



UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET
DEPARTMAN ZA FIZIKU



Master rad

Optimizacija VAMOS spektrometra u cilju merenja
pikosekundarnih vremena života ^{73}Ga i ^{74}Zn
pomoću “plunger” uređaja

Autor:

Predrag Repić

Mentor:

dr Igor Čeliković

Novi sad, 2016

Ovom prilikom želim da se zahvalim svim članovima komisije, a naročitu zahvalnost dugujem:

Dr Krmar Miodragu, redovnom profesoru Prirodno–matematičkog fakulteta u Novom Sadu, mentoru ovog rada, na dugogodišnjoj saradnji i razumevanju ukazanom tokom osnovnih i master studija.

Dr Čeliković Igoru, sa Instituta za nuklearne nauke “Vinča” mentoru ovog rada, na izboru teme rada, na pomoći i na brojnim primedbama i sugestijama koje su u mnogome doprinele poboljšanju kvaliteta rada

Rad posvećujem životnoj sputnici Jeleni (za sve trenutke koje nismo proveli zajedno).

Sadržaj

1. Uvod	4
1.1 Osnovne postavke modela ljsaka.....	5
1.2 Glavni pokazatelji magičnosti jezgara	8
1.3 Elektromagneti (EM) prelazi	9
1.3.1 Spektroskopski pokazatelji magičnosti jezgara.....	10
1.4 Odstupanje u okolini Ni.....	11
1.5 Duboko neelastično rasejanje.....	13
2. VAMOS magnetni spektrometar (VAriable Mode Spectrometer)	15
2.1 Uvod u magnetne spektrometre.....	15
2.2 VAMOS	16
2.2.1. Dvostruko poziciono osetljiv višežilni proporcionalni brojač (MWPC)	18
2.2.2. Drift komora (DC: Drift Chamber).....	20
2.2.3. Segmented Ionization Chamber (SIC)	22
2.3. Identifikacija čestica.....	23
2.3.1 Rekonstrukcija trajektorije.....	24
2.3.2. Određivanje odnosa M/Q	25
2.3.3 Određivanje M i Q.....	25
2.3.4 Određivanje Z	26
2.4 Eksperimentalna postavka	26
3. AGATA - napredni detektor za praćenje gama zraka	27
3.1 Interakcija EM zračenja sa materijom.....	27
3.2 AGATA - detektor praćenja gama zraka	30
3.3. Princip rekonstrukcije mesta interakcije.....	34
3.4 Primeri gamma spektara snimljenih AGATA detektorskim sistemom	37
4. Tehnike merenja vremena života.....	39
4.1 Metod uzmicanja Doplerovog pomeraja (RDDS)	41
4.2 Differential Decay Curve Method	46
5. Rezultati	48
5.1 Proračun energije dobijenih produkata	48
5.2 Optimizacija pritiska u segmentisanoj jonizacionoj komori	54
5.3 Proračun optimalne debljine usporavačke folije	56
5.4 Simulacija merenja vremena života	58
6. Zaključak.....	64
7. Dodatak	65
Prilog A	65
8. Reference	67

1. Uvod

Od četiri sile u prirodi jedino jaka sila, koja opisuje interakciju između nukleona, nije dovoljno poznata. Cilj proučavanje osobina jezgara je upravo bolje razumevanje nuklearne sile. Eksperimentalno je utvrđeno da dolazi do promena karakteristika izotopa istog elementa kako se od stabilnih jezgara ide ka njihovim sve nestabilnijim i nestabilnijim izotopima. Takva jezgra (još se zovu "egzotična" jezgra) su nestabilna, ne postoje u prirodi već ih je potrebno proizvesti veštačkim putem korišćenjem nuklearnih reaktora, akceleratora i sl. Što su jezga "egzotičnija", odnosno udaljenija od njihovih stabilnih izotopa, to su nestabilnija i sve ih je teže proizvesti i izučavati. Shodno tome, razvijaju se sve kompleksniji i kompleksniji sistemi za njihovu proizvodnju, identifikaciju i izučavanje njihovih osobina. Samim tim, eksperimentalna postavka kojom bi se uspešno realizovao eksperiment postaje sve kompleksnija pa je nephodno pažljivo planiranje.

Jedan od osnovnih karakteristika jezgara je vreme života njegovih pobuđenih stanja. Cilj ovog rada je kreiranje odgovarajuće eksperimentalne postavke za potrebe merenja vremena života pobuđenih stanja koji su reda veličine $\sim ps$. U radu će biti opisan celokupan proces vezan za ovakav eksperiment počevši od proizvodnje izotopa, preko njihove identifikacije pa do određivanja vremena života pobuđenih stanja od interesa.

Nuklearna reakcija kojom će se dobiti jezgra od interesa zahteva upotrebu akceleratora, identifikacija nastalih jezgara vršiće se u magnetnom spektrometu VAMOS (poglavlje 2) koji je instaliran u Nacionalnom akceleratoru teških jona - GANIL, emitovani gama fotoni biće registrovani od strane najsavremenijeg gama detektorskog sistema AGATA (poglavlje 3), dok će se vreme života pobuđenih stanja od interesa vršiti RDDS metodom (poglavlje 4). Optimizacija individualnih sistema biće izvršena na osnovu proračuna izvršenih u softveru LISE++ i simuliranih intenziteta odabranih gama prelaza, dobijenih iz Monte Karlo simulacije pisane u C++ programskom jeziku.

1.1 Osnovne postavke modela Ijusaka

Po analogiji sa elektronskim omotačem izgrađen je model Ijusaka koji pokušava da opiše jezgro kao skup nukleona koji se kreću po orbitama tačno određene energije. Model Ijusaka se bazira na pretpostavci da je polje nuklearnih sila centralnog tipa, tj. da nukleoni unutar jezgra stvaraju neko srednje, samousaglašeno polje, čiji intenzitet ima radijalnu zavisnost. Ovo se polje održava dalje nezavisno od ponašanja pojedinačnih nukleona [1].

Kako je polje nuklearnih sila uvek privlačno i važi da je $U(r) \rightarrow 0$ za $r \rightarrow 0$, to će Šredingerova jednačina za ovakav oblik potencijala imati oblik:

$$H\psi = \left(\frac{p^2}{2m} + U(r) \right) \psi_{nlm}(r) = E_{nlm} \psi_{nlm}(r) \quad (1.1)$$

Jednačina se može separisati na radijalni i angularni deo, pa se rešenje može zapisati u obliku:

$$\psi_{nlm}(r) = \psi_{nlm}(r \theta \varphi) = \frac{1}{r} R_{nl}(r) \psi_{nl}(\theta \varphi) \quad (1.2)$$

Kako indeks m predstavlja projekciju z-komponente angularnog momenta l, tj. uzima vrednosti l, l-1, l-2, ..., 0, -l, ..., -(l-1), -l i kako je potencijal U(r) centralnog tipa, to se rešenje radijalnog dela Šredingerove jednačine može izraziti bez ovog indeksa:

$$\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2 R_{nl}(r)}{dr^2} + \left[E_{nl} - U(r) - \frac{\hbar^2}{2M} \frac{l(l+1)}{r^2} \right] R_{nl}(r) = 0 \quad (1.3)$$

Na osnovu relacije 1.3 može se zaključiti da ukoliko dva stanja koja imaju istu vrednost n, a različite vrednosti l, stanje sa većom vrednošću l je na višem energijskom nivou. Isto važi i ukoliko dva stanja imaju istu vrednost l, a različite vrednosti n, tada se stanje sa većom vrednošću n nalazi na višem energijskom nivou. Minimum energije odgovara stanju n=1, l=0. Ukoliko potencijal posmatramo u obliku linearног harmonijskog oscilatora (LHO):

$$U(r) = \frac{1}{2} M \omega^2 r^2 \quad (1.4)$$

Tada se vrednosti E_{nl} dobijaju u obliku:

$$E_{nl} = \left(2n + l - \frac{1}{2} \right) \hbar \omega \quad (1.5)$$

Relacija 1.5 ukazuje da se energijski nivoi ovakvog oscilatora grupišu u vidu degenerisanih stanja, definisanih vrednostima 2n+l. Kako svaki l nivo poseduje 2l+1 vrednosti m, to se na osnovu Paulijevog principa dobija da svaki nl nivo može sadržati 2(2l+1) nukleona.

Ovako dobijene vrednosti zatvorenih ljsaka (slika 1.1 levo) se ne poklapaju sa eksperimentalno dobijenim vrednostima, osim u slučaju tri najniže vrednosti magičnog broja (2, 8 i 20) [2].

Da bi se ostvarilo poklapanje sa eksperimentalnim vrednostima magičnih brojeva, neophodno je korigovati oblik potencijala LHO (formula 1.4) u oblik:

$$U(r) = \frac{1}{2}M\omega^2r^2 + D\vec{l}^2 + C\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (1.6)$$

gde: $\frac{1}{2}M\omega^2r^2$ predstavlja energiju LHO, \vec{l} je operatora orbitalnog momenta, \vec{s} je operator spina, dok su C i D konstante.

