

Neutronske bogate teške jezgre

Crnac, Marko

Master's thesis / Diplomski rad

2018

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:437761>

Rights / Prava: [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-07-24**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Marko Crnac

NEUTRONSKI BOGATE TEŠKE JEZGRE

Diplomski rad

Zagreb, 2018.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI
STUDIJ FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Marko Crnac

Diplomski rad

Neutronske bogate teške jezgre

Voditelj diplomskog rada: dr.sc. Suzana Szilner

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2018.

Zahvalio bih se mentorici dr. sc. Suzani Szilner na trudu, predanosti i strpljenju prilikom izrade diplomskog rada. Također, zahvalio bih se i Petri Čolović na strpljenju i prenesenom znanju prilikom analize podataka. Zahvalan sam svima koji su mi pomogli pri izradi ovog rada, posebno obitelji i prijateljima.

Sažetak

U ovom radu predstavljene su rezultati proučavanja reakcija prijenosa nukleona u sustavu $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ na energiji oko Coulombove barijere. Osnovni cilj ovog rada bio je proučiti mogućnost upotrebe reakcija prijenosa nukleona za proizvodnju i pobuđenje neutronske bogatih teških jezgara oko jezgre ^{208}Pb , posebno jezgara koje se na karti nuklida nalaze lijevo i ispod jezgre ^{208}Pb . Produkti reakcije $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ detektirani su γ -spektrometrom Miniball u kombinaciji s čestičnim CD detektorom. Radioaktivni snop ^{94}Rb ubrzan je akceleratorom kompleksom ISOLDE na CERN-u. U radu su identificirani elektromagnetski prijelazi vezani uz produkte nuklearne reakcije, gdje su različiti izotopi prepoznati pomoću poznatih elektromagnetskih prijelaza. Uz pomoć tabličnih vrijednosti energija γ zraka i njihovih intenziteta, izmjereni prijelazi pridruženi su izotopima nastalim reakcijom prijenosa nukleona, izotopima vezanim uz pozadinsko zračenje, ili izotopima koji pripadaju lancu raspada radioaktivnog snopa ^{94}Rb . U mjerenjima pod snopom, većina opaženih elektromagnetskih prijelaza vezana je uz kratkoživuće izotope ^{94}Sr i ^{93}Sr . U mjerenjima u kojima je meta bila ozračena snopom, a nakon što je sam snop bio isključen, identificirani su elektromagnetski prijelazi vezani uz stabilni ^{94}Zr , te dugoživuće izotope ^{93}Y i ^{93}Zr . Opaženi su i prijelazi vezani uz izotope koje pridružujemo prirodnoj radioaktivnosti, kao npr. ^{214}Po , ^{214}Bi i dr. Nakon prepoznavanja elektromagnetskih prijelaza vezanih uz prirodnu radioaktivnost, te vezanih uz raspad radioaktivnog snopa ^{94}Rb , identificirali su se i oni elektromagnetski prijelazi koji su rezultat pobuđenja jezgara snopa i mete, te reakcija prijenosa nukleona. Identificirano je niz elektromagnetskih prijelaza koji odgovaraju lakšem fragmentu reakcije: ^{92}Rb , ^{93}Rb , ^{95}Rb i ^{94}Sr , te težem fragmentu reakcije: ^{207}Pb i ^{209}Pb . Usporedbom intenziteta tih raspada i relativnog udarnog presjeka u svakom kanalu prijenosa, zaključeno je da je prijenos neutrona od Rb prema Pb ($^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{93}\text{Rb} + ^{209}\text{Pb}$) značajno snažniji kanal od prijenosa neutrona iz Pb prema Rb ($^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{95}\text{Rb} + ^{207}\text{Pb}$). Ovaj zaključak nam govori da se reakcije prijenosa nukleona na energijama oko Coulombove barijere uz upotrebu radioaktivnih snopova mogu koristiti kao mehanizam dobivanja neutronske bogatih teških jezgri.

Dodatna analiza trostrukih koincidencija, fragmenat- γ - γ , pomoći će u preciznijem uspoređivanju kaskada raspada i u razlučivanju mehanizma reakcije. Usporedba s nuklearnim modelima omogućit će preciznije određivanje ukupnog udarnog presjeka u različitim kanalima prijenosa nukleona.

Ključne riječi: reakcije prijenosa nukleona, nuklearni raspadi, nuklearna struktura, ^{208}Pb , ^{94}Rb , γ spektrometar Miniball, ISOLDE

Heavy neutron-rich nuclei

Abstract

This work presents selected results of the analysis of nucleon transfer reactions in the $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ system at energy close to the Coulomb barrier. The main goal of this study was to investigate the ability of the nucleon transfer reactions in the production of heavy neutron-rich nuclei in the vicinity of ^{208}Pb , in particular in the region of the nuclear chart east and south of ^{208}Pb . The reaction products of $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ have been detected by the Miniball γ -spectrometer coupled to the particle CD detector.

The radioactive beam ^{94}Rb was accelerated by the ISOLDE accelerator complex at CERN. Using known energies and intensities of γ -rays, measured electromagnetic transitions have been associated with the isotopes produced in the nucleon transfer reaction, the isotopes produced by the decay of the radioactive ^{94}Rb beam, and associated with the natural radiation. The strongest electromagnetic transitions observed while the beam was impinging on the target belong to the short-lived isotopes ^{94}Sr and ^{93}Sr . In the spectra detected when the beam was switched off, the dominant transitions are associated with the stable ^{94}Zr , and long-lived ^{93}Y and ^{93}Zr isotopes. Strong transitions in isotopes related to the natural radioactivity, such as ^{214}Po , ^{214}Bi have also been observed. After the electromagnetic transitions related to natural radioactivity and the decay of the ^{94}Rb isotopes have been identified, the electromagnetic transitions resulting from the excitation of the beam-like and target-like nuclei were established. They correspond to the light reaction fragment: ^{92}Rb , ^{93}Rb , ^{95}Rb and ^{94}Sr , and to the heavy reaction fragment: ^{207}Pb and ^{209}Pb . By comparing the intensity of these decays and relative cross sections in each transfer channel, it was concluded that the neutron transfer from Rb to Pb ($^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{93}\text{Rb} + ^{209}\text{Pb}$) was much stronger than the transfer of neutrons from Pb to Rb ($^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{95}\text{Rb} + ^{207}\text{Pb}$). Such a conclusion strongly supports the use of the nucleon transfer reactions at energies close to the Coulomb barrier using radioactive beams for the production of the heavy neutron-rich nuclei.

An additional analysis of triple coincidences, fragment- γ - γ , will help to define more accurately the deexcitation of nuclei and to gather further information about the reaction mechanism. Comparison with nuclear models will allow a more precise determination of the total cross section in different nucleon transfer channels.

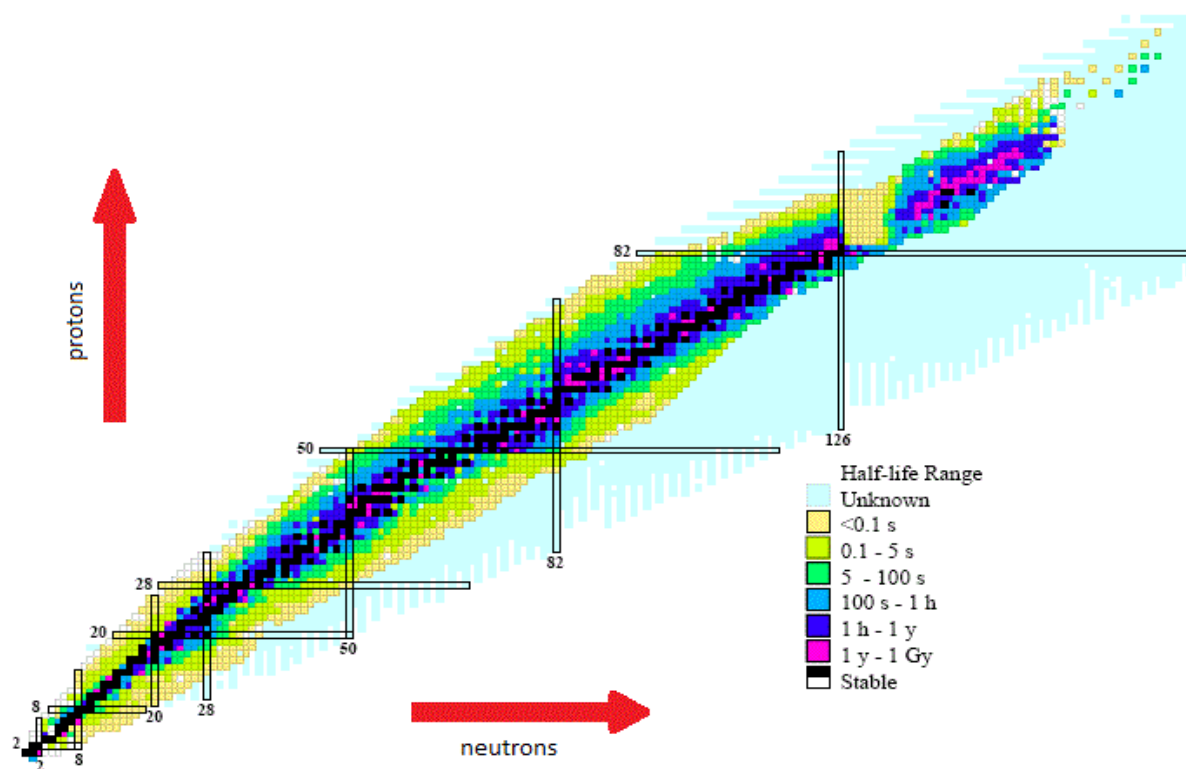
Keywords: nucleon transfer reactions, radioactive decay, nuclear structure, ^{208}Pb , ^{94}Rb , Miniball γ spectrometer, ISOLDE

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Nuklearne reakcije	2
1.2	Nuklearni raspad	4
2	Detekcija zračenja	7
2.1	Interakcija γ zračenja s materijom	7
2.2	Detekcija nabijene čestice	8
2.3	Princip rada poluvodičkih detektora	9
2.3.1	Germanijski detektor visoke čistoće	11
2.3.2	Silicijski detektor	11
3	Eksperimentalni postav	12
3.1	Postrojenje ISOLDE	12
3.2	Detektorski sustav	15
3.2.1	Spektrometar Miniball	15
3.2.2	CD detektor	16
4	Nuklearna reakcija $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$	18
4.1	Eksperimentalna metoda	18
4.2	Analiza γ -spektra	21
4.3	Pozadinsko zračenje	23
4.3.1	Raspad ^{94}Rb	23
4.3.2	Prirodna radioaktivnost	24
4.3.3	Rezultati analize pozadinskog zračenja	28
4.4	Elektromagnetski prijelazi u jezgrama oko ^{94}Rb i ^{208}Pb	46
4.4.1	Laki izotopi oko ^{94}Rb	46
4.4.2	Teški izotopi oko ^{208}Pb	51
4.5	Reakcije prijenosa nukleona	54
5	Zaključak	58
	Literatura	61

1 Uvod

Istraživanje teških jezgara bogatih neutronima trenutno je u fokusu nuklearne fizike i astrofizike. Upravo te jezgre su izrazito važne za razumijevanje stvarnog puta u (N,Z) dolini karte atomskih jezgara (slika 1.1) kojim se odvija r-proces (brzi uhvat neutrona), koji je odgovoran za sintezu teških elemenata. Primjer nalazimo u vrlo nedavnom opaženom spajanju dvaju neutronske zvijezde, kojim je emitirano 0.03-0.05 solarnih masa različitih elemenata, uključujući i vrlo neprozirne lantanide, koji su identificirani preko atomskih spektralnih linija.^[1,2] Osim stelarnih parametara, znanje o masenoj raspodjeli jezgara, te nuklearnih svojstava jezgara daleko od doline stabilnosti izrazito je važno za određivanje puta kojim se odvija r-proces. Čak i ako nam mnoge od tih proizvedenih jezgri trenutno nisu dostupne u zemaljskim laboratorijima, možemo i dalje mjeriti nova nuklearna svojstva i nadmetanje različitih mehanizama raspada u blizini neutronske magične brojeva, gdje put r-procesa dolazi najbliže β stabilnosti.



Slika 1.1: Tablica nuklida gdje broj neutrona raste udesno, dok broj protona raste prema gore. Crnom bojom su označeni stabilni nuklidi (područje doline β stabilnosti), a nestabilni (radioaktivni) nuklidi označeni su bojom ovisno o vremenu poluraspada. "Unknown" predstavlja još neistraženo područje nuklida, jezgre koje još nisu proizvedene na Zemlji, a njihovo postojanje je predviđeno teorijskim modelima.

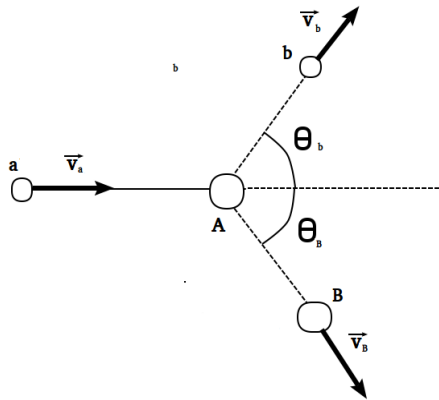
Jezgre bogate neutronima istraživane su već i prije, s tim da nema mnogo informacija o neutronski bogatim teškim jezgrama, kao npr. o jezgrama bliski masi ^{208}Pb , jer postoji vrlo malo reakcija koje pobuđuju to područje. Preko reakcija prijenosa nukleona sa snopom stabilnih jezgara dobivene su jezgre nedaleko od doline stabilnosti.^{[3]–[8]} Alternativni pristup predlaže korištenje snopa radioaktivnih jezgri^[9], koje npr. proizvodi postrojenje ISOLDE¹, CERN² (Europska organizacija za nuklearna istraživanja).

1.1 Nuklearne reakcije

Tipičan zapis binarne nuklearne reakcije, čija se skica nalazi na slici 1.2 je:



Analogni zapis za nuklearnu reakciju bi bio: $A(a,b)B$, gdje je A meta, a projektil, dok su b i B produkti reakcije. Ovisno o mehanizmu odgovornim za proces nuklearna reakcija može biti direktna reakcija, reakcija složene jezgre (fuzija), raspršenje (Coulombovo pobuđenje jezgri) itd. Mehanizam reakcije ovisi o parametru sudara, energiji sudara i svojstvima jezgara, kao što su njihova masa, atomski broj, deformacije i energijska stanja. Na slici 1.2 vidljivo je kako nastaju produkti b i B koji se raspršuju pod pripadnim kutovima θ_b i θ_B . Poznavajući vrijednosti iznosa vektora \vec{v}_b i kuta θ_b mogu se odrediti vrijednosti iznosa vektora \vec{v}_B i kuta θ_B te obratno (koristeći zakon o očuvanju količine gibanja).



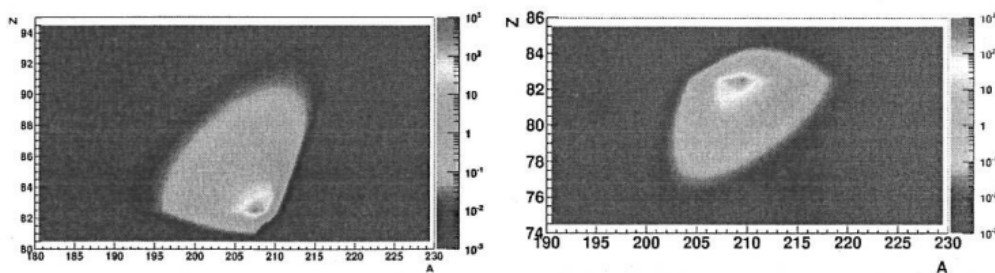
Slika 1.2: Skica prikaza binarne reakcije $A(a,b)B$ u laboratorijskom sustavu mete A.

¹Akronim za engleski naziv: **I**sotope **S**eparator **O**n **L**ine **D**Evice

²Akronim za francuski naziv: **C**onseil **E**uropeen pour la **R**echerche **N**ucleaire

U našem radu proučavala se reakcija prijenosa nukleona na energijama oko Coulombove barijere, gdje se jedan ili više nukleona "prebacuje" iz jedne jezgre u drugu. Odgovarajućim eksperimentalnim postavom, odnosno prostornim rasporedom detektorskih uređaja moguće je detektirati reakcije prijenosa nukleona. Tok prijenosa neutrona i protona ovisi o masi i naboju mete i projektila, asimetriji sistema, energiji vezanja, o omjeru broja protona i neutrona za projektil i metu, kao i o energiji sudara.

U slučaju kada snop neutronske siromašne jezgre bombardira tešku metu, za sam projektil moguće je samo ogoljivanje protona i pobiranje neutrona. Kada se teška meta bombardira s neutronske bogatom jezgrom, moguće bi bilo ogoljivanje neutrona i pobiranje protona, što u konačnici omogućuje dobivanje neutronske bogatog teškog binarnog partnera. Takav primjer se nalazi na slici 1.3, gdje su prikazane simulacije udarnog presjeka sudara različitih snopova Rb na metu ^{208}Pb , dobiveno preko poluklasičnog modela GRAZING^[10]. Reakcija prijenosa nukleona opisana je form faktorima koji uzimaju u obzir jednočestične karakteristike sudarajućih jezgara. Poluklasičnom aproksimacijom nukleoni su opisani kao nezavisne čestice koje mogu vibrirati oko ravnotežnih sfernih oblika, a evolucija same reakcije izračunata je koristeći relativno gibanje i unutrašnje stupnjeve slobode projektila i mete. Na slici je vidljiva promjena u populaciji nukleona s ^{76}Rb , neutronske siromašne jezgre, prema ^{94}Rb , neutronske bogatoj jezgri. Prikazan je izračunati udarni presjek za izotope oko teškog binarnog partnera. Na slici se jasno vidi mogućnost produkcije neutronske bogate teške jezgre u slučaju bombardiranja teške mete (kao npr. ^{208}Pb) snopom neutronske bogatih jezgara.



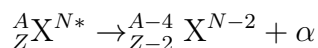
Slika 1.3: Prikaz izračunatih udarnih presjeka (model GRAZING) za reakcije prijenosa nukleona kao funkcije prenesenih protona Z i neutrona N , dobiveno preko modela GRAZING. Rezultati prikazuju izračunate udarne presjeke za reakcije prijenosa nukleona u sudaru izotopa Rb i ^{208}Pb na energiji 20% iznad Coulombove barijere. Prikazana je raspodijela udarnih presjeka za reakcije prijenosa nukleona za $^{76}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ (lijevo) i $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ (desno). Preuzeto iz [11].

U našem eksperimentu se stoga proučavala reakcija prijenosa nukleona s neutronske bogatim nestabilnim (radioaktivnim) snopom ^{94}Rb i teškom metom ^{208}Pb kako bi se dobile neutronske bogate teške jezgre (bliske masi ^{208}Pb).

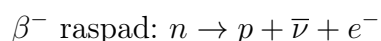
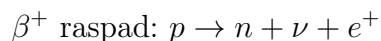
1.2 Nuklearni raspadi

S obzirom na to da se u eksperimentu koristi radioaktivni snop ^{94}Rb , potrebno je razmotriti osnovne značajke radioaktivnog raspada jezgri. Nestabilne jezgre se mogu raspadati preko nekoliko osnovnih nuklearnih raspada, koji su navedeni u daljnjem tekstu. Oznaka X predstavlja simbol kemijskog elementa, Z broj protona p (atomski ili redni broj), N broj neutrona n i A maseni broj koji je jednak $A = Z + N$, dok znak $*$ predstavlja pobuđenu jezgru. Postoje:

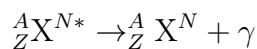
- α raspad - emisija α čestice ($Z = 2, N = 2$) iz jezgre



- β raspad - emisija β čestice (elektron e^- ili pozitron e^+) zajedno s neutrinom ν iz jezgre



- γ raspad - emisija fotona iz jezgre



- spontana i inducirana fisija - raspad jezgre na više jezgri ili nukleona (karakteristično za teže jezgre)

U slučaju svih navedenih raspada, jezgra se može naći u pobuđenom stanju. Prijelazom iz pobuđenog stanja u niže energijski pobuđeno ili osnovno stanje emitira se foton (γ raspad).

Kako bi se definirao broj nastalih jezgri u nuklearnom raspadu, definira se vjerojatnost prijelaza λ . U bilo kojem trenutku, broj raspada proporcionalan je broju jezgri:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N(t), \quad (1.2)$$

gdje je N broj jezgri istog rednog broja Z i atomskog broja A , a t je vrijeme. Iz izraza 1.2, dobije se:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.3)$$

gdje je N_0 početni broj jezgri. Definira se i vrijeme poluživota $T_{1/2}$, pri kojemu je broj jezgri jednak pola početne vrijednosti ($N(T_{1/2}) = N_0/2$). Koristeći izraz 1.3 vrijedi:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (1.4)$$

Radioaktivni raspad je zapravo prijelaz iz kvantnog stanja jezgre-roditelja u kvantno stanje jezgre-kćeri. Razlika energija nivoa između ta dva stanja je energija raspada Q koja se onda emitira u obliku α , β ili γ čestice, ovisno o vrsti raspada.

Sam nuklearni raspad opisuje se pomoću izraza 1.2, gdje se aktivnost raspada A definira kao:

$$A(t) = -\frac{dN}{dt}. \quad (1.5)$$

U slučaju kada postoji lanac raspada, odnosno kada postoji raspad jezgre-roditelja (1) u jezgru-kćer (2), a onda se i jezgra-kći raspada u jezgru-unuku (3), jednadžba raspada definira se kao:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1(t) - \lambda_2 N_2(t).$$

Koristeći izraze 1.3 i 1.5, slijedi:

$$N_2(t) = N_1(0) \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} [e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}]$$

$$A_2(t) = A_1(t) \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} [1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t}]. \quad (1.6)$$

Postoji nekoliko posebnih slučajeva izraza 1.6:

- Za $\lambda_2 < \lambda_1$ - nema ravnoteže i vrijedi općenita relacija
- Za $\lambda_2 > \lambda_1$ - tranzijentna ravnoteža

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}, \text{ za } t \gg t_{\max}$$

- Za $\lambda_2 \gg \lambda_1$ - sekularna ravnoteža

$$\frac{A_2}{A_1} = 1$$

Kod lančanih raspada ravnoteže su posebno zanimljive s obzirom na to da su aktivnosti A pojedinog raspada time približno iste (za slučaj tranzijentne ravnoteže), odnosno jednake (za slučaj sekularne ravnoteže). Po izrazu 1.5 slijedi da je broj jezgri s većim vremenom poluživota veći u bilo kojem trenutku od broja jezgri s manjim vremenom poluživota nakon dovoljno velikog vremenskog intervala.

2 Detekcija zračenja

U ovom poglavlju ukratko će biti navedeni osnovni principi detekcije zračenja. Zračenje može biti ionizirajuće (ono zračenje koje ionizira atome materijala kroz koje zračenje prolazi) i neionizirajuće zračenje (ono zračenje koje ne ionizira atome materijala kroz koje zračenje prolazi, već ih samo pobuđuje). Pod neionizirajuće zračenje smatra se elektromagnetsko zračenje koje nema dovoljno energije po kvantu da ionizira atom, kao što su: ultraljubičasto, vidljivo, infracrveno, mikrovalno i radiovalovi (energije manje od 100 eV). Ionizirajuće zračenje može direktno ionizirati atome materijala (nabijene čestice: elektroni, ioni, protoni, α čestice) i nedirektno (neutroni, fotoni X-zračenja i γ zračenja).

Za naš eksperiment bitno je bilo elektromagnetsko zračenje koje odgovara elektronskim i nuklearnim prijelazima. Riječ je o rendgenskom ili X-zračenju (raspon energija između 100 eV i 100 keV) i γ zračenju (energije veće od 100 keV). Osim elektromagnetskog zračenja, detektirali su se i produkti same reakcije (nastali i raspršeni ioni). Za detekciju su korišteni poluvodički detektori te će se u ovom poglavlju iznijeti osnovna načela njihovog rada. Osim njih, postoje plinski, scintilacijski i drugi detektori koji se neće detaljno razmatrati u ovom radu.

2.1 Interakcija γ zračenja s materijom

Detektorom se apsorbira upadno zračenje preko 3 osnovna procesa interakcije γ zračenja sa materijom. Prolaskom kroz neki materijal, γ zrake mogu integrirati s elektronima. Nakon interakcije, foton može biti: potpuno apsorbiran, koherentno raspršen, nekoherentno raspršen. Postoji niz mogućih kombinacija interakcija fotona s materijom. U području energija fotona koje susrećemo kod nuklearnih prijelaza (od 2 keV do 20 MeV) važna su samo tri procesa:

1. Fotoelektrični efekt

Interakcijom fotona s atomskim elektronima, dolazi do apsorpcije fotona te emisije elektrona iz atoma. Proces je moguć ako foton ima energiju jednaku ili veću od energije vezanja elektrona u atomu.

2. Comptonov efekt

Neelastično raspršenje fotona na elektronima naziva se Comptonov efekt. Foton dio energije $h\nu_0$ predaje elektronu, koji je po pretpostavci u mirovanju (h je Planckova konstanta, a ν_0 frekvencija upadnog fotona). Vrijedi zakon o očuvanju energije

$$h\nu_0 = E + h\nu,$$

gdje je E kinetička energija elektrona nakon interakcije, a $h\nu$ energija fotona nakon interakcije (ν je frekvencija raspršenog fotona). Vrijede izrazi:

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)},$$

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\theta),$$

gdje je θ kut između vektora impulsa upadnog fotona i raspršenog fotona, m_e masa elektrona³, c brzina širenja elektromagnetskog vala⁴, a λ valna duljina raspršenog fotona, odnosno λ_0 je valna duljina upadnog fotona.

3. Tvorba para

Ako je energija upadnog fotona jednaka ili veća od 1.02 MeV, moguća je interakcija fotona s električnim poljem jezgre, čime foton bude u potpunosti apsorbiran, te dolazi do tvorbe para elektron-pozitron.

Ovisi o atomskom broju materijala Z , koji detektira zračenja, i upadnoj energiji γ zrake koji će proces biti dominantan.

2.2 Detekcija nabijene čestice

Prolaskom kroz materijal (absorber), odnosno detektor, ioni doživljavaju elektromagnetska međudjelovanja s atomima materijala, kojeg pritom ioniziraju. Iz materijala se emitiraju sekundarni ioni i elektroni. Upadna nabijena čestica, odnosno primarni ion gubi energiju zbog sudara sa elektronima atomskih orbitala i jezgrama tog materijala, čime se usporava te zaustavlja u materijalu. Koristeći zakone kvantne fizike, dobije se Bethe-Blochova formula za gubitak energije nabijene čestice E prolaskom

³ $m_e = 9.109 \cdot 10^{-31}$ kg

⁴ $c = 299792458$ m/s

kroz materijal infinitezimalne debljine dx :^[12]

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 \right),$$

gdje su redom: N_a Avogadrova konstanta, r_e klasični radijus elektrona⁵, m_e masa elektrona, c brzina svjetlosti, ρ gustoća materijala, Z atomski broj materijala, A maseni broj materijala, z naboj ulazne čestice, W_{max} maksimalni transfer energije u jednom sudaru, I srednji ionizacijski potencijal, v brzina čestice, $\beta = v/c$ i $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Češće se koristi maseni specifični gubitak energije gdje se uvodi efektivna debljina $t = \rho x$, pa vrijedi relacija

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}.$$

Uz gubitak energije, može se definirati i doseg nabijenih čestica, koji predstavlja minimalnu debljinu materijala potrebnu da potpuno zaustavi česticu. Vrijedi spomenuti da ne postoji neka točna vrijednost dosega čestica što je posljedica statističke fluktuacije u gubitku energije čestice u materijalu. Kombinirajući eksperimentalne vrijednosti sa izračunatim vrijednostima preko Bethe-Blocheove formule gdje razni ioni (od H do U) prolaze kroz razne materijale (od H do U) moguće je dobro definirati doseg.

