

VILNIAUS UNIVERSITETAS
Fizikos fakultetas
Mokomoji atomo ir branduolio fizikos laboratorija

Laboratorinis darbas Nr. 8

DIRBTINIO RADIOAKTYVUMO TYRIMAS

Parengė A. Poškus

2024-02-01

Turinys

Darbo tikslas	2
1. Užduotys	2
2. Kontroliniai klausimai	2
3. Branduolio sandara. Radioaktyvumas	3
3.1. Branduolio sandara. Izotopai	3
3.2. Branduolio masė ir ryšio energija	4
3.3. Radioaktyvumo sąvoka. Pagrindinis radioaktyviojo skilimo dėsnis	7
3.4. Beta skilimas	10
4. Branduolinės reakcijos	12
4.1. Branduolinės reakcijos sąvoka	12
4.2. Sąveikos skerspjūvio sąvoka	13
4.3. Tarpinio branduolio reakcijos	15
4.4. Rezonansinės reakcijos	16
4.5. Tiesioginės reakcijos	18
4.6. Dirbtinis radioaktyvumas	18
4.7. Neutronų sąveika su medžiaga	21
4.7.1. Neutronų sąveikos su medžiaga rūšys	21
4.7.2. Neutrono sukeltų reakcijų skerspjūvis	23
5. Tyrimo metodika	26
5.1. Tyrimo metodo teorija	26
5.2. Darbo priemonės ir matavimo tvarka	27
5.3. Matavimo duomenų analizė	31
5.4. Eksperimentinių verčių pasikliautinieji intervalai	37

Darbo tikslas

Eksperimentiškai ištirti radioaktyviojo bandinio aktyvumo mažėjimą laike bei aktyvumo įsisotinimo reiškinį, kai bandinys yra švitinamas neutronais. Išmatuoti radioaktyviųjų nuklidų skilimo pusamžius pagal jų skilimo kreives.

1. Užduotys

1. Išmatuoti beta dalelių, kurias skleidžia apšvitintas neutronais sidabro bandinys, skaičiavimo spartos priklausomybę nuo laiko (skilimo kreivę). Matavimus atlikti, esant keturioms aktyvinimo trukmėms.
2. Nubraižyti radioaktyviųjų nuklidų ^{108}Ag ir ^{110}Ag mišinio skilimo kreives, pagal jas apskaičiuoti aktyvinimo metu susidariusio radioaktyviojo nuklido ^{108}Ag pusamžį.
3. Nubraižyti nuklido ^{108}Ag aktyvacijos kreivę.
4. Naudojant apskaičiuotąjį nuklido ^{108}Ag pusamžį, pagal nuklidų ^{108}Ag ir ^{110}Ag mišinio skilimo kreivės matavimo duomenis nubraižyti nuklido ^{110}Ag skilimo kreives. Apskaičiuoti šio nuklido pusamžį.
5. Aptarti pastebėtus dėsniumus.

2. Kontroliniai klausimai

1. Radioaktyvumo sąvoka. Radioaktyviojo skilimo tipai. Pagrindinis radioaktyviojo skilimo dėsnis. Pusamžio, skilimo konstantos ir aktyvumo sąvokos; jų matavimo būdai.
2. Branduolinės reakcijos sąvoka. Tarpinio branduolio ir tiesioginės reakcijos.
3. Šiluminių neutronų spinduliuojamojo pagavimo branduolinė reakcija (reakcijos mechanizmas ir lygtis). Kodėl neutrono pagavimas vadinamas „spinduliuojamuoju“?
4. Branduolinės reakcijos skerspjūvio sąvoka.
5. Kodėl, norint padidinti neutrono spinduliuojamojo pagavimo tikimybę, neutroną reikia sulėtinti?
6. Kodėl neutronų lėtinimui naudojamos medžiagos, kuriose yra daug vandenilio?
7. Aktyvinimo sąvoka. Aktyvacijos kreivė. Soties aktyvumas. Kodėl aktyvinimo metu radioaktyviųjų branduolių skaičius ir aktyvumas po tam tikro laiko nustoja augti?
8. Kodėl, vykstant neutronų spinduliuojamojo pagavimo reakcijoms, susidaro β^- radioaktyvūs nuklidai?
9. Ar pasikeičia sidabro kiekis bandinyje po jo aktyvinimo neutronais ir visiško deaktyvavimo?

Literatūra:

1. Poškus A. Atomo fizika ir branduolio fizikos eksperimentiniai metodai. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 2008. p. 117 – 118, p. 120 – 123, p. 149 – 152, p. 156 – 157, p. 188 – 191, p. 200 – 204, p. 207 – 212, p. 245 – 248.
2. Horodničius H. Branduolio fizika. Vilnius: Vilniaus universiteto leidykla, 1997. p. 72 – 76, p. 176 – 201, 206 – 210.
3. Krane K. S. Introductory Nuclear Physics. New York: John Wiley & Sons, 1988. p. 160 – 175, 378 – 380, 392 – 394, 416 – 421, 447 – 459.
4. Lilley J. Nuclear Physics: Principles and Applications. New York: John Wiley & Sons, 2001. p. 14 – 32, 93 – 116, 142 – 148.
5. The 1995 Update to the Atomic Mass Evaluation. <<http://amdc.in2p3.fr/web/mass95.html>>

3. Branduolio sandara. Radioaktyvumas

3.1. Branduolio sandara. Izotopai

1911 m. anglų fiziko Ernesto Rezerfordo (*Rutherford*) tyrimai patvirtino branduolinį atomo sandaros modelį, pagal kurį visas teigiamasis atomo krūvis ir beveik visa atomo masė yra sutelkti centriniame branduolyje. Jau iš Rezerfordo rezultatų buvo nustatyta, kad atomo branduolio matmenys yra bent 4 eilėmis mažesni už viso atomo matmenis. Vėlesni tyrimai parodė, kad branduolio matmenys yra maždaug 5 eilėmis mažesni už atomo matmenis, t. y. branduolio matmenys yra 10^{-15} m eilės (atomo matmenys yra 10^{-10} m eilės). Aplink branduolį yra pasiskirstę neigiamojo elektros krūvio elektronai. Kadangi atomo pilnutinis elektros krūvis yra lygus nuliui, tai reiškia, kad branduolio elektros krūvis yra priešingas pilnutiniam elektronų krūviui. Pažymėjus elektronų skaičių neutraliajame atome raide Z , branduolio krūvis yra lygus $+Ze$, kur $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ C yra elementarusis krūvis (elektrono krūvio modulis). Skaičius Z vadinamas branduolio krūvio skaičiumi arba tiesiog „branduolio krūviu“.

Būtent atomo branduolio krūvio skaičius Z (t. y. atomo elektronų skaičius) lemia atomo chemines savybes. Todėl skirtingi atomai klasifikuojami pagal branduolio krūvio skaičių Z . Atomų rūšis, kurių vienodas Z , vadinama *cheminiu elementu*. Branduolio krūvio skaičius Z lygus elemento *atominiam numeriui* (t. y. elemento eilės numeriui periodinėje elementų sistemoje).

Nors visų atomų su vienodais numeriais Z cheminės savybės yra vienodos, tačiau jų branduolių fizikinės savybės gali būti labai įvairios. Taip yra todėl, kad atomo branduolys yra sudarytas iš dviejų rūšių dalelių – protonų ir neutronų. *Protonas* – tai vandenilio atomo branduolys, vadinasi, jo krūvio skaičius lygus 1. Protono masė yra lygi $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27}$ kg; ji yra maždaug 1840 kartų didesnė už elektrono masę ($m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$ kg). *Neutronas* – tai neturinti elektros krūvio branduolio dalelė. Neutrono masė yra šiek tiek didesnė už protono masę: $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27}$ kg. Protonas ir neutronas vadinami *nukleonais*.

Taigi, norint visapusiškai apibūdinti branduolio sudėtį, reikia nurodyti du skaičius – krūvio skaičių Z (kuris lygus protonų skaičiui branduolyje) ir pilnutinį nukleonų skaičių A (kuris lygus protonų ir neutronų skaičiaus branduolyje sumai). Pažymėjus neutronų skaičių raide N , galima užrašyti

$$A = Z + N. \quad (3.1.1)$$

Nukleonų skaičius branduolyje (A) vadinamas branduolio *masės skaičiumi*, nes jis nusako branduolio masę.

Vieno elemento atomai gali turėti skirtingą masės skaičių A , t. y. skirtingą neutronų skaičių N branduolyje. Cheminio elemento atomų rūšys, kurios skiriasi tik masės skaičiumi A , yra vadinamos to elemento *izotopais*. Dauguma cheminių elementų turi kelis izotopus. Artimą žodžiui „izotopas“ prasmę turi sąvoka *nuklidai* – cheminio elemento atomų rūšis su apibrėžtais masės ir krūvio skaičiais ir su apibrėžta energija¹. Nuklidai žymimi nurodant krūvio ir masės skaičius šalia cheminio elemento žymens; masės skaičius nurodomas viršuje, o krūvio skaičius apačioje. Labiausiai paplitęs vandenilio izotopas yra ${}^1_1\text{H}$ ($Z = 1$ ir $A = 1$, t. y. neutronų skaičius lygus nuliui). Žinomi dar trys vandenilio izotopai: ${}^2_1\text{H}$ (arba ${}^2_1\text{D}$) – sunkusis vandenilis, arba deuteris, ${}^3_1\text{H}$ (arba ${}^3_1\text{T}$) – ultrasunkusis vandenilis, arba tritis, ir ${}^4_1\text{H}$. Dviejų chloro izotopų pavyzdžiai yra ${}^{35}_{17}\text{Cl}$ ($Z = 17$, $A = 35$) ir ${}^{37}_{17}\text{Cl}$ ($Z = 17$, $A = 37$). Aišku, kad visiems vieno elemento izotopams krūvio skaičius Z yra vienodas, nes jis nusako duotą cheminį elementą. Todėl, skaitant nuklido žymenį, paminimas tik masės skaičius (pvz., sakoma „chloras-35“ arba „chloras-37“). Nuklidų žymenys dažnai trumpinami nenurodant krūvio skaičiaus (pvz., ${}^{35}\text{Cl}$, ${}^{37}\text{Cl}$).

Iš to, kas anksčiau pasakyta, išplaukia, kad vieno elemento skirtingų izotopų atomų branduoliai skiriasi neutronų skaičiumi. Šis skaičius lygus masės skaičiaus A ir krūvio skaičiaus Z skirtumui:

$$N = A - Z. \quad (3.1.2)$$

Minėtųjų chloro izotopų branduoliuose neutronų skaičius yra $N = 35 - 17 = 18$ ir $N = 37 - 17 = 20$.

Nuklidai, kurie turi vienodą sudėtį (t. y. vienodą masės skaičių A ir vienodą krūvio skaičių Z), tačiau skirtingą energiją, ir kurių energija nekinta ilgiau negu 10^{-11} s, yra vadinami *branduoliniais izomeriais*. Pvz., pagrindinės būsenos nuklidas ${}^{137}\text{Ba}$ (baris-137) ir antrosios sužadintosios būsenos nuklidas ${}^{137m}\text{Ba}$ yra izomerai. Raidė „m“ nuklido ${}^{137m}\text{Ba}$ žymenyje reiškia metastabiliają būseną. Branduoliniai izomerai yra *skirtingi* nuklidai.

¹ Terminas „izotopas“ dažniausiai vartojamas žodžių junginyje „cheminio elemento izotopas“, pvz., „urano izotopas“, o žodis „nuklidas“ vartojamas kalbant apie tiksliai apibrėžtą atomų arba branduolių rūšį, pvz., sakoma, „nuklidai uranas-235 ir plutonis-239 gali dalyvauti grandininėje branduolių dalijimosi reakcijoje“.

Nuklidai, kurių masės skaičius A vienodas, tačiau krūvio skaičius Z skirtingas, vadinami **izobarais**. Pvz., cezio izotopas $^{137}_{55}\text{Cs}$ ir bario izotopas $^{137}_{56}\text{Ba}$ yra izobarai. Nuklidai, kurių neutronų skaičius (3.1.2) vienodas, vadinami **izotonais**. Pvz., chloro izotopas $^{37}_{17}\text{Cl}$ ir kalio izotopas $^{39}_{19}\text{K}$ yra izotonai.

Protonas ir neutronas turi vidinį judesio kiekio momentą – **sukinį**, kuris yra tokio paties didumo kaip ir elektrono sukinyš, t. y. $1/2$. Todėl branduolys turi sukininį judesio kiekio momentą, kuris lygus nukleonų sukinių vektorinei sumai. Be to, protonas ir neutronas (taigi, ir branduolys) turi sukininį magnetinį momentą. Branduolio pilnutinį magnetinį momentą sąlygoja nukleonų sukininiai magnetiniai momentai bei jų „orbitiniai“ magnetiniai momentai, kurie susiję su nukleonų judėjimu branduolio viduje.

Branduolio magnetinio momento sąveika su atomo elektronų magnetiniais momentais sukelia atomų spinduliuotės spektrų smulkiosios sandaros linijų papildomą skilimą, kuris vadinamas **hipersmulkiąja sandara**. Šis papildomas skilimas yra daug mažesnis už skilimą, kuris atsiranda dėl atomo sukinio ir orbitos sąveikos.

Laisvos būsenos neutronas yra nestabilus – jo vidutinė gyvavimo trukmė yra maždaug 15 min. Laisvos būsenos neutronas savaime virsta protonu ir elektronu ir kartu atsiranda dar viena neutralioji dalelė – **antineutrinas**. Šį virsmą galima užrašyti šitaip:



čia ${}^1_0\text{n}$, ${}^1_1\text{p}$, ${}^0_{-1}\text{e}$ ir $\bar{\nu}$ žymi atitinkamai neutroną, protoną, elektroną ir antineutrino (elektrono ir antineutrino masės skaičiai lygūs nuliui). Šis virsmas galimas ne tik esant laisvajam neutronui, bet ir tuo atveju, kai neutronas yra kai kurių nuklidų branduolių sudėtyje (tokie virsmai bus aptariami 3.4 poskyryje).

Laisvos būsenos protonas yra stabilus. Tačiau kai kurių nuklidų branduoliuose protonas gali savaime virsti neutronu ir pozitronu (žr. 3.4 poskyrį). **Pozitronas** – tai elektrono antidalelė, kurios krūvis yra priešingas elektrono krūviui, o masė yra tokia pati kaip elektrono (pozitroną galima vadinti „teigiamuoju elektronu“). Be to, protono virsmo metu atsiranda dar viena neutrali dalelė – **neutrinas**. Taigi, šį protono virsmą galima užrašyti šitaip:



čia ${}^0_{+1}\text{e}$ yra pozitrono žymuo, o ν yra neutrino žymuo.

Branduolys yra apytiksliai rutulio formos; jo spindulys lygus

$$R = R_0 A^{1/3}; \quad R_0 \approx 1,2 \cdot 10^{-15} \text{ m}. \quad (3.1.5)$$

Iš šios lygybės išplaukia, kad branduolio masės skaičius A yra proporcingas branduolio tūriui. Tai reiškia, kad visų branduolių medžiagos tankis yra apytiksliai vienodas ir lygus

$$\rho_{\text{br}} \approx 10^{17} \text{ kg/m}^3. \quad (3.1.6)$$

3.2. Branduolio masė ir ryšio energija

Apie nukleonų tarpusavio ryšio stiprumą galima spręsti iš vadinamosios branduolio ryšio energijos. Branduolio **ryšio energija** E_R – tai darbas, kurį reikia atlikti norint suskaldyti branduolį į atskirus nukleonus. Iš energijos tvermės dėsnio išplaukia, kad, susidarant iš atskirų nukleonų branduoliui, turi išsiskirti toks pats energijos kiekis, kokį reikia išseikvoti tam, kad jis būtų suskaldytas į nukleonus.

Tiksliai išmatavus branduolių mases, nustatyta, kad branduolio masė M visada keliomis dešimtosiomis procento mažesnė už jį sudarančių nukleonų masių sumą. T. y. branduolio masę galima išreikšti šitaip:

$$M = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta m; \quad (3.2.1)$$

čia m_p yra protono masė, m_n yra neutrono masė, o Δm yra branduolio **masės defektas**. Šį branduolio masės sumažėjimą galima paaiškinti ryšio energijos išsiskyrimu susidarant branduoliui. Pagal energijos ir masės sąryšį ($E = mc^2$), jeigu, susidarant branduoliui, išsiskiria ryšio energija E_R , tada branduolio masė sumažėja dydžiu

$$\Delta m = E_R / c^2. \quad (3.2.2)$$

Vadinasi, remiantis išmatuotąja masės defekto Δm verte, galima nustatyti ryšio energiją E_R :

$$E_R = \Delta m c^2. \quad (3.2.3)$$

Išreiškę Δm iš (3.2.1) ir įrašę į (3.2.3), matome:

$$E_R = [Zm_p + (A - Z)m_n - M]c^2. \quad (3.2.4)$$

Praktikoje branduolio ryšio energija dažniausiai matuojama megaelektronvoltais (MeV):

$$1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV} = 10^6 \cdot 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1,6022 \cdot 10^{-13} \text{ J},$$

o elementariųjų dalelių masė dažniausiai išreiškiama **atominiais masės vienetais** (a.m.v.):

$$1 \text{ a.m.v.} = 1,66057 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

Tikslios protono, neutrono ir elektrono masės atominiais masės vienetais yra:

$$m_p = 1,007285 \text{ a.m.v.}, \quad m_n = 1,008665 \text{ a.m.v.}, \quad m_e = 5,48578 \cdot 10^{-4} \text{ a.m.v.}$$

Toliau (3.2.4) formulė užrašyta tokiu pavidalu, kad ji iš karto parodo ryšio energijos vertę megaelektron-voltais, kai protono, neutrono ir branduolio masės išreikštos atominiais masės vienetais:

$$E_R = 931.1 \cdot [Zm_p + (A - Z)m_n - M]. \quad (3.2.5a)$$

Šioje formulėje vietoj protono masės m_p galima imti vandenilio *atomo* masę $m_H = 1,007285 \text{ a.m.v.}$, o vietoj branduolio masės M galima įrašyti atomo masę M_a , nes, atlikus šiuos du pakeitimus, Z elektronų masės susiprastina (visų elementų įvairių izotopų atomų masių tiksliai vertės galima rasti, pvz., [3] ir [4] knygose ir [5] tinklalapyje). Taigi, kitu pavidalu branduolio ryšio energijos išraišką (3.2.5a) galima užrašyti šitaip:

$$E_R = 931.1 \cdot [Zm_H + (A - Z)m_n - M_a]. \quad (3.2.5b)$$

Kita sąvoka, kuri turi didelę praktinę vertę, yra **savitoji ryšio energija** δE_R – ryšio energija, atitinkanti vieną nukleoną:

$$\delta E_R = \frac{E_R}{A} = \frac{931.1}{A} \cdot [Zm_p + (A - Z)m_n - M]. \quad (3.2.6)$$

1 pav. matome, kad skirtingų branduolių savitosios ryšio energijos šiek tiek skiriasi. Didėjant branduolio masės skaičiui A , savitoji ryšio energija iš pradžių padidėja, o paskui pradeda lėtai mažėti. Didžiausia savitoji ryšio energija yra periodinės sistemos viduryje esančių elementų atomų branduolių (šių elementų atominiai numeriai Z yra tarp 40 ir 60). Šie branduoliai yra stabiliausi. Be to, akivaizdu, kad vidutinių ir sunkiųjų branduolių ($A > 20$) savitosios ryšio energijos kitimo ribos yra palyginti siauros: $\delta E_R = (7,5 - 9) \text{ MeV}$. Šis apytikslis δE_R pastovumas rodo, kad traukos jėgai, kuri veikia tarp nukleonų, yra būdinga **soties** savybė: kiekvienas branduolio nukleonas sąveikauja tik su gretimais nukleonais, įsotindamas savo ryšius (jeigu nukleonas sąveikautų su visais likusiais branduolio nukleonais, tada ryšio energija būtų apytiksliai proporcinga nukleonų *porų* skaičiui, t. y. $A(A-1)/2 \approx A^2/2$, todėl savitoji ryšio energija būtų proporcinga A). Vadinasi, branduolinės traukos jėga yra **artiesikė**: jos veikimo atstumas yra nukleono matmenų eilės, t. y. 10^{-15} m .

Staigus δE_R sumažėjimas mažėjant A (žr. 1a pav.) aiškinamas tuo, kad branduolio paviršiuje esantys nukleonai nepilnai įsotina savo ryšius. Aišku, kad šis savitosios ryšio energijos sumažėjimas yra tuo ryškesnis, kuo didesnė nukleonų dalis yra branduolio paviršiuje, t. y. kuo lengvesnis branduolys. Tačiau greitas δE_R mažėjimas mažėjant A yra tik apytikslis. Mažų A srityje yra keli maksimumai, kurie siekia (7–8) MeV. Šie maksimumai atitinka branduolius, kurių masės skaičius A dalijasi iš 4, o krūvio skaičius Z yra lyginis: ${}^4_2\text{He}$, ${}^8_4\text{Be}$, ${}^{12}_6\text{Be}$, ${}^{16}_8\text{O}$. Taigi, nukleonams branduolyje „energiškai naudinga“ jungtis į ketvertus „2 protonai + 2 neutronai“ (ši keturių nukleonų sistema – tai helio branduolys).

Didėjant A , savitoji ryšio energija δE_R lėtai mažėja (žr. 1 pav.). Sunkiausio gamtinio elemento ${}^{238}_{92}\text{U}$ δE_R vertė lygi 7,5 MeV. Šis nedidelis sumažėjimas aiškinamas protonų elektrostatine (Kulono) stūma. Kadangi Kulono jėga yra toliasikė, kiekvienas protonas sąveikauja su visais likusiais branduolio protonais, todėl šios sąveikos energija proporcinga protonų porų skaičiui $Z(Z-1)/2 \approx Z^2/2$, t. y. ji didėja greičiau negu protonų traukos energija, kuri proporcinga Z . Protonų Kulono stūmos energija yra teigiama, t. y. ji didina branduolio masę ir mažina masės defektą Δm bei ryšio energiją E_R .

