

VILNIAUS UNIVERSITETAS
Fizikos fakultetas
Mokomoji atomo ir branduolio fizikos laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 6

GEIGERIO IR MIULERIO SKAITIKLIO TYRIMAS

Parengė A. Poškus

2024-05-06

Turinys

1. Užduotys	3
2. Kontroliniai klausimai	3
3. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių bendrosios savybės	4
3.1. Jonizuojančiosios spinduliuotės rūšys	4
3.2. Supaprastintas detektoriaus modelis	4
3.3. Detektoriaus veika	5
3.4. Impulsų amplitudžių spektrai	9
3.5. Detektoriaus skaičiavimo charakteristika. Skaičiavimo gultė	10
3.6. Detektoriaus efektyvumas	11
3.7. Detektoriaus neveikos trukmė	12
3.7.1. <i>Neveikos trukmės modeliai</i>	12
3.7.2. <i>Neveikos trukmės matavimas</i>	14
4. Dujiniai detektoriai	16
4.1. Dujinių detektorių tipai	16
4.2. Dujų jonizavimas	16
4.2.1. <i>Sukurtų jonų porų skaičius</i>	16
4.2.2. <i>Neutraliųjų molekulių, jonų ir elektronų sąveika silpnuose laukuose</i>	17
4.3. Proporcingieji skaitikliai. Dujinis stiprinimas	18
4.3.1. <i>Elektronų griūtis. Dujinio stiprinimo sąvoka</i>	19
4.3.2. <i>Būdingieji detektoriaus įtampų intervalai</i>	20
4.3.3. <i>Detektoriaus geometrijos pasirinkimas. Elektrinio lauko pasiskirstymas</i>	21
4.4. Geigerio ir Miulerio skaitikliai. Geigerio išlydis	23
4.5. Geigerio ir Miulerio skaitiklių dujos ir sandara	25
4.6. Antrinių Geigerio išlydžių gesinimas	26
4.7. Geigerio ir Miulerio skaitiklių laikinės charakteristikos	27
4.7.1. <i>Geigerio ir Miulerio skaitiklio impulso forma</i>	27
4.7.2. <i>Geigerio ir Miulerio skaitiklio neveikos trukmė</i>	28
4.8. Geigerio ir Miulerio skaitiklio skaičiavimo kreivė	29
4.9. Dujinių detektorių efektyvumas	30
5. Tyrimo metodika	32
5.1. Darbo priemonės	32
5.2. Matavimo tvarka	32
5.3. Pagrindiniai skaičiavimai analizuojant matavimo duomenis	33
5.4. Aproximavimas tiese	35

Darbo tikslas

Išmatuoti Geigerio ir Miulerio skaitiklio skaičiavimo charakteristiką, efektyvumą ir neveikos trukmę. Eksperimentiškai nustatyti kai kurias Geigerio ir Miulerio skaitiklio veikimo ypatybes (skaičiavimo gultę, neveikos trukmę įtaka matavimų rezultatams, mažas efektyvumas detektuojant gama spinduliuotę).

1. Užduotys

1. Išmatuoti Geigerio ir Miulerio skaitiklio skaičiavimo charakteristiką, nustatyti jos gultės srities ilgį ir krypties koeficientą. Palyginti gautąsias vertes su tipiškomis vertėmis Geigerio ir Miulerio skaitiklių atveju
2. Dviejų šaltinių metodu išmatuoti skaitiklio neveikos trukmę. Palyginti gautąją vertę su tipiškomis Geigerio ir Miulerio skaitiklių neveikos trukmėmis.
3. Naudojant žinomo aktyvumo gama radioaktyvių šaltinį, išmatuoti skaitiklio efektyvumą. Palyginti gautąją vertę su tipiškais Geigerio ir Miulerio skaitiklių efektyvumais, detektuojant gama spinduliuotę.

2. Kontroliniai klausimai

1. Dujinių jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių veikimo principai. Impulsinio dujinio detektoriaus jungimo schema.
2. Fizikiniai procesai, kurie vyksta jonizacijos kameroje, proporcinguosiuose skaitikliuose, Geigerio ir Miulerio skaitikliuose. Elektronų griūtis ir Geigerio išlydis.
3. Ar veiktų Geigerio ir Miulerio skaitiklis, pakeitus maitinimo įtampos ženklą? Atsakymą motyvuokite.
4. Kuo cilindrinė skaitiklio geometrija yra pranašesnė už plokščiojo kondensatoriaus geometriją?
5. Jonizuojančiosios spinduliuotės dujinio detektoriaus signalo didumo priklausomybė nuo įtampos.
6. Antrinių Geigerio išlydžių slopinimas. Savislopijai ir nesavislopijai Geigerio ir Miulerio skaitikliai.
7. Geigerio ir Miulerio skaitiklio skaičiavimo charakteristika. Gultės sąvoka.
8. Kokie veiksniai lemia skaičiavimo gultės krypties koeficientą?
9. Skaitiklio neveikos trukmės sąvoka. Tikrosios sąveikos įvykių spartos išraiška, kai žinoma neveikos trukmė (su išvedimu).
10. Kodėl savislopių skaitiklių neveikos trukmė yra mažesnė, negu nesavislopių?
11. Skaitiklio efektyvumo sąvoka. Efektyvumo matavimas.

Literatūra:

1. Poškus A. Atomo fizika ir branduolio fizikos eksperimentiniai metodai. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 2008. 544 p.
2. Horodničius H. Branduolio fizika. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 1997. p. 168 – 169.
3. Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement. 3rd Edition. New York: John Wiley & Sons, 2000. p. 159 – 214.
4. Абрамов А. И. и др. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: Энергоатомиздат, 1985, с. 104 – 154.

3. Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių bendrosios savybės

3.1. Jonizuojančiosios spinduliuotės rūšys

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

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

1 lentelė. Elektromagnetinių bangų skalė

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

2 lentelė. Dalelinės jonizuojančiosios spinduliuotės energija

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

3.2. Supaprastintas detektoriaus modelis

Jonizuojančiosios spinduliuotės detektorius – tai įtaisas jonizuojančiajai spinduliuotei aptikti ir jos energijai pakeisti kitų rūšių energija, kurią būtų galima matuoti. Kad būtų įmanoma aptikti spinduliuotę, ji turi sąveikauti su detektoriaus darbine medžiaga. Šios sąveikos rūšys ir fizikiniai mechanizmai priklauso nuo spinduliuotės prigimties ir jos dalelių energijos. Skirtingų tipų detektoriai „reaguoja“ į skirtingo tipo sąveiką. Dažniausiai spinduliuotė detektuojama dėl jonizacijos reiškinių (t. y. dėl elektronų išlaisvinimo iš medžiagos atomų, kai su jais sąveikauja krintančiosios spinduliuotės dalelės). Sąveikos rezultatas – tai detektoriaus *signalas*, kurį galima matuoti. Skirtinguose detektoriuose naudojami skirtingi signalai: tai gali būti elektros srovės impulsai, dalelių pėdsakai branduolinėje emulsijoje ir kt. Šių signalų

registravimo ir matavimo metodai taip pat labai įvairūs. Prieš aptardami konkrečių tipų detektorius, išnagrinėsime hipotetinį detektorių, kuris veikia pagal tokį bendrą modelį:

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

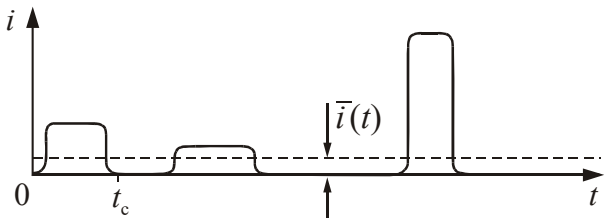
Toks detektoriaus modelis tinka analizuojant dujinius ir puslaidininkinius detektorius¹.

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

Taigi, detektorių galima modeliuoti srovės šaltiniu, kuris generuoja srovės impulsą $i(t)$ kiekvieną kartą, kai su detektoriaus darbine medžiaga sąveikauja dalelė. Skirtingų impulsų amplitudės (aukščiai) ir trukmės (pločiai) gali būti įvairūs, priklausomai nuo juos sukėlusių sąveikos įvykių ypatybių (žr. 1 pav.). Kiekvieno srovės impulso trukmė yra lygi krūvio surinkimo trukmei. Tą trukmę žymėsime t_c (žr. 1 pav.) Srovės impulso integralas laiko atžvilgiu yra lygus pilnutiniam sukurtam krūviui Q :

$$\int_0^{t_c} i(t) dt = Q. \quad (3.2.1)$$

Jeigu sąveikos įvykių dažnis yra didelis, tada kai kurie srovės impulsai gali persikloti vienas su kitu. Toliau laikysime, kad sąveikos įvykiai yra palyginti reti, todėl impulsai nepersikloja laike. Reikia turėti omenyje, kad laiko intervalai tarp srovės impulsų yra atsitiktiniai, nes spinduliuotės dalelių pataikymas į detektorių yra atsitiktinis vyksmas, kuris aprašomas Puasono skirstiniu (žr. [1] knygos G priedą).



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

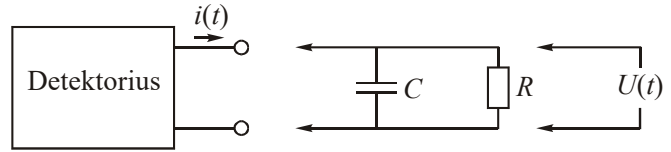
3.3. Detektoriaus veika

Detektoriaus veika gali būti impulsinė veika ir nuolatinės srovės veika. **Impulsinė veikos** matavimo įrenginiai, kurie jungiami prie detektoriaus, yra sukonstruoti taip, kad atskirai registruotų kiekvieną srovės impulsą, kurį sukelia sąveikos įvykis detektoriuje. Taip registruojamos atskiros dalelės, kurios sąveikauja su detektoriumi. Matuojant atskirų dalelių energiją (radiacinė spektroskopija), visada naudojama impulsinė veika. Tada matuojamas kiekvieno srovės impulso integralas (3.2.1), 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

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

dalelių energijas (pavyzdys – radioaktyviojo šaltinio aktyvumo matavimas). Kai sąveikos įvykių dažniai yra labai dideli, impulsinę veiką gali būti sunku arba net neįmanoma realizuoti, nes intervalai tarp srovės impulsų gali pasidaryti per maži, kad tuos impulsus būtų galima išskirti, arba gretimi impulsai gali persikloti vienas su kitu. Tokiais atvejais naudojama **nuolatinės srovės veika**, kai matuojama tik vidutinė srovė per laiką, kuris daug ilgesnis už intervalus tarp sąveikos įvykių. Toliau 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 **priešstiprintuvu** (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 2 pav. Šioje schemoje R yra grandinės įėjimo varža, o C yra detektoriaus talp² 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 srovė“ vadinsime minėtos ekvivalentinės RC grandinės (priešstiprintuvio) „įėjimo srovė“ $i(t)$ (žr. 2 pav.). Bendroji impulso $U(t)$ išraiška, esant bet kokiam srovės $i(t)$ pavidalui, yra



2 pav. Detektoriaus impulsinės veikos supaprastinta ekvivalentinė schema

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i(t') \exp\left(-\frac{t'-t}{RC}\right) dt'. \quad (3.3.1)$$

Pvz., tarkime, kad detektoriaus srovė yra stačiakampis impulsas, kurio trukmė lygi krūvio surinkimo trukmei t_c (žr. 3a pav.):

$$i(t) = \begin{cases} i_0, & \text{kai } 0 \leq t \leq t_c; \\ 0, & \text{kai } t < 0 \text{ arba } t > t_c. \end{cases} \quad (3.3.2)$$

Įrašę srovės išraišką (3.3.2) į (3.3.1) ir apskaičiavę integralą, gauname:

$$U(t) = \begin{cases} i_0 R \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right], & \text{kai } 0 \leq t \leq t_c; \end{cases} \quad (3.3.3a)$$

$$U(t) = \begin{cases} i_0 R \left[1 - \exp\left(-\frac{t_c}{RC}\right) \right] \exp\left(-\frac{t-t_c}{RC}\right), & \text{kai } t > t_c. \end{cases} \quad (3.3.3b)$$

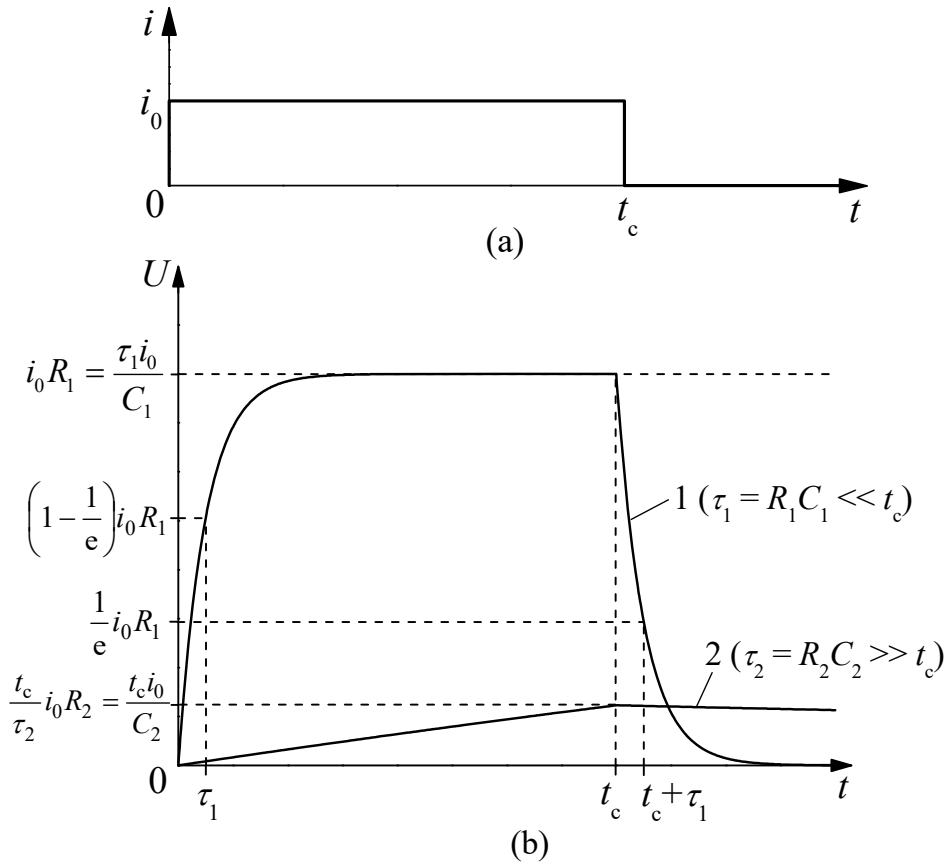
Šis įtampos impulsas pavaizduotas 3b pav. Matome, kad laiko intervale $0 \leq t \leq t_c$ įtampa didėja, asimptotiškai artėdama prie didžiausios vertės $i_0 R$. Laikas, per kurį įtampa pasiekia tą vertę (t. y. įsisotina), yra RC eilės (per laiką RC įtampa padidėja iki $(1 - 1/e) i_0 R \approx 0,63 i_0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

(3.3.3a,b) išraiškose matome, kad signalo forma ir trukmė priklauso nuo krūvio surinkimo trukmės t_c ir nuo RC grandinės trukmės konstantos $\tau = RC$ (šis teiginys yra bendras – jis galioja esant bet kokio pavidalo įėjimo signalui $i(t)$). Aptarsime du ribinius atvejus: 1) trukmės konstanta τ yra daug mažesnė už krūvio surinkimo trukmę t_c ; 2) trukmės konstanta τ yra daug didesnė už t_c .

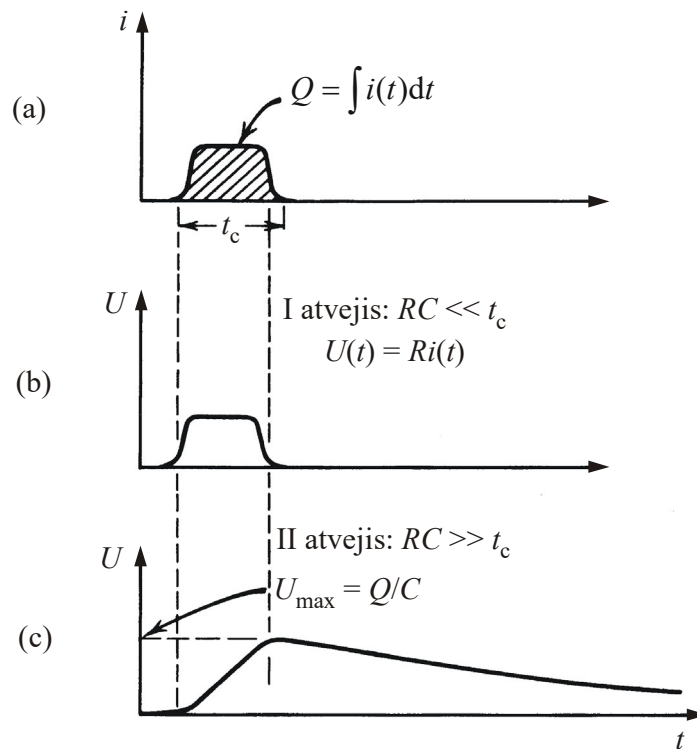
I atvejis. Maža RC ($\tau \ll t_c$).

Šiuo atveju laikas, per kurį $U(t)$ padidėja iki didžiausios vertės $i_0 R$, ir laikas, per kurį $U(t)$ sumažėja iki nulio, yra daug mažesni už srovės impulso trukmę t_c , todėl (3.3.3a) išraišką galima aproksimuoti lygybe $U(t) \approx i_0 R$ (kai $t < t_c$), o (3.3.3b) išraišką galima aproksimuoti lygybe $U(t) \approx 0$ (kai $t > t_c$). Taigi, matuojamas signalas yra lygus $U(t) \approx Ri(t)$, t. y. tiesiog proporcingas detektoriaus srovei $i(t)$ (žr. 4b pav. ir

² Blyksimojo detektoriaus talpa – tai fotodaugintuvo anodo talpa.



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



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

pirmąją kreivę 3b pav.), o rezistoriumi R tekanti srovė yra praktiškai lygi momentinei srovei detektoriuje $i(t)$ (t. y. talpa C praktiškai neturi įtakos rezistoriaus R srovei). Ši išvada galioja ne vien stačiakampiui srovės impulsui, bet ir tada, kai krūvio surinkimo metu detektoriaus srovė $i(t)$ yra bet kokia pakankamai lėtai kintanti laiko funkcija. Tokia detektorių veika kartais naudojama, kai svarbu tiksliai nustatyti dalelių pataikymo į detektorių laiko momentus esant dideliame sąveikos įvykių dažniui.

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

Šiuo atveju skaičiuojant (3.3.3a) reiškinį galima pasinaudoti tokia aproksimacija:

$$\exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \approx 1 - \frac{t}{RC}. \quad (3.3.4)$$

Įrašę (3.3.4) į (3.3.3a), išvedame:

$$U(t) \approx i_0 R \cdot \frac{t}{RC} = \frac{i_0 t}{C}, \quad \text{kai } 0 \leq t \leq t_c. \quad (3.3.5)$$

Vadinasi, jeigu krūvio surinkimo metu detektoriaus srovė $i(t)$ yra pastovi, tada talpoje C sukauptas krūvis ir matuojamas signalas $U(t)$ didėja tiesiškai (žr. 4c pav. ir antrąją kreivę 3b pav.).

Pastarąjį reiškinį galima užrašyti šitaip:

$$U(t) = \frac{1}{C} \int_0^t i(t) dt \quad (0 \leq t \leq t_c). \quad (3.3.6)$$

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

(3.3.6) 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

$$U_{\max} = \frac{Q}{C}; \quad (3.3.7)$$

čia Q nusakomas (3.2.1) reiškiniumi (stačiakampio srovės impulso $Q = i_0 t_c$). Paskui talpa C pradeda išsikrauti per apkrovos varžą R , o įtampos kritimas $U(t)$ pradeda eksponentiškai mažėti (žr. 4c pav.):

$$U(t)|_{t > t_c} = U_{\max} \exp\left(-\frac{t - t_c}{RC}\right). \quad (3.3.8)$$

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

Kadangi atvejis $\tau \gg t_c$ dažniausiai pasitaiko praktikoje, tai svarbu padaryti keletą bendrų išvadų. Visų pirma matuojamo įtampos impulso priekinio fronto trukmė yra lygi krūvio surinkimo trukmei detektoriuje. Ši trukmė nepriklauso nuo išorinių įrenginių, kurie prijungti prie detektoriaus, savybių. Tačiau užpakalinio fronto trukmę lemia apkrovos (t. y. ekvivalentinės RC grandinės) trukmės konstanta $\tau = RC$ (žr. (3.3.8) formulę). Praktiškai galima laikyti, kad įtampa sumažėja iki nulio per laiką, kuris apytiksliai lygus $3\tau = 3RC$ (nes $e^{-3} \approx 0,05 \ll 1$). Taigi, išėjimo impulso priekinio fronto trukmė priklauso nuo detektorius, o užpakalinio fronto trukmė priklauso nuo išorinių įrenginių. Ši išvada galioja daugumos detektorių impulsinei veikai, kai $RC \gg t_c$. Antra, įtampos impulso amplitudė $U_{\max}$ lygi sąveikos metu detektoriuje sukurtu krūvio Q ir ekvivalentinės talpos C santykiui (žr. (3.3.7) formulę).

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

Taigi, impulsinėje veikoje detektoriaus išėjimo signalą sudaro impulsų seka, kurios kiekvienas impulsas atspindi vienos dalelės sąveiką su detektoriaus darbine medžiaga. Normaliomis darbo sąlygomis

(kai impulsai nepersikloja vienas su kitu ir nėra prarandami dėl kitų priežasčių) tų impulsų vidutinis dažnis yra lygus sąveikos įvykių dažniui detektoriuje. Be to, kiekvieno impulso amplitudė atspindi krūvį, kuris buvo sukurtas detektoriuje atitinkamo sąveikos įvykio metu. Kaip vėliau pamatysime, vienas iš spinduliuotės savybių tyrimo metodų remiasi impulsų amplitudžių pasiskirstymo (histogramos) analize. Pvz., jeigu Q yra tiesiog proporcingas krintančiosios dalelės energijai, tada impulsų amplitudžių pasiskirstymas atspindi krintančiųjų dalelių energijų pasiskirstymą (energijos spektrą).