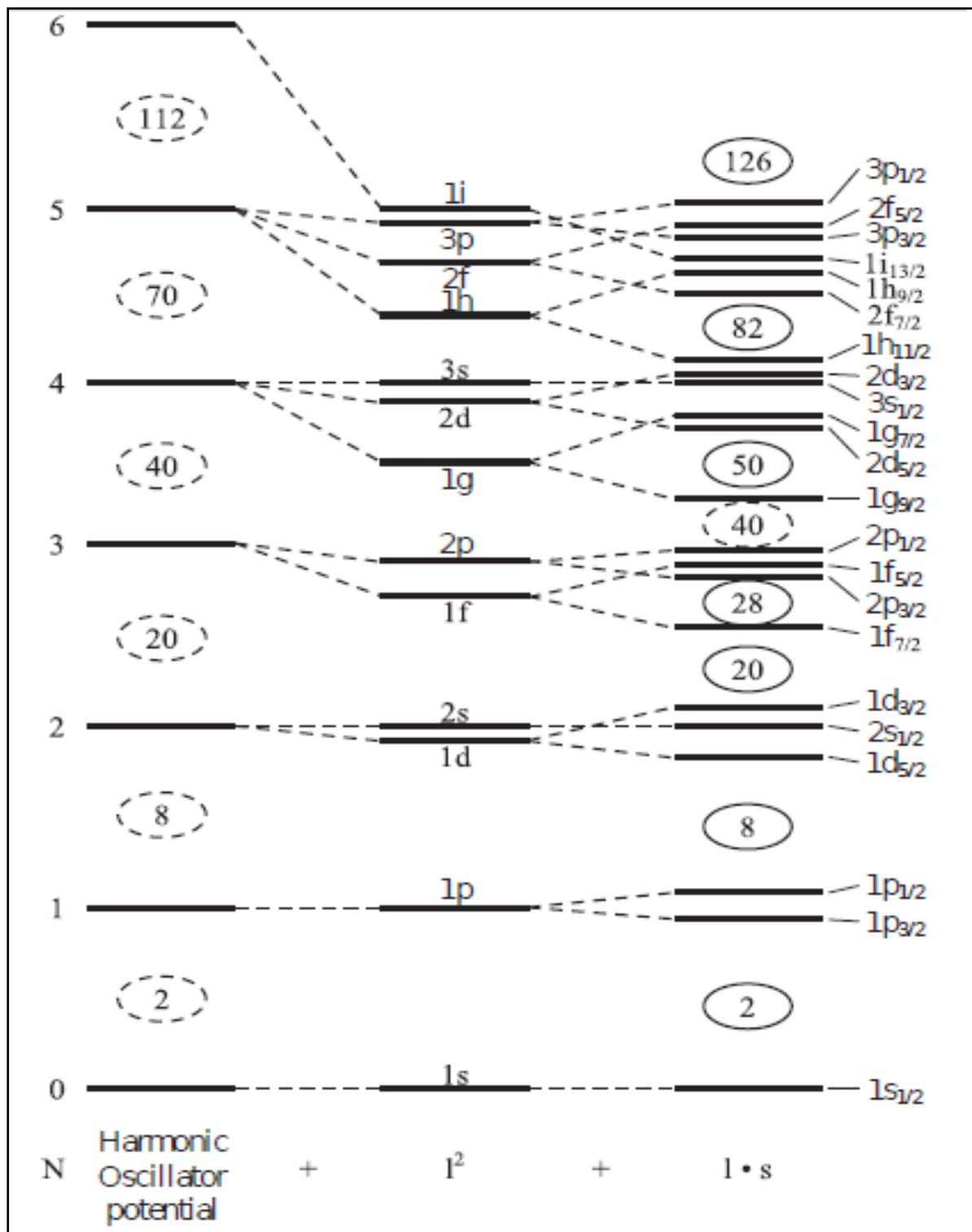
Ukoliko posmatramo neko teško jezgro, koje sadrži velik broj nukleona jasno je da će nukleoni iz centralnog dela jezgra biti podjednako privlačeni od strane svojih suseda. Te nukleone praktično je moguće posmatrati kao da na njih deluje rezultujuća nuklearna sila jednaka nuli. Što se nukleoni više udaljavaju od centra i bliže periferiji jezgra na njih deluje veća rezultujuća sila, koja ih privlači ka unutrašnjosti. Ovo se može posmatrati analogno međumolekulskim silama unutar kapljice vode koja je okružena vazduhom.

Kako povećanje orbitalnog kvantnog broja podrazumeva kretanje nukleona po većem poluprečniku od centra jezgra, to je član (\vec{l}^2) uveden upravo kako bi se uzela u obzir veća prosečna vrednost nuklearne sile koja deluje na ove nukleone, time redukujući njihovu energiju.

Na slici 1.1 (sredina) prikazan je doprinos ovog člana na dobijene energije LHO. Kako ni ova korekcija ne daje adekvatne vrednosti magičnih brojeva uvodi se dodatna korekcija.

Uvođenje spin-orbitalne sprege, po analogiji sa elektronima u atomskom omotaču, podrazumeva dodavanje člana $\vec{l} \cdot \vec{s}$ u konačan oblik potencijala LHO. Ova korekcija uzima u obzir interakciju između orbitalne komponente momenta impulsa nukleona i njegovog sopstvenog momenta impulsa. Ovaj član će razdvojiti energije nukleona, istog orbitalnog kvantnog broja, na one čiji je vektor spina paralelan sa vektorom orbitalnog momenta impulsa i na one kod kojih su ova dva vektora antiparalelna. Uzimanjem u obzir ove ($\vec{l} \cdot \vec{s}$) i prethodne (\vec{l}^2) korekcije na dobijene vrednosti energije LHO (slika 1.1 desno) uspešno su reprodukovani sve empirijske vrednosti magičnih brojeva [2].

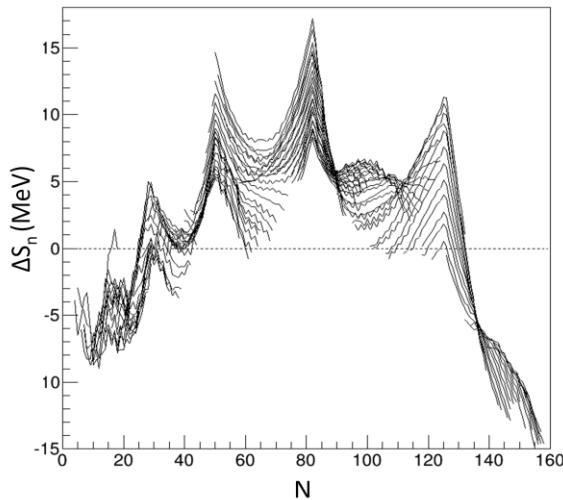
Po Paulijevom principu, nukleoni popunjavaju nivoe redom od najnižeg ka višim. Nivoi se grupišu u određenoj oblasti energija, sačinjavajući na taj način jednu ljsku. Energetski razmak između dve ljske je reda veličina MeV, što znatno prevazilazi razliku u energijama između pojedinih nivoa unutar ljske [1].



Slika 1.1: Dobijene vrednosti magičnih brojeva jezgra. Levo – klasičan LHO (relacija 1.4). Sredina – LHO korigovan sa \vec{l}^2 termom. Desno – LHO korigovan sa \vec{l}^2 i $\vec{l} \cdot \vec{s}$ termovima (relacija 1.6) [2]

1.2 Glavni pokazatelji magičnosti jezgara

Pojam magično jezgro odnosi se na jezgro čija je protonska ili neutronska ljska u potpunosti popunjena(zatvorena). Magični brojevi nukleona, koji odgovaraju potpuno zatvorenim ljskama su 2, 8, 20, 28, 50, 82 i samo za neutronsku ljsku 126.



Slika 1.2: Razlika eksperimentalne energije vezivanja i rezultata Vajsakerove formule u funkciji broja neutrona. Eksperimentalno odredene energije separacije neutrona kod magičnih jezgara daju sistematski više vrednosti od teorijskih proračuna zato što Vajsakerova formula ne uračunava doprinos vezivnoj energiji koji potiče od magičnosti jezgra.

Magična jezgra okarakterisana su znatno većom stabilnošću od svojih suseda, a najstabilnija jezgra u prirodi su dvostruko magična jezgra. Ova jezgra poseduju magičan broj protona i neutrona, tako da su im obe ljske potpuno zatvorene (npr. ${}_2^4He$, ${}_{28}^{48}Ni$, ${}_{82}^{208}Pb$...).

Dobar pokazatelj magičnosti jezgara je njegova masa kao i energija separacije protona/neutrona koja pokazuje koliko je energije potrebno dovesti u sistem da bi se proton/neutron izdvojio iz jezgra. Poređenjem eksperimentalno izmerene energije separacije neutrona i proračunate na osnovu Vajsakerove formule, najizraženije odstupanje se može primetiti upravo kod dvostruko magičnih jezgara (Slika 1.2).

Eksperimentalno određene mase magičnih jezgara daju sistematski niže vrednosti od teorijskih proračuna zato što Vajsakerova formula ne uračunava doprinos vezivnoj energiji koji potiče od magičnosti jezgra.

Još jedan pokazatelj magičnosti jezgra ogleda se u njegovom efikasnom preseku za reakciju zahvata neutrona. Kod magičnih jezgara izmeren efikasni presek za zahvat neutrona je jedan do dva reda veličine manji od preseka kod susednih jezgara [1].

1.3 Elektromagneti (EM) prelazi

Svako jezgro koje se ne nalazi u stanju minimalne energije naziva se pobuđeno. Sa stanovišta nuklearne strukture pobuđivanje jezgra podrazumeva prelazak jednog ili više nukleona na više nivo energije, a deekscitacija jezgra predstavlja spuštanje nukleona sa višeg na niži energijski nivo, uz emisiju gama fotona čija energija odgovara energetskoj razlici ova dva nivoa.

Elektromagneti prelaz iz stanja ukupnog momenta impulsa $J_i^{\pi_i}$ u stanje $J_f^{\pi_f}$ odvija se uz emisiju fotona čiji moment impulsa iznosi \vec{L} , pri čemu je: $\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{L}$. Drugim rečima vrednost momenta impulsa emitovanih fotona kreće se u opsegu:

$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f$$

Vrednost L određuje multipolarnost datog prelaza. Tako $L=1$ odgovara dipolnom prelazu, $L=2$ kvadripolnom itd. Prelaz $L=0$ je zabranjen, jer foton poseduje sopstveni moment impulsa jednak jedinici (bozonska čestica).

Parnost inicijalnog i finalnog stanja određuju tip prelaza. Prelaz je električnog tipa (E) ukoliko je $\pi_i \pi_f = (-1)^L$, odnosno magnetnog tipa (M) kada je $\pi_i \pi_f = (-1)^{L+1}$ [3].

Verovatnoća prelaza stanja J_i u stanje niže energije J_f emisijom gama zraka multipolarnosti L data je relacijom [3]:

$$P(L; J_i \rightarrow J_f) = 8\pi \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar c} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\overset{E}{M}L; J_i \rightarrow J_f) \quad (1.7)$$

gde je: EL električni multipol, ML magnetni multipol, a $B(\overset{E}{M}L; J_i \rightarrow J_f)$ je redukovana verovatnoća prelaza, koja se može zapisati kao:

$$B(\overset{E}{M}L; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle J_f | O(\overset{E}{M}L) | J_i \rangle|^2 \quad (1.8)$$

gde je: $O(\overset{E}{M}L)$ suma svih vrednosti operatora prelaza incijalnog stanja (J_i, M_i) u sva moguća finalna stanja (J_f, M_f) . Korišćenjem prethodne dve formule (1.7 i 1.8) za redukovani verovatnoću prelaza E2 dobija se:

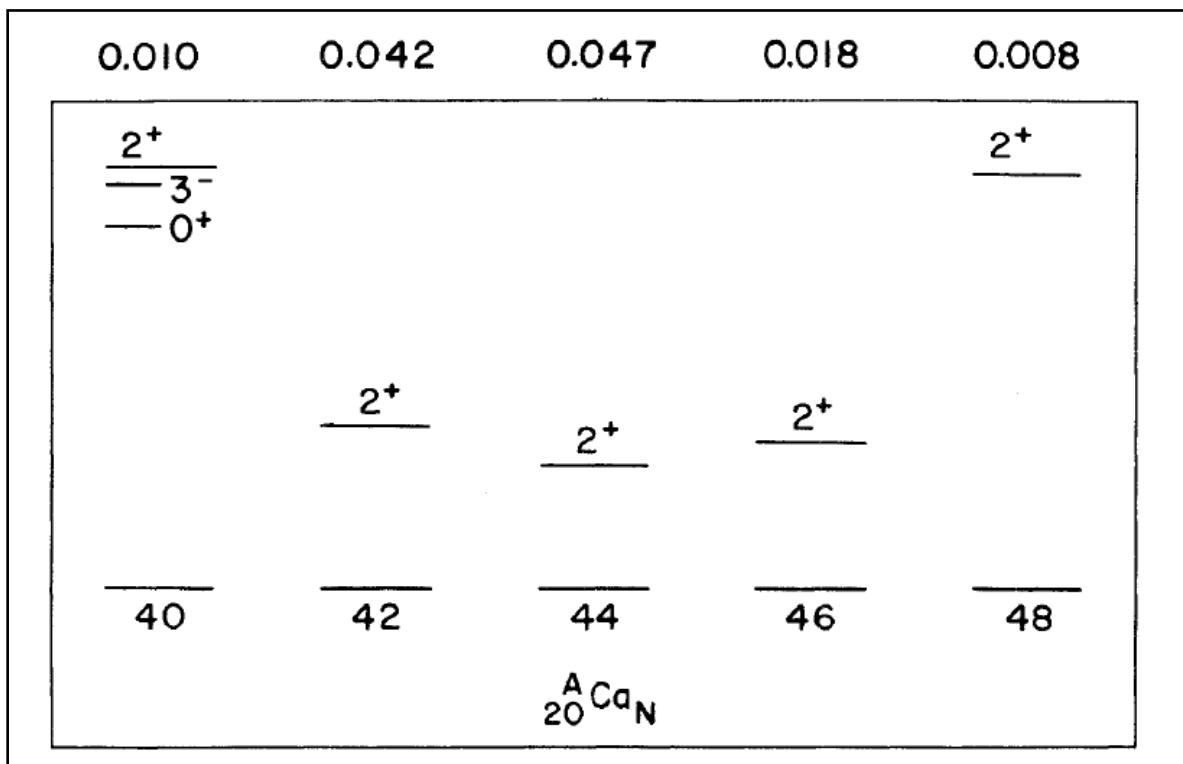
$$B(E2) = 8,1766 \cdot 10^{-10} E_\gamma^{-5} P(E2) \quad (1.9)$$

a time i veza između redukovane verovatnoće prelaza i vremena života.

Snimanje i proučavanje gama fotona, emitovanih iz pobuđenih jezgara jedna je od najzastupljenijih eksperimentalnih tehnika ispitivanja strukture jezgra. Za razliku od nuklearnih sila, EM interakcija je vrlo dobro proučena što je čini povoljnom za izučavanje strukture jezgra.

1.3.1 Spektroskopski pokazatelji magičnosti jezgara

Kako su dvostruko magična jezgra isključivo parna, to je njihovo osnovno stanje uvek 0^+ a prvo pobuđeno stanje najčešće 2^+ . Prelaz $2^+ \rightarrow 0^+$ je električnog kvadripolnog (E2) karaktera, a njegova svojstva su dobri spektroskopijski pokazatelji magičnosti jezgara. Kako magična jezgra poseduju vrlo stabilnu konfiguraciju nukleona, to će za njihovu ekscitaciju biti potrebna znatno veća energija nego što je slučaj kod nemagičnih jezgrara. Ovo se manifestuje visokom vrednosti energije prelaza (E2) iz osnovnog u prvo pobuđeno stanje. Budući da je redukovana verovatnoća prelaza B(E2) obrnuto сразмерna energiji prelaza (formula 1.9) to je za očekivati da vrednosti B(E2) kod magičnih jezgara budu manje nego kod njihovih suseda. Na slici 1.3 prikazana je energija (E2) prelaza i njegov intenzitet B(E2) kod pet izotopa kalcijuma.



Slika 1.3: Energija E2 prelaza i njegov intenzitet B(E2) za pet izotopa kalcijuma. Jezgro Ca poseduje magičan broj ($Z=20$) protona. Kod dvostruko magičnih jezgara ^{40}Ca i ^{48}Ca može se primetiti znatno veća energija E2 i manja verovatnoća B(E2) tog prelaza [2]

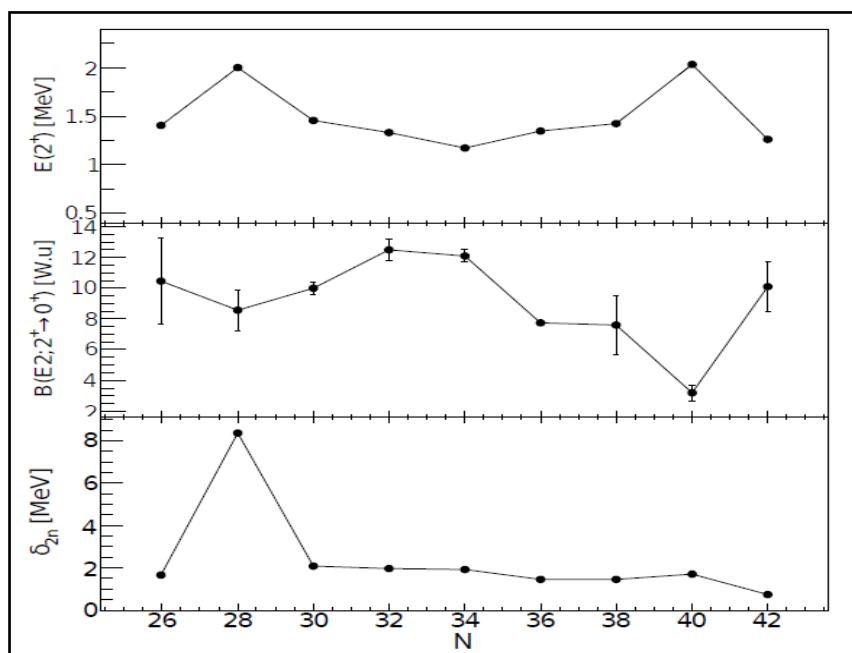
1.4 Odstupanje u okolini Ni

Jezgra nikla su vrlo pogodna za ispitivanje magičnosti jezgara jer ovaj element poseduje čak tri izotopa koja su dvostruko magična. To su neutronski deficitno jezgro ^{48}Ni zatim jezgro sa jednakim brojem protona i neutrona ^{56}Ni i neutronski vrlo bogato jezgro ^{78}Ni . Spektroskopija jezgra ^{68}Ni dala je indikacije da ljska N=40 poseduje magičan karakter. Pokazalo se da je prvo pobjuđeno stanje ovog jezgra 0^+ , što je slučaj kod nekih dvostruko magičnih jezgara kao što su ^{16}O i ^{40}Ca . Velika energija stanja 2^+ kao i mala verovatnoća prelaza $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ poklapala se sa vrednostima dobijenim kod dvostruko magičnih jezgara. (slika 1.4)

Sa druge strane na osnovu energije separacije neutronskog para ne može se doći do zaključka da je N=40 zatvorena ljska. Separacija neutronskog para, odnosno energija potrebna da se odvoji neutronski par od jezgra dobar je pokazatelj njegove magičnosti. Ukoliko posmatramo energiju potrebnu za odvajanje neutronskog para kao razliku u vezivnim energijama:

$$\sigma_{2n}(Z, N) = S_{2n}(Z, N + 2) - S_{2n}(Z, N)$$

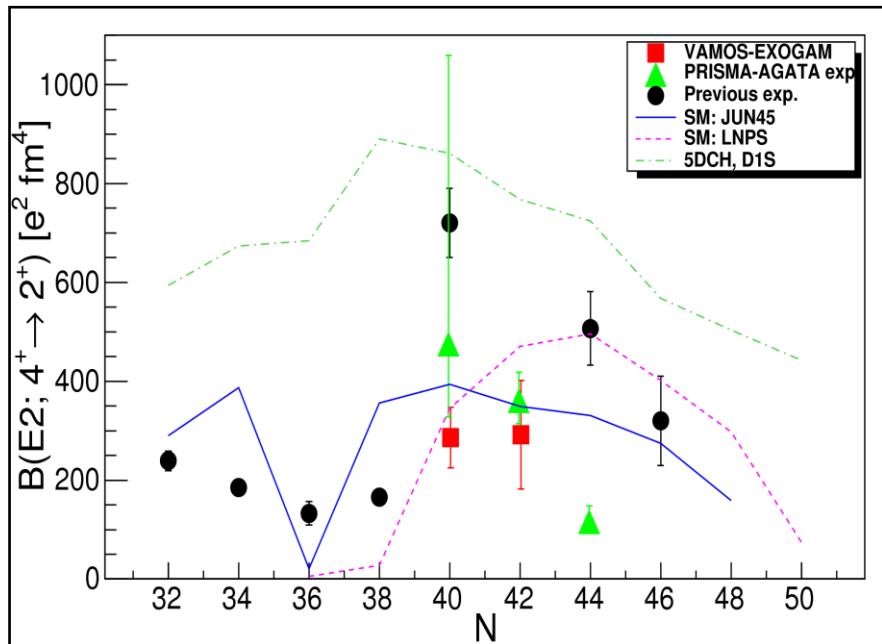
tada bi izražen skok vezivne energije neutronskog para u odnosu na susede (N+2 i N-2) ukazivao na magičnost posmatrane neutronske ljske (jezgro ^{56}Ni na slici 1.4) [4].



Slika 1.4 Pokazatelji magičnosti za N=40 ljsku. Veća energija E2 i manja verovatnoća $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ kod ^{56}Ni i ^{68}Ni u odnosu na susedne izotope nikla ukazuju da je došlo do zatvaranja ljske. Energija separacije neutronskog para znatno je veća kod ^{56}Ni nego kod suseda N+2 i N-2, dok za izotop ^{68}Ni nema indikacije da se radi o magičnosti ljske N=40 [4]

Kako bi se ispitalo da li je ljska N=40 "magična" ili je ovo svojstvo lokalnog karaktera, vršena su brojna ispitivanja jezgara u okolini ^{68}Ni , između ostalih i osobina izotopa cinka. Tako je uočeno veliko odstupanje izmerenih, kao i teoretskih vrednosti $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ kod izotopa ^{74}Zn (slika 1.5).

Bogatijom i tačnijom sistematizacijom izmerenih vrednosti $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ kod zinka, kao i drugih izotopa (posebno u oblasti N=40 do N=50) može se analizirati oblik i razvoj nuklearne strukture jezgra upravo u oblasti od "polumagične" ljske N=40 pa do magične N=50.



Slika 1.5: Eksperimentalne vrednosti $B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+)$ izotopa cinka za različite eksperimentalne postavke poredene sa teoretskim modelima naznačene na grafiku. Najveće odstupanje primećuje se kod ^{74}Zn [4]

Shodno tome, cilj eksperimenta u ovom radu biće merenje vremena života 4^+ stanja ^{74}Zn , čime se posredno može odrediti i vrednost redukovane verovatnoće prelaza $B(E2, 4^+ \rightarrow 2^+)$, ali i vremena života drugih jezgara koji će nastati kao sporedni proizvodi reakcije duboko neelastičnog rasejanja.