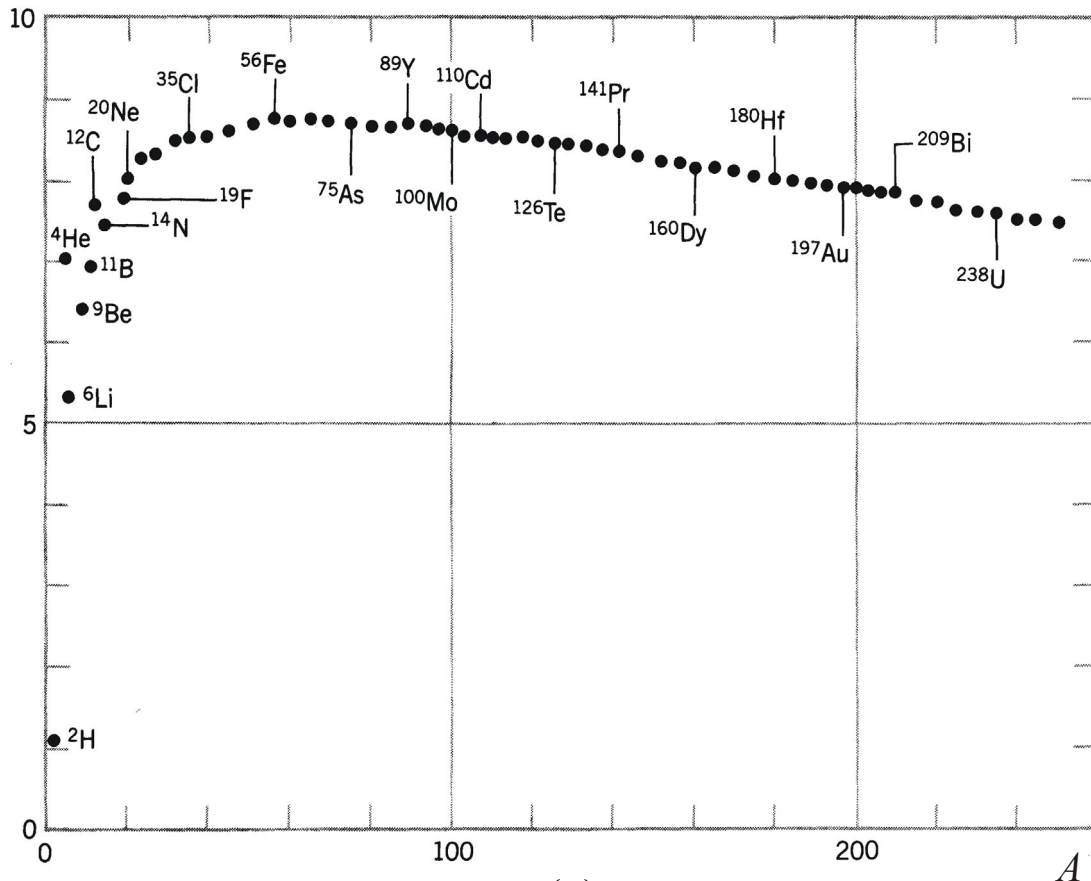
Atsižvelgus į visus veiksnius, nuo kurių priklauso branduolio ryšio energija E_R , gaunama pusempirė branduolio ryšio energijos formulė, kurią 1935 m. suformulavo vokiečių fizikas Karlas fon Veiczekeris (*Weizsäcker*):

$$E_R = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z(Z-1)A^{-1/3} - \eta(N-Z)^2 A^{-1} + C. \quad (3.2.7)$$

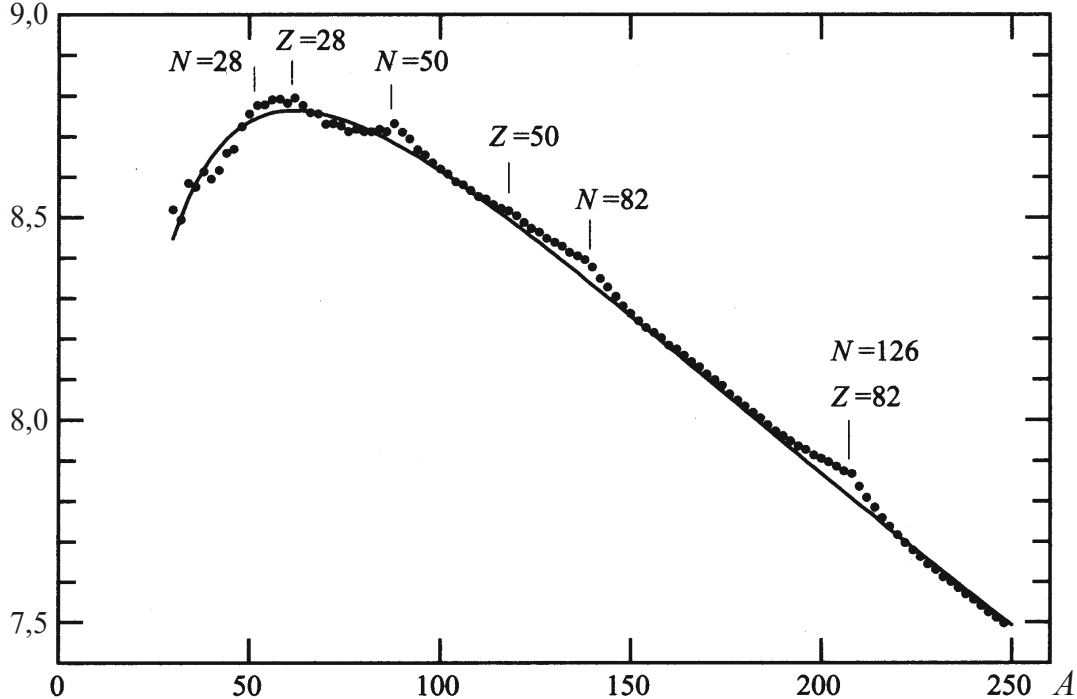
Ši formulė vadinama **Veiczekerio formule**. Koeficientų vertės šioje formulėje buvo nustatytos empiriškai:

$$\alpha = 15,5 \text{ MeV}, \quad \beta = 16,8 \text{ MeV}, \quad \gamma = 0,72 \text{ MeV}, \quad \eta = 23 \text{ MeV},$$

$$C = \begin{cases} +\Delta & \text{jeigu } Z \text{ ir } N \text{ lyginiai,} \\ 0 & \text{jeigu } A \text{ nelyginis,} \\ -\Delta & \text{jeigu } Z \text{ ir } N \text{ nelyginiai;} \end{cases} \quad \Delta \approx \frac{34}{A^{3/4}} \text{ MeV.}$$

$\delta E_R / \text{MeV}$


(a)

 $\delta E_R / \text{MeV}$


(b)

1 pav. Savitosios ryšio energijos priklausomybė nuo branduolio masės skaičiaus A : (a) pilnutinė priklausomybė (iš [3]); (b) priklausomybė, kai $A > 30$ (iš [4]). Glodžioji kreivė apskaičiuota pagal Veiczekerio formulę (3.2.7), o taškai atitinka matavimų duomenis. Kai A vertė yra lyginė, atidėtas branduolių su gretimomis A vertėmis savitųjų ryšio energijų verčių vidurkis, kad Veiczekerio formulės porų dėmuo (C) neturėtų įtakos

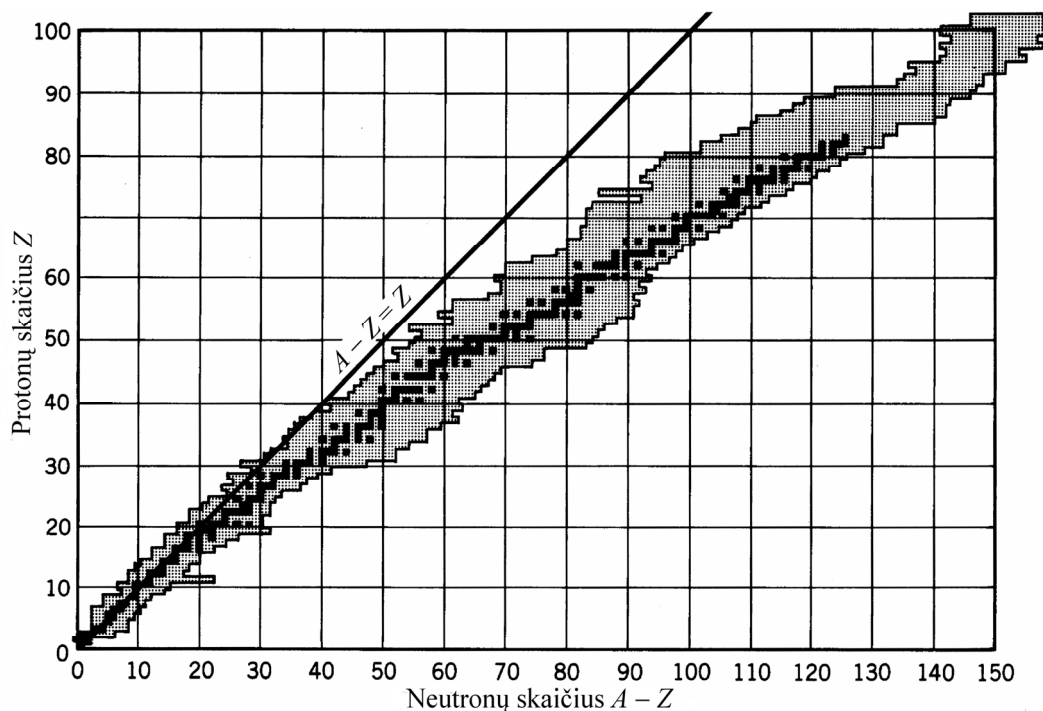
Ši formulė yra apytikslė, ir pagal ją apskaičiuota ryšio energijos vertė gali skirtis nuo tikrosios keliomis dešimtosiomis MeV. Toliau paaiškintas kiekvieno Veiczekerio formulės (3.2.7) dėmens vaidmuo:

- 1) Pirmasis dėmuo nusako ryšio energijos dalį, kurią lemia įsotinti ryšiai. Šis dėmuo proporcingas nukleonų skaičiui A , nes manoma, kad kiekvienas nukleonas yra apsuptas vienodo skaičiaus gretimų nukleonų.
- 2) Antrasis dėmuo atspindi paviršinius efektus: branduolio paviršiuje esantys nukleonai nevisiškai įsotina savo ryšius, todėl iš energijos, kurią numato pirmasis dėmuo, reikia atimti energiją, kuri atitinka „laisvuosius“ ryšius. Ši pataisa yra proporcinga branduolio paviršiuje esančių nukleonų skaičiui. Šis skaičius yra proporcingas branduolio paviršiaus plotui. Kadangi branduolys yra apytiksliai rutulio formos, jo paviršiaus plotas yra proporcingas $A^{2/3}$.
- 3) Trečiasis dėmuo nusako protonų Kulono stūmos energiją. Ši energija yra proporcinga protonų porų skaičiui $Z(Z - 1) / 2$, ir atvirkščiai proporcinga vidutiniam atstumui tarp dviejų protonų vienoje poroje (žr. (4.3.2)), t. y. branduolio matmenims. Pagal (3.1.5) branduolio matmenys yra proporcingi $A^{1/3}$.
- 4) Ketvirtasis dėmuo – tai **simetrijos dėmuo**. Jis atspindi nukleonų energijos pataisą, kuri atsiranda dėl dviejų veiksnių: (a) protono ir neutrono vidutinės potencinės energijos (kuri yra neigiama) modulis yra didesnis už dviejų vienodų nukleonų sąveikos vidutinės potencinės energijos modulį; (b) didėjant skirtumui tarp protonų skaičiaus Z ir neutronų skaičiaus N ir esant tam pačiam A , didėja nukleonų pilnutinė kinetinė energija (tai išplaukia iš Paulio draudimo principo ir branduolio sluoksninio modelio). Kadangi branduolio ryšio energija yra priešinga nukleonų pilnutinės potencinės energijos ir pilnutinės kinetinės energijos sumai, tai potencinės arba kinetinės energijos padidėjimas pasireiškia ryšio energijos sumažėjimu.
- 5) Penktasis dėmuo („porų dėmuo“) atspindi vienodų nukleonų tendenciją jungtis į poras, kuriose abiejų nukleonų orbitinio judėjimo būsenos yra vienodos, o sukiniai yra priešingi. Susidarius tokie porai, nukleonų orbitinės banginės funkcijos labiau persikloja negu tuo atveju, kai nukleonų orbitinės banginės funkcijos yra skirtingos, todėl nukleonai daugiau laiko praleidžia arti vienas kito ir ryšio energija padidėja. Stabiliausi yra branduoliai, kurių abu skaičiai Z ir N yra lyginiai (tada visi nukleonai yra „susiporavę“), ne tokie stabilūs yra branduoliai, kuriuose A nelyginis (tada, kad būtų optimali konfigūracija, trūksta vieno nukleono arba vienas nukleonas yra atliekamas) ir dar nestabilesni yra branduoliai, kurių abu skaičiai Z ir N yra nelyginiai (tada, kad būtų optimali konfigūracija, trūksta vieno protono ir vieno neutrono).

3.3. Radioaktyvumo sąvoka. Pagrindinis radioaktyviojo skilimo dėsnis

Radioaktyvumas – tai yra kai kurių nuklidų branduolių savaiminis virtimas kitų nuklidų branduoliais. Tokio virsmo ypatybė yra ta, kad jo metu vietoj vieno (*pirminio*) branduolio atsiranda dvi arba daugiau *antrinių* dalelių (pvz., kito nuklido branduolys ir elektronas arba du lengvesni branduoliai). Todėl toks branduolio virsmas vadinamas branduolio **skilimu**. Kad branduolys galėtų skilti savaime, toks vyksmas turi būti „energiškai naudingas“, t. y. dalelių, kurios atsiranda skylant branduoliui, pilnutinė rimties energija turi būti mažesnė už pradinio branduolio rimties energiją. Šią sąlygą atitinka tik kai kurie nuklidai ir tik tam tikri antrinių dalelių deriniai. Pvz., kaip minėta 3.2 poskyryje, „energiškai naudingas“ vyksmas, kai sunkusis branduolys ($A > 200$) skyla į dvi apytiksliai vienodos masės skeveldras. Skilimo metu šis pirminio branduolio ir antrinių dalelių rimties energijų skirtumas išsiskiria antrinių dalelių kinetinės energijos pavidalu. Kitas pavyzdys – neutrono virsmas protonu (šio virsmo lygtis yra (3.1.3)). Kadangi neutrono rimties masė yra didesnė už protono ir elektrono rimties masių sumą (žr. 3.2 poskyrį), o antineutrino rimties masė yra praktiškai lygi nuliui, tai (3.1.3) virsmas yra energiška naudingas. Todėl šis virsmas vyksta savaime netgi tada, kai neutronas yra laisvas. Tuo tarpu protono virsmas neutronu ((3.1.4) lygtis) yra galimas tik suteikus protonui tam tikrą energijos kiekį. Todėl jis gali vykti savaime tik tuo atveju, kai protonas yra branduolio sudėtyje.

Nustatyta, kad kiekvieno elemento stabilųjų izotopų masės skaičiai A priklauso palyginti siauram (kelių vienetų pločio) intervalui, kuris vadinamas duoto elemento **stabilumo sritimi**. Pvz., stabilieji švino izotopai yra ${}^{204}_{82}\text{Pb}$, ${}^{206}_{82}\text{Pb}$, ${}^{207}_{82}\text{Pb}$ ir ${}^{208}_{82}\text{Pb}$. T. y. švino izotopų stabilumo srityje A yra nuo 204 iki 208. Duotojo elemento izotopai, kurių masės skaičius A yra žemiau arba aukščiau stabilumo srities, yra radioaktyvūs. Lengvųjų elementų atveju ($Z < 20$, $A < 40$) stabilumo srityje neutronų ir protonų skaičių santykis artimas vienetui. Taip yra todėl, kad branduolyje nukleonams energiška naudingiausia jungtis į protono ir neutrono poras (žr. 3.2 poskyrį). Sunkiausiems stabiliems nuklidams neutronų skaičiaus $A - Z$ ir protonų skaičiaus Z santykis $(A - Z) / Z$ padidėja iki $\approx 1,5$. Taip yra todėl, kad duotam masės



2 pav. Protonų ir neutronų skaičiai, kurie atitinka stabiluosius branduolius (juodos sritys) ir radioaktyviuosius branduolius (pilkos sritys) (iš [3])

skaičiui A optimalųjį (atitinkantį mažiausią branduolio energiją) santykį $(A - Z) / Z$ lemia du konkuruojantys veiksniai: ketvirtasis (simetrijos) dėmuo ryšio energijos išraiškoje (3.2.7), dėl kurio energiška naudingsiau, kad $(A - Z) / Z$ būtų artimas vienetui, ir protonų Kulono stūma, dėl kurios energiška naudingsiau turėti mažiau protonų branduolyje. Pastarojo veiksnio vaidmuo didėja didėjant branduolio masei, nes:

- 1) Kulono stūmos energija yra proporcinga protonų skaičiaus kvadratui Z^2 (kiekvienas protonas sąveikauja su visais kitais branduolio protonais), todėl ta energija yra *apytiksliai* proporcinga ir atominio skaičiaus kvadratui A^2 (turint omenyje tik tuos nuklidus, kurie yra stabilumo srityje arba arti jos);
- 2) nukleonų traukos energija (ir simetrijos energija) yra proporcinga masės skaičiui A (stiprioji sąveika pasireiškia tik tarp gretimų nukleonų).

T. y., didėjant Z , protonų Kulono stūmos energija didėja greičiau už branduolinės traukos energiją (ir simetrijos energiją). Todėl, didėjant A , optimalusis protonų skaičius Z didėja lėčiau už neutronų skaičių $A - Z$, ir optimalioji $(A - Z) / Z$ vertė šiek tiek padidėja. 2 pav. grafiškai pavaizduoti protonų ir neutronų skaičiai, kurie atitinka šiuo metu žinomus stabiluosius nuklidus (juodos sritys) ir radioaktyviuosius nuklidus (pilkos sritys).

Kuo lengvesnė dalelė, tuo didesnę skilimo metu išsiskyrusios energijos dalį ji gauna (tai išplaukia iš energijos ir judesio kiekio tvermės dėsnų). Pvz., kai branduolys skyla į kitą branduolį, elektroną ir antineutrino, beveik visa išsiskyrusi energija virsta elektrono ir antineutrino kinetine energija. Dalelių, kurios atsiranda skylant branduoliams, kinetinė energija yra palyginti didelė – daug didesnė už energijas, kurios pasireiškia atominiuose reiškiniuose. Pvz., elektrono, kuris atsirado, skilus branduoliui, tipiškoji kinetinė energija yra 4–6 eilėmis didesnė už vidutinę orbitinio elektrono kinetinę energiją vandenilio atome. Būtent ši ypač didelė dalelių energija ir yra tas požymis, pagal kurį praktikoje lengviausia aptikti branduolio skilimą. Didelė dalelių energija sąlygoja didelę jų skvarbą ir gebėjimą jonizuoti medžiagos atomus. Jonizavimo reiškinys panaudojamas šių dalelių detektavimui.

Pagal spinduliuojamų dalelių rūšį skiriami alfa (α) skilimas, beta (β) skilimas ir savaiminis dalijimasis. **Alfa (α) dalelės** – tai didelės energijos ${}^4\text{He}$ branduoliai (jų tipiška energija yra 4–9 MeV), o **beta (β) dalelės** – tai didelės energijos elektronai arba pozitronai (jų energijos spektras yra tolygus, o didžiausioji energija dažniausiai būna tarp 10 keV ir 10 MeV). Savaiminis dalijimasis yra būdingas tik patiems sunkiausiems branduoliams ir pasireiškia branduolio skilimu į dvi artimų masių skeveldras. Kartu su kiekvienu iš šių trijų skilimo vyksmų dažnai atsiranda elektromagnetinė **gamma (γ) spinduliuotė**. Šios spinduliuotės kvantai (didelės energijos fotonai) vadinami **gamma (γ) kvantais** (jų energija dažniausiai būna tarp 10 keV ir 10 MeV).

Kadangi radioaktyviojo skilimo metu vieno elemento branduoliai virsta kitų elementų branduoliais, tai pradinio radioaktyviojo elemento atomų skaičius bandinyje visą laiką mažėja. Jeigu tam tikru laiko momentu t radioaktyviojo elemento atomų skaičius bandinyje buvo N , tai dėl α arba β skilimo arba dėl savaiminio dalijimosi per laiką dt tokių atomų skaičius sumažės dydžiu $-dN$. Dėsnį, kuris nusako šį

atomų skaičiaus pokytį, 1902 m. atrado anglų fizikai Ernestas Rezerfordas ir Frederikas Sodis (*Soddy*). Jie nustatė, kad

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N; \quad (3.3.1)$$

čia N – radioaktyviojo nuklido branduolių skaičius, o λ – radioaktyviojo nuklido **skilimo konstanta**, rodanti, kuri branduolių dalis suskyla per 1 s. Šį dėsnį galima išvesti teoriškai pasinaudojus tuo, kad branduolių skilimas yra atsitiktinis vyksmas (tiksliau, Puasono vyksmas, kurio savybės aprašytos [1] knygos G priedo G.4 ir G.9 skyreliuose). Sąvoka „atsitiktinis vyksmas“ reiškia, kad neįmanoma numatyti, kada ir kuris branduolys skils, o galima kalbėti tik apie kiekvieno branduolio skilimo per apibrėžtą laiką tikimybę. Skilimo konstanta λ yra nestabiliojo branduolio skilimo tikimybė per vieną sekundę. Diferencialinės lygties (3.3.1) sprendinys yra eksponentinė laiko funkcija:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}; \quad (3.3.2)$$

čia N_0 yra radioaktyviojo nuklido branduolių skaičius pradinio laiko momentu $t = 0$. Vadinasi, radioaktyviojo nuklido atomų skaičiaus bandinyje priklausomybė nuo laiko – tai mažėjimas pagal eksponentinį dėsnį (žr. 3 pav.). (3.3.1) arba (3.3.2) lygybė reiškia **pagrindinį radioaktyviojo skilimo dėsnį**. Šį dėsnį galima užrašyti šitaip:

$$N(t) = N_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}}; \quad (3.3.3)$$

čia $T_{1/2}$ yra radioaktyviojo nuklido pusamžis:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (3.3.4)$$

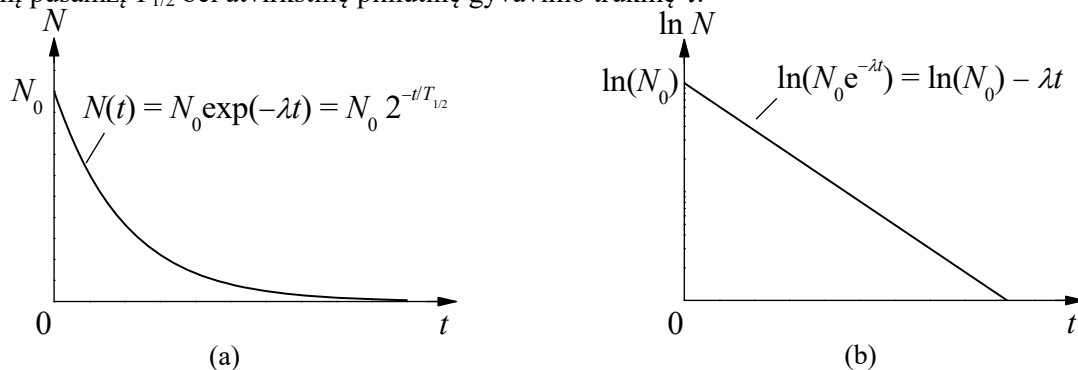
Radioaktyviojo nuklido **pusamžis** arba **pusėjimo trukmė** – tai laikas, per kurį to nuklido branduolių skaičius sumažėja 2 kartus dėl radioaktyviojo skilimo. Per laiką $2T_{1/2}$ branduolių skaičius sumažėja $2^2 = 4$ kartus, per laiką $3T_{1/2}$ – $2^3 = 8$ kartus ir t. t. Vietoj pusamžio kartais vartojama branduolio vidutinės gyvavimo trukmės sąvoka. **Vidutinė gyvavimo trukmė** – tai vidutinis laikas iki branduolio skilimo. Vidutinė gyvavimo trukmė τ lygi laikui, per kurį nestabiliųjų branduolių skaičius sumažėja $e = 2,7183$ karto, t. y.

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (3.3.5)$$

Dažnai nuklidas gali skilti keliais būdais, t. y. gali virsti įvairiais nuklidais. Kiekvienas toks skilimo būdas vadinamas „skilimo kanalu“. Kiekvienos rūšies skilimų vidutinę santykinę dalį pilnutinio skilimų skaičiaus atžvilgiu vadinsime to skilimo „santykinę tikimybę“. Kiekvienas skilimo kanalas apibūdinamas savo skilimo konstanta. Pažymėjus k -tojo kanalo skilimo konstantą λ_k , o tos rūšies skilimo santykinę tikimybę p_k , pilnutinė skilimo konstanta yra lygi

$$\lambda = \sum_{k=1}^K p_k \lambda_k; \quad (3.3.6)$$

čia K yra pilnutinis pirminio nuklido skilimo kanalų skaičius. Analogiškai galima išreikšti ir atvirkštinį pilnutinį pusamžį $T_{1/2}$ bei atvirkštinę pilnutinę gyvavimo trukmę τ :



3 pav. Radioaktyviojo nuklido kiekio (a) ir jo logaritmo (b) priklausomybė nuo laiko

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \sum_{k=1}^K \frac{p_k}{T_{1/2}^{(k)}}, \quad (3.3.7a)$$

$$\frac{1}{\tau} = \sum_{k=1}^K \frac{p_k}{\tau_k}; \quad (3.3.7b)$$

čia $T_{1/2}^{(k)}$ yra pirminio nuklido skilimo pusamžis k -tosios rūšies skilimo atžvilgiu (t. y. skilimo pusamžis, kuris būtų matuojamas, jeigu egzistuotų tik k -tasis skilimo kanalas), o τ_k yra pirminio nuklido vidutinė gyvavimo trukmė k -tosios rūšies skilimo atžvilgiu.

Iš trijų skilimo spartą apibūdinančių dydžių (λ , τ ir $T_{1/2}$), praktikoje dažniausiai vartojamas pusamžis $T_{1/2}$. Radioaktyviųjų nuklidų pusamžiai yra labai įvairūs ir kinta nuo sekundės dalių iki daugelio milijardų metų. Pvz., urano izotopo ${}^{238}_{92}\text{U}$ pusamžis lygus $4,5 \cdot 10^9$ m., radžio izotopo ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ – 1590 m., radono ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ – 3,8 dienos, polonio ${}^{214}_{84}\text{Po}$ – $1,6 \cdot 10^{-4}$ s.

Vidutinis per sekundę skylančių branduolių skaičius

$$\Phi \equiv -\frac{dN}{dt} \quad (3.3.8)$$

vadinamas radioaktyviojo šaltinio **aktyvumu**. Aktyvumas dažniausiai išreiškiamas vidutiniu skilimų skaičiumi per sekundę (skil./s). Šis aktyvumo vienetas vadinamas **bekereliu (Bq)**: 1 Bq = 1 skil./s. Tačiau vartojami ir kiti vienetai: **kiuris (Ci)**; 1 Ci = $3,7 \cdot 10^{10}$ Bq) ir **rezerfordas (Rd)**; 1 Rd = 10^6 Bq).

Kadangi skilimo metu branduolys išspinduliuoja vieną arba daugiau dalelių, tai radioaktyviojo bandinio aktyvumą galima įvertinti matuojant tų dalelių vidutinį skaičių per laiko vienetą.