Zaustavna snaga nabijenih čestica S definira se kao srednji gubitak kinetičke energije upadne nabijene čestice E_k po jedinici duljine puta x :

$$S = \left(\frac{dE_k}{dx} \right).$$

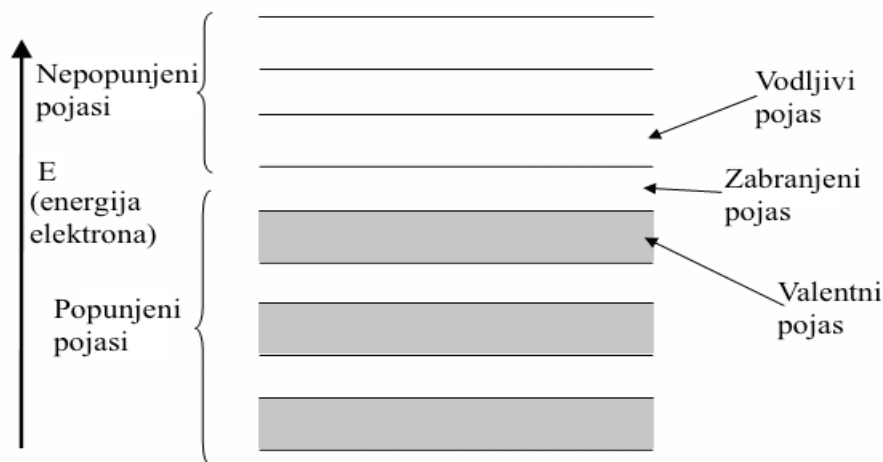
Ovisi o vrsti nabijene čestice, njenoj kinetičkoj energiji E_k i atomskom broju sredstva Z .

2.3 Princip rada poluvodičkih detektora

Poluvodički detektori daju izvrsne rezultate u detekciji γ zračenja i nabijenih čestica. Izrađuju se od monokristala germanija i silicija, koji su četverovalentni elementi. Energije elektrona koji sudjeluju u vođenju struje u germaniju i siliciju ograničene su na valentni pojas, koji je pri temperaturi apsolutne nule u potpunosti popunjen, te vodljiv pojas, koji bi pri istoj temperaturi bio u potpunosti prazan. Između ova dva pojasa

⁵ $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.8179 \cdot 10^{-15} \text{ m}$

je zabranjeni pojas (slika 2.1). U osnovnom stanju (pri temperaturi apsolutne nule) germanij i silicij ne bi vodili struju, a termička uzbuda bi uzrokovala malu vodljivost zbog prijelaza malog broja elektrona iz valentnog pojasa u vodljiv pojas. U čistom germanijskom ili silicijskom kristalu broj termički nabijenih pobuđenih elektrona i nastalih šupljina je isti, a taj se odnos može izmjeniti ako se u kristal unese mali broj nečistoća u obliku atoma iz 3. skupine ili 5. skupine periodnog sustava elemenata. U zabranjenom pojasu stvaraju se lokalna elektronska stanja: akceptorska dopiranjem atoma 3. skupine (poluvodiči p-tipa), odnosno donorska dopiranjem atoma 5. skupine (poluvodiči n-tipa).



Slika 2.1: Skica prikaza valentnog, vodljivog i zabranjenog pojasa za poluvodiče.

Germanijski i silicijski detektori rade na principu spajanja germanijske ili silicijske diode (n-p spoj) na suprotnu polarizaciju napona, tzv. zaporni smjer. Stvara se stanje u kojemu imamo prostornu raspodjelu vezanih električnih naboja oko n-p spoja, pa tako i električno polje u tom sloju vezanih naboja. Navedeno stanje se naziva osiromašeni sloj detektora, čija je debljina proporcionalna volumenu detektora.

Prolaskom električki nabijene čestice kroz detektor stvaraju se parovi elektron-šupljina koji se sakupljaju u električnom polju narinutim naponom. Nizom brzih sudarnih procesa u osiromašenom sloju pojavi se izvjestan broj elektrona u vodljivom pojasu i podjednak broj šupljina u valentnom pojasu. Električno polje ih povuče prema pozitivnoj, odnosno negativnoj elektrodi i tako nastaje mjerljivi električni impuls, koji je proporcionalan gubitku energije čestice u osjetljivom sloju detektora. Električni impuls se konvertira u digitalni oblik koji je mjerljiv preko programskih paketa na računalu. U našem eksperimentu korišten je programski paket Root^[13].

2.3.1 Germanijski detektor visoke čistoće

U ovom eksperimentu korišten je germanijski detektor visoke čistoće (HPGe⁶), koji ima koncentraciju nečistoća manju od 10^{12} atoma/cm³. Postoji i Ge(Li) detektor koji je dopiran s Li, a prednost germanijskog detektora visoke čistoće je u manjoj osjetljivosti na temperaturu.

Zabranjeni pojas u germaniju je 0.7 keV-a na sobnoj temperaturi, zbog čega ga je potrebno hladiti. Radna temperatura HPGe detektora je 77 K koja se postiže hlađenjem germanija s tekućim dušikom. Prosječna energija stvaranja parova elektron-šupljina iznosi 2.96 eV.

S manjom koncentracijom nečistoća u HPGe detektoru povećava se debljina osiromašenog sloja, a time i radni volumen. Debljina osjetljivog dijela detektora HPGe mjeri se u milimetrima. Pri zapornom naponu od 1000 V postiže se debljina slojeva do 7 mm, a na 3500 V i do 12 mm. Većim radnim volumenom omogućen je širi energijski raspon detekcija γ zračenja. Germanijski detektori time imaju najbolju rezoluciju za γ spektroskopiju.

2.3.2 Silicijski detektor

Za razliku od HPGe detektora, silicijske detektore nije potrebno hladiti te se mogu koristiti pri sobnoj temperaturi. Zabranjeni pojas je veći u usporedbi sa germanijem, a iznosi oko 1.1 eV na sobnoj temperaturi. Prosječna energija stvaranja parova elektron-šupljina pri sobnoj temperaturi je 3.62 eV.

Silicijski detektori koriste se ponajviše u detekciji nabijenih čestica. Signal, koji se dobije silicijskim detektorom, ovisi o debljini osjetljivog sloja i gubitku energije nabijene čestice koja je dana Bethe-Blocheovom formulom.

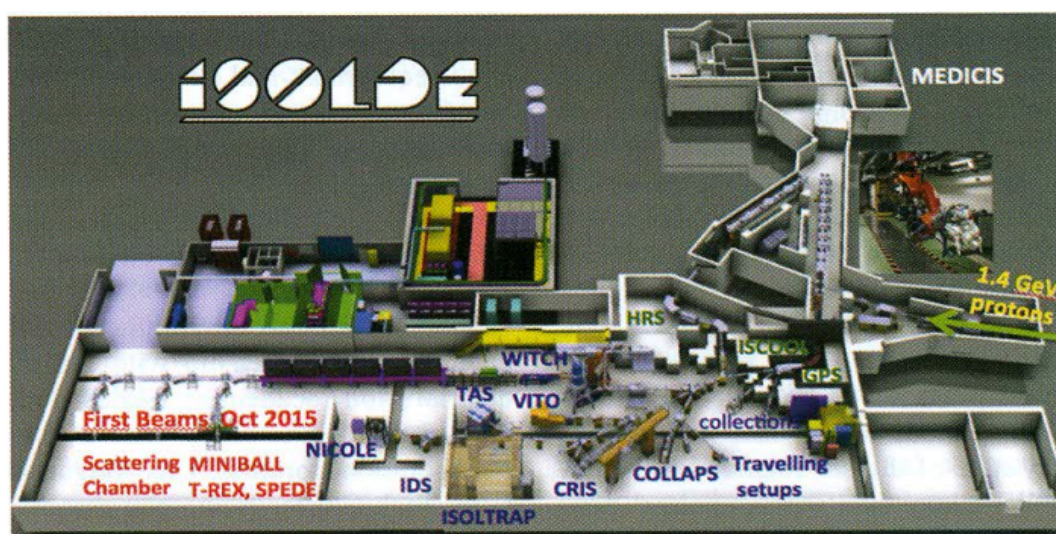
Treba napomenuti kako germanijski detektori imaju prednost u detekciji γ zraka. Udarni presjek za fotoelektrični efekt proporcionalan je s atomskim brojem Z , te je vjerojatnost za fotoelektrični efekt u siliciju otprilike 60 puta manja nego u germaniju ($Z_{\text{Ge}} = 32$, $Z_{\text{Si}} = 14$). Isto tako, debljina osjetljivog sloja silicijskih detektora je par milimetara (3-5 mm), stoga ima manju rezolucijsku moć od germanija.

⁶Akronim za engleski naziv: **H**igh **P**urity **G**ermanium

3 Eksperimentalni postav

3.1 Postrojenje ISOLDE

Nuklearna reakcija $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ proučavala se na postrojenju ISOLDE, CERN, čija je skica prikazana na slici 3.1. ISOLDE je postrojenje za proizvodnju radioaktivnih snopova upotrebom ISOL⁷ tehnike. Postrojenje je počelo s radom 1967. godine te je jedan od najstarijih eksperimenata u CERN-u. Proizvelo se oko 1300 nuklida za više od 70 elemenata periodnog sustava. ISOLDE-om upravlja međunarodna kolaboracija. Glavna područja koja se proučavaju na postrojenju ISOLDE su vezana uz niz mjerenja iz nuklearne i atomske fizike, fizike materijala, kao i uz mjerenja vezana uz primjene u medicini. U našem mjerenju koristili smo detektorski postav Miniball (vidi donji lijevi dio slike 3.1.). Osim već spomenutog spektrometra Miniball, u postrojenju se nalaze i maseni separatori HRS⁸ i GPS⁹ te više različitih niskoenergijskih eksperimentalnih linija (npr. COLLAPS, CRIS itd.) i MEDICIS (dio postrojenja koji istražuje proizvodnju izotopa za primjene u medicini).



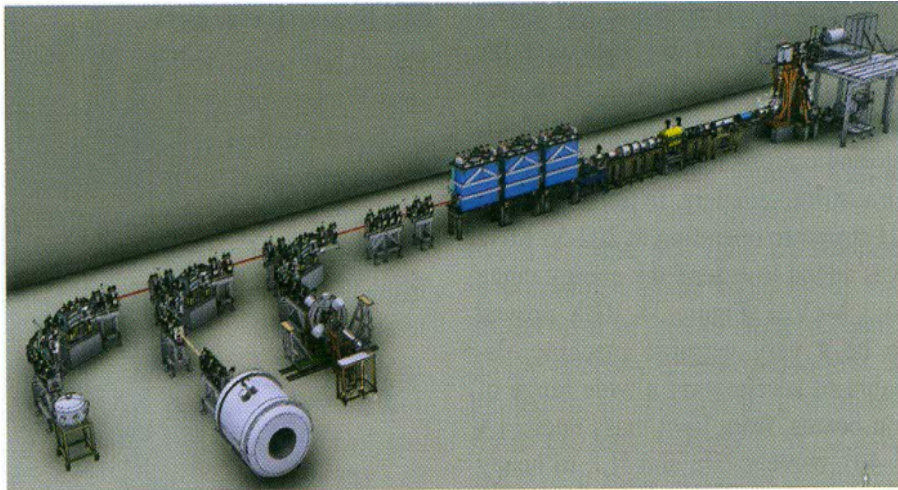
Slika 3.1: Skica postrojenja ISOLDE s označenim dijelovima. Snop protona (obično energije 1.4 GeV) dolazi iz protonsko-sinkrotronskog pojačivača te bombardira produkcijsku metu. Nastali radioaktivni snop preko masenih separatora HRS i GPS odlazi do niskoenergijskih linija (COLLAPS, CRIS, MEDICIS i dr.) i visokoenergijskih linija, prije kojih još prolazi kroz akceleratorski kompleks REX i HIE-ISOLDE. Preuzeto iz [14].

⁷Akronim za engleski naziv: **I**sotope **S**eparation **O**n-**L**ine

⁸Akronim za engleski naziv: **H**igh **R**esolution **S**eparator

⁹Akronim za engleski naziv: **G**eneral **P**urpose **S**eparator

Ubrzanje dobivenih radioaktivnih snopova vrši se pomoću akcelerskog kompleksa, REX¹⁰ i HIE-ISOLDE¹¹. Prvospomenuti akcelerator je mogao ubrzati ione od energije 0.3 do 3 MeV·A te omjer mase i naboja A/q od 2.5 do 4.5. Nedavno je pušten u pogon ubrzivač HIE-ISOLDE, kako bi se povećala energija i intenzitet snopova, te će HIE-ISOLDE (na kraju svih stupnjeva nadogradnje) moći ubrzavati snopove i do 10 MeV·A. HIE-linac je dakle linearni akcelerator koji se sastoji od niza supravodljivih šupljina. Na slici 3.2 prikazana je skica akceleratora HIE-ISOLDE.



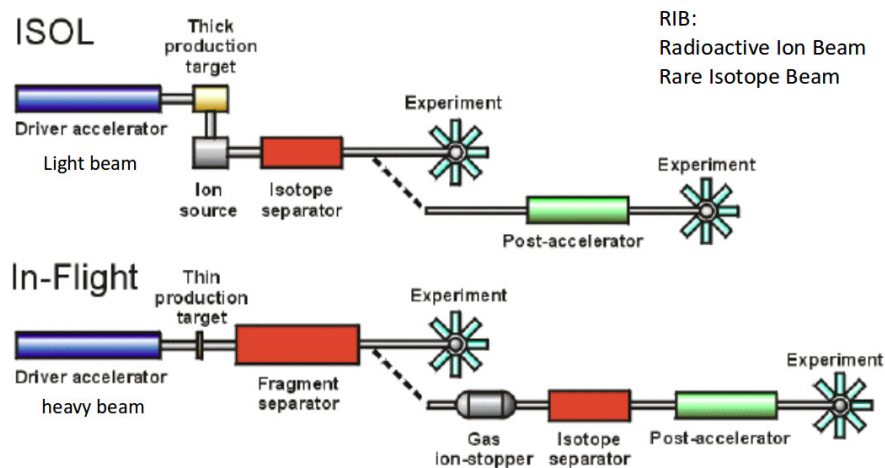
Slika 3.2: Skica akceleratora HIE-ISOLDE nakon ugradnje treće sekcije "supravodljivih šupljina" u 2017. godini. Preuzeto iz [14].

Radioaktivni snopovi su proizvedeni tehnikom ISOL, koja je skicirana na slici 3.3. Intenzivni snop neutrona ili nabijenih čestica bombardira produkcijsku metu, čime nastaje više različitih radioaktivnih jezgri. Ako te čestice imaju dovoljno dugo vrijeme poluživota, veliki tlak pare i ne reagiraju kemijski s produkcijskom metom, emitirat će se iz produkcijske mete te ionizirati i akcelerirati u sekundarnom akceleratoru. U našem slučaju, snop protona (energije ~ 1.4 GeV i intenziteta do $2\mu A$, koji je bio dobiven iz protonsko-sinkrotronskog pojačivača PSB7) udara na produkcijsku metu (uranijev karbid).

U ovom sudaru, novi nuklidi nastaju preko tri glavna procesa: spalacija (atomska jezgra izbacuje niz lakih čestica), fragmentacija (atomska jezgra se raspada na veći broj fragmenata) i fisija (atomska jezgra se raspada na dva fisijska produkta, odnosno izotopa nekog elementa uz emisiju jednog ili više neutrona te velike količine energije).

¹⁰Akronim za engleski naziv: **R**adioactive ion beam **EX**periment

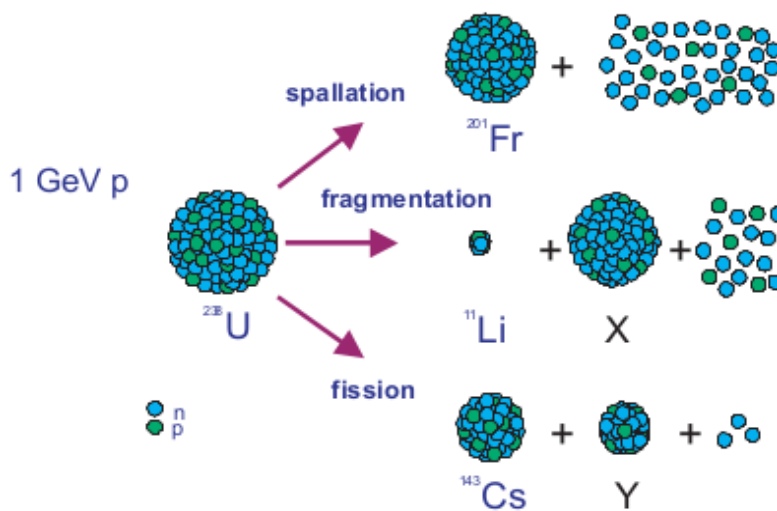
¹¹Akronim za engleski naziv: **H**igh-Intensity and **E**nergy upgrade of ISOLDE



Slika 3.3: Skica tehnike ISOL ("Isotope Separation On-Line") uspoređena s tehnikom "In-Flight". Preuzeto iz [15].

Navedeni procesi su skicirani na slici 3.4. Nastali nuklidi selektiraju se prolaskom kroz masene separatore HRS i GPS. HRS može postići masenu razlučivost od $M/\Delta M \sim 5000$, dok GPS ima $M/\Delta M$ do ~ 1000 .

Ovaj snop se nakon toga ubrzava HIE-linac akceleratorom te šalje prema jednoj od eksperimentalnih linija. U našem slučaju konačna energija snopa je bila $6.2 \text{ MeV} \cdot A$ i intenziteta $1.5 \cdot 10^5 \text{ pps}$. Snop je usmjeren prema eksperimentalnoj liniji na kojoj je smješten spektrometar za γ zrake Miniball.

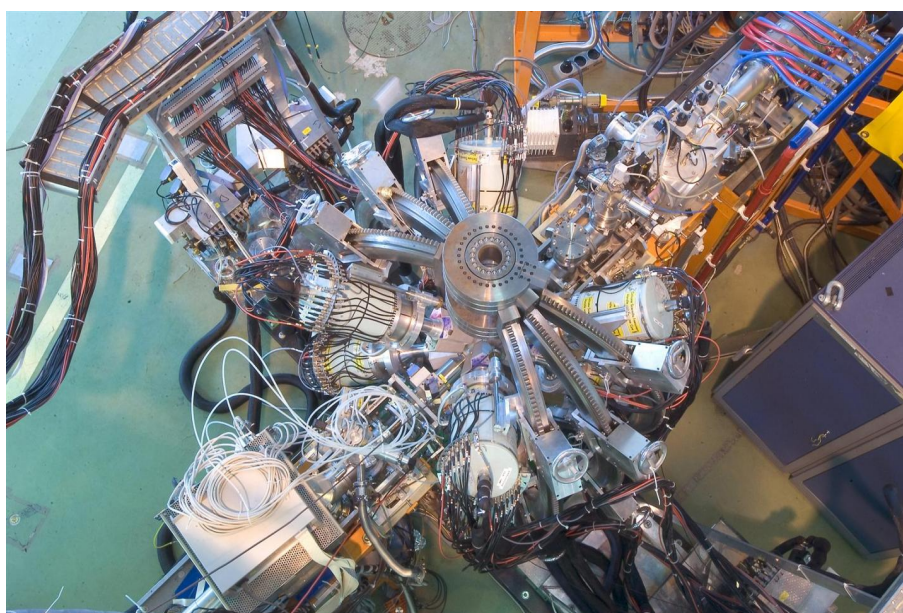


Slika 3.4: Skica glavnih reakcija tehnike ISOL. Preuzeto iz [16].

3.2 Detektorski sustav

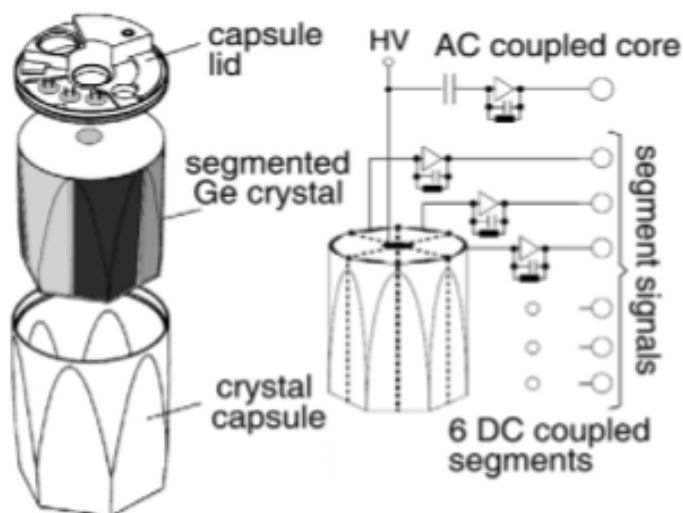
3.2.1 Spektrometar Miniball

Visokorezolucijski spektrometar Miniball sastoji se od 24 složena germanijska detektora visoke čistoće (HPGe). Germanijski kristali složeni su u tzv. klastere, gdje se po 3 kristala nalaze u jednom kućištu. Geometrija Miniball detektora odabrana je tako da se postigne visoka efikasnost za događaje relativno malog multipliciteta γ zraka, kakav se očekuje u reakcijama s radioaktivnim snopovima, prije svega za Coulombova pobuđenja. Spektrometar Miniball prikazan je na slici 3.5.



Slika 3.5: Slika spektrometra Miniball na postrojenju ISOLDE, CERN. Preuzeto iz [17].

Visoka efikasnost Miniball detektora postignuta je preko segmentiranih elektroda germanijskih detektora te preko pulsne analize signala, kojom se određuje točan položaj unutar kristala gdje se odvija prva interakcija elektromagnetskog zračenja i Ge. Jedan detektor Miniball-a skiciran je na slici 3.6. Kristali su kvazicilindričnog oblika s heksagonalnim krajem promjera 70 mm i visine 78 mm. Princip rada germanijskog detektora je objašnjen u poglavlju 2.3.1. Na slici se jasno vidi i segmentiranost elektrode. Iz svakog kristala skuplja se šest signala i signal koji odgovara ukupnoj energiji koja dolazi iz središnje elektrode.



Slika 3.6: Skica jednog germanijskog detektora spektrometra Miniball. Lijevo je prikazana kapsula s kristalom germanija, dok je desno prikazan način segmentiranja. Preuzeto iz [18].

Svaki germanijski detektor nalazi se unutar aluminijske kapsule. Kao i svi ostali germanijski složeni detektori, spektrometar Miniball ima ugrađene kriostate, koji su napravljeni tako da istovremeno hlade tri ili četiri kristala.

S optimalnom udaljenošću od mete, postiže se raspon kuteva koji pokriva i do 60% od 4π . Postignuta je prosječna energijska razlučivost od 2.3 keV na energiji γ -vrha 1.3 MeV, tj. 0.18 %. Segmentiranom strukturom Ge detektora dobivena je dvodimenzionalna prostorna razlučivost od 7.5 mm.

Segmentiranost kristala omogućava preciznije dobivanje prostorne informacije detekcije fotona. Signali iz detektora se dobiju preko središnje elektrode ili preko elektroda pojedinog segmenta. Zbroj konačnih signala segmenata bi trebao biti jednak signalu središnje elektrode. Kombinacijom signala iz središnje elektrode i segmenata dobije se informacija o interakciji fotona u radijalnom i azimutalnom smjeru.

3.2.2 CD detektor

Raspršeni nuklidi i produkti reakcije detektiraju se CD detektorom, koji se sastoji od dva DSSSD¹²-a. Sastoji se od četiri identična kvadranta s različitim silicijevim (Si) predlošcima (eng. naziv wafer) debljine od 35 do 200 μm . Prednja strana detektora je podijeljena na 16 kružnih poluvodičkih pruga, dok je stražnja strana podijeljena

¹²Akronim za engleski naziv: **Double-Sided Silicon Strip Detector**

na 24 kružne poluvodičke pruge. Kombinacija daje 12 pruga u radijalnom smjeru. Geometrija detektora podržava raspon kuteva od 16° do 54° .

Princip rada Si detektora objašnjen je u poglavlju 2.3.2. Energijska razlučivost detektora za lakše čestice ide od 250 keV do 2 MeV, ovisno o kutu raspršenja, energiji, masi i naboju čestice. Zato je neophodno detektirati fotone u koincidenciji. Koincidentnom detekcijom produkata reakcije u CD detektoru (nalik Rb ili nalik Pb) i elektromagnetskog zračenja u spektrometru Miniball olakšava Dopplerovu korekciju emitiranih γ zraka, preko brzina za reakcijske fragmente.

4 Nuklearna reakcija $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$

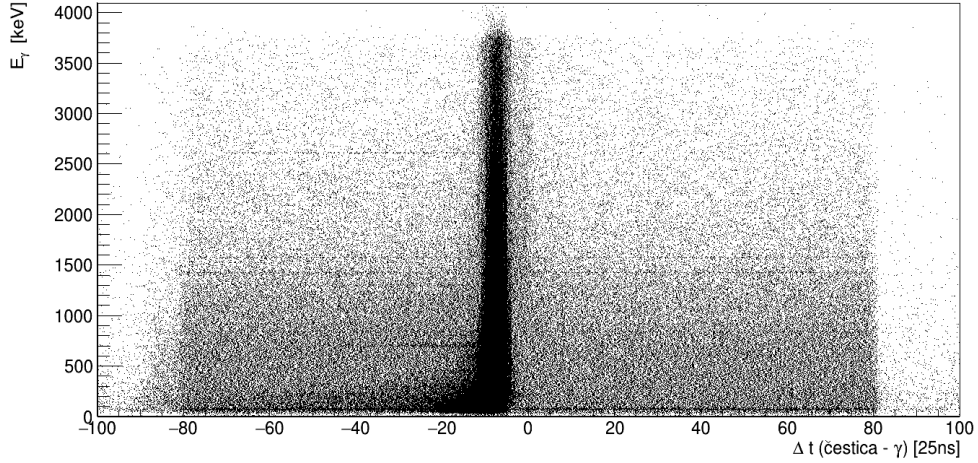
4.1 Eksperimentalna metoda

Eksperiment je izveden na postrojenju ISOLDE, CERN, gdje se snop ^{94}Rb energije 6.2 MeV·A sudario s nepomičnom metom ^{208}Pb debljine 13 mg/cm². Snop ^{94}Rb dobio je bombardiranjem mete UC_x snopom protona intenziteta 1.5 μA iz protonsko-sinkrotronskog pojačivača. Proizvedeni snop ^{94}Rb imao je intenzitet od $1.5 \cdot 10^5$ pps. U snopu se nalazilo i nešto nečistoća (~ 10%), prije svega ^{94}Sr . Snop ^{94}Rb ubrzan je akceleratorom HIE-ISOLDE do energije 6.2 MeV·A (transmisijaska efikasnost ubrzanja je 5 %).

U mjerenju su se koristile dvije mete, tzv. "debela meta" debljine 13 mg/cm² i "tanka meta" debljine 1 mg/cm². U slučaju debele mete, najveći dio toka teškog fragmenta (bliske masi ^{208}Pb) bio je zaustavljen u samoj meti. Tako su i pripadne γ zrake izračene u mirovanju, stoga se može zanemariti Dopplerova korekcija. U slučaju tanke mete, sve γ zrake su izračene iz fragmenata koji se gibaju pa je potrebno napraviti Dopplerovu korekciju.

Iako je debela meta bila 13 mg/cm², stvarno aktivno područje mete je samo do ~ 4 mg/cm², jer je gubitak energije snopa ^{94}Rb nakon prolaska kroz metu ^{208}Pb toliki da energija ^{94}Rb više nije dostatna za savladanje Coulombove barijere te se reakcije prijenosa nukleona više ne događaju.

Oko položaja mete bili su postavljeni γ spektrometar Miniball i čestični CD detektor. γ zrake izračene iz izotopa bliskih masi ^{94}Rb ili izotopa bliskih masi ^{208}Pb detektiraju se u spektrometru Miniball, dok se u CD detektoru detektiraju čestice, odnosno raspršeni produkti reakcije. Kako bi se mogle formirati koincidencije između detektiranih γ zraka i produkata reakcije potrebno je dobro razumjeti razliku u vremenu detekcije Δt , što je prikazano na slici 4.1, gdje x-os odgovara Δt , a y-os energiji detektiranih γ zraka. Najviše događaja se nalazi unutar tzv. promptnog vrha ($\Delta t = [-18, -4] \cdot 25$ ns) gdje se uočava koincidencija detekcije čestice u CD detektoru i γ zraka detektiranih u spektrometru Miniball. Energija je kalibrirana pomoću poznatih γ -vrhova iz izvora zračenja ^{152}Eu i ^{133}Ba . Analiza podataka napravljena je u programskom paketu Root.