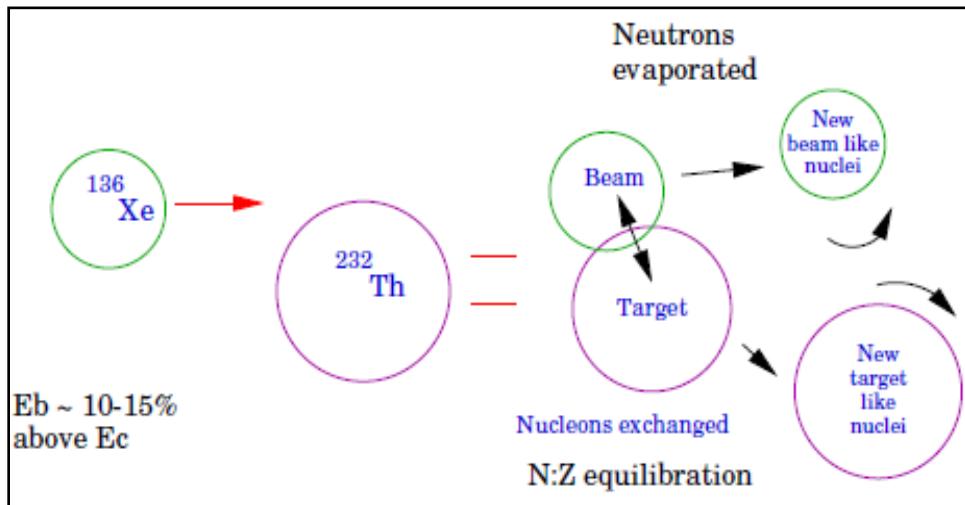
1.5 Duboko neelastično rasejanje

U ovom radu posebna pažnja biće posvećena jezgrima $^{74}_{30}\text{Zn}$ i $^{73}_{31}\text{Ga}$, tačnije merenju vremena života njihovih niskopobuđenih stanja. Kako su oba jezgra nestabila sa vrlo kratkim periodom poluras pada, to je za ispitivanje njihove strukture prvo potrebno obezbititi eksperimentalnu postavku kojom se obezbeđuje njihova proizvodnja. Kako su oba jezgra neutronski bogata, njihova proizvodnja nije moguća fuzijom stabilnih laksih jezgara.

Pogodan metod za proizvodnju traženih jezgara je duboko neelastično rasejanje u inverznoj kinematici (laka meta, težak projektil). Ova postavka podrazumeva bombardovanje stacionarne mete snopom teških jezgara (poput ^{238}U), ubrzanim do energije koja je barem 10-15% preko visine kulanove barijere snop-mete definisane sa:

$$V_c = k \frac{Z_1 Z_2}{R} \quad (1.10)$$

gde je: k Kulonova konstanta, Z_1 i Z_2 su atomski brojevi projektila i mete, a R je poluprečnik interakcije. Za metu se postavlja stabilan izotop čiji su Z i A približni produktima od interesa, što će u ovom slučaju biti ^{76}Ge .



Slika 1.6: Šematski prikaz reakcije duboko neelastičnog rasejanja. [3]

Pri duboko neelastičnom rasejanju dolazi do transfera nekoliko nukleona između mete i snopa. Najčešći slučaj je da se sa težeg na lakše jezgro prebaci 2 do 6 neutrona, dok je prelaz protona znatno manje zastupljen usled odbojne kulanove interakcije između projektila i mete. [3]

Efikasni presek za reakciju duboko neelastičnog rasejanja dostiže maksimum za vrednost ugla θ (tzv. grazing angle) za koju važi:

$$d = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 E_k} \right] \left(1 + \csc \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.11)$$

gde je: $d = 1,25 \left(A_1^{\frac{1}{3}} + A_2^{\frac{1}{3}} \right) fm$, Z_1 i Z_2 su atomski brojevi projektila i mete, A_1 i A_2 su maseni brojevi projektila i mete, E_k je kinetička energija projektila.

S obzirom da reakcija duboko neelastičnog rasejanja kreira mnoštvo produkata reakcije, a ne samo jedan, neophodno je izvršiti njihovu identifikaciju, što će se u našem slučaju vršiti pomoću VAMOS magnetnog spektrometra, opisanog u sledećem poglavljju.

2. VAMOS magnetni spektrometar (VAriable Mode Spectrometer)

2.1 Uvod u magnetne spektrometre

Magnetni spektrometri su uređaji koji služe za identifikaciju produkata nuklearnih reakcija. Osnovni princip magnetnih spektrometara je baziran na činjenici da čestice sa nanelektrisanjem q koje ulaze u konstantno magnetno polje \vec{B} , krećući se brzinom \vec{v} skreću sa svoje putanje u kružnu putanju pod dejstvom Lorencove sile definisane sa:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$$

dok se radius kružne orbite ρ po kojoj se kreće čestica u magnetnom polju dobija izjednačavajući Lorencovu sa centripetalnom silom, odnosno:

$$qvB = \frac{mv^2}{\rho}$$

Impuls čestice za dato nanelektrisanje se definiše veličinom magnetna rigidnost :

$$B\rho[Tm] = \frac{mv}{q}$$

i odnosi se na činjenicu da čestice sa manjim impulsom laške skreću pod dejstvom magnetnog polja.

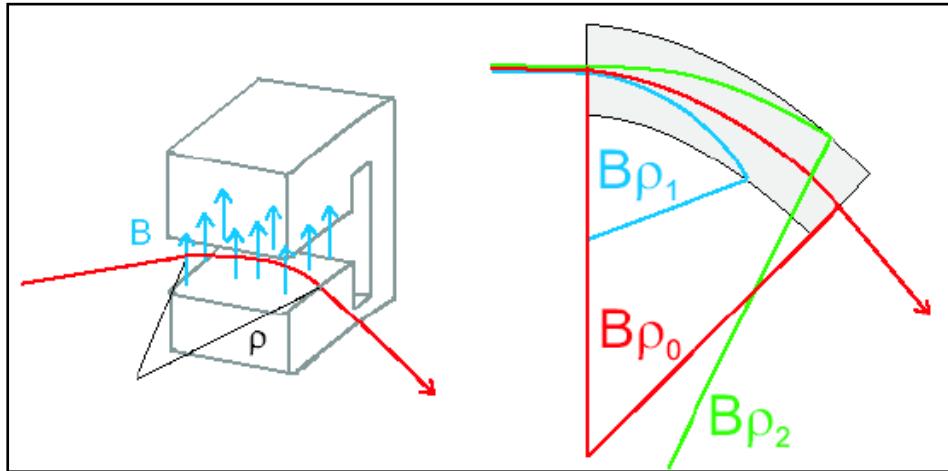
Stoga, čestice sa različitom magnetnom rigidnošću će imati različitu zakrivljenost kroz magnet i na taj način se postiže razdvajanje čestica po prolasku kroz dipol (slika 2.1). Prolazak čestice kroz dipol je analogan prolasku svetlosti kroz prizmu. Magnetni dipol unosi disperziju koja opisuje u kojoj meri će joni skrenuti u zavisnosti od odstupanja količine kretanja od impulsa koji odgovara centralnog trajektoriji.

$$\Delta x(s) = D(s) \frac{\Delta p}{p_0}$$

gde je $D(s)$ funkcija disperzije datog magneta koja opisuje za koliko se će centimetara nanelektrisana čestica rasuti za svaki procenat promene impulsa.

Jačina magnetnog polja, odnosno magnetna rigidnost dipola se podešava tako da se čestica od interesa sa odgovarajućom količinom kretanja i nanelektrisanjem kreće centralnom putanjom kroz dipol.

Sam dipol ponekad nije dovoljan za separaciju čestica jer će čestice sa istom kombinacijom impulsa i naelektrisanja imati istu putanju, pa su potebni dodatni mehanizmi za razdvajanje i identifikaciju čestica.



Slika 2.1: Skretanje naelektrisane čestice u magnetnom polju pod dejstvom Lorencove sile (leva strana) i razdvajanje čestica različitih magnetnih rigidnosti prolaskom kroz dipol (desna strana).

2.2 VAMOS

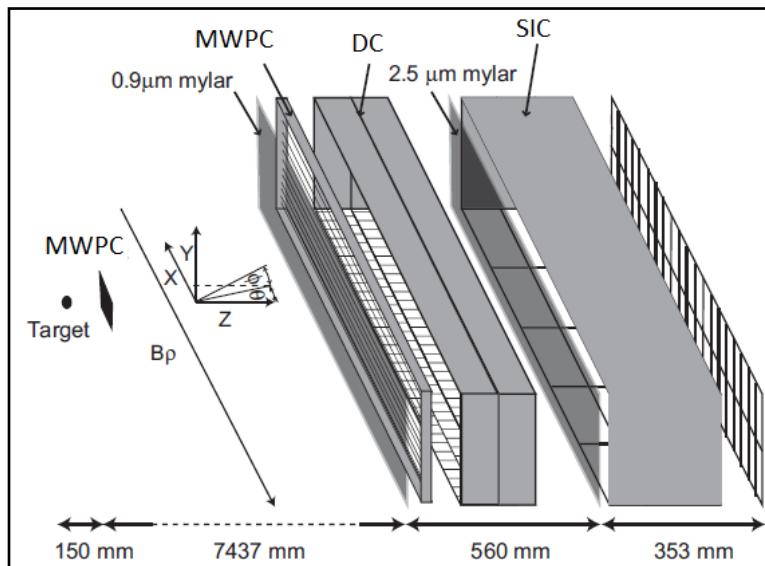
Sama konstrukcija magnetnih spektrometara zavisi od njihove namene, vrste izotopa koji će se identifikovati, nuklearnih reakcija od kojih će nastati. U slučaju kada su energije upadnog snopa vrlo visoke ($\geq 50 \text{ MeV/u}$) tada se pravac emitovanih produkata u velikoj meri poklapa sa pravcem upadnog snopa. Međutim, pri energijama upadnog snopa koje su bliske kulonovoj barijeri snop-meta, dobijene produkte karakterišu niže energije i vrlo široka ugaona distribucija, što zahteva upotrebu spektrometra sa velikom akceptansom, uparenog sa kvalitetnim pomoćnim detektorima. Upotreba VAMOS-a u tandemu sa grupisanim HPGe detektorskim sistemom (npr. EXOGAM ili AGATA) omogućuje identifikaciju velikog broja produkata nuklearnih reakcija, te proučavanje spektara emitovanih γ -fotona [5].

VAMOS se sastoji od dva magnetska kvadripola, koji redom služe za fokusiranje nanelektrisanih čestica u vertikalnoj i horizontalnoj ravni. Potom sledi Vinov filter koji se koristi za selekciju čestica istih brzina, a budući da se primenjuje u fuzionim reakcijama za čestice emitovane pod 0° , ovde se neće koristiti. Potom sledi magnet koji služi za disperziju nanelektrisanih čestica. U fokalnoj ravni VAMOS spektrometra nalazi se komora u kojoj su smešteni detektori koji se koriste za identifikaciju produkata od interesa. Budući da su nelinearni optički efekti vrlo izraženi kod ovakvih snopova, to nije moguće samo na osnovu koordinata registrovanih u fokalnoj ravni odrediti impulse čestica.