Pagal radioaktyviojo skilimo dėsnio diferencialinę formą (3.3.1) ir pagal aktyvumo apibrėžtį (3.3.8) šaltinio aktyvumas Φ ir nestabiliųjų branduolių skaičius N kiekvienu laiko momentu susiję sąryšiu

$$\Phi = \lambda N. \quad (3.3.9)$$

Šaltinio aktyvumo (arba dalelių skaičiavimo spartos, kuri proporcinga aktyvumui) priklausomybės nuo laiko grafikas vadinamas **skilimo kreive**. Iš (3.3.9) išplaukia, kad aktyvumo Φ priklausomybė nuo laiko yra to paties pavidalo kaip ir radioaktyviųjų branduolių skaičiaus N laikinė priklausomybė (žr. 3 pav.); atsiranda tik pastovus papildomas daugiklis λ :

$$\Phi(t) = \lambda N(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \Phi_0 e^{-\lambda t} = \Phi_0 \cdot 2^{-t/T_{1/2}}; \quad (3.3.10)$$

čia Φ_0 yra pradinis šaltinio aktyvumas:

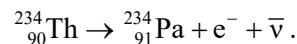
$$\Phi_0 = \lambda N_0. \quad (3.3.11)$$

3.4. Beta skilimas

Beta skilimas gali būti trijų rūšių. **Beta minus (β^-) skilimas** yra toks atomo branduolio virsmas, kurio metu branduolys savaime išspinduliuoja elektroną (žymuo – e^- arba ${}^0_{-1}e$) ir antineutriną (žymuo – $\bar{\nu}$). Antineutrinas yra neutrino antidalelė. Neutrinai ir antineutrinai yra neutraliosios dalelės, kurių rimties masė yra praktiškai lygi nuliui (t. y. mažesnė už mažiausią šiuo metu pasiekiamą matavimų paklaidą). Šio virsmo metu branduolio masės skaičius nepasikeičia, o branduolio krūvis padidėja vienu elementariuoju krūviu. β^- skilimo lygtį galima užrašyti šitaip:



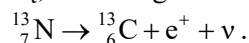
Taigi, β^- skilimo metu vienas iš branduolio neutronų virsta protonu. Pvz., toris ${}^{234}_{90}\text{Th}$, išspinduliuavęs β^- dalelę, virsta protaktiniu (Pa):



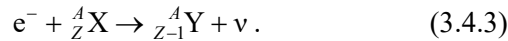
β^- skilimas yra būdingas ir laisviesiems neutronams (žr. (3.1.3) lygtį). **Beta plus (β^+) skilimas** yra toks atomo branduolio virsmas, kurio metu branduolys savaime išspinduliuoja elektrono antidalelę – pozitroną (žymuo – e^+ arba ${}^0_{+1}e$) ir neutriną (žymuo – ν). Šio virsmo metu branduolio masės skaičius taip pat nepasikeičia, o branduolio krūvis sumažėja vienu elementariuoju krūviu, t. y. vienas iš branduolio protonų virsta neutronu:



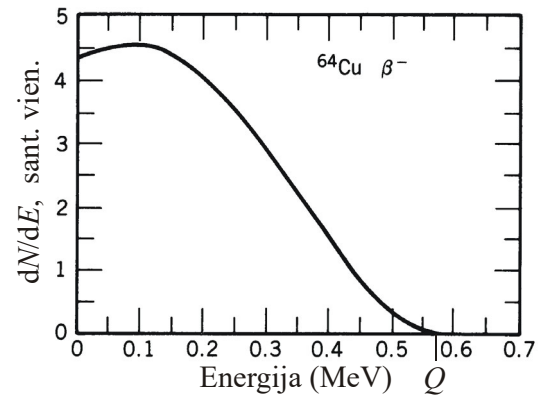
Pvz., azoto izotopas, išspinduliuavęs pozitroną, virsta anglies izotopu:



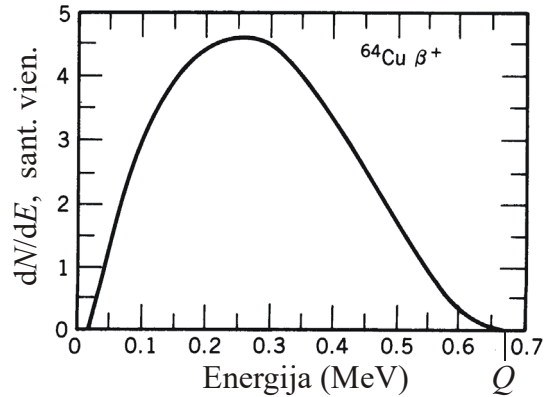
Trečiasis branduolio virsmas, kuris taip pat priskiriamas prie β skilimo vyksmų, yra **elektrono pagavimas**. Šio virsmo metu branduolys „pagauna“ vieną iš orbitinių elektronų (dažniausiai – iš artimiausio branduoliui K sluoksnio), ir vienas iš branduolio protonų virsta neutronu išspinduliuodamas neutriną:



Nustatyta, kad radioaktyviojo elemento spinduliuojamų β dalelių energijos spektras yra ištisinis. 4a pav. pavaizduotas β^- dalelių, o 4b pav. – β^+ dalelių kinetinės energijos spektro pavyzdys. Čia dN/dE yra dalelių skaičius, atitinkantis vienetinį energijos intervalą. Matome, kad β dalelių kinetinė energija gali įgyti visas vertes nuo 0 iki tam tikros didžiausios energijos Q . Ši didžiausioji β dalelės kinetinė energija yra lygi pirminio branduolio rimties energijos ir antrinio branduolio bei elektrono pilnutinės rimties energijos skirtumui (jeigu nepaisoma mažos branduolio atitransacijos energijos). Jeigu branduolys spinduliuotų tik β daleles, tada pagal energijos tvermės dėsnį jų visų kinetinė energija būtų lygi Q . Tačiau, kaip išplaukia iš β skilimo lygties (3.4.1) arba (3.4.2), šio skilimo metu atsiranda ir neutrinas arba antineutrinas. Taigi, skilimo metu išsiskirianti energija yra pasiskirsčiusi tarp dviejų dalelių – elektrono ir antineutrino, – arba tarp pozitrono ir neutrino. Todėl išlekiančio elektrono kinetinė energija gali būti lygi bet kokiai vertei nuo 0 iki Q : jeigu didesnę energijos Q dalį nusineša antineutrinas, tada elektrono kinetinė energija artima nuliui, o jeigu antineutrinas gauna tik mažą dalį energijos, tada elektrono kinetinė energija artima Q .



(a)



(b)

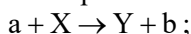
4 pav. Vario izotopo ${}^{64}\text{Cu}$ spinduliuojamų elektronų (a) ir pozitronų (b) energijos spektrai (iš [3], Evans R. D. *The Atomic Nucleus*. – New York: McGraw-Hill, 1955)

4. Branduolinės reakcijos

4.1. Branduolinės reakcijos sąvoka

Branduolinė reakcija – tai yra bet koks branduolio virsmas dėl sąveikos su dalele. Praktikoje ta sąveika dažnai gali būti laikoma be galo trumpa (akimirksnė) ir pakanka tik žinoti dalelių būsenas prieš sąveiką ir po jos, todėl ta sąveika vadinama „susidūrimu“. Taigi, pagrindinis branduolinės reakcijos skirtumas nuo branduolio savaiminio skilimo yra tas, kad branduolinės reakcijos atveju prieš branduolio virsmą turime ne vieną dalelę (pirminį branduolį), o bent dvi daleles (pirminį branduolį ir į jį smogiančią dalelę).

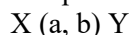
Tipiška branduolinė reakcija užrašoma šitaip:



čia a yra krintančioji dalelė, X yra taikinio branduolys (dažniausiai nejudantis), o Y ir b yra reakcijos produktai. Dažniausiai Y yra sunkioji dalelė (pvz., atomo branduolys), kuri greitai sustoja taikinio medžiagoje, o b yra lengvoji dalelė, kuri išlekia iš taikinio ir yra detektuojama. Dažniausiai a ir b yra nukleonai arba lengvieji branduoliai, tačiau kartais b yra γ kvantas. Pastaruoju atveju reakcija vadinama **spinduliuojamuoju pagavimu**. Jeigu a yra γ kvantas, tada reakcija vadinama **branduoliniu fotoefektu**.

Jeigu krintančioji dalelė yra neutronas, tada branduolinė reakcija vyksta dėl branduolio ir neutrono stipriosios (branduolinės) sąveikos. Stiprioji sąveika yra stipriausioji iš keturių sąveikos tipų, kurie veikia tarp elementariųjų dalelių. Stiprioji sąveika pasireiškia, kai atstumas tarp dalelių yra 10^{-15} m eilės arba mažesnis. Jeigu krintančioji dalelė yra protonas arba branduolys (elektringosios dalelės), tada branduolines reakcijas gali sukelti ir stiprioji, ir elektromagnetinė sąveika. Elektronai nedalyvauja stipriojoje sąveikoje, todėl jie gali sukelti branduolines reakcijas tik dėl elektromagnetinės sąveikos su branduoliu.

Trumpiau branduolinė reakcija užrašoma taip:



Toks užrašymas yra patogus tada, kai nagrinėjama grupė reakcijų, kurios skiriasi tik pradiniu ir galutiniu branduoliais (X ir Y), tačiau nesiskiria krintančiąja ir išlekiančiąja lengvosiomis dalelėmis. Tada tokios reakcijos vadinamos, pvz., (α, n) arba (n, γ) reakcijomis. Užrašant branduolinių virsmų lygtis, bus vartojami tokie dalelių žymenys: neutronas – n , protonas – p , α dalelė – α , deutonas – d (nepainioti su d kvarku, kuris žymimas taip pat), tritonas – t (nepainioti su t kvarku), elektronas – e^- , pozitronas – e^+ , elektroninis neutrinas – ν_e , elektroninis antineutrinas – $\bar{\nu}_e$, γ kvantas – γ . Elektroninis neutrinas ir elektroninis antineutrinas dažnai vadinami tiesiog neutrinu ir antineutrinu (atitinkami žymenys yra ν ir $\bar{\nu}$).

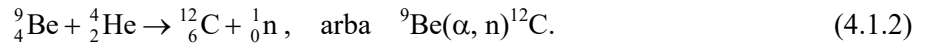
Branduolinių reakcijų metu galioja tie patys tvermės dėsniai kaip ir savaiminio skilimo metu. Tačiau branduolinės reakcijos atveju, skaičiuojant tvariojo dydžio vertę prieš branduolio virsmą, reikia įskaityti visas daleles (t. y. ne tik pirminį branduolį, bet ir į jį smogiančią dalelę).

Pirmąją branduolinę reakciją 1919 m. įvykdė E. Rezerfordas. Jis pastebėjo, kad, veikiant azoto dujas α dalelėmis, azoto branduolys virsta deguonies branduoliu ir, be to, išsiskiria vienas protonas. Šis virsmas aiškinamas šitaip. Į azoto branduolį ${}^{14}_7\text{N}$ prasiskverbusi α dalelė (${}^4_2\text{He}$) sudaro naujo elemento – fluoro – branduolį ${}^{18}_9\text{F}$. Šis branduolys nėra stabilus. α dalelė perduoda savo energiją azoto branduolio nukleonams, kurie, tarpusavyje susidurdami, taip pat pasikeičia energija. Per labai trumpą laiką (maždaug 10^{-20} s) visą branduolio energijos perteklių gauna vienas protonas, ir jis išlekia iš branduolio. Lieka stabiliojo deguonies izotopo ${}^{17}_8\text{O}$ branduolys. Taigi, šią branduolinę reakciją galima užrašyti taip:



Rezerfordui tokiu pačiu būdu pavyko sukelti ir kitų lengvųjų elementų virsmus (Al, B, P). Tačiau sunkesniųjų elementų pakeisti nepavyko, nes Rezerfordas naudojo gamtinius α dalelių šaltinius (radioaktyvius nuklidus), kurie spinduliuoja α daleles su energijomis nuo 4 MeV iki 9 MeV. Norint sukelti sunkesniųjų elementų branduolines reakcijas, reikia didesnės energijos α dalelių. Taip yra todėl, kad ir branduolys, ir α dalelė yra teigiamo krūvio dalelės, todėl jos stumia viena kitą. Norint, kad α dalelė atsitrenktų į branduolį ir sukeltų branduolinę reakciją, reikia, kad ta dalelė įveiktų Kulono stūmos jėgą. Ši jėga yra tuo didesnė, kuo didesnis branduolio krūvis, t. y. kuo didesnis apšaudomojo elemento eilės numeris periodinėje sistemoje.

Šios problemos nelieka, jeigu branduoliai apšaudomi neutronais. Neutronas yra neutrali dalelė, todėl jo neveikia Kulono sąveikos jėga. Vadinasi, neutronas gali priartėti prie branduolio net ir neturėdamas didelio greičio. Neutronas buvo atrastas 1932 m. vykdant tokią branduolinę reakciją:



Branduolinės reakcijos, kurią sukelia neutronai, pavyzdys yra reakcija ${}^{14}\text{N}(\text{n}, \text{p}){}^{14}\text{C}$, kuri nepaliaujamai vyksta atmosferoje. Neutronai atsiranda veikiant atmosferą kosminiams spinduliams. Radioaktyviojo nuklido ${}^{14}\text{C}$ kiekis atmosferoje nekinta: kiek atomų per laiko vienetą pasigamina, tiek ir suskyla. Radioaktyvusis anglies izotopas ${}^{14}\text{C}$ turi didelę praktinę vertę nustatant archeologinių iškasenų amžių.

Branduolinės reakcijos klasifikuojamos pagal įvairius požymius. Jeigu krintančioji ir išlekiančioji dalelės yra vienodos (atitinkamai X ir Y yra tas pats branduolys), tokia reakcija vadinama **sklaida**. Sklaida yra **tamprioji**, jeigu branduolys X lieka pagrindinės būsenos, ir netamprioji, jeigu Y yra branduolio X sužadintoji būseną (dažniausiai sužadintasis branduolys Y greitai pereina į pagrindinę būseną išspinduliuodamas γ kvantą). Kai kuriose reakcijose vienas arba keli krintančiojo branduolio nukleonai pereina į taikinio branduolį. Pvz., jeigu krintantysis branduolys yra deutonas, tada jis gali perduoti taikinio branduoliui savo protoną arba neutroną. Tokios reakcijos vadinamos **atplėšimo reakcijomis**. Reakcija, kurios metu nukleonas pereina iš taikinio branduolio į krintantįjį branduolį, vadinama **pagrobimo reakcija**. Reakcijos gali būti skirstomos pagal jų mechanizmą. **Tiesioginėse reakcijose** dalyvauja labai mažas taikinio nukleonų skaičius. Tokios reakcijos gali, pvz., įterpti arba pašalinti nukleoną iš branduolio sluoksnio. Kitas ribinis atvejis yra vadinamosios **tarpinio branduolio reakcijos**, kuriose krintančioji dalelė ir apšaudomasis branduolys trumpam susijungia į vieną branduolį (tarpinį branduolį), o paskui iš branduolio išlekia dalelė (pvz., nukleonas arba γ kvantas). Pastaruoju atveju krintančiosios dalelės energija pasiskirsto tarp visų branduolio nukleonų. Pvz., reakcija (4.1.1) yra tarpinio branduolio reakcija, kuri vyksta per tarpinį branduolį ${}^{18}\text{F}$. **Rezonansinės reakcijos** – tai tarpinio branduolio reakcijos, kurių tikimybė labai padidėja, kai krintančiosios dalelės energija tampa lygi arba artima tam tikrai tiksliai apibrėžtai vertei. Smulkesnis šių trijų tipų reakcijų aprašymas bus pateiktas 4.3–4.5 poskyriuose.

4.2. Sąveikos skerspjūvio sąvoka

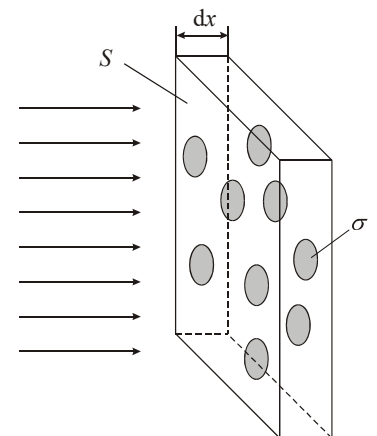
Kiekvieną galimą dviejų dalelių sąveikos („susidūrimo“) pasekmę vadinsime „įvykiu“. Konkretaus įvykio (pvz., spinduliuojamojo neutrono pagavimo arba fotono Komptono sklaidos) tikimybę galima išreikšti vartojant skerspjūvio sąvoką: kiekviena taikinio dalelė (pvz., elektronas, atomas arba branduolys) pakeičiama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

Jeigu taikinio dalelių koncentracija yra n , tada ploto S ir nykstantmojo storio dx medžiagos sluoksnyje yra $n \cdot S \cdot dx$ taikinio dalelių. Pilnutinis šių dalelių „plotas“ dS' , kuris uždengia dalį ploto S , yra lygus skerspjūvių plotų sumai, t. y. $dS' = \sigma \cdot n \cdot S \cdot dx$ (žr. 5 pav.). Kadangi apibrėžto judesio kiekio krintančiąją dalelę aprašo plokščioji de Broilio banga, kurios modulio kvadratas yra vienodas visuose taikinio paviršiaus taškuose, tai yra vienoda tikimybė, kad dalelė pataikys į bet kurį S ploto paviršiaus tašką. Todėl tikimybė dP , kad krintančioji dalelė „pataikys“ į kurią nors dx storio sluoksnyje esančią taikinio dalelę, yra lygi plotų santykiui:

$$dP = \frac{dS'}{S} = \sigma n dx. \quad (4.2.1)$$

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

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



5 pav. Sąveikos skerspjūvio σ aiškinimas

$$\sigma = \sum_i \sigma_i ; \quad (4.2.2)$$

čia σ_i yra i -tosios rūšies susidūrimo skerspjūvis.

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

$$\sigma = \sum_i p_i \sigma_i ; \quad (4.2.3)$$

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

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

Iš (4.2.1) išplaukia, kad susidūrimo tikimybė P yra proporcinga dalelės nueitam keliui x . Vidutinis atstumas l , kurį nulėkus dalelei, tikimybė P tampa lygi vienetui, vadinamas dalelės **vidutiniu laisvuju keliu** duotojoje medžiagoje (žodis „vidutinis“ toliau bus dažnai praleidžiamas). Šio dydžio prasmė – tai vidutinis atstumas, kurį nulekia dalelė tarp dviejų susidūrimų. Pagal (4.2.1) vidutinis laisvasis kelias lygus

$$l = \frac{1}{\sigma n} . \quad (4.2.4)$$

Šią laisvojo kelio išraišką galima gauti šiek tiek vaizdesniu būdu. Judant dalelei, ji sąveikauja tik su tomis medžiagos dalelėmis, kurios priklauso „vamzdeliui“, kuris gaubia dalelės trajektoriją ir kurio skerspjūvio plotas lygus sąveikos skerspjūviui σ (žr. 6 pav.). Medžiagos dalelių skaičius N šiame vamzdyje lygus jo tūrio σx ir dalelių koncentracijos n sandaugai:

$$N = \sigma x n ; \quad (4.2.5)$$

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

$$l = \frac{x}{N} = \frac{x}{\sigma x n} = \frac{1}{\sigma n} . \quad (4.2.6)$$

Reikia turėti omenyje, kad sąvoka „laisvasis kelias“ nusako dalelės *laisvojo* judėjimo kelią, t. y. atstumą, kurį dalelė nueina tarp dviejų *bet kokios rūšies* sąveikų. Todėl, griežtai kalbant, (4.2.6) reiškinys turi laisvojo kelio prasmę tik tada, kai σ yra *pilnutinis* sąveikos skerspjūvis. Jeigu (4.2.6) reiškinyje vietoj pilnutinio sąveikos skerspjūvio σ naudojamas dalinis skerspjūvis, kuris nusako vienos konkrečios rūšies sąveiką, tada gautojo dydžio prasmė – vidutinis dalelės kelias tarp dviejų *duotosios rūšies* susidūrimų. Jeigu egzistuoja keli sąveikos vyksmai, tada šis kelias nėra „laisvas“ tikrąja to žodžio prasme, nes tarp dviejų tos rūšies susidūrimų yra galimi ir kitų rūšių susidūrimai. Tačiau, kad būtų trumpiau, šis kelias taip pat kartais vadinamas „laisvuju keliu“ (duotosios rūšies susidūrimų atžvilgiu), nors jis visada yra didesnis už tikrąjį laisvąjį kelią (jeigu yra galimi kitų rūšių susidūrimai). Iš (4.2.2) ir (4.2.6) išplaukia, kad tikrajam laisvajam keliui l atvirkštinis dydis yra lygus atvirkštinių „dalinių“ laisvųjų kelių sumai:

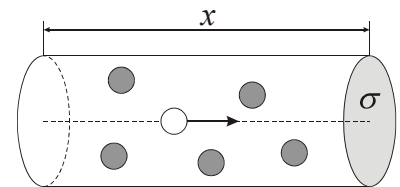
$$\frac{1}{l} = \sum_i \frac{1}{l_i} ; \quad (4.2.7)$$

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

Duotojo įvykio skerspjūvio σ ir taikinio dalelių koncentracijos n sandauga σn vadinama to įvykio **makroskopiniu skerspjūviu** (Σ). Taigi, galima teigti, kad makroskopinis skerspjūvis yra taikinio tūrio vienetą atitinkantis sąveikos skerspjūvis. Pagal (4.2.1) makroskopinis skerspjūvis nusako duotosios rūšies sąveikos įvykio tikimybę krintančios dalelės kelio vienetui, o pagal (4.2.4) makroskopinis skerspjūvis yra lygus atvirkštiniam vidutiniam keliui tarp dviejų duotosios rūšies susidūrimų:

$$\Sigma = \frac{dP}{dx} = \sigma n = \frac{1}{l} . \quad (4.2.8)$$

Dažnai mus domina ne vienos krintančiosios dalelės sąveikos su taikiniu tikimybė, o pilnutinis sąveikos įvykių skaičius per laiko vienetą duotajame tūryje V . Vienos krintančiosios dalelės sąveikos su taikiniu tikimybė per laiko vienetą (dP/dt) gaunama padalijus (4.2.1) lygybę iš laiko dt , per kurį dalelės nueina atstumą dx . Taigi,



6 pav. Vidutinio laisvojo kelio apskaičiavimui

$$\frac{dP}{dt} = \sigma n v; \quad (4.2.9)$$

čia v yra krįntančiosios dalelės greitis. Sąveikos įvykių skaičių duotajame tūryje V per laiko vienetą pažymėsime raide R („reakcijos sparta“). Šis dydis lygus pilnutinio krįntančiųjų dalelių skaičiaus tūryje V ir vienos dalelės sąveikos tikimybės per laiko vienetą dP/dt sandaugai. Jeigu krįntančiųjų dalelių koncentracija n_{kr} yra pastovi, jų skaičius tūryje V yra lygus $n_{kr}V$. Vadinasi,

$$R = \sigma n v n_{kr} V = \sigma N v n_{kr} = \sigma N j = \Sigma V j; \quad (4.2.10)$$

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

4.3. Tarpinio branduolio reakcijos

Tarkime, kad krįntančioji dalelė sąveikauja (pvz., tampoiai susiduria) su vienu iš branduolio paviršiuje esančių nukleonų. Tas nukleonas, įgijęs atatrąnkos energiją, ir krįntančioji dalelė (dabar jau su mažesne energija) gali paskui susidurti su kitais to branduolio nukleonais perduodami jiems savo energijos dalį ir t. t. Po keleto tokių susidūrimų krįntančiosios dalelės kinetinė energija pasiskirsto tarp visų nukleonų, kurie sudaro taikinį ir krįntančiąją dalelę. Nors vidutinis vieno nukleono energijos padidėjimas nėra pakankamas, kad tas nukleonas išlėktų iš branduolio, tačiau nukleonų energijos yra statistiškai pasiskirsčiusios palyginti plačiame intervale, todėl egzistuoja nenulinė tikimybė, kad po daugelio susidūrimų kurio nors nukleono įgytoji energija viršys jo išlaisvinimo darbą ir tas nukleonas išlėks iš branduolio (šis vyksmas yra panašus į karšto skysčio garavimą).

Tokios reakcijos turi tiksliai apibrėžtą tarpinę būseną, kuri atitinka laiko intervalą tarp krįntančiosios dalelės sugerties momento ir išlekiančiosios dalelės (arba kelių dalelių) išlėkimo momento. Ši tarpinė būseną vadinama **tarpiniu branduoliu**. Todėl reakciją $a + X \rightarrow Y + b$ galima užrašyti šitaip:



čia C^* žymi tarpinį branduolį (simbolis „*“ nurodo, kad tarpinis branduolys yra sužadintosios būsenos).