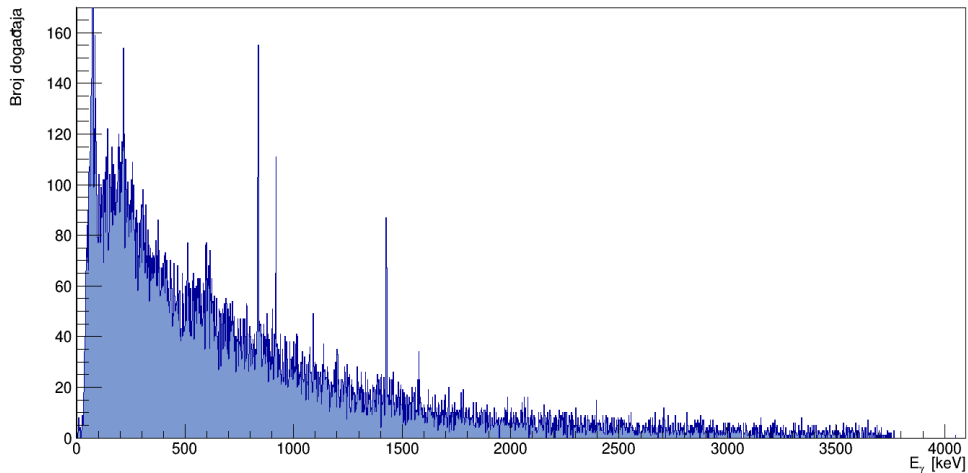


Slika 4.1: Spektar razlike vremena detekcije čestice u CD detektoru i γ zrake u spektrometru Miniball ovisno o energiji E_γ .

γ spektar za promptne događaje dobije se projekcijom 2-dim matrice (slika 4.1) na y-os. Koristeći uvjet za x-os: $-300 \text{ ns} < \Delta t < -100 \text{ ns}$, dobije se spektar na slici 4.2, na kojemu nije napravljena Dopplerova korekcija. Kako produkti reakcije emitiraju fotone u letu pri velikim brzinama dolazi do Dopplerovog proširenja, tj. širenja detektiranih spektralnih linija. Korekcijom ovog proširenja moguće je napraviti ako nam je poznat vektor brzine emitirajućeg objekta. Stvarna energija detektiranog fotona $E_{\gamma,c}$ iznosi:

$$E_{\gamma,c} = \frac{E_{\gamma 0}}{\left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta\right)}, \quad (4.1)$$

gdje je $E_{\gamma 0}$ izmjerena energija, a θ kut između vektora brzine \vec{v} i osi simetrije kristala u detektoru. Detaljna analiza danog spektra napraviti će se u poglavlju 4.4.

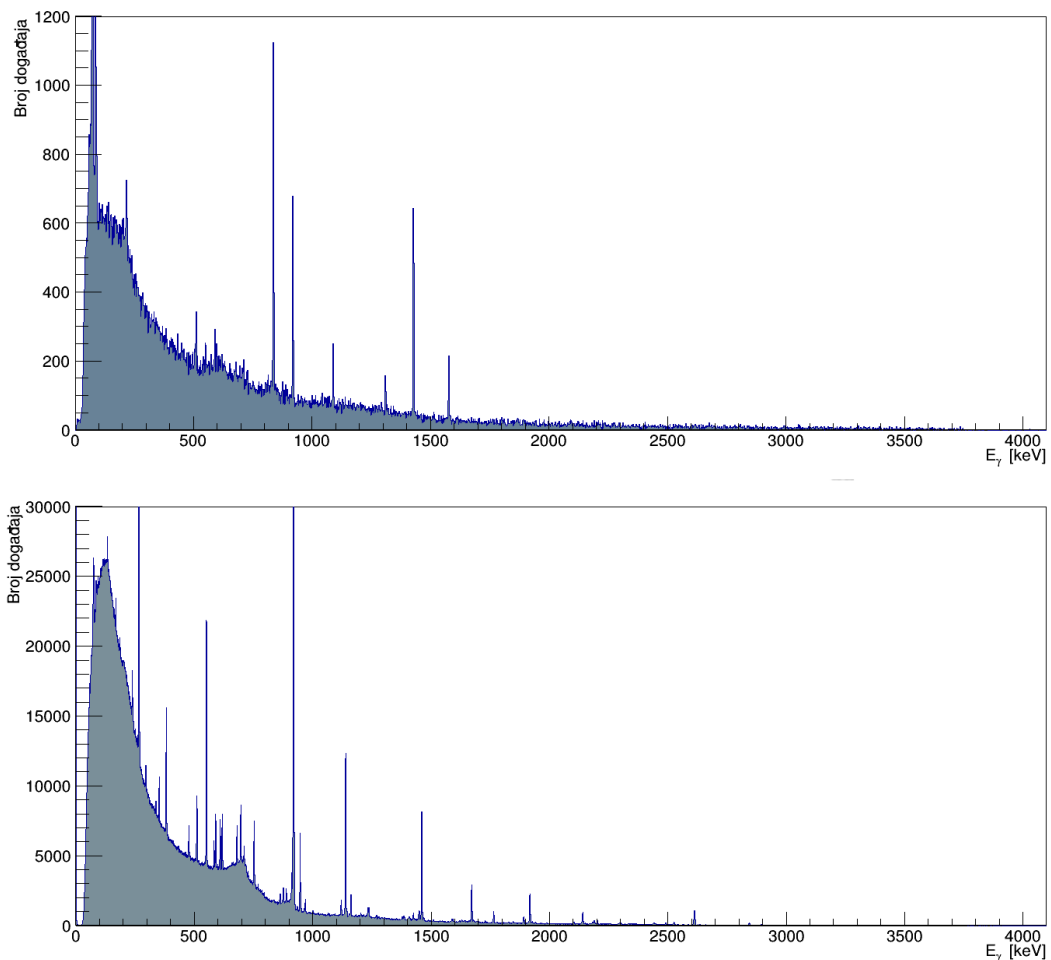


Slika 4.2: γ spektar prije Dopplerove korekcije za reakciju ^{94}Rb s ^{208}Pb uz korištenje tanke mete.

Na slici 4.2 vidimo i niz uskih linija, dobro definirane energije. Te iste linije su prisutne i na slici 4.1 i protežu se kroz vrlo široko područje Δt . Ovakvo ponašanje sugerira da te linije ne pripadaju elektromagnetskom pobuđenju produkta reakcije. Kako bismo γ -vrhove mogli sa sigurnošću priključiti produktima reakcije, potrebno je napraviti detaljnu analizu pozadinskog zračenja. Kako upotrebljavamo radioaktivni snop ^{94}Rb , očekujemo da će veliki dio ovih γ -linija pripadati lancu raspada ^{94}Rb . Dio linija može dolaziti i od prirodnog zračenja iz okoline.

Analizu pozadinskog zračenja proučavali smo na sljedeće načine:

1. u slučaju kada je snop uključen, ali u vremenskom intervalu izvan promptnog vrha
2. u slučaju kada se snop isključio, ali nakon što je meta ^{208}Pb bila ozračena snopom ^{94}Rb .



Slika 4.3: γ spektri u slučaju kada je snop uključen (gore) i u slučaju kada je meta ^{208}Pb bila ozračena snopom ^{94}Rb , a nakon isključenja snopa (dolje).

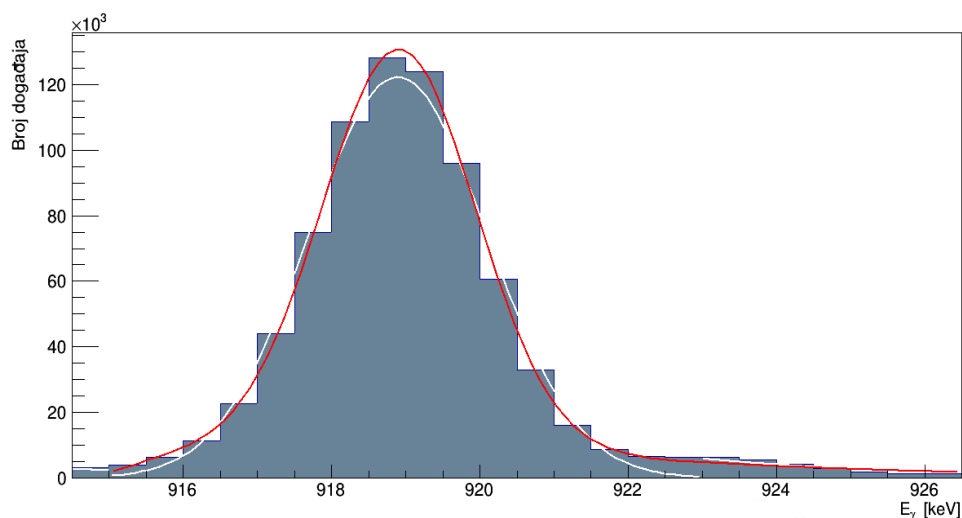
Na slici 4.3 prikazani su spektri oba slučaja. Spektar pozadinskog zračenja u slučaju kada je snop uključen dobiven je na isti način kao i spektar sudara ^{94}Rb s ^{208}Pb prije Dopplerove korekcije. Koristio se uvjet na x-os: $250 \text{ ns} < \Delta t < 2000 \text{ ns}$, dok se spektar pozadinskog zračenja nakon što se snop isključio dobio prikupljanjem događaja otprilike 1 dan. Detaljne analize pozadinskog zračenja napraviti će se u poglavlju 4.3.

4.2 Analiza γ -spektra

Prilikom analize svaki γ -vrh opisivao se funkcijom kako bi se mogla odrediti pozicija na x-osi, odnosno energija, ali i intenzitet. Kao funkcija za prilagodbu koristila se Gaussova funkcija raspodijele:

$$f(x) = C e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (4.2)$$

gdje su: C konstanta, μ srednja vrijednost energije (pozicija vrha na x-osi) i σ standardna devijacija. Primjer prilagodbe funkcije prikazan je na slici 4.4, gdje je opisan vrh na 918.74 keV-a u spektru pozadinskog zračenja u slučaju nakon što se snop isključio. Kada postoji velika pozadina, γ -vrh se opisuje pomoću kombinacije više funkcija (kao npr. kombinacija eksponencijalne i Gaussove funkcije) kako bi se oduzela pozadina i pravilno odredio intenzitet.



Slika 4.4: Prikaz prilagodbe funkcije na vrh od 918.74 keV-a u spektru pozadinskog zračenja nakon što se snop isključio. Funkcija prilagodbe (crvena linija) sastojala se od zbroja dvije Gaussove funkcije (bijele linije).

Opisivanjem funkcije na slici 4.4 dobiveni su sljedeći podaci (koristeći izraz 4.2):

$$\begin{aligned}\mu &= (918.998 \pm 0.003) \text{ keV}, \\ \sigma &= (1.196 \pm 0.003) \text{ keV}, \\ C &= (125391 \pm 211).\end{aligned}$$

Na isti način dobiveni su podaci za druge vrhove u spektrima. Iz dobivenih podataka može se odrediti intenzitet γ -vrha, koji odgovara površini. Intenzitet je jednak (uzima se integral u granicama od $-\infty$ do ∞)¹³:

$$\begin{aligned}I &= \int f(x)dx, \\ I &= \int C e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} dx, \\ I &= C\sigma\sqrt{2\pi}.\end{aligned}\tag{4.3}$$

Opisivanjem se dobije i energija, koja odgovara srednjoj vrijednosti μ . Uspoređujući dobivene energije s tabličnim energijama iz NNDC baze^[15] mogu se prepoznati izotopi. Proučavajući eksperimentalne (dobiveni izrazom 4.3) i tablične intenzitete, može se bolje odrediti o kojemu je točno izotopu riječ. Moguća je situacija da se određenom γ -vrhu pridruži više tabličnih energija, pa čak i od različitih izotopa. U tom slučaju se vrijednost intenziteta može rasporediti pridruženim energijama i prepoznatim izotopima prateći kaskade γ zraka. Intenziteti se obično normiraju na najintenzivniji elektromagnetski prijelaz u danom raspadu ili kaskadi, čime se olakšava usporedba.

Uz energiju i intenzitet, za svaki vrh mogu se odrediti FWHM¹⁴ (širina γ -vrha na pola visine) i razlučivost. Koristeći definiciju FWHM-a i izraz 4.2, vrijedi:

$$\begin{aligned}\frac{f(\mu)}{2} &= \frac{C}{2} = C e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \\ |x - \mu| &= \sigma\sqrt{2 \ln 2}.\end{aligned}$$

Iz posljednjeg uvjeta slijedi izraz širine na pola visine:

$$\text{FWHM} = x_1 - x_2 = 2\sigma\sqrt{2 \ln 2}.\tag{4.4}$$

¹³Tablični integral: $\int_0^\infty C e^{-a^2 x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2a}$

¹⁴eng. Full width at half maximum

Za razlučivost energije vrijedi:

$$\text{Razlučivost} = \frac{\text{FWHM}}{\mu}. \quad (4.5)$$

Širina γ -vrhova povećava se s porastom energije $E_{\gamma,c}$, što se može vidjeti u tablici 4.1. Također, u skladu sa izrazom 4.5, razlučivost energije se mijenja s porastom energije fotona.

$E_{\gamma,c}$ (keV)	FWHM	Razlučivost energije (%)
266.908(3)	2.082(7)	0.8
550.75(1)	2.42(3)	0.4
918.889(3)	2.816(6)	0.3
1460.816(7)	3.12(1)	0.2
2612.57(2)	5.24(6)	0.2

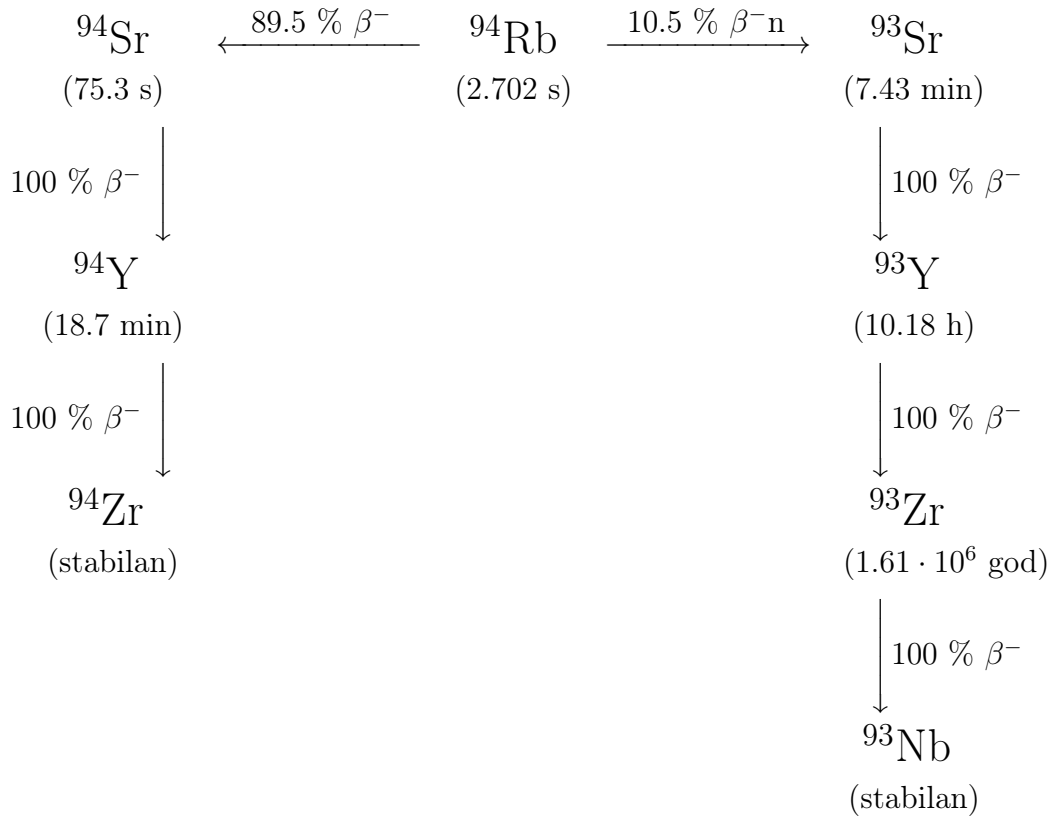
Tablica 4.1: Prikaz odabranih energija γ -vrhova dobivenih analizom spektra pozadinskog zračenja u slučaju nakon što se snop isključio s vrijednostima FWHM-a i razlučivosti energije. Rezultati energija i FWHM-a prikazani su u obliku srednje vrijednosti i pogreške: $\bar{x}(y)$, gdje je y znamenka prve decimale različite od 0 u vrijednosti pogreške Δx .

4.3 Pozadinsko zračenje

4.3.1 Raspad ^{94}Rb

Prije analize spektra prikazanog na slici 4.3, potrebno je proučiti koji su mogući raspad. Izotop ^{94}Rb je nestabilan (radioaktivan), stoga očekuje se prisutnost γ -vrhova iz elektromagnetskih prijelaza u izotopima nastalih raspadom izotopa ^{94}Rb (β^- raspad). Na slici 4.5 shematski je skiciran raspad izotopa ^{94}Rb s vjerojatnostima raspada i vremenima poluživota.

^{94}Rb raspada se na dva lanca, odnosno 89.5 % raspada je preko β^- raspada: $^{94}\text{Rb} \rightarrow ^{94}\text{Sr} \rightarrow ^{94}\text{Y} \rightarrow ^{94}\text{Zr}$. Drugi lanac nastaje istodobnim β^- raspadom i emisijom neutrona: $^{93}\text{Rb} \rightarrow ^{93}\text{Sr} \rightarrow ^{93}\text{Y} \rightarrow ^{93}\text{Zr} \rightarrow ^{93}\text{Nb}$.

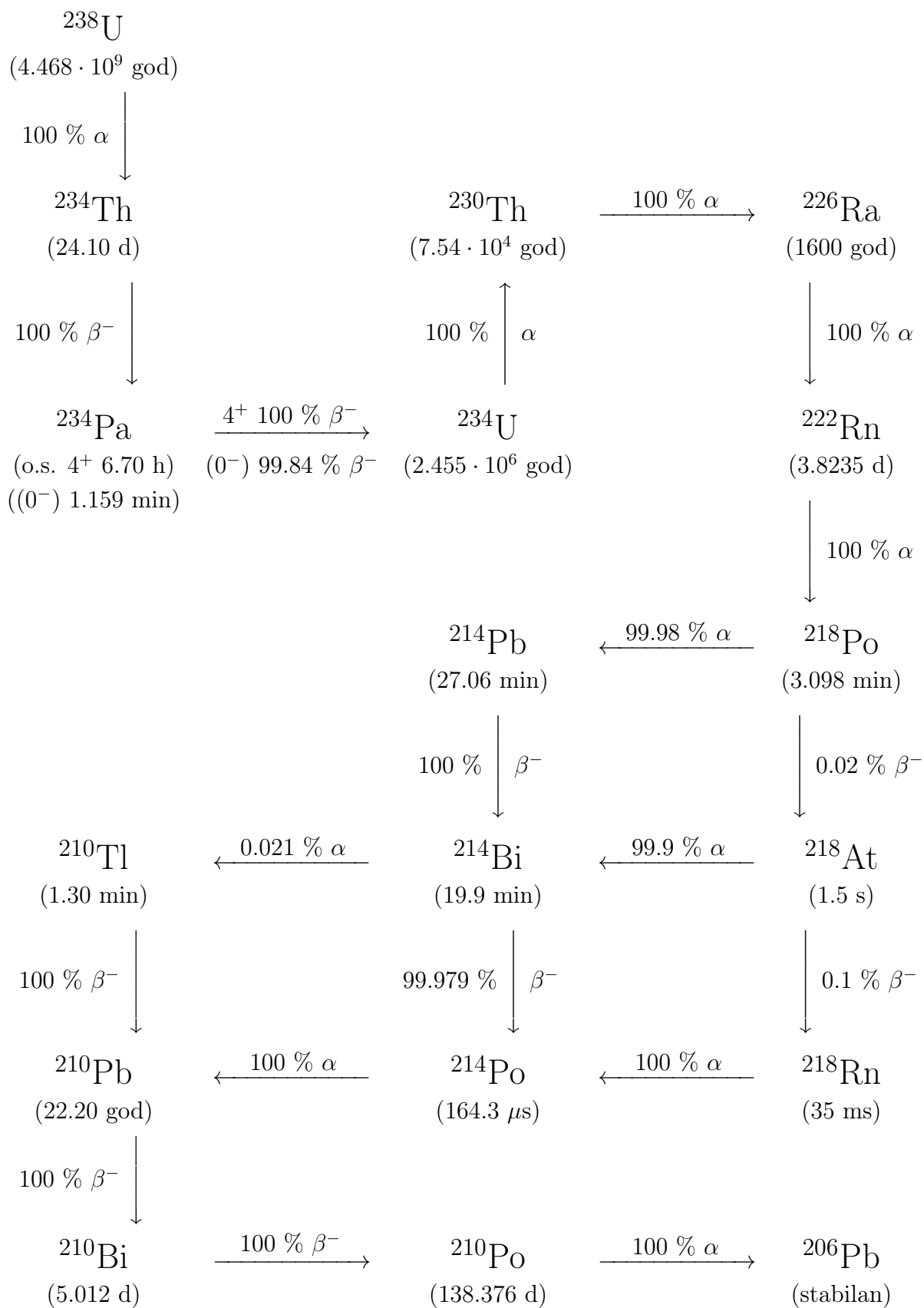


Slika 4.5: Skica raspada izotopa rubidija ${}^{94}\text{Rb}$. U zagradama su navedena vremena poluživota, dok su na strelicama prikazane vjerojatnosti i sami raspad.^[19] Oznaka β^- odgovara β^- raspadu, a oznaka β^-n odgovara istodobnom β^- raspadu s emisijom neutrona.

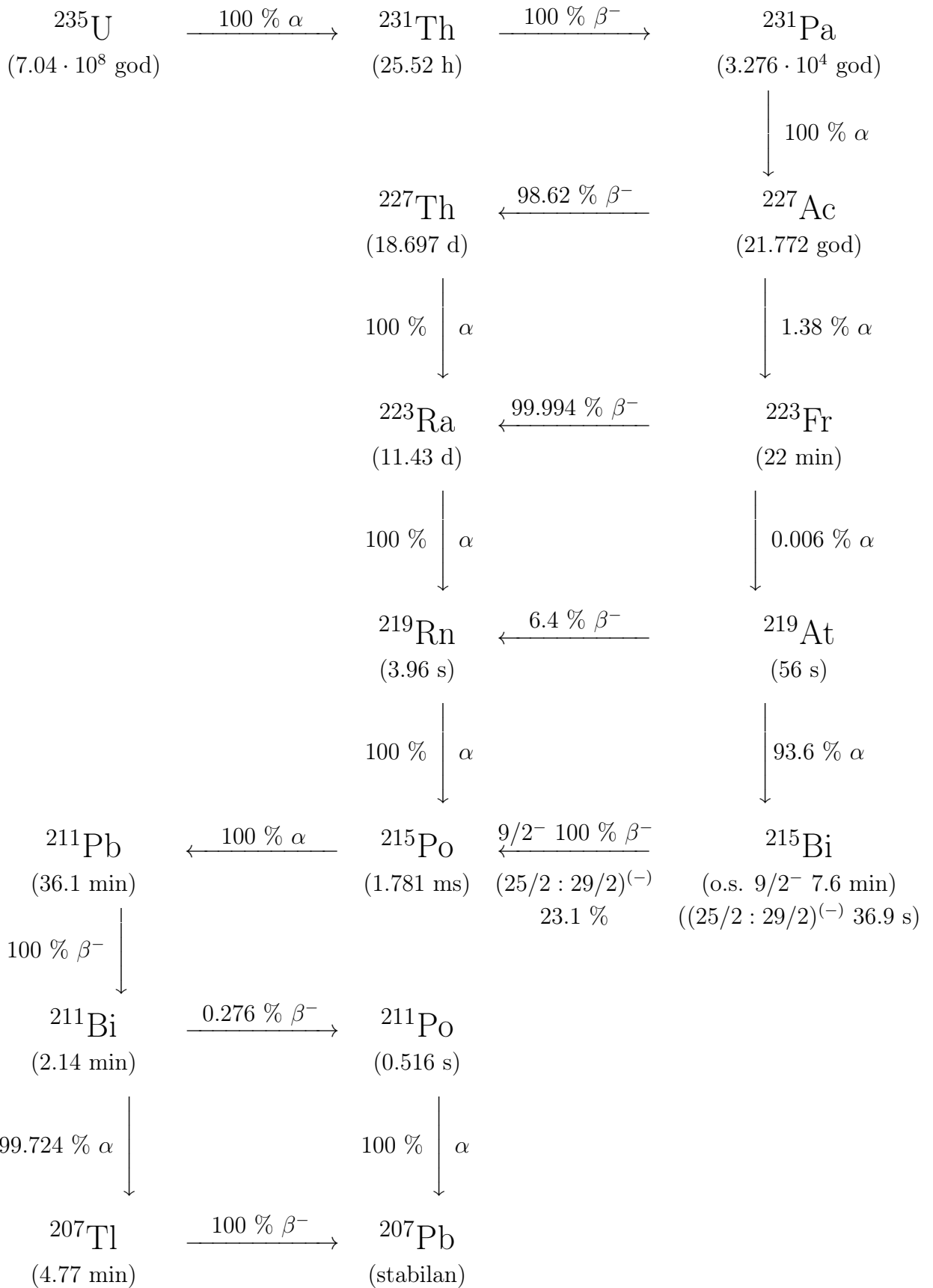
4.3.2 Prirodna radioaktivnost

Uz γ zrake pridružene β^- raspadima očekuje se i detekcija γ zraka koje pripadaju prirodnoj radioaktivnosti iz okoline. Radioaktivni izotopi koji postoje od postanka Zemlje i radioaktivni izotopi koji nastaju djelovanjem kozmičkih zraka pripadaju skupini izotopa koji su odgovorni za prirodnu radioaktivnost. Neki od njih su izotopi ${}^{238}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$ i ${}^{40}\text{K}$. Isti ti izotopi prisutni su u prirodi i preko svojih izotopa-kćeri. Lanci raspada za izotope ${}^{238}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$ i ${}^{232}\text{Th}$ prikazani su redom na slikama 4.6, 4.7 i 4.8.

