visi tiriamojo bandinio protonai, o tik tie, kurie priklauso siauriems tiesiems tūrio

elementams, kertantiems tiriamąjį bandinį įvairomis kryptimis (žr. 14.11 pav.). Tada signalo amplitudė yra proporcinga tik tokiame tūrio elemente esančių protonų skaičiui, t. y. anksčiau minėtam protonų koncentracijos „linijiniam integralui“. Išsiaiškinsime, kaip pasiekti, kad būtų sužadinama tik maža dalis bandinio protonų. Visų pirma išsiaiškinsime, kaip sužadinti protonus tik viename bandinio skerspjūvyje, kuris statmenas pagrindinio (nuolatinio) magnetinio lauko ( $\mathbf{B}$ ) kryptčiai, t. y.  $z$  ašies kryptčiai. Tuo tikslu sužadavimo metu yra įjungiamas dar vienas pastovus magnetinis laukas  $B_{zz}$ , kurio kryptis yra tokia pati kaip pagrindinio magnetinio lauko, o indukcija tiesiškai priklauso nuo koordinatės  $z$  (žr. 14.12 pav.). Lauką  $B_{zz}$  vadinsime „išilginio gradiento lauku“. Įjungus šį lauką, Larmoro dažnis (13.1.4) taip pat tiesiškai pradeda priklausyti nuo  $z$ . Tarkime, kad sužadavimo signalo, t. y. sužadavimo lauko indukcijos laikinės priklausomybės  $B_{ex}(t)$ , dažnių spektras skiriasi nuo nulio siaurame dažnių intervale nuo  $f_{ex}$  iki  $f_{ex} + df_{ex}$ . Tada sužadunami tik tie protonai, kurių  $z$  koordinatės priklauso siauram sluoksniui, kurio storis  $dz$  (žr. 14.12 pav.). Taigi, sužadavimo metu keičiasi tik to sluoksnio įmagnetėjimo kryptis (likusioje bandinio dalyje įmagnetėjimas lieka lygiagretus  $z$  ašiai). Kai to sluoksnio įmagnetėjimas pasukamas  $90^\circ$  arba  $180^\circ$  kampu, abu magnetiniai laukai  $B_{ex}$  ir  $B_{zz}$  yra išjungiami. Paskui matuojamas signalas, kuris atsiranda dėl to sluoksnio įmagnetėjimo vektoriaus precesijos apie pagrindinio magnetinio lauko  $\mathbf{B}$  kryptį.



14.12 pav. Pasirinktojo sluoksnio sužadimas

BMR signalas, kuris matuojamas išjungus sužadavimo lauką  $B_{ex}$  ir priklausantį nuo  $z$  lauką  $B_{zz}$ , suteikia informaciją apie vandenilio atomų pasiskirstymą duotajame bandinio skerspjūvyje, kuris statmenas  $z$  ašiai ir kurio  $z$  koordinatė yra žinoma (žr. 14.12 pav.). To signalo matavimo ir analizės būdai yra įvairūs. Pvz., galima matuoti pilnutinę elektrovaros jėgą ritėje, į kurią patalpintas bandinys. Kaip minėta, tą elektrovaros jėgą sukelia kintamas magnetinis laukas, atsirandantis dėl įmagnetėjimo precesijos apie  $\mathbf{B}$ . Ši elektrovaros jėga kinta laike harmoniniu dėsniu, jos dažnis yra lygus Larmoro dažniui, o amplitudė proporcinga vidutiniam sužadintojo sluoksnio įmagnetėjimui, kuris savo ruožtu yra proporcingas pilnutiniam vandenilio atomų skaičiui tame sluoksnyje. Taigi, keičiant sužadavimo lauko dažnį, tokiu būdu galima nustatyti tik vienmatį vandenilio koncentracijos profilį (priklausomybę nuo vienos koordinatės  $z$ ). Norint išmatuoti trimatį vandenilio atomų koncentracijos pasiskirstymą bandinyje, reikia išmatuoti sužadintojo sluoksnio įmagnetėjimo dvimatį profilį, t. y. priklausomybę  $M(x, y)$ . Tai galima atlikti įvairiais būdais. Aptarsime tik vieną iš jų, kuris remiasi anksčiau aprašytais tomografijos principais. Išjungus laukus  $B_{ex}$  ir  $B_{zz}$ , įjungiamas kitas papildomas magnetinis laukas  $B_{z\phi}$ , kuris tenkinas šias sąlygas: 1) jis yra lygiagretus pagrindiniam laukui  $\mathbf{B}$ ; 2) jis nepriklauso nuo  $z$ ; 3) jo indukcija tiesiškai priklauso nuo koordinatės  $r$ , kuri nusako atstumą iki  $z$  ašies duotąja kryptimi  $\phi$  (žr. 14.13 pav.). Šį lauką vadinsime „skersinio gradiento lauku“. Tokiu būdu vėl pasiekama, kad protonų Larmoro dažnis priklausytų nuo koordinatės, tačiau dabar Larmoro dažnis priklauso ne nuo  $z$ , o nuo  $r$ . Dėl šios priklausomybės matuojamasis signalas jau nėra harmoninis (vieno dažnio), o yra sudarytas iš daugelio harmoninių komponentių, kurių dažniai yra skirtingi. Kiekvienos harmoninės komponentės amplitudė yra proporcinga pilnutiniam skaičiui protonų, kurių Larmoro dažnis yra lygus tos harmoninės komponentės dažniui. Kadangi dabar Larmoro dažnį vienareikšmiškai nusako  $r$  koordinatė, tai kiekvienos harmoninės komponentės amplitudė yra proporcinga pilnutiniam protonų skaičiui sužadintojo sluoksnio pjūvyje, kuris atitinka duotąją  $r$  vertę. Tas pjūvis – tai atkarpa, kuri statmena  $r$  ašiai (žr. 14.13 pav., atkarpa AB). Vadinasi, kiekvienos harmoninės komponentės amplitudė nusako protonų koncentracijos linijinį integralą, o pilnas amplitudžių rinkinys atitinka visus įmanomus sluoksnio pjūvius duotąja kryptimi (t. y. kryptimi, kuri statmena  $r$  ašiai). Pakartojus signalo dažnių spektro matavimus, esant kitoms  $r$  ašies kryptims, sudaromas pilnas linijinių integralų rinkinys, pagal kurį 17.1 skirsnyje aprašytu būdu galima atkurti įmagnetėjimo (ir protonų koncentracijos) priklausomybę nuo  $x$  ir  $y$ , esant duotai  $z$  koordinatei.



14.13 pav. BMR signalo gavimas iš tiriamojo skerspjūvio atkarpos AB

### Literatūra

1. Poškus A. Atomo fizika ir branduolio fizikos eksperimentiniai metodai. Vadovėlis. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 2008. 544 p.
2. Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement. 3rd Edition. New York: John Wiley & Sons, 2000. 802 p.
3. Lilley J. Nuclear Physics: Principles and Applications. New York: John Wiley & Sons, 2001. 393 p.
4. Krane K. S. Introductory Nuclear Physics. New York: John Wiley & Sons, 1988. 845 p.