Taigi, tarpinio branduolio reakcija yra dviejų stadijų vyksmas: tarpinio branduolio susidarymas, o paskui – jo skilimas. Tarpinis branduolys gali skilti įvairiais būdais (t. y. bendroju atveju egzistuoja keli galimi reakcijos produktų rinkiniai). Esminė tarpinio branduolio reakcijų ypatybė yra ta, kad duotojo skilimo būdo tikimybė nepriklauso nuo to, koku būdu susidarė tarpinis branduolys. Taip yra dėl palyginti didelės tarpinio branduolio gyvavimo trukmės: ji yra pakankama, kad branduolio gautoji energija pasiskirstytų visame branduolyje. Tai reiškia, kad tarpinio branduolio gyvavimo trukmė yra daug ilgesnė už laiką, per kurį nukleonas pralekia pro branduolį. Nukleono pralėkimo pro branduolį trukmė yra 10^{-22} s eilės, o tarpinio branduolio gyvavimo trukmė yra (10^{-16} – 10^{-18}) s eilės. Būtent ši tarpinio branduolio savybė sąlygoja tą faktą, kad tarpinio branduolio susiformavimas ir jo skilimas yra beveik nepriklausomi vyksmai. Skilimo tikimybė priklauso tik nuo tarpinio branduolio sužadavimo energijos. Todėl anksčiau užrašytos reakcijos skerspjūvį galima išreikšti šitaip:

$$\sigma(a, b) = \sigma_a(E) P_b(E^*); \quad (4.3.1)$$

čia $\sigma_a(E)$ yra vyksmo, kurio metu pirminis branduolys („X“) sugeria krįntančią dalelę („a“), kurios kinetinė energija E , skerspjūvis (t. y. pilnutinis sąveikos skerspjūvis įskaitant tik tuos vyksmus, kurių metu susidaro tarpinis branduolys), o $P_b(E^*)$ yra tarpinio branduolio, kurio sužadavimo energija E^* , skilimo, išspinduliuojant dalelę b , santykinė tikimybė (t. y. tokių skilimų vidutinė santykinė dalis visuose tokių branduolių skilimuose). Dabar tarkime, kad tos pačios energijos tarpinis branduolys C^* susiformavo dėl sąveikos tarp kito pirminio branduolio X' ir kitos krįntančiosios dalelės a' . Tada vyksmo, kurio pasekmė yra ta pati (t. y. $Y + b$), skerspjūvis bus lygus

$$\sigma(a', b) = \sigma_{a'}(E') P_b(E^*); \quad (4.3.2)$$

čia E' yra krįntančiosios dalelės a' kinetinė energija. Matome, kad abiejose skerspjūvio išraiškose antrasis daugiklis yra vienodas, nes laikome, kad tarpinio branduolio skilimas nepriklauso nuo to, kaip tas branduolys susiformavo. Jeigu C^* skyla į kitokią galutinę būseną, $Z + d$, tada vietoj (4.3.1) turime

$$\sigma(a, d) = \sigma_a(E) P_d(E^*), \quad (4.3.3)$$

o vietoj (4.3.2) turime

$$\sigma(a', d) = \sigma_{a'}(E') P_d(E^*). \quad (4.3.4)$$

Padaliję (4.3.1) lygybę iš (4.3.3), o (4.3.2) lygybę – iš (4.3.4), matome:

$$\frac{\sigma(a, b)}{\sigma(a, d)} = \frac{\sigma(a', b)}{\sigma(a', d)} = \frac{P_b(E^*)}{P_d(E^*)}. \quad (4.3.5)$$

Ši lygybė gali būti taikoma praktikoje patikrinant, ar duotosioms reakcijoms tinka tarpinio branduolio modelis: pakanka patikrinti, ar duotųjų dviejų galutinių būsenų ($Y + b$ ir $Z + d$) pasikartojimų dažnių santykis yra vienodas abiem pradinėms būsenoms ($a + X$ ir $a' + X'$), kai tarpinio branduolio energija E^* yra vienoda. Krintančiosios dalelės kinetinė energija abiem atvejais bus skirtinga, nes ji priklauso nuo krintančiosios dalelės ryšio energijos tarpiniame branduolyje, t. y. nuo krintančiosios dalelės prigimties. Taip yra todėl, kad tarpinio branduolio sužadavimo energija yra lygi krintančiosios dalelės („a“) kinetinės energijos (E) ir tos pačios dalelės ryšio energijos tarpiniame branduolyje ($\Delta E_{R,a}$) sumai:

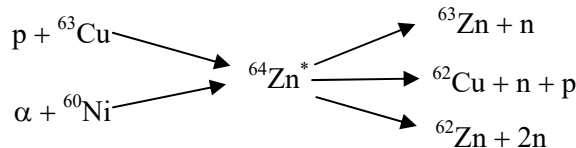
$$E^* = E + E_{R,a} = E' + \Delta E_{R,a'} \quad (4.3.6)$$

(antroji lygybė atspindi prielaidą, kad abiem atvejais tarpinio branduolio būseną yra vienoda). Vadinasi, jeigu dalelės a' naudojamos kuriant tos pačios būsenos branduolius, kokie buvo gauti naudojant energijos E daleles a , tada dalelių a' energija turi būti lygi

$$E' = E + E_{R,a} - \Delta E_{R,a'}. \quad (4.3.7)$$

Taigi, norint gauti tos pačios būsenos tarpinį branduolį naudojant kitokias krintančiąsias daleles, reikia keisti ir tų dalelių kinetinę energiją.

Išnagrinėkime konkretų pavyzdį. Tarpinis branduolys $^{64}\text{Zn}^*$ gali susidaryti kelių vyksmų metu, pvz., $p + ^{63}\text{Cu}$ ir $\alpha + ^{60}\text{Ni}$. Be to, šis tarpinis branduolys gali skilti keliais būdais: $^{63}\text{Zn} + n$, $^{62}\text{Zn} + 2n$, $^{62}\text{Cu} + p + n$. T. y.



Jeigu tarpinio branduolio modelis yra tikslus, tada, pvz., tarpinio branduolio $^{64}\text{Zn}^*$ skilimo į ^{63}Zn ir neutroną tikimybė turi nepriklausyti nuo to, ar branduolys $^{64}\text{Zn}^*$ susidarė reakcijoje $p + ^{63}\text{Cu}$, ar reakcijoje $\alpha + ^{60}\text{Ni}$, su sąlyga, kad abiem atvejais tarpinio branduolio sužadavimo energija yra vienoda. Matavimai patvirtina šią prielaidą T. y. skerspjūvių santykiai $\sigma(\alpha, n) : \sigma(\alpha, 2n) : \sigma(\alpha, pn)$, kai pirminis branduolys yra ^{60}Ni , yra beveik tokie patys, kaip santykiai $\sigma(p, n) : \sigma(p, 2n) : \sigma(p, pn)$, kai pirminis branduolys yra ^{63}Cu (šie santykiai sutampa matavimo paklaidų ribose). Šis sutapimas patvirtina tarpinio branduolio modelio tikslumą.

Tarpinio branduolio modelis geriausiai tinka tada, kai krintančiosios dalelės energija yra palyginti maža (< 10 MeV), o taikinio branduolys yra sunkus, nes tada branduoliui lengviausia absorbuoti visą krintančiąją energiją.

Tarpinio branduolio reakcijose išlekiančiųjų dalelių krypčių pasiskirstymas dažniausiai yra apytiksliai izotropinis, t. y. dalelė gali su vienoda tikimybe išlėkti bet kuria kryptimi.

4.4. Rezonansinės reakcijos

Tarpinio branduolio reakcijos skerspjūvio priklausomybėje nuo krintančiosios dalelės energijos dažnai būna smailės, kurios vadinamos *rezonansais*. Aptarsime jų kilmę.

Branduolio (kaip ir atomo) energijos lygmenų diagramą galima suskaidyti į dvi dalis: apatinę (mažų energijų) dalis atitinka diskrečius energijos lygmenis, o viršutinę (didelių energijų) dalis atitinka ištisinį energijų spektrą. Diskretūs energijos lygmenys atitinka surištasias nuostoviąsias būsenas. Kvantinės mechanikos požiūriu, jeigu branduolys yra nuostovios būsenos, tada jo būseną gali pakeisti tik išorinis poveikis (kvantinėje elektrodinamikoje šis teiginys patikslinamas: branduolys gali savaime pereiti į mažesnės energijos nuostoviąją būseną išspinduliuodamas fotoną arba vidinės konversijos elektroną). Jeigu branduolio energija priklauso ištisiniui spektrui, tada branduolio būseną nėra nuostovi: jis gali skilti išspinduliuodamas nukleoną arba kelis nukleonus. Taigi, branduolio energijos lygmenų diagrama yra panaši į tą, kuri pavaizduota 7 pav. Ribinė energija S_{\min} , kurią reikia suteikti branduoliui, kad jis atsiderėtų ištisinio spektro srityje, pagal savo prasmę yra analogiška atomo jonizacijos energijai: tai yra mažiausioji energija, kuri reikalinga nukleono atplėšimui nuo branduolio.

Vykstant tarpinio branduolio reakcijoms, branduolys yra sužadinas į ištisinio spektro sritį (t. y. sužadino energija yra didesnė už minėtąją „kritinę“ energiją S_{\min}). Dėl tarpinio branduolio ypatybių, iš kurių svarbiausioji yra palyginti didelė jo gyvavimo trukmė, ištisinio spektro apatiniame krašte egzistuoja vadinamosios „kvazisurištosios“ būsenos. Jos yra panašios į surištasias būsenas tuo, kad jų energijos neapibrėžtumas yra daug mažesnis už vidutinį intervalą tarp gretimų energijos lygmenų, t. y. kvazisurištąsias būsenas atitinka diskretūs energijos lygmenys (kaip ir surištasias būsenas). Tačiau kvazisurištosios būsenos skiriasi nuo surišųjų tuo, kad tokių būsenų branduolys gali prarasti sužadino energiją ne vien emituodamas fotoną arba vidinės konversijos elektroną, bet ir emituodamas nukleoną arba kelis nukleonus. Todėl kvazisurištųjų būsenų vidutinė gyvavimo trukmė yra mažesnė negu surišųjų, o energijos neapibrėžtumas didesnis. Kvazisurištosios būsenos susidaro dėl to, kad kai kurioms tarpinio branduolio būsenoms ištisinio spektro srityje yra būdingas nukleonų judėjimo periodiškumas. Tai reiškia, kad tarpinio branduolio būseną periodiškai tampa tiksliai tokia pati, kokia ji buvo dalelės įlėkimo į branduolį laiko momentu. Tuo laiko momentu yra palyginti didelė tikimybė, kad branduolio „pagautoji“ dalelė išlėks iš jo tokiu pačiu greičiu, koku įlėkė (masės centro sistemoje), o branduolio būseną taps tokia pati, kokia ji buvo prieš susidūrimą (tai yra tamproji sklaida). Tačiau, pasikartojus minėtajai tarpinio branduolio būsenai, dalelė nebūtinai išlekia iš branduolio. Taip yra dėl to, kad branduolio kraštas veikia kaip potencinės energijos šuolis, nuo kurio dalelė gali atsispindėti atgal į branduolio vidų (net jeigu dalelės energija viršija to šuolio aukštį). Tada prasideda kitas branduolio nukleonų kolektyvinio judėjimo periodas ir t. t. Jeigu vidutinis tokių periodų skaičius per laiko tarpą nuo dalelės įlėkimo į branduolį iki tarpinio branduolio skilimo yra didelis, tada tokia būseną yra kvazisurištoji, t. y. jos energijos neapibrėžtumas yra daug mažesnis už vidutinį intervalą tarp tarpinio branduolio gretimų energijos lygmenų ištisinio spektro srityje. Taip yra todėl, kad sužadintojo energijos lygmens neapibrėžtumas Γ yra susijęs su vidutine to lygmens gyvavimo trukme τ sąryšiu $\Gamma = \hbar / \tau$, o nukleonų kolektyvinio judėjimo periodas T yra tos pačios eilės kaip dydis $\hbar / \Delta E$; čia \hbar yra Planko konstanta, o ΔE yra vidutinis intervalas tarp energijos lygmenų. Taigi, sąlyga $\tau \gg T$ yra tapati sąlygai $\tau \gg \hbar / \Delta E$. Kadangi $\tau = \hbar / \Gamma$, tai pastaroji nelygybė yra tapati sąlygai $\Gamma \ll \Delta E / (2\pi)$, kurią ir reikėjo įrodyti.

Taigi, nukleonų kolektyvinio judėjimo apytikslis periodiškumas sąlygoja diskrečių energijos lygmenų atsiradimą ištisinio spektro srityje (t. y. ryškius branduolio energijos skirstinio maksimumus). Tie lygmenys pasireiškia tuo, kad, kai branduoliui suteikta energija atitinka tarpinio branduolio sužadino į vieną iš tų energijos lygmenų, labai padidėja pilnutinis dalelės sąveikos su branduoliu skerspjuvis. Šis reiškinys vadinamas **rezonansu**, o tarpinio branduolio reakcijos, kurios vyksta rezonanso sąlygomis, yra vadinamos **rezonansinėmis reakcijomis**.

Pilnutinis rezonanso plotis Γ yra lygus visų įmanomų skilimo kanalų pločių sumai:

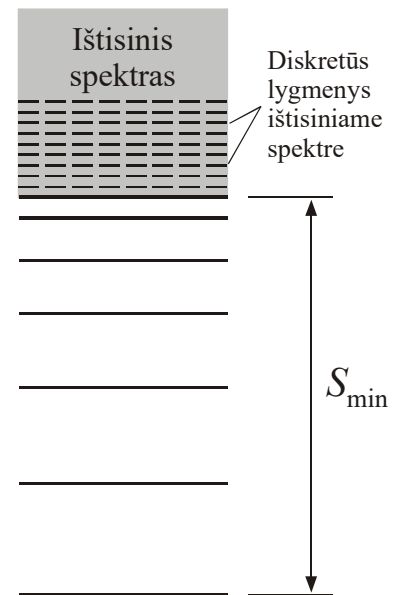
$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i ; \quad (4.4.1)$$

čia Γ_i yra i -tojo skilimo kanalo plotis (jis yra lygus \hbar / τ_i , kur τ_i yra vidutinė tarpinio branduolio gyvavimo trukmė atžvilgiu i -tosios rūšies skilimo).

Tarpinio branduolio reakcijų skerspjuvius galima išreikšti **Breito ir Vignerio formule**:

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} g \frac{\Gamma_{aX} \Gamma_{bY}}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4} ; \quad (4.4.2)$$

čia E yra krintančiosios dalelės energija, E_r yra rezonanso energija, Γ_{aX} yra tarpinio branduolio energijos lygmens plotis atžvilgiu skilimo į daleles a ir X (t. y. reiškinys \hbar / τ_{aX} , kur τ_{aX} yra tarpinio branduolio gyvavimo trukmė atžvilgiu to skilimo), o Γ_{bY} yra tarpinio branduolio energijos lygmens plotis atžvilgiu



7 pav. Apytikslis branduolio energijos spektro pavidalas (tikrovėje lygmenų skaičius yra daug didesnis). Virš S_{\min} spektras yra ištisinis. Tačiau šioje energijų srityje egzistuoja kvazisurištosios būsenos, kurių savybės panašios į surišųjų būsenų savybes (t. y. jų energija palyginti tiksliai apibrėžta). „Tikrųjų“ surišųjų būsenų energijos lygmenys parodyti ištisinėmis linijomis, o kvazisurištųjų būsenų energijos lygmenys – brūkšninėmis linijomis

skilimo į daleles b ir Y (kartais tie du pločiai vadinami, atitinkamai, „įėjimo kanalo pločiu“ ir „išėjimo kanalo pločiu“). g yra vadinamasis „statistinis daugiklis“:

$$g = \frac{2J+1}{(2s_a+1)(2s_X+1)}; \quad (4.4.3)$$

čia s_a ir s_X yra krintančiosios dalelės ir pirminio branduolio sukinių kvantiniai skaičiai, o J yra pilnutinio judesio kiekio momento kvantinis skaičius.

Santykis Γ_i / Γ yra lygus i -tojo skilimo kanalo „santykinei tikimybei“, kuri 4.3 poskyryje buvo žymima raide P . Vadinasi, reakcijos $a + X \rightarrow C^* \rightarrow Y + b$ skerspjuvio išraišką (4.3.1) galima užrašyti šitaip:

$$\sigma(a, b) = \sigma_a(E) \Gamma_b / \Gamma; \quad (4.4.4)$$

čia Γ_b yra skilimo, kurio metu emituojama dalelė b , plotis. Iš (4.4.2) ir (4.4.4) išplaukia, kad dalelės „a“, kurios energija E , sąveikos su branduoliu „X“, susidarant tarpiniam branduoliui, pilnutinis skerspjuvis yra lygus

$$\sigma_a(E) = \frac{\pi}{k^2} g \frac{\Gamma_{aX} \Gamma}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2 / 4}. \quad (4.4.5)$$

Šis skerspjuvis – tai „dalinių“ skerspjuvių (4.4.2), kurie atitinka visus tarpinio branduolio skilimo kanalus, suma (žr. (4.2.2) ir (4.4.1)).

4.5. Tiesioginės reakcijos

Tiesioginėse reakcijose krintančiosios dalelės sąveika su branduoliu yra arti branduolio paviršiaus. Tiesioginė reakcija yra tikimiausia tada, kai krintančiojo nukleono de Broilio bangos ilgis (4.7.9) yra mažesnis už nukleono matmenis (t. y. mažesnis už 10^{-15} m). Kai de Broilio bangos ilgis yra toks mažas, sąveika su pavieniu nukleonu tampa labiau tikėtina negu sąveika su visu branduoliu. Taip yra todėl, kad, vaizdžiai kalbant, krintančioji dalelė „mato“ tik tuos taikinio branduolio nukleonus, kurie yra de Broilio bangos ilgio atstumu nuo jos arba arčiau (žr. reakcijos skerspjuvio išraišką (4.7.7)). 1 MeV energijos nukleono de Broilio bangos ilgis yra maždaug $4 \cdot 10^{-15}$ m, todėl tokio nukleono sąveiką su branduoliu tiksliau aprašo tarpinio branduolio modelis (žr. 4.3 poskyrį). 20 MeV energijos nukleono de Broilio bangos ilgis yra 10^{-15} m, todėl toks nukleonas gali sukelti tiesiogines reakcijas. Tokiose reakcijose krintantysis nuklonas dažniausiai sąveikauja su vienu arba keliais nukleonais, kurie užpildo aukščiausius branduolio sluoksnius.

Dauguma branduolinių reakcijų gali vykti ir tarpinio branduolio reakcijos būdu, ir tiesioginės reakcijos būdu. Egzistuoja du požymiai, pagal kuriuos galima eksperimentiškai nustatyti, kurio tipo reakcija yra vyraujanti:

1. Tiesioginės reakcijos vyksta labai trumpai; reakcijos trukmė yra 10^{-22} s eilės (šis laikas yra tos pačios eilės kaip krintančiojo nukleono lėkimo pro branduolį laikas). Tarpinio branduolio reakcijos trukmė yra daug didesnė (10^{-16} – 10^{-18} s). Šis papildomas laikas yra reikalingas krintančiosios energijos pasiskirstymui branduolio tūryje ir jos koncentravimui ties vienu nukleonu.
2. Po tiesioginės reakcijos išlekiančių dalelių kampinis pasiskirstymas dažniausiai turi kelis maksimumus (t. y. kai kurios išlėkimo kryptys yra labiau tikėtinos už kitas), o tarpinio branduolio reakcijos metu išspinduliuojamų dalelių kampinis pasiskirstymas yra apytiksliai izotropinis.

Jeigu tiesioginės reakcijos metu vienas nukleonas perėjo iš krintančiosios dalelės į taikinio branduolį, arba atvirkščiai, tada pagal išlekiančių dalelių kampinį pasiskirstymą dažnai įmanoma nustatyti sluoksninio modelio viendalelės būsenos, kurią užėmė perkeltas nukleonas, judesio kiekio momentą (sukinį) ir lyginumą. Tokiems tyrimams dažniausiai naudojamos nukleono atplėšimo reakcijos (d, n) ir (d, p). Abi šios reakcijos gali vykti ir per tarpinį branduolį, ir tiesiogiai. Reakcija (d,p) dažniau yra tiesioginė. Taip yra dėl Kulono potencialo barjero, kuris trukdo protonui išlėkti iš tarpinio branduolio.

4.6. Dirbtinis radioaktyvumas

Daugumos radioaktyviųjų nuklidų pusamžiai yra daug mažesni už Žemės amžių ($\approx 5 \cdot 10^9$ metų). Gamtoje tokie trumpaamžiai nuklidai gali egzistuoti kaip ilgaamžių radioaktyviųjų nuklidų (pvz., ${}^{232}_{90}\text{Th}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$) skilimo tarpiniai produktai arba gali susidaryti vykstant branduolinėms reakcijoms, kurias sukelia kosminiai spinduliai. Tačiau natūraliomis sąlygomis egzistuojančių radioaktyviųjų nuklidų yra tik maždaug 100. Didžioji dauguma radioaktyviųjų nuklidų gali būti gauti tik dirbtiniu būdu, sukeliant bran-

duolines reakcijas, kurios vyksta apšaudant stabilius (neradioaktyvius) nuklidus neutronais, kietaisiais γ spinduliais arba didelės energijos elektringomis dalelėmis, pvz., α dalelėmis, protonais, deutonais (^2H branduoliais) ir kt. Dirbtiniu būdu gautų radioaktyviųjų nuklidų savaiminis skilimas vadinamas **dirbtiniu radioaktyvumu**. Iš šiuo metu žinomų radioaktyviųjų nuklidų daugiau kaip 2000 buvo gauti dirbtiniu būdu panaudojant branduolines reakcijas (žr. 4.1 ir 4.3–4.5 poskyrius). Radioaktyviųjų branduolių gavimas veikiant stabilius branduolius neutronais, protonais, γ spinduliais arba kitų rūšių spinduliuote vadinamas **aktyvinimu** arba **aktyvacija**.

Branduolinės reakcijos metu susidariusių branduolių radioaktyvumo tipas priklauso nuo to, kaip pakinta branduolio neutronų ir protonų skaičių santykis $(A - Z) / Z$. Vykstant (d, p), (n, p), (n, α), (n, γ) tipo reakcijoms, susidaro nuklidas, kurio neutronų ir protonų skaičių santykis $(A - Z) / Z$ yra didesnis už pradinio (stabilaus) nuklido $(A - Z) / Z$. Dėl to naujojo nuklido $(A - Z) / Z$ gali atsidurti aukščiau stabilumo srities (žr. 2 pav.), t. y. susidaręs nuklidas gali būti nestabilus. Jis gali tapti stabilus, vienam neutronui virstant protonu ir išspinduliuojant elektroną ir elektroninį antineutrino (β^- skilimas). β^- skilimo metu santykis $(A - Z) / Z$ sumažėja. Vykstant (p, n), (d, n), (α , n), (n, 2n) tipo reakcijoms, susidaro nuklidas, kurio neutronų ir protonų skaičių santykis $(A - Z) / Z$ yra mažesnis už pradinio nuklido $(A - Z) / Z$. Dėl to naujojo nuklido neutronų ir protonų skaičių santykis gali atsidurti žemiau stabilumo srities. Susidaręs nestabilus nuklidas gali tapti stabilus, vienam protonui virstant neutronu ir išspinduliuojant pozitroną ir elektroninį neutrino (β^+ skilimas). β^+ skilimo metu santykis $(A - Z) / Z$ padidėja. Galimi dar du savaiminiai branduolio virsmai, kurių metu santykis $(A - Z) / Z$ padidėja: α skilimas (tik tuo atveju, kai $(A - Z) / Z > 1$) arba orbitinio elektrono pagavimas, kurio metu protonas virsta neutronu, atomo elektronų skaičius sumažėja vienetu ir išspinduliuojamas neutrinas. Kadangi branduolys dažniausiai pagauna vieną iš vidinio sluoksnio (K sluoksnio) elektronų, šis vyksmas dažnai vadinamas „K pagavimu“.

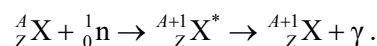
Kadangi neutronų neveikia Kulono stūmos jėga, tai jie lengviau negu teigiamai įelektrintos dalelės (pvz., protonai arba α dalelės), priartėja prie branduolio. Todėl neutronai dažnai naudojami radioaktyviams nuklidams gauti. Neutronų pagavimo dažnis yra atvirkščiai proporcingas neutronų vidutiniam greičiui: mažėjant neutronų greičiui, didėja tikimybė, kad jie bus branduolio pagauti (tai bus įrodyta 4.7.2 poskyryje). 1935 m. E. Fermis pastebėjo, kad dirbtinis radioaktyvumas padidėja daug kartų apšaudant neutronų šaltinį ir taikinį daug vandenilio turinčia medžiaga, pvz., vandeniu arba parafinu. Neutronai, tampriai susidurdami su beveik tokios pačios masės protonais (vandenilio atomų branduoliais), greitai netenka energijos (tai išplaukia iš energijos ir judesio kiekio tvermės dėsnų), ir jų vidutinė kinetinė energija sumažėja iki $3k_B T / 2$ (k_B – Bolcmano konstanta, T – temperatūra). Tokios energijos neutronai vadinami šiluminiais neutronais. Kambario temperatūroje ($T = 293$ K) $k_B T \approx 0,025$ eV, o atitinkamas vidutinis neutronų greitis lygus $\sqrt{3k_B T / m} \approx 3 \cdot 10^3$ m/s (čia m yra neutrono masė). Be to, chaotiškai judėdami šioje medžiagoje, neutronai gali pereiti per taikinį daug kartų – tai irgi padidina jų sąveikos su branduoliu tikimybę.

Šiluminiai neutronai dažniausiai gaunami vykstant (α , n) tipo branduolinę reakciją

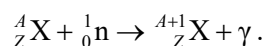


Tipiškas neutronų šaltinis, kuriame vyksta ši branduolinė reakcija – tai mišinys metalinio berilio miltelių ir nedidelio kiekio α radioaktyviosios medžiagos (pvz., plutonio izotopo ^{239}Pu). (4.6.1) reakcijos metu spinduliuojami neutronai su energijomis nuo 0 iki 13 MeV. Neutronų energija sumažinama iki šiluminės energijos anksčiau aprašytu būdu.