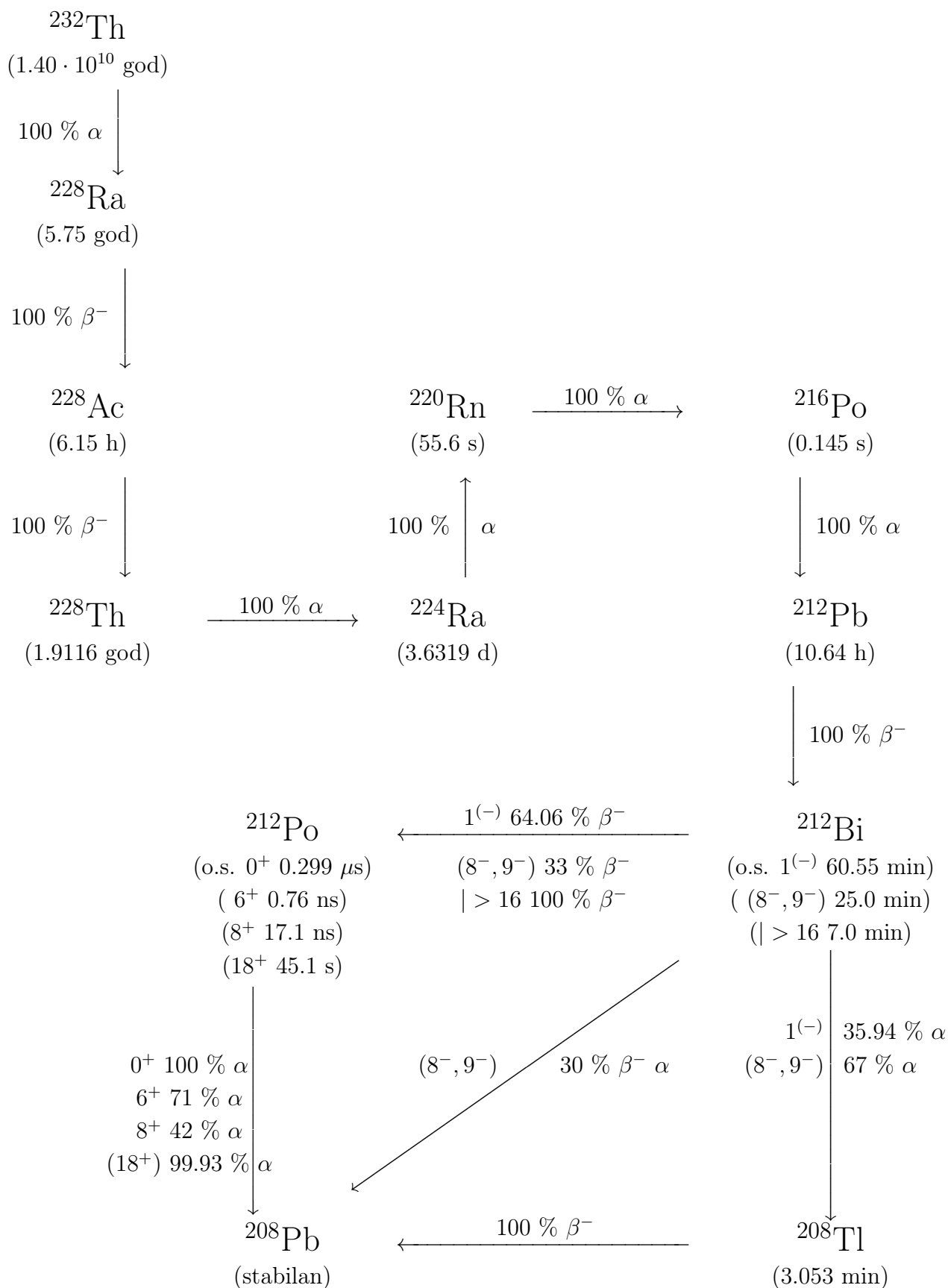
Kao što je i vidljivo sa slika, početni izotopi u γ lancima raspada imaju velika vremena poluživota. Najznačajniji doprinos prirodnoj radioaktivnosti dolazi od plinova radija i radona. Radon je inertni plin te se nakuplja u zatvorenoj prostoriji. Kao što je vidljivo sa slike 4.6, izotop ${}^{222}\text{Rn}$ raspada se α raspadom u izotop ${}^{218}\text{Po}$. Ovaj proces može utjecati na zdravlje ljudi, jer se plinoviti ${}^{222}\text{Rn}$ može udahnuti, a njegov raspad u plućima (u α emiter ${}^{218}\text{Po}$) može izazvati zdravstvene poteškoće.



Slika 4.6: Skica raspada izotopa uranija ^{238}U s navedenim vremenima poluživota u zagradama te vjerojatnostima i načinima raspada na strelicama.^[19] Prikazani su α raspad i samo one grane β raspada koje imaju vjerojatnost $> 10^{-3}$.



Slika 4.7: Skica raspada izotopa uranija ^{235}U s navedenim vremenima poluživota u zagradama te vjerojatnostima i načinima raspada na strelicama.^[19] Prikazani su α raspadi i samo one grane β raspada koje imaju vjerojatnost $> 10^{-3}$).



Slika 4.8: Skica raspada izotopa torija ^{232}Th s navedenim vremenima poluživota u zagradama te vjerojatnostima i načinima raspada na strelicama.^[19] Prikazani su α raspad i samo one grane β raspada koje imaju vjerojatnost $> 10^{-3}$.

Vrlo snažna γ linija povezana je s nestabilnim izotopom ^{40}K , s vremenom poluživota od $1.277 \cdot 10^9$ godina i udjelom od 0.0117 %. Raspada se na dva lanca:

- 89.28 % se raspada β^- raspadom u osnovno stanje izotopa ^{40}Ca (uz emisiju elektrona e^- maksimalne energije 1310.89 keV i antineutrina $\bar{\nu}$)
- 10.72 % se raspada elektronskim uhvatom¹⁵ kada prelazi u jezgru argona ^{40}Ar u prvo pobuđeno stanje (s vjerojatnošću od 99.53 %) te naposljetku dolazi do emisije γ zrake energije 1460.83 keV (zbog prijelaza iz pobuđenog stanja 2^+ u osnovno stanje 0^+ u izotopu argona ^{40}Ar)

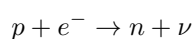
4.3.3 Rezultati analize pozadinskog zračenja

U ovom poglavlju izlistane su γ zrake identificirane u spektrima kada je snop bio uključen, tzv. "beam-on" (tablica 4.2), te u spektrima kada je nakon ozračivanja snop isključen, tzv. "beam-off" (tablica 4.3). Na slici 4.9 nalazi se spektar koji je dobiven pod snopom, uz stavljanje uvjeta na razliku vremena detekcije produkta u CD detektoru i γ zrake u spektrometru Miniball u rasponu $\Delta t = [10, 80] \cdot 25$ ns. Slika 4.10 prikazuje γ spektre za slučaj kada je snop isključen, ali nakon što je meta bila ozračena snopom ^{94}Rb neko vrijeme. Radi bolje preglednosti, na slici 4.15, uspoređeni su spektri "beam-on" i "beam-off", što lijepo ističe vremena poluživota izotopa nastalih raspadom ^{94}Rb . U spektrima "beam-on" najdominantniji su vrhovi vezani uz kratkoživuće izotope ^{94}Sr i ^{93}Sr , dok u "beam-off" spektru dominiraju elektromagnetski prijelazi povezani sa stabilnim ^{94}Zr , dugoživućim ^{93}Zr te relativno dugoživućim ^{93}Y (~ 10 sati).

Pozadinsko zračenje u slučaju kada je snop uključen

γ spektar dobije se projekcijom na y-os (slika 4.1) uz uvjet za x-os: $\Delta t = [10, 80] \cdot 25$ ns, čime nisu obuhvaćeni promptni vrh i izomeri. Identifikacija γ -vrhova provedena je tako da su se uspoređivale izmjerene energije s tabličnim energijama. Identificirani izotopi prikazani su na slici 4.9, dok su u tablici 4.2 navedene vrijednosti energija i intenziteta dobiveni prilagodbom funkcija identificiranih γ -vrhova, te tablične vrijednosti energija $E_{\gamma,t}$, spina i pariteta $J_{i,f}^{\pi}$ te energije nivoa $E_{i,f}$.

¹⁵Elektronski uhvat je proces u kojem jezgra apsorbira unutarnji atomski elektron, obično iz K ili L ljuske. Dolazi do procesa:



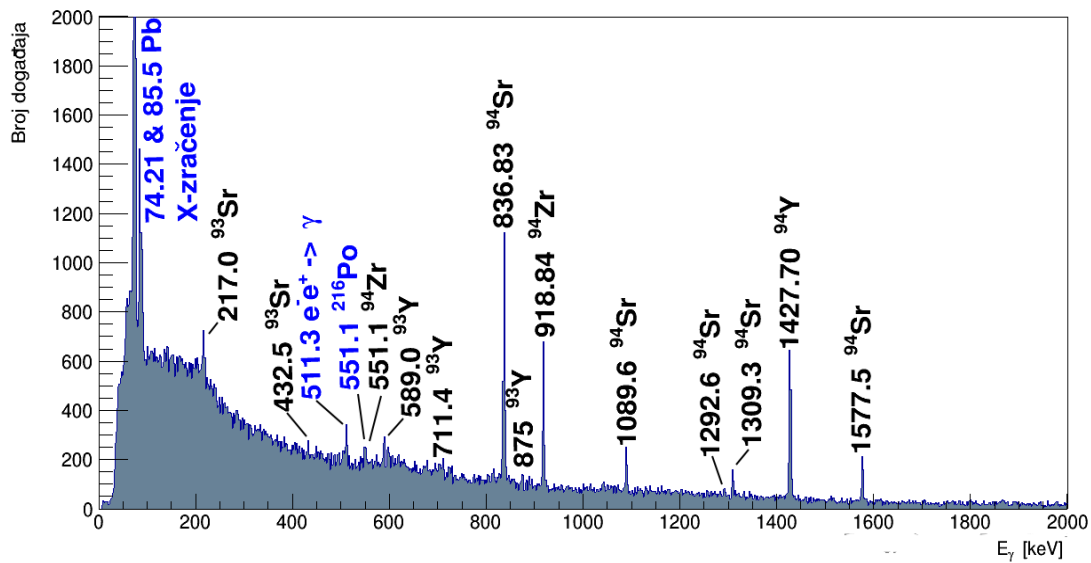
$E_{\gamma,c}$	I_c	I_{norm}	$E_{\gamma,t}$	J_i^π	J_f^π	E_i	E_f	Izotop
74.21(2)	19754		74.9694					Pb Ka1
85.5(1)	1978		84.936					Pb Kb1
217.0(3)	484	15	213.4	(9/2) ⁺	5/2 ⁺	213.4	0.0	⁹³ Sr
217.0(3)	484	15	219.2	(5/2, 7/2, 9/2) ⁺	(9/2) ⁺	432.5	213.4	⁹³ Sr
432.5(3)	442	14	432.5	(5/2, 7/2, 9/2) ⁺	5/2 ⁺	432.5	0.0	⁹³ Sr
511.3(2)	580		511					e ⁺ e ⁻ → γ
551.1(3)	447		549.73(5)	2 ⁺	0 ⁺	549.7	0.0	²¹⁶ Po
551.1(3)	447	23	550.88(19)	4 ⁺	2 ⁺	1469.6	918.8	⁹⁴ Zr
589.0(2)	1190	100	590.238(23)	(3/2) ⁻	1/2 ⁻	590.2	0.0	⁹³ Y
711.4(3)	259	22	710.312(17)	(3/2 ⁺ , 5/2 ⁻)	(3/2) ⁻	1300.5	590.2	⁹³ Y
836.83(4)	3190	100	836.9(1)	2 ⁺	0 ⁺	836.9	0.0	⁹⁴ Sr
875(10)	625	53	875.73(6)	5/2 ⁻	1/2 ⁻	875.9	0.0	⁹³ Y
918.84(6)	1187	100	918.74(5)	2 ⁺	0 ⁺	918.8	0.0	⁹⁴ Zr
1089.6(1)	624	20	1089.4(2)	3 ⁽⁻⁾	2 ⁺	1926.2	836.9	⁹⁴ Sr
1292.6(5)	159	5	1292.6(2)	(2,3,4)	4 ⁺	3438.6	2146.0	⁹⁴ Sr
1309.3(2)	599	19	1309.1(2)	4 ⁺	2 ⁺	2146.0	836.9	⁹⁴ Sr
1427.70(5)	2975		1427.7(1)	1 ⁺	2 ⁻	1427.7	0.0	⁹⁴ Y
1577.5(1)	713	22	1577.5(2)	(3 ⁻)	2 ⁺	2414.1	836.9	⁹⁴ Sr

Tablica 4.2: Prikaz izmjerenih $E_{\gamma,c}$ i tabličnih energija $E_{\gamma,t}$ identificiranih izotopa u spektru pozadinskog zračenja kada je snop uključen "beam on". Navedene su početne i konačne vrijednosti spinskog stanja i pariteta: $J_{i,f}^\pi$, te energije nivoa $E_{i,f}$ (zaokruženo na prvo decimalno mjesto radi preglednosti) i izmjereni intenzitet I_c normiran na najintenzivnije γ -vrhove: $E_\gamma = 918.84$ (⁹⁴Zr), $E_\gamma = 836.83$ (⁹⁴Sr i ⁹³Sr) i $E_\gamma = 589.04$ (⁹³Y) keV. Izmjerene energije prikazane su u obliku srednje vrijednosti i pogreške: $\bar{x}(y)$ (y je znamenka prve decimale različite od 0 u vrijednosti pogreške Δx). [20]–[26]

Identificirane su najintenzivnije energije elektromagnetskih prijelaza izotopa ⁹⁴Zr, ⁹⁴Y i ⁹³Y te izotopa ⁹⁴Sr i ⁹³Sr. Zbog složene pozadine spektra, za neke γ -vrhove trebalo je napraviti dodatnu analizu, kao npr. γ -vrh pridružen elektromagnetskim prijelazima 213.4 keV i 219.2 keV, koji je opisan kao jedan vrh od 217.0(3). Nakon prilagodbe uvjeta na x-os (prilikom projekcije na y-os u spektru na slici 4.1): $\Delta t = [0, 20] \cdot 25$ ns, dobila su se dva vrha čijom prilagodbom Gaussovom funkcijom se dobije:

- $E_{\gamma,c} = 211.8(8)$ keV, $I_c = 911$,
- $E_{\gamma,c} = 218(1)$ keV, $I_c = 1496$.

Time je vrh na 217.0(3) povezan s izotopom ⁹³Sr (213.4 i 219.2 keV).



Slika 4.9: Spektar pozadinskog zračenja kada je snop uključen. S obzirom da nisu zamijećeni γ -vrhovi > 2000 keV, prikazan je samo dio spektra do 2 MeV-a. Plavo označene energije predstavljaju γ -vrhove koji su pridruženi prirodnoj radioaktivnosti, dok se crne oznake odnose na elektromagnetske prijelaze u izotopima nastalim raspadom ^{94}Rb .

Zbog postavljenog vremenskog koincidentnog uvjeta ($\Delta t = 1750$ ns) dominiraju elektromagnetski prijelazi kratkoživućih izotopa kao npr. ^{94}Sr i ^{93}Sr . Energije fotona koje su prepoznate u spektru na slici 4.9 odgovaraju prijelazu s višeg energetske stanja u niže energetske stanje kod izotopa ^{94}Sr i ^{93}Sr . Kako je snop uključen, tako stalno dolazi novi ^{94}Rb ($T_{1/2} = 2.702$ s), koji se relativno brzo raspada u izotope ^{94}Sr i ^{93}Sr . Vrhovi 918.74 i 550.88 keV pridruženi su stabilnom izotopu ^{94}Rb , koji nastaju β^- raspadom izotopa ^{94}Y , koji ima relativno dugo vrijeme poluživota ($T_{1/2} = 18.7$ min) u odnosu na odabran vremenski interval. Kako izotop ^{93}Y ima još duže vrijeme poluživota ($T_{1/2} = 10.18$ h), nisu identificirane energije elektromagnetskih prijelaza izotopa ^{93}Zr , kao ni izotopa ^{93}Nb .

Osim izotopa koji su nastali raspadom ^{94}Rb , prepoznat je i niz linija vezan uz prirodnu radioaktivnost, kao npr. elektromagnetski prijelaz u ^{216}Po . Jezgra ^{220}Rn raspada se α -raspadom u ^{216}Po s vremenom poluživota od 55.6 s, što odgovara redu veličine vremena poluživota već identificiranih raspada: ^{94}Sr i ^{93}Sr . Također, identificirane su energija anihilacije elektrona i pozitrona (511 keV) i energije Pb X-zračenja.

Pozadinsko zračenje u slučaju nakon što se snop isključio

γ spektar dobio se skupljanjem događaja u spektrometru Miniball oko 10 minuta nakon što se snop isključio, odnosno nakon što se meta ozračila radioaktivnim snopom ^{94}Rb . Identifikacija γ -vrhova provedena je tako da su se preko izmjerenih elektromagnetskih prijelaza i njihovom usporedbom s tabličnim energijama identificirali izotopi. Identificirani izotopi s tabličnim energijama prikazani su na slici 4.10, dok su u tablici 4.3 navedene vrijednosti energija i intenziteta dobiveni prilagodbom funkcija identificiranih γ -vrhova te tablične vrijednosti energija $E_{\gamma,t}$, spina i pariteta $J_{i,f}^{\pi}$ te energije nivoa $E_{i,f}$.

$E_{\gamma,c}$	I_c	I_{norm}	$E_{\gamma,t}$	J_i^{π}	J_f^{π}	E_i	E_f	Izotop
57.43(9)	2709	47	57.766(5)	2^+	0^+	57.8	0.0	^{228}Th
74.64(3)	3927		74.9694					Pb Ka1
84.77(7)	1825	7	84.2140(13)	$5/2^+$	$3/2^-$	84.2	0.0	^{231}Pa
84.77(7)	1825		84.936					Pb Kb1
92.58(9)	1512	8	92.38(1)	(1^-)	(0^-)	166.2	73.9	^{234}Pa
92.58(9)	1512	8	92.80(2)	(1^+)	(0^-)	166.7	73.9	^{234}Pa
133.4(1)	5282	57	134.6(1)	$(5/2)^-$	$5/2^+$	369.3	234.9	^{223}Ra
168.39(7)	4696	12	168.499(4)	$(9/2)^+$	$(3/2)^-$	758.7	590.2	^{93}Y
186.0(1)	337	1.3	185.715(5)	$5/2$	$5/2^+$	185.7	0.0	^{231}Th
186.0(1)	337	2	186.211(13)	2^+	0^+	186.2	0.0	^{222}Rn
238.58(3)	1761	9.8	235.96(10)	$1/2^+$	$3/2^-$	286.1	50.1	^{223}Ra
238.58(3)	1761	30	238.632(2)	$0^{(-)}$	$1^{(-)}$	238.6	0.0	^{212}Bi
238.58(3)	1761	9	241.9950(23)	1^-	$(2)^-$	295.2	53.2	^{214}Bi
260.7(1)	7049	18	260.12(5)	$(3/2^+, 5/2^-)$	$5/2^-$	1136.0	875.9	^{93}Y
266.908(3)	117248	100.0	266.9(1)	$3/2^+$	$5/2^+$	266.8	0.0	^{93}Zr
295.32(4)	1696	6.4	293.5(1)	$(11/2)^+$	$9/2^+$	293.5	0.0	^{215}Po
295.32(4)	1696	9	295.2228(18)	1^-	1^-	295.2	0.0	^{214}Bi
338.3(1)	1155	4.4	338.282(10)	$(5/2)^+$	$5/2^+$	338.3	0.0	^{219}Rn
338.3(1)	1155	20	338.320(3)	3^-	2^+	396.1	57.8	^{228}Th
351.92(2)	3453	13.1	351.07(5)	$3/2^+$	$1/2^+$	351.06	0.0	^{207}Tl
351.92(2)	3453	18	351.9321(18)	$0^-, 1^-$	1^-	351.9	0.0	^{214}Bi
381.613(8)	20801	5.53	381.57(19)	0^+	2^+	1300.1	918.8	^{94}Zr
476.86(3)	4993	49	476.78(3)	6^+	4^+	1791.4	1314.7	^{144}Nd
510.96(2)	15469		511					$e^+e^- \rightarrow \gamma$
550.75(1)	45867	12.2	550.88(10)	4^+	2^+	1469.6	918.8	^{94}Zr
583.24(3)	4886	86	583.187(2)	5^-	3^-	3197.7	2614.5	^{208}Pb
590.35(2)			588(1)	3^-	4^+	2057.6	1469.6	^{94}Zr
590.35(2)	39570	100	590.238(23)	$(3/2)^-$	$1/2^-$	590.2	0.0	^{93}Y
609.37(2)	9212	48	609.320(5)	2^+	0^+	609.3	0.0	^{214}Po

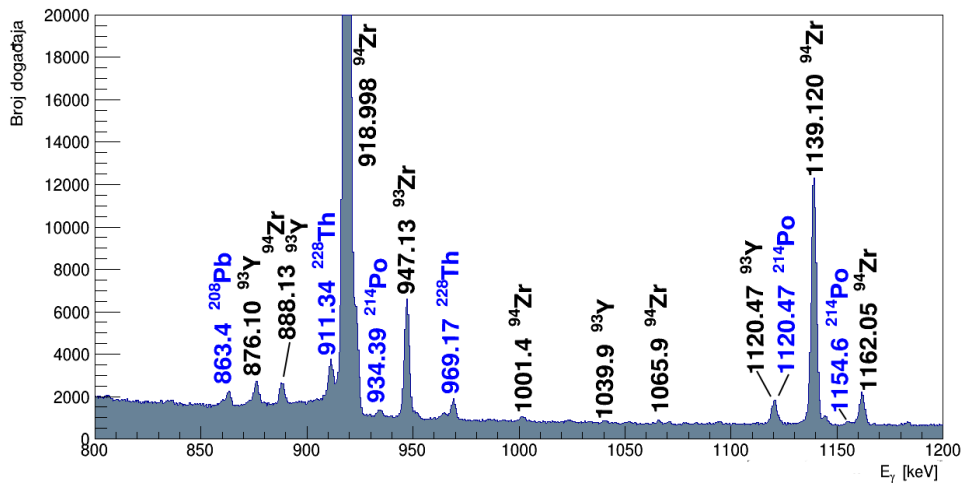
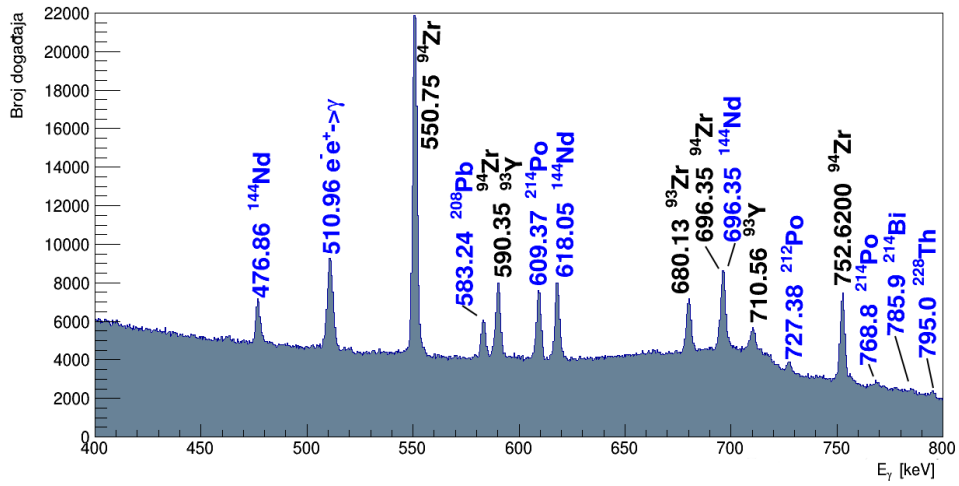
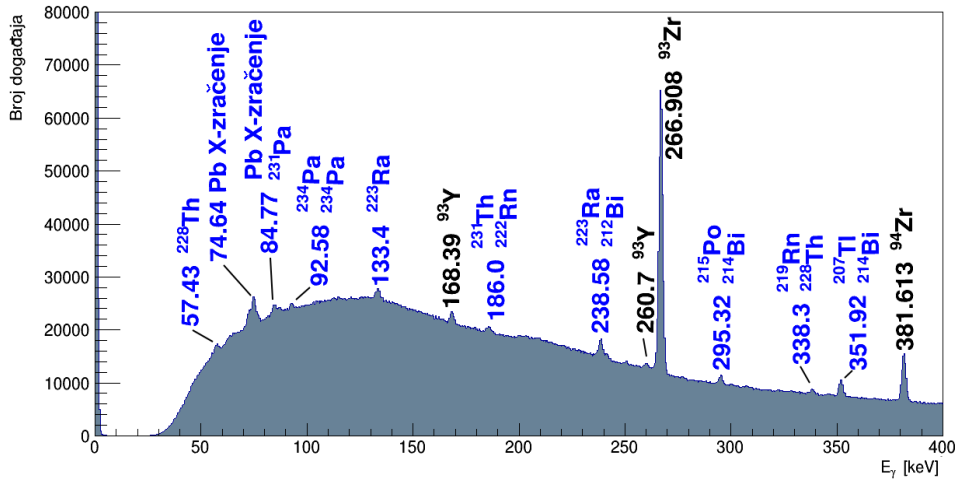
618.05(2)	9453	93	618.01(3)	4 ⁺	2 ⁺	1314.7	696.6	¹⁴⁴ Nd
680.13(2)	7293	6.2	680.2(1)	1/2 ⁺	3/2 ⁺	947.1	266.9	⁹³ Zr
696.35(2)			694.7(3)	2 ⁺	2 ⁺	2366.2	1671.4	⁹⁴ Zr
696.35(2)	10172	100	696.49(3)	2 ⁺	0 ⁺	696.6	0.0	¹⁴⁴ Nd
710.56(5)	6766	17	710.312(17)	(3/2 ⁺ , 5/2 ⁻)	(3/2) ⁻	1300.5	590.2	⁹³ Y
727.38(9)	1202	21	727.330(9)	2 ⁺	0 ⁺	727.3	0.0	²¹² Po
752.6200(1)	10796	2.87	752.6(1)	2 ⁺	2 ⁺	1671.4	918.8	⁹⁴ Zr
768.8(4)	3115	17	768.360(5)	2 ⁺	0 ⁺	1377.7	609.3	²¹⁴ Po
785.9(4)	2382	13	785.96(8)	1 ⁺	(2) ⁻	839.0	53.3	²¹⁴ Bi
795.0(1)	1463	26	794.947(5)	2 ⁻	1 ⁻	1122.9	328.0	²²⁸ Th
863.4(1)	915	5	860.557(4)	4 ⁻	3 ⁻	3475.1	2614.5	²⁰⁸ Pb
876.10(4)	2522	6.4	875.73(6)	5/2 ⁻	1/2 ⁻	875.9	0.0	⁹³ Y
888.13(4)	2079	0.55	887.5(4)	5 ⁻	3 ⁻	2945.1	2057.6	⁹⁴ Zr
888.13(4)	2079	5	888.13(5)	1/2, 5/2, 7/2	(9/2) ⁺	1647.0	758.7	⁹³ Y
911.34(3)	3950	69	911.204(4)	2 ⁺	2 ⁺	969.0	57.8	²²⁸ Th
918.998(3)	375910	100.0	918.74(5)	2 ⁺	0 ⁺	918.8	0.0	⁹⁴ Zr
934.39(9)	802	4.3	934.056(6)	2 ⁺	2 ⁺	1543.4	609.3	²¹⁴ Po
947.13(1)	21415	18.3	947.1(2)	1/2 ⁺	5/2 ⁺	947.1	0.0	⁹³ Zr
969.17(3)			964.766(10)	(3) ⁺	2 ⁺	1022.5	57.8	²²⁸ Th
969.17(3)	2229	39	968.971(17)	2 ⁺	0 ⁺	969.0	0.0	²²⁸ Th
1001.4(1)	296	0.08	1001.8(3)	(1, 2, 3) ⁺	3 ⁻	3059.4	2057.6	⁹⁴ Zr
1039.9(2)	1421	3.6	1040.63(6)	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺ , 7/2 ⁺	3/2, 5/2, 7/2	2687.6	1647.0	⁹³ Y
1065.9(1)	497	0.13	1066.5	2 ⁺	0 ⁺	2366.1	1300.1	⁹⁴ Zr
1120.47(4)	1708	9.1	1120.294(6)	2 ⁺	2 ⁺	1729.6	609.3	²¹⁴ Po
1120.47(4)	1708	4.3	1122.48(6)	(3/2 ⁺)	3/2, 5/2, 7/2	2770.0	1647.0	⁹³ Y
1139.120(5)	33764	8.98	1138.88(10)	3 ⁻	2 ⁺	2057.6	918.8	⁹⁴ Zr
1154.6(1)	3088	16	1155.210(8)	1 ⁺	2 ⁺	1764.5	609.3	²¹⁴ Po
1162.05(4)	9907	2.64	1161.79(10)	(1, 2, 3)	3 ⁻	3219.4	2057.6	⁹⁴ Zr
1203.37(9)	7370	6.3	1203.3(1)	(1/2 ⁺ , 3/2, 5/2 ⁺)	3/2 ⁺	1470.1	266.9	⁹³ Zr
1216.0(2)	1662	4.2	1215.48(7)		5/2 ⁻	2091.4	875.9	⁹³ Y
1232.58(6)	1408	0.37	1232.55(19)	2 ⁺	2 ⁺	2151.4	918.8	⁹⁴ Zr
1237.83(5)	723	0.19	1236.6(2)	(2 ⁺)	2 ⁺	2908.0	1671.4	⁹⁴ Zr
1237.83(5)	723	3.8	1238.122(7)	2 ⁺	2 ⁺	1847.4	609.3	²¹⁴ Po
1269.49(8)	4824	12	1269.47(7)	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺ 7/2 ⁺	(3/2 ⁺ , 5/2 ⁻)	2570.0	1300.5	⁹³ Y
1281.8(1)	2948	16	1280.976(10)	2 ⁺	2 ⁺	1890.3	609.3	²¹⁴ Po
1304(2)	4061	1.1	1303.8(6)	(1,2,3)	3 ⁻	3361.1	2057.6	⁹⁴ Zr
1321.8(2)	354	0.9	1321.24(7)	(1/2 ⁻ , 3/2, 5/2 ⁻)	(3/2) ⁻	1911.5	590.2	⁹³ Y