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

3.4. Impulsų amplitudžių spektrai

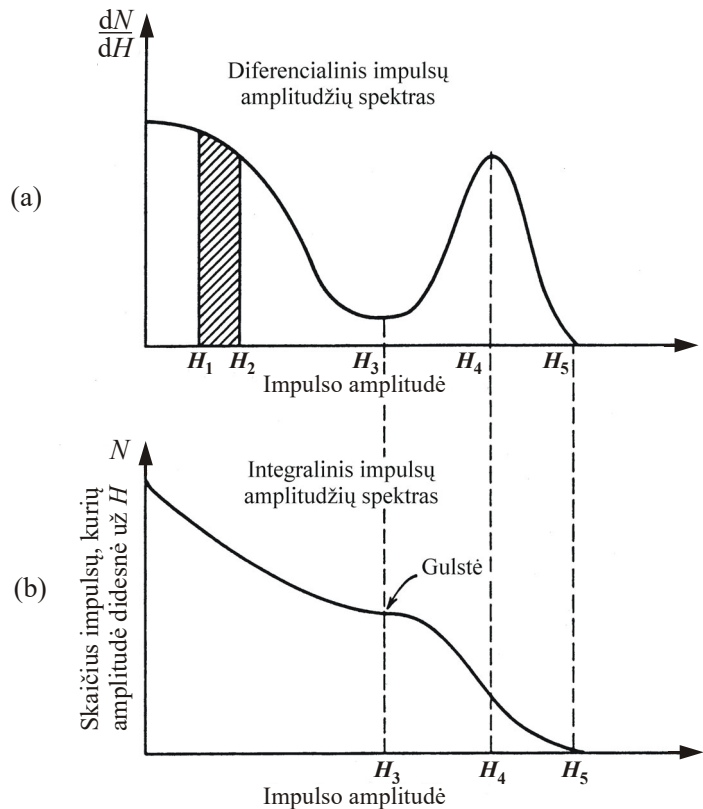
Kaip minėta 3.3 poskyryje, impulsinėje veikoje kiekvieno impulso amplitudė yra proporcinga krūviui, kuris buvo sukurtas detektoriuje atitinkamo sąveikos įvykio metu (žr. (3.3.7) formulę). Išmatavę didelį skaičių tokių impulsų, pastebėtume, kad jų amplitudės nėra vienodos. Impulsų amplitudžių pasiskirstymas gali atspindėti ir krintančiųjų dalelių energijos spektrą, ir detektoriaus atsaką į apibrėžtos energijos daleles fluktuacijas. Todėl amplitudžių pasiskirstymas dažnai naudojamas tiriant krintančiąją spinduliuotę arba paties detektoriaus veikimą.

Dažniausiai naudojamas impulsų amplitudžių pasiskirstymo atvaizdavimo būdas – tai vadinamasis **diferencialinis impulsų amplitudžių spektras**. Tokio spektro pavyzdys pateiktas 5a pav. Ant horizontaliosios ašies yra atidedama impulso amplitudė (išreikšta voltais V). Ant vertikaliosios ašies atidedamas impulsų, kurių amplitudės priklauso nykstamo pločio intervalui, skaičiaus dN ir to intervalo pločio dH santykis dN/dH (matavimo vienetai – atvirkštiniai voltai V^{-1}). Impulsų, kurių amplitudės priklauso intervalui nuo H_1 iki H_2 , skaičius $N(H_1 < H < H_2)$ nustatomas integruojant diferencialinį amplitudžių spektrą nuo H_1 iki H_2 :

$$N(H_1 < H < H_2) = \int_{H_1}^{H_2} \frac{dN}{dH} dH. \quad (3.4.1)$$

Šį integralą nusako brūkšniuotasis plotas 5a pav. Pilnutinis impulsų skaičius N_0 nustatomas integravus visą spektrą:

$$N_0 = \int_0^{\infty} \frac{dN}{dH} dH. \quad (3.4.2)$$



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

Didžiausią impulsų amplitudę nusako abscisė taško, kuriame spektras tampa lygus nuliui (pvz., 5a pav. didžiausia amplitudė yra H_5). Spektro maksimumai (pvz., taške H_4) atitinka tikimiausias amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios užregistruojamos ypač dažnai. Spektro minimumai (pvz., taške H_3) atitinka mažiausiai tikėtinas amplitudes, t. y. tokias amplitudes, kurios ypač retai užregistruojamos. Bet koks fizikinis amplitudžių spektro aiškinimas yra susijęs su spektro *integralų* (t. y. plotų) skaičiavimu. Ordinatė (dN/dH) įgyja fizikinę prasmę tik padauginus ją iš abscisės pokyčio (ΔH): $(dN/dH) \cdot \Delta H \approx \Delta N$, kur ΔN yra skaičius impulsų su amplitudėmis tarp H ir $H + \Delta H$.

Tą pačią informaciją, kurią nusako diferencialinis impulsų amplitudžių spektras, galima išreikšti naudojant vadinamąjį **integralinį impulsų amplitudžių spektrą**. Integralinis amplitudžių spektras, kuris atitinka 5a pav. pavaizduotą diferencialinį spektrą, yra pateiktas 5b pav. Sudarant integralinį spektrą, ant absčių ašies taip pat atidedama impulso amplitudė, o ant ordinačių ašies atidedamas skaičius impulsų, kurių amplitudės yra didesnės už duotąją vertę (abscisę):

$$N(H) = \int_V \frac{dN}{dH} dH. \quad (3.4.3)$$

$N(H)$ visada yra monotoniškai mažėjanti funkcija, nes, jeigu $H_2 > H_1$, tada impulsų, kurių amplitudės didesnės už H_2 , visada yra mažiau negu impulsų, kurių amplitudės didesnės už H_1 . Integralinio spektro vertė taške $H=0$ nusako pilnutinį impulsų skaičių N_0 . Integralinis amplitudžių spektras tampa lygus nuliui taške, kuris atitinka didžiausią amplitudę (5b pav. – taške $H=H_5$).

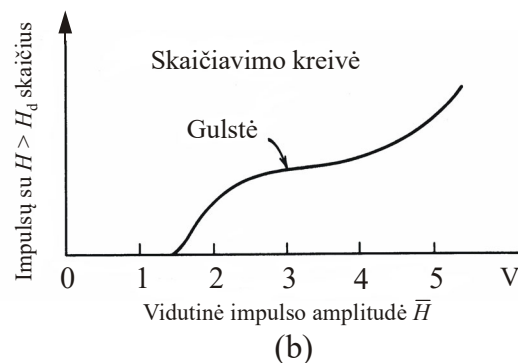
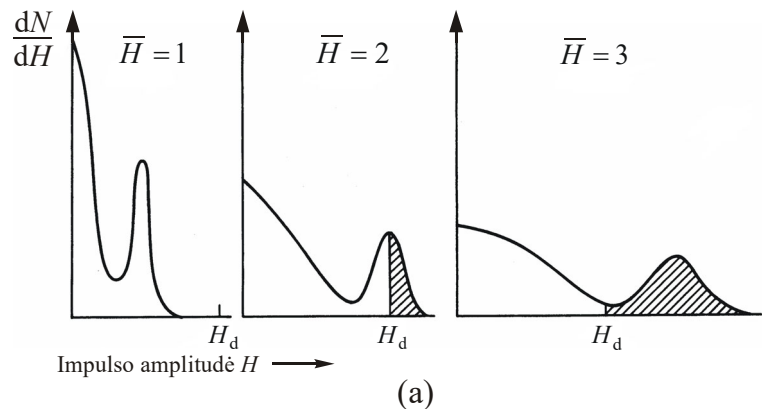
Diferencialinis ir integralinis amplitudžių spektrai suteikia vienodą informaciją apie amplitudžių pasiskirstymą ir yra vienareikšmiškai susiję vienas su kitu. Bet kurią amplitudę H atitinkanti diferencialinio spektro vertė yra lygi integralinio spektro išvestinės (polinkio) moduliui, kuris atitinka tą pačią amplitudę H . Diferencialinio spektro maksimumai atitinka didžiausią integralinio spektro polinkį (5 pav. – taškas H_4). Diferencialinio spektro minimumai atitinka mažiausią integralinio spektro polinkį (5 pav. atveju – taškas H_3). Mažus spektro pokyčius lengviau pastebėti naudojant diferencialinį spektrą, todėl praktikoje diferencialinis spektras naudojamas dažniau už integralinį.

3.5. Detektoriaus skaičiavimo charakteristika. Skaičiavimo gultė

Detektoriaus signalas perduodamas į impulsų skaičiavimo įrenginį (prieš tai signalas dar gali būti stiprinamas). Kiekvienam skaičiavimo įrenginiui yra būdinga tam tikra **jautrio riba** – mažiausia impulso amplitudė, kurią gali užregistruoti tas įrenginys. Šią jautrio ribą žymėsime H_d . Taigi, skaičiuojami tik tie impulsai, kurių amplitudė didesnė už H_d . Kartais matavimų metu įmanoma pakeisti jautrio ribą arba signalo vidutinę amplitudę. Sumažinus H_d arba padidinus vidutinę amplitudę (t. y. sustiprinus signalą), daugiau signalų viršija jautrio ribą, todėl skaičiavimo sparta padidėja. Pvz., tarkime, kad 5 pav. atlikti keli vienodos trukmės matavimai, kurie skiriasi vienas nuo kito jautrio ribos H_d verte. Jeigu tuose matavimuose jautrio riba keičiama nuo 0 iki H_5 , tada tų matavimų rezultatų visuma nusakys integralinį impulsų amplitudžių spektrą, kuris pavaizduotas 5b pav.

Atliekant ilgus matavimus, jautrio riba H_d gali svyruoti dėl matavimų įrangos netobulumo. Todėl, skaičiuojant daleles, dažnai pageidautina pasirinkti tokią veiką, kurioje matavimų rezultatai kuo mažiau priklausytų nuo jautrio ribos H_d . Pvz., 5 pav. rezultatai bus stabiliausi tada, kai jautrio riba lygi H_3 . Tame taške integralinio amplitudžių spektro polinkis yra mažiausias, todėl maži jautrio ribos pokyčiai turės mažiausią įtaką užregistruotų dalelių skaičiui. Apskritai mažiausio polinkio sritys integraliniame amplitudžių spektre vadinamos **skaičiavimo gultėmis**. Praktikoje pageidautina, kad dalelių skaičiavimo sistemos veika atitiktų gultės sritį ir kad šios srities plotis būtų kuo didesnis, o polinkis – kuo mažesnis, nes tada sistemos veika yra stabiliausia.

Anksčiau teigėme, kad amplitudžių spektras yra pastovus, o keičiama tik jautrio riba. Praktikoje galima realizuoti ir atvirkščią situaciją: jautrio riba yra pastovi, o keičiamas amplitudžių spektras. Amplitudžių spektrą galima pakeisti reguliuojant impulsų stiprinimą. Padidinus stiprinimą, amplitudžių spektras išsitempia išilgai H ašies (t. y. impulsų vidutinė amplitudė padidėja), o sumažinus stiprinimą – „susispaudžia“, t. y. impulsų vidutinė amplitudė sumažėja (žr. 6a pav.). Jeigu tarp detektoriaus ir skaičiavimo įtaiso yra



6 pav. (a) Diferencialinio amplitudžių spektro kitimas keičiant impulsų stiprinimą (t. y. vidutinę impulso amplitudę $\bar{H}$); (b) atitinkama skaičiavimo kreivė

prijungtas tiesinis stiprintuvas, tada tokį efektą galima gauti pakeitus to stiprintuvo stiprinimo koeficientą. Tačiau dažnai impulsų vidutinę amplitudę galima pakeisti keičiant detektoriaus maitinimo įtampą (pvz., žr. 13 pav. 4.3.2 poskyryje). 6a pav. pavaizduoti trys diferencialiniai amplitudžių spektrai, kurie atitinka tris vidutinės amplitudės vertes $\overline{H}$. Visais atvejais jautrio riba H_d yra vienoda. Be to, laikoma, kad visais atvejais pilnutinis plotas po diferencialinio spektro kreive taip pat yra vienodas (t. y. pilnutinis detektoriaus išėjimo impulsų skaičius nepriklauso nuo vidutinės amplitudės). Šiame pavyzdyje užregistruotų dalelių skaičius bus lygus 0, kai $\overline{H} = 1 \text{ V}$, nes šiuo atveju visų impulsų amplitudės yra mažesnės už H_d . Impulsai bus pradėti registruoti, kai $\overline{H}$ yra tarp 1 V ir 2 V. Galima atlikti matavimus, kurių metu kryptingai keičiama vidutinė impulsų amplitudė ir tuo pat metu skaičiuojamos dalelės. Skaičiavimo spartos priklausomybė nuo impulsų vidutinės amplitudės arba nuo kito dydžio, kuris lemia vidutinę amplitudę (pvz., stiprinimo koeficiento arba detektoriaus maitinimo įtampos), vadinama detektoriaus **skaičiavimo charakteristika** arba **skaičiavimo kreive**. Tokios kreivės pavyzdys pateiktas 6b pav. Šios kreivės pavidalas daugeliu atžvilgių panašus į integralinį amplitudžių spektrą, tačiau dabar turime to spektro veidrodinį atvaizdą (plg. su 5b pav.), nes, esant mažoms vidutinėms amplitudėms, impulsai nėra registruojami, o esant didelėms vidutinėms amplitudėms, registruojami beveik visi impulsai. Integralinio amplitudžių spektro gultės atitinka skaičiavimo charakteristikos gultes. 6b pav. mažiausias skaičiavimo charakteristikos polinkis atitinka $\overline{H} \approx 3 \text{ V}$, nes tada jautrio riba yra ties diferencialinio spektro minimumu.

3.6. Detektoriaus efektyvumas

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

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

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

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

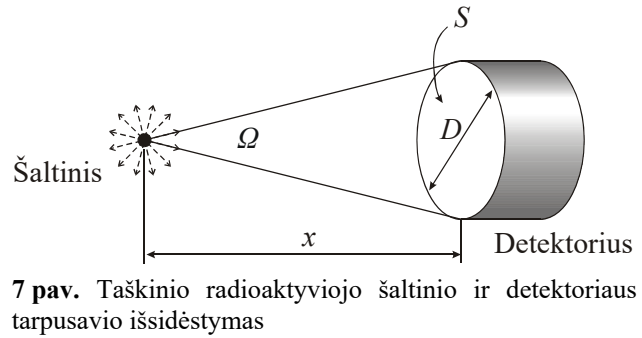
Absoliutusias efektyvumas priklauso ne vien nuo detektoriaus ir spinduliuotės savybių, bet ir nuo matavimų geometrijos (ypač – nuo atstumo tarp šaltinio ir detektoriaus), nes ji lemia pataikiusių į detektorius dalelių skaičiaus ir šaltinio išspinduliuotų dalelių pilnutinio skaičiaus santykį. Santykinis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

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

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

Dažnai spinduliuotės šaltinis yra pakankamai mažas, kad jį būtų galima aproksimuoti taškiniu šaltiniu. Jeigu matavimų geometrija yra tokia kaip parodyta 7 pav., tada erdvinis kampas Ω lygus

$$\Omega = 2\pi \left[1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + (D/2)^2}} \right]; \quad (3.6.2)$$



7 pav. Taškinio radioaktyviojo šaltinio ir detektoriaus tarpusavio išsidėstymas

čia x yra atstumas tarp šaltinio ir detektoriaus, o D yra detektoriaus priekinio paviršiaus (arba jame esančio langelio) skersmuo. Kai $x \gg D$, erdvinis kampas tampa apytiksliai lygus detektoriaus priekinio paviršiaus ploto ir atstumo kvadrato santykiui:

$$\Omega \approx \frac{S}{x^2} = \frac{\pi D^2}{4x^2}, \quad (3.6.3)$$

t. y. erdvinis kampas (ir užregistruotas α dalelių skaičius) yra apytiksliai atvirkščiai proporcingas atstumo kvadratu. Pvz., kai $x = 3D$, (3.6.3) formulės santykinė paklaida, palyginti su tikslesniąja išraiška (3.6.2), yra tik 2 %.

3.7. Detektoriaus neveikos trukmė

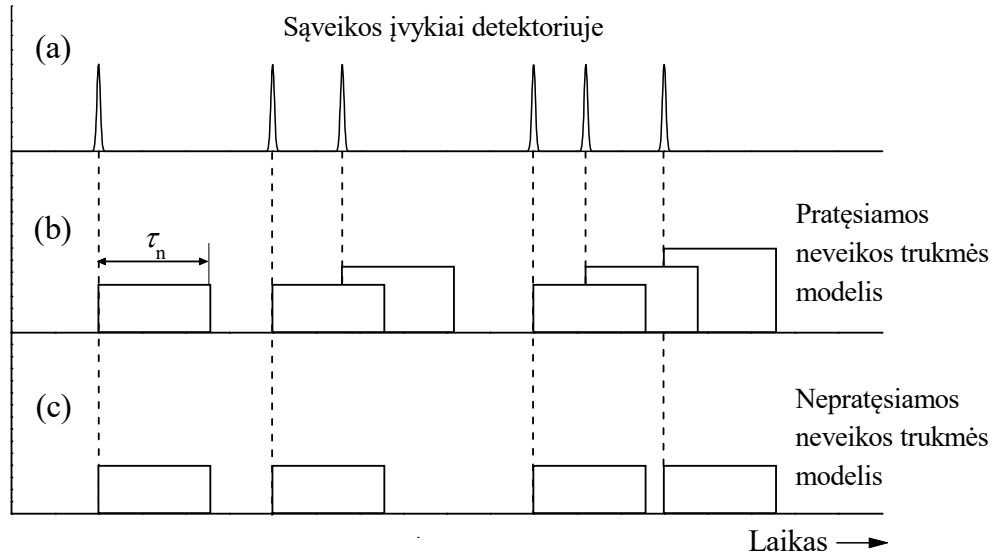
Dauguma detektorių po kiekvienos dalelės detektavimo laikinai nustoja registruoti kitas daleles. Šis laiko tarpas, kurio metu detektorius yra nejautrus spinduliutei, vadinamas **neveikos trukme**. Neveikos trukmė toliau bus žymima τ_n . Neveikos trukmė gali būti artima signalo trukmei, tačiau gali būti ir didesnė už ją.

3.7.1. Neveikos trukmės modeliai

Išsiaiškinsime, kaip pagal vidutinę skaičiavimo spartą N (signalų skaičius per laiko vienetą) apskaičiuoti tikrąjį dalelių sąveikos su detektoriaus darbine medžiaga įvykių (pvz., jonizacijos įvykių) vidutinį skaičių per laiko vienetą N_0 . Dydis N_0 – tai skaičiavimo sparta, kuri būtų gauta tuo atveju, kai $\tau_n = 0$. Dydį N_0 vadinsime „tikrąja sparta“. Norint nustatyti N_0 , nepakanka žinoti vien neveikos trukmę. Dar reikia žinoti, ar tai yra pratęsiamoji neveikos trukmė, ar nepratęsiamoji neveikos trukmė. Šias sąvokas iliustruoja 8 pav. Viršutiniame grafike (8a pav.) atidėti laiko momentai, kai su detektoriaus darbine medžiaga sąveikauja dalelės. Su kiekvienu sąveikos įvykiu yra susietas τ_n ilgio laiko tarpas, kurio metu detektorius negali registruoti kitų dalelių. Šie laiko tarpai yra parodyti 8b pav. Jeigu neveikos trukmė yra nepratęsiama, tada dalelė, kuri sąveikavo su detektoriumi neveikos intervale (pvz., dalelės Nr. 3 ir Nr. 5), nesukelia jokių pastebimų pokyčių. T. y. efektas toks pat lyg tų dalelių nebūtų (kaip 8c pav.). Todėl 8 pav. detektorius su nepratęsiama neveikos trukme užregistruotų 4 iš 6 dalelių (Nr. 1, Nr. 2, Nr. 4 ir Nr. 6). Jeigu neveikos trukmė yra pratęsiama, tada *kiekviena* dalelė, kuri sąveikavo su detektoriaus darbine medžiaga (įskaitant ir tas daleles, kurios pataikė į detektorių neveikos intervalo metu), pradeda naują τ_n trukmės laiko intervalą, kuriame detektorius yra nejautrus spinduliutei. Vadinasi, jeigu sąveika įvyko neveikos intervalo metu (pvz., dalelės Nr. 3 ir Nr. 5), tada neveikos intervalas pratęsimas. Todėl 8 pav. atveju detektorius su pratęsiama neveikos trukme neužregistruotų dalelės Nr. 6. Taigi, šiame pavyzdyje detektorius su pratęsiama neveikos trukme užregistruotų tik 3 iš 6 dalelių (Nr. 1, Nr. 2 ir Nr. 4).

Pratęsimos ir nepratęsimos neveikos trukmės modeliai tėra idealizuoti ribiniai atvejai. Realų sistemų veikimas dažnai aprašomas tarpiniu modeliu. Pvz., kaip parodyta 21b pav. (4.7.2 poskyryje), Geigerio ir Miulerio skaitiklio neveikos trukmė nėra pratęsiama, jeigu laiko tarpas tarp paskutiniojo impulso ir jonizacijos įvykio yra mažesnis už τ'_n (nes tada impulsas iš viso neatsiranda), tačiau yra pratęsiama, jeigu šis intervalas yra tarp τ'_n ir τ_n (nes tada atsiranda impulsas, kuris nėra užregistruojamas dėl pernelyg mažos amplitudės).

Visų pirma rasime N ir N_0 sąryšį nepratęsimos neveikos trukmės atveju. Tarkime, kad per laiko tarpą, kurio trukmė $t \gg \tau_n$, sistema detektavo Nt dalelių. Kadangi po kiekvienos užregistruotos dalelės sistema buvo nejautri laiką τ_n , tai pilnutinis laikas, kurio metu sistema buvo nejautri, yra lygus $Nt\tau_n$.