Šiluminio neutrono pagavimas yra tarpinio branduolio reakcija (žr. 4.3 poskyrį). T. y., branduoliui pagavus neutroną, visų pirma susidaro tarpinis sužadintasis branduolys, kurio masės skaičius vienetu didesnis už pradinio branduolio masės skaičių. Paskui (dažniausiai – per 10^{-12} s eilės laiką) šis branduolys pereina į pagrindinę būseną, o energijos perteklius išspinduliuojamas γ kvantų pavidalu. Todėl tokia branduolinė reakcija vadinama **spinduliuojamuoju neutrono pagavimu**. Ji apibendrintai gali būti užrašyta šitaip:

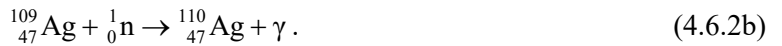


Užrašant spinduliuojamojo neutrono pagavimo reakcijos lygtį, pirmoji reakcijos stadija dažniausiai nerasoma:



Spinduliuojamojo neutrono pagavimo metu susidaręs nuklidas dažnai būna β^- aktyvus.

Spinduliuojamojo neutrono pagavimo pavyzdžiai – branduolinės reakcijos, kuriose dalyvauja stabilieji sidabro izotopai $^{107}_{47}\text{Ag}$ ir $^{109}_{47}\text{Ag}$:



Šių reakcijų metu susidarę nuklidai ${}_{47}^{108}\text{Ag}$ ir ${}_{47}^{110}\text{Ag}$ yra β^- radioaktyvūs. T. y. vyksta šie virsmai:



(po rodyklėmis nurodyti pusamžiai). Gamtinis sidabras yra stabilijų izotopų ${}_{47}^{107}\text{Ag}$ ir ${}_{47}^{109}\text{Ag}$ mišinys (51,35 % ${}_{47}^{107}\text{Ag}$ ir 48,65 % ${}_{47}^{109}\text{Ag}$). Todėl, veikiant gamtinį sidabrą neutronais, vyksta abi (4.6.2a,b) branduolinės reakcijos. Šio proceso metu susidaro radioaktyviųjų sidabro izotopų ${}_{47}^{108}\text{Ag}$ ir ${}_{47}^{110}\text{Ag}$ mišinys, kurio aktyvumo priklausomybė nuo laiko yra dviejų (3.3.10) pavidalo eksponentinių funkcijų suma. Naudojant šiluminius neutronus, branduolinės reakcijos (4.6.2a) skerspjūvis yra $3,1 \cdot 10^{-27} \text{ m}^2$, o branduolinės reakcijos (4.6.2b) – $8,7 \cdot 10^{-27} \text{ m}^2$.

Jeigu bandinio storis ir paviršiaus plotas lygūs atitinkamai x ir S , tada pagal (4.2.10) per laiko vienetą aktyvinamų branduolių skaičius lygus $\sigma N_{\text{br}} j$, kur σ yra krantinčiojo neutrono pagavimo skerspjūvis, N_{br} yra pirminio nuklido (taikinio) branduolių skaičius bandinyje, o j yra neutronų srauto tankis. Kadangi branduolinės reakcijos metu susidaręs nuklidas (antrinis nuklidas) yra radioaktyvus, tai, norint nustatyti jo branduolių skaičiaus N priklausomybę nuo aktyvinimo trukmės, reikia atsižvelgti į nuklido skilimą, kurį nusako pagrindinis radioaktyviojo skilimo dėsnis (3.3.1). Vadinasi, antrinio nuklido branduolių skaičiaus pokytis per laiko vienetą (didėjimo sparta) aktyvinimo metu lygus

$$\frac{dN}{dt} = \sigma N_{\text{br}} j - \lambda N; \quad (4.6.4)$$

čia λ yra antrinio nuklido skilimo konstanta. Pirmasis dėmuo dešiniojoje pusėje atspindi antrinio nuklido branduolių skaičiaus didėjimą dėl neutronų pagavimo, o antrasis – jų skaičiaus mažėjimą dėl radioaktyviojo skilimo.

(4.6.4) lygties dešinėsios pusės pirmasis dėmuo yra praktiškai pastovus (pirminio nuklido branduolių skaičiaus N_{br} sumažėjimas dėl virtimo antriniu nuklidu yra labai mažas, palyginti su pradine skaičiaus N_{br} verte), o antrojo dėmens modulis didėja laike. Todėl šis reiškinys mažėja laike, t. y. antrinio nuklido branduolių skaičiaus didėjimas lėtėja. Tam tikru laiko momentu antrinio nuklido branduolių skaičiaus didėjimo sparta taps tokia maža, kad bus galima teigti, jog šis skaičius įsisotino (nusistovėjo). Didžiausias antrinio branduolių skaičius N_s išreiškiamas iš sąlygos $dN/dt = 0$. Įrašę į šią sąlygą dN/dt išraišką (4.6.4), gauname:

$$N_s = \frac{\sigma N_{\text{br}} j}{\lambda} = \sigma N_{\text{br}} j \tau = \sigma N_{\text{br}} j \frac{T_{1/2}}{\ln 2}. \quad (4.6.5)$$

Čia τ ir $T_{1/2}$ yra antrinio nuklido branduolių vidutinė gyvavimo trukmė ir pusamžis.

Antrinio nuklido branduolių skaičiaus priklausomybė nuo aktyvinimo trukmės $N(t_a)$ gaunama išsprendus (4.6.4) esant pradinei sąlygai $N(0) = 0$ (aktyvinimo pradžioje bandinys nebuvo radioaktyvus):

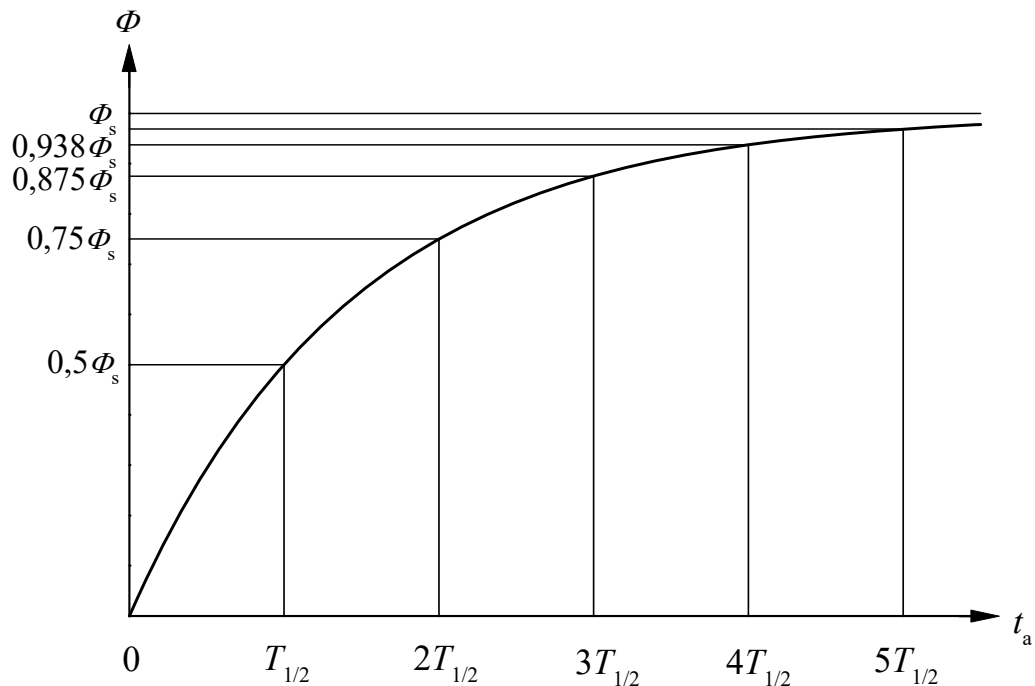
$$N(t_a) = N_s (1 - e^{-\lambda t_a}) = N_s (1 - 2^{-t_a/T_{1/2}}). \quad (4.6.6)$$

Pagal (3.3.9) tokiu pačiu dėsniu nuo aktyvinimo trukmės priklauso ir bandinio aktyvumas Φ :

$$\Phi(t_a) = \lambda N(t_a) = \lambda N_s (1 - e^{-\lambda t_a}) = \lambda N_s (1 - 2^{-t_a/T_{1/2}}). \quad (4.6.7)$$

Ši aktyvinimo trukmės t_a funkcija (**aktyvacijos kreivė**) pavaizduota 8 pav. Akivaizdu, kad aktyvumas įsisotina per laiką $t_a = (4-5) \cdot T_{1/2}$. Didžiausias aktyvumas

$$\Phi_s = \lambda N_s \quad (4.6.8)$$



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

vadinamas *soties aktyvumu*.

Pačioje aktyvinimo pradžioje (kai $t_a \ll T_{1/2}$) neutrono pagavimo įvykių dažnis yra daug didesnis už antrinio nuklido branduolių skilimų dažnį, t. y. (4.6.4) lygties dešiniojoje pusėje pirmasis dėmuo yra daug didesnis už antrąjį. Nepaisydami antrojo dėmens, gauname:

$$N(t_a) = \sigma N_{bv} j t. \quad (4.6.9)$$

Taigi, aktyvinimo pradžioje antrinio nuklido branduolių skaičius N ir aktyvumas Φ tiesiškai didėja laike (žr. 8 pav.).

4.7. Neutronų sąveika su medžiaga

4.7.1. Neutronų sąveikos su medžiaga rūšys

Kadangi neutronai neturi elektros krūvio, tarp neutronų ir medžiagos elektringųjų dalelių (elektronų ir branduolių) nėra Kulono sąveikos. Neutronų sąveika su medžiaga atsiranda dėl branduolinių jėgų, kurios pradeda veikti tarp neutrono ir medžiagos atomo branduolio, kai atstumas tarp jų tampa 10^{-15} m eilės arba mažesnis. Taigi, skirtingai nuo elektringųjų dalelių ir γ kvantų, neutronai sąveikauja ne su medžiagos elektronais, o su medžiagos atomų branduoliais. Šios sąveikos pobūdis labai priklauso nuo branduolio prigimties ir nuo neutrono kinetinės energijos. Neutronus patogų suklasifikuoti pagal jų energiją šitaip:

- 1) šiluminiai neutronai – tai neutronai, kurių energija mažesnė už 0,4 eV,
- 2) tarpinių neutronų energija yra tarp 0,4 eV ir 200 keV,
- 3) greitųjų neutronų energija yra didesnė už 200 keV.

Neutrono sąveikos su branduoliu tikimybė apibūdinama sąveikos skerspjūviu, kurį galima įsivaizduoti kaip branduolio efektyvų skerspjūvio plotą. Jeigu yra žinomi neutronų sąveikos su branduoliu skerspjūvis σ , neutronų srauto tankis j ir šiame sraute esančių medžiagos branduolių skaičius N_0 , tada sąveikos įvykių skaičius per laiko vienetą yra lygus $j \sigma N_0$ (žr. (4.2.10) formulę).

Neutronų sąveikos su branduoliais rūšys yra šios:

1. Neutronų tamprioji sklaida branduoliais. Šios rūšies sąveikos sutrumpintas žymuo yra (n, n). Kai yra tokios rūšies sąveika, kinetinė energija tik persiskirsto tarp neutrono ir branduolio, tačiau nei neutrono, nei branduolio vidinė energija nepakinta (nėra sužadavimo).
2. Neutronų netamprioji sklaida branduoliais, kurios sutrumpintas žymuo yra (n, n'), pasireiškia tuo, kad sąveikos metu pakinta ne tik sąveikaujančių dalelių kinetinės energijos, bet ir branduolio vidinė energija, t. y. branduolys yra sužadamas (pereina iš pagrindinio energijos lygmens į vieną iš sužadin-

- tųjų lygmenų). Turint omenyje, kad branduolio lygmenys yra diskretūs, aišku, kad tokia sąveika yra galima tik tada, kai neutrono energija viršija pirmojo sužadintojo ir pagrindinio lygmenų skirtumą.
3. Branduolinės reakcijos, kurių metu branduolys ne tik yra sužadinamas, bet ir sugeria neutroną, o paskui išspinduliuoja kitą dalelę. Tokio vyksmo apibendrintas žymuo yra (n, x) ; čia x atitinka išspinduliuotą dalelę. Išspinduliuotosios dalelės gali būti įvairios – fotonai (spinduliuojamasis neutrono pagavimas), α dalelės, protonai ir kt.
 4. Branduolinės reakcijos, kurių metu branduolys dalijasi į dvi artimų masių skeveldras. Šios reakcijos ypač svarbios branduolinei energetikai, tačiau jos panaudojamos ir neutronų detektoriuose.

Pilnutinis neutrono sąveikos su branduoliu skerspjūvis yra lygus sumai visų rūšių sąveikų skerspjūvių, t. y. tampriosios ir netampriosios sąveikų skerspjūvių bei branduolinių reakcijų skerspjūvio. Šiluminių ir tarpinių neutronų atveju pilnutinis sąveikos su branduoliu skerspjūvis yra 10^{-29} m² eilės.

Trumpai aptarsime neutronų sąveikos su medžiaga ypatybes, kurias galima panaudoti neutronų detektavimui. Neutroninė spinduliuotė yra **netiesiogiai jonizuojančioji**. Tai reiškia, kad medžiagos atomų jonizavimas, pagal kurį galima aptikti neutronus, atsiranda ne dėl tiesioginio neutronų poveikio, o dėl to, kad neutronai medžiagoje sukuria didelės energijos elektringąsias daleles, kurios ir jonizuoja atomus.

Neutronų tamprioji sklaida. Šiuo atveju elektringosios dalelės, kurios gali jonizuoti medžiagos atomus – tai atatrunkos branduoliai. Rasime atatrunkos branduolio energiją E_A . Tarkime, kad branduolio greitis prieš tamprųjį susidūrimą su neutronu buvo lygus nuliui, branduolio masė M , o neutrono pradinė energija E_0 . Be to, tarkime, kad atatrunkos branduolio išlėkimo kampas lygus φ (žr. 9a pav.). Neutrono judesio kiekį prieš susidūrimą žymėsime \mathbf{p}_0 , neutrono judesio kiekį po susidūrimo žymėsime \mathbf{p}_1 , neutrono energiją po susidūrimo žymėsime E_1 , o branduolio judesio kiekį po susidūrimo žymėsime \mathbf{p}_A . Tada judesio kiekio tvermės dėsnis teigia, kad $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_A$. Pakėlus šios lygybės abi puses kvadratu, vietoj vektorinio sąryšio gaunamas skaliarinis sąryšis:

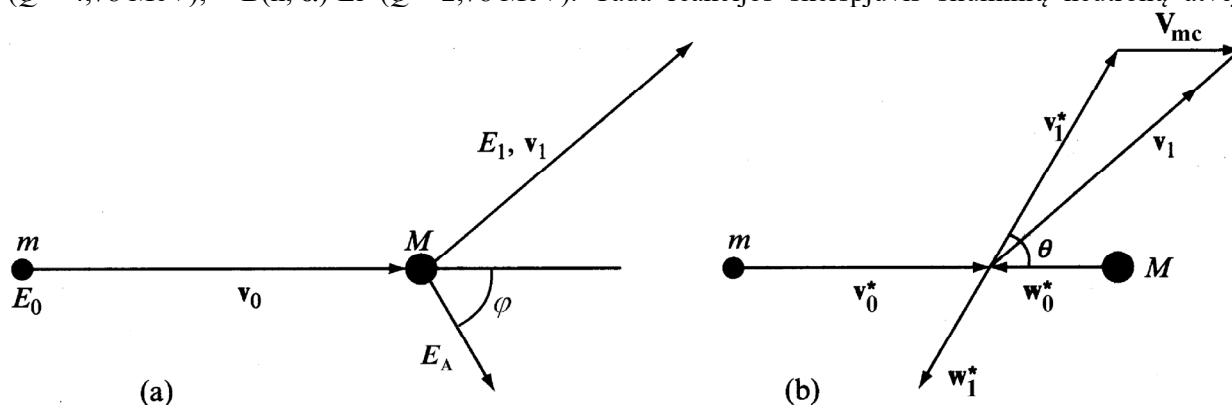
$$p_1^2 = p_0^2 + p_A^2 - 2p_0 p_A \cos \varphi. \quad (4.7.1)$$

Turint omenyje, kad $(p_0)^2 = 2mE_0$, ir remiantis tuo, kad $E_1 = E_0 - E_A$ (energijos tvermės dėsnis), iš (4.7.1) išvedame:

$$E_A = \frac{4mM}{(m+M)^2} E_0 \cos^2 \varphi \approx \frac{4A}{(1+A)^2} E_0 \cos^2 \varphi; \quad (4.7.2)$$

čia A yra branduolio masės skaičius. Taigi, atatrunkos branduolio kinetinė energija yra tuo didesnė, kuo mažesnis branduolio masės skaičius A . Todėl neutronų detektavimui pagal atatrunkos branduolius labiausiai tinka lengviausiasis elementas – vandenilis.

Branduolinės reakcijos (n, p) ir (n, α) naudingos tada, kai jų metu išsiskiria energija (tokios reakcijos vadinamos **egzotermiškėmis**). Tokių reakcijų tikimybė yra didžiausia, kai neutronas sąveikauja su kai kuriais lengvaisiais nuklidais, pvz., ${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$ (išsiskyrusi energija lygi $Q = 0,77$ MeV); ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ ($Q = 4,78$ MeV); ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ ($Q = 2,78$ MeV). Tada reakcijos skerspjūvis šiluminių neutronų atveju



9 pav. Tampriosios sklaidos kinematika, kai krintančioji dalelė, kurios masė m , pradinė energija E_0 ir greitis v_0 , susiduria su nejudančia dalele, kurios masė M . (a) – laboratorinėje atskaitos sistemoje, (b) – masės centro sistemoje (iš [4])

viršija 10^{-25} m² ir yra atvirkščiai proporcingas neutrono greičiui (tai bus įrodyta 4.7.2 poskyryje). Tokia priklausomybė pastebima maždaug iki 10 keV neutrono energijos. Todėl detektoriai, į kurių sudėtį įeina ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ arba ${}^{10}\text{B}$, yra labai efektyvūs registruojant šiluminius ir tarpinius neutronus. Net ir tuo atveju, kai neutronų energija yra labai maža, reakcijos produktų (pvz., ${}^7\text{Li}$ branduolio ir α dalelės) pilnutinė kinetinė energija yra lygi reakcijos energijai Q . Kadangi ši energija yra palyginti didelė (megaelektronvoltų eilės),

tai atsiradusių protonų arba α dalelių jonizacinė geba yra didelė. Būtent todėl egzoterminės reakcijos yra naudingos registruojant neutronus.

Branduolinės reakcijos (n, γ). Tokia reakcija vadinama *spinduliuojamuoju neutrono pagavimu*. Jos metu branduolys, kurio atominė masė A , pagauna neutroną, virsdamas to paties elemento kito izotopo branduoliu, kurio masės skaičius $A + 1$. Šis branduolys visada būna sužadintos būsenos, o sužadinimo energija dažniausiai būna 5–10 MeV. Sužadintasis branduolys savaime pereina į pagrindinę būseną išspinduliuodamas vieną arba kelis fotonus, kurių energija yra kelių megaelektronvoltų eilės, t. y. priklauso γ spinduliuotės diapazonui. Šie γ kvantai jonizuoja aplinką, ir pagal šį jonizacinį poveikį galima registruoti neutronus. Spinduliuojamojo neutrono pagavimo skerspjūvis yra didžiausias šiluminiais neutronams; skirtingiems izotopams jis kinta nuo 10^{-22} m² iki 10^{-32} m². Beveik visi žinomi stabilieji izotopai su didesne ar mažesne tikimybe pagauna šiluminius neutronus. Spinduliuojamasis neutrono pagavimas yra paprasčiausias β radioaktyviųjų nuklidų gavimo būdas.

Branduolinės reakcijos (n, dalijimasis). ²³⁵U ir ²³⁹Pu branduoliai turi savybę dalytis sugėrę šiluminį neutroną. Šio dalijimosi metu išsiskiria palyginti didelė energija (didesnė už 200 MeV). Todėl dalijimosi skeveldrų jonizacijos tankis yra didelis, ir jas lengva užregistruoti.

4.7.2. Neutrono sukeltų reakcijų skerspjūvis

Sklandant neutronų pluoštui medžiagos tūriu, to pluošto intensyvumas mažės dėl to, kad neutronai yra pašalinami iš pluošto dėl anksčiau minėtų branduolinių reakcijų. Greitieji neutronai gali sukelti daug įvairių reakcijų, tačiau šiluminiai neutronai išnyksta daugiausia dėl jų spinduliuojamojo pagavimo, t. y. dėl (n, γ) reakcijos.

Pažymėjus pilnutinį neutronų reakcijos skerspjūvį σ , galima šitaip išreikšti tikimybę, kad neutronas, perėjęs dx storio medžiagos sluoksnį, reaguos su kuriuo nors branduoliu:

$$dP = \sigma n_{br} dx; \quad (4.7.3)$$

čia n_{br} yra branduolių koncentracija medžiagoje (ši lygybė išplaukia iš reakcijos skerspjūvio apibrėžties). Kadangi kiekviena reakcija pašalina neutroną iš pluošto (t. y. neutronas arba išnyksta, arba yra išsklaidomas), tai neutronų srauto tankio j (neutronų skaičiaus ploto vienetui ir laiko vienetui) sumažėjimas kelyje dx yra

$$dj = -j\sigma n_{br} dx, \quad (4.7.4)$$

t. y. neutronų srauto tankis mažėja eksponentiškai:

$$j = j_0 \exp(-\sigma n_{br} x). \quad (4.7.5)$$

Reikia turėti omenyje, kad ši lygybė nusako tik *apibrėžtos energijos* neutronų intensyvumo priklausomybę nuo koordinatės. Tačiau tuo pačiu metu gali būti kuriami kitos energijos neutronai (pvz., dėl tampriosios arba netampriosios sklaidos), kurių reakcijos skerspjūvis gali būti kitoks. (4.7.5) lygybė šio reiškinio neįskaito.

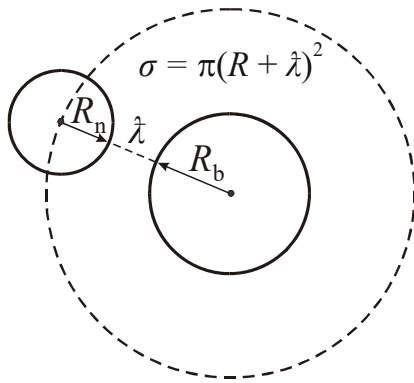
Dydis $l = 1/(n_{br}\sigma)$ – tai neutrono vidutinis laisvasis kelias, t. y. vidutinis atstumas, kurį nueina duotosios energijos neutronas iki reakcijos momento. Laisvojo kelio l matematinė prasmė – tai atstumas, kuriame duotosios energijos neutronų skaičius sumažėja e kartų. Visas reakcijas galima suskirstyti į neutronų sklaidą ir neutronų sugertį (absorbciją). Atitinkamai galime apibrėžti du vidutinius laisvuosius kelius – laisvąjį kelią iki sklaidos l_s ir laisvąjį kelią iki absorbcijos l_a . Pilnutinis laisvasis kelias l susijęs su l_s ir l_a tokiu sąryšiu:

$$\frac{1}{l} = \frac{1}{l_s} + \frac{1}{l_a}. \quad (4.7.6)$$

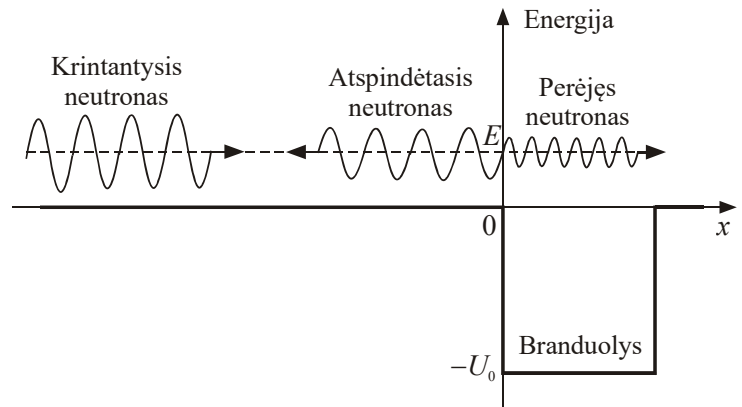
Rasime neutrono sukeltos reakcijos skerspjūvio priklausomybę nuo neutrono greičio. Kai sąveika tarp krintančiosios dalelės ir branduolio yra artieskė (pvz., kai krintančioji dalelė yra neutronas), didžiausią galimą branduolinės reakcijos skerspjūvį (toli nuo rezonanso) nusako šis reiškinys:

$$\sigma_r = \pi(R + \lambda)^2; \quad (4.7.7)$$

čia R yra reaguojančiųjų dalelių spindulių suma (10^{-15} m eilės dydis), o λ yra redukuotasis bangos ilgis



10 pav. Neutrono sukeltos branduolinės reakcijos skerspjūvio σ skaičiavimas. R_b – taikinio branduolio spindulys, R_n – krintančiojo neutrono spindulys. $R = R_b + R_n$



11 pav. Neutrono viršbarjerinis atspindys nuo branduolio sąlygoja papildomą daugiklį reakcijos skerspjūvio išraiškoje

$$\lambda = \frac{1}{k} = \frac{\lambda}{2\pi}, \quad (4.7.8)$$

čia λ yra dalelės bangos ilgis:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv}; \quad (4.7.9)$$

čia $p = mv$ yra dalelės, kurios masė m , o judėjimo greitis v , judesio kiekis (šios bangos vadinamos **de Broilio bangomis**). Matome, kad reakcijos skerspjūvis yra lygus skritulio, kurio spindulys $R + \lambda$, plotui (žr. 10 pav.). Fizikinė šio rezultato prasmė yra ta, kad krintančiojo neutrono koordinatė nėra tiksliai apibrėžta, todėl efektas toks lyg neutronas būtų „išplitęs“ atstumu λ . Dabar šią skerspjūvio išraišką reikia modifikuoti atsižvelgiant į tai, kad ne visi neutronai, kurie pataiko į plotą (4.7.7), pateks į branduolio vidų ir sukels branduolinę reakciją. Taip yra dėl vadinamojo **viršbarjerinio atspindžio**, kurį iliustruoja 11 pav. Mat branduolys neutrono atžvilgiu yra potencialo duobė: branduolyje neutroną veikia stipri traukos jėga, kuri trukdo neutronui išlėkti iš branduolio. Kadangi ši jėga yra artiesikė, tai ji „įsijungia“ staiga, kai tik neutronas prisiliečia prie branduolio paviršiaus. T. y. dėl šios sąveikos neutrono potencialinės energijos priklausomybėje nuo koordinatės atsiranda staigus neigiamas šuolis (11 pav. jis yra taške $x = 0$). Kvantinės mechanikos metodais (išsprendus neutrono Šrėdingerio lygtį) įrodoma, kad dalelė gali atsispindėti nuo potencialinės energijos šuolio net ir tada, kai dalelės pilnutinė energija tame taške yra didesnė už potencialinę energiją (t. y. kai atrodytų, jog dalelės judėjimui nėra jokių kliūčių). Tikimybė, kad dalelė pereis potencialo šuolį (o ne atsispindės nuo jo), yra vadinama potencialo šuolio skaidriu. Jeigu potencialo šuolis yra neigiamas, o jo gylis yra U_0 (kaip 11 pav.), tada jo skaidris yra lygus

$$D = \frac{4k'k}{(k' + k)^2}; \quad (4.7.10)$$

čia k yra dalelės bangos skaičius laisvoje erdvėje (t. y. atvirktinis redukuotasis bangos ilgis), o dydis k' – tai bangos skaičius, kuris būtų gautas, jeigu laisvosios dalelės energija būtų atskaitoma nuo potencialo duobės dugno:

$$k = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE}, \quad k' = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E + U_0)}. \quad (4.7.11)$$

Potencialo šuolio skaidris D (4.7.10) turi įeiti į reakcijos skerspjūvio išraišką (4.7.7) kaip papildomas daugiklis:

$$\sigma = \pi(R + \lambda)^2 \frac{4k'k}{(k' + k)^2}. \quad (4.7.12)$$

Mažos energijos neutronams šią formulę galima supaprastinti. Visų pirma pasinaudojame tuo, kad, kai neutrono energija neviršija 10 keV, jo redukuotasis bangos ilgis yra bent eile didesnis už R , todėl skerspjūvio išraiškos (4.7.12) pirmajame daugiklyje galima atmesti R . Be to, mažos energijos neutronams visada galioja nelygybės $E \ll U_0$ ir $k \ll k'$. Todėl potencialo šuolio skaidris

$$D \approx \frac{4k}{k'} = \frac{4}{\lambda k'}; \quad (4.7.13)$$

čia k' beveik nepriklauso nuo λ . Galutinė apytikslė reakcijos skerspjūvio (4.7.12) išraiška yra šitokia:

$$\sigma \approx \pi \lambda^2 \frac{4}{\lambda k'} = \frac{4\pi \lambda}{k'}. \quad (4.7.14)$$

Kadangi bangos ilgis atvirkščiai proporcingas greičiui v (žr. (4.7.9)), tai mažos energijos neutronų ($E < 10$ keV) reakcijos skerspjūvis σ taip pat atvirkščiai proporcingas greičiui v : $\sigma \sim 1/v$.