Analiza se vrši događaj po događaj, tako što se za svaku česticu na osnovu registrovanih koordinata u fokalnoj ravni vrši rekonstrukcija putanje do njenog izvora (mete). Rekonstrukcija putanje čestice kao i njena identifikacija prodrazumeva određivanje brojnih parametara, poput ugla pod kojim produkt reakcije dospeva u fokalnu ravan, gubitka energije po jedinici puta (ΔE) itd. [5]



Slika 2.2: Fotografija VAMOS spektrometra koji se sastoji od (s leva na desno): dva kvadrupola, Vinovog filtera, dipola kao i mali deo komore u kojoj su smešteni detektori fokalne ravni

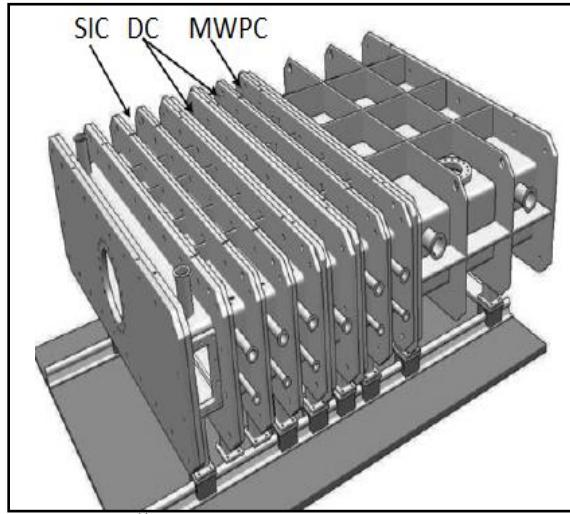


Slika 2.3: Šema postavke detektorskih sistema u VAMOS-u [5]
(Silicijumski detektori postavljeni na kraju VAMOS-a su uklonjeni)

VAMOS se sastoji od tri detekciona sistema za identifikaciju čestica (Slika 2.3):

1. Dvostruko poziciono osetljiv višežilni proporcionalni brojač
(MWPC: Multi-Wire Proportional Counter)
2. Dve drift komore
(DC: Drift Chamber)
3. Segmentisana ionizaciona komora
(SIC: Segmented Ionization Chamber)

Dve drift komore služe za određivanje (x) i (y) koordinata čestice, na osnovu kojih se vrši rekonstrukcija putanje. Segmentisana ionizaciona komora meri gubitak energije po jedinici puta (ΔE), kao i preostalu energiju čestice (E_r), dok je ranije tu ulogu imala grupa silicijumskih detektora šematski prikazanih na slici 2.3. Vreme preleta (TOF) meri se na osnovu signala dobijenih u dva MWPC-a, jednog postavljenog tik uz metu i drugog koji se nalazi pred fokalnom ravni. Pored toga, MWPC postavljena kod mete, a pre ulaska u spektrometar služi za preciznu rekonstrukciju pozicije u meti gde je nastao produkat od interesa, kao i njegov pravac kretanja. Aktivna površina fokalne ravni je $1000\text{mm} \times 150\text{mm}$.



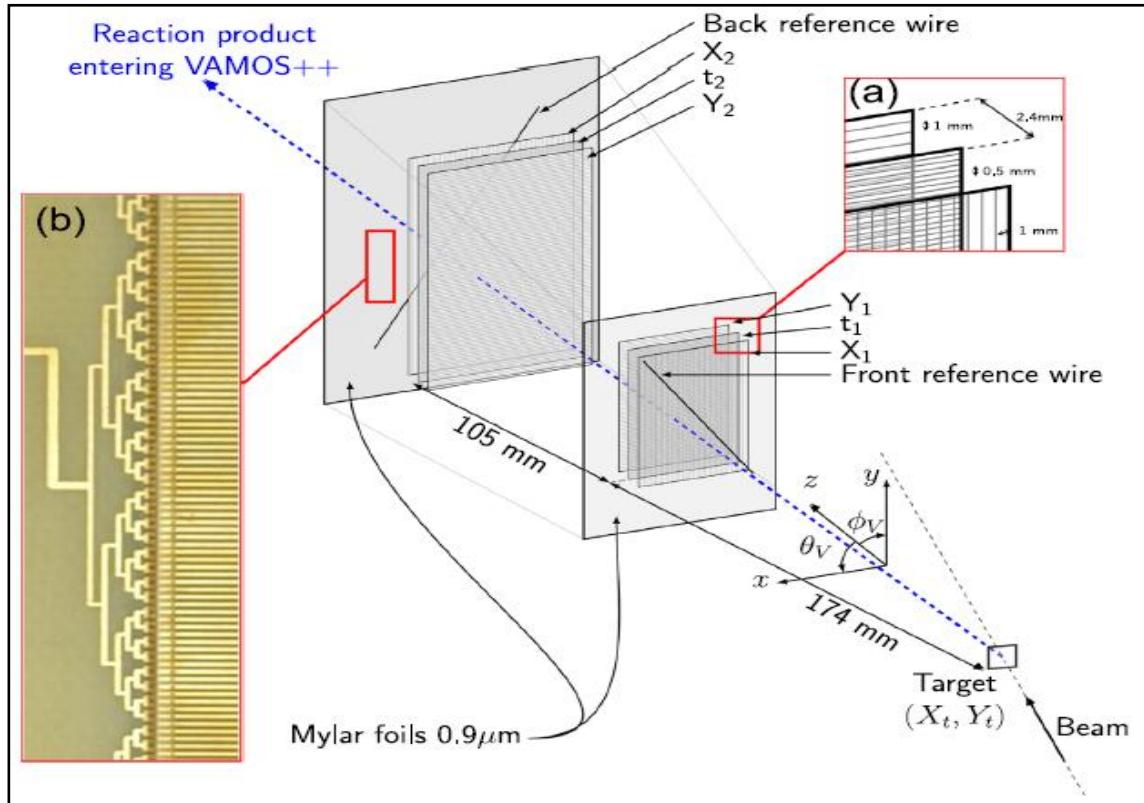
Slika 2.4: Šematski prikaz modularne postavke detektorskih sistema spektrometra VAMOS [5]

Detektorski sistemi su modularni i postavljeni su u konfiguraciji kao na slici 2.4. Ovakva konfiguracija omogućuje preciznu i reproducibilnu geometriju. Detektorski sistemi mogu se translatorno pomerati duž šina [5].

2.2.1. Dvostruko poziciono osetljiv višežilni proporcionalni brojač (MWPC)

Ovaj detektorski sistem sastoji se od dva, poziciono osetljiva proporcionalna brojača, koji su ispunjeni gasom na vrlo niskom pritisku, sa ulaznim i izlaznim prozorom sačinjenim od vrlo tanke ($0,9\mu\text{m}$) mylar folije. Jedan MWPC se nalazi blizu mete i poseduje aktivnu površinu od $40 \times 61\text{mm}^2$, dok se drugi MWPC, aktivne površine $65 \times 93\text{mm}^2$, nalazi na ulazu u VAMOS. Na slici 2.5 dat je šematski prikaz ovog detektorskog sistema. Svaki MWPC sastoji se od tri elektrode. Centralna katoda beleži vremenski signal (t_1, t_2), a dve, ortogonalno postavljene, anodne rešetke služe za dobijanje prostornih koordinata ($X_{1,2}, Y_{1,2}$) upadne čestice (Slika 2.5(a)).

Međusobno rastojanje između katoda iz dva MWPC je 105mm , a udaljenost ovog detektorskog sistema od mete iznosi 174mm (slika 2.5). Ovakva geometrijska postavka omogućuje potpuno pokrivanje akceptance VAMOS-a ($\Delta\theta = \pm 7^\circ$ u horizontali, $\Delta\phi = \pm 11^\circ$ u vertikali). Katodu sačinjavaju žice od volframa presvučenog zlatom, debljine $20\mu\text{m}$, pri čemu je razmak između žica unutar rešetke $0,5\text{mm}$. Dizajn anode se od katode razlikuje samo po razmaku žica unutar rešetke, koji u anodnoj rešetki iznosi 1mm . Rastojanje katodne rešetke od prednje i zadnje anodne rešetke je identično i iznosi $2,4\text{ mm}$ (slika 2.5(a)) [6].



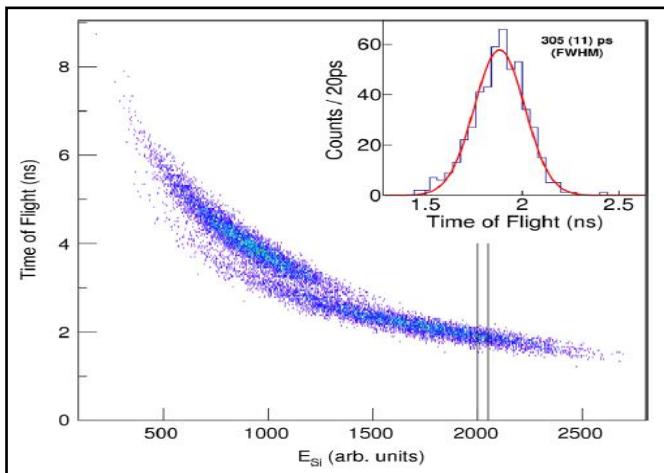
Slika 2.5: Šematski prikaz DPS MWPC detektorskog sistema. (a): prikaz orijentacije i razmaka žica unutar rešetkastih elektroda. (b): prikaz putanje vremenskog signala [6]

Da bi se izbegla zavisnost brzine dobijanja vremenskog signala ($t_{1,2}$) od Y koordinate upadne čestice, put katodnog signala organizovan je kao na slici 2.5(b). Varijacija brzine dobijanja signala u zavisnosti od X koordinate upadne čestice kompenzuje se softverskim putem. Dve dijagonalno orijentisane žice postavljene su 1cm ispred prednjeg, odnosno 1cm iza zadnjeg MWPC. Ove žice omogućavaju pravilnu geometrijsku postavku detektorskog sistema (slika 2.5). Detektorski sistem je izolovan od okoline, a njegova zapremina je ispunjena izobutanom $i(C_4H_{10})$ pod pritiskom od 2 mbar do 6 mbar . Operativni napon na katodama najčešće se kreće u opsegu od -415 V do -475 V [6].

Neke od prednosti ovog sistema su:

1. Direktno, precizno merenje $X_{1,2}$ i $Y_{1,2}$ koordinata upadne čestice omogućuje pouzdano određivanje njenih uglova rasejanja (θ i Φ)
2. Velika brzina izlaznog signala omogućuje precizno merenje vremena preleta čestice (TOF)
3. Mala debljina prozora ($0.9 \mu m$ mylar) i nizak pritisak gasa ($2 - 6 mbar$) rezultuju vrlo malim gubitkom energije produkta reakcije pri njegovom prolasku kroz detektorski sistem

Efikasnost DPS MWPC sistema je vrlo visoka. Gubici primarno potiču od gubitka pojedinih produkata reakcije nakon sudara sa $20 \mu m$ žicama koje sačinjavaju katodnu/anodnu rešetku. Eksperimentalno utvrđena efikasnost (određivanje t, X, Y) jednog MWPC iznosi $\sim 98\%$. Na osnovu dobijene vrednosti procenjuje se da je ukupna efikasnost celog sistema $\sim 96\%$. Drugim rečima $< 5\%$ produkata reakcije, nakon prolaska kroz DPS MWPC, nedostajaće jedan ili više nepodnijih parametara [6].