8 pav. Pratęsiamos ir nepratęsiamos neveikos trukmės modelių aiškinimas

Taigi, vidutinis neužregistruotų sąveikos įvykių skaičius per matavimų trukmę yra lygus $N_0 N t \tau_n$, o tikrasis sąveikos įvykių skaičius yra lygus užregistruotų ir neužregistruotų sąveikos įvykių skaičių sumai:

$$N_0 t = N_0 N t \tau_n + N t$$

arba

$$N_0 = \frac{N}{1 - N \tau_n}. \quad (3.7.1)$$

Taigi, kai neveikos trukmė τ_n yra žinoma, pagal išmatuotą skaičiavimo spartą N galima nesunkiai apskaičiuoti tikrąją spartą N_0 . Iš (3.7.1) išplaukia, kad

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0 \tau_n}. \quad (3.7.2)$$

Kai $N_0 \rightarrow \infty$, šis reiškinys artėja prie $1/\tau_n$. Vadinasi, nepratęsiamos neveikos trukmės atveju, didėjant tikrajai spartai N_0 , skaičiavimo sparta didėja asimptotiškai artėdama prie atvirkštinės neveikos trukmės $1/\tau_n$ (žr. 9 pav., ištisinė kreivė). (3.7.1) ir (3.7.2) formulės galioja tada, kai sistema yra nejautri laiką τ_n po kiekvienos užregistruotos dalelės. Praktikoje dažnai taip nėra. Jeigu matuojama kelis kartus, tada kiekvieno matavimo pradžioje skaitiklis jau būna parengtas dalelių registravimui, nors ankstesnio matavimo pabaigoje jis galėjo dar būti nejautrus (jeigu skirtumas tarp to matavimo pabaigos momento ir paskutinės dalelės užregistravimo momento buvo mažesnis už τ_n). Taigi, efektas toks, lyg skaitiklio neveikos trukmė kartais taptų mažesnė už tikrąją neveikos trukmę τ_n . Atsižvelgus į šį efektą, vietoj (3.7.2) gaunama tokia formulė³:

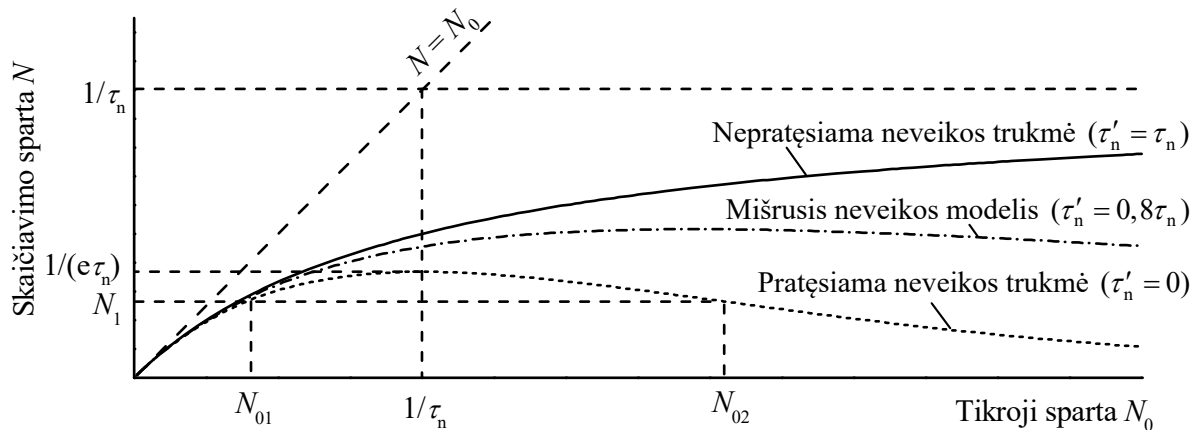
$$N = \frac{N_0}{1 + N_0 \tau_n} + \frac{1}{2T} \cdot \frac{(N_0 \tau_n)^2}{(1 + N_0 \tau_n)^2}; \quad (3.7.3)$$

čia T yra vieno matavimo trukmė. Akivaizdu, kad antrasis dėmuo šiame reiškinyje negali būti didesnis už $1/(2T)$. Vadinasi, jeigu vidutinis dalelių skaičius per vieną matavimą ($N_0 T$) yra daug didesnis už vienetą, o $N_0 \tau_n$ yra vienetų eilės arba mažesnis, tada (3.7.3) reiškinio antrojo dėmens galima nepaisyti ir (3.7.2) formulė lieka pakankamai tiksli, kad ją būtų galima taikyti praktikoje.

Esant pratęsimai neveikos trukmei, neveikos intervalai nėra vienodos trukmės, todėl (3.7.1) ir (3.7.2) formulės negalioja. Šiuo atveju sąveikos įvykis užregistruojamas tik tada, kai laikas tarp to įvykio ir ankstesnio sąveikos įvykio yra didesnis už τ_n (nepriklausomai nuo to, ar ankstesnis sąveikos įvykis buvo užregistruotas, ar ne). Vadinasi, tikimybė, kad sąveikos įvykis bus užregistruotas, yra lygi tikimybei, kad intervalas tarp dviejų sąveikos įvykių yra didesnis už τ_n . Šią tikimybę nusako [1] knygos G priedo (G.9.4) formulė:

$$P(t > \tau_n) = e^{-N_0 \tau_n}. \quad (3.7.4)$$

³ Pagal Cantor B. I., Teicht M. C. Dead-time-corrected photocounting distributions for laser radiation // *Journal of the Optical Society of America*, vol. 65, no. 7, 1975, p. 786–791.



9 pav. Skaiciavimo spartos kitimas kintant tikrajai spartai. Pavaizduotos kreivės atitinka tris neveikos trukmės modelius: nėra pratęsimo, yra pratęsimas ir mišrusis. τ_n yra neveikos trukmė. τ'_n yra neveikos intervalo pradinė dalis, kurios metu dalelės negali sukelti neveikos intervalo pratęsimo. Dalelės, kurios sąveikauja su detektoriaus darbine medžiaga per laiko tarpą nuo τ'_n iki τ_n , pratęsia neveikos intervalą

Norint gauti dalelių skaičiavimo spartą N , reikia tikrąją spartą N_0 padauginti iš užregistruotų sąveikos įvykių santykinės dalies, kurią nusako (3.7.4) reiškinys:

$$N = N_0 e^{-N_0 \tau_n}. \quad (3.7.5)$$

Jeigu žinomi N ir τ_n , tada (3.7.5) yra lygtis N_0 atžvilgiu. Šią lygtį galima išspręsti tik skaitmeniškai, nuosekliųjų artinių metodu. Taigi, esant pratęsimui neveikos trukmei, neįmanoma gauti paprastos formulės (panašios į (3.7.1)), kuri išreikštų N_0 , kai žinomi N ir τ_n . Didėjant N_0 , (3.7.5) reiškinys iš pradžių didėja, pasiekia maksimumą, o paskui pradeda mažėti (9 pav., brūkšninė kreivė). Maksimumas pasiekiamas, kai $N_0 = 1/\tau_n$, o didžiausioji skaičiavimo sparta lygi $(1/e) \cdot (1/\tau_n) \approx 0,368/\tau_n$. Kai $N_0 \gg 1/\tau_n$, neveikos intervalai yra daug kartų pratęsimi, todėl tik labai maža dalis sąveikos įvykių gali būti užregistruoti. Matome, kad pratęsimas neveikos trukmės atveju pagal išmatuotą skaičiavimo spartą N neįmanoma vienareikšmiškai pasakyti, kokia yra tikroji sparta N_0 , net jeigu yra žinoma neveikos trukmė τ_n (nes (3.7.5) lygtis turi du sprendinius). Pvz., kaip parodyta 9 pav., skaičiavimo spartos vertė N_1 gali reikšti, kad tikroji sparta yra lygi N_{01} arba N_{02} . Norint nustatyti, kuris iš dviejų sprendinių yra teisingas, reikia pakeisti tikrąją spartą žinoma kryptimi ir nustatyti, kuria kryptimi pasikeičia skaičiavimo sparta. Pvz., tikrąją spartą galima sumažinti padidinus atstumą tarp radioaktyviosios medžiagos ir detektoriaus. Jeigu tada skaičiavimo sparta padidėja, tai reiškia, kad tikroji sparta yra didesnė už $1/\tau_n$, t. y. teisingas sprendinys yra N_{02} .

Kaip matome 9 pav., esant pakankamai mažai tikrajai spartai N_0 (praktiškai – kai $N_0 \tau_n < 0,2$), abu ribinius neveikos modelius atitinkančios kreivės beveik sutampa. Todėl, kai $N_0 \tau_n < 0,2$, neveikos modelio pasirinkimas neturi didelės reikšmės, ir galima taikyti (3.7.1) formulę.

3.7.2. Neveikos trukmės matavimas

Norint pagal skaičiavimo spartą N nustatyti tikrąją spartą N_0 , reikia žinoti neveikos trukmę τ_n . Neveikos trukmės matavimo metodai remiasi tuo, kad sąryšis tarp N ir N_0 yra netiesinis. T. y., padidinus N_0 , skaičiavimo spartos N santykinis padidėjimas yra mažesnis už N_0 santykinį padidėjimą (žr. 9 pav.). Pagal šį skirtumą tarp N_0 ir N santykinų pokyčių galima apskaičiuoti τ_n .

Vienas iš dažnai taikomų neveikos trukmės matavimų metodų yra vadinamasis **dviejų šaltinių metodas**. Taikant šį metodą, matuojamos skaičiavimo spartos su kiekvienu šaltiniu atskirai ir su abiem šaltiniais kartu. Kadangi sąryšis tarp skaičiavimo spartos ir tikrosios spartos yra netiesinis, tai skaičiavimo sparta, kuri gauta su abiem šaltiniais kartu, bus mažesnė už sumą skaičiavimo spartų, kurios gautos su kiekvienu šaltiniu atskirai. Neveikos trukmė gali būti apskaičiuota pagal šį skirtumą. Be minėtų trijų skaičiavimo spartų, praktikoje visada reikia atsižvelgti ir į natūraliąją aplinkos spinduliuotę (**fona**). Taigi, taikant dviejų šaltinių metodą, matuojamos keturios skaičiavimo spartos: 1) skaičiavimo sparta N_f , kai detektorius veikia tik aplinkos natūralioji spinduliuotė (fonas), 2) skaičiavimo sparta N_1 , kai detektorius registruoja tik pirmojo šaltinio spinduliuotę ir foną, 3) skaičiavimo sparta N_{12} , kai detektorius vienu metu registruoja abiejų šaltinių ir fono spinduliuotę, 4) skaičiavimo sparta N_2 , kai detektorius registruoja tik antrojo šaltinio spinduliuotę ir foną.

Išreikšime neveikos trukmę τ_n dydžiais N_f , N_1 , N_2 ir N_{12} . Pagal (3.7.1) formulę

$$N_{0f} = \frac{N_f}{1 - N_f \tau_n}, \quad N_{01} = \frac{N_1}{1 - N_1 \tau_n}, \quad N_{02} = \frac{N_2}{1 - N_2 \tau_n}, \quad N_{012} = \frac{N_{12}}{1 - N_{12} \tau_n}; \quad (3.7.6)$$

čia N_0 , N_{01} , N_{02} ir N_{012} yra atitinkamos tikrosios spartos (t. y. skaičiavimo spartos, kurios būtų gautos, jeigu neveikos trukmė būtų lygi nuliui). Laikydami, kad $N_f \tau_n \ll 1$, $N_1 \tau_n \ll 1$, $N_2 \tau_n \ll 1$ ir $N_{12} \tau_n \ll 1$, ir naudodamiesi apytiksle tapatybe $1/(1-x) \approx 1+x$ (ji galioja, kai $x \ll 1$), vietoj (3.7.6) gauname:

$$N_{0f} \approx N_f(1 + N_f \tau_n), \quad N_{01} \approx N_1(1 + N_1 \tau_n), \quad N_{02} \approx N_2(1 + N_2 \tau_n), \quad N_{012} \approx N_{12}(1 + N_{12} \tau_n). \quad (3.7.7)$$

Kita vertus, galioja akivaizdi lygybė

$$N_{012} - N_{0f} = (N_{01} - N_{0f}) + (N_{02} - N_{0f}).$$

Šią lygybę galima užrašyti šitaip:

$$N_{012f} = N_{01f} + N_{02f} - N_{0f}. \quad (3.7.8)$$

Įrašę N_{0f} , N_{01} , N_{02} ir N_{012} išraiškas (3.7.7) į (3.7.8), išvedame lygtį τ_n atžvilgiu:

$$N_1(1 + N_1 \tau_n) + N_2(1 + N_2 \tau_n) - N_f(1 + N_f \tau_n) \approx N_{12}(1 + N_{12} \tau_n).$$

Šios lygties sprendinys yra

$$\tau_n \approx \frac{N_1 + N_2 - N_f - N_{12}}{N_{12}^2 - N_1^2 - N_2^2 + N_f^2}. \quad (3.7.9)$$

Neveikos trukmės išraiška (3.7.9) yra apytiksli, nes ji gauta pakeitus tiksliausias lygybes (3.7.6) apytikslėmis lygybėmis (3.7.7). Jeigu šio pakeitimo nebūtų, tada, įrašę (3.7.6) reiškinius į (3.7.8) ir bendravardiklinę, gautume ketvirtosios eilės algebrinę lygtį τ_n atžvilgiu. Šios lygties sprendinys yra

$$\tau_n = \frac{X(1 - \sqrt{1 - Z})}{Y}; \quad (3.7.10a)$$

čia

$$X = N_1 N_2 - N_f N_{12}, \quad (3.7.10b)$$

$$Y = N_1 N_2 (N_{12} + N_f) - N_f N_{12} (N_1 + N_2), \quad (3.7.10c)$$

$$Z = \frac{Y(N_1 + N_2 - N_{12} - N_f)}{X^2}. \quad (3.7.10d)$$

Kadangi šis metodas remiasi skirtumo tarp dviejų labai artimų skaičių (N_{12} ir $N_1 + N_2 - N_f$) matavimu, tai svarbu užtikrinti pakankamai didelį matavimų tikslumą. T. y. matavimai turi būti pakankamai ilgi. Be to, matuojant su kiekvienu šaltiniu atskirai, šaltinio padėtis atžvilgiu detektoriaus turi būti tiksliai tokia pat kaip ir matuojant su abiem šaltiniais vienu metu. Tai pasiekama šitaip: išmatavus skaičiavimo spartą su pirmuoju šaltiniu (N_1), šalia jo pastatomas antrasis šaltinis (neliečiant pirmojo šaltinio), išmatuojama pilnutinė skaičiavimo sparta N_{12} , o paskui pirmasis šaltinis pašalinamas (neliečiant antrojo šaltinio) ir išmatuojama N_2 .

4. Dujiniai detektoriai

4.1. Dujinių detektorių tipai

Pereinant elektringosioms dalelėms pro dujas, dėl dujų molekulių jonizavimo atsiranda laisvųjų elektronų ir jonų. Kad būtų trumpiau, jonizuotos molekulės (teigiamojo jono) ir iš jos išlaisvinto elektrono porą vadinsime **jonų pora** (nors laisvasis elektronas nėra jonas). Taigi, dujų molekulių jonizavimas pasireiškia tuo, kad dujose 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. Jonizuojančios spinduliuotės detektoriai, kurie veikia šio reiškinio pagrindu, yra vadinami **dujiniais jonizaciniais detektoriais** arba trumpiau **dujiniais detektoriais**.

Visi dujiniai detektoriai – tai kondensatoriai, kurių 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 galima **antrinė 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 pat lyg spinduliuotės jonizacinis poveikis būtų sustiprintas. Šis reiškinys vadinamas **dujiniu stiprinimu**. Dujiniai detektoriai, kuriuose panaudojamas dujinio stiprinimo reiškinys, beveik visada naudojami impulsinėje veikoje. Dėl dujinio stiprinimo reiškinio įtampos impulso amplitudė labai padidėja ir todėl tampa lengviau ją 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 **dujinio išlydžio skaitikliais** arba **Geigerio ir Miulerio skaitikliais**.

4.2. Dujų jonizavimas

4.2.1. Sukurtų jonų porų skaičius

Greitajai elektringajai dalelei judant dujose, išilgai krintančiosios dalelės 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 pro 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:

$$W \equiv \frac{E_0}{\bar{N}}; \quad (4.2.1)$$

čia E_0 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, prarasdama tiksliai apibrėžtą energijos kiekį E_0 (net ir tuo atveju, kai dalelės energijos nuostoliai medžiagoje yra tiksliai apibrėžti, sukurtų jonų porų skaičius nėra tiksliai apibrėžtas, o yra statistiškai pasiskirstęs apie vidurkį $\bar{N}$). Mažiausioji energija, kurią dalelė turi perduoti dujoms, kad būtų galimas dujų molekulės jonizavimas, yra lygi molekulės **jonizacijos energijai**, t. y. silpniausiai su molekulės kamieniu susijusių elektronų (valentinių elektronų) ryšio energijai. Daugumos 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 sužadinimo į aukštesnius energijos lygmenis). Todėl **vidutinis** dalelės energijos sumažėjimas W , kuris atitinka vieną sukurtą jonų porą, visada

yra didesnis už mažiausią ryšio energiją. Tikslioji W vertė priklauso nuo dujų rūšies, dalelių prigimties ir energijos. Tačiau empiriniai duomenys rodo, kad nė vienas iš šių veiksnių neturi stiprios įtakos W vertei. Kaip parodyta 3 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_0 , tada, žinant W vertę, dalelės energiją galima nustatyti išmatavus sukurtų jonų porų skaičiaus vidurkį $\bar{N}$:

$$E_0 = \bar{N}W. \quad (4.2.2)$$

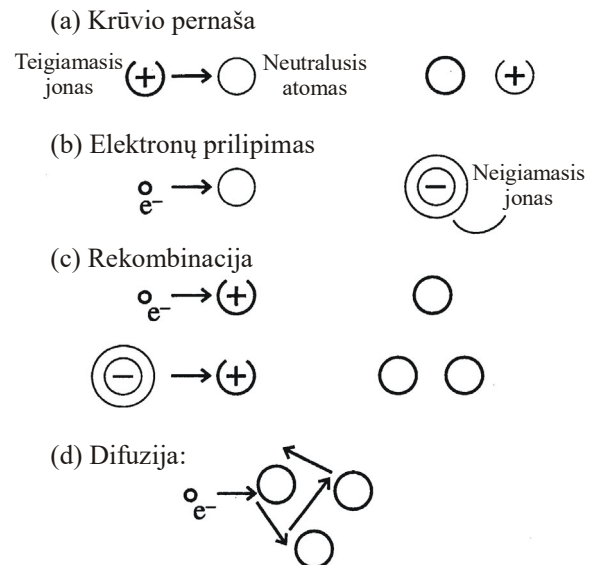
3 lentelė. Vidutinis dalelės energijos sumažėjimas vienai jonų porai dujose (iš [3])

Dujos	Jonizacijos energija E_{jon} , eV	W , eV	
		Elektronai	α dalelės
Ar	15,7	26,4	26,3
He	24,5	41,3	42,7
H ₂	15,6	36,5	36,4
N ₂	15,5	34,8	36,4
Oras		33,8	35,1
O ₂	12,5	30,8	32,2
CH ₄	14,5	27,3	29,1

4.2.2. Neutralių molekulių, jonų ir elektronų sąveika silpnuose laukuose

Idealiu atveju, kai visi atsiradę laisvieji krūvininkai (elektronai ir jonai) pasiekia kameros elektrodus, matuojamoji vidutinė elektros srovė yra lygi per laiko vienetą sukurtų jonų porų skaičiaus ir elementariojo krūvio e sandaugai. Tačiau laisvieji elektronai, jonai ir neutraliosios dujų molekulės nuolat chaotiškai juda (šiluminis judėjimas) ir sąveikauja (susiduria) tarpusavyje. Kai kurie vyksmai, kuriuos sukelia ši sąveika, gali sumažinti elektros srovę, palyginti su minėtuju idealiu atveju. Svarbiausi iš šių vyksmų yra parodyti 10 pav.

Krūvio pernaša yra galima, kai teigiamasis jonas suartėja su neutraliaja dujų molekule. Krūvio pernašos metu elektronas pereina iš neutraliosios molekulės į joną (žr. 10a pav.). Šitaip jonas ir molekulė „susikeičia vaidmenimis“: jonas virsta neutraliaja molekule, o molekulė – teigiamuoju jonu. Tokia krūvio pernaša yra ypač žymi dujų mišiniuose, kuriuos sudaro kelių rūšių molekulės. Susidarius teigiamiesiems jonams tokiam mišinyje, teigiamasis krūvis pereis į dujas, kurių jonizacijos energija yra mažiausia. Taip yra todėl, kad energija, kuri išsiskiria, kai elektronas pereina iš I rūšies dujų neutraliosios molekulės į II rūšies dujų teigiamąjį joną, yra lygi II ir I rūšies dujų molekulių jonizacijos energijų skirtumui⁴. Savaime gali vykti tik tokie vyksmai, kurie mažina pagrindinės būsenos energiją, t. y. kurių metu išsiskiria teigiamoji energija (tokie vyksmai vadinami „energiškai naudingais“). Vadinasi, jeigu I rūšies molekulės jonizacijos energija yra mažesnė, tada, suartėjus I rūšies neutraliajai molekulei ir II rūšies teigiamajam jonui, elektronui bus „energiškai naudinga“ pereiti į II rūšies teigiamąjį



10 pav. Krūvininkų sąveikos vyksmai, kurie gali turėti įtakos dujinių detektorių veikimui. (a) – (c) atvejais kairėje parodytos pirminės dalelės, o dešinėje – jų sąveikos rezultatas

⁴ Energija, kuri išsiskiria (pvz., fotono pavidalu), kai II rūšies dujų teigiamasis jonas prisijungia elektroną, yra lygi darbui, kurį reikia atlikti pašalinant elektroną iš II rūšies neutraliosios molekulės (t. y. II rūšies molekulės jonizacijos energijai). Krūvio pernašos metu išsiskyrusi energija yra lygi šios energijos ir darbo, kurį reikia atlikti pašalinant elektroną iš I rūšies dujų neutraliosios molekulės (t. y. I rūšies molekulės jonizacijos energijos), skirtumui.

joną (kitais sakant, teigiamasis krūvis pereis iš II rūšies molekulės į I rūšies molekulę).