Dėsnį $\sigma \sim 1/v$ galima išvesti ir kitu būdu – pagal Breito ir Vignerio formulę (4.4.5) (pvz., žr. [2] ir [3] knygas).

5. Tyrimo metodika

5.1. Tyrimo metodo teorija

Kaip minėta 3.3 poskyryje, radioaktyviojo nuklido kiekio priklausomybė nuo laiko yra eksponentinė funkcija (3.3.2) arba (3.3.3), o to nuklido aktyvumo priklausomybė nuo laiko yra tokio paties pavidalo eksponentinė funkcija (3.3.10). Šios funkcijos logaritmas yra tiesė (žr. 12 pav.). Jos susikirtimo su ašimi $t=0$ taškas nusako pradinį aktyvumą (3.3.11), o krypties koeficientas – skilimo konstantą λ su minuso ženklu. Skilimo kreivės analizė – tai pagrindinis nuklidų pusamžio nustatymo būdas, kai pusamžis yra nuo kelių sekundžių iki kelių metų. Jeigu pusamžis yra daug didesnis, tada jis skaičiuojamas pagal formulę $\lambda = \Phi / N$, kuri išplaukia iš (3.3.9). Taigi, pastaruoju atveju radioaktyviųjų branduolių skaičius bandinyje N turi būti žinomas iš anksto.

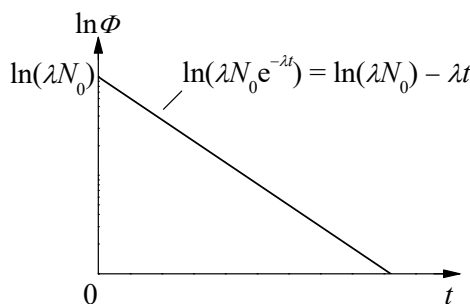
Jeigu radioaktyvusis šaltinis yra sudarytas iš kelių radioaktyviųjų nuklidų, tada šaltinio aktyvumas yra lygus tų nuklidų aktyvumų sumai. Jeigu šie nuklidai yra nepriklausomi (t. y. jeigu nė vienas jų nėra kito tame pačiame šaltinyje esančio nuklido skilimo produktas), skilimo kreivė yra lygi kelių (3.3.10) pavidalo dėmenų sumai. Pvz., dviejų nepriklausomų radioaktyviųjų nuklidų atveju

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = \Phi_{01}e^{-\lambda_1 t} + \Phi_{02}e^{-\lambda_2 t} = \lambda_1 N_{01}e^{-\lambda_1 t} + \lambda_2 N_{02}e^{-\lambda_2 t}; \quad (5.1.1)$$

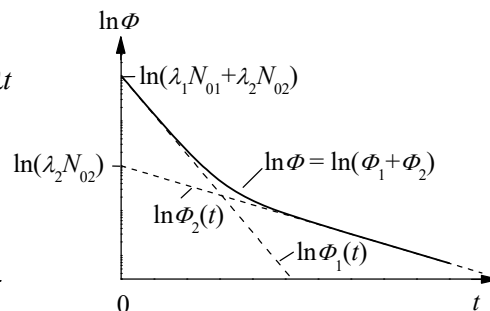
čia Φ_1 ir Φ_2 yra komponenčių aktyvumai, Φ_{01} ir Φ_{02} yra jų pradiniai aktyvumai, λ_1 ir λ_2 yra komponenčių skilimo konstantos, o N_{01} ir N_{02} yra abiejų nuklidų pradiniai kiekiai. Šiuo atveju aktyvumo logaritmo priklausomybė nuo laiko yra sudaryta iš dviejų tiesinių sričių ir pereinamosios srities tarp jų (žr. 13 pav.).

Kadangi į aktyvumo apibrėžtį (3.3.8) įeina išvestinė laiko atžvilgiu, o pats aktyvumas priklauso nuo laiko, tai aktyvumo neįmanoma išmatuoti tiksliai. Norint apytiksliai įvertinti aktyvumą, reikia išmatuoti nuklido kiekio pokytį ΔN per tam tikrą laiko tarpą Δt , o paskui pasinaudoti apytiksle lygybe $dN/dt \approx \Delta N/\Delta t$. Kuo mažiau pakinta bandinio aktyvumas per laiką Δt , tuo tikslesnė ši lygybė. Labiausiai paplitęs branduolių skilimo eksperimentinio tyrimo būdas remiasi skilimo metu išspinduliuotų dalelių (α , β dalelių arba γ kvantų) registravimu. Pvz., šiame laboratoriniame darbe tiriamas sidabro izotopų ^{108}Ag ir ^{110}Ag skilimas, registruojant jų spinduliuojamas β daleles (žr. (4.6.3a,b) lygtis). Vietoj aktyvumo priklausomybės nuo laiko nagrinėsime jam proporcingo dydžio – per fiksuotą laiką Δt detektuotų β dalelių skaičiaus Δn priklausomybę nuo laiko. Šis proporcingumas atsiranda dėl dviejų priežasčių:

- 1) Detektuojamas β daleles skleidžia neutronų suaktyvinti sidabro branduoliai skilimo metu: viena užregistruota β dalelė – tai vienas užregistruotas sidabro branduolio skilimo įvykis. Todėl per tam tikrą laiką Δt detektuotų dalelių skaičius yra proporcingas branduolių skilimų skaičiui per tą patį laiką;
- 2) Kadangi aktyvumas apibrėžiamas kaip skilimų skaičius per laiko vienetą, tai branduolių skilimų skaičius per laiką Δt (laiko intervale nuo $t - \Delta t$ iki t) yra lygus aktyvumo integralui laiko atžvilgiu (integruojama tame pačiame laiko intervale). Kadangi aktyvumo priklausomybė nuo laiko yra eksponentinė (žr. (5.1.1) lygybę, tai ir jo integralo nuo $t - \Delta t$ iki t priklausomybė nuo t yra eksponentinė, nes yra žinoma, kad eksponentinės funkcijos neapibrėžtinis integralas (ir išvestinė) yra proporcingas tai pačiai eksponentinei funkcijai.



12 pav. Radioaktyviojo šaltinio aktyvumo natūraliojo logaritmo priklausomybė nuo laiko.



13 pav. Dviejų nepriklausomų radioaktyviųjų nuklidų mišinio aktyvumo natūraliojo logaritmo priklausomybė nuo laiko.

Taigi, matuojant natūralaus sidabro β spinduliuotę po jo aktyvinimo neutronais, β dalelių skaičius, kuris buvo detektuotas laiko tarpe nuo $t - \Delta t$ iki t , šitai priklauso nuo detektavimo intervalo pabaigos momento t :

$$\Delta n(t) = C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t}; \quad (5.1.2)$$

čia pirmasis dėmuo atitinka ^{108}Ag , o antrasis dėmuo atitinka ^{110}Ag . Kadangi ^{108}Ag skilimas yra lėtesnis negu ^{110}Ag skilimas, tai pirmąjį dėmenį vadinsime „lėtąja komponente“, o antrąjį dėmenį vadinsime „greitąja komponente“. Proporcingumo koeficientai C_1 ir C_2 priklauso nuo detektoriaus parametrų, matavimų geometrijos (t. y. bandinio formos ir jo padėties detektoriaus atžvilgiu), aktyvinimo trukmės t_a ir nuo vieno matavimo trukmės Δt . Iš ką tik paminėtų dydžių šiame darbe keičiami tik t_a ir Δt . Skilimo kreivės matuojamos po keturių aktyvinimų, kurių trukmės t_a yra skirtingos (10 min, 5 min, 2 min ir 1 min). Kiekviena iš tų keturių skilimo kreivių matuojama naudojant dvi Δt vertes: per pirmąsias dvi minutes po aktyvinimo pabaigos dalelių skaičius matuojamas 10 s intervalais, o paskui – 60 s intervalais. Iš to, kas anksčiau pasakyta, išplaukia, kad daugikliai prieš eksponentes (5.1.2) reiškinyje priklauso nuo aktyvinimo trukmės t_a (ne nuo skilimo trukmės t !) taip pat, kaip atitinkami aktyvumai, t. y., tos priklausomybės yra (4.6.7) pavidalo: didėjant t_a , priešeksponentiniai daugikliai didėja ir išsotina (žr. 8 pav.). Be to, daugikliai prieš eksponentes yra tiesiog proporcingi dydžiui $e^{\lambda \Delta t} - 1$; čia λ yra atitinkama skilimo konstanta. Pvz., jeigu lėtosios komponentės priešeksponentinį daugiklį, kuris atitinka $\Delta t = 60$ s, pažymėsime C_1 , o tos pačios komponentės priešeksponentinį daugiklį, kuris atitinka $\Delta t = 10$ s, pažymėsime C'_1 , tada šie du daugikliai yra susiję šitai:

$$C'_1 = \frac{e^{\lambda_1 \cdot 10s} - 1}{e^{\lambda_1 \cdot 60s} - 1} C_1; \quad (5.1.3)$$

Įrašius ^{108}Ag skilimo konstantos vertę ($\lambda_1 = \ln 2 / (142,2\text{ s}) = 0,00487\text{ s}^{-1}$), gaunama: $C'_1 = 0,147 C_1$.

Dalis užregistruotų dalelių gali būti išspinduliuotos kitų radioaktyviųjų šaltinių (pvz., kosminė spinduliuotė arba aplinkos natūralusis radioaktyvumas). Be to, dalis skaičiuojamų impulsų gali būti dalelių detektoriuje vykstančių pašalinių elektroninių procesų pasekmė (t. y. neradioaktyvios kilmės). Visi šie pašaliniai impulsai pasireiškia pastoviu *fono* dėmeniu Δn_f išmatuotame dalelių skaičiuje per duotąjį laiko tarpą. (5.1.2) lygybė galioja tik idealiu atveju, kai fonas lygus nuliui. Bendruoju atveju šios lygybės dešiniojoje pusėje reikia pridėti fono dėmenį Δn_f :

$$\Delta n(t) = C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t} + \Delta n_f. \quad (5.1.4)$$

Fono dėmuo Δn_f matuojamas, kai dalelių detektoriaus neveikia tiriamojo bandinio spinduliuotė.

Daugiklis prieš eksponentę C_1 yra proporcingas nuklido ^{108}Ag pradiniam aktyvumui, t. y. jo aktyvumui skilimo kreivės matavimo pradžios momentu (kuris sutampa su aktyvinimo pabaigos momentu). Todėl C_1 priklausomybė nuo aktyvinimo trukmės t_a yra tokio paties pavidalo kaip pradinio aktyvumo priklausomybė nuo aktyvinimo trukmės (žr. (4.6.7) formulę):

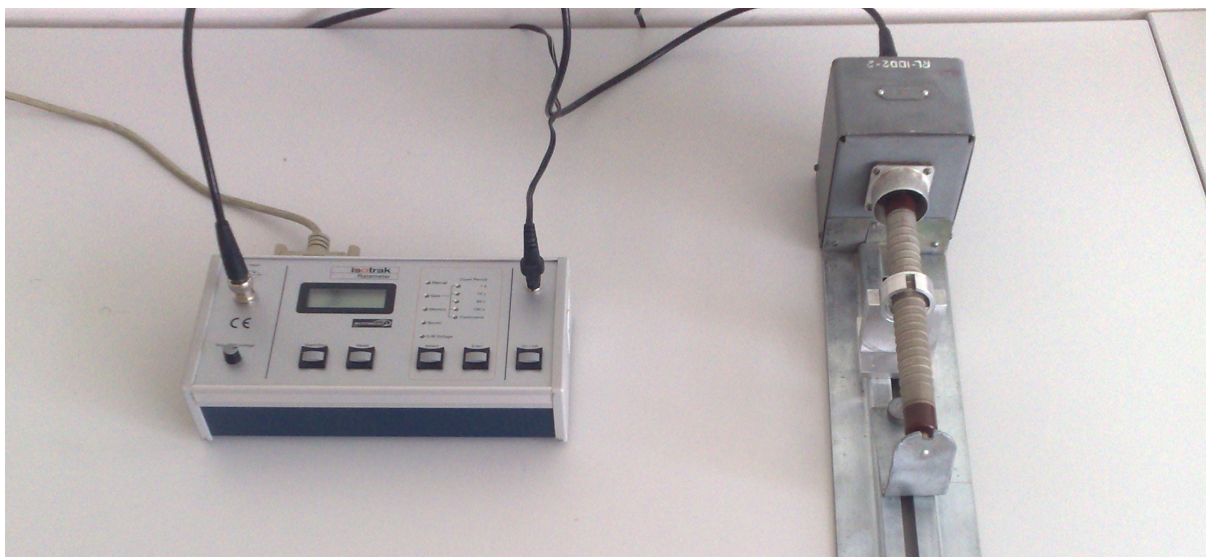
$$C_1(t_a) = C_{1,\text{sot}} (1 - e^{-\lambda_1 t_a}); \quad (5.1.5)$$

čia $C_{1,\text{sot}}$ yra koeficiento C_1 soties vertė. Priklausomybę $C_1(t_a)$ taip pat vadinsime nuklido ^{108}Ag „aktyvacijos kreive“.

5.2. Darbo priemonės ir matavimo tvarka

Darbo įrangą sudaro:

- 1) cilindrinis Geigerio ir Miulerio detektorius (14 pav. dešinėje),
- 2) **Isotrak** impulsų skaičiavimo įrenginys (14 pav. kairėje),
- 3) kompiuteris,
- 4) Pu-Be neutronų šaltinis (aktyvumas – 10^6 Bq). Šaltinis yra dugne konteinerio, kuris užpildytas neutronų lėtikliu – parafinu (žr. 15 pav.). Plutonio kiekis neutronų šaltinyje – kelios šimtosios miligramo dalys.
- 5) gamtinio sidabro bandinys (žr. 16 pav. ir 17 pav.).



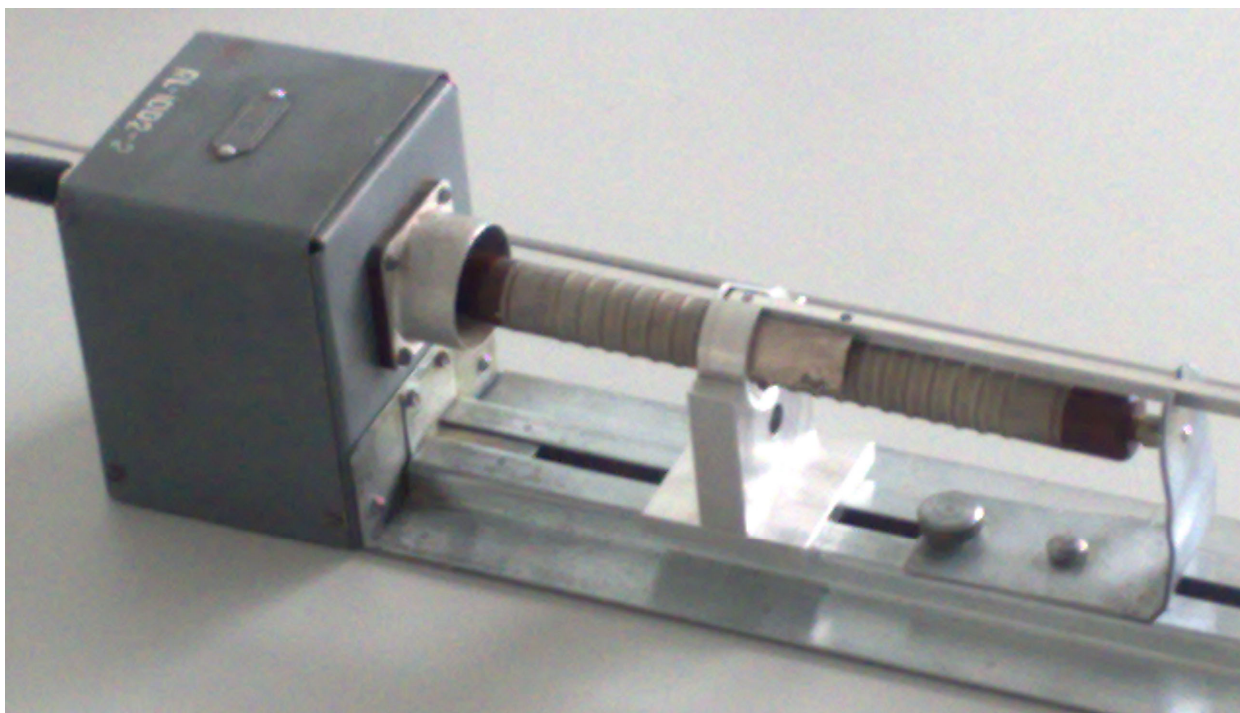
14 pav. Pagrindiniai matavimo įrenginiai – **Isotrak** impulsų skaičiavimo įrenginys (kairėje) ir Geigerio ir Miulero detektoriaus blokas (dešinėje). Detektorius – tai metalinis vamzdelis. Jo centre matomas bandinio laikiklis, kuris užtikrina, kad visų matavimų metu bandinio padėtis detektoriaus atžvilgiu yra vienoda (t. p. žr. 17 pav.). **Isotrak** įrenginys sujungtas su detektoriumi ir su kompiuteriu



15 pav. Neutronų šaltinio konteineris (neutronų šaltinis yra jo dugne). Konteinerį supa švino plytos, kurios sumažina gama spinduliuotės intensyvumą aplinkoje



16 pav. Sidabro bandinys ir jo laikiklis. Sidabro bandinys yra kairėje (pusapskritimiu sulenkta plokštelė)



17 pav. Detektorius ir sidabro bandinys matavimo metu

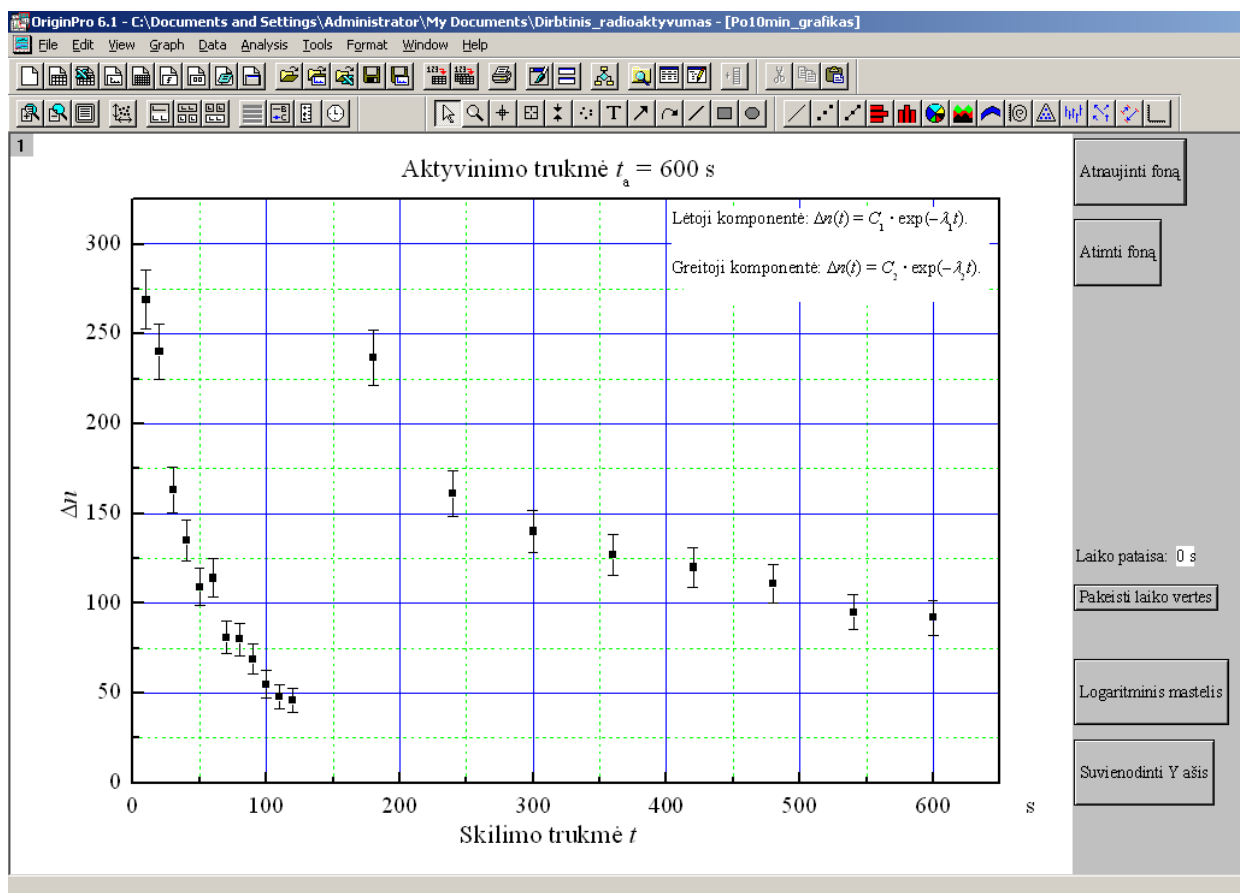
Darbo metu keturis kartus matuojama sidabro izotopų ^{108}Ag ir ^{110}Ag mišinio skilimo kreivė (5.1.4), esant skirtingoms aktyvinimo trukmėms (10 min, 5 min, 2 min ir 1 min). Po kiekvieno aktyvinimo 10 min matuojama bandinio skilimo kreivė, o paskui dar 5 min laukiama, kol bandinys pilnai deaktyvuosis (pastarasis 5 min trukmės laiko tarpas naudojamas aplinkos fono matavimui). Kadangi kiekviena skilimo kreivė sudaryta iš dviejų komponentų – greitosios (ji atitinka ^{110}Ag skilimą) ir lėtosios (ji atitinka ^{108}Ag skilimą), tai naudojamos dvi matavimo trukmės: pradinė skilimo kreivės dalis ($t = 0 - 120$ s) matuojama kas 10 s, o galutinė skilimo kreivės dalis ($t = 120 - 600$ s) matuojama kas 60 s. T. y. pradinėje skilimo kreivės dalyje kiekvieno matavimo rezultatas – tai per paskutines 10 s detektuotų dalelių skaičius, o galutinėje dalyje kiekvieno matavimo rezultatas – tai per paskutines 60 s detektuotų dalelių skaičius.