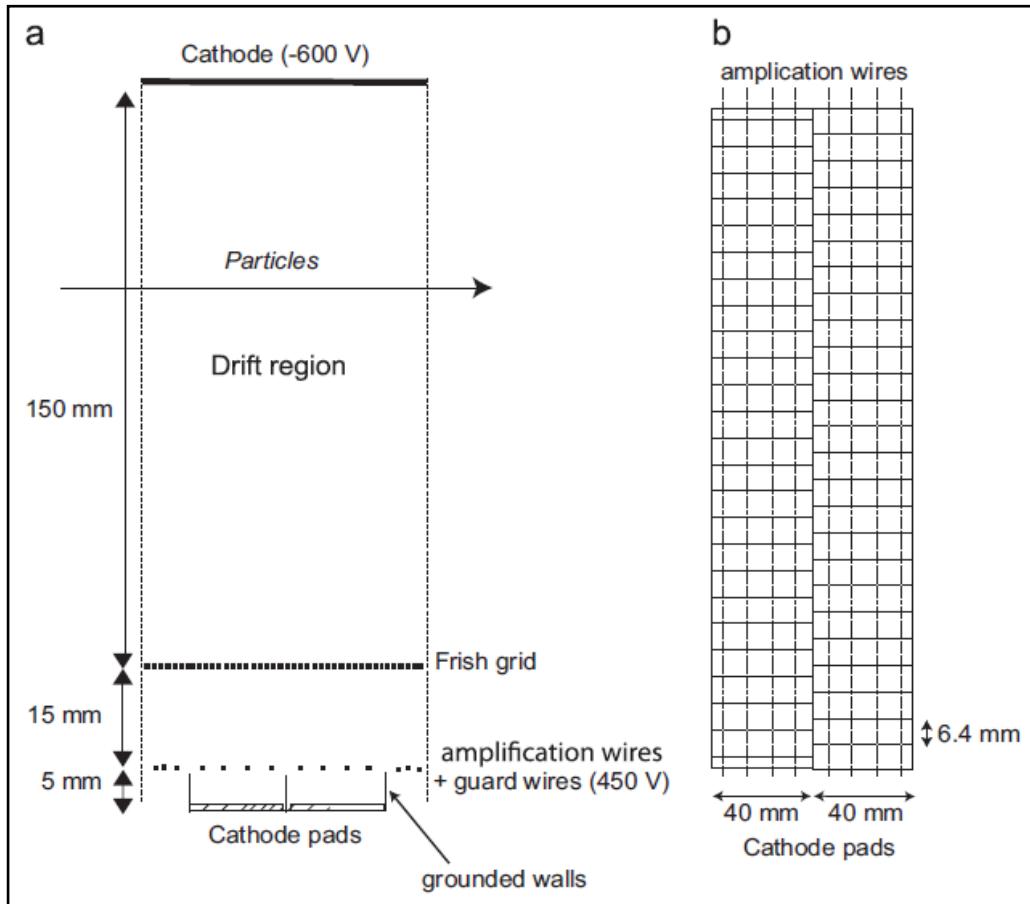
Slika 2.6: Zavisnost broja čestica i njihovog vremena preleta od energije koju predaju poslednjem detektoru (IC). Na isečku je prikazano određivanje vremenske rezolucije na osnovu FWHM za posmatrani deo spektra [6]

Na slici 2.6 prikazan je grafik zavisnosti vremena preleta (TOF) od preostale energije (E_r), koju izmeri poslednja ionizaciona komora u VAMOS-u. Spektar je dobijen fisijom $^{252}_{98}Cf$ i jasno se može uočiti separacija lakih i teških fisionih fragmenata. Za markiranu grupu lakih fisionih fragmenata uočava se gausova distribucija dobijenih vrednosti TOF. Vremenska rezolucija na FWHM posmatranog pika je $305(11)ps$, dok se za celokupan detektorski sistem DPS MWPC procenjuje vremenska rezolucija od $\sim 215 ps$ [6].

2.2.2. Drift komora (DC: Drift Chamber)

Drift komora poseduje aktivnu zapreminu $1000 \times 150 \times 100 mm^3$. Širina drift zone je $150 mm$. U ovoj oblasti se odvija primarna ionizacija, pri prolasku produkta reakcije. Drift zona je Frišovom rešetkom odvojena od amplifikacione zone. U amplifikacionoj oblasti se ubrzavaju elektroni, stvoreni u primarnoj ionizaciji. Širina ove zone iznosi $20 mm$. Frišova rešetka je sačinjena od zlatom obloženih volframovih žica, čiji poluprečnik iznosi $50 \mu m$, a međusobno rastojanje žica unutar rešetke je $2.54 mm$. Pojačavačka rešetka se nalazi $15 mm$ ispod Frišove

rešetke, odnosno 5 mm iznad katodne ravni. Ova rešetka je, takođe sačinjena od zlatom obloženih volframovih žica, čiji poluprečnik iznosi $20\text{ }\mu\text{m}$, dok je rastojanje između pojedinih žica u rešetki 10 mm (Slika 2.7(a)) [5].



Slika 2.7: Šematski prikaz (a) Drift komore (b) katodne mreže [5]

Katodna ravan sastoji se od ukupno 160 pozlaćenih listića, čija je širina 6.02 mm , a međusobno rastojanje između njih je 6.4 mm . (Slika 2.7(b)) Drift elektroda se nalazi na negativnom potencijalu od $\sim 100\text{ V/mbar}$. Frišova rešetka i donja katodna mreža su uzemljene. Pojačavačka rešetka se nalazi na pozitivnom potencijalu od $\sim 75\text{ V/mbar}$ [5].

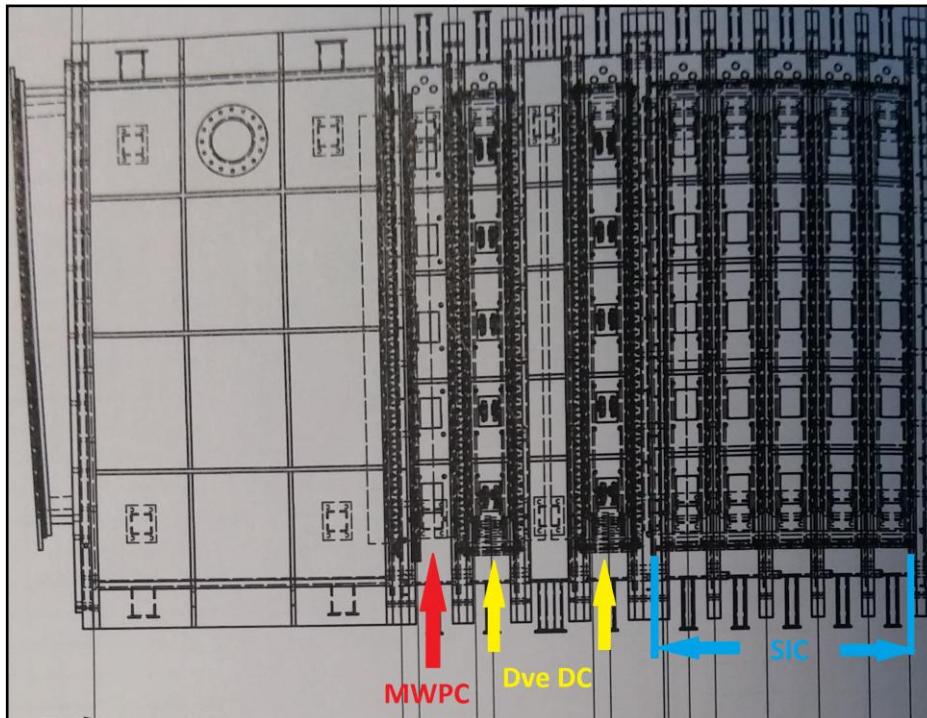
Drift komore karakteriše vrlo dobra poziciona rezolucija. Ona iznosi $\sim 270\text{ }\mu\text{m}$ u ravni disperzije čestica (x koordinata), odnosno $\sim 350\text{ }\mu\text{m}$ u pravcu prolaska čestice (y koordinata) [5].

Pri prolasku nanelektrisane čestice kroz DC dolazi do ionizacije gasa. Oslobođeni elektroni kreću se prema amplifikacionom delu detektora, bivaju ubrzani od strane pojačavačke rešetke, dolazi do njihovog umnožavanja i prikupljanja. Deo elektrona koji prođu ovu rešetku bivaju prikupljeni na katodnoj mreži. Na osnovu prostorne raspodele prikupljenog nanelektrisanja na mrežastoj katodi određuje se x koordinata upadne čestice. Za određivanje y koordinate upadne čestice potrebno je izmeriti vremenski interval od primarne ionizacije do prikupljanja

naelektrisanja. Vreme t_0 dobija se neposredno pre ulaska čestice u DC, odnosno nakon prolaska čestice kroz MWPPAC sistem. Vreme t odgovara signalu dobijenom na pojačavačkoj rešetki usled prikupljanja nanelektrisanja. Relacija $y = v \times (t - t_0)$ koristi se za određivanje y koordinate upadne čestice. Brzina drifta elektrona u gasu (v) uzima se da je $\sim 50 \text{ mm}/\mu\text{s}$ [7].