Laisvieji elektronai šiluminio judėjimo metu taip pat daug kartų susiduria su jonais ir neutraliosiomis molekulėmis. Kai kurių rūšių dujose laisvajam elektronui gali būti „energiškai naudinga“ prisijungti prie neutraliosios molekulės susidarant neigiamajam jonui (žr. 10b pav.). Toks vyksmas vadinamas **elektronų prilipimu**. Elektronų prilipimas yra galimas tada, kai neigiamojo jono pagrindinės būsenos energija yra mažesnė už atitinkamos neutraliosios molekulės pagrindinės būsenos energiją. Kitaip sakant, toks vyksmas yra energiška naudingas tada, kai papildomo elektrono ryšio energija yra teigiama. Šitaip susidaręs neigiamasis jonas yra daugeliu atžvilgių panašus į tos pačios rūšies teigiamąjį joną (pvz., abiejų rūšių jonų masės ir judriai yra beveik vienodi), tačiau jų krūviai ir dreifo kryptys išoriniame lauke yra priešingi. Tokių dujų pavyzdys yra deguonis (O_2). Todėl ore atsiradę laisvieji elektronai yra sparčiai „paverčiami“ neigiamaisiais jonais. Tuo tarpu azoto (N_2), vandenilio (H_2) ir inertinių dujų – helio (He), argono (Ar), neono (Ne) – neigiamųjų jonų susidarymo tikimybė yra labai maža, todėl laisvieji elektronai, judėdami šiose dujose, normaliomis sąlygomis lieka laisvi. Neigiamųjų jonų susidarymo tikimybė priklauso ne vien nuo dujų prigimties, bet ir nuo elektrono judėjimo greičio. Ši tikimybė apibūdinama vadinamuoju **prilipimo faktoriumi h** , kuris apibrėžiamas kaip neigiamojo jono susidarymo skerspjūvio ir elektrono sąveikos su duotosios rūšies molekule pilnutinio skerspjūvio santykis. Deguonies ir vandens garų prilipimo faktoriaus vertės, kai yra kelios elektrinio lauko stiprio E ir slėgio p santykio vertės, yra pateiktos 4 lentelėje.

4 lentelė. Deguonies ir vandens garų prilipimo faktoriaus h vertės (iš [4])

$E/p, V/(m \cdot Pa)$	19	75	900	1500	2400
Deguonies (O_2) h	$10,4 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}
Vandens garų (H_2O) h	–	–	$0,6 \cdot 10^{-5}$	$30 \cdot 10^{-5}$	$50 \cdot 10^{-5}$

Susiduriant elektronui ir teigiamajam jonui, yra galima **elektroninė rekombinacija**, kurios metu teigiamasis jonas pagauna elektroną ir virsta neutraliąja molekule (žr. 10c pav.). Susiduriant neigiamajam jonui ir teigiamajam jonui, galima **joninė rekombinacija**, kurios metu neigiamasis jonas atiduoda perteklinį elektroną teigiamajam jonui ir šitaip abu jonai yra neutralizuojami (žr. 10c pav.). Rekombinacija sumažina pilnutinį laisvųjų krūvininkų skaičių dujų tūryje.

Ketvirtasis vyksmas, kuris turi įtakos elektros srovei, – tai krūvininkų **difuzija**. Difuzijos esmė yra ta, kad, esant laisvųjų krūvininkų koncentracijos gradientui, laisvieji krūvininkai dėl betvarkio šiluminio judėjimo persiskirsto erdvėje taip, kad tas gradientas sumažėtų. Kitaip sakant, kai kurios nors rūšies krūvininkų pasiskirstymas dujų tūryje nėra tolygus, tada egzistuoja tos rūšies krūvininkų srautas koncentracijos mažėjimo kryptimi. Tai reiškia, kad egzistuoja difuzinė elektros srovė. Šios srovės kryptis gali būti priešinga pilnutinės srovės kryptčiai, t. y. difuzija gali mažinti pilnutinę elektros srovę.

Rekombinacija ir difuzija yra svarbiausi iš keturių anksčiau minėtų sąveikos vyksmų, nes rekombinacija ir difuzija keičia krūvininkų skaičių duotojoje erdvės srityje, o kiti du vyksmai (krūvio pernaša ir elektronų prilipimas) keičia tik krūvininkų fizikinį pavidalą, bet ne jų krūvį ir skaičių.

4.3. Proporcingieji skaitikliai. Dujinis stiprinimas

Proporcingieji skaitikliai yra viena iš dujinių jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių rūšių. Kaip ir Geigerio ir Miulerio skaitikliai (kurie bus aptariami 4.4–4.9 poskyriuose), 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 krantančiosios 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.

4.3.1. Elektronų griūtis. Dujinio stiprinimo sąvoka

Elektronams ir jonams dreifuojant link atitinkamų elektrodų, jie daug kartų susiduria su neutraliomis dujų molekulėmis. Esant elektriniam laukui, elektronų betvarkio judėjimo vidutinė energija yra daug didesnė negu jonų. Pagal (16.3.19) 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**. Šitaip 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 E ir slėgio p santykio E/p „slenkstinė“ vertė $(E/p)_{\text{jon}}$, 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 V/m eilės „slenkstinį“ lauko stiprį E_{jon} .

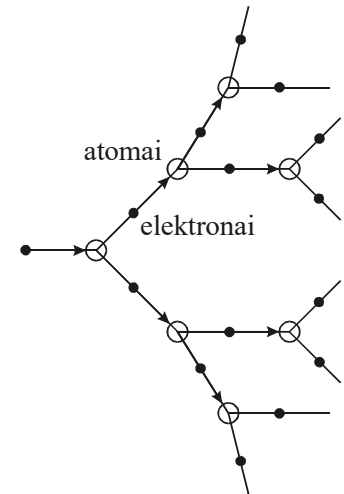
Elektronai, kurie buvo išlaisvinti iš atomų dėl antrinės jonizacijos (juos vadinsime „antriniais elektronais“), taip pat yra greitinami elektrinio lauko. Todėl, susidurdami su neutraliomis dujų molekulėmis, jie taip pat gali jas jonizuoti. Taigi, yra galimas griūtinis vyksmas: kiekvienas elektronas, kuris buvo išlaisvintas tokio susidūrimo metu, pats gali išlaisvinti elektroną tokiu pačiu būdu (žr. 11 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**:

$$dP \equiv \frac{dN}{N} = \Sigma_{\text{jon}} dx; \quad (4.3.1)$$

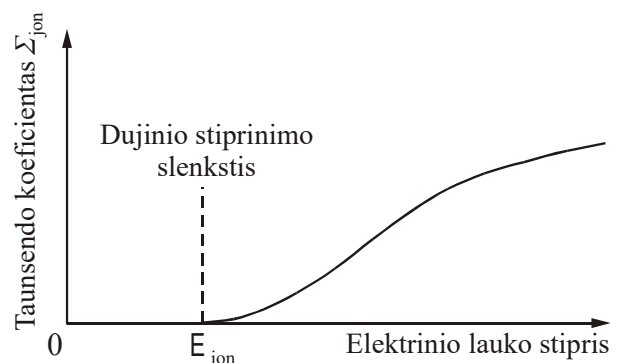
čia Σ_{jon} yra antrinės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis, kuris yra atvirkštinis vidutiniam elektrono keliui tarp dviejų antrinės jonizacijos įvykių. Antrinės jonizacijos makroskopinis skerspjūvis kitaip yra vadinamas **pirmuoju Taunsendo koeficientu**. Jis yra lygus nuliui, kai elektrinis laukas yra mažesnis už slenkstinį lauką E_{jon} , ir didėja stiprėjant laukui (žr. 12 pav.). Jeigu elektrinis laukas yra vienalytis (kaip plokščiajame kondensatoriuje), tada Σ_{jon} yra konstanta, o Taunsendo lygties (4.3.1) sprendinys yra eksponentinė koordinatės funkcija:

$$N(x) = N(0)e^{\Sigma_{\text{jon}} x} = N(0)e^{x/l_{\text{jon}}}; \quad (4.3.2)$$

čia l_{jon} yra vidutinis elektrono kelias tarp dviejų antrinės jonizacijos įvykių (žr. (11.2.8) formulę). Dauguma proporcingųjų skaitiklių yra cilindriniai. Cilindriniam detektoriuje elektrinis laukas yra nevienalytis jis stiprėja elektronų judėjimo kryptimi. Kadangi Σ_{jon} didėja stiprėjant laukui, tai cilindriniam skaitiklyje Σ_{jon} (ir l_{jon}) priklauso nuo koordinatės. Tai pasireiškia dar greitesniu elektronų skaičiaus N didėjimu didėjant nueitam keliui negu tas, kurį numato (4.3.2) 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 „porcinguoju“), 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



11 pav. Elektronų griūtis



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

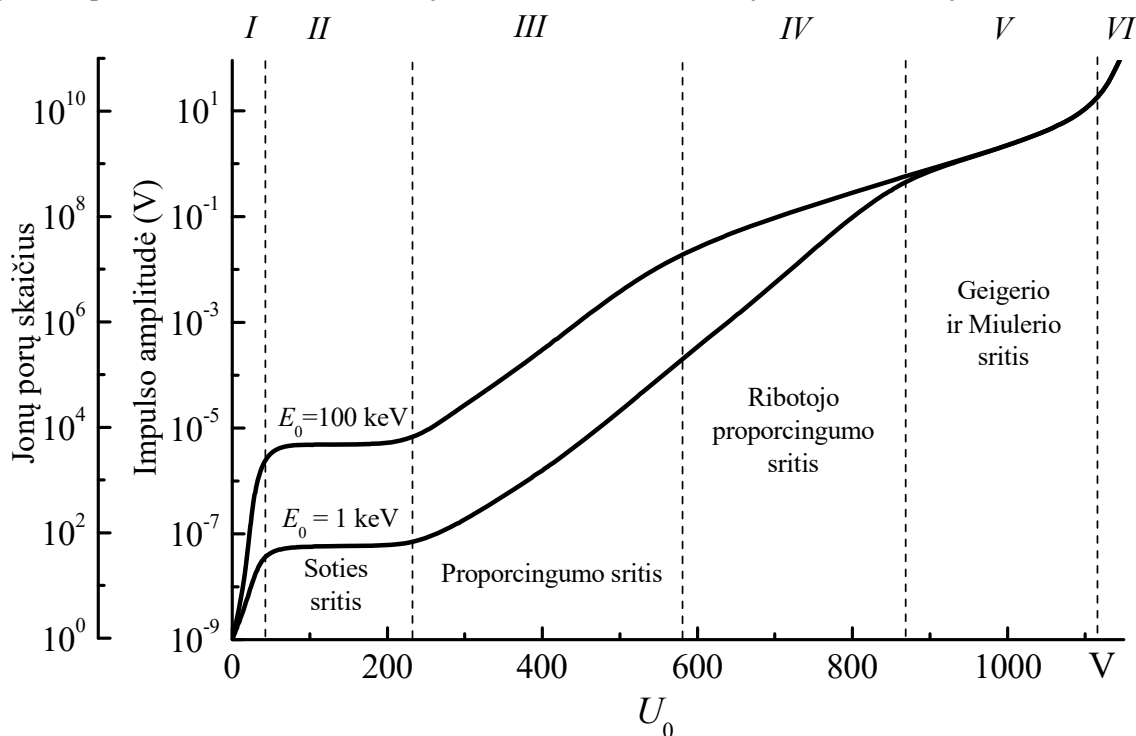
amplitudė, todėl tampa paprasčiau ją matuoti ir gerėja impulso amplitudžių matavimo tikslumas. Elektronų griūtis metu būna daug didelės energijos elektronų ir dujų molekulių susidūrimų, dėl kurių molekulės gali būti sužadintos į įvairius energijos lygmenis. Todėl proporcingųjų skaitiklių parametrai labiau priklauso nuo dujų sudėties negu jonizacijos kamerų parametrai.

4.3.2. 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 13 pav. I srityje, kai įtampa U_0 yra ypač maža, elektrinis laukas yra nepakankamai stiprus, kad sutrukdėtų pirminių jonų porų rekombinacijai, todėl surinktas krūvis yra mažesnis už pirminių jonų porų krūvį. Kylant 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. Šis proporcingumas pasireiškia tuo, kad logaritminiame mastelyje voltamperinės charakteristikos, kurios atitinka skirtingą pirminių jonų porų skaičių, yra lygiagrečios tarpusavyje (žr. 13 pav.). Tai yra III sritis – *proporcingumo sritis*, kuri atitinka normalią proporcingųjų skaitiklių veiką. Proporcingumo srityje, kaip ir soties srityje, impulso amplitudė 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 pasie-



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

kusių 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. 13 pav.). Tai yra IV įtampų intervalas – **ribotojo proporcingumo sritis**.

Esant pakankamai aukštai įtampai tarp anodo ir katodo, minėtas teigiamųjų jonų erdvinis krūvis gali tapti vieninteliu veiksnium, 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 griūtės 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. 13 pav.). Tai yra V įtampų intervalas – **Geigerio ir Miulerio sritis**. Šioje srityje veikia Geigerio ir Miulerio skaitikliai, kurie bus aptariami 4.4–4.9 poskyriuose.

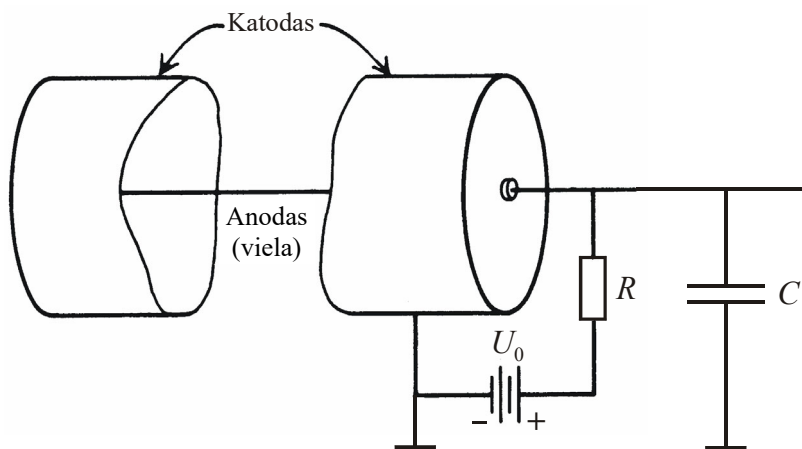
Dar labiau padidinus įtampą U_0 , skaitiklio tūryje prasideda nuolatinis išlydis (13 pav. – VI sritis). Šis įtampų intervalas nėra tinkamas dalelių detektavimui.

4.3.3. Detektoriaus geometrijos pasirinkimas. Elektrinio lauko pasiskirstymas

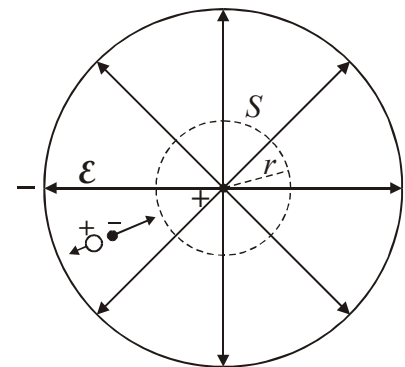
Apskaičiuosime elektrinio lauko stiprį E , kuris reikalingas antrinei jonizacijai. Šiame lauke elektroną veikia jėga eE . Kai elektrono kelias tos jėgos veikimo kryptimi yra x , tos jėgos atliktas darbas yra xeE . Šis darbas – tai elektrono kinetinė energija, kurią jis įgijo nuėjęs atstumą x . Elektronas daugiausia energijos praranda netampriųjų susidūrimų metu. Apytiksliai skaičiuojant, galima remtis prielaida, kad tampriųjų susidūrimų metu elektronas iš viso nepraranda energijos, o kiekvieno netampriojo susidūrimo metu elektronas atiduoda dujų molekulei visą savo energiją. Tada elektrono vidutinė energija – tai vidutinis darbas, kurį atlieka elektrinis laukas greitindamas elektroną tarp dviejų netampriųjų susidūrimų. Tarkime, vidutinis kelias, kurį elektronas nueina tarp dviejų netampriųjų susidūrimų, yra $l = 10^{-5}$ m (tipiška vertė). Tipiška dujų molekulės jonizacijos energija yra $E_{\text{jon}} \approx 15$ eV (žr. 3 lentelę 4.2.1 poskyryje). Tada elektrinio lauko stipris, kuris reikalingas, kad būtų galima antrinė jonizacija, yra lygus $E = E_{\text{jon}}/el = 1,5 \cdot 10^6$ V/m. Plokščiajame skaitiklyje, kuriame atstumas tarp elektrodų lygus 1 cm, $1,5 \cdot 10^6$ V/m stiprio elektrinis laukas atitiktų 15 kV įtampą. Tokią aukštą darbo įtampą plokščiajame dujiniame detektoriuje praktiškai neįmanoma pasiekti. Tačiau cilindriniam skaitiklyje, kuriame katodas yra cilindro formos, o anodas yra plona viela cilindro ašyje (žr. 14 pav.), tokį elektrinio lauko stiprį (bent mažoje detektoriaus tūrio dalyje) galima gauti, kai yra daug mažesnė įtampa. Šiomis sąlygomis elektrinis laukas skaitiklio viduje priklauso nuo atstumo iki anodo. Išvesime lauko stiprio priklausomybę nuo atstumo iki anodo cilindriniam detektoriuje.

Gauso teorema teigia, kad elektrinio lauko srautas pro uždara paviršių yra lygus elektros krūvio, kuris yra to paviršiaus viduje, ir elektrinės konstantos $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m santykiui:

$$\oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{Q}{\epsilon_0}; \quad (4.3.3)$$



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



15 pav. Cilindrinio dujinio skaitiklio skerspjūvis ir elektrinio lauko linijos

čia $\mathcal{E}$ yra elektrinio lauko stiprio vektorius ant integravimo paviršiaus, $d\mathcal{S}$ yra to paviršiaus ploto elemento vektorius (jo modulis lygus ploto elementui dS , o kryptis sutampa su paviršiaus normalės kryptimi), o $\mathcal{E} \cdot d\mathcal{S} = E dS \cos(\mathcal{E}, d\mathcal{S})$ yra vektorių $\mathcal{E}$ ir $d\mathcal{S}$ skaliarinė sandauga ($E \equiv |\mathcal{E}|$). Šiuo atveju integravimo paviršių patogiau pasirinkti taip, kad jis būtų cilindro formos ir kad jo simetrijos ašis sutaptų su skaitiklio anodu. Tada elektrinio lauko stipris ant to paviršiaus yra pastovus, o elektrinio lauko kryptis visuose paviršiaus taškuose yra statmena tam paviršiui, t. y. sutampa su normalės kryptimi (žr. 15 pav.). Todėl (4.3.3) lygybės kairiojoje pusėje esantis integralas yra lygus elektrinio lauko stiprio E ir integravimo paviršiaus ploto S sandaugai. Cilindro paviršiaus plotas yra lygus $S = 2\pi rh$; čia r yra cilindro spindulys, o h – cilindro ilgis (t. y. skaitiklio ilgis). Todėl (4.3.3) sąryšį galima užrašyti šitaip:

$$E(r) = \frac{Q}{\varepsilon_0 S} = \frac{Q}{2\pi\varepsilon_0 rh} = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0 r}; \quad (4.3.4)$$

čia $q = Q/h$ yra krūvio ilginis tankis (t. y. skaitiklio ilgio vienetą atitinkantis krūvis). Krūvį q galima išskaidyti į dvi dalis – anodo krūvis ir erdvinis krūvis (pastarojo krūvio šaltiniai yra dujų jonai ir laisvieji elektronai). Erdvinis krūvis egzistuoja tik nedaug laiko po kiekvienos dalelės detektavimo. Didžiąją laiko dalį skaitiklio tūryje nėra erdvinio elektros krūvio, t. y. nesukompensuoti krūviai egzistuoja tik anodo ir katodo paviršiuje. Tada (4.3.4) formulėje dydis Q yra anodo krūvis, o q yra anodo krūvio ilginis tankis.

Taigi, elektrinio lauko stipris Geigerio ir Miulerio skaitiklyje yra atvirkščiai proporcingas atstumui iki anodo r (žr. (4.3.4) formulę). Elektrinio potencialo φ priklausomybė nuo r gaunama, pasinaudojus tuo, kad elektrinio lauko stipris yra priešingas potencialo gradientui, t. y.

$$E = -\frac{d\varphi}{dr}. \quad (4.3.5)$$

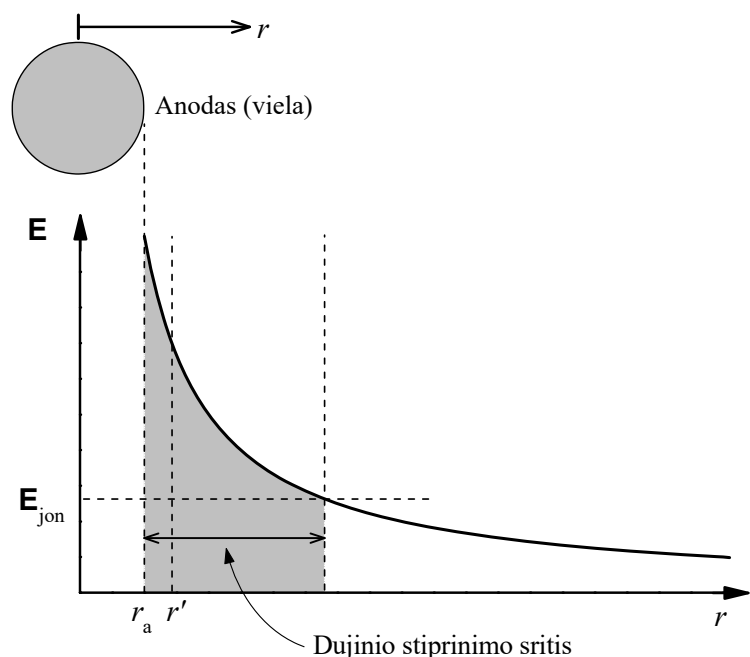
Vadinasi, potencialas lygus elektrinio lauko stiprio integralui su minuso ženklu. Integruoti reikia nuo nulinio potencialo taško iki duotojo taško r . Kadangi katodas yra sujungtas su korpusu, katodo potencialas lygus nuliui. Taigi, integralo apatinis rėžis yra katodo spindulys r_k :

$$\varphi(r) = -\int_{r_k}^r E dr = \int_r^{r_k} E dr = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0} \int_r^{r_k} \frac{dr}{r} = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{r_k}{r}. \quad (4.3.6)$$

Įtampa tarp anodo ir katodo U_0 – tai anodo potencialas:

$$U_0 = \varphi(r_a) = \frac{q}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{r_k}{r_a}; \quad (4.3.7)$$

čia r_a yra anodo spindulys. Iš (4.3.4) ir (4.3.7) išplaukia elektrinio lauko stiprio E , įtampos U_0 ir atstumo r sąryšis:



16 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)

$$E = \frac{U_0}{r \ln \frac{r_k}{r_a}}. \quad (4.3.8)$$

Matome, kad cilindriniam skaitiklyje lauko stipris sparčiai didėja artėjant link skaitiklio centro. Todėl, net esant tik kelių šimtų voltų eilės įtampai U_0 , arti anodo galima gauti 10^6 V/m eilės elektrinio lauko stiprį.