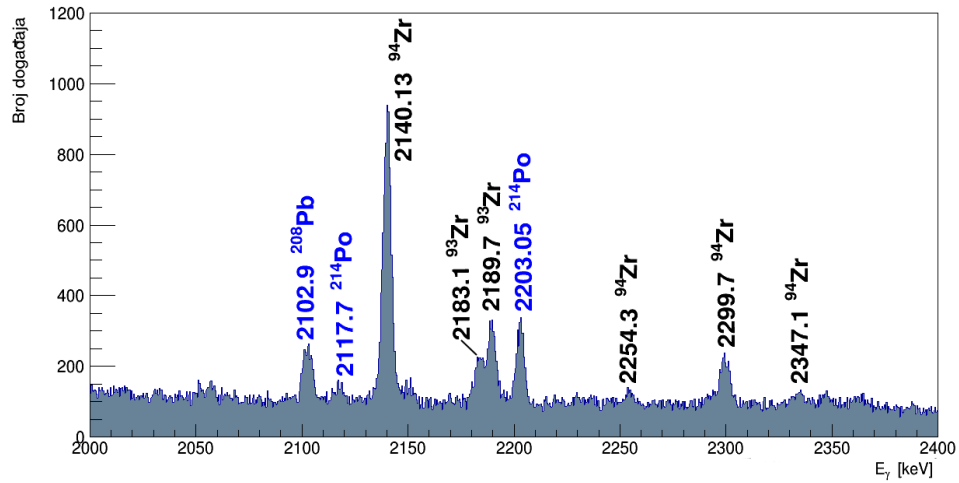
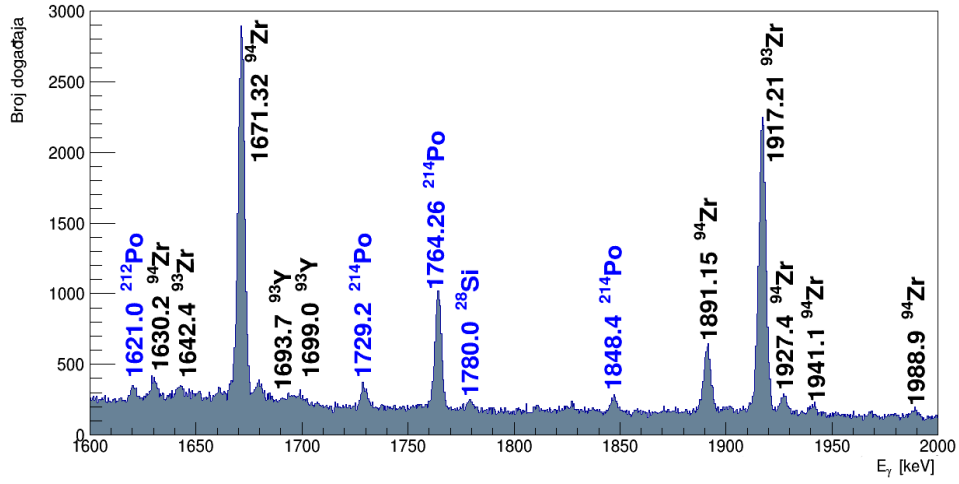
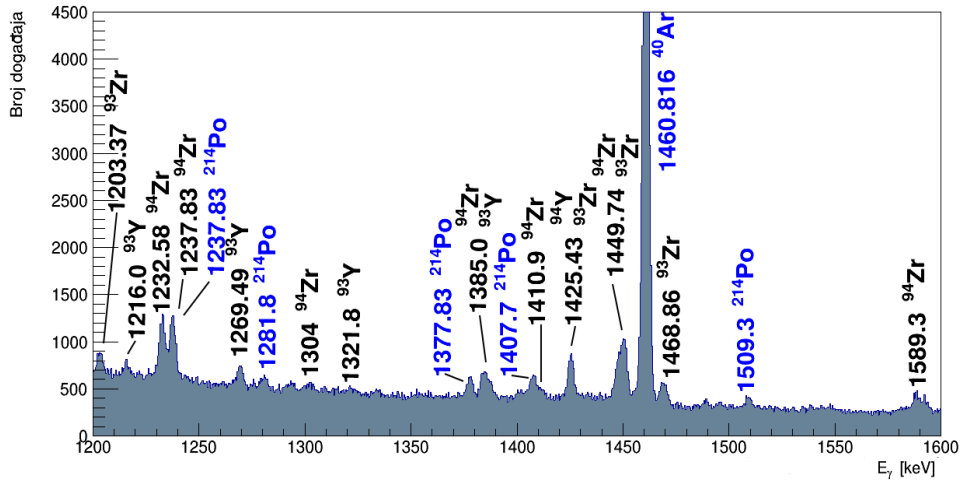
1377.83(9)	5159	27	1377.669(8)	2 ⁺	0 ⁺	1377.7	0.0	²¹⁴ Po
1385.0(1)	3328	0.89	1384.9(10)					⁹⁴ Zr
1385.0(1)	3328	8.4	1387.11(7)	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺ , 7/2 ⁺	(3/2 ⁺ , 5/2 ⁻)	2687.6	1300.5	⁹³ Y
1407.7(1)	5041	27	1407.988(11)	0 ⁺	2 ⁺	2017.3	609.3	²¹⁴ Po
1410.9(3)	3046	0.8	1411.9(7)	4 ⁺	2 ⁺	2331.6	918.8	⁹⁴ Zr
1425.43(6)	700	0.60	1425.4(1)	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	5/2 ⁺	1425.4	0.0	⁹³ Zr
1425.43(6)	700	100	1427.7(1)	1 ⁺	2 ⁻	1427.7	0.0	⁹⁴ Y
1449.74(5)	2369	0.63	1447.41(19)	2 ⁺	2 ⁺	2366.2	918.8	⁹⁴ Zr
1449.74(5)	2369	2.0	1450.5(1)	(1/2 ⁺ , 3/2, 5/2 ⁺)	5/2 ⁺	1450.5	0.0	⁹³ Zr
1460.816(7)25493		100.0	1460.820(5)	2 ⁺	0 ⁺	1460.9	0.0	⁴⁰ Ar
1468.86(9)	5365	4.6	1470.1(1)	(1/2 ⁺ , 3/2, 5/2 ⁺)	5/2 ⁺	1470.2	0.0	⁹³ Zr
1509.3(2)	3105	17	1509.210(10)	1 ⁺	2 ⁺	2118.5	609.3	²¹⁴ Po
1589.3(3)	7328	1.9	1587.9(6)					⁹⁴ Zr
1621.0(2)	1262	22	1620.50(10)	1 ⁺	0 ⁺	162.7	0.0	²¹² Po
1630.2(1)	2590	0.69	1630.0(5)					⁹⁴ Zr
1642.4(2)	3658	3.1	1642.7(1)	1/2 ⁺	3/2 ⁺	1909.6	266.9	⁹³ Zr
1671.32(1)	11889	3.16	1671.41(10)	2 ⁺	0 ⁺	1671.4	0.0	⁹⁴ Zr
1693.7(2)	1143	2.9	1694.07(9)	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺ , 7/2 ⁺	5/2 ⁻	2570.0	875.9	⁹³ Y
1699.0(3)	2226	6	1699.06(9)	(3/2 ⁺)	5/2 ⁻	2575.0	875.9	⁹³ Y
1729.2(1)	1072	5.7	1729.595(11)	2 ⁺	0 ⁺	1729.6	0.0	²¹⁴ Po
1764.26(3)	889	26.2	1764.491(10)	1 ⁺	0 ⁺	1764.5	0.0	²¹⁴ Po
1780.0(2)	1339							*
1848.4(2)	1780	9.4	1847.443(13)	2 ⁺	0 ⁺	1847.4	0.0	²¹⁴ Po
1891.15(4)	3795	1.01	1891.60(20)	(1,2,3)	4 ⁺	3361.1	1469.6	⁹⁴ Zr
1917.21(2)	8328	7.1	1917.8(1)	(1/2 ⁺ , 3/2)	3/2 ⁺	2184.6	266.9	⁹³ Zr
1927.4(1)	523	0.14	1927.5(6)	(1 ⁻)	2 ⁺	2846.3	918.8	⁹⁴ Zr
1941.1(4)	2115	0.6	1940.6(6)					⁹⁴ Zr
1988.9(3)	1869	0.50	1989.3(7)	(2 ⁻)	2 ⁺	2908.0	918.8	⁹⁴ Zr
2102.9(1)	1818	32	2103.5	3 ⁻	0 ⁺	2614.5	0.0	²⁰⁸ Pb
2117.7(2)	1510	8	2118.514(19)	1 ⁺	0 ⁺	2118.5	0.0	²¹⁴ Po
2140.13(3)	5044	1.34	2140.60(20)	(1, 2, 3) ⁺	2 ⁺	3059.4	918.8	⁹⁴ Zr
2183.1(2)	1110	0.95	2184.6(1)	(1/2 ⁺ , 3/2)	5/2 ⁺	2184.6	0.0	⁹³ Zr
2189.7(1)	2082	1.8	2190.8(2)	(1/2 ⁺ , 3/2)	3/2 ⁺	2457.7	266.9	⁹³ Zr
2203.05(7)	1066	5.6	2204.059(22)	1 ⁺	0 ⁺	2204.1	0.0	²¹⁴ Po
2254.3(3)	1573	0.42	2255.3(7)	(2,3,4)	4 ⁺	3724.9	1469.6	⁹⁴ Zr
2299.7(1)	778	0.21	2300.5(3)	(1,2,3)	2 ⁺	319.4	918.8	⁹⁴ Zr
2347.1(3)	1067	0.3	2348.7(10)					⁹⁴ Zr

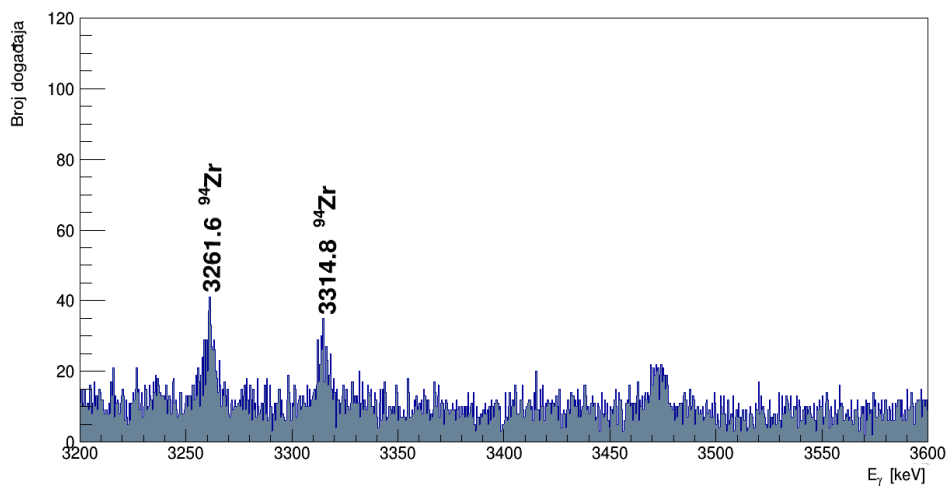
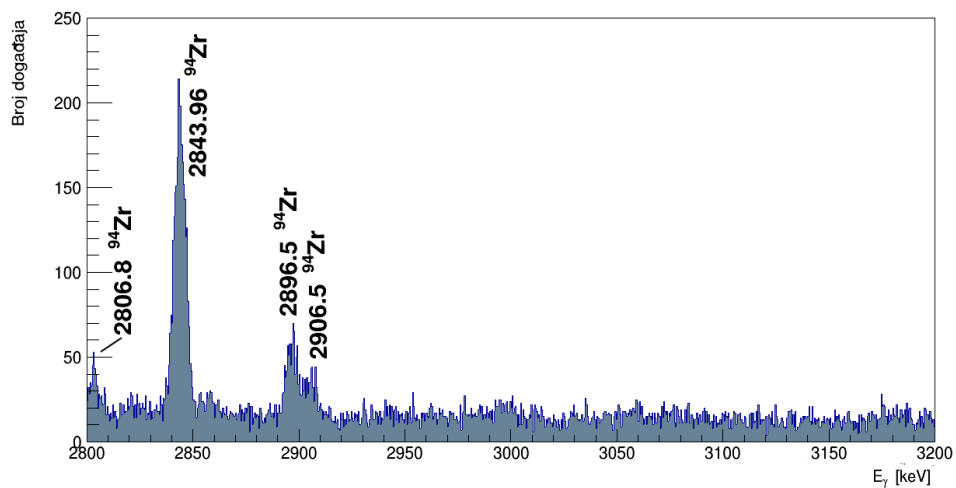
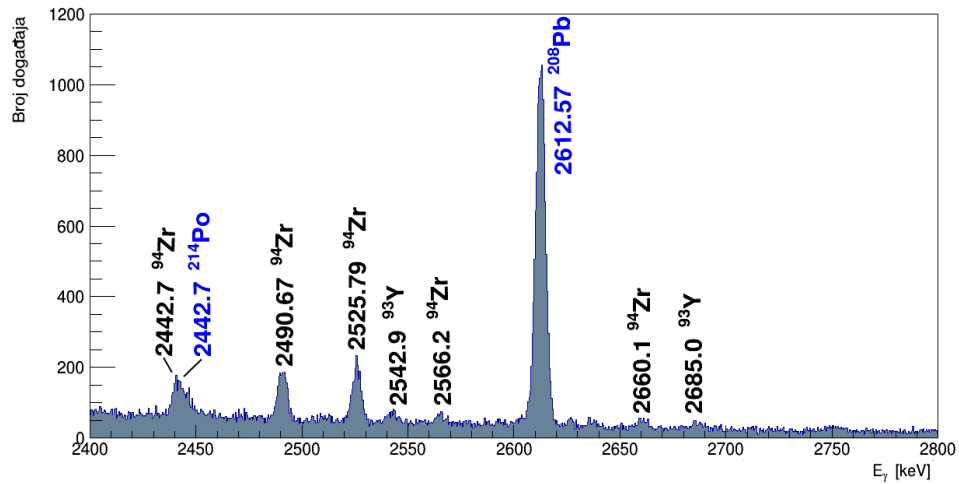
2442.7(2)	1114	0.3	2442.1(3)	(1,2,3)	2 ⁺	3361.1	918.8	⁹⁴ Zr
2442.7(2)	1114	5.9	2447.70(3)	1 ⁻	0 ⁺	2447.7	0.0	²¹⁴ Po
2490.67(8)	1419	0.38	2492.0(3)	(2) ⁺	4 ⁺	3961.8	1469.6	⁹⁴ Zr
2525.79(7)	1412	0.38	2527.4(4)	(1, 2) ⁺	2 ⁺	4198.8	1671.4	⁹⁴ Zr
2542.9(7)	804	2.0	2543.84(11)	3/2 ⁻	1/2 ⁻	2543.9	0.0	⁹³ Y
2566.2(5)	808	0.21	2566.2(5)	(1, 2, 3) ⁺	2 ⁺	4237.6	1671.4	⁹⁴ Zr
2612.57(2)	5701	100	2614.511	3 ⁻	0 ⁺	2614.5	0.0	²⁰⁸ Pb
2660.1(3)	649	0.17	2662.4(10)	(2) ⁺	0 ⁺	3961.8	1300.1	⁹⁴ Zr
2685.0(2)	41	0.10	2688.65(12)	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺ , 7/2 ⁺	1/2 ⁻	2687.6	0.0	⁹³ Y
2806.8(4)	97	0.03	2805.9(10)	(2, 3, 4) ⁺	2 ⁺	3724.9	918.8	⁹⁴ Zr
2843.96(6)	1435	0.38	2846.3(3)	(1) ⁻	0 ⁺	2846.3	0.0	⁹⁴ Zr
2896.5(3)	498	0.13	2898.7(6)	(1, 2) ⁺	0 ⁺	4198.8	1300.1	⁹⁴ Zr
2906.5(4)	282	0.08	2908.4(8)	(2) ⁺	0 ⁺	2908.0	0.0	⁹⁴ Zr
3261.6(3)	271	0.072	3264.4(7)					⁹⁴ Zr
3314.8(3)	235	0.063	3318.7(7)	(1, 2, 3) ⁺	2 ⁺	4237.6	918.8	⁹⁴ Zr

Tablica 4.3: Prikaz izmjerenih $E_{\gamma,c}$ i tabličnih energija $E_{\gamma,t}$ identificiranih izotopa u spektru pozadinskog zračenja nakon što je snop ugašen "beam off". Navedene su početne i konačne vrijednosti spinskog stanja i pariteta: $J_{i,f}^{\pi}$, te energije nivoa $E_{i,f}$ (zaokruženo na prvo decimalno mjesto radi preglednosti) i izmjereni intenzitet I_c normiran na najintenzivnije γ -vrhove: $E_{\gamma} = 918.998$ (⁹⁴Zr), $E_{\gamma} = 266.908$ (⁹³Zr), $E_{\gamma} = 590.35$ (⁹³Y), $E_{\gamma} = 351.92$ (raspad koji pripada lancu uranija ²³⁸U i ²³⁵U), $E_{\gamma} = 2612.57$ (raspad koji pripada lancu torija ²³²Th), $E_{\gamma} = 696.35$ (¹⁴⁴Nd), $E_{\gamma} = 1460.816$ (⁴⁰Ar) i $E_{\gamma} = 1425.43$ (⁹⁴Y) keV. Izmjerene energije prikazane su u obliku srednje vrijednosti i pogreške: $\bar{x}(y)$ (y znamenka prve decimale različite od 0 u vrijednosti pogreške Δx).^{[23]–[42]} Neidentificirani γ -vrhovi označeni su oznakom *.

Promatrajući rezultate analize u tablici 4.3, identificirano je najviše energija stabilnog izotopa ⁹⁴Zr, koji nastaje raspadom izotopa ⁹⁴Y s vremenom poluživota 18.7 min. Zbog kratkog vremena života ⁹⁴Rb (2.702 s) i ⁹⁴Sr (75.3 s), nisu opažene γ zrake iz njihovih raspada. Najdominantnije su linije povezane sa stabilnim ⁹⁴Zr. Primjećene su i elektromagnetski prijelazi dugoživućih izotopa ⁹³Y (10.18 h) i ⁹³Zr ($1.61 \cdot 10^6$ god). S obzirom na to da su se događaji počeli skupljati oko 10 minuta nakon ozračivanja mete radioaktivnim snopom ⁹⁴Rb, linije vezane uz kratkoživuće izotope nisu opažene. S druge strane, nisu opažene niti linije vezane uz stabilni ⁹³Nb, koji nastaje β^- raspadom "gotovo" stabilnog ⁹³Zr ($T_{1/2} = 1.6 \cdot 10^9$ god). Uz to, identificirana je i energija prijelaza vezana uz izotop ⁹⁴Y (1427.7 keV), koja je najintenzivnija energija prijelaza u raspadu izotopa ⁹⁴Sr u izotop ⁹⁴Y.



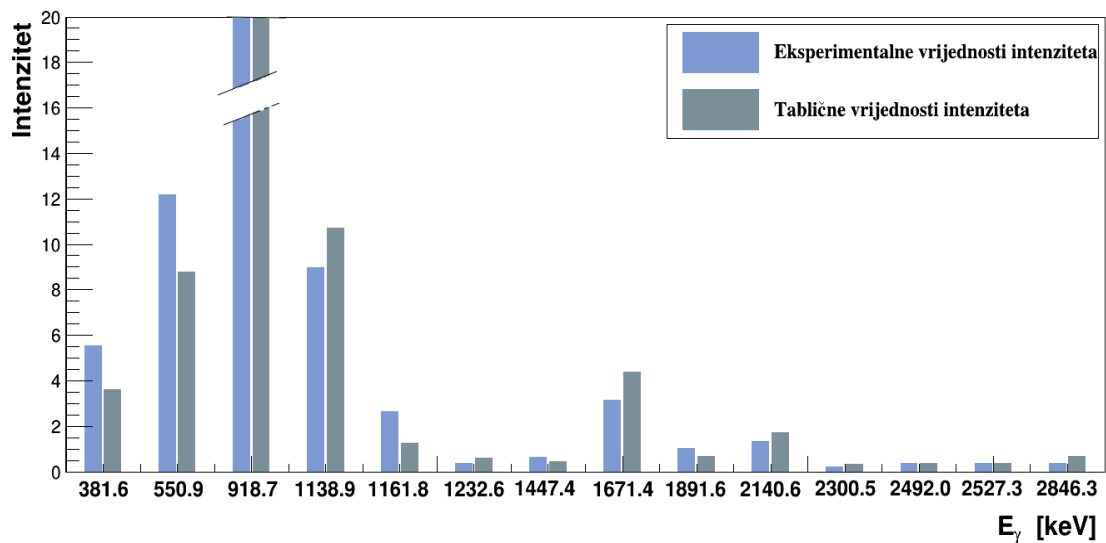




Slika 4.10: Spektar pozadinskog zračenja nakon što je snop ugašen. Radi lakšeg prikaza spektar je razdijeljen na intervale od po 400 keV-a. Plavo označene energije predstavljaju izotope vezane uz prirodnu radioaktivnost, dok se crne oznake odnose na elektromagnetske prijelaze u izotopima nastalim raspadom ^{94}Rb .

Izotopu ^{94}Y , kojemu je vrijeme poluraspada 18.7 min, pridružena je energija 1427.7 keV (prijelaz $1^+ \rightarrow 2^-$). Riječ je o dominantnom prijelazu u β^- raspadu $^{94}\text{Sr} \rightarrow ^{94}\text{Y}$. Ostale grane β^- raspada su intenziteta manjeg od 10 % i baš zato je primjećen samo jedan γ -vrh.

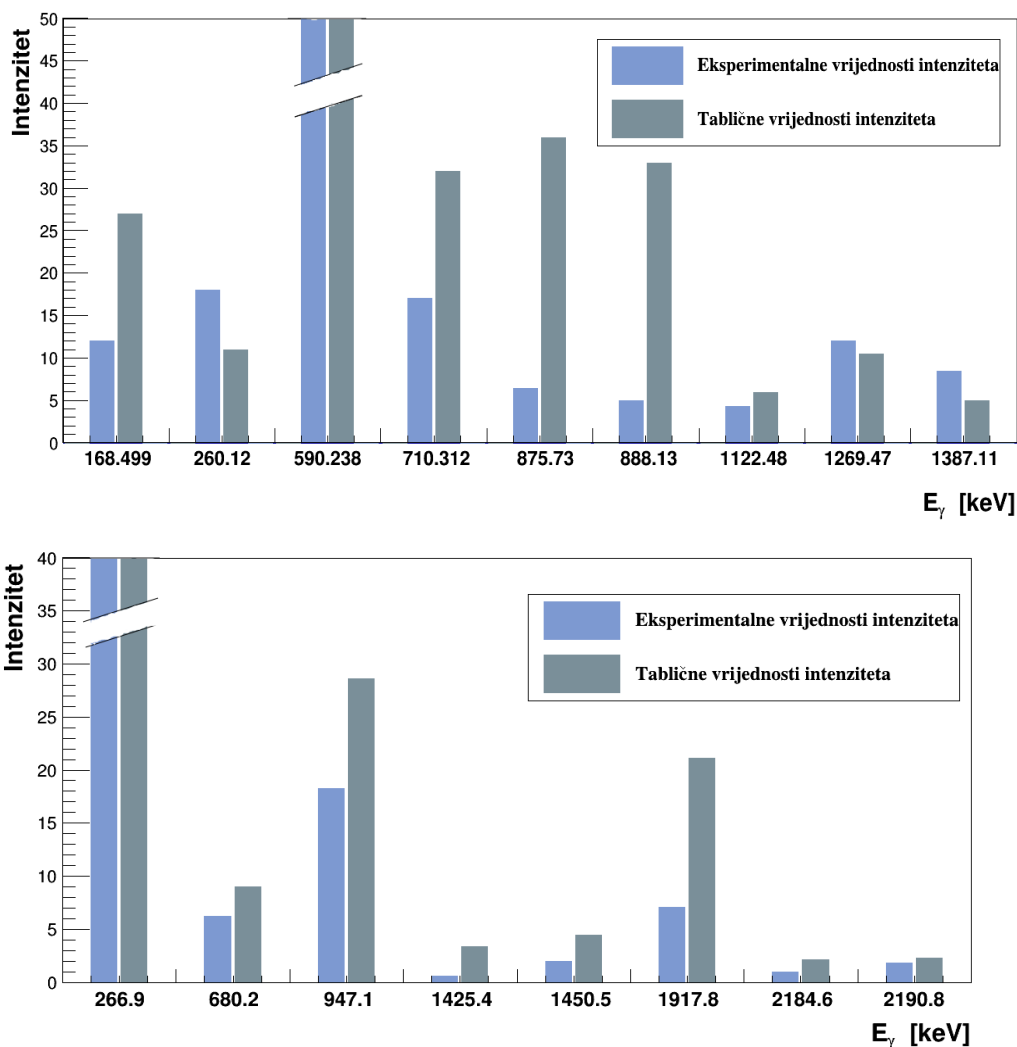
Zbog toga što je izotop ^{94}Zr stabilan te najveći broj opaženih vrhova odgovara upravo elektromagnetskim prijelazima u ^{94}Zr , napravljena je usporedba eksperimentalnih i tabličnih vrijednosti intenziteta u β^- raspadu ^{94}Y na ^{94}Zr . Opaženi su elektromagnetski prijelazi tabličnog intenziteta $> 0.05\%$. Usporedba izmjerenih i tabličnih intenziteta prikazana je na slici 4.11.



Slika 4.11: Usporedba izmjerenih vrijednosti intenziteta s tabličnim vrijednostima intenziteta elektromagnetskih prijelaza ^{94}Zr dobivenih β^- raspadom ^{94}Y , koristeći podatke iz tablice 4.3. Prikazane su energije tabličnih intenziteta većih od 0.3 %. Radi preglednosti, najintenzivniji prijelaz ($E_\gamma = 918.7$, $I_{\text{norm}} = 100$) je nacrtan samo djelomično.

Intenziteti su normirani na najintenzivniju energiju elektromagnetskog prijelaza izotopa ^{94}Zr : $E_{\gamma,c} = 918.998$ keV, odnosno $E_{\gamma,t} = 918.74$ keV. Primjećuju se dobra poklapanja eksperimentalnih i tabličnih intenziteta. Treba napomenuti kako prijelazi 588 keV ($I_{\gamma,t} = 0.3$), 694.7 ($I_{\gamma,t} = 0.34$) i 1904 keV ($I_{\gamma,t} = 0.06$) nisu detektirani iako su tablični intenziteti navedenih prijelaza veći od 0.05 %. γ -vrh energije 588 keV se nalazi u "repu" od mnogo intenzivnijeg γ -vrha energije 590.238 keV (^{93}Y), kao i 694.7 keV, koji se nalazi u "repu" od također mnogo intenzivnijeg γ -vrha energije 696.49 (^{144}Nd). S druge strane, γ -vrh s energijom 1904 keV nije opažen zbog složene pozadine. Za γ -vrhove malih intenziteta, pozadina bitno utječe na njihovo opažanje u spektru.