2.2.3. Segmented Ionization Chamber (SIC)

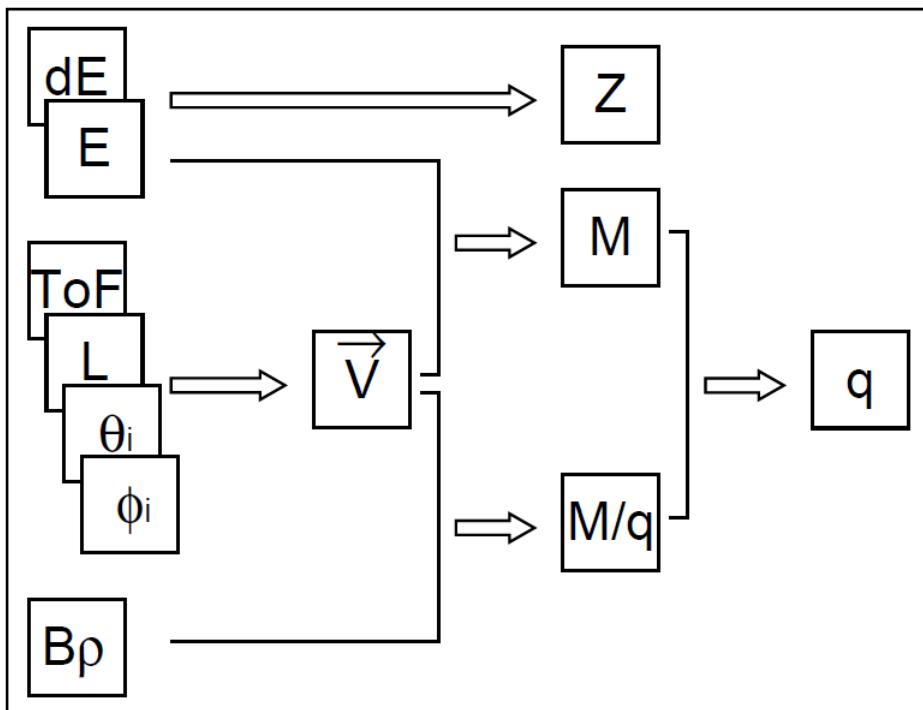
Ionizaciona komora ispunjena je CF_4 gasom i podešava se tako da meri gubitak energije čestice po jedinici puta (ΔE), kao i ukupnu preostalu energiju (E_r). Segmentisana je u 2 dela duž glavne ose kretanja snopa čestice, čiji se pritisci mogu podešavati. Prvi deo ionizacione komore sastoji se od 3 segmenta kod kojih je prvi 10mm dužine, i služi da spreči ulazak elektrona u ostatak SIC, a dužine druga dva segmenta su 50 mm i 60 mm. Drugi deo ionizacione komore se sastoji od 4 segmenta, dva su 120 mm dužine, treći je 100 mm, a poslednji segment od 20 mm je mrtav sloj, iz kojeg se ne može izvući koristan signal. Svaki od segmenata je podeljen u pet delova, tako da se postoji ukupno 30 blokova i signal iz svakog bloka se individualno procesira. Ulazni prozor u SIC je sačinjen od Mylar folije debljine $2,5 \mu\text{m}$, koja je dodatno podbočena sa 32 vertikalne najlonske žice kako bi se sprečila deformacija uzrokovana razlikom pritisaka u drift komori i segmentisanoj ionizacionoj komori. Pritisak u segmentisanoj ionizacionoj komori može se menjati u zavisnosti od potrebe eksperimenta (gornja granica je 100 mbar) [5].



Slika 2.8: Šema detektorske postave u VAMOS magnetnom spektrometru. Levo – MWPC sistem. Sredina – dve DC. Desno – SIC.

2.3. Identifikacija čestica

Identifikacija čestice podrazumeva određivanje njene mase M , odnosno masenog broja A , njenog atomskog broja Z i nanelektrisanja Q . Nijedna od ovih veličina se ne može dobiti direktnim putem, već je potrebno kombinovati više parametara, dobijenih iz različitih detektorskih sistema. Prvi korak u identifikaciji čestice je rekonstrukcija njene putanje. Na osnovu parametara putanje može se odrediti magnetna rigidnost ($B\rho$) čestice, dok se brzina čestice može odrediti na osnovu dobijene putanje i izmerenog vremena preleta (TOF). Na osnovu određene magnetne rigidnosti i izračunate brzine može se odrediti odnos mase i ukupnog nanelektrisanja čestice (M/Q). Sledi određivanje ukupne energije čestice i njene mase na osnovu izmerenih parametara (ΔE i E_r) i prethodno odredene brzine čestice. Bete-Blohova relacija daje relaciju između gubitka energije po jedinici puta (ΔE) i njenog atomskog broja (Z). Na osnovu ukupne kinetičke energije čestice, kada je poznato (E i v) može se odrediti masa te čestice (M), što zajedno sa prethodno određenim odnosom (M/Q) omogućuje izračunavanje ukupnog nanelektrisanja (charge state - Q) te čestice. Celokupan proces može se predstaviti šematski kao na slici 2.9 [4].



Slika 2.9: Algoritam identifikacije čestice [7]

Sledi detaljniji pregled pojedinačnih koraka u procesu identifikacije čestice, na osnovu parametara dobijenih u detektorskim sistemima VAMOS-a.

2.3.1 Rekonstrukcija trajektorije

Neophodni parametri za određivanje trajektorije čestice dobijaju se iz dve drift komore (DC). Svaka drift komora određuje dve x koordinate i jednu y koordinatu. Budući da su efekti nelinearne optike vrlo izraženi u ovakovom tipu spektrometra, to se rekonstrukcija putanje čestice vrši uz pomoć specijalizovanog softvera. Softver sadrži bazu podataka od oko 20000 simuliranih trajektorija za svaku moguću upadnu česticu i na osnovu eksperimentalno dobijenih vrednosti konstruiše polinomnu funkciju i pripisuje ju jednoj od trajektorija iz baze podataka. Tako će program svakoj registrovanoj putanji pripisati četiri nelinearne polinomne funkcije koje zavise od finalnih parametara registrovanih u fokalnoj ravni:

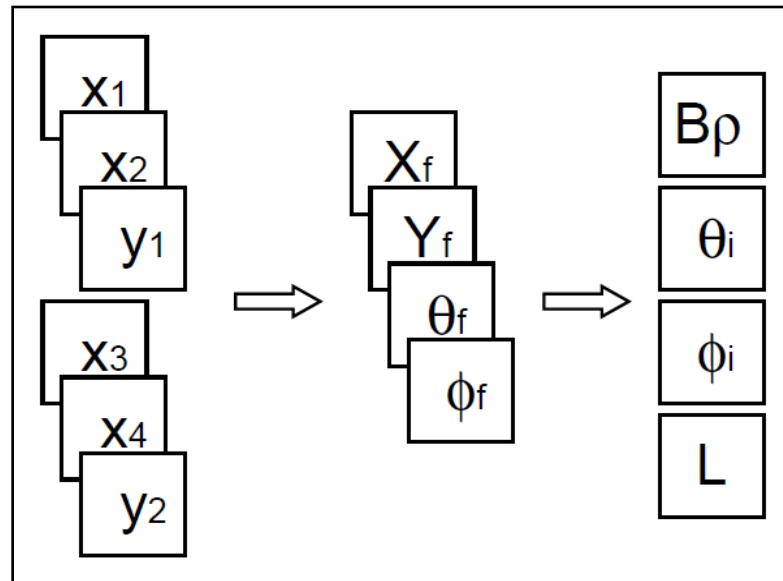
$$\delta = F_1(x_f, \theta_f, y_f, \Phi_f)$$

$$\theta_i = F_2(x_f, \theta_f, y_f, \Phi_f)$$

$$\Phi_i = F_3(x_f, \theta_f, y_f, \Phi_f)$$

$$l = F_4(x_f, \theta_f, y_f, \Phi_f)$$

gde su parametri $\delta, \theta_i, \Phi_i, l$ polinomne funkcije sedmog reda, koje se mogu zapisati u obliku $F = \sum_{i,j,k,l=0}^{i+j+k+l=7} C_{ijkl} x_f^i \theta_f^j y_f^k \Phi_f^l$. Nepoznati koeficijenti C_{ijkl} određuju se numeričkim putem upotreboom specijalizovanog softvera (ZGOUBI) .



Slika 2.10: Algoritam rekonstrukcije trajektorije čestice [7]

Na osnovu rekonstruisane trajektorije i poznatih vrednosti električnog i magnetnog polja dobijaju se vrednosti inicijalnih uglova skretanja (θ_i, Φ_i), magnetne rigidnosti ($B\rho$) i pređenog puta čestice (L) [7].

2.3.2. Određivanje odnosa M/Q

Na osnovu prethodno utvrđenih vrednosti magnetne rigidnosti ($B\rho$) i brzine (v) čestice, može se izračunati:

$$M/Q = \frac{B\rho}{3,105 \times \beta\gamma} \quad (2.1)$$

gde se vrednosti β i γ računaju kao:

$$\beta = \frac{D}{c \cdot TOF} \text{ i } \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Kako se vreme preleta čestice (TOF) meri između dva MWPC, to pređeni put čestice u prethodnoj formuli podrazumeva putanju koju čestica pređe između ova dva detektora. Ovaj pređeni put se dobija na osnovu prethodno rekonstruisane putanje čestice od mete do fokalne ravni opisane u sekciji 2.2.1.

2.3.3 Određivanje M i Q

Da bi se odredila masa čestice potrebno je prethodno odrediti njenu brzinu i izračunati ukupnu energiju sa kojom je napustila metu. Sve do poslednje IC, čestica postepeno gubi energiju pri prolasku kroz detektore i druge propratne materijale. Ukupna energija čestice može se predstaviti kao:

$$E_{tot} = \Delta E_{IC} + \Delta E_{nm} + E_r \quad (2.2)$$

gde ΔE_{IC} predstavlja merljive gubitke energije u segmentisanoj ionizacionoj komori, ΔE_{nm} su nemerljivi gubici energije koji potiču od prolaska kroz mrtve slojeve, Mylar folije..., E_r je preostala energija čestice koja se izmeri pri njenom zaustavljanju u ostatku ionizacione komore.

Nemerljive gubitke energije, odnosno njihov udeo u ukupnom gubitku energije čestice moguće je odrediti u programu LISE++ [4,8]. Kad se izračuna ukupna energija, masa se dobija kao [9]:

$$M = \frac{E_{tot}}{931.5(\gamma - 1)} \quad (2.3)$$

Vrednost Q može se odrediti na osnovu ukupne energije i magnetne rigidnosti čestice [9]:

$$Q = 3.33 \times 10^{-3} \frac{E_{tot} \times \beta\gamma}{B\rho(\gamma - 1)} \quad (2.4)$$

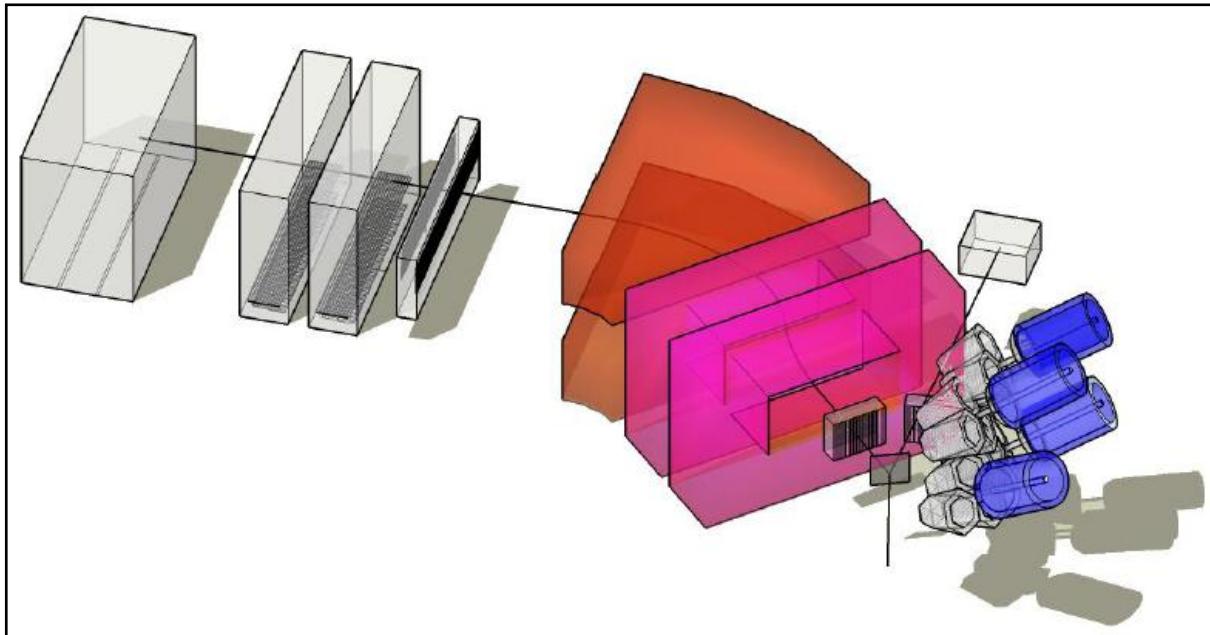
2.3.4 Određivanje Z

Gubitak energije po jedinici puta nanelektrisane čestice pri prolasku kroz neki medijum u prvoj aproksimaciji je srazmeran $\sim Z^2$. Konkretno, relacija za određivanje atomskog broja može se dobiti preko Bete-Blobove formule:

$$Z \approx \sqrt{\Delta E / \left(\frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{5930}{1/\beta^2 - 1} \right) - 1 \right)} \quad (2.5)$$