Elektrinio lauko stipris, kurio užtenka, kad būtų galima griūtinė jonizacija, egzistuoja tik kelių dešimtųjų milimetro dalių atstumu nuo anodo (žr. 16 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.

4.4. Geigerio ir Miulerio skaitikliai. Geigerio išlydis

Geigerio ir Miulerio skaitiklis yra vienas iš seniausių jonizuojančiosios spinduliuotės detektorių tipų. Jį 1928 m. sukūrė vokiečių fizikai Hansas Geigeris (*Geiger*) ir Valteris Miuleris (*Müller*). Dėl jų paprastumo ir mažos kainos Geigerio ir Miulerio skaitikliai iki šiol yra plačiai naudojami.

Kaip ir proporcingieji skaitikliai, Geigerio ir Miulerio skaitikliai dažniausiai būna cilindriniai, o jų veikimo principas taip pat remiasi dujinio stiprinimo reiškiniu. Proporcingajame skaitiklyje kiekvienas pirminis elektronas sukelia vieną elektronų griūtį, kuri yra nepriklausoma nuo griūčių, kurias sukūrė kiti elektronai. Kadangi visos elektronų griūtys yra beveik vienodos, pilnutinis surinktas krūvis lieka proporcingas pirminių elektronų skaičiui. Tačiau Geigerio ir Miulerio skaitiklyje elektrinis laukas būna daug stipresnis negu proporcingajame skaitiklyje. Todėl elektronų griūtys taip pat yra didesnės. Tam tikromis sąlygomis viena griūtis gali sukelti kitą griūtį, kuri yra palyginti toli nuo pirmosios. Esant kritiniam elektrinio lauko stipriui, kiekviena griūtis sukelia vidutiniškai dar vieną griūtį, todėl įvyksta grandininė reakcija, kurios metu griūtys išplinta išilgai anodo vielos. Tai yra vadinamasis **Geigerio išlydis**. Griūčių skaičiaus didėjimą Geigerio išlydžio metu apriboja teigiamųjų jonų erdvinis krūvis, kuris iš dalies ekranuoja katodą ir šitaip susilpnina elektrinį lauką prie anodo vielos. Todėl tam tikru momentu minėtoji grandininė reakcija baigiasi. Galutinis griūčių skaičius nepriklauso nuo pirminių jonų porų skaičiaus. Todėl visų Geigerio ir Miulerio impulsų amplitudės yra apytiksliai vienodos nepriklausomai nuo juos sukėlusios dalelės energijos nuostolių dujose. Vadinasi, Geigerio ir Miulerio skaitikliai tinkami tik dalelių skaičiavimui. Jie netinka radiacinei spektroskopijai, nes juose prarandama visa informacija apie dalelės energijos nuostolius dujose.

Tipiškas krūvis, kuris surenkamas Geigerio ir Miulerio skaitiklyje vieno impulso metu, yra palyginti didelis: jis atitinka 10^9 – 10^{10} jonų porų, kurios susidaro Geigerio išlydžio metu. Todėl išėjimo impulso amplitudė taip pat yra didelė (keli voltai). Dėl šios priežasties Geigerio ir Miulerio skaitiklio impulsų registravimas yra palyginti paprastas; dažnai nereikia papildomo stiprinimo.

Vienas iš Geigerio ir Miulerio skaitiklių trūkumų yra jų didelė neveikos trukmė, kuri daug kartų viršija kitų įprastinių detektorių neveikos trukmę. Todėl Geigerio ir Miulerio detektoriai tinkami tik esant palyginti mažoms skaičiavimo spartoms, o kai skaičiavimo sparta pasiekia kelis šimtus impulsų per sekundę, reikia ją pataisyti atsižvelgiant į neveikos trukmę.

Proporcingojo skaitiklio dujinio stiprinimo koeficientas didėja didėjant skaitiklio įtampai U_0 . Proporcingajame skaitiklyje praktiškai visi antriniai elektronai yra išlaisvinami iš dujų molekulių, kai su jomis sąveikauja elektrinio lauko įgreitintieji laisvieji elektronai. Tačiau, didėjant dujinio stiprinimo koeficientui, vis didesnę reikšmę įgauna kiti laisvųjų elektronų atsiradimo mechanizmai – išorinis fotoefektas ir fotojonizacija, kurie aprašyti toliau.

Elektronų griūties metu elektronai sąveikaudami su neutraliomis dujų molekulėmis ne tik jas jonizuoja, bet ir sužadina. Kiekviena sužadintoji molekulė pereina į pagrindinę būseną išspinduliuodama fotoną (tipiškas laikas, per kurį įvyksta šis kvantinis šuolis, yra 10^{-9} – 10^{-8} s). Šių šuolių metu atsiradusių fotonų energija priklauso ultravioletinės šviesos diapazonui (keli elektronvoltai). Šie fotonai yra pagrindinis veiksnys, kuris sukelia Geigerio išlydį. Fotonų laisvasis kelias dujose (t. y. vidutinis kelias, kurį nueina fotonas nuo jo išspinduliavimo taško iki susidūrimo su kita dujų molekule) yra daug didesnis už elektrono laisvąjį kelią ir gali siekti kelis centimetrus. Todėl egzistuoja didelė tikimybė, kad fotonas pasieks skaitiklio katodą ir išmuš iš jo elektroną. Toks reiškinys, kai fotonas išmuša elektroną iš metalo, yra vadinamas **išoriniu fotoefektu**. Kad būtų galimas išorinis fotoefektas, reikia, kad fotono energija $h\nu$ būtų

didesnė už elektrono išlaisvinimo darbą A . Daugumos metalų $A = (4-5)$ eV. Be to, jeigu fotono energija yra didesnė už dujų jonizacijos energiją, jis gali jonizuoti kitą dujų molekulę. Tokia fotono sąveika su dujų molekule, per kurią molekulė yra jonizuojama atsirandant laisvajam elektronui, yra vadinama **vidiniu fotoefektu**, arba **fotojonizacija** (kad būtų trumpiau, toliau išorinis fotoefektas bus vadinamas tiesiog „fotoefektu“, o vidinis fotoefektas – „fotojonizacija“). Dėl fotoefekto ir fotojonizacijos atsiradę laisvieji elektronai vadinami **fotoelektronais**. Aišku, kad fotoelektronai taip pat gali jonizuoti dujų molekules ir tapti naujų elektronų griūčių pradininkais. Šias griūtis vadinsime „antrinėmis“ griūtėmis. Antrinių griūčių atsiradimo mechanizmą iliustruoja 17 pav. Taigi, fotoelektronų atsiradimas padidina skaitiklio išėjimo impulso amplitudę. Išsiaiškinsime, kaip dujinio stiprinimo koeficientas priklauso nuo fotoelektronų atsiradimo tikimybės.

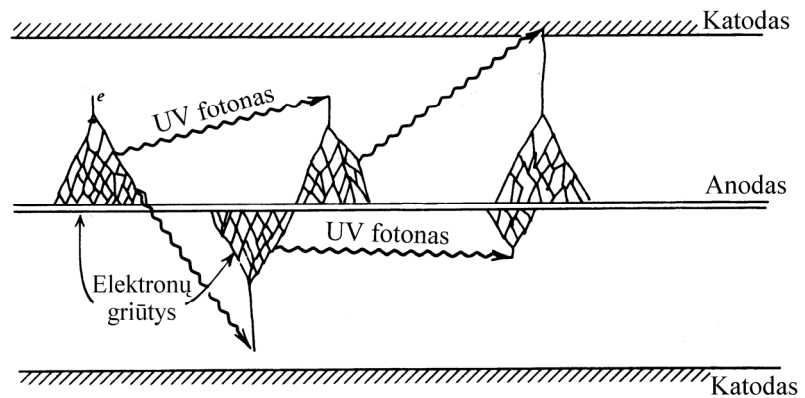
Tarkime, K yra dujinio stiprinimo koeficientas, kai nėra fotoelektronų. K nusako pilnutinį elektronų skaičių griūtyje, kurią sukūrė vienas pirminis elektronas. Tarkime, kad kiekvienas iš šių K elektronų, sužadindamas dujų molekules savo kelyje iki anodo, sukuria vidutiniškai γ fotoelektronų. Kiekvienas iš šių fotoelektronų tampa antrinės griūties pradininku. Taigi, pirminė elektronų griūtis sukelia $K\gamma$ antrinių griūčių. Kadangi kiekvienoje antrinėje griūtyje elektronų skaičius yra K , tai pilnutinis elektronų skaičius tampa lygus $K + K^2\gamma$. Tačiau kiekvienai antrinei griūčiai galioja tie patys samprotavimai kaip ir pirminei, t. y. pilnutinį elektronų skaičių reikia dar kartą pataisyti: $K + K\gamma(K + K^2\gamma) = K + K^2\gamma + K^3\gamma^2$. Vadinas, dujinio stiprinimo koeficientas išsireiškia begaline eilute

$$K_f = K + K^2\gamma + K^3\gamma^2 + \dots = \frac{K}{1 - K\gamma}; \quad (4.4.1)$$

čia K_f yra dujinio stiprinimo koeficientas, atsižvelgus į fotoelektronus. (4.4.1) lygybė gauta remiantis geometrinės progresijos sumos formule. Iš (4.4.1) išplaukia, kad K_f gali daug kartų viršyti K , priklausomai nuo γ vertės. Proporcinguosiuose skaitikliuose $K\gamma \ll 1$, todėl pagal (4.4.1) proporcinguosiuose skaitikliuose fotoelektronai neturi didelės įtakos dujiniam stiprinimui ($K_f \approx K$).

Didėjant įtampai tarp elektrodų, K ir γ didėja. Didėjant sandaugai $K\gamma$, dujinio stiprinimo koeficientas K_f didėja greičiau negu tuo atveju, kai fotoelektronai neatsiranda (žr. (4.4.1)). Kai $K\gamma = 1$, K_f tampa be galo didelis. Praktikoje tai pasireiškia greitai griūčių išplitimu išilgai viso anodo. Tai yra **Geigerio išlydis**. Griūtys plinta erdvėje tol, kol užpildo visą tūrį, kuriame elektrinis laukas yra pakankamai stiprus, kad būtų galima antrinė jonizacija. Kiekvienoje griūtyje didžioji dalis jonų porų susidaro kelių mikronų atstumu nuo anodo vielos paviršiaus. Taigi, galima teigti, kad Geigerio išlydžio metu elektronų griūtys užpildo tik kelių mikrono storio cilindrinį sluoksnį, kuris gaubia visą anodo vielą ir yra prie pat jos paviršiaus. Griūčių plitimo trukmė yra $(2-4) \cdot 10^{-4}$ m/s (pagal [3]). Todėl tipiskų matmenų Geigerio ir Miulerio skaitiklyje visi laisvieji krūvininkai yra sukuriami per kelias mikrosekundes nuo pirminių jonų porų susidarymo momento.

Žinoma, tikroji dujinio stiprinimo koeficiento vertė negali būti be galo didelė. Didėjant dujinio stiprinimo koeficientui, pradeda pasireikšti dar vienas veiksnys, kuris lėtina tolesnį to koeficiento didėjimą. Kai dujinio stiprinimo koeficientas yra labai didelis, elektrinio lauko stiprio išraiška (4.3.8) nustoja galioti. Taip yra dėl to, kad, esant didelei teigiamųjų jonų koncentracijai, svarbų vaidmenį pradeda vaidinti teigiamųjų jonų erdvinis krūvis. Mat elektronai, pasiekę anodą, palieka už savęs teigiamuosius jonus, kurie dėl savo mažo judrio per tą patį laiką beveik nepasislenka iš vietos. Vadinas, anodo vielą gaubia teigiamojo krūvio „debesis“, kuris iš dalies ekranuoja neigiamąjį išorinio elektrodo (katodo) krūvį. Todėl arti anodo vielos elektrinio lauko stipris sumažėja. Taigi, sumažėja ir dujinio stiprinimo koeficientas. Šis sumažėjimas yra tuo didesnis, kuo daugiau jonų susidarė aplink anodą. Galų gale dujinio stiprinimo koeficientas tampa nepakankamas tolesniam išlydžiui palaikyti, todėl išlydis nutrūksta, jonų debesys



17 pav. Antrinių griūčių atsiradimo mechanizmas vykstant Geigerio išlydžiui. Vingiuotomis rodyklėmis pavaizduoti ultravioletinės šviesos fotonai (iš [3])

pradeda sklaidytis, elektrinio lauko stipris ir dujinio stiprinimo koeficientas vėl pradeda didėti. Jeigu nebus imtasi specialių priemonių išlydžiui gesinti, tada Geigerio išlydis gali atsinaujinti (net ir be išorinės jonizuojančiosios spinduliuotės). Šitaip atsiranda „antrinis“ Geigerio išlydis, kuris sukelia „apgaulingąjį“ įtampos impulsą. Praktikoje reikia, kad Geigerio išlydis negalėtų atsinaujinti, todėl antriniai Geigerio išlydžiai yra „gesinami“. Apie antrinių Geigerio išlydžių gesinimo būdus rašoma 4.6 poskyryje.

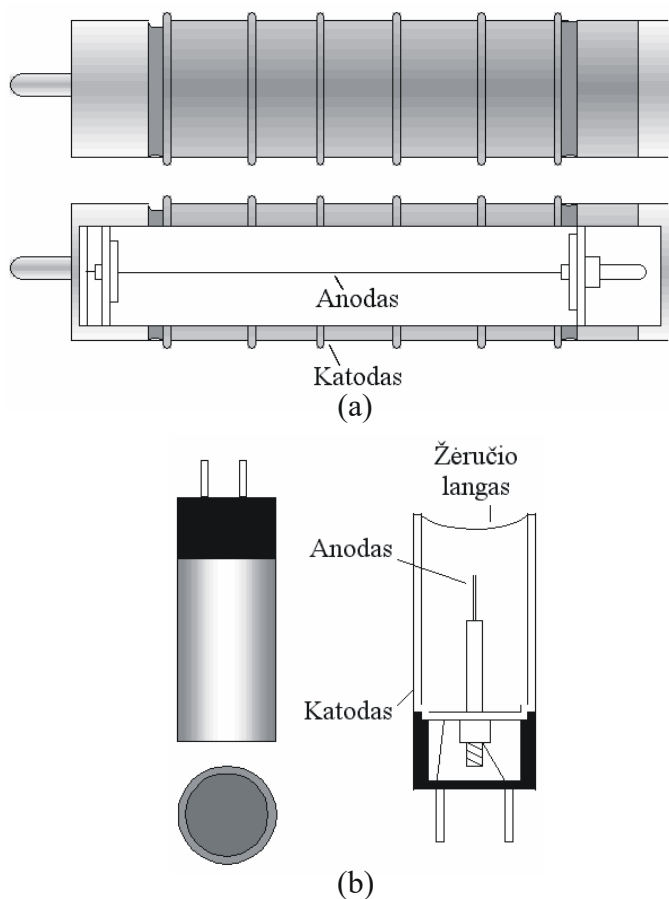
Esant fiksuotai įtampai U_0 , visų Geigerio ir Miulero skaitiklio impulsų amplitudė yra apytiksliai vienoda nepriklausomai nuo pirminių jonų porų skaičiaus (žr. 13 pav., V sritis). Vertė, iki kurios turi sumažėti elektrinio lauko stipris prie anodo, kad Geigerio išlydis nutrūktų, priklauso tik nuo skaitiklio tipo ir nepriklauso nuo įtampos U_0 . Tačiau elektrinio lauko stipris prie anodo prieš pat Geigerio išlydį yra tiesiog proporcingas U_0 . Vadinasi, kuo didesnė įtampa, tuo didesnis elektrinio lauko sumažėjimas, kuris reikalingas Geigerio išlydžiui nutraukti. Šis sumažėjimas yra apytiksliai proporcingas jonų skaičiui ir kartu – impulso amplitudei. Todėl Geigerio ir Miulero skaitiklio impulso vidutinė amplitudė yra apytiksliai proporcinga skirtumui tarp įtampos U_0 ir mažiausios įtampos, kuri reikalinga Geigerio išlydžiui atsirasti duotojo tipo skaitiklyje (šis skirtumas vadinamas *viršįtampiu*).

4.5. Geigerio ir Miulero skaitiklių dujos ir sandara

Daugelis reikalavimų, kurie keliama Geigerio ir Miulero skaitiklių dujoms, yra tokie patys kaip reikalavimai proporcingųjų skaitiklių dujoms. Kadangi abiejų šių rūšių skaitiklių veikimas remiasi dujinio stiprinimo reiškiniu, juose neturi būti dujų, kurios gali sudaryti neigiamuosius jonus (pvz., deguonies O_2). Todėl inertinės dujos (pvz., argonas arba helis) yra daugelio Geigerio ir Miulero skaitiklių dujų pagrindinė komponentė. Be to, į dujas įterpiama antroji komponentė, kuri reikalinga išlydžių gesinimui (išlydžių gesinimas bus aptariamas 4.6 poskyryje).

Kadangi dujinio stiprinimo koeficientas didėja didėjant elektrinio lauko stiprio ties anodo paviršiumi ir dujų slėgio santykiui $E(r_a)/p$, tai egzistuoja tam tikra kritinė to santykio vertė, kurią reikia pasiekti, kad Geigerio išlydis taptų galimas. Šis kritinis santykis $E(r_a)/p$ yra didesnis už tą, kuris naudojamas proporcinguosiuose skaitikliuose, nes Geigerio išlydžiui reikalingas daug didesnis dujinio stiprinimo koeficientas. Siekiant sumažinti elektrinio lauko stiprį $E(r_a)$, kuris atitinka kritinį santykį $E(r_a)/p$, Geigerio ir Miulero skaitikliuose dujų slėgis p dažnai būna kelis kartus mažesnis už normalųjį atmosferos slėgį. Kai dujų slėgis yra lygus kelioms dešimtosioms atmosferos slėgio, o anodo vielos skersmuo yra maždaug 0,1 mm, daugumos Geigerio ir Miulero skaitiklių normaliam veikimui reikalinga 500–2000 V įtampa tarp anodo ir katodo.

Geigerio ir Miulero skaitiklių sandara panaši į proporcingųjų skaitiklių sandarą. Pvz., abiejų šių rūšių skaitikliai yra cilindriniai, o skaitiklio anodas yra plona viela. Tačiau, kadangi Geigerio ir Miulero skaitiklio išėjimo impulso amplitudės tiksli vertė nėra svarbi, tai Geigerio ir Miulero skaitikliams keliama mažiau reikalavimų negu proporcingiesiems skaitikliams (pvz., nebūtina, kad elektrinis laukas būtų tolygiai pasiskirstęs išilgai anodo vielos, nereikalingas anodo vielos paviršiaus lygumas). Kai kurie Geigerio ir Miulero skaitikliai gali būti naudojami kaip



18 pav. Geigerio ir Miulero skaitiklių sandara. (a) Spinduliuotė patenka į skaitiklį pro katodo medžiagą (tokie skaitikliai naudojami registruojant β ir γ spinduliuotę). (b) Spinduliuotė patenka į skaitiklį pro žėručio langą (tokie skaitikliai naudojami registruojant α , β ir γ spinduliuotę). Šis paveikslas iš tinklaračio <http://www.orau.org/ptp/collection/GMs/introgms.htm>

proporcingieji skaitikliai (pakanka sumažinti įtampą tarp anodo ir katodo).

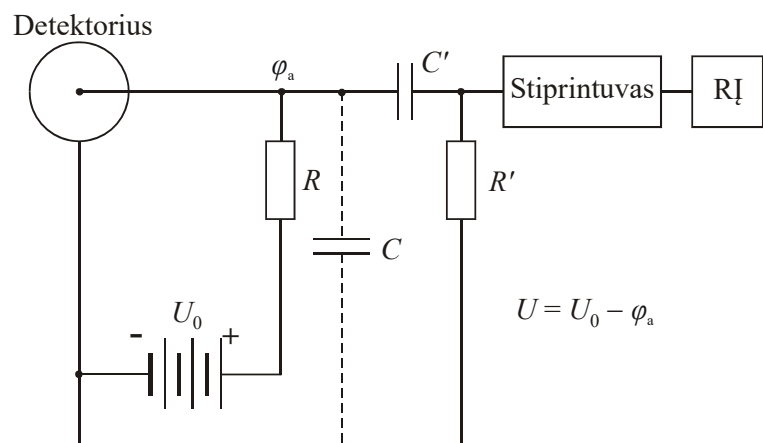
Skaitiklio anodas dažniausiai gaminamas iš volframo. Katodas yra skaitiklio išorinio apvalkalo dalis. Katodo vaidmenį gali atlikti plonas laidus sluoksnis (varis, volframas, plienas ir kt.), nusodintas ant stiklinio vamzdelio vidinio paviršiaus. Registruojant skvarbią spinduliuotę (pvz., γ spinduliuotę arba didelės energijos β spinduliuotę), galima naudoti skaitiklius, kurie neturi specialaus langelio spinduliuotei patekti į skaitiklio vidų. Tada spinduliuotė patenka į skaitiklio vidų pereidama pro išorinį apvalkalą (žr. 18a pav.). Registruojant stipriai sugeriamas daleles (pvz., α daleles), naudojami skaitikliai, kurie turi specialų langelį skaitiklio gale (žr. 18b pav.). Kad sumažėtų dalelių sugertis langelio medžiagoje, langelis gaminamas iš plonos organinės plėvelės arba žėručio plokštelės.