Kompiuterinė programa, kuri priima duomenis iš **Isotrak** impulsų skaičiavimo įrenginio, realiu laiku siunčia tuos duomenis į programą „Origin 6“. Programa „Origin 6“ atvaizduoja duomenų lenteles ir grafikus. 18 pav. yra pateiktas „Origin“ grafiko pavyzdys. Vertikalūs brūkšneliai tame grafike nusako matavimų rezultatų standartinius nuokrypius. Kiekvieno brūkšnelio centras atitinka matavimo rezultatą, o brūkšnelio ilgis yra du standartiniai nuokrypiai (vienas standartinis nuokrypis į viršų ir vienas – į apačią). Tie standartiniai nuokrypiai (kitai vadinami „standartinėmis paklaidomis“) yra apskaičiuoti remiantis tuo, kad kiekvieno matavimo rezultato standartinė paklaida atitinka Puasono skirstinį. T. y. kiekvieno matavimo standartinė paklaida yra lygi kvadratinei šakniai iš to matavimo rezultato. Standartinės paklaidos yra reikalingos aproksimuojant skilimo kreives eksponentinėmis funkcijomis.

Susitarimai dėl laikų grafikuose su skilimo kreivėmis:

- 1) Laikas t , kuris atidėtas ant absčių ašies, atskaitomas nuo bandinio aktyvinimo pabaigos momento. Taigi, laiko momentas $t = 0$ atitinka bandinio ištraukimą iš neutronų šaltinio (o ne bandinio uždėjimą ant detektoriaus!).
- 2) Laikas, kuris atitinka kiekvieną tašką – tai matavimo pabaigos momentas. Pvz., jeigu taškas yra ties $t = 30$ s, tai reiškia, kad to taško vertė yra dalelių skaičius, kuris buvo detektuotas laiko intervale $20 \text{ s} < t < 30 \text{ s}$.

Kadangi bandinio ištraukimas iš neutronų šaltinio ir uždėjimas ant detektoriaus užtrunka kelias sekundes, tai pirmasis taškas ($t = 10$ s) neišvengiamai yra netikslus, nes laiko intervale $0 < t < 10$ s bandinio padėtis detektoriaus atžvilgiu yra kitokia, negu vėlesniuose matavimuose. Tas taškas nėra naudojamas aproksimuojant. Jeigu reikia, galima „išmesti“ ir daugiau taškų.



18 pav. Skilimo kreivės pavyzdys

Tarp matavimų starto komandos ir pirmojo matavimo pradžios yra kelių dešimtųjų sekundės dalių pauzė. Tas laikas – tai sistemos paruošimo matavimams trukmė. Atitinkamai pirmojo taško laiko momentas yra ne tiksliai 10 s, o šiek tiek didesnis (pvz., 10,48 s). Prieš vėlesnius matavimus taip pat gali būti mažos pauzės. Kai kurių matavimų intervalai gali netgi persikloti laike (taip yra dėl matavimo įrangos ypatybių). Pvz., pirmųjų trijų matavimų momentai galėtų būti tokie: 10,52 s, 20,57 s, 30,48 s, 40,64 s. Tai reiškia, kad pirmasis matavimas nusako dalelių skaičių, kuris buvo detektuotas laiko intervale $0,52 \text{ s} < t < 10,52 \text{ s}$, antrasis – dalelių skaičių, kuris buvo detektuotas laiko intervale $10,57 < t < 20,57 \text{ s}$, trečiasis – dalelių skaičių, kuris buvo detektuotas laiko intervale $20,48 \text{ s} < t < 30,48 \text{ s}$, ketvirtasis – dalelių skaičių, kuris buvo detektuotas laiko intervale $30,64 \text{ s} < t < 40,64 \text{ s}$ ir t.t. Taigi, kiekvienas iš pirmųjų 12 taškų nusako dalelių skaičių *tiksliai per paskutines 10 s*, o kiekvienas iš paskutiniųjų 8 taškų nusako dalelių skaičių *tiksliai per paskutines 60 s*, nepriklausomai nuo minėtų pauzių ir minėto intervalų persiklojimo. Tolesnėje analizėje galima nekreipti dėmesio į šiuos mažus matavimo momentų pokyčius.

Baigus matavimus, reikia atspausdinti „Origin“ lentelę su visais matavimo duomenimis. Po lentelę su matavimo duomenimis turi pasirašyti darbo vadovas arba laborantas.

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

5.3. Matavimo duomenų analizė

Vienas iš šio darbo tikslų yra nuklidų ^{108}Ag ir ^{110}Ag skilimo pusamžių matavimas. Tai atliekama netiesinio aproksimavimo metodu. Kadangi teorinės kreivės pavidalas yra žinomas (jį nusako (5.1.4) formulė), tai galėtų pasirodyti, kad užtenka tik atimti išmatuotą foną ir aproksimuoti duomenis dviejų eksponenčių suma $C_1 e^{-\lambda_1 t} + C_2 e^{-\lambda_2 t}$. Taip būtų gauti visi keturi nežinomi parametrai – skilimo konstantos λ_1 ir λ_2 ir atitinkami priešeksponentiniai daugikliai C_1 ir C_2 . Tai reiktų atlikti su kiekviena iš keturių skilimo kreivių, o paskui būtų galima apskaičiuoti skilimo konstantų λ_1 ir λ_2 ir vidurkius. Tačiau toks paprastas skaičiavimo metodas nėra pats tinkamiausias. Taip yra todėl, kad šiame darbe siekiama, kad išmatuotos skilimo konstantų vertės būtų kuo tikslesnės, o aproksimavimo programa siekia kito tikslo – kad teorinė kreivė būtų kuo panašesnė į matavimo duomenis. Kadangi kiekvienoje skilimo kreivėje taškų nėra daug (tik 20), o kiekvieno taško atsitiktinės paklaidos yra gana didelės (nes branduolių skilimas yra atsitiktinis vyksmas), tai šie du tikslai gali būti nesuderinami, jeigu nebus imtasi papildomų priemonių. Jų esmė yra ta, kad panaudojama visa išankstinė informacija apie tiriamąjį fizikinį reiškinį. Šiuo atveju yra du faktai, kuriais galima pasinaudoti:

- 1) Greitoji komponentė praktiškai nepasireiškia, kai $t > 120$ s. Vadinasi, kai $t > 120$ s, egzistuoja tik lėtoji komponentė ir šią skilimo kreivės dalį (t. y. dalį, kuri atitinka 60 s trukmės matavimus) galima aproksimuoti tik viena eksponentine funkcija $C_1 e^{-\lambda_1 t}$.
- 2) Tikrosios λ_1 ir λ_2 vertės nepriklauso nuo aktyvinimo trukmės. Taip yra todėl, kad skilimo konstantą lemia branduolio vidinės savybės, o aktyvinimas keičia tik radioaktyviųjų branduolių kiekį, bet nekeičia jų vidinių savybių.

Kai $t < 120$ s, egzistuoja ir lėtoji, ir greitoji komponentė. Todėl teorinės vertės, kurios atitinka $t < 120$, priklauso ir nuo λ_1 , ir nuo λ_2 . Dabar įsivaizduokime tokią situaciją: pradinė skilimo kreivės dalis, kuri atitinka mažiausius laikus, išmatuota su didelėmis paklaidomis, o galutinė dalis, kuri atitinka $t > 120$ s, išmatuota tiksliai. Tada, jeigu būtų aproksimuojama tik galutinė dalis, būtų gauta tiksli λ_1 vertė. Apskaičiuotoji λ_2 vertė būtų netiksli dėl minėtų paklaidų. Tačiau, jeigu *visa* skilimo kreivė būtų aproksimuojama dviejų eksponenčių suma, tada *abi* skilimo konstantos būtų apskaičiuotos netiksliai, nes aproksimavimo programa, siekdama minimizuoti skirtumą tarp teorijos ir eksperimento pradinėje skilimo kreivės dalyje, „optimizuotų“ ir λ_1 , ir λ_2 vertes (juk pradinė dalis priklauso nuo abiejų šių parametrų). Nors taip „optimizavus“ parametrus teorinė kreivė geriau atitiktų pradinės dalies matavimo duomenis, tačiau padidėtų skirtumas tarp teorijos ir eksperimento galutinėje dalyje, t. y. taip gauta λ_1 vertė būtų mažiau tiksli, negu aproksimavus tik galutinę sritį viena eksponentine funkcija $C_1 e^{-\lambda_1 t}$. Vadinasi, tikslesnė yra tokia aproksimavimo eiga:

- I. Skilimo kreivės galutinė sritis, kuri atitinka 60 s trukmės matavimus, aproksimuojama viena eksponentine funkcija $C_1 e^{-\lambda_1 t}$.
- II. Gautoji eksponentinė funkcija atimama iš pradinės srities, kuri atitinka 10 s matavimus. Prieš atimant, reikia perskaičiuoti priešeksponentinį daugiklį pagal (5.1.3) formulę.
- III. Kadangi atėmus lieka tik greitoji komponentė, tai ji aproksimuojama viena eksponentine funkcija $C_2 e^{-\lambda_2 t}$.

Šią metodiką dar galima patobulinti. Tam reikia atsižvelgti į kitą anksčiau minėtą faktą: tikrosios λ_1 vertės, kurios atitinka skirtingas skilimo kreives (t. y. skirtingas aktyvinimo trukmes), yra vienodos. Todėl tikslesnių rezultatų galima tikėtis, jeigu II žingsnyje bus atimama eksponentė $C_1 e^{-\langle \lambda_1 \rangle t}$; čia simbolis „ $\langle \lambda_1 \rangle$ “ reiškia skilimo konstantos λ_1 vidurkį, apskaičiuotą pagal keturių skilimo kreivių galutinių dalių aproksimavimo rezultatus. Taigi, pasikeitus aktyvinimo trukmei, teorinės kreivės galutinėje dalyje skilimo konstanta lieka ta pati; keičiasi tik priešeksponentinis daugiklis C_1 . Pastarąjį daugiklį galima apskaičiuoti dar kartą aproksimavus duomenis, kurie atitinka 60 s trukmės matavimus, tačiau šį kartą turi būti tik vienas optimizuojamas parametras (C_1), nes vidutinė skilimo konstanta $\langle \lambda_1 \rangle$ jau apskaičiuota. Vadinasi, optimali yra tokia aproksimavimo metodika:

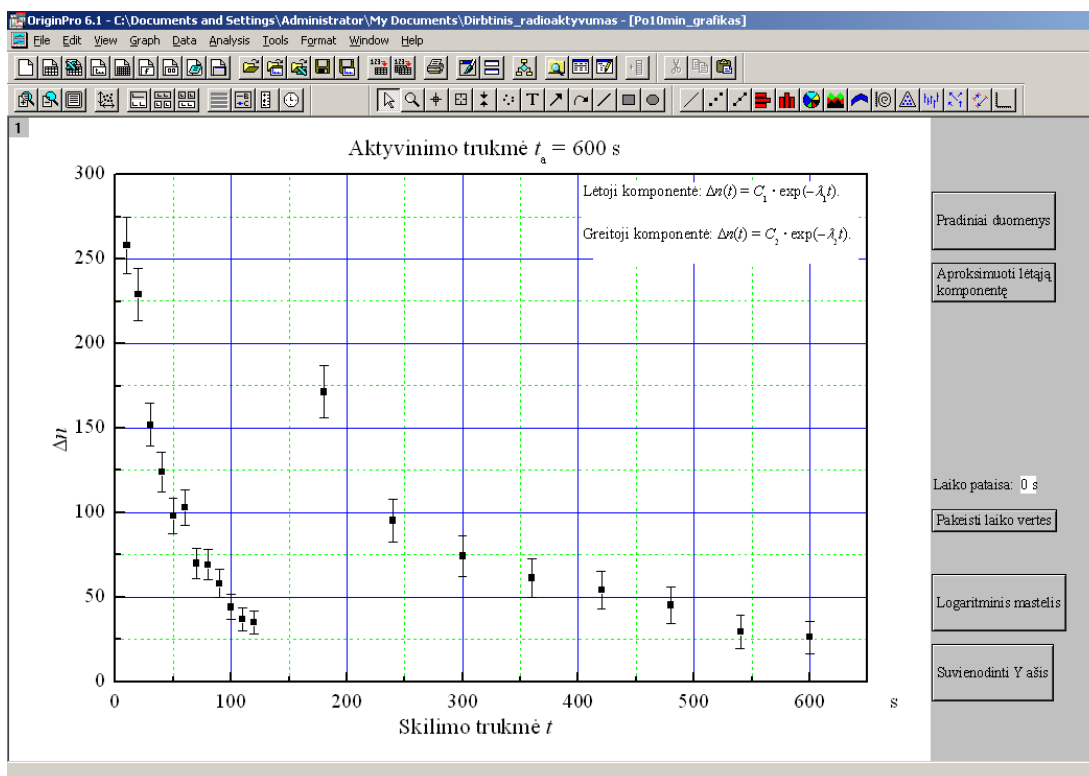
- I. Kiekvienos iš keturių skilimo kreivių galutinė sritis, kuri atitinka 60 s trukmės matavimus, aproksimuojama viena eksponentine funkcija $C_1 e^{-\lambda_1 t}$ su dviem nežinomais parametrais (C_1 ir λ_1).

- II. Apskaičiuojamas vidurkis $\langle \lambda_1 \rangle$.
- III. Kiekvienos iš keturių skilimo kreivių galutinė sritis, kuri atitinka 60 s trukmės matavimus, aproksimuojama viena eksponentine funkcija $C_1 e^{-\lambda_1 t}$ su vienu nežinomu parametru (C_1).
- IV. Gautoji eksponentinė funkcija atimama iš pradinės srities, kuri atitinka 10 s matavimus. Prieš atimant, reikia perskaičiuoti priešeksponentinį daugiklį pagal (5.1.3) formulę.
- V. Kadangi atėmus lieka tik greitoji komponentė, tai ji aproksimuojama viena eksponentine funkcija $C_2 e^{-\lambda_2 t}$.

„Origin“ failo, į kurį įrašo duomenis matavimo programa, formatas yra toks, kad skaičiavimai būtų kuo paprastesni. Visų to failo langų dešiniajame krašte yra mygtukai, su kuriais yra susietos programos (kompiuteriniu žargonu vadinamos „script‘ais“, nuo angliško žodžio *script*). Tos programos atlieka visus reikalingus skaičiavimus ir grafiškai atvaizduoja jų rezultatus (tačiau tuos pačius skaičiavimus galima atlikti ir naudojant „Origin“ aproksimavimo dialogo langą, kuris atsidaro įvykdžius meniu komandą „Analysis / Non-linear Curve Fit“). Aproksimavimo programos, kurios naudojamos minėtame „Origin“ faile, išbandytos su trim „Origin“ versijomis: „Origin 6“, „Origin 7“ ir „Origin 8“. Naudojant „Origin 6“, jokių klaidų nepastebėta. Naudojant „Origin 7.0“, aproksimavimo rezultatai gali būti neteisingi (taip yra todėl, kad šioje „Origin“ versijoje yra klaida, dėl kurios aproksimavimo metu gali pasikeisti ne tik nežinomieji teorinės funkcijos parametrai, bet ir tie parametrai, kurių optimizavimas yra uždraustas). „Origin 8“ skaičiavimus atlieka teisingai (nors aproksimuojant atsiranda pranešimas „Error: Failed to execute script“). **Pastaba:** Kad teisingai veiktų minėtieji „script‘ai“, duomenų faile turi būti visų keturių skilimo kreivių duomenys. Jeigu dėl laiko stokos nebuvo išmatuota kuri nors iš tų skilimo kreivių arba jeigu vienos iš jų reikia atsakyti dėl matavimo klaidų, tada į atitinkamą „Origin“ lentelę reikia nukopijuoti kurios nors kitos skilimo kreivės duomenis, o į aktyvinimo trukmės įvesties lauką, kuris yra atitinkamo „Origin“ grafiko viršuje (pvz., 19 pav. tame lauke yra tekstas „600 s“), reikia įrašyti aktyvinimo trukmę, kuri atitinka pastarąją skilimo kreivę. Paskui analizę reikia atlikti taip, kaip paaiškinta toliau. Šiuo atveju eksperimentinėje aktyvacijos kreivėje (22 pav., juodi kvadratai) du taškai sutaps ir darbo rezultatai bus mažiau tikslūs, negu naudojant visas keturias skilimo kreives.

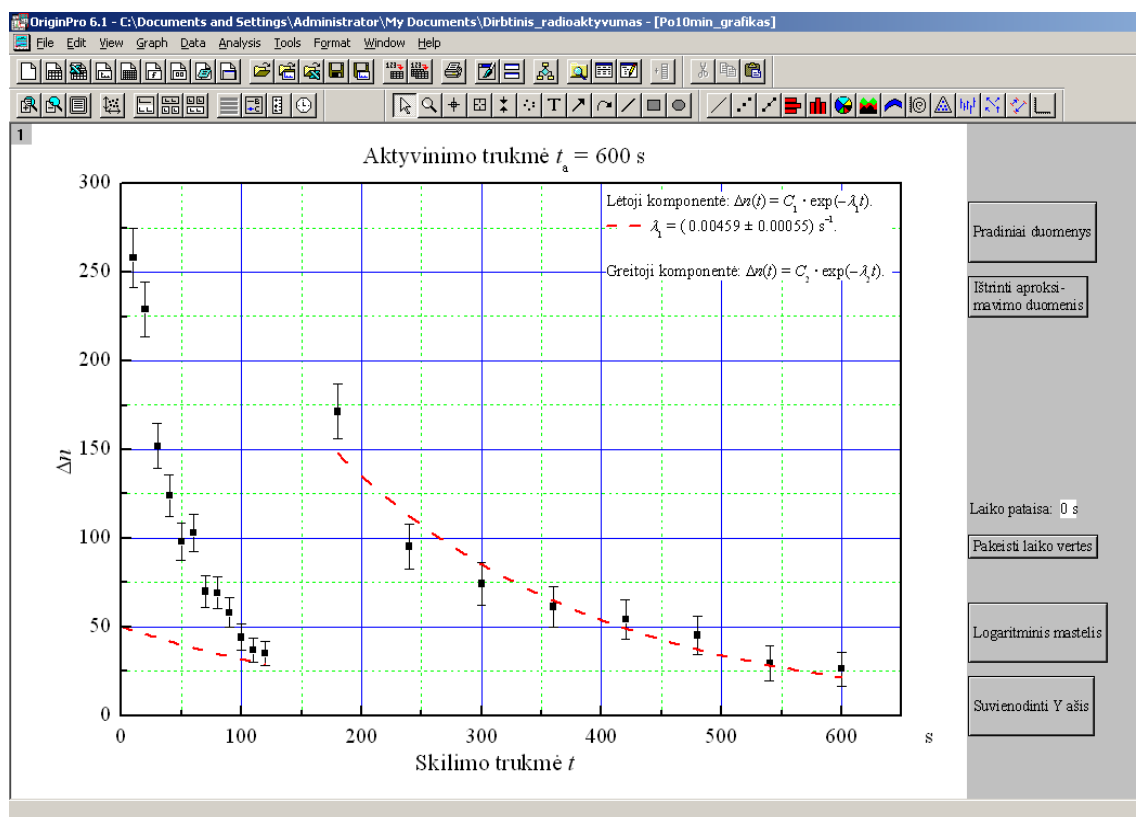
Toliau yra paaiškinti visi duomenų analizės etapai.

1. Iš visų rezultatų atimamas fono dėmuo Δn_f (vidutinis fono impulsų skaičius per 10 s arba 60 s, priklausomai nuo matavimo trukmės). Tam reikia paėliui spustelėti mygtukus „Atnaujinti foną“ ir „Atimti foną“, kurie yra „Origin“ grafiko lango dešiniajame krašte (žr. 18 pav.). Tada grafiko langas tampa toks, kaip parodyta 19 pav. **Pastaba:** Jeigu, spustelėjus mygtuką „Atimti foną“, atskirų taškų vertės nepasikeičia, tai reiškia, kad fonas dar neapskaičiuotas (tokiu atveju programa atima nulinę vertę). Norint apskaičiuoti foną, reikia spustelėti mygtuką „Atnaujinti foną“. Atėmus foną, didelių laikų srityje kai kurių matavimų rezultatai gali tapti neigiami, nes branduolių skilimas yra atsitiktinis vyksmas, o fonas išmatuotas su tam tikra paklaida. Tai yra normalu, ir tokių taškų nereikia ištrinti.



19 pav. Skilimo kreivės langas atėmus foną

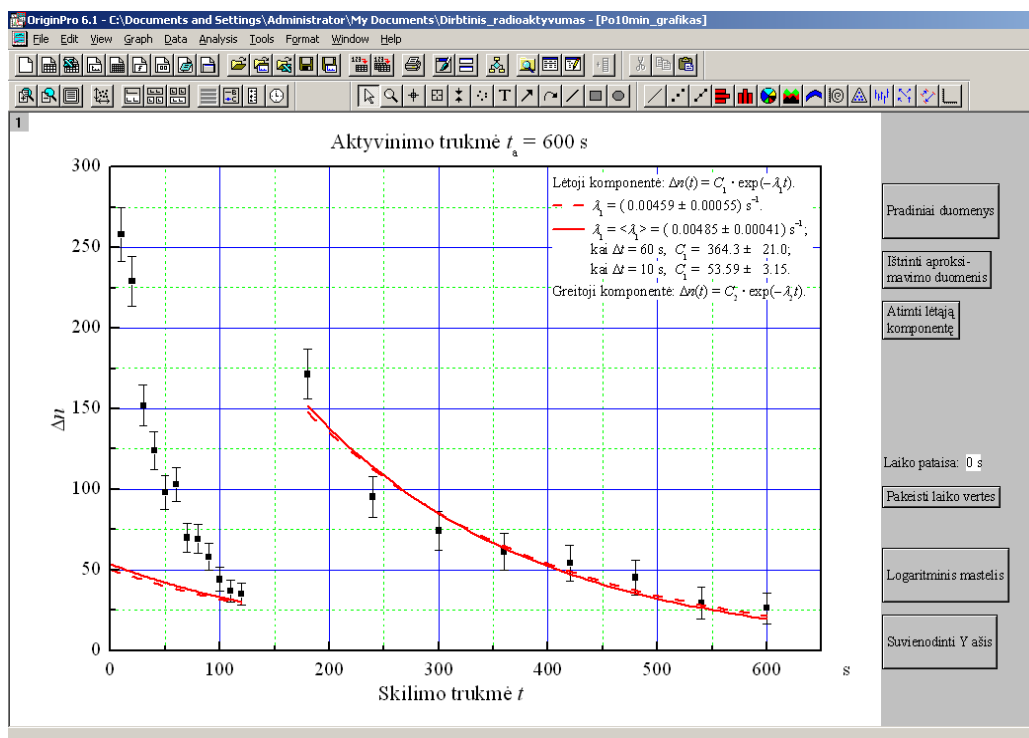
2. Skilimo kreivės dalis, kuri atitinka 60 s trukmės matavimus, aproksimuojama eksponentine funkcija $C_1 e^{-\lambda_1 t}$ su dviem nežinomais parametrais (C_1 ir λ_1). Tam reikia spustelėti mygtuką „Aproksimuoti lėtąją komponentę“. Tada grafiko langas tampa toks, kaip parodyta 20 pav. Kaip matome, atsiranda brūkšninė teorinė kreivė, kuri atitinka lėtąją komponentę. Ji sudaryta iš dviejų segmentų: vienas atitinka 10 s trukmės matavimus, o kitas – 60 s trukmės matavimus. Šie du segmentai skiriasi daugikliu prieš eksponentę (žr. (5.1.3) formulę). Jeigu naudojamas „Origin 7.0“, tada po pirmojo aproksimavimo reikėtų patikrinti, ar aproksimavimas yra teisingas (nes, kaip minėta, toje „Origin“ versijoje yra klaida). Tam reikia po pirmojo aproksimavimo įvykdyti meniu komandą „Window / Script Window“, paskui atsidarusiame lange reikia surinkti „nlsf.p1=“ (be kabučių) ir nuspusti klavišą „Enter“. Jeigu aproksimavimas atliktas teisingai, tada tame lange turi atsirasti užrašas „NLSF.P1=0“. Jeigu po lygybės ženklo yra ne nulis, tada aproksimavimas atliktas neteisingai. Tokiu atveju galima bandyti uždaryti ir vėl atidaryti „Origin“, o jeigu ir tai nepadeda, tada aproksimavimą galima atlikti tik naudojant minėtą „Origin“ aproksimavimo dialogo langą (aproksimuojant skilimo kreives, reikia pasirinkti funkciją „Exponential“, o aproksimuojant aktyvacijos kreivę – funkciją „MnMolecular“).