Zbog većeg broja detektiranih prijelaza, ista usporedba se napravila i s intenzitetima elektromagnetskih prijelaza izotopa ^{93}Y , odnosno ^{93}Zr , dobivenih β^- raspadom ^{93}Sr , odnosno ^{93}Y . Opaženi su prijelazi tabličnog intenziteta većeg od 4.8 % (^{93}Y), odnosno većeg od 0.7 % (^{93}Zr), a na slici 4.12 prikazani su prijelazi tabličnih intenziteta većih od 4 % (^{93}Y), odnosno većih od 2 % (^{93}Zr), radi lakšeg pregleda rezultata. Kao i kod izotopa ^{94}Zr , intenziteti najintenzivnijih prijelaza su "odrezani" u jednom dijelu radi bolje preglednosti manje intenzivnih elektromagnetskih prijelaza.



Slika 4.12: Usporedba eksperimentalnih vrijednosti intenziteta s tabličnim vrijednostima elektromagnetskih prijelaza izotopa ^{93}Y (gore) i ^{93}Zr (dolje), dobivenih β^- raspadom ^{93}Sr , odnosno ^{93}Y , koristeći podatke iz tablice 4.3. Prikazane su energije tabličnih intenziteta većih od 4 % (^{93}Y), odnosno većih od 2 % (^{93}Zr). Radi preglednosti, najintenzivniji prijelaz za ^{93}Y ($E_\gamma = 590.238$, $I_{\text{norm}} = 100$) i ^{93}Zr ($E_\gamma = 266.9$, $I_{\text{norm}} = 100$) je nacrtan samo djelomično.

Kod ^{93}Y i ^{93}Zr se primjećuju blaga odstupanja u izmjernim i tabličnim vrijednostima intenziteta. Kao i kod izotopa ^{94}Zr , utjecaj je imala složena pozadina; u ovom slučaju još više zbog malih vrijednosti intenziteta npr. 168.499 keV, 710.312 keV, 875.73 keV, 947.1 keV i 1917.8 keV. Isto tako, dosta γ -vrhova se nalazi blizu drugih snažnih vrhova, čime dolazi do preklapanja, odnosno do pojave tzv. dvostrukog vrha, npr. kod prijelaza 2184.6 keV i 2190.8 keV. Kod γ -vrhova 888.13 keV, 1425.4 keV i 1450.5 keV dolazi do blagog odstupanja s obzirom da su isti vrhovi pridruženi višestrukim prijelazima. Tako je γ -vrh 888.13 keV pridružen prijelazima 887.5 (^{94}Zr) i 888.13 (^{93}Y) keV; γ -vrh 1425.43 keV pridružen prijelazima 1425.4 (^{93}Zr) i 1427.7 (^{94}Y) keV; te γ -vrh 1449.74 keV pridružen prijelazima 1447.41 (^{94}Zr) i 1450.5 (^{93}Zr) keV. Treba napomenuti da energija 346.49 keV ($I_{\gamma,t} = 4.82$) nije opažena iako su opaženi manje intenzivniji prijelazi izotopa ^{93}Y . Kao i kod izotopa ^{94}Zr , razlog je u složenoj pozadini i relativno malom intenzitetu.

U spektru se pojavljuje i X-zračenje olova, zbog prijelaza elektrona iz višeg energetskeg stanja (ljuska dalje od jezgre) u niže energetske stanje (ljuska bliže jezgri). Razlika između navedenih energetskeg stanja emitira se u obliku X-zraka, koje su vidljive u oba spektra pozadinskog zračenja.

Osim izotopa dobivenih raspadom ^{94}Rb , identificirani su prijelazi koji su povezani s izotopima prirodne radioaktivnosti. Najviše prijelaza opaženo je u izotopu ^{214}Po , čije je vrijeme poluživota 164.3 μs . Potrebno je uspoređivati vremena poluraspada prijašnjih izotopa u lancu (u slučaju ^{214}Po je riječ o ^{214}Bi , ^{214}Pb pa sve do ^{238}U).

Uspoređuju se izotopi ^{238}U i ^{234}U , čija su vremena poluživota jednaka $4.468 \cdot 10^9$ god, odnosno $2.455 \cdot 10^6$ god. Usporedbom dva navedena izotopa, prepoznaje se poseban slučaj izraza 2.7, odnosno stanje sekularne ravnoteže za koji vrijedi $\lambda_1 \ll \lambda_2$ ($1 \rightarrow$ jezgra-roditelj, $2 \rightarrow$ jezgra-kći). U ovom slučaju vrijedi:

$$T_{1/2}(^{238}\text{U}) \gg T_{1/2}(^{234}\text{U}),$$

odnosno, koristeći izraz 2.4, slijedi:

$$\lambda(^{238}\text{U}) \ll \lambda(^{234}\text{U}),$$

što je uvjet sekularne ravnoteže. Uz uvjet $t \gg T_{1/2}(^{238}\text{U})$, gdje je t vrijeme nastanka

Zemlje, odnosno početka raspada izotopa ^{238}U , slijedi:

$$\frac{A(^{234}\text{U})}{A(^{238}\text{U})} \approx 1.$$

Iz posljednjeg izraza i izraza 2.6, slijedi:

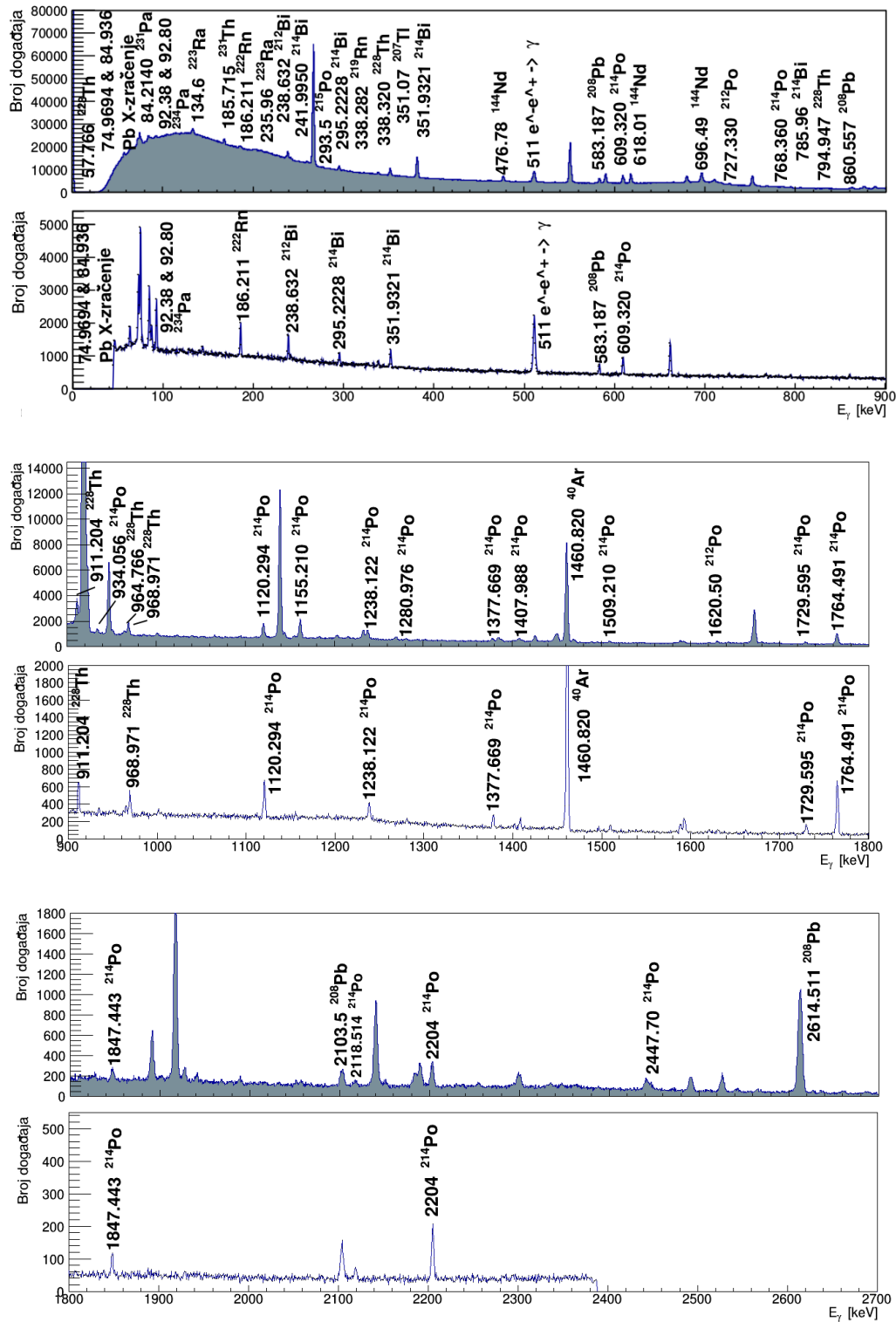
$$\frac{N(^{238}\text{U})}{T_{1/2}(^{238}\text{U})} = \frac{N(^{234}\text{U})}{T_{1/2}(^{234}\text{U})},$$

što vrijedi i za ostale izotope u raspadu. Za veliku vrijednost vremena poluraspada očekuje se manji broj izotopa, a time i intenzitet te obrnuto. Zato se može objasniti detekcija elektromagnetskih prijelaza izotopa koji imaju manje vrijeme poluživota, kao npr. ^{234}Pa (o.s. 6.70 h), ^{222}Rn (3.8235 d), ^{214}Bi (19.9 min), ^{214}Po (164.3 μs) i drugih izotopa koji pripadaju lancima raspada ^{235}U i ^{232}Th .

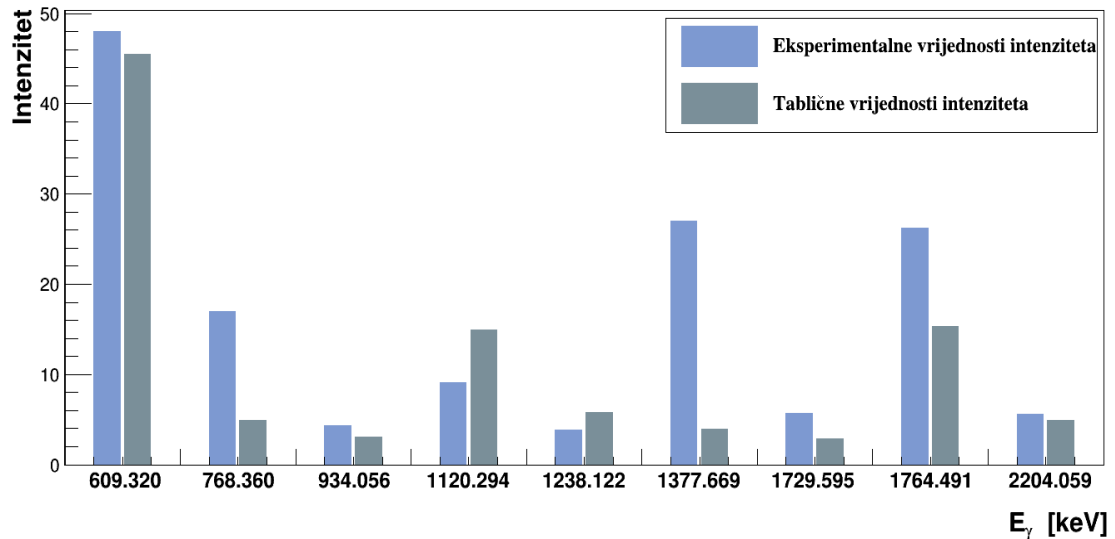
Na slici 4.13 prikazana je usporedba identificiranih izotopa prirodne radioaktivnosti prilikom mjerenja na postrojenju ISOLDE, CERN spektrometrom Miniball u slučaju nakon što se snop ^{94}Rb isključio (događaji su se počeli skupljati oko 10 minuta nakon isključenja snopa) i mjerenja radioaktivnosti izotopa ^{137}Cs ($E_{\gamma,c} = 661.659 \text{ keV}$) u Zagrebu^l uz upotrebu jednog Ge detektora kroz nekoliko dana. U oba slučaja su identificirani isti izotopi, odnosno oni koji imaju manje vrijeme poluraspada. Treba napomenuti kako je u postrojenju ISOLDE, CERN opažen veći broj elektromagnetskih prijelaza, što se može objasniti bitno boljom efikasnošću detektora.

Treba napomenuti kako je u spektru pozadinskog zračenja u slučaju nakon što se snop isključio opažen izotop ^{144}Nd dobiven raspadom izotopa ^{144}Pm . Kod izotopa uranija ^{238}U vjerojatnost pojave spontane nuklearne fisije je $5.4 \cdot 10^{-5} \%$ po raspadu. U našem spektru detektirana su tri najintenzivnija γ -vrha u raspadu $^{144}\text{Pm} \rightarrow ^{144}\text{Nd}$: 476.78, 618.01 i 696.49 keV.

S obzirom na to da je zamijećen veći broj elektromagnetskih prijelaza u ^{214}Po , napravila se ista usporedba eksperimentalnih i tabličnih intenziteta elektromagnetskih prijelaza u ^{214}Po dobivenog β^- raspadom ^{214}Bi i α raspadom ^{218}Rn . Opažene su energije tabličnog intenziteta većeg od 1.1 %, a na slici 4.14 prikazane su energije tabličnih intenziteta većih od 2.5 %, radi lakšeg pregleda rezultata.



Slika 4.13: Usporedba prirodne radioaktivnosti na postrojenju ISOLDE, CERN i Zagreba. Korišteni su spektar pozadinskog zračenja nakon što se snop isključio pri reakciji $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ (gornji red) i spektar pozadinskog zračenja pri mjerenju radioaktivnosti ^{137}Cs ^[39] (donji red), gdje je identificirana tablična energija od 661.659 keV-a. Radi lakšeg prikaza spektar je razdijeljen na 3 dijela po energijama od 900 keV-a. Prikazane su tablične vrijednosti energija prijelaza identificiranih izotopa.

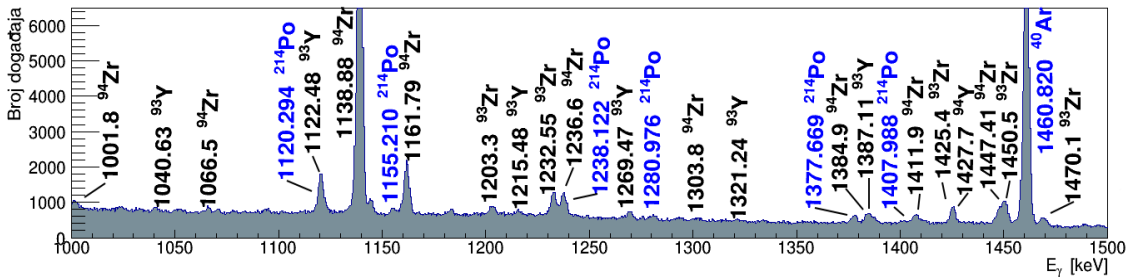
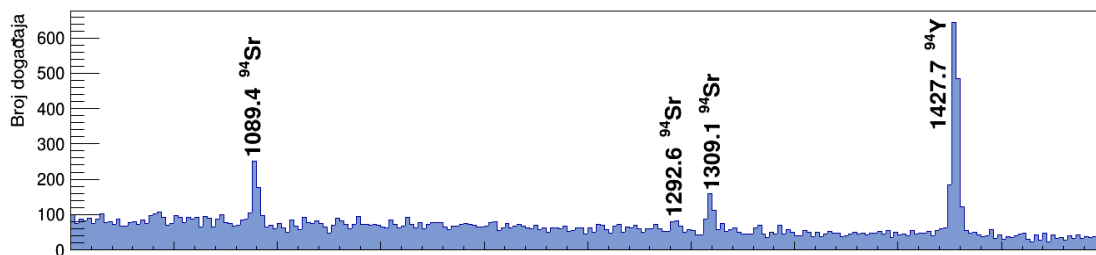
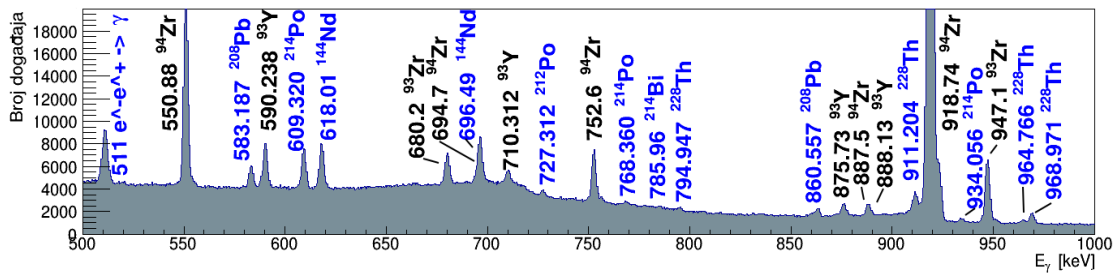
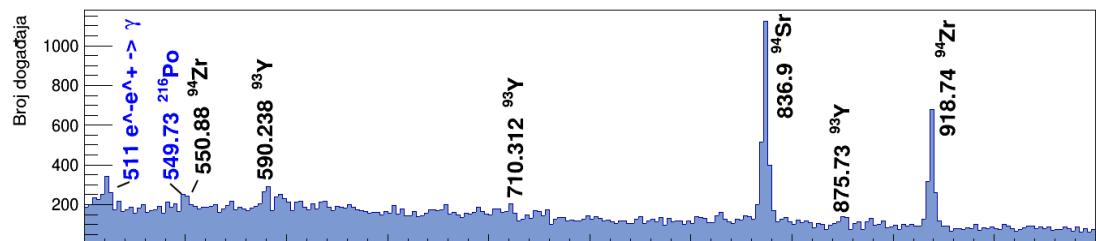
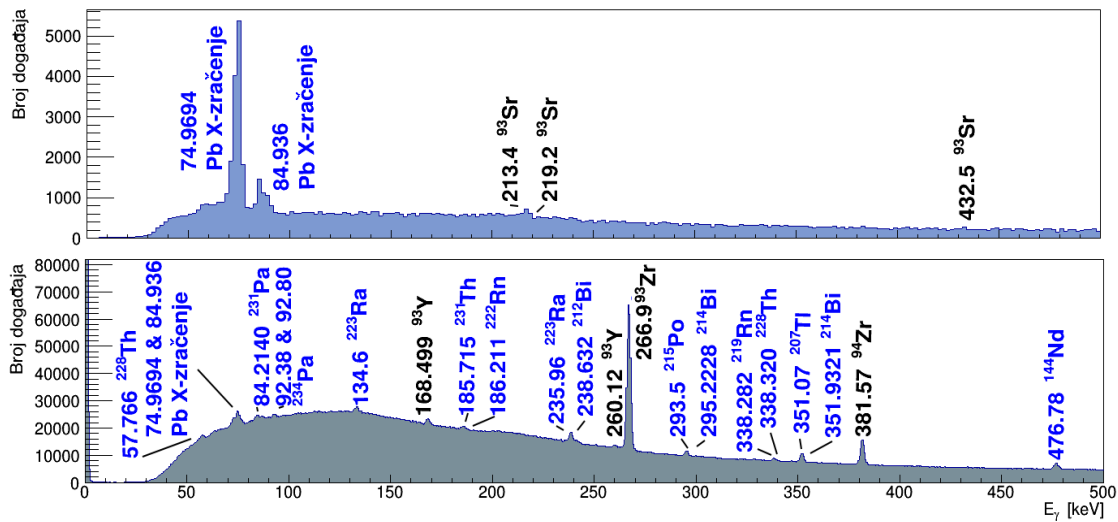


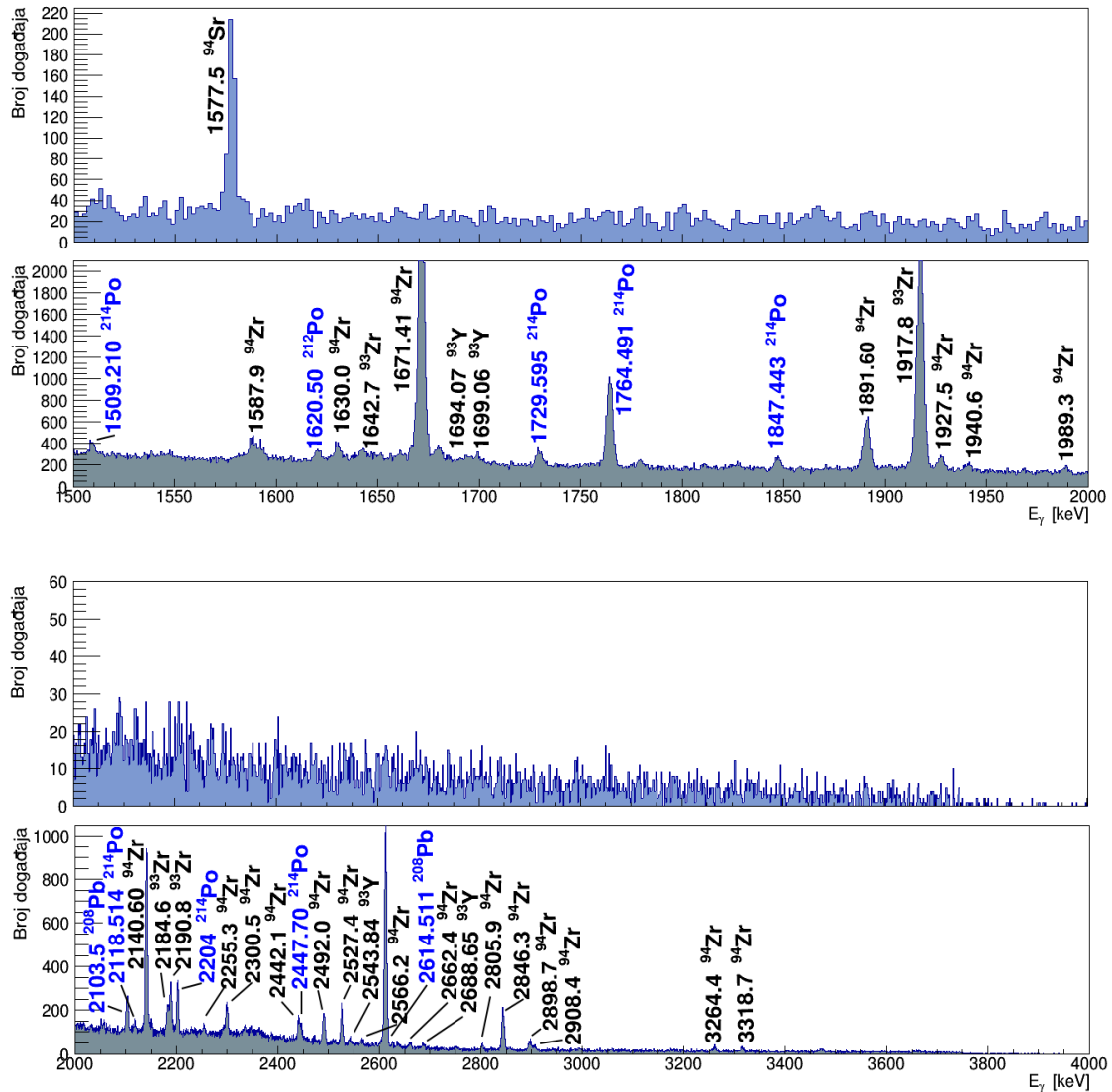
Slika 4.14: Usporedba eksperimentalnih vrijednosti intenziteta s tabličnim vrijednostima intenziteta elektromagnetkih prijelaza u ^{214}Po dobivenih β^- raspadom ^{214}Bi i α raspadom ^{218}Rn , koristeći podatke iz tablice 4.3. Prikazane su energije tabličnih intenziteta većih od 2.5 %.

Kao i kod izotopa ^{93}Y i ^{93}Zr , dolazi do blagog odstupanja u vrijednostima eksperimentalnih i tabličnih intenziteta. Zbog složene pozadine, dolazi do odstupanja u vrijednostima intenziteta kod prijelaza: 768.360 keV i 1377.669 keV. Tablične energije 1120.294 keV, odnosno 1238.122 keV pridružene su γ -vrhovima 1120.47 keV, odnosno 1237.83 keV. Njima su se bile pridružile energije prijelaza drugih izotopa 1122.48 keV (^{93}Y), odnosno 1236.6 keV (^{94}Zr).

Usporedba spektara pozadinskog zračenja

Kako bi analiza pozadinskog zračenja bila što detaljnija, potrebno je identificirati kratkoživuće i dugoživuće izotope pozadinskog zračenja, zbog čega se analizi pristupilo na dva različita načina: skupljanjem događaja nakon što se meta ozračila radioaktivnim snopom i proučavanjem spektra uzimajući u obzir vrijeme interakcije ($2 \mu\text{s}$). Na slici 4.15 prikazana je usporedba spektara pozadinskog zračenja s označenim tabličnim energijama identificiranih izotopa.





Slika 4.15: Usporedba spektra pozadinskog zračenja kada je snop uključen (gornji red) sa spektrom pozadinskog zračenja nakon što se snop isključio (donji red). Radi lakšeg prikaza spektar je razdijeljen na 4 dijela po energijama od 500 keV-a te jedan spektar u rasponu energija od 2000 keV-a do 4000 keV-a. Plavo označene energije predstavljaju izotope vezane uz prirodnu radioaktivnost, dok se crne oznake odnose na elektromagnetske prijelaze u izotopima nastalim raspadom ⁹⁴Rb. Prikazane su tablične vrijednosti energija identificiranih γ -vrhova.

Izotopi ⁹⁴Sr i ⁹³Sr dominiraju u spektru pozadinskog zračenja u slučaju kada je snop uključen. Navedeni izotopi imaju male vrijednosti vremena poluraspada: 75.3 s, odnosno 7.43 min. No kako je snop uključen, uvijek dolazi novi ⁹⁴Rb, čijim raspadom nastaju navedeni izotopi. Zbog vremenskog uvijeta ($\Delta t > 1.8 \mu s$) energije prijelaza navedenih izotopa su vidljive. S druge strane, u spektru pozadinskog zračenja nakon što se snop isključio, nisu zamijećene energije vrlo kratkoživućih izotopa ⁹⁴Sr i ⁹³Sr.

Snop ^{94}Rb je isključen i time ne dolazi novi ^{94}Rb koji bi se mogao raspasti. Isto tako, zbog male vrijednosti vremena poluraspada, navedeni izotopi se brzo raspadnu, a spektrom dominiraju linije dugoživućih izotopa kao što su ^{94}Zr , ^{93}Y i ^{93}Zr .

Promatajući dugoživuće izotope, opažen je veći broj detektiranih γ zraka u slučaju nakon što se snop isključio. Kao što je već rečeno, dugoživući izotopi dominiraju spektrom zbog dužeg vremena poluživota i puno kraćeg vremena poluživota izotopa čijim raspadom nastaju. Ipak su vidljivi i u spektru kada je snop uključen. Najintenzivnije linije, kao npr. 1427.7 keV izotopa ^{94}Y , vidljive su u oba spektra.

4.4 Elektromagnetski prijelazi u jezgrama oko ^{94}Rb i ^{208}Pb

γ spektar (slika 4.2) dobije se projekcijom na y-os (slika 4.1) uz uvjet za x-os: $\Delta t = [-18, -4] \cdot 25$ ns, dakle područje promptnog vrha. S obzirom na to da su γ zrake emitirane iz produkata reakcije koji se gibaju, potrebno je napraviti Dopplerovu korekciju na energiju emitirane zrake. Po izrazu 4.1, iz podataka o brzini nastale ili raspršene čestice v te kuta između osi simetrije kristala u detektoru i vektora brzine θ , dobije se korigirana energija. Dopplerova korekcija je zavisila o uvjetima na čestični CD detektor uz pomoć kojeg se razdvaja kinematika lakog i teškog fragmenta reakcije. Nakon uvrštavanja podataka o izračunatim brzinama lakog i teškog fragmenta reakcije, mogla se napraviti identifikacija γ -vrhova, koja je provedena na način da su se uspoređivale eksperimentalne energije s tabličnim energijama.