4.6. Antrinių Geigerio išlydžių gesinimas

Pasibaigus pirminiam Geigerio išlydžiui, teigiamieji jonai palyginti lėtai dreifuoja link katodo. Kai teigiamasis dujų jonas neutralizuojasi prie katodo (t. y. priima elektroną iš katodo medžiagos), išsiskiria energija, kuri lygi dujų jonizacijos energijos ir elektrono išlaisvinimo iš katodo darbo skirtumui (pvz., argono išsiskiria energijos kiekis $15,7 - 4 = 11,7$ eV). Jeigu ši išsiskyrusi energija yra didesnė už elektrono išlaisvinimo iš katodo darbą, tada ji gali būti išeikvota elektrono išlaisvinimui iš katodo. Be to, yra galimas vyksmas, kai ta energija išspinduliuojama fotono pavidalu, o tas fotonas išlaisvina elektroną iš katodo dėl fotoefekto. Taigi, neutralizuojantis teigiamajam jonui prie katodo, gali atsirasti laisvieji elektronai. Tokie vyksmai yra galimi tada, kai dujų jonizacijos energija yra bent du kartus didesnė už išlaisvinimo darbą. Nors tikimybė, kad *vieno* jono neutralizavimosi metu atsirastų elektronas, visada yra labai maža, tačiau, kai jonų yra pakankamai daug, tokių elektronų atsiradimo tikimybė gali tapti artima vienetui. Tie elektronai, dreifuodami link anodo, sukels Geigerio išlydį (jį vadinsime antriniu išlydžiu), kuris pasireikš „apgaulinguoju“ impulsu. T. y. šiomis sąlygomis skaitiklyje nuolat vyksta Geigerio išlydžiai ir skaitiklis generuoja nuolatinę impulsų seką, net kai nutraukiamas išorinis jonizacinis poveikis.

Aišku, kad toks skaitiklis, į kurį patekusi dalelė sukelia nuolatinę impulsų seką, netinka atskirų dalelių detektavimui. Kiekviena dalelė turi sukelti vieną trumpą srovės impulsą, t. y. vieną išlydį. Todėl antriniai Geigerio išlydžiai yra slopinami („gesinami“). Norint išvengti antrinių išlydžių, reikia pasiekti, kad, pradedant nuo to momento, kai elektrinio lauko stipris prie anodo vėl tampa pakankamas išlydžio atsiradimui, dėl teigiamųjų jonų neutralizavimosi negalėtų atsirasti laisvųjų elektronų. T. y. arba tuo laiko momentu skaitiklio tūryje jau neturi būti teigiamųjų jonų, arba tie jonai neutralizuodamiesi neturi išlaisvinti elektronų. Priklausomai nuo antrinių išlydžių gesinimo būdo, Geigerio ir Miulero skaitikliai skirstomi į nesavislopius ir savislopius.

Nesavislopiuose skaitikliuose elektrinio lauko didėjimas po išlydžio sulėtinamas tiek, kad, kai Geigerio išlydis vėl tampa galimas, skaitiklio tūryje jau nebūtų teigiamųjų jonų. Tai galima pasiekti naudojant didelę apkrovos varžą R (žr. Geigerio ir Miulero skaitiklio jungimo schemą 19 pav.): $R = (10^8 - 10^9) \Omega$. Didinant varžą R , didėja trukmės konstanta RC , kuri nusako ekvivalentinės talpos C įsikrovimo per varžą R trukmę. Nesavislopiuose skaitikliuose ši trukmės konstanta yra didesnė už laiką, per kurį visi teigiamieji jonai pasiekia katodą. Todėl, kai elektrinis laukas atkuriamas, skaitiklio tūryje jau nėra teigiamųjų jonų ir išlydis negali atsinaujinti. Nesavislopio skaitiklio srovės impulso trukmę nusako trukmės konstanta RC . Šiuo metu nesavislopiei skaitikliai beveik nenaudojami dėl jų mažo greitaiegiškumo.



19 pav. Geigerio ir Miulero skaitiklio jungimo schema

Savislopiuose skaitikliuose dujų sudėtis pakeičiama taip, kad, neutralizuojantis daugumai teigiamųjų jonų, fotonai neatsirastų. Tam skaitiklis papildomas nedideliu kiekiu (5–10 %) kitų dujų (vadinamųjų *gesinimo dujų*), kurios atitinka šias sąlygas:

- 1) gesinimo dujų molekulių jonizacijos energija turi būti mažesnė už pagrindinių dujų jonizacijos energiją;

- 2) neutralizuojantis gesinimo dujų teigiamiesiems jonams ant katodo neturi atsirasti fotonai;
- 3) gesinimo dujų molekulės turi sugerti ultravioletinę spinduliuotę daug intensyviau negu pagrindinių dujų molekulės; be to, ši sugertis turi vykti be fotojonizacijos.

Kadangi, judėdamas link katodo, kiekvienas pagrindinių dujų jonas daug kartų (maždaug 10^4 kartų) susiduria su neutraliosiomis dujų molekulėmis, tai anksčiau ar vėliau jis susiduria su gesinimo dujų molekule. Pirmoji gesinimo dujų savybė reiškia, kad, suartėjus pagrindinių dujų teigiamajam jonui ir gesinimo dujų neutraliai molekulei, yra energiška naudingas elektrono perėjimas iš gesinimo jonų molekulės į pagrindinių dujų joną (t. p. žr. 4.2.2 poskyris, pastraipa apie krūvio pernašą). Energija, kuri išsiskiria šio vyksmo metu, nėra išspinduliuojama fotono pavidalu, o yra eikvojama gesinimo dujų molekulės virpesių ir sukimosi sužadinimui. Šitaip vietoj gesinimo dujų neutraliosios molekulės ir pagrindinių dujų teigiamojo jono atsiranda gesinimo dujų teigiamasis jonas ir pagrindinių dujų neutralioji molekulė. Todėl ant katodo neutralizuojasi ne pagrindinių dujų teigiamieji jonai, o gesinimo dujų teigiamieji jonai.

Antroji savybė pasireiškia tuo, kad energija, kuri išsiskiria gesinimo dujų teigiamojo jono neutralizavimosi metu, eikvojama molekulės disociacijai (t. y. ryšiui tarp molekulės atomų nutraukti), o ne elektronui išlaisvinti iš katodo.

Trečioji savybė pasireiškia tuo, kad gesinimo dujų molekulės sugeria daugumą fotonų, kurie atsiranda dėl dujų molekulių sužadinimo. Pvz., $1,3 \cdot 10^3$ Pa slėgio spirito garuose ultravioletinio diapazono fotonų laisvasis kelias yra tik 1 mm (dėl didelės spirito molekulių sužadinimo tikimybės). Todėl visi fotonai yra sugeriami 1–3 milimetrų atstumu nuo to taško, kuriame jie atsirado (aplink anodo vielą), ir nepasiekia katodo. Taip Geigerio išlydžio metu panaikinama galimybė, kad fotonas išlaisvins antrinį elektroną iš katodo arba jonizuos dujų molekulę toli nuo anodo: beveik visi antriniai elektronai atsiranda arti anodo.

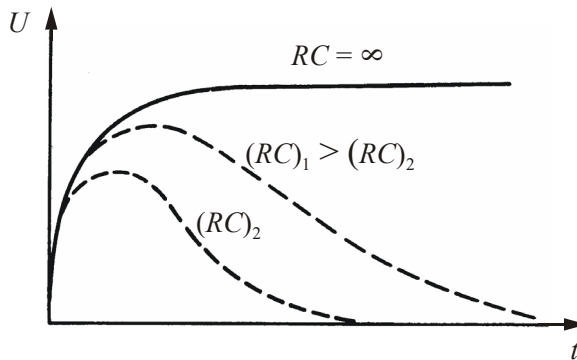
Šios savybės būdingos įvairioms daugiaatomėms dujoms, pvz., etanolui (C_2H_5OH), etilenui (C_2H_4), metanui (CH_4) ir halogenams (Cl_2 , Br_2 , I_2). Šių dujų molekulių jonizacijos energijos yra mažesnės už inertinių dujų jonizacijos energiją (pvz., etanolio jonizacijos energija yra 11,7 eV, o argono – 15,7 eV). Organinės molekulės (pvz., etanolio molekulės) po disociacijos neatsikuria, todėl organinių Geigerio ir Miulerio skaitiklių veikimo trukmė yra ribota (10^9 – 10^{10} Geigerio išlydžių). Šio trūkumo neturi halogeniniai skaitikliai: halogenų molekulės po disociacijos atkuriamos (rekombinuoja).

4.7. Geigerio ir Miulerio skaitiklių laikinės charakteristikos

4.7.1. Geigerio ir Miulerio skaitiklio impulso forma

Cilindrinio dujinio detektoriaus išėjimo įtampos impulsą, kuris atsiranda įvykus elektronų griūčiai, lemia teigiamųjų jonų dreifas nuo anodo vielos link katodo. Impulso priekinį frontą galima padalyti į dvi stadijas – greitąją ir lėtąją. Pradinis greitis didėjimas, kurio trukmė yra mažesnė už 10^{-6} s, atitinka jonų dreifą stipraus lauko srityje arti anodo. Antroji įtampos didėjimo stadija yra daug lėtesnė ir ilgesnė; ji atitinka jonų dreifą silpnescio lauko srityje, kuri užima didžiąją dalį skaitiklio tūrio. Formuojant Geigerio ir Miulerio skaitiklio impulsą veikia daug griūčių, kurios yra pasiskirsčiusios išilgai viso anodo vielos ilgio. Tų griūčių pradžios momentai priklauso nuo jas sukėlusiu elektronų dreifo link anodo trukmės. Kadangi tie elektronai gali atsirasti bet kur skaitiklio tūryje, tai skirtingos griūtys prasidės šiek tiek skirtingais laiko momentais. Todėl pradinė impulso didėjimo stadija yra šiek tiek lėtesnė negu tada, kai griūtys yra „synchronizuotos“. Tačiau šis griūčių pradžios momentų išsibarstymas neviršija elektronų dreifo nuo katodo iki anodo trukmės, t. y. jis lieka 10^{-6} s eilės. Todėl impulso pradinio didėjimo trukmė taip pat yra 10^{-6} s eilės.

Jeigu išorinės ekvivalentinės RC grandinės trukmės konstanta būtų begalinė, tada laikas, per kurį išėjimo įtampa pasiekia teorinį maksimumą, būtų lygus jonų dreifo nuo anodo iki katodo trukmei (10^{-4} – 10^{-3} s eilės). Praktikoje, siekiant padidinti dalelių skaičiavimo sistemos greitaiškumą, naudojamos trukmės konstantos, kurios yra daug mažesnės už 100 μm . Šitaip yra pašalinama lėtojo didėjimo stadija (žr. 20 pav.).



20 pav. Geigerio ir Miulerio skaitiklio išėjimo impulso pavidalas, esant įvairioms ekvivalentinės RC grandinės trukmės konstantoms

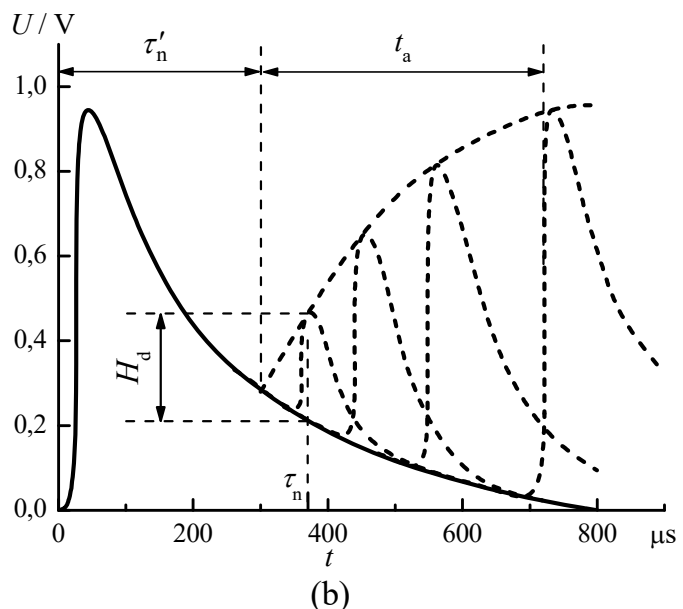
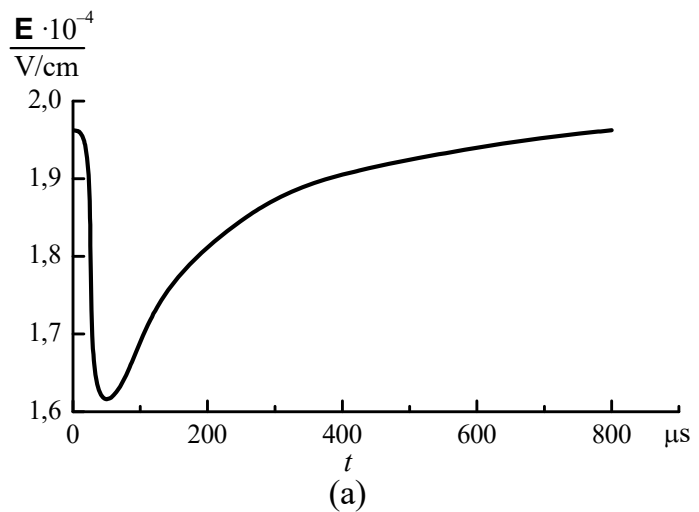
4.7.2. Geigerio ir Miulerio skaitiklio neveikos trukmė

Skaitiklio gebėjimas atskirti skirtingas daleles laike (greitaeigiškumas) apibūdinamas neveikos trukme. **Neveikos trukmė** τ_n – tai laiko tarpas po kiekvienos užregistruotos dalelės, kurio metu skaitiklis negali registruoti kitų dalelių, kurios patenka į jo tūrį. Kadangi visų skaitiklių neveikos trukmė didesnė už nulį, dalelių skaičiavimo sparta visada yra mažesnė už tą, kuri atitiktų nulinę neveikos trukmę. Taigi, dėl neveikos trukmės atsiranda neigiama sistemingoji matavimų paklaida. Skaičiavimo spartos N ir sąveikos įvykių spartos N_0 sąryšis išvestas 3.7.1 poskyryje.

Priežastis, dėl kurios Geigerio ir Miulerio skaitiklis tampa nejautrus spinduliutei – tai susilpnėjęs elektrinio lauko stipris prie anodo. Elektrinis laukas susilpnėja dėl teigiamųjų jonų debesies, kuris susidaro aplink anodą po kiekvieno išlydžio (žr. 4.4 poskyrį). Tolstant teigiamiesiems jonams nuo anodo, elektrinio lauko stipris prie anodo didėja artėdamas prie savo didžiausios vertės (žr. 21a pav). Tačiau šio didėjimo pradžioje lauko stipris dar yra nepakankamas, kad skaitiklyje galėtų atsirasti Geigerio išlydis, todėl tuo laikotarpiu skaitiklis negali registruoti dalelių. T. y., jeigu tuo laikotarpiu į skaitiklio tūrį patenka didelės energijos dalelė, kuri jonizuoja dujų molekules, tada pirminiai elektronai, dreifuodami link anodo, nesukelia išlydžio, ir ta dalelė nėra užregistruojama. Laiką, per kurį lauko stipris prie anodo padidėja iki vertės, kuri yra pakankama Geigerio išlydžio atsiradimui, žymėsime τ'_n (žr. 21b pav.).

Praėjus laikui τ'_n nuo Geigerio išlydžio pradžios, skaitiklyje jau gali atsirasti Geigerio išlydžiai, tačiau lauko stipris prie anodo kol kas dar yra sumažėjęs, todėl elektronų griūtis sudaro mažiau elektronų (t. y. dujinio stiprinimo koeficientas yra sumažėjęs). Dėl šios priežasties, patekus į skaitiklį dalelei, skaitiklio apkrovoje R teka mažesnė srovė ir įtampos impulso amplitudė yra mažesnė (žr. 21b pav. brūkšninės kreivės). Kadangi skaičiavimo įrenginys visada turi tam tikrą jautrio ribą H_d , tai neveikos trukmė τ_n yra šiek tiek didesnė už τ'_n . Skirtumas $\tau_n - \tau'_n$ nusako laiką, per kurį impulso amplitudė padidėja nuo nulio iki H_d (žr. 21b pav). Laikas, per kurį impulso amplitudė visiškai atsikuria, vadinamas **atsikūrimo trukme** t_a (žr. 21b pav.).

Vartojant 3.7.1 poskyrio terminologiją, τ'_n trukmės laiko tarpas po Geigerio išlydžio yra nepratęsiamoji neveikos trukmės dalis (nes per tą laiko tarpą pirminė jonizacija nesukelia Geigerio išlydžių), o laiko tarpas nuo τ'_n iki τ_n yra pratęsiamoji neveikos trukmės dalis (nes per tą laiko tarpą pirminė jonizacija sukelia Geigerio išlydžius, kurie nėra užregistruojami, tačiau laikinai sumažina elektrinio lauko stiprį iki verčių, kurios nėra pakankamos Geigerio išlydžiui atsirasti). Kaip matome 21b pav., šio pratęsimo dydis yra mažesnis už τ_n (dėl sumažėjusio jonų porų skaičiaus) ir priklauso nuo „pratęsiančiojo“ išlydžio atsiradimo momento (nes nuo to momento



21 pav. (a) Elektrinio lauko stiprio prie anodo priklausomybė nuo laiko po Geigerio išlydžio tipiškame Geigerio ir Miulerio skaitiklyje. (b) Tipiško Geigerio ir Miulerio skaitiklio neveikos trukmė τ_n ir atsikūrimo trukmė t_a . U – įtampos kritimas apkrovos varžoje, H_d – impulsų skaičiavimo įrenginio jautrio riba. Ištinė linija – įtampos impulsas, kai skaitiklis užregistruoja dalelę. Brūkšninės linijos – impulsai, kurie registruojami atsikūrimo metu, ir jų gaubtinė

priklauso atsiradusių jonų porų skaičius).

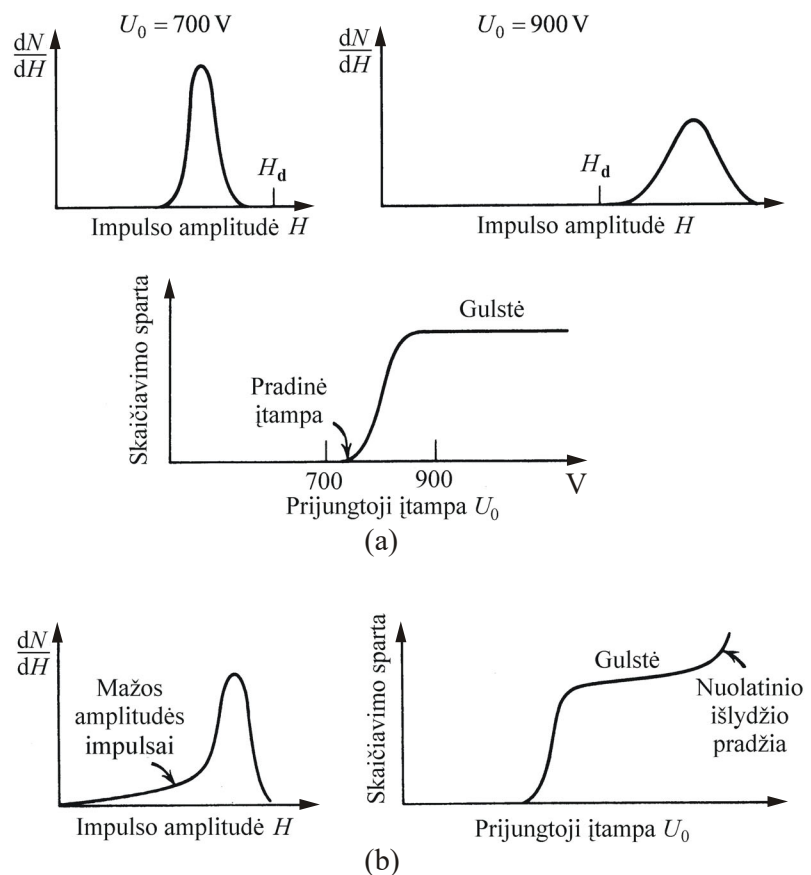
Taigi, Geigerio ir Miulerio skaitiklio neveikos trukmė yra laikas, per kurį elektrinio lauko stipris prie anodo pasiekia vertę, kuri pakankama kito Geigerio išlydžio užregistravimui. Elektrinio lauko atsikūrimo sparta yra skirtinga savislopiams ir nesavislopiams skaitikliams (žr. 4.6 poskyrį). Savislopio skaitiklio elektrinio lauko atsikūrimo (ir neveikos) trukmę lemia laikas, per kurį teigiamieji jonai nutolsta nuo anodo pakankamai dideliu atstumu. Šį laiką žymėsime t_j . Nesavislopio skaitiklio neveikos trukmę lemia talpos C įsikrovimo per varžą R trukmė RC (žr. 19 pav.). Ši trukmė visada didesnė už t_j (priešingu atveju išlydis nebūtų gesinamas). Todėl nesavislopių skaitiklių neveikos trukmė (10^{-3} – 10^{-2} s) yra didesnė už savislopių ($5 \cdot 10^{-5}$ – 10^{-4} s).

Visos dalelių skaičiavimo sistemos neveikos trukmė priklauso ir nuo impulsų skaičiavimo įrenginio neveikos trukmės, kuri taip pat nelygi nuliui.