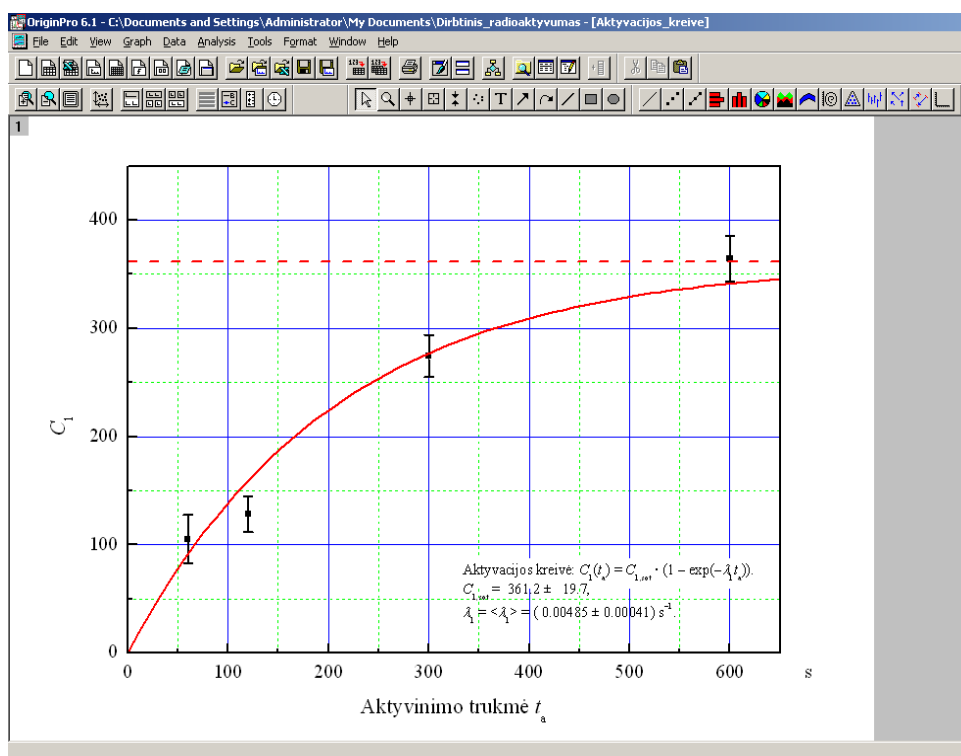
20 pav. Skilimo kreivės langas aproksimavus lėtąją komponentę

3. 1 ir 2 punktus reikia atlikti kiekviename iš keturių langų „Po10min_grafikas“, „Po5min_grafikas“, „Po2min_grafikas“ ir „Po1min_grafikas“. Jeigu 1 ir 2 punktai jau atlikti bet kuriuose trijuose iš minėtų langų, tada, spustelėjus mygtuką „Aproksimuoti lėtąją komponentę“ ketvirtajame lange, po aproksimavimo automatiškai atliekami II ir III žingsniai, kurie minėti anksčiau. T. y. programa apskaičiuoja vidurkį $\langle \lambda_1 \rangle$ ir jo standartinę paklaidą, pakartotinai aproksimuoja kiekvienos skilimo kreivės lėtąją dalį ir kiekviename skilimo kreivės lange atvaizduoja atitinkamą teorinę kreivę (ištinisė linija iš dviejų segmentų). Tada kiekvienos skilimo kreivės langas tampa toks, kaip parodyta 21 pav.

Be to, spustelėjus mygtuką „Aproksimuoti lėtąją komponentę“ ketvirtajame lange, programa automatiškai nubraižo aktyvacijos kreivę, t. y. koeficiento C_1 priklausomybę nuo aktyvinimo trukmės, ir ją aproksimuoja teorine funkcija (5.1.5) su vienu nežinomu parametru $C_{1,\text{tot}}$, vietoj λ_1 naudojant vidurkį $\langle \lambda_1 \rangle$. Šios aproksimacijos rezultatai pavaizduojami lange „Aktyvacijos_kreive“ (žr. 22 pav.).



21 pav. Skilimo kreivės langas, antrą kartą aproksimavus lėtąją komponentę



22 pav. Aktyvacijos kreivės langas. Brūkšninė tiesė atitinka aproksimavimo būdu apskaičiuotą koeficiento C_1 soties vertę $C_{1,sot}$.

Minėtas vidurkis $\langle \lambda_1 \rangle$ yra vadinamasis „svertinis vidurkis“, kurio svoriniai daugikliai yra atvirkščiai proporcingi standartinių paklaidų kvadratams:

$$\langle \lambda_1 \rangle = \frac{1}{D_1} \left[\frac{\lambda_1^{(1)}}{(\Delta \lambda_1^{(1)})^2} + \frac{\lambda_1^{(2)}}{(\Delta \lambda_1^{(2)})^2} + \frac{\lambda_1^{(3)}}{(\Delta \lambda_1^{(3)})^2} + \frac{\lambda_1^{(4)}}{(\Delta \lambda_1^{(4)})^2} \right]; \quad (5.3.1)$$

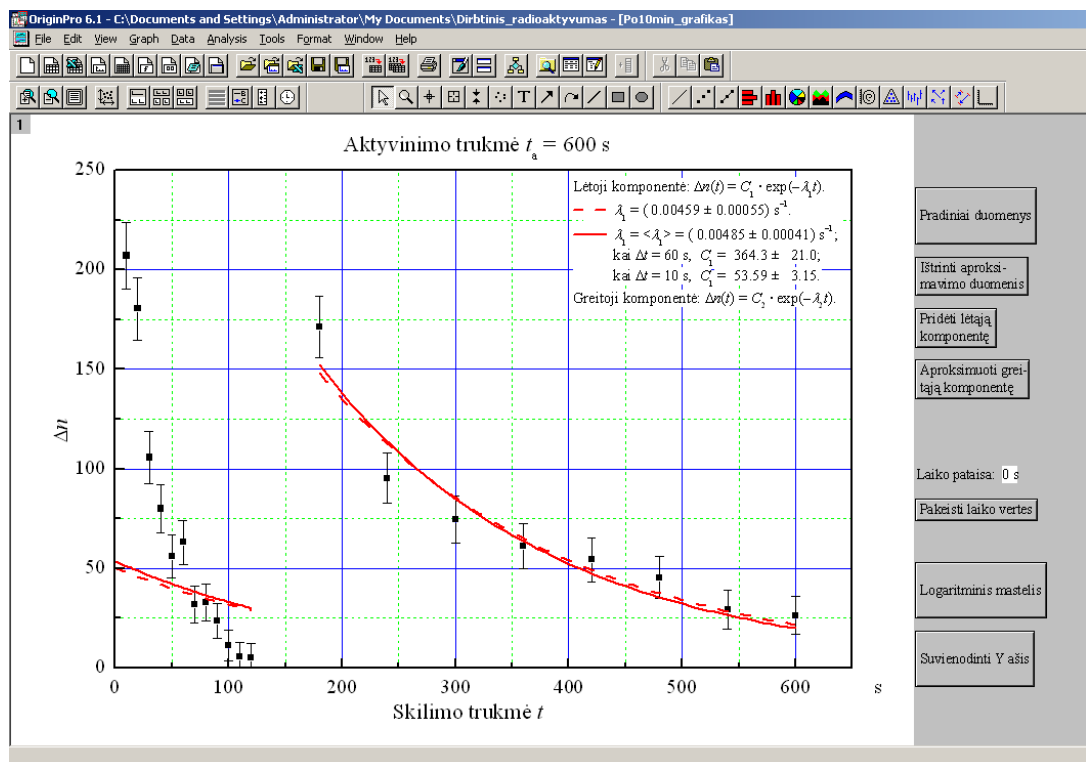
čia $\Delta\lambda_1^{(i)}$ yra eksponentinės funkcijos $C_1 e^{-\lambda_1 t}$ parametro λ_1 , kuris gautas aproksimuojant i -tosios skilimo kreivės galutinę dalį ($i = 1, 2, 3, 4$), standartinė paklaida, o daliklis D_1 yra apibrėžiamas šitaip:

$$D_1 \equiv \frac{1}{(\Delta\lambda_1^{(1)})^2} + \frac{1}{(\Delta\lambda_1^{(2)})^2} + \frac{1}{(\Delta\lambda_1^{(3)})^2} + \frac{1}{(\Delta\lambda_1^{(4)})^2}. \quad (5.3.2)$$

Naudojant tokią vidurkio apibrėžtį, didžiausias svoris atitinka tas $\Delta\lambda_1^{(i)}$ vertes, kurių standartinės paklaidos yra mažiausios (pvz., atskiru atveju, kai $\Delta\lambda_1^{(i)} = 0$, svertinis vidurkis tampa tiksliai lygus $\lambda_1^{(i)}$, nepriklausomai nuo kitų trijų $\lambda_1^{(j)}$ ($j \neq i$)). Be to, nesunku įsitikinti, kad, jeigu visos keturios paklaidos $\Delta\lambda_1^{(i)}$ yra vienodos, tada svertinis vidurkis (5.3.1) virsta įprastiniu aritmetiniu vidurkiu $(\lambda_1^{(1)} + \lambda_1^{(2)} + \lambda_1^{(3)} + \lambda_1^{(4)})/4$. Paklaidos vertė $\Delta\lambda_1^{(i)}$ automatiškai atsiranda i -tosios skilimo kreivės lange atlikus aproksimavimą. Ji nurodyta po ženklų „±“ šalia optimaliosios λ_1 vertės (pvz., žr. 20 pav.). Iš kelių argumentų funkcijos paklaidos skaičiavimo taisyklių išplaukia tokia svertinio vidurkio (5.3.1) standartinės paklaidos $\Delta\langle\lambda_1\rangle$ išraiška:

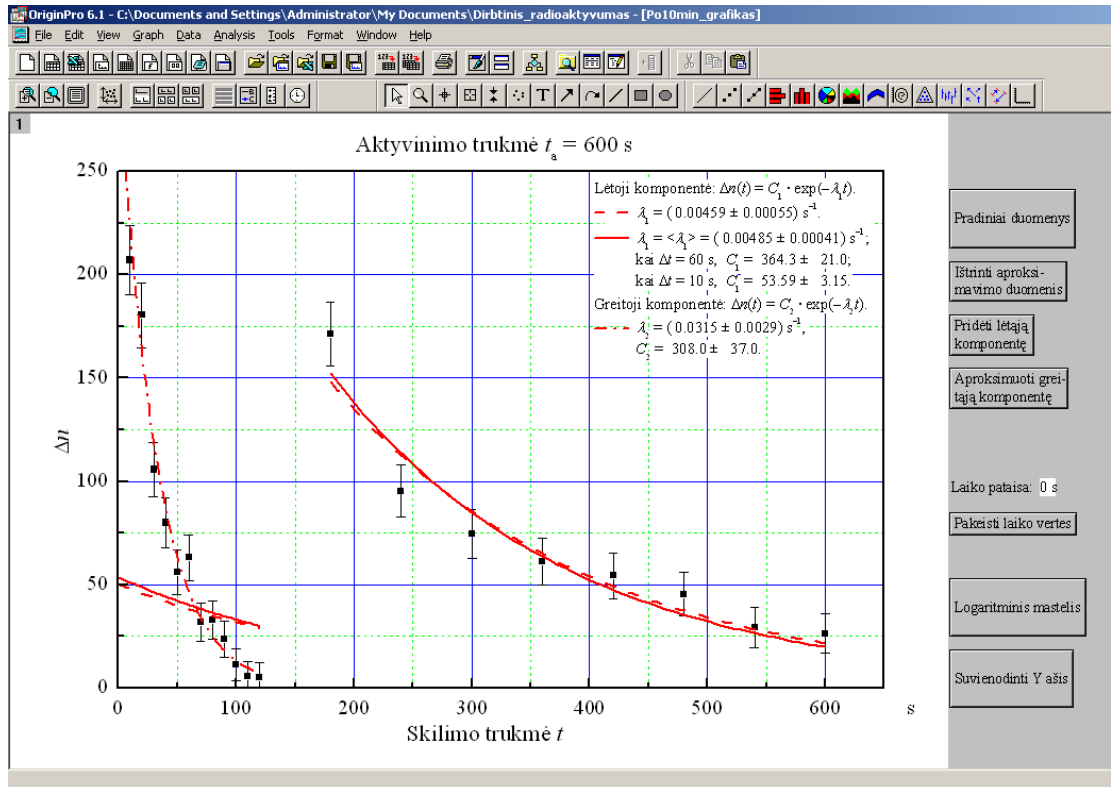
$$\Delta\langle\lambda_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{D_1}}. \quad (5.3.3)$$

- Iš skilimo kreivės pradinės dalies, kuri atitinka 10 s trukmės matavimus, atimama lėtoji komponentė. Tam reikia spustelėti mygtuką „Atimti lėtąją komponentę“. Tada grafiko langas tampa toks, kaip parodyta 23 pav.



23 pav. Skilimo kreivės langas atėmus lėtąją komponentę

- Greitoji komponentė (10 s trukmės matavimai) aproksimuojama eksponentine funkcija $A_2 e^{-\lambda_2 t}$. Tam reikia spustelėti mygtuką „Aproksimuoti greitąją komponentę“. Tada atsiranda brūkšninė teorinė kreivė, kuri atitinka greitąją komponentę (žr. 24 pav.). *Pastaba:* Skaičiuojant optimaliąsias C_2 ir λ_2 vertes, nėra naudojamas pirmasis taškas ($t \approx 10$ s), nes jis, kaip minėta 5.2 poskyryje, yra netikslus.
- 4 ir 5 punktus reikia atlikti kiekviename iš keturių langų „Po10min_grafikas“, „Po5min_grafikas“, „Po2min_grafikas“ ir „Po1min_grafikas“.



24 pav. Skilimo kreivės langas aproksimavus greitąją komponentę

7. Pagal aproksimavimo duomenis apskaičiuojamas vidurkis $\langle \lambda_2 \rangle$ ir jo paklaida $\Delta \langle \lambda_2 \rangle$. Anksčiau aprašytoji programa šių skaičiavimų neatlieka, todėl juos reikia atlikti „rankiniu būdu“. Tiksliausias rezultatas gaunamas tada, kai vietoj paprasto aritmetinio vidurkio skaičiuojamas vadinamasis „svertinis vidurkis“, kurio svoriniai daugikliai yra atvirkščiai proporcingi standartinių paklaidų kvadratams:

$$\langle \lambda_2 \rangle = \frac{1}{D_2} \left[\frac{\lambda_2^{(1)}}{(\Delta \lambda_2^{(1)})^2} + \frac{\lambda_2^{(2)}}{(\Delta \lambda_2^{(2)})^2} + \frac{\lambda_2^{(3)}}{(\Delta \lambda_2^{(3)})^2} + \frac{\lambda_2^{(4)}}{(\Delta \lambda_2^{(4)})^2} \right]; \quad (5.3.4)$$

$\Delta \lambda_2^{(i)}$ yra eksponentinės funkcijos $C_2 e^{-\lambda_2 t}$ parametro λ_2 , kuris gautas aproksimuojant i -tosios skilimo kreivės pradinę dalį ($i = 1, 2, 3, 4$), standartinė paklaida, o daliklis D_2 yra apibrėžiamas šitaip:

$$D_2 \equiv \frac{1}{(\Delta \lambda_2^{(1)})^2} + \frac{1}{(\Delta \lambda_2^{(2)})^2} + \frac{1}{(\Delta \lambda_2^{(3)})^2} + \frac{1}{(\Delta \lambda_2^{(4)})^2}. \quad (5.3.5)$$

Naudojant tokią vidurkio apibrėžtį, didžiausias svoris atitinka tas $\Delta \lambda_2^{(i)}$ vertes, kurių standartinės paklaidos yra mažiausios (pvz., atskiru atveju, kai $\Delta \lambda_2^{(i)} = 0$, svertinis vidurkis tampa tiksliai lygus $\lambda_2^{(i)}$, nepriklausomai nuo kitų trijų $\lambda_2^{(j)}$ ($j \neq i$)). Be to, nesunku įsitikinti, kad, jeigu visos keturios paklaidos $\Delta \lambda_2^{(i)}$ yra vienodos, tada svertinis vidurkis (5.3.4) virsta įprastiniu aritmetiniu vidurkiu $(\lambda_2^{(1)} + \lambda_2^{(2)} + \lambda_2^{(3)} + \lambda_2^{(4)})/4$. Paklaidos vertė $\Delta \lambda_2^{(i)}$ automatiškai atsiranda i -tosios skilimo kreivės lange atlikus minėtąjį aproksimavimą. Ji nurodyta po ženklų „±“ šalia optimaliosios λ_2 vertės (pvz., žr. 24 pav.). Iš kelių argumentų funkcijos paklaidos skaičiavimo taisyklių išplaukia tokia svertinio vidurkio (5.3.4) standartinės paklaidos $\Delta \langle \lambda_2 \rangle$ išraiška:

$$\Delta \langle \lambda_2 \rangle = \frac{1}{\sqrt{D_2}}. \quad (5.3.6)$$

8. Pagal (3.3.4) apskaičiuojami nuklido ^{108}Ag pusamžis T_1 ir nuklido ^{110}Ag pusamžis T_2 . Šių pusamžių atsitiktinės paklaidos ΔT_1 ir ΔT_2 apskaičiuojamos pagal formulę:

$$\Delta T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\langle \lambda \rangle^2} \Delta \langle \lambda \rangle; \quad (5.3.7)$$

čia $\Delta T_{1/2} = \Delta T_1$ arba ΔT_2 , $\langle \lambda \rangle = \langle \lambda_1 \rangle$ arba $\langle \lambda_2 \rangle$, o $\Delta \langle \lambda \rangle = \Delta \langle \lambda_1 \rangle$ arba $\Delta \langle \lambda_2 \rangle$.

Matavimų rezultatuose turi būti pateikti 5 grafikai: 4 skilimo kreivių grafikai su visais aproksimavimo rezultatais (vieno iš jų pavyzdys pateiktas 24 pav.) ir aktyvacijos kreivė su aproksimavimo rezultatais (pavyzdys – 22 pav.). Be to, turi būti pateikti skilimo konstantos $\langle \lambda_2 \rangle$ ir pusamžių T_1 ir T_2 bei jų paklaidų skaičiavimo rezultatai.

Pastebėti dėsningumai paaiškinami ir palyginami su teoriniais teiginiais. Pagrindiniai dėsningumai, į kuriuos reikėtų atkreipti dėmesį, yra skilimo kreivių pavidalas, jo kitimas kintant aktyvinimo trukmei, aktyvacijos kreivės pavidalas. Išmatuoti pusamžiai turi būti palyginti su tikrosiomis pusamžių vertėmis (142 s ir 24,6 s). Aptariant skirtumus tarp aproksimavimo būdu gautų verčių (jas toliau vadinsime „eksperimentinėmis“ vertėmis) ir tikrųjų verčių, reikia atsižvelgti į standartinio nuokrypio statistinę prasmę: tai yra 68 % pasikliautiną intervalo pusplotis (žr. kitą skirsnį).

5.4. Eksperimentinių verčių pasikliautinieji intervalai

Pažymėjus tam tikro parametro (pvz., pusėjimo trukmės) eksperimentinę vertę p_{exp} , jo 68 % pasikliautinis intervalas yra nuo $p_{\text{exp}} - \Delta p$ iki $p_{\text{exp}} + \Delta p$. Terminą „68 % pasikliautinis intervalas“ galima paaiškinti šitaip. Tarkime, laboratorinis darbas buvo atliktas 10000 kartų vienodomis sąlygomis. Jeigu visų matavimų metu egzistavo tik atsitiktinės paklaidos, kurių skirstinys yra artimas Gauso skirstiniui, tada maždaug 6800 atvejų duotojo parametro eksperimentinės vertės nuokrypis nuo tikrosios būtų mažesnis už Δp (t. y. tikroji vertė priklausytų 68 % pasikliautinajam intervalui), o kitais 3200 atvejų eksperimentinės vertės nuokrypis nuo tikrosios būtų didesnis (t. y. tikroji vertė nepriklausytų 68 % pasikliautinajam intervalui). 95 % pasikliautinis intervalas yra du kartus platesnis negu 68 % pasikliautinis intervalas (95 % pasikliautinis intervalas yra nuo $p_{\text{exp}} - 2 \Delta p$ iki $p_{\text{exp}} + 2 \Delta p$). T. y., atlikus šį laboratorinį darbą 10000 kartų vienodomis sąlygomis, maždaug 9500 atvejų duotojo parametro eksperimentinės vertės nuokrypis nuo tikrosios būtų mažesnis už $2\Delta p$, o kitais 500 atvejų eksperimentinės vertės nuokrypis nuo tikrosios būtų didesnis. 99,7 % pasikliautinis intervalas yra tris kartus platesnis negu 68 % pasikliautinis intervalas. T. y., atlikus šį laboratorinį darbą 10000 kartų vienodomis sąlygomis, maždaug 9970 atvejų duotojo parametro eksperimentinės vertės nuokrypis nuo tikrosios būtų mažesnis už $3\Delta p$, o kitais 30 atvejų eksperimentinės vertės nuokrypis nuo tikrosios būtų didesnis.

Minėtieji atsitiktiniai nuokrypiai atsiranda dėl to, kad radioaktyvusis skilimas yra atsitiktinis vyksmas. (5.1.4) lygtis tiksliai nusako tik *statistinį vidurkį*, t. y. be galo didelio skaičiaus nepriklausomų, bet vienodomis sąlygomis atliktų eksperimentų rezultatų vidurkį (kiekvienam laiko momentui yra savo statistinis vidurkis, nes tas vidurkis apskaičiuojamas skirtingų eksperimentų atžvilgiu, bet ne laiko atžvilgiu). Nors eksperimentai atlikti vienodomis sąlygomis, tačiau atskiri skilimo kreivių taškai yra atsitiktinai nukrypę nuo teorinės priklausomybės (5.1.4), o jų standartiniai nuokrypiai yra apytiksliai lygūs $\sqrt{\Delta n}$ (nes radioaktyvusis skilimas yra Puasono procesas). Pvz., jeigu tam tikrame laiko intervale buvo užregistruotos 100 dalelių, tada atitinkamas 68 % pasikliautinis intervalas yra [90, 110]. Šiame pavyzdyje *santykinis* standartinis nuokrypis yra maždaug 10 %. Apskritai, Puasono skirstinio atveju santykinis standartinis nuokrypis (t. y. absoliutinio standartinio nuokrypio ir statistinio vidurkio santykis) yra apytiksliai lygus $\sqrt{\Delta n} / \Delta n = 1 / \sqrt{\Delta n}$. Vadinasi, norint pasiekti 1 % tikslumą, reikia, kad atitinkamas užregistruotų dalelių skaičius būtų mažiausiai 10000. Šiame laboratoriniame darbe dalelių skaičiai yra palyginti maži (pvz., žr. 18 pav.), todėl jų statistinio vidurkio santykinis neapibrėžtumas yra palyginti didelis. Šias santykinės paklaidas dar labiau padidina minėtosios matematinės transformacijos, kurios atliekamos su matavimo duomenimis (pvz., fono atimtis). „Origin“ programa, kuri atlieka minėtus apskaičiavimus, automatiškai perskaičiuoja standartinius nuokrypius po kiekvieno aritmetinio veiksmo su duomenimis (tam yra naudojamos įprastinės matematinės statistikos taisyklės).

Kartu su atsitiktinėmis paklaidomis gali pasireikšti ir sisteminės paklaidos. Taip yra vadinamos neatsitiktinės paklaidos, kurios vertės yra vienodos visuose eksperimentuose, jeigu nekinta matavimo sąlygos. Sisteminių paklaidų galimos priežastys yra matavimo įrangos arba metodikos netobulumai arba aproksimavimo algoritmo trūkumai (jeigu eksperimentinės vertės yra apskaičiuojamos aproksimavimo metodu, kaip šiame laboratoriniame darbe). Norint atskirti sisteminės paklaidas nuo atsitiktinių, reikia papildomos informacijos. Šiame laboratoriniame darbe yra žinomos tikrosios vertės, kurias galima panaudoti kaip minėtąją papildomą informaciją. T. y. jeigu eksperimentinių verčių nuokrypiai nuo tikrųjų verčių yra pernelyg dideli, kad juos būtų galima paaiškinti vien tik tuo, kad radioaktyvusis skilimas yra atsitiktinis vyksmas, tada galima teigti, kad tie nuokrypiai yra (bent iš dalies) sisteminiai. Siekiant nustatyti tikimybę, kad gautasis nuokrypis nuo tikrosios vertės yra atsitiktinis (o ne sisteminis), yra naudojami minėtieji pasikliautinieji intervalai. Jeigu egzistuoja 5 % arba mažesnė tikimybė, kad

atsitiktinių veiksnių sąlygotas eksperimentinės vertės nuokrypis nuo tikrosios bus tokio paties didumo arba didesnis kaip išmatuotasis nuokrypis, tada pagal susitarimą toks nuokrypis laikomas daugiau sisteminiu, negu atsitiktiniu. T. y. jeigu tikroji tam tikro parametro (pvz., pusėjimo trukmės) vertė nepriklauso 95 % pasikliautinajam intervalui, tada yra teigiama, kad rezultatai yra iškraipyti sisteminių paklaidų. Kitais atvejais galima spėti, kad nuokrypis yra atsitiktinis (atsiradęs dėl radioaktyviojo skilimo statistinio pobūdžio).

Šiame darbe reikia patikrinti, ar ^{108}Ag ir ^{110}Ag pusėjimo trukmių tikrosios vertės priklauso 68 % ir 95 % pasikliautiniesiems intervalams (priklausymą 95 % pasikliautinajam intervalui reikia patikrinti tik tuo atveju, jeigu tikroji vertė nepriklauso 68 % pasikliautinajam intervalui), ir tuo remiantis apibūdinti šio eksperimento tikslumą.