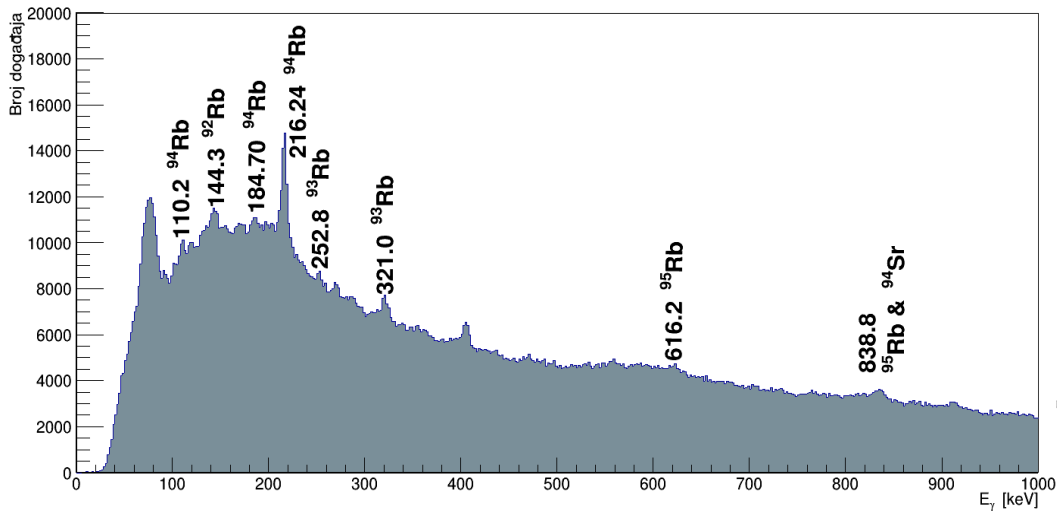
4.4.1 Laki izotopi oko ^{94}Rb

γ spektar, Doppler korigiran za Rb, prikazan je na slici 4.16. Na slici su označeni naj-snažniji γ -vrhovi, kao i izotop kojem pripadaju, dok su u tablici 4.4 navedene energije elektromagnetskih prijelaza i intenziteti dobiveni prilagodbom funkcija identificiranih γ -vrhova te tablične vrijednosti energija $E_{\gamma,t}$, spina i pariteta $J_{i,f}^{\pi}$ te energija nivoa $E_{i,f}$.

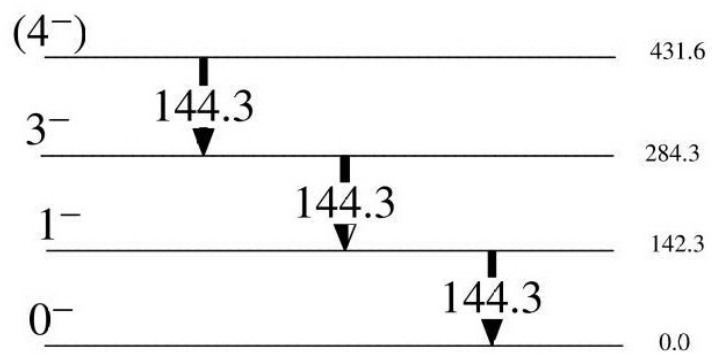
Osim linija koje odgovaraju prijelazima između nisko ležećih stanja ^{94}Rb , identificirani su i elektromagnetski prijelazi iz ^{92}Rb (kanal ogoljivanja dva neutrona, $-2n$), ^{93}Rb ($-1n$), kao i ^{95}Rb (kanal pobiranja jednog neutrona, $+1n$). Kod kanala prijenosa protona, opažen je samo kanal pobiranja jednog protona, ^{94}Sr ($+1p-1n$). Identificirani elektromagnetski prijelazi za svaki izotop složeni su u skice nivoa prikazane na slici 4.17, napravljene pomoću programskog paketa RadWare05^[40].

$E_{\gamma,c}$	I_c	$E_{\gamma,t}$	J_i^π	J_f^π	E_i^π	E_f^π	Izotop
110.2(3)	4016	111.1	(5 ⁻)	(4 ⁻)	328.3	217.3	⁹⁴ Rb
144.3(6)	6435	142.307(6)	1 ⁻	0 ⁻	142.3	0.0	⁹² Rb
144.3(6)	6435	142.0(2)	3 ⁻	1 ⁻	284.3	142.3	⁹² Rb
144.3(6)	6435	146.3(1)	(4 ⁻)	3 ⁻	431.6	284.3	⁹² Rb
184.70(10)	4948	186.320(7)			190.9	4.5	⁹⁴ Rb
216.24(7)	13642	217.2	(4 ⁻)	3 ⁽⁻⁾	217.3	0.0	⁹⁴ Rb
216.24(7)	13642	219.466(52)			223.8	4.5	⁹⁴ Rb
252.8(3)	3442	253.42(5)	3/2 ⁻ , 5/2 ⁻	5/2 ⁻	253.4	0.0	⁹³ Rb
321.0(4)	4912	323.89(5)	3/2 ⁻ , 5/2 ⁻	5/2 ⁻	324.0	0.0	⁹³ Rb
616.2(6)	1597	618.0(7)			810.0	192.0	⁹⁵ Rb
838.8(8)	2436	835.0(7)		5/2 ⁻	835.0	0.0	⁹⁵ Rb
838.8(8)	2436	836.9(1)	2 ⁺	0 ⁺	836.9	0.0	⁹⁴ Sr

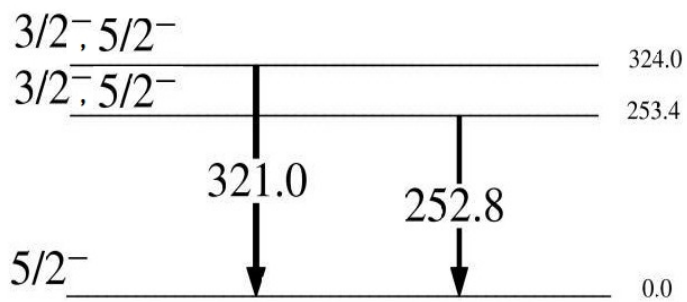
Tablica 4.4: Prikaz izmjerenih $E_{\gamma,c}$ i tabličnih energija $E_{\gamma,t}$ elektromagnetskih prijelaza u γ spektru za promptni vrh ($\Delta t = [-12, -4] \cdot 25$ ns), koji je Doppler korigiran za laki fragment uzimajući u obzir proračunatu brzinu za ⁹⁴Rb. Dodatno je stavljen uvjet na čestični detektor CD na područje koje odgovara detekciji lakog fragmenta reakcije. Navedene su početne i konačne vrijednosti spinskog stanja i pariteta: $J_{i,f}^\pi$, te energija nivoa $E_{i,f}$ (zaokruženo na prvo decimalno mjesto radi preglednosti) i izmjereni intenzitet I_c . Energije su prikazane u obliku srednje vrijednosti i pogreške: $\bar{x}(y)$, gdje je y znamenka prve decimale različite od 0 u vrijednosti pogreške Δx .^{[21],[45]–[48]}.



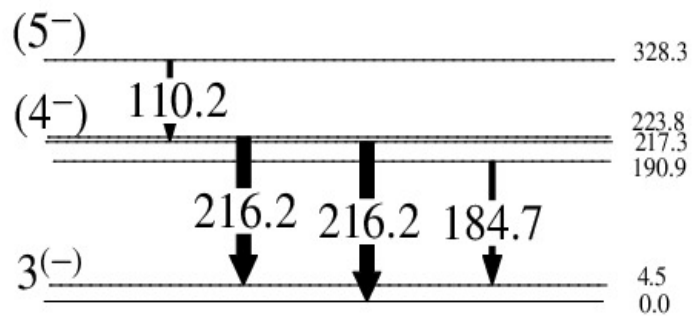
Slika 4.16: γ spektar Doppler korigiran za Rb. Prikazane su energije dobivene prilagodbom Gaussove funkcije s pridruženim izotopima. Identificirane su samo energije vrhova do 1000 keV, stoga je spektar prikazan samo do 1000 keV-a.



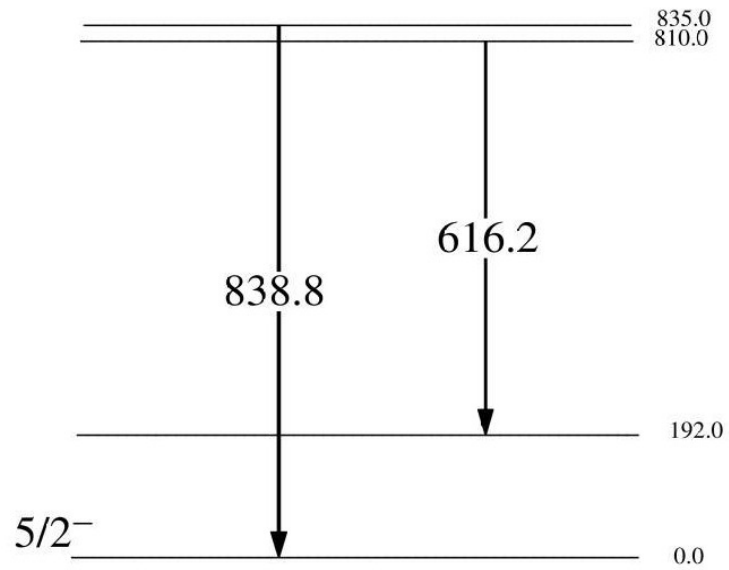
^{92}Rb



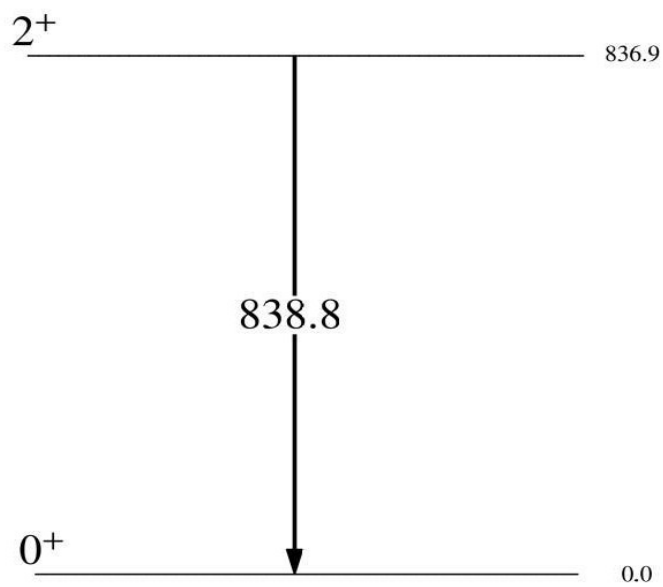
^{93}Rb



^{94}Rb



^{95}Rb



^{94}Sr

Slika 4.17: Prikaz energijskih nivoa i elektromagnetskih prijelaza lakšeg partnera reakcije $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$.

Izotopu ^{92}Rb pridružen je γ -vrh 144.3 keV. Zbog velike vrijednosti intenziteta navedenog vrha, pridružile su mu se tri tablične energije koje odgovaraju elektromagnetskim prijelazima u energetske nivou izotopa ^{92}Rb . Time se prepoznaje grana raspada:

- $431.6((4^-)) \xrightarrow{146.3} 284.3(3^-) \xrightarrow{142.0} 142.3(1^-) \xrightarrow{142.307} 0.0(0^-)$,

gdje su navedeni energije, spinovi i pariteti pojedinog stanja. Iznad strelica su navedene tablične energije elektromagnetskih prijelaza. Prijelazi iz viših nivoa nisu detektirani, kao ni iz stanja 316.73 $((1, 2^-))$ i 333.42 $((1, 2^-))$, kod kojih su poznate energije prijelaza u osnovno energetske stanje $(5/2^-)$.

Izotopu ^{93}Rb pridružena su dva γ -vrha: 252.8 keV i 321.0 keV, koja su povezana sa stanjima koja se raspadaju u osnovno stanje:

- $253.4(3/2^-, 5/2^-) \xrightarrow{253.42} 0.0(5/2^-)$,
- $324.0(3/2^-, 5/2^-) \xrightarrow{323.89} 0.0(5/2^-)$.

Niti u ovom slučaju nismo opazili elektromagnetski prijelaz iz viših stanja, kao ni stanje 266.8 $(1/2^-, 3/2^-, 5/2^-)$, iz kojeg postoji prijelaz 266.83 keV. Za stanje na 324.0 keV nisu opažene slabije grane raspada ($E_\gamma = 57.11$ i $E_\gamma = 70.57$ keV, $I < 10\%$).

Izotopu ^{94}Rb pridružena su tri γ -vrha: 110.2 keV, 184.70 keV i 216.24 keV. Primjećene su četiri grane raspada:

- $190.9 \xrightarrow{186.320} 4.5(3^-)$,
- $217.3((4^-)) \xrightarrow{217.2} 0.0$,
- $223.8 \xrightarrow{219.466} 4.5(3^-)$,
- $328.3((5^-)) \xrightarrow{111.1} 217.3((4^-))$.

S nivoa 190.9 keV nije opažen slabo intenzivni elektromagnetski prijelaz 191.5 keV (prijelaz u osnovno stanje). Također nije detektirana energija fotona 288.175 keV (prijelaz $292.7 \rightarrow 4.5$), kao ni γ zraka energije 328.4 keV (prijelaz $328.3 \rightarrow 0.0$).

Isto tako treba napomenuti da je vrh na 217.0 keV opažen i u spektru u kojem je snop bio isključen, tako da dio intenziteta ovog vrha može doći i iz β^-n raspada $^{94}\text{Rb} \rightarrow ^{93}\text{Sr}$ ($E_\gamma = 213.4$ keV i 219.2 keV).

Izotopu ^{95}Rb pridružena su dva γ -vrha: 616.2 keV i 838.8 keV. Primjećene su dvije grane raspada:

- $810.0 \xrightarrow{618.0} 192.0$,
- $835.0 \xrightarrow{835.0} 0.0(5/2^-)$.

S nivoa 810.0 keV nije detektiran manje intenzivan prijelaz 810.0 keV (prijelaz u osnovno stanje), dok s nivoa 835.0 nije detektiran manje intenzivan prijelaz $E_\gamma = 25$ keV. Također, nije detektiran prijelaz $192.0 \text{ keV} \rightarrow 0.0$ s energijom emitiranog fotona 192.0 keV. Treba napomenuti kako se je γ -vrhu 838.8 pridružio i prijelaz koji odgovara izotopu ^{94}Sr :

- $836.9(2^+) \xrightarrow{836.9} 0.0(0^+)$.

Razlučivost energije u dva intenzivna γ -vrha ($E_\gamma = 321.0$ keV, odnosno $E_\gamma = 838.8$ keV) iznosi 1.7 %, odnosno 1.4 %, što je i u skladu sa očekivanim ponašanjem^[12]. Nastavak analize trostrukih koincidencija fragmenat- γ - γ , pomoći će u preciznijem uspoređivanju kaskada raspada, kao npr. u slučaju ^{92}Rb . Trostruke koincidencije mogu pomoći i u razlučivanju mehanizma, tj. da li je identificirani izotop nastao prijenosom nukleona ili je produkt lanca β raspada ^{94}Rb .

4.4.2 Teški izotopi oko ^{208}Pb

γ spektar, Doppler korigiran za Pb, prikazan je na slici 4.16. Na slici su označeni naj-snažniji γ -vrhovi, kao i izotop kojem pripadaju, dok su u tablici 4.4 navedene energije elektromagnetskih prijelaza i intenziteti dobiveni prilagodbom funkcija identificiranih γ -vrhova te tablične vrijednosti energija $E_{\gamma,t}$, spina i pariteta $J_{i,f}^\pi$ te energija nivoa $E_{i,f}$. Opaženi su izotopi ^{207}Pb , ^{208}Pb i ^{209}Pb , a skice prijelaza su prikazane na slici 4.19.

Izotopu ^{207}Pb pridružen je jedan γ -vrh:

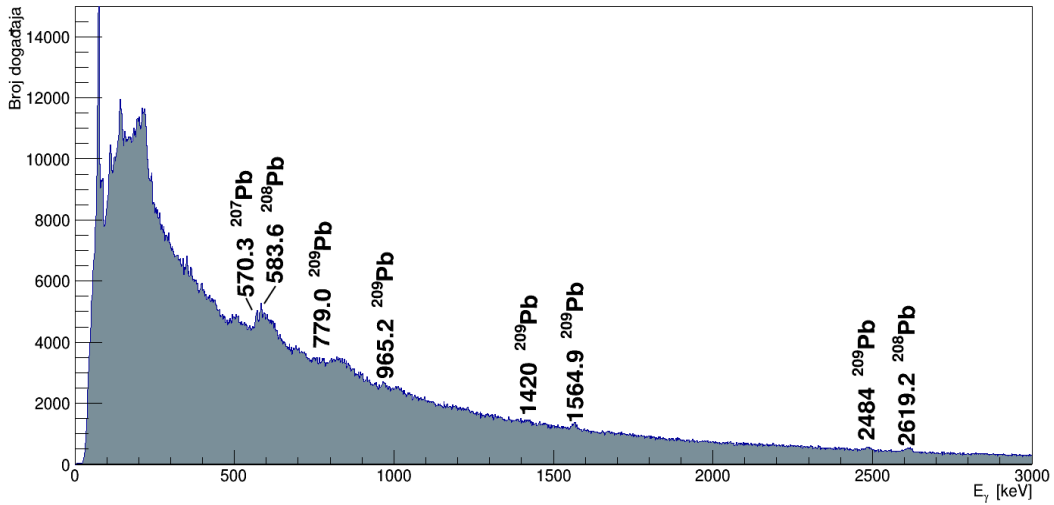
- $569.7(5/2^-) \xrightarrow{569.698} 0.0(1/2^-)$.

Izotopu ^{208}Pb pridružena su dva γ -vrha: 583.6 i 2619.2 keV, koja su pridružena kaskadi raspada stanja 5^- :

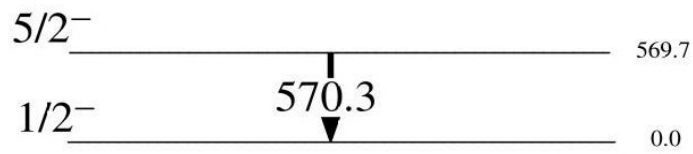
- $3197.7(5^-) \xrightarrow{583.187} 2614.5(3^-) \xrightarrow{2614.511} 0.0(0^+)$.

$E_{\gamma,c}$	I_c	$E_{\gamma,t}$	J_i^π	J_f^π	E_i^π	E_f^π	Izotop
570.3(7)	4460	569.698(2)	$5/2^-$	$1/2^-$	569.7	0.0	^{207}Pb
583.6(6)	3576	583.187(2)	5^-	3^-	3197.7	2614.5	^{208}Pb
779.0(1)	2008	778.87(5)	$11/2^+$	$9/2^+$	778.89	0.0	^{209}Pb
965.2(7)	3347	970.5(5)	$3/2^+$	$5/2^+$	2537.6	1567.1	^{209}Pb
1420(1)	1016	1422.7(1)	$15/2^-$	$9/2^+$	1422.6	0.0	^{209}Pb
1564.9(7)	3330	1567.08(2)	$5/2^+$	$9/2^+$	1567.1	0.0	^{209}Pb
2484(1)	923	2491(1)	$7/2^+$	$9/2^+$	2491.0	0.0	^{209}Pb
2619.2(9)	797	2614.511(10)	3^-	0^+	2614.5	0.0	^{208}Pb

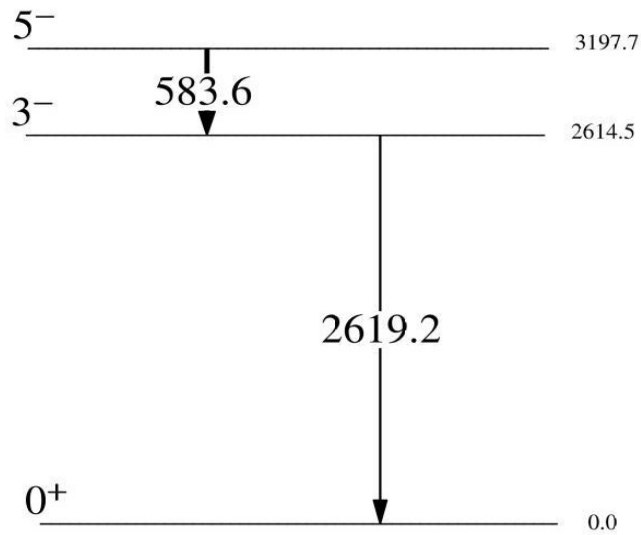
Tablica 4.5: Prikaz izmjerenih $E_{\gamma,c}$ i tabličnih energija $E_{\gamma,t}$ elektromagnetskih prijelaza u γ spektru za promptni vrh ($\Delta t = [-12, -4] \cdot 25$ ns), koji je Doppler korigiran za teški fragment uzimajući u obzir proračunatu brzinu za ^{208}Pb . Dodatno je stavljen uvijet na čestični detektor CD na područje koje odgovara detekciji teškog fragmenta reakcije. Navedene su početne i konačne vrijednosti spinskog stanja i pariteta: $J_{i,f}^\pi$, te energija nivoa $E_{i,f}$ (zaokruženo na prvo decimalno mjesto radi preglednosti) i izmjereni intenzitet I_c . Energije su prikazane u obliku srednje vrijednosti i pogreške: $\bar{x}(y)$, gdje je y znamenka prve decimale različite od 0 u vrijednosti pogreške Δx .^{[42],[49],[50]}



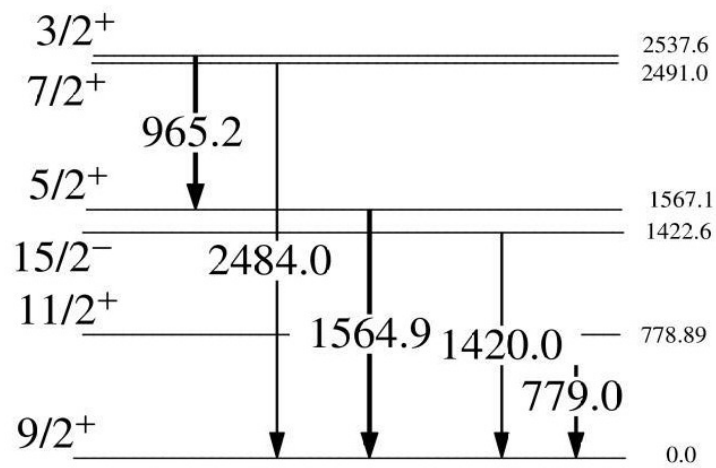
Slika 4.18: γ spektar Doppler korigiran za Pb. Prikazane su energije dobivene prilagodbom Gaussove funkcije s pridruženim izotopima. Identificirane su samo energije vrhova do 3000 keV, stoga je spektar prikazan samo do 3000 keV-a.



^{207}Pb



^{208}Pb



^{209}Pb

Slika 4.19: Prikaz energijskih nivoa i elektromagnetskih prijelaza teškog fragmenta reakcije $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$.

Izotopu ^{209}Pb pridruženo je pet γ -vrhova: 779.0 keV , 965.2 keV, 1420 keV, 1564.9 keV i 2484 keV, koji su poredani u četiri grane raspada:

- $778.89(11/2^+) \xrightarrow{778.87} 0.0(9/2^+)$,
- $1422.6(15/2^-) \xrightarrow{1422.7} 0.0(9/2^+)$,
- $2537.6(3/2^+) \xrightarrow{970.5} 1567.1(5/2^+) \xrightarrow{1567.08} 0.0(9/2^+)$,
- $2491.0(7/2^+) \xrightarrow{2491} 0.0(9/2^+)$.

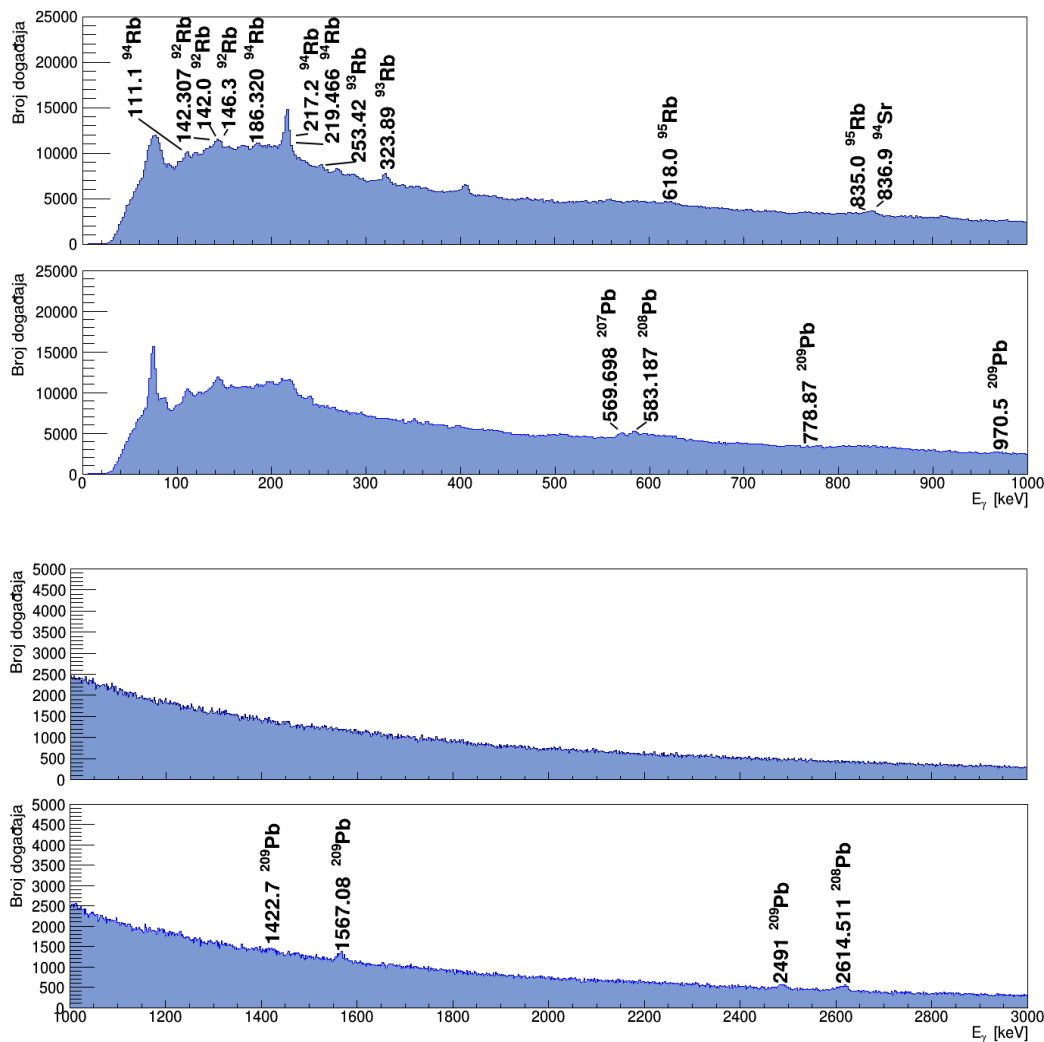
S nivoa $15/2^-$ nije detektiran manje intenzivni elektromagnetski prijelaz $E_\gamma = 643.5$ keV (prijelaz 1422.64 keV \rightarrow 778.89 keV), kao ni kod nivoa $7/2^+$, $E_\gamma = 1712$ keV (prijelaz 2491.0 keV \rightarrow 778.89 keV). Treba napomenuti kako nisu opažene energije koje odgovaraju elektromagnetskim prijelazima s nivoa: 2032.21 ($1/2^+$), 2149.43 ($1/2^-$), 2315.93 ($3/2^-$), 2461.0 ($5/2^-$) i 2524.93 ($1/2, 3/2$).

Razlučivost energije u dva intenzivna γ -vrha ($E_\gamma = 965.2$ keV, odnosno $E_\gamma = 2619.2$ keV) iznosi 0.3%, odnosno 0.1%, što je i u skladu sa očekivanim ponašanjem^[12].