4.8. Geigerio ir Miulerio skaitiklio skaičiavimo kreivė

Geigerio ir Miulerio skaitikliai yra labai jautrūs jonizuojančiajai spinduliutei. Tačiau jie negali atskirti skirtingų spinduliuotės rūšių arba skirtingų energijų dalelių. Todėl Geigerio ir Miulerio skaitikliai tinkami tik dalelių skaičiavimui. Skaičiuojant daleles, vienintelis reikalavimas yra tas, kad skaičiavimo įtaisas užregistruotų kiekvieną skaitiklio išėjimo impulsą. Optimalioji skaitiklio darbo įtampa nustatoma, išmatavus skaičiavimo spartos priklausomybę nuo maitinimo įtamos – **skaičiavimo charakteristiką**. Skaičiavimo charakteristikų bendrosios savybės buvo aptartos 3.5 poskyryje. Skaičiavimo charakteristikos pavidalas yra paprasčiausias tada, kai diferencialinis impulsų amplitudžių spektras turi tik vieną maksimumą. Pvz., 22a pav. viršuje pavaizduoti tokio idealizuoto Geigerio ir Miulerio skaitiklio amplitudžių spektrai esant 700 V ir 900 V įtampoms. Kai $U_0 = 700$ V, visų impulsų amplitudės yra mažesnės už jautrio ribą H_d , todėl skaičiavimo sparta yra lygi nuliui. Kai $U_0 = 900$ V, visų impulsų amplitudės yra didesnės už H_d , todėl skaičiavimo sparta yra didžiausia. Vadinasi, keičiant įtampą U_0 nuo 700 V iki 900 V, skaičiavimo sparta greitai didėja, o kai $U_0 > 900$ V, skaičiavimo sparta nepriklauso nuo įtamos (žr. skaičiavimo charakteristiką 22a pav. apačioje). Skaičiavimo charakteristikos sritis, kurioje skaičiavimo sparta nepriklauso nuo įtamos, yra vadinama **skaičiavimo gulste**.

Realųjų skaitiklių gultės krypties koeficientas niekada nebūna tiksliai lygus nuliui, o yra teigiamas. T. y., didėjant įtampai, skaičiavimo sparta gultės srityje šiek tiek didėja. Taip yra dėl to, kad visada pasitaiko impulsų, kurių amplitudės yra mažesnės už jautrio ribą. Realųjų skaitiklių amplitudžių spektras yra maždaug tokio pavidalo kaip 22b pav. kairiajame grafike. Matome, kad spektras yra išplitęs į mažų amplitudžių sritį (iki pat nulinės amplitudės). Didėjant maitinimo



22 pav. (a) Skaičiavimo gultės susidarymas. Viršutiniuose dviejuose grafikuose pavaizduoti impulsų amplitudžių spektrai esant dviem maitinimo įtampoms (700 V ir 900 V). Kai $U_0 = 700$ V, visi impulsai yra mažesni už jautrio ribą H_d , o kai $U_0 = 900$ V, visi impulsai yra didesni už jautrio ribą. Todėl įtampų intervalas $U_0 > 900$ V atitinka skaičiavimo gultę (apatinis grafikas). (b) Jeigu amplitudžių spektras išplitęs į mažų amplitudžių sritį (iki pat nulinės amplitudės), tada gultės krypties koeficientas yra teigiamas (žr. dešinįjį grafiką)

įtampai U_0 , spektras plečiasi išilgai H ašies (pvz., žr. 22a pav. viršutinius grafikus), todėl vis didesnė spektro dalis atsiduria virš jautrio ribos ir skaičiavimo sparta didėja. Taigi, bet koks veiksnys, kuris padidina ypač mažos amplitudės impulsų skaičių, kartu padidina ir gultės krypties koeficientą. Pvz., impulsų, kurie atsiranda atsikūrimo trukmės metu, amplitudės yra sumažėjusios dėl susilpnėjusio elektrinio lauko (žr. 21b pav. brūkšninės kreivės). Kita mažos amplitudės impulsų atsiradimo priežastis yra ta, kad realiuose skaitikliuose elektrinio lauko pasiskirstymas išilgai anodo nėra vienalytis: laukas yra silpnesnis skaitiklio galuose negu jo centre. Todėl išlydžiai, kurie prasideda skaitiklio vamzdelio galuose, gali būti mažesni negu išlydžiai, kurie prasideda arčiau vamzdelio centro.

Anksčiau, aiškindami gultės polinkį, laikėme, kad, didėjant įtampai, amplitudžių spektras plečiasi nekintant jo plotui (t. y. pilnutiniam impulsų skaičiui). Tačiau, didėjant įtampai, gali didėti ir pilnutinis impulsų skaičius, o tai irgi padidina gultės polinkį. Viena iš priežasčių yra antriniai Geigerio išlydžiai, kurie retkarčiais lydi pirminį išlydį. T. y. išlydžių gesinimo mechanizmas, kuris buvo aprašytas 4.6 poskyryje, retkarčiais neveikia (pvz., dėl to, kad fotono išspinduliavimo tikimybė neutralizuojantis gesinimo dujų teigiamiesiems jonams nėra tiksliai lygi nuliui). Kadangi, didėjant įtampai, didėja katodą pasiekiančių teigiamųjų jonų skaičius, tai didėja ir antrinių išlydžių skaičius. Taigi, atsiranda gultės polinkis. Be to, impulsų skaičius gali didėti ir dėl to, kad, didėjant įtampai, šiek tiek didėja skaitiklio aktyvusis tūris (t. y. tūris, kuriame pirminė jonizacija sukelia elektronų griūtį). Neaktyvioji skaitiklio tūrio dalis – tai skaitiklio kampinės sritys, kur laukas yra silpnesnis už mažiausią lauką, kuris reikalingas elektronų griūčiai išsivystyti. Didėjant įtampai, laukas visame skaitiklio tūryje stiprėja, todėl neaktyvusis tūris mažėja, o aktyvusis tūris atitinkamai didėja. Didėjant aktyviajam tūriui, didėja išorinės spinduliuotės sąveikos su juo tikimybė, todėl didėja skaičiavimo sparta.

Padidinus įtampą virš tam tikros ribinės vertės, gultė baigiasi, nes skaitiklyje prasideda nuolatinis išlydis. Tai gali būti vainikinis išlydis prie anodo vielos paviršiaus nelygumų arba nuolatinė antrinių Geigerio išlydžių seka, kuri atsiranda dėl to, kad nustoja veikti antrinių išlydžių gesinimo mechanizmai (žr. 4.6 poskyrį).

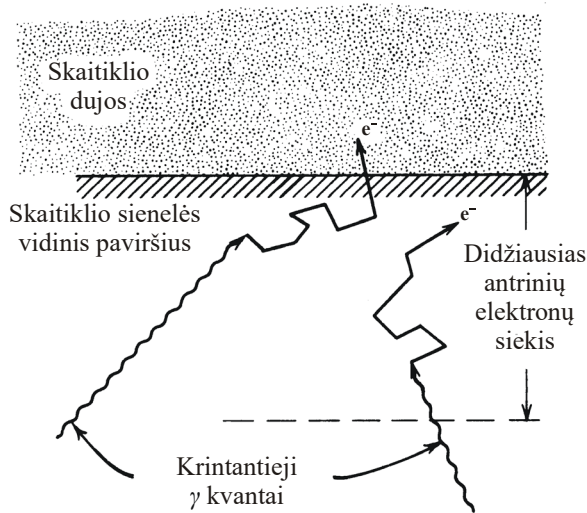
Pasirinkus skaitiklio darbo įtampą arti gultės vidurio, skaitiklio įtampos svyravimai arba impulsų skaičiavimo įrenginio jautrio ribos svyravimai beveik neturi įtakos vidutiniam užregistruotų dalelių skaičiui. Todėl gultės ilgis ir krypties koeficientas yra skaitiklio kokybės rodikliai: kuo didesnis gultės ilgis ir mažesnis jos krypties koeficientas, tuo geresnė skaitiklio kokybė. Daugumos Geigerio ir Miulerio skaitiklių charakteristikų gultės ilgis yra keli šimtai voltų, gultės polinkis yra $\sim(0,01-0,1) \% / V$, o darbo įtampa kinta nuo 300–500 V (skaitiklių su halogeniniu gesinimu) iki 1 kV ir aukštesnių įtampų (kitų rūšių skaitiklių).

4.9. Dujinių detektorių efektyvumas⁵

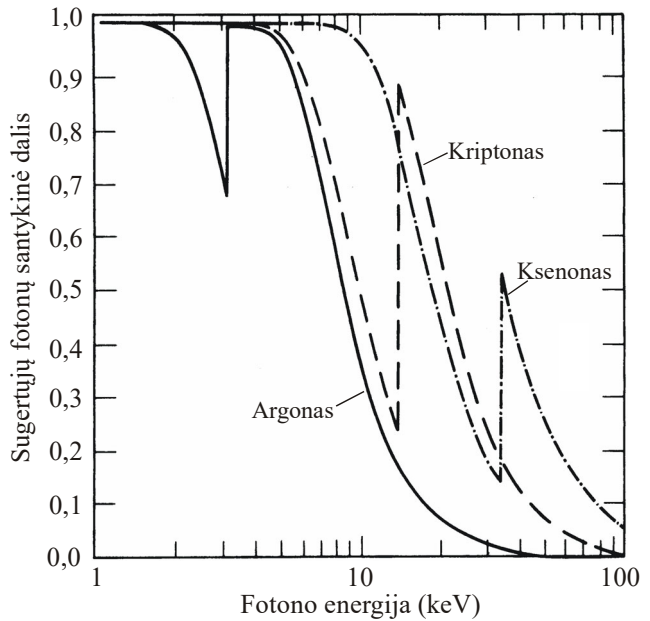
Bendruoju atveju dujinio detektoriaus efektyvumas yra mažesnis negu 100 %, nes dalelė, pereidama pro detektorius, gali nesukurti nė vienos jonų poros. Tačiau elektringosios dalelės (pvz., α ir β dalelės), kurios patenka į tipiškę matmenų ((2–10) cm) dujinio detektoriaus aktyviąją sritį, dažniausiai sukuria bent vieną jonų porą, t. y. sukelia srovės impulsą. Tada dalelių detektavimo sistemos efektyvumas priklauso nuo to impulso amplitudės ir nuo registravimo įrangos charakteristikų (t. y. nuo priešstiprintuvo ir stiprintuvo stiprinimo koeficientų bei nuo impulsų skaičiavimo įrenginio jautrio ribos). Kadangi Geigerio ir Miulerio skaitiklyje net ir vienas laisvasis elektronas sukelia Geigerio išlydį (t. y. pakankamai didelės amplitudės srovės impulsą), tai Geigerio ir Miulerio skaitiklio efektyvumas, registruojant elektringąsias daleles, kurios patenka į skaitiklio aktyviąją sritį, yra artimas 100 %. Šiomis sąlygomis vienintelis veiksnys, kuris gali sumažinti skaitiklio efektyvumą, yra elektringųjų dalelių sugertis arba atgalinė sklaida skaitiklio langelyje. Kadangi α dalelių masinis siekis kietuosiuose kūnuose dažniausiai yra (3–10) mg/cm², tai α dalelių skaičiavimui naudojami skaitikliai su ypač plonais langeliais, kurių masinis storis yra (1,5–2,0) mg/cm² (žėručio atveju tai atitinka maždaug 10 μ m storį).

γ kvanto sąveikos su medžiaga tikimybė yra daug mažesnė negu α arba β dalelės, todėl, registruojant γ spinduliuotę, dujinių detektorių tipiškas efektyvumas yra tik 2–4 %. Jeigu γ spinduliuotės energija yra didesnė už 100 keV, tada γ spinduliai beveik nesąveikauja su dujomis, kurios užpildo skaitiklio aktyviąją sritį. Todėl, registruojant vidutinės ir didelės energijos (> 100 keV) γ kvantus dujiniais detektoriais, beveik visos jonų poros sukuria elektronai, kuriuos γ kvantai išlaisvina iš skaitiklio sienelių

⁵ Čia kalbama tik apie *santykinį* efektyvumą (santykinis ir absoliutusias efektyvumas buvo apibrėžti 3.6 poskyryje).



23 pav. Pagrindinis vyksmas, dėl kurio Geigerio ir Miulero skaitikliai bei proporcingieji skaitikliai gali detektuoti γ spinduliuotę, yra antrinių elektronų kūrimas skaitiklio sienelėje (katode). Impulsą gali sukelti tik tie elektronai, kurie atsiranda ne didesniu už jų siekį atstumu nuo sienelės vidinio paviršiaus (iš [3])



24 pav. Įvairių dujų 5,08 cm storio sluoksnyje sugertųjų fotonų santykinės dalies, kai yra 1 atmosferos slėgis, priklausomybė nuo fotono energijos (iš [3])

dėl fotoefekto arba dėl Komptono sklaidos (proporcingojo, arba Geigerio ir Miulero, skaitiklio elektronai išlaisvinami iš cilindrinio katodo).

Taigi, skaičiuojant γ kvantus, dujinio detektoriaus efektyvumą lemia du veiksniai:

- 1) tikimybė, kad γ kvantas sąveikaus su detektoriaus sienelės medžiaga ir išlaisvins antrinį elektroną;
 - 2) tikimybė, kad antrinis elektronas pasieks detektoriaus dujas, t. y. išeis iš sienelės pro jos vidinį paviršių.
- Visi antriniai elektronai, kurie gali pasiekti proporcingojo arba Geigerio ir Miulero skaitiklio dujas, atsiranda ploname sluoksnyje prie katodo paviršiaus iš dujų pusės (žr. 23 pav.). To sluoksnio storis yra lygus didžiausiam antrinių elektronų siekiui katodo medžiagoje (jo tipiška vertė yra (1–2) mm). Naudojant storesnę sienelę, sąveikos su sienele tikimybė padidės, tačiau skaitiklio efektyvumas nepadidės, nes giliau atsiradę antriniai elektronai negalės išeiti iš sienelės pro jos vidinį paviršių.

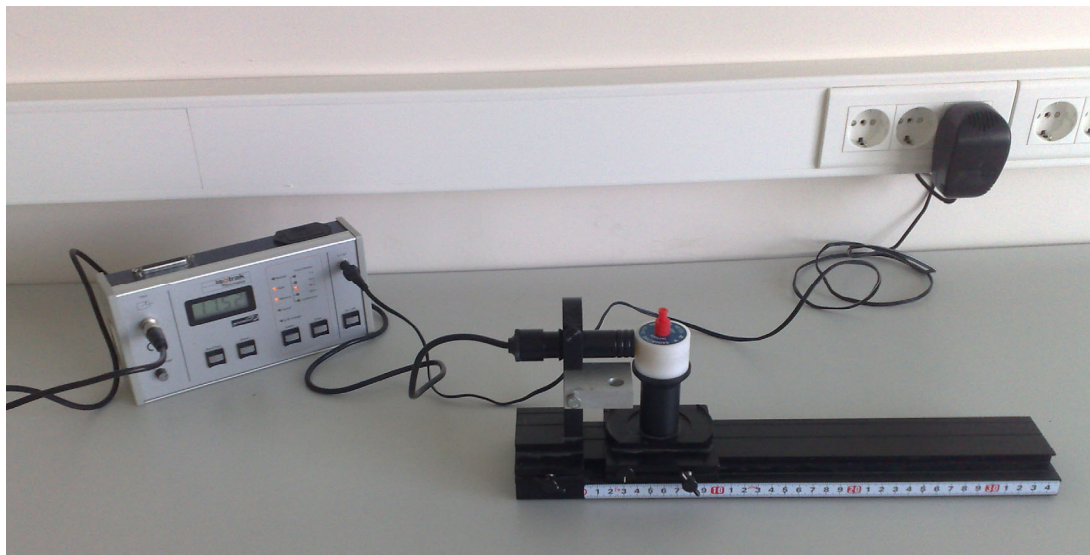
Norint padidinti γ kvanto sąveikos su minėtuoju jautriu sluoksniu tikimybę, reikia naudoti skaitiklį, kurio apvalkalas pagamintas iš didelio atominio numerio (Z) medžiagos. Pvz., praeityje γ spinduliuotės detektavimui buvo plačiai naudojami Geigerio ir Miulero skaitikliai su bismuto (Bi) katodais (bismuto atominis numeris $Z = 83$). Tačiau γ spinduliuotės sąveikos su jautriu sluoksniu tikimybė lieka maža net ir didelio Z medžiagoms, todėl Geigerio ir Miulero skaitiklių efektyvumas skaičiuojant tipiskų energijų γ kvantus retai viršija kelis procentus.

Jeigu γ kvantų energija yra pakankamai maža, tada gali pasireikšti ir jų sąveika su skaitiklio dujomis. Skaitiklio efektyvumą, skaičiuojant mažos energijos γ kvantus ir rentgeno spinduliuotės fotonus, galima padidinti, naudojant didelio atominio numerio ir didelio slėgio dujas. Tokiais atvejais dažniausiai naudojami skaitikliai, kurie užpildyti ksenonu (Xe) arba kriptonu (Kr). Tada galima pasiekti beveik 100 % efektyvumą, kai fotono energija yra artima 10 keV arba mažesnė (žr. 24 pav.).

5. Tyrimo metodika

5.1. Darbo priemonės

Šiame darbe naudojamas **Isotrak** impulsų skaičiavimo įrenginys. Geigerio ir Miulero skaitiklis yra 18b pav. pavaizduoto tipo. Darbo įrangos bendras vaizdas parodytas 25 pav.



25 pav. Darbo įrangos bendras vaizdas. Kairėje matomas **Isotrak** impulsų skaičiavimo įrenginys, centre yra detektorius (Geigerio ir Miulero skaitiklis), o prieš detektorių ant pakyls padėtas radioaktyvusis bandinys. Šią pakylą galima slankioti išilgai optinio stendo ir taip keisti atstumą tarp bandinio ir detektoriaus

Geigerio ir Miulero skaitiklio techniniai duomenys

Lango masinis storis	1,5 – 2,0 mg/cm ²
Lango medžiaga	Žėrutis
Efektinis lango skersmuo	d = 9 mm
Dujos	neonas / argonas, su halogeniniu slopinimu

Šiame darbe naudojami du vienodi ¹³⁷Cs γ radioaktyvieji šaltiniai (¹³⁷Cs/¹³⁷Ba generatoriai). **Radioaktyviųjų šaltinių aktyvumas 2001 m. buvo 370 kBq = 3,7·10⁵ skil./s; ¹³⁷Cs skilimo pusamžis lygus 30,04 m.**

Beta (β) spinduliuotė, kuri atsiranda sklyant ¹³⁷Cs branduoliams, pilnai sugerama radioaktyviojo šaltinio apvaskale. Radioaktyviojo šaltinio apvaskalas beveik nesugeria gama (γ) spinduliuotės, kurią skleidžia sužadintieji ¹³⁷Ba branduoliai.

5.2. Matavimo tvarka

1. Įjungiamas **Isotrak** impulsų skaičiavimo įrenginys. Skaitiklio įtampa sumažinama iki mažiausios vertės.
2. Vienas ¹³⁷Cs γ šaltinis padedamas prieš Geigerio ir Miulero skaitiklį, kaip parodyta 25 pav. Skaitiklio įtampa didinama, kol skaitiklis pradeda skaičiuoti (ši įtampa turėtų būti tarp 300 V ir 400 V). Pradedant nuo šios įtampos, įtampa didinama maždaug iki 600 V kas 20 V; esant kiekvienai įtampai, atliekamas vienas 1 min trukmės matavimas. Matavimų duomenys fiksuojami lentelės pavidalu: pirmajame stulpelyje užrašoma įtampa, o antrajame – detektuotų γ kvantų skaičius.
3. Nustatoma (500 ± 10) V įtampa (visi tolimesnieji matavimai bus atliekami, esant pastoviai įtampai). Išmatuojamas aplinkos fonas. Tuo tikslu radioaktyviuosius šaltinius reikia padėti kuo toliau nuo skaitiklio (bent 2 metrų atstumu), kad jie neturėtų įtakos fono matavimo rezultatams. Atliekami 5 fono matavimai, kurių kiekvieno trukmė 1 min. Paskui prie pat skaitiklio padedamas pirmasis ¹³⁷Cs

šaltinis ir vėl atliekami 5 matavimai po 1 min. Nejudinant pirmojo šaltinio, prie pat skaitiklio padedamas antrasis ^{137}Cs šaltinis ir atliekami 5 matavimai po 1 min. Nejudinant antrojo šaltinio, pirmasis šaltinis pašalinamas (t. y. padedamas toliau negu 2 m atstumu nuo skaitiklio), ir atliekami 5 matavimai po 1 min.

4. Bet kuris vienas iš dviejų ^{137}Cs šaltinių padedamas prieš skaitiklio langelį (kitas šaltinis padedamas toliau negu 2 m atstumu nuo skaitiklio, kad neturėtų įtakos matavimams). Atstumas tarp šaltinio ir detektoriaus keičiamas nuo 5 cm iki 25 cm kas 2,5 cm. Esant kiekvienam atstumui, atliekamas vienas matavimas, kurio trukmė 1 min.
5. Matavimo įranga išjungžiama, po lentelėmis su matavimo duomenimis pasirašo darbo vadovas arba laborantas.

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

5.3. Pagrindiniai skaičiavimai analizuojant matavimo duomenis

1. Skaičiavimo charakteristika pavaizduojama grafiškai. Šioje charakteristikoje randama gulstės sritis (žr. 22b pav.). Tiesinės aproksimacijos $n = A + B \cdot U_0$ būdu randami gulstės krypties koeficientas B ir jo paklaida ΔB . Aproksimuojanti tiesė pavaizduojama tame pačiame grafike, kaip ir skaičiavimo charakteristika. Tiesinį aproksimavimą galima atlikti naudojant įvairias duomenų analizę programas arba naudojant formules, kurios pateiktos 5.4 skirsnyje. Aproksimuojant reikia naudoti tik tuos taškus, kurie priklauso gulstės sričiai, t. y. silpnai priklauso nuo U_0 . Šiuo atveju B reiškia vidutinį per 1 min užregistruotų dalelių skaičiaus padidėjimą, kai skaitiklio įtampa padidėja 1 V. Gulstės krypties koeficientas išreiškiamas taip, kad jis nepriklausytų nuo skaitiklio ir radioaktyviojo šaltinio tarpusavio išsidėstymo bei šaltinio aktyvumo, o priklausytų tik nuo skaitiklio savybių. Tuo tikslu B padalinamas iš impulsų skaičiaus vidurkio gulstės srityje. Gautasis dydis – tai per 1 min užregistruotų dalelių skaičiaus vidutinis santykinis pokytis, kai skaitiklio įtampa pakinta 1 V. Šis santykis išreiškiamas procentais voltui (%/V). *Pastaba*: Nuolatinio išlydžio sritis, kuri parodyta 22b pav., neturėtų būti matoma. Taigi, tikrasis gulstės ilgis yra didesnis už regimąjį gulstės ilgį, ir aproksimavimui galima naudoti visus taškus, kurie yra už pradinio staigaus augimo srities.