4.5 Reakcije prijenosa nukleona

U ovom poglavlju raspravljat će se o intenzitetima u različitim prepoznatim kanalima prijenosa nukleona. Treba napomenuti da su sve γ zrake o kojima raspravljamo rezultat analize mjerenja s "tankom" metom te da su se promatrale samo koincidencije između fragmenata i jedne detektirane γ zrake u promptnom vrhu. Kako je u prijašnjim poglavljima već navedeno, struja snopa ^{94}Rb bila je znatno manja (oko 2 reda veličine, 10^5 pps) od struje snopa koja je bila planirana u prijedlogu mjerenja ($\sim 10^7$ pps).

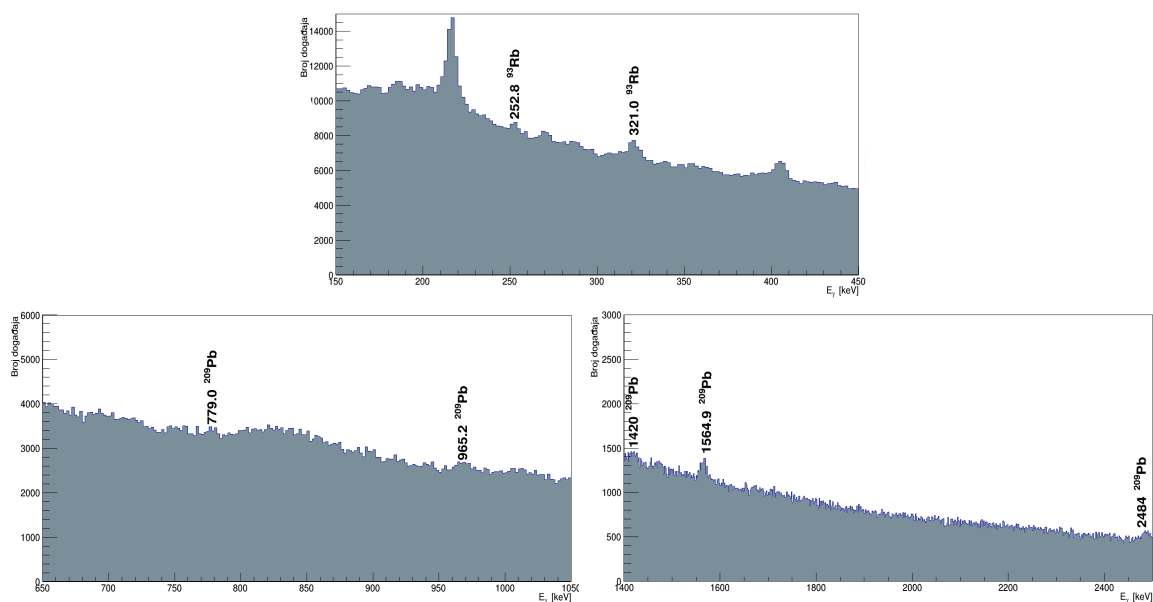
Na slici 4.20 nalazi se usporedba γ spektra za promptne γ zrake, gdje su spektri Doppler korigirani za laki (gornji red) i za teški (donji red) fragment reakcije. Sve identificirane γ zrake nalaze se na dosta složenoj pozadini. Za detaljnije zaključivanje o udarnom presjeku pojedinog kanala prijenosa nukleona, u budućnosti će trebati napraviti dodatne analize (npr. trostruke koincidencije) kao i simulacije pozadine. No na osnovu izvrijednjenih intenziteta prepoznatih γ zraka ipak možemo donijeti niz zanimljivih zaključaka.



Slika 4.20: γ spektar koji odgovara promptnom vrhu i koji je Doppler korigiran za ⁹⁴Rb (gornji red), odnosno ²⁰⁸Pb (donji red). Radi lakšeg prikaza spektar je razdijeljen na 2 dijela. Prikazani su identificirani γ -vrhovi s tabličnim energijama E_γ .

Kao što se i očekuje, najznačajniji su neelastični kanali, dakle kanali u kojima se ili ⁹⁴Rb ili ²⁰⁸Pb nalaze u pobuđenom stanju. U slučaju ²⁰⁸Pb, najznačajnija su pobuđenja stanja negativnog pariteta, 3^- i 5^- . Ista ta stanja su bila snažno pobuđena i u reakcijama sa stabilnim snopovima, kao npr. $^{90}\text{Zr} + ^{208}\text{Pb}^{[51]}$. U slučaju neparo-neparne jezgre ⁹⁴Rb, pobuđeno je niz nisko ležećih stanja, do energije pobuđenja ~ 330 keV.

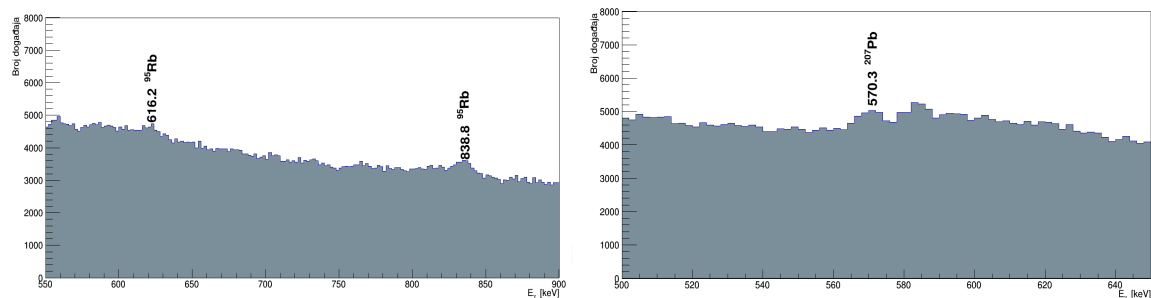
U kanalima prijenosa jednog neutrona, $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{93}\text{Rb} + ^{209}\text{Pb}$, prepoznato je nekoliko elektromagnetskih prijelaza. Usporedni prikaz najzanimljivijih γ zraka ⁹³Rb i ²⁰⁹Pb prikazan je na slici 4.21. Možemo zaključiti da je broj događaja koji je detektiran i pridružen jezgrama ⁹³Rb i ²⁰⁹Pb otprilike podjednak (oko 10000 događaja).



Slika 4.21: Usporedni prikaz (uvećano sa slika 4.16 i 4.18) identificiranih γ -vrhova izotopa ^{93}Rb (gore) i ^{209}Pb (dolje lijevo i dolje desno). Prikazane su energije dobivene prilagodbom Gaussove funkcije.

U kanalima u kojima su dva neutrona prenesena iz Rb u Pb: $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{92}\text{Rb} + ^{210}\text{Pb}$, detektirane su samo γ zrake koje su pridružene ^{92}Rb . Opažena je samo γ zraka energije 144.3 keV, koja je prepoznata kao elektromagnetski prijelaz između stanja $(4^-) \rightarrow 3^- \rightarrow 1^- \rightarrow 0^-$. Ukupni intenzitet ove γ zrake je oko 6500 događaja. Očekivani prijelazi u binarnom partneru reakcije, jezgri ^{210}Pb , neutronske bogatijoj jezgri teškog partnera (u odnosu na početnu jezgru ^{208}Pb), nisu opaženi. Slično kao i u slučaju pobuđenja jezgre ^{208}Pb , očekuje se naj snažnije pobuđenje stanje negativnog pariteta, prije svega prijelaz $3^- \rightarrow 0^-$, s $E_\gamma = 1$ MeV. Pošto je efikasnost γ detektora znatno manja za γ zrake većih energija ovaj prijelaz nije opažen. Nije opažen niti prijelaz $2^+ \rightarrow 0^+$ ($E_\gamma = 800$ keV).

U kanalima u kojima je jedan neutron prenesen iz Pb prema Rb, $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{95}\text{Rb} + ^{207}\text{Pb}$, opaženi su elektromagnetski prijelazi koji pripadaju i ^{95}Rb i njegovom teškom binarnom partneru ^{207}Pb . Usporedni prikaz najzanimljivijih γ zraka ^{93}Rb i ^{209}Pb prikazan je na slici 4.22. Ukupni broj događaja koji se može pridružiti ovom kanalu je oko 5000 događaja, što je znatno manje nego u slučaju kada je jedan neutron prenesen iz Rb prema Pb., tj. kanalu $^{93}\text{Rb} + ^{209}\text{Pb}$. Iz toga možemo zaključiti da je u ovoj reakciji uz upotrebu neutronske bogatog snopa ^{94}Rb , dominantniji prijenos neutrona iz Rb prema Pb, što je upravo i bila osnovna ideja ovog mjerenja.



Slika 4.22: Usporedni prikaz (uvećano sa slika 4.16 i 4.18) identificiranih γ -vrhova izotopa ^{95}Rb (lijevo) i ^{207}Pb (desno). Prikazane su energije dobivene prilagodbom Gaussove funkcije.

Od kanala prijenosa protona, opažen je elektromagnetski prijelaz u izotopu $^{94}_{38}\text{Sr}$ ($^{94}_{38}\text{Sr} = ^{94}_{37}\text{Rb} + 1p - 1n$), dok prijelazi njegovog binarnog partnera $^{208}_{81}\text{Tl}$ nisu opaženi. Upravo ovi kanali, koju pobuđuju neutronske bogate jezgre smještene ispod ^{208}Pb u karti nuklida je vrlo teško proizvesti.

5 Zaključak

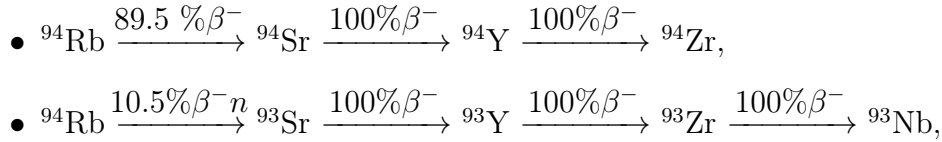
Neutronske bogate teške jezgre su izrazito važne za razumijevanje stvarnog puta odvijanja r-procesa na karti nuklida, koji je odgovoran za sintezu teških elemenata. Mnoge od tih jezgri trenutno nisu dostupne u zemaljskim laboratorijima, stoga se proučavaju različiti mehanizmi raspada u blizini neutronske magične brojeva, gdje put r-procesa dolazi najbliže β stabilnosti.

Reakcije prijenosa nukleona predstavljaju jedan od mogućih mehanizama za proizvodnju teških neutronske bogatih jezgara, pogotovo oko magičnog broja $N = 126$. Bombardiranjem teške mete neutronske bogatom jezgrom, lakšom od mete, između ostalih kanala prijenosa nukleona, dolazi i do prijenosa neutrona s lakšeg prema težem, te prijenosa protona s težeg prema lakšem partneru reakcije, tj. ogoljivanja neutrona i/ili pobiranja protona. Upravo ti kanali omogućavaju dobivanje neutronske bogatih teških jezgri. U eksperimentu predstavljenom u ovom radu proučavala se reakcija prijenosa nukleona u blizini Coulombove barijere, uz upotrebu neutronske bogatog nestabilnog (radioaktivnog) snopa ^{94}Rb i teške mete, ^{208}Pb . Osnovni cilj je bio proizvesti jezgre koje se na karti nuklida nalaze ispod i lijevo od jezgre ^{208}Pb .

Radioaktivni snop ^{94}Rb ubrzan je akcelerskim kompleksom HIE-ISOLDE na CERN-u. Produkti nuklearne reakcije opaženi su čestičnim CD detektorom, a zračenje je detektirano γ -spektrometrom Miniball. Koincidenciju između detektiranih γ zraka i fragmenata reakcije dobili smo stavljanjem vremeskog uvjeta na promptni vrh ($\Delta t = [-18, -4] \cdot 25$ ns). Produkti reakcije emitiraju fotone u letu pri velikim brzinama pa dolazi do Dopplerovog širenja γ -linija. Dopplerovu korekciju ovog proširenja moguće je napraviti ako nam je poznat vektor brzine emitirajućeg objekta. U γ spektrima bez vremeskog uvjeta, bio je primjećen niz uskih linija, dobro definirane energije, koje se protežu kroz vrlo široko područje Δt . Ovakvo ponašanje je sugeriralo da te linije ne pripadaju elektromagnetskim prijelazima iz brzih fragmenata reakcije. Upravo zato se u radu posvetila posebna pažnja detaljnom proučavanju ovih oštih linija.

U ovom radu smo prikazali podatke vezane za elektromagnetske prijelaze iz nuklearne reakcije $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$. Uspoređujući izmjerene elektromagnetske prijelaze i intenzitete s tabličnim vrijednostima prijelaza i intenziteta, koje su navedene u NNDC bazi podataka, γ -vrhovi u spektrima su pridruženi izotopima pozadinskog zračenja i produktima nuklearne reakcije.

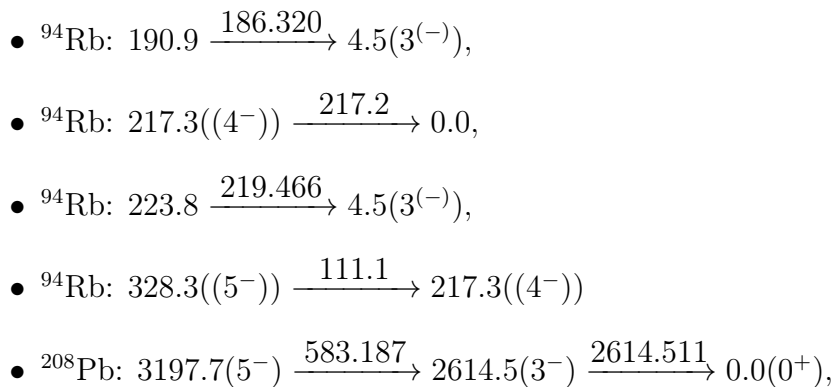
To pozadinsko zračenje se proučavalo u slučaju kada je snop ^{94}Rb uključen (slika 4.3 gore) te nakon što se snop isključio (slika 4.3 dolje). S obzirom na to da je korišten nestabilni snop ^{94}Rb , očekivala se detekcija prijelaza vezanih uz produkte raspada ^{94}Rb , koji ima dvije grane raspada:



gdje su na strelicama prikazane vjerojatnosti i sami raspad. Oznaka β^- odgovara β^- raspadu, a oznaka $\beta^- n$ odgovara istodobnom β^- raspadu s emisijom neutrona. Na spektru u slučaju nakon što se snop isključio, većina identificiranih elektromagnetskih prijelaza vezana je uz stabilni ^{94}Zr , te dugoživuće izotope ^{93}Y ($T_{1/2} = 10.18$ h) i ^{93}Zr ($T_{1/2} = 1.61 \cdot 10^6$ god). S druge strane, na spektru u slučaju kada je snop uključen, većinom su opaženi prijelazi vezani uz kratkoživuće izotope ^{94}Sr ($T_{1/2} = 75.3$ s) i ^{93}Sr ($T_{1/2} = 7.43$ min). Dugoživući izotopi su ipak vidljivi i u spektru kada je snop uključen. Najintenzivnije linije, kao npr. 1427.7 keV izotopa ^{94}Y , vidljive su u oba spektra.

Uz navedene izotope, očekivala se i prisutnost prirodne radioaktivnosti iz okoline, kao što su izotopi ^{214}Po , ^{214}Bi i dr. Naj snažnije linije prirodne radioaktivnosti su identificirane, a spektar je uspoređen sa spektrom mjerenim u Zagrebu.

Nakon toga proučili su se i elektromagnetski prijelazi vezani uz produkte reakcije $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$, uz vremeski uvjet na promptni vrh, i uz Dopplerovu korekciju za laki i teški fragment reakcije. Uspoređujući izmjerene elektromagnetske prijelaze (energije i intenzitete) s tabličnim vrijednostima, γ -vrhovi u spektrima su pridruženi različitim izotopima. Selektiranjem ili lakog ili teškog partnera reakcije u CD detektoru, uz stavljanje vremenskog uvjeta na promptni vrh, moguće je napraviti Doppler korigirane spektre za Rb (slika 4.16) i Pb (slika 4.18). U ovim spektrima prepoznati su prijelazi vezani uz raspršene izotope ^{94}Rb i ^{208}Pb :



gdje su navedeni energije, spinovi i pariteti pojedinog stanja. Iznad strelica su navedene tablične energije elektromagnetskih prijelaza. U spektrima su prepoznate i kaskade raspada lakšeg fragmenta reakcije, kao što su ^{92}Rb i ^{94}Sr :

- ^{92}Rb : $431.6(4^-) \xrightarrow{146.3} 284.3(3^-) \xrightarrow{142.0} 142.3(1^-) \xrightarrow{142.307} 0.0(0^-)$,
- ^{94}Sr : $836.9(2^+) \xrightarrow{836.9} 0.0(0^+)$,

ali nisu opaženi elektromagnetski prijelazi njihovih teških binarnih partnera ^{210}Pb i ^{208}Tl .

Prepoznat je kanal prijenosa jednog neutrona iz Rb prema Pb: $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{93}\text{Rb} + ^{209}\text{Pb}$, s identificiranim granama raspada:

- ^{93}Rb : $253.4(3/2^-, 5/2^-) \xrightarrow{253.42} 0.0(5/2^-)$,
- ^{93}Rb : $324.0(3/2^-, 5/2^-) \xrightarrow{323.89} 0.0(5/2^-)$,
- ^{209}Pb : $778.89(11/2^+) \xrightarrow{778.87} 0.0(9/2^+)$,
- ^{209}Pb : $1422.6(15/2^-) \xrightarrow{1422.7} 0.0(9/2^+)$,
- ^{209}Pb : $2537.6(3/2^+) \xrightarrow{970.5} 1567.1(5/2^+) \xrightarrow{1567.08} 0.0(9/2^+)$,
- ^{209}Pb : $2491.0(7/2^+) \xrightarrow{2491} 0.0(9/2^+)$.

Također, prepoznat je i prijenos neutrona iz Pb prema Rb: $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{95}\text{Rb} + ^{207}\text{Pb}$, s identificiranim granama raspada:

- ^{95}Rb : $810.0 \xrightarrow{618.0} 192.0$,
- ^{95}Rb : $835.0 \xrightarrow{835.0} 0.0(5/2^-)$.
- ^{207}Pb : $569.7(5/2^-) \xrightarrow{569.698} 0.0(1/2^-)$.

Broj događaja vezanih uz prijenos neutrona iz Rb prema Pb je oko 2 puta veći od broja događaja vezanih uz prijenos neutrona iz Pb prema Rb. Iz toga možemo zaključiti da je uz upotrebu neutronske bogatog snopa ^{94}Rb dominantan prijenos neutrona iz Rb prema Pb, te da reakcije prijenosa nukleona na energijama oko Coulombove barijere uz upotrebu radioaktivnih snopova predstavljaju pogodan mehanizam dobivanja neutronske bogatih teških jezgri. Precizno određivanje ukupnog udarnog presjeka u različitim kanalima prijenosa nukleona bi bilo moguće usporedbom s nuklearnim modelima.

Literatura

- [1] D. Kasen, B. Metzger, J. Barnes, E. Quataert, E. Ramirez-Ruiz, *Nature* 551 (2017) 80.
- [2] E. Pian, *et al.*, *Nature* 551 (2017) 67.
- [3] S. Szilner, L. Corradi, S. Beghini, B. R. Behera, E. Fioretto, A. Gadea, F. Haas, A. Latina, G. Montagnoli, F. Scarlassara, A. M. Stefanini, M. Trotta, A. M. Vinodkumar, Y. Wu, *Phys. Rev. C* 71 (2005) 044610.
- [4] R. Broda, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 32 (2006) R151.
- [5] V. Zagrebaev and W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008) 122701.
- [6] L. Corradi, G. Pollarolo, and S. Szilner, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 36 (2009) 113101.
- [7] T. Mijatović, S. Szilner, L. Corradi, D. Montanari, G. Pollarolo, E. Fioretto, A. Goasduff, D. Jelavić Malenica, N. Mărginean, M. Milin, G. Montagnoli, F. Scarlassara, N. Soić, A. M. Stefanini, C. A. Ur, J. J. Valiente-Dobón, *Phys. Rev. C* 94 (2016) 064616.
- [8] F. Galtarossa, L. Corradi, S. Szilner, E. Fioretto, G. Pollarolo, T. Mijatović, D. Montanari, D. Ackermann, D. Bourgin, S. Courtin, G. Fruet, A. Goasduff, J. Grebosz, F. Haas, D. Jelavić Malenica, S. C. Jeong, H. M. Jia, P. R. John, D. Mengoni, M. Milin, G. Montagnoli, F. Scarlassara, N. Skukan, N. Soić, A. M. Stefanini, E. Strano, V. Tokić, C. A. Ur, J. J. Valiente-Dobón, and Y. X. Watanabe, *Phys. Rev. C* 97 (2018) 054606.
- [9] C. H. Dasso, G. Pollarolo, and A. Winther, *Phys. Rev. Lett.* 73 (1994) 1907.
- [10] A. Winther, *Nucl. Phys. A* 594 (1995) 203. program GRAZING,
http://personalpages.to.infn.it/~nanni/grazing
- [11] J. J. Valiente-Dobón, S. Szilner, D. Bazzacco, G. Benzoni, S. Bottoni, A. Blazhev, M. J. G. Borge, A. Bracco, R. Carroll, L. Corradi, F. Crespi, T. Daniel, G. de Angelis, H. Duckwitz, E. Fioretto, F. Flavigny, C. Fransen, A. Gadea, A. Gottardo, R. Gernhäuser, L. Gurgi, M. Huyse, A. Hüyük, A. Illana Sisón, D. Jelavić

- Malenica, P. R. John, A. Jungclaus, Th. Kröll, R. Krücken, S. Lenzi, S. Leoni, S. Lunardi, M. Milin, G. Menegazzo, D. Mengoni, C. Michelagnoli, T. Mijatović, V. Modamio, G. Montagnoli, G. Montanari, D. Montanari, D. Mücher, D. R. Napoli, K. Nowak, R. Orlandi, Z. Patel, R. M. Perez-Vidal, Zs. Podolyak, R. Raabe, G. Randisi, E. Rapisarda, P. Regan, P. Reiter, C. Shand, A. Stefanini, T. Stora, P. Van Duppen, C. A. Ur, D. Voulot, N. Warr, F. K. Wenander, Study of shell evolution around the doubly magic ^{208}Pb via a multinucleon transfer reaction with an unstable beam; Proposal to the ISOLDE and Neutron Time-of-Flight Committee; European Organization for nuclear research; (2013)
- [12] Leo W. R. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments; poglavlje 2.2 Energy Loss of Heavy Charged Particles by Atomic Collisions, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1987)
- [13] Programski paket Root, CERN: Data Analysis Framework, verzija 6.12/06, [http : //root.cern.ch](http://root.cern.ch)
- [14] ISOLDE at CERN, Nuclear Physics News, Vol. 26, No. 4, 2016
- [15] Perspectives of Nuclear Physics in Europe, NuPECC Long Range Plan 2010, [http : //www.nupecc.org](http://www.nupecc.org).
- [16] M. Lindroos M. Review of ISOL-type radioactive beam facilities; Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland
- [17] ISOLDE web stranica o spektrometru MINIBALL: [http : //isolde.web.cern.ch/experiments/miniball](http://isolde.web.cern.ch/experiments/miniball)
- [18] N. Warr *et al.*, Eur. Phys. J. A 49 (2013) 40.
- [19] NNDC baza: [https : //www.nndc.bnl.gov/chart/](https://www.nndc.bnl.gov/chart/)
- [20] S.- c. Wu, $\gamma(^{216}\text{Po})$, Nuclear Data Sheets 108, 1057(2007)
- [21] A. Negret, A. A. Sonzogni $\gamma(^{94}\text{Sr})$, Evaluated Nuclear Structure Data File(2011), [https : //www.nndc.bnl.gov/ensdf/DataSetFetchServlet](https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/DataSetFetchServlet)
- [22] C. M. Baglin, $\gamma(^{93}\text{Sr})$, Nuclear Data Sheets 112, 1163(2011)

- [23] Tablica vrijednosti energija emisijskih linija X-zračenja;
<http://www.med.harvard.edu/jpnm/physics/refs/xrayemis.html>
- [24] D. Abriola, A. A. Sonzogni, $\gamma(^{94}\text{Y})$, Nuclear Data Sheets 107, 2423 (2006)
- [25] C. M. Baglin, $\gamma(^{93}\text{Y})$, Nuclear Data Sheets 112, 1163 (2011)
- [26] D. Abriola, A. A. Sonzogni $\gamma(^{94}\text{Zr})$, Nuclear Data Sheets 107, 2423 (2006)
- [27] C. M. Baglin, $\gamma(^{93}\text{Zr})$, Nuclear Data Sheets 112, 1163 (2011)
- [28] K. Abusaleem, $\gamma(^{228}\text{Th})$, Nuclear Data Sheets 116, 163 (2014)
- [29] E. Browne, J. K. Tuli, $\gamma(^{234}\text{Pa})$, Nuclear Data Sheets 108, 681 (2007)
- [30] E. Browne, $\gamma(^{223}\text{Ra})$, Nuclear Data Sheets 93, 846 (2001)
- [31] E. Browne, J. K. Tuli, $\gamma(^{231}\text{Th})$, Nuclear Data Sheets 114, 751 (2013)
- [32] S. Singh, A. k. Jain, J. K. Tuli, $\gamma(^{222}\text{Rn})$, Nuclear Data Sheets 112, 2851 (2011)
- [33] E. Browne, $\gamma(^{212}\text{Bi})$, Nuclear Data Sheets 104, 427 (2005)
- [34] S.- c. Wu, $\gamma(^{214}\text{Bi})$, Nuclear Data Sheets 110, 681 (2009)
- [35] $\gamma(^{215}\text{Po})$, Nuclear Data Sheets 114, 2023 (2013)
- [36] E. Browne, $\gamma(^{219}\text{Rn})$, Nuclear Data Sheets 93, 802 (2001)
- [37] F. G. Kondev, S. Lalkovski, $\gamma(^{207}\text{Tl})$, Nuclear Data Sheets 112, 707 (2011)
- [38] A. A. Sonzogni, $\gamma(^{144}\text{Nd})$, Nuclear Data Sheets 93, 599 (2001)
- [39] S.- c. Wu, $\gamma(^{214}\text{Po})$, Nuclear Data Sheets 110, 681 (2009)
- [40] E. Browne, $\gamma(^{212}\text{Po})$, Nuclear Data Sheets 104, 427 (2005)
- [41] J. Chen, $\gamma(^{40}\text{Ar})$, Nuclear Data Sheets 140, 1 (2017)
- [42] M. J. Martin, $\gamma(^{208}\text{Pb})$, Nuclear Data Sheets 108, 1583 (2007)
- [43] M. Uroić , private communication, Rezultati mjerenja radioaktivnosti ^{137}Cs , Zagreb

- [44] Programski paket RadWare05: David Radford's Data Analysis Software; rw05.2.tgz, <https://radware.phy.ornl.gov/download.html>
- [45] A. Negret, Sonzogni, $\gamma(^{94}\text{Rb})$, Evaluated Nuclear Structure Data File (2011), <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/DataSetFetchServlet>
- [46] C. M. Baglin, $\gamma(^{92}\text{Rb})$, Nuclear Data Sheets 113, 2187 (2012)
- [47] C. M. Baglin, $\gamma(^{93}\text{Rb})$, Nuclear Data Sheets 112, 1163 (2011)
- [48] S. K. Basu, G. Mukherjee, A. A. Sonzogni, $\gamma(^{95}\text{Rb})$, Nuclear Data Sheets 111, 2555 (2010)
- [49] F. G. Kondev, S. Lalkovski, $\gamma(^{207}\text{Pb})$, Nuclear Data Sheets 112, 707 (2011)
- [50] F. G. Kondev, $\gamma(^{209}\text{Pb})$, Evaluated Nuclear Structure Data File (2015), <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/DataSetFetchServlet>
- [51] M. Varga Pajtler, S. Szilner L. Corradi G. de Angelis, E. Fioretto, A. Gadea, F. Haas, S. Lunardi, D. Jelavić Malenica, N. Mărginean, D. Mengoni, T. Mijatović, G. Montagnoli D. Montanari, G. Pollarolo, F. Recchia, M.- D. Salsac, F. Scarlassara, N. Soić, A. M. Stefanini, C. A. Ur, J. J. Valiente-Dobón, Nucl. Phys. A 941 (2015) 273.