Nustatant gulstės srities pradžios tašką, reikia turėti omenyje, kad dideli skaičiavimo spartos pokyčiai gali būti ir atsitiktiniai (nesusiję su maitinimo įtampos pokyčiais). Taip yra todėl, kad branduolių skilimas yra atsitiktinis vyksmas, kuris atitinka Puasono statistikos dėsningumus. Jeigu dalelių skaičiaus matavimai atliekami pastoviomis sąlygomis, tada to skaičiaus vidurkis N yra pastovus, tačiau atskirų matavimų rezultatai gali svyruoti palyginti plačiose ribose. Jeigu vidurkis N yra kelios dešimtys arba didesnis, tada iš Puasono skirstinio savybių išplaukia, kad, atlikus pakankamai daug matavimų, maždaug 68 % visų rezultatų skirsis nuo vidurkio ne daugiau negu $\sqrt{N}$ (t. y. priklausys intervalui $[N - \sqrt{N}, N + \sqrt{N}]$), maždaug 95 % skirsis nuo vidurkio ne daugiau negu $2\sqrt{N}$ ir maždaug 99,7 % skirsis nuo vidurkio ne daugiau negu $3\sqrt{N}$. Vadinasi, jeigu, pvz., vidutinis dalelių skaičius per vieną matavimą yra 2000, tada vidutiniškai 1 iš 20 matavimų rezultatų turėtų būti didesnis už $2000 + 2\sqrt{2000} = 2089$ arba mažesnis už $2000 - 2\sqrt{2000} = 1911$.

2. Apskaičiuojamos vidutinės skaičiavimo spartos N_f , N_1 , N_2 ir N_{12} , kurios įeina į neveikos trukmės skaičiavimo formules (3.7.10a–d). Apskaičiuojama neveikos trukmė. *Pastaba*: Laiko vienetai, kuriais išreikštas formulės (3.7.10a) skaičiavimo rezultatas, priklauso nuo laiko vienetų, kurie naudojami skaičiavimo spartų N_f , N_1 , N_2 ir N_{12} apibrėžtyse.

Apskaičiuojamos atsitiktinės paklaidos ΔN_f , ΔN_1 , ΔN_2 ir ΔN_{12} , naudojantis tuo, kad matavimo rezultatų skirstinys yra Puasono. Tai reiškia, kad, pvz., vidutinės skaičiavimo spartos N_1 paklaida (tiksliau, standartinis nuokrypis) yra lygi $\sqrt{N_1/t}$, čia t yra pilnutinė matavimo trukmė (jeigu eksperimentas buvo atliekamas pagal 5.2 skirsnį, tada $t = 5$ min). Analogiškai apskaičiuojamos ir kitos trys minėtos paklaidos. Pagal bendrąją atsitiktinių dydžių funkcijos standartinio nuokrypio

formulę apskaičiuojama neveikos trukmės atsitiktinė paklaida $\Delta\tau_n$. Bendroji taisyklė yra tokia: jeigu dydis f yra n nepriklausomų argumentų funkcija, kurios argumentai yra $x_1, x_2, \dots, x_n$, tada dydžio f paklaida yra lygi

$$\Delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 (\Delta x_1)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 (\Delta x_2)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 (\Delta x_n)^2}, \quad (5.3.1)$$

čia $\Delta x_1, \Delta x_2, \dots, \Delta x_n$ yra dydžių $x_1, x_2, \dots, x_n$ paklaidos. Šiuo atveju „ f “ yra neveikos trukmė τ_n , o argumentai yra N_f, N_1, N_2 ir N_{12} . *Pastaba:* Kad skaičiavimai būtų paprastesni, skaičiuojant $\Delta\tau_n$, galima naudoti apytikslę τ_n išraišką (3.7.9) ir, be to, diferencijuojant šią išraišką, galima laikyti, kad trupmenos vardiklis $(N_{12}^2 - N_1^2 - N_2^2 + N_f^2)$ yra konstanta. Taigi, apskaičiuojant (3.7.9) trupmenos dalines išvestines, užtenka diferencijuoti tik trupmenos skaitiklį, o paskui skaitiklio išvestinę padalyti iš $N_{12}^2 - N_1^2 - N_2^2 + N_f^2$. [(3.7.9) trupmenos skaitiklio dalinės išvestinės visų keturių kintamųjų atžvilgiu yra lygios ± 1 .]

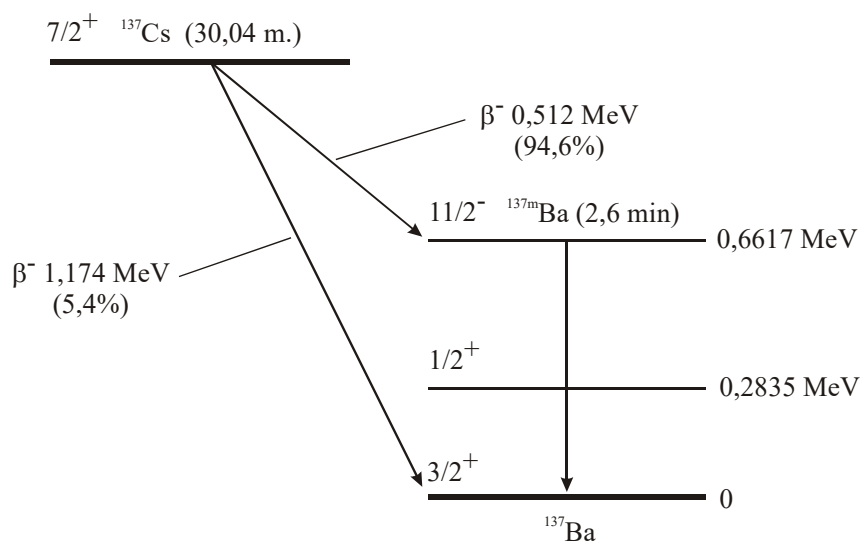
3. Apskaičiuojamas γ kvantų srautas, t. y. per 1 s visom kryptim išspinduliuotų γ kvantų skaičius I (jis vėliau bus reikalingas, skaičiuojant skaitiklio efektyvumą). Tuo tikslu visų pirma pagal pagrindinį radioaktyviojo skilimo dėsnį ($\Phi = \Phi_0 \cdot 2^{-\Delta t/T}$) apskaičiuojamas ^{137}Cs šaltinio aktyvumas Φ (^{137}Cs pusamžis lygus $T = 30,04$ m.). Šiems skaičiavimams reikia žinoti, kiek metų praėjo nuo radioaktyviojo šaltinio pagaminimo (t. y. laiką Δt) ir koks buvo jo pradinis aktyvumas Φ_0 . Paskui gautasis aktyvumas padauginamas iš skilimo, išspinduliuojant γ kvantą, tikimybės. Kadangi tik 94,6% ^{137}Cs branduolių skyla, vykstant šuoliui į antrąjį sužadintąjį ^{137}Ba lygmenį (žr. 26 pav.), o iš šių branduolių tik 90% išspinduliuoja γ kvantą (likusieji netenka energijos pertekliaus vidinės konversijos būdu), tai ši tikimybė lygi $0,946 \cdot 0,9 \approx 0,85$ (t. y. tik 85% visų ^{137}Cs branduolių skyla, išspinduliuodami γ kvantą). Vadinasi, I yra lygus aktyvumui, padaugintam iš 0,85.
4. Grafiškai pavaizduojama užregistruotų dalelių skaičiaus (tiksliau, skaičiavimo spartos) N ir fono N_f skirtumo $N - N_f$ priklausomybė nuo atvirkštinio atstumo kvadrato ($1/r^2$). Pagal (3.6.1) ir (3.6.3), ši funkcija turi būti apytiksliai tiesinė:

$$N - N_f = \frac{C}{r^2}; \quad (5.3.2)$$

čia C yra krypties koeficientas (polinkis), kuris lygus $C = \varepsilon D^2 I / 16$. Krypties koeficientas C apskaičiuojamas tiesinio aproksimavimo būdu (žr. 5.4 skirsnį). Paskui apskaičiuojamas efektyvumas:

$$\varepsilon = \frac{16C}{ID^2}. \quad (5.3.3)$$

Pastaba: Dydžių N, N_f ir I prasmė – γ kvantų skaičius per laiko vienetą. Tas laiko vienetą visur turi būti vienodas (nes (5.3.3) reiškinyje laikas turi susiprastinti).



26 pav. ^{137}Cs skilimo schema. Schemoje pateikti pusamžiai, didžiausios β dalelių energijos, β skilimo kanalų tikimybės, ^{137}Ba branduolio mažiausios energijos vertės ir intensyviausias kvantinis šuolis tarp ^{137}Ba energijos lygmenų

5.4. Aproximavimas tiese

Aproximavimo tiese („tiesinio aproximavimo“) tikslas – apskaičiuoti tiesės lygties

$$y = A + B \cdot x \quad (5.4.1)$$

koeficientus A ir B ir jų paklaidas mažiausiųjų kvadratų metodu. Mažiausiųjų kvadratų metodo esmė yra tokia. Tarkime, turime matavimo duomenų rinkinį, kurį sudaro argumento x vertės $x_1, x_2, \dots, x_{n-1}, x_n$ ir atitinkamos funkcijos $y(x)$ vertės; n yra matavimų skaičius. Funkcijos vertes žymėsime $y_1, y_2, \dots, y_n$. Teorinė y vertė, kuri atitinka duotąją argumento vertę x_k , yra nežinomųjų koeficientų A ir B funkcija (žr. (5.4.1)), todėl galima užrašyti $y(x_k) = y(x_k; A, B)$ ($k = 1, 2, \dots, n$). Koeficientų A ir B apskaičiavimo uždavinys formuluojamas tokiu būdu. Labiausiai tikėtinos yra tos nežinomųjų koeficientų A ir B reikšmės, kurios atitinka reiškinio

$$F(A, B) \equiv \sum_{k=1}^n [y(x_k; A, B) - y_k]^2 \quad (5.4.2)$$

absoliutųjį minimumą. (5.4.2) reiškinys – tai teorinių verčių nuokrypių nuo išmatuotųjų verčių kvadratų suma (iš čia – pavadinimas „mažiausiųjų kvadratų metodas“). Šis reiškinys visada turi minimumą, esant tam tikroms tiksliai apibrėžtoms A ir B reikšmėms. Tačiau, net jeigu teorinės funkcijos $y(x)$ pavidalas tiksliai atitinka tikrąjį matuojamųjų dydžių y ir x sąryšį, šios optimalios A ir B reikšmės, kurios atitinka kvadratų sumos F minimumą, nebūtinai sutampa su tikrosiomis A ir B reikšmėmis. Taip gali būti, pvz., dėl matavimo paklaidų. Mažiausiųjų kvadratų metodu galima apskaičiuoti tik labiausiai tikėtinas koeficientų A ir B reikšmes.

Viskas, kas anksčiau pasakyta apie mažiausiųjų kvadratų metodą, tinka ne vien tuo atveju, kai teorinė funkcija $y(x)$ yra tiesė. Nepriklausomai nuo šios funkcijos pavidalo ir nuo nežinomųjų koeficientų skaičiaus, reikia minimizuoti (5.4.2) pavidalo reiškinį. Tačiau, kai $y(x)$ yra tiesė, šį uždavinį galima išspręsti analiziškai (t. y. A ir B galima išreikšti elementariais algebriniais reiškiniais), o netiesinės funkcijos atveju šį uždavinį galima išspręsti tik skaitmeniškai (nuosekliųjų artinių metodu, naudojant kompiuterį).

Jeigu $y(x)$ yra tiesinė funkcija (5.4.1), tada kvadratų suma (5.4.2) yra tokio pavidalo:

$$F(A, B) \equiv \sum_{k=1}^n (A + Bx_k - y_k)^2 = nA^2 + B^2 \sum_{k=1}^n x_k^2 + \sum_{k=1}^n y_k^2 + 2AB \sum_{k=1}^n x_k - 2A \sum_{k=1}^n y_k - 2B \sum_{k=1}^n x_k y_k. \quad (5.4.3)$$

Kaip žinoma iš matematinės analizės, kelių kintamųjų funkcijos minimumo taške jos dalinės išvestinės visų kintamųjų atžvilgiu yra lygios nuliui. Prilyginus nuliui (5.4.3) reiškinio dalines išvestines A ir B atžvilgiu, gaunama dviejų tiesinių algebrinių lygčių sistema, kurios nežinomieji yra koeficientai A ir B . Šios lygčių sistemos sprendinys yra

$$B = \frac{n \sum_{k=1}^n x_k y_k - \left(\sum_{k=1}^n x_k \right) \left(\sum_{k=1}^n y_k \right)}{n \sum_{k=1}^n x_k^2 - \left(\sum_{k=1}^n x_k \right)^2}; \quad (5.4.4a)$$

$$A = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n y_k - \frac{B}{n} \sum_{k=1}^n x_k. \quad (5.4.4b)$$

Koeficientas B vadinamas tiesės krypties koeficientu arba tiesės „polinkiu“. Koeficientas A nusako y vertę, kai $x = 0$. Koeficientų A ir B vidutiniai kvadratiniai nuokrypiai („empiriniai standartiniai nuokrypiai“) apskaičiuojami pagal formules

$$\Delta A = \sqrt{\frac{F_{\min}}{n(n-2)} \left(1 + \frac{\bar{x}^2}{D_x} \right)}, \quad (5.4.5a)$$

$$\Delta B = \sqrt{\frac{F_{\min}}{n(n-2)D_x}}, \quad (5.4.5b)$$

čia $F_{\min}$ yra mažiausioji kvadratų sumos (5.4.3) reikšmė (t. y. kvadratų suma, kai koeficientai B ir A yra lygūs savo optimaliosioms reikšmėms (5.4.4a) ir (5.4.4b)), $\bar{x}$ yra argumento verčių vidurkis:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n x_k, \quad (5.4.6)$$

o D_x yra argumento verčių dispersija:

$$D_x = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (x_k - \bar{x})^2 = \frac{\sum_{k=1}^n x_k^2}{n} - \bar{x}^2. \quad (5.4.7)$$

Jeigu tikrasis matuojamojo dydžio y ir argumento x sąryšis yra tiesinis, o matavimo paklaidos yra nepriklausomos ir pasiskirsčiusios pagal Gauso skirstinį, kurio plotis nepriklauso nuo taško numerio, tada, padauginus dydžius ΔA ir ΔB iš Stjudento koeficiento, atitinkančio laisvės laipsnių skaičių $n - 2$ ir pasirinktą pasikliautinąją tikimybę α , yra gaunamas atitinkamas to koeficiento pasikliautiniojo intervalo pusplotis („pasikliautinoji paklaida“). Nustatant Stjudento koeficientą, kai yra du nežinomi koeficientai, laisvės laipsnių skaičius yra lygus $n - 2$, o ne n , nes *nepriklausomų* taškų skaičius yra dviem mažesnis už pilnutinį taškų skaičių (nes yra du sąryšiai (5.4.4a) ir (5.4.4b)). Taigi, tiesės koeficientų A ir B reikšmių intervalai, kuriems su tikimybe α priklauso tikrosios (nežinomos) tų koeficientų reikšmės, yra

$$A' - t_{\alpha, n-2} \cdot \Delta A < A < A' + t_{\alpha, n-2} \cdot \Delta A, \quad (5.4.8a)$$

$$B' - t_{\alpha, n-2} \cdot \Delta B < B < B' + t_{\alpha, n-2} \cdot \Delta B, \quad (5.4.8b)$$

čia A' ir B' yra aproksimavimo būdu gautos reikšmės (jas nusako (5.4.4a,b)), $t_{\alpha, n-2}$ yra Stjudento koeficientas, atitinkantis pasikliautinąją tikimybę α ir laisvės laipsnių skaičių $n - 2$, o ΔA ir ΔB išreiškiami (5.4.5a) ir (5.4.5b) formulėmis. Koeficientų A ir B reikšmių intervalai, kuriuos apibrėžia nelygybės (5.4.8a,b), vadinami tų koeficientų „pasikliautiniais intervalais“, atitinkančiais duotąją pasikliautinąją tikimybę α . Kaip matome iš (5.4.8a,b) nelygybių, koeficiento A arba B pasikliautiniojo intervalo pusplotis (t. y. pusė jo pločio) yra atitinkamai $t_{\alpha, n-2} \cdot \Delta A$ arba $t_{\alpha, n-2} \cdot \Delta B$. Matavimo rezultatus įprasta pateikti taip:

$$A = A' \pm t_{\alpha, n-2} \cdot \Delta A, \quad (5.4.9a)$$

$$B = B' \pm t_{\alpha, n-2} \cdot \Delta B. \quad (5.4.9b)$$

Užrašymas (5.4.9a,b) pagal prasmę yra tapatus užrašymui (5.4.8a,b).

Analizuojant matavimo duomenis, dažniausiai naudojama pasikliautiniosios tikimybės reikšmė yra $0,95 = 95\%$. Kai matavimų skaičius n yra didelis, Stjudento koeficientas, atitinkantis pasikliautinąją tikimybę 95% , yra apytiksliai lygus 2. Stjudento koeficientų reikšmės, atitinkančios įvairias pasikliautinasias tikimybes ir įvairius laisvės laipsnių skaičius, yra pateiktos 5 lentelėje.

Dauguma duomenų analizės programų turi aproksimavimo tiesę funkciją. Pvz., programa **Origin** arba Excel funkcija **LINEST** apskaičiuoja ir koeficientus (5.4.4a,b), ir vidutinius kvadratinus nuokrypius (5.4.5a,b). Tačiau tos programos nedaugina tų nuokrypių iš Stjudento koeficiento. Galutinis aproksimavimo rezultatas neturėtų priklausyti nuo programos, nes visose programose naudojamos tos pačios formulės, t. y. (5.4.4a,b) ir (5.4.5a,b).

5 lentelė. Studento koeficientai, atitinkantys įvairias pasikliautinasias tikimybes ir įvairius laisvės laipsnių skaičius

Pasikliautinoji Laisvės laipsnių skaičius	50%	60%	70%	80%	90%	95%	98%	99%	99,5%	99,8%	99,9%
1	1,000	1,376	1,963	3,078	6,314	12,71	31,82	63,66	127,3	318,3	636,6
2	0,816	1,061	1,386	1,886	2,920	4,303	6,965	9,925	14,09	22,33	31,60
3	0,765	0,978	1,250	1,638	2,353	3,182	4,541	5,841	7,453	10,21	12,92
4	0,741	0,941	1,190	1,533	2,132	2,776	3,747	4,604	5,598	7,173	8,610
5	0,727	0,920	1,156	1,476	2,015	2,571	3,365	4,032	4,773	5,893	6,869
6	0,718	0,906	1,134	1,440	1,943	2,447	3,143	3,707	4,317	5,208	5,959
7	0,711	0,896	1,119	1,415	1,895	2,365	2,998	3,499	4,029	4,785	5,408
8	0,706	0,889	1,108	1,397	1,860	2,306	2,896	3,355	3,833	4,501	5,041
9	0,703	0,883	1,100	1,383	1,833	2,262	2,821	3,250	3,690	4,297	4,781
10	0,700	0,879	1,093	1,372	1,812	2,228	2,764	3,169	3,581	4,144	4,587
11	0,697	0,876	1,088	1,363	1,796	2,201	2,718	3,106	3,497	4,025	4,437
12	0,695	0,873	1,083	1,356	1,782	2,179	2,681	3,055	3,428	3,930	4,318
13	0,694	0,870	1,079	1,350	1,771	2,160	2,650	3,012	3,372	3,852	4,221
14	0,692	0,868	1,076	1,345	1,761	2,145	2,624	2,977	3,326	3,787	4,140
15	0,691	0,866	1,074	1,341	1,753	2,131	2,602	2,947	3,286	3,733	4,073
16	0,690	0,865	1,071	1,337	1,746	2,120	2,583	2,921	3,252	3,686	4,015
17	0,689	0,863	1,069	1,333	1,740	2,110	2,567	2,898	3,222	3,646	3,965
18	0,688	0,862	1,067	1,330	1,734	2,101	2,552	2,878	3,197	3,610	3,922
19	0,688	0,861	1,066	1,328	1,729	2,093	2,539	2,861	3,174	3,579	3,883
20	0,687	0,860	1,064	1,325	1,725	2,086	2,528	2,845	3,153	3,552	3,850
21	0,686	0,859	1,063	1,323	1,721	2,080	2,518	2,831	3,135	3,527	3,819
22	0,686	0,858	1,061	1,321	1,717	2,074	2,508	2,819	3,119	3,505	3,792
23	0,685	0,858	1,060	1,319	1,714	2,069	2,500	2,807	3,104	3,485	3,767
24	0,685	0,857	1,059	1,318	1,711	2,064	2,492	2,797	3,091	3,467	3,745
25	0,684	0,856	1,058	1,316	1,708	2,060	2,485	2,787	3,078	3,450	3,725
26	0,684	0,856	1,058	1,315	1,706	2,056	2,479	2,779	3,067	3,435	3,707
27	0,684	0,855	1,057	1,314	1,703	2,052	2,473	2,771	3,057	3,421	3,690
28	0,683	0,855	1,056	1,313	1,701	2,048	2,467	2,763	3,047	3,408	3,674
29	0,683	0,854	1,055	1,311	1,699	2,045	2,462	2,756	3,038	3,396	3,659
30	0,683	0,854	1,055	1,310	1,697	2,042	2,457	2,750	3,030	3,385	3,646
40	0,681	0,851	1,050	1,303	1,684	2,021	2,423	2,704	2,971	3,307	3,551
50	0,679	0,849	1,047	1,299	1,676	2,009	2,403	2,678	2,937	3,261	3,496
60	0,679	0,848	1,045	1,296	1,671	2,000	2,390	2,660	2,915	3,232	3,460
80	0,678	0,846	1,043	1,292	1,664	1,990	2,374	2,639	2,887	3,195	3,416
100	0,677	0,845	1,042	1,290	1,660	1,984	2,364	2,626	2,871	3,174	3,390
120	0,677	0,845	1,041	1,289	1,658	1,980	2,358	2,617	2,860	3,160	3,373
∞	0,674	0,842	1,036	1,282	1,645	1,960	2,326	2,576	2,807	3,090	3,291