2.4 Eksperimentalna postavka

Na gore opisan način jednoznačno se dobija identifikacija čestice po masi, atomskom broju i nanelektrisanju. U cilju ispitivanja gama zraka emitovanih usled deekscitacije jezgara nastalih u meti, VAMOS se spreže sa nekim od germanijumskih detektorskih sistema. U ovom eksperimentu, koristiće se AGATA detektorski sistem (vidi poglavlje 3) poslednje generacije koji služi za praćenje i rekonstrukciju gama zraka. Na taj način je moguće sve emitovane gama zrake pridružiti odgovarajućoj čestici i vršiti dalja analiza. Konačni izgled celokupnog detektorskog sistema za ovaj eksperiment je prikazan na slici 2.11. Pored optičkih elemenata VAMOSa (dipola i dva kradripola) prikazani su i detektorski sistemi (MWPC, DC i SIC), kao i sprega VAMOSa sa AGATAom.



Slika 2.11: Šematski prikaz sprege VAMOS spektrometra sa AGATA detektorom za merenje gama zraka.

3. AGATA - napredni detektor za praćenje gama zraka

3.1 Interakcija EM zračenja sa materijom

Postoje brojni tipovi interakcije gama zraka sa materijom od kojih su najdominantniji:

- apsorpcija fotona (fotoelektrični efekat)
- Komptonovo rasejanje
- proizvodnja para.

Fotoelektrični efekat je proces interakcije gama fotona sa atomom, pri kojem upadni foton u potpunosti nestaje, dok se iz atoma oslobođa elektron čija je energija jednaka razlici energije upadnog fotona i vezivne energije atomske orbitale u kojoj se elektron nalazio pre interakcije:

$$E_e = h\nu + E_b$$

Fotoelektrični efekat je najpovoljniji proces interakcije fotona sa detektorskog stanovišta. Gotovo celokupna energija fotona biva predata u jednoj interakciji i vrlo brzo biva prikupljena. Novonastali jonizovan atom popuniće šupljinu zahvatom slobodnog elektrona uz emisiju karakterističnog X-zraka. Najčešće se emitovan X-zrak vrlo brzo apsorbuje, ali moguć je i slučaj njegovog napuštanja detektora bez interakcije.

Verovatnoća favorizuje proces fotoelektričnog efekta kod nižih energija upadnih fotona i većeg atomskog broja (Z) apsorbera (slika 3.1):

$$\tau \sim \frac{Z^n}{E_\gamma^{3.5}}$$

Komptonovo rasejanje predstavlja interakciju upadnog fotona sa elektronom iz medijuma, pri čemu foton predaje deo svoje energije i rasejava se pod uglom θ u odnosu na upadni pravac.

Veza između predate energije i ugla rasejanja data je relacijom:

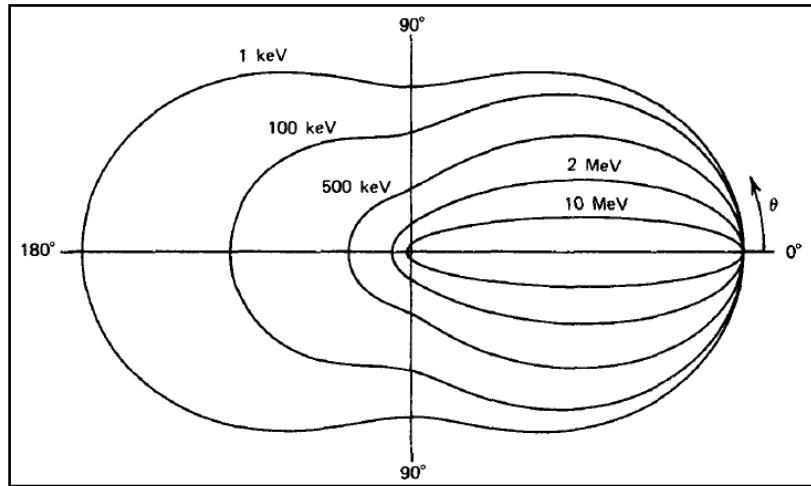
$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}$$

gde je: $m_0 c^2 = 511\text{keV}$ masa mirovanja elektrona.

Verovatnoća odvijanja Komptonovog rasejanja u materijalu raste sa povećanjem broja dostupnih elektrona, odnosno raste linearno sa Z i zavisi od energije upadnih fotona. Ugaonu distribuciju rasejanih fotona opisuje Klajn-Nišina formula:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right)$$

gde je: $\alpha = h\nu/m_0c^2$. Polarni dijagram ugaone distribucije rasejanih fotona u zavisnosti od njihove energije prikazan je na slici 3.2



Slika 3.1: Polarni dijagram zavisnosti ugaone distribucije Komptonovski rasejanih fotona u zavisnosti od njihove energije (upadni foton se kreće s leva na desno). [10]

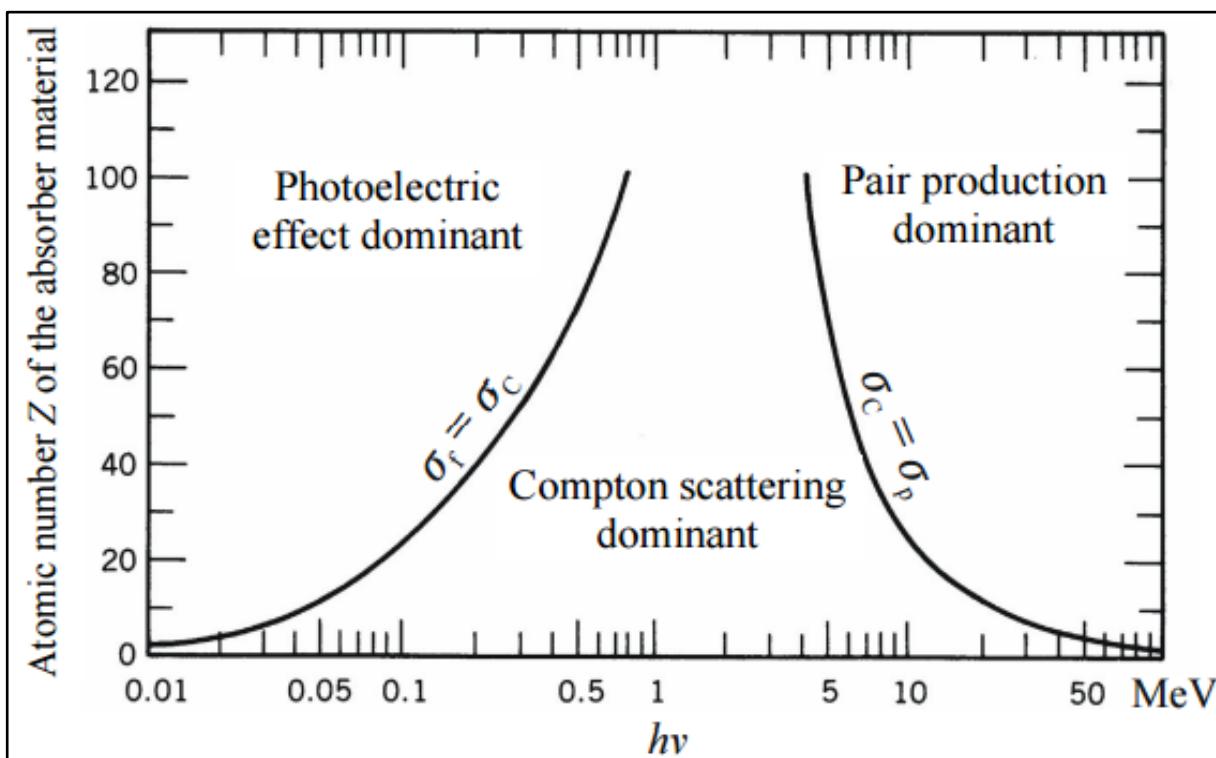
Komptonovo rasejanje je najnepovoljniji proces za detekcione sisteme. Delimično prikupljena energija fotona samo unosi neodređenost i kvari rezoluciju detektora. Ovaj proces se u gama spektroskopiji suzbija detektorskim sistemom (najčešće scintilacionim detektorima) koji okružuje HPGe (High-Purity Germanium) detektore. Ukoliko se jedan događaj istovremeno registruje i u HPGe detektorima i nekom od scintilacionih detektora, on automatski biva odbačen jer se radi o komptonovski rasejanom fotonu čija cela energija nije deponovana u kristalima germanijuma Nova generacija germanijumskih detekcionih sistema kao što je AGATA, baziraju se na rekonstrukciji energije pune apsorpcije na osnovu istovremenih signala iz različitih segmenata detektora (poglavlje 3.3).

Proizvodnja para podrazumeva interakciju fotona sa kulonovim poljem jezgra, kada foton u potpunosti nestaje i dolazi do stvaranja elektrona i pozitrona čija ukupna energija je jednaka energiji upadnog fotona umanjenoj za dvostruku masu mirovanja elektrona (1,022 MeV).

Verovanoća za odvijanje ovog procesa postoji tek za fotone čija je energija veća od 1,022 MeV i raste sa porastom energije fotona, kao i sa kvadratom atomskog broja (Z) apsorbera.

Energija nastalih nanelektrisanih čestica lako se prikuplja u detektorima, ali problem predstavljuju fotoni nastali anihilacijom pozitrona. Može se desiti da jedan ili oba anihilaciona fotona napuste detektor bez interakcije što rezultuje pojavom dva nova vrha u gama spektru jednog fotona, vrha čija energija odgovara energiji pune apsorpcije umanjenoj za 511 keV (single escape) i vrha čija energija odgovara energiji pune apsorpcije umanjenoj za 1,022 MeV (double escape) [10].

Relativna zastupljenost tri glavna tipa interakcije gama zraka sa materijom u funkciji energije fotona i atomskog broja (Z) apsorbera je prikazana na slici 3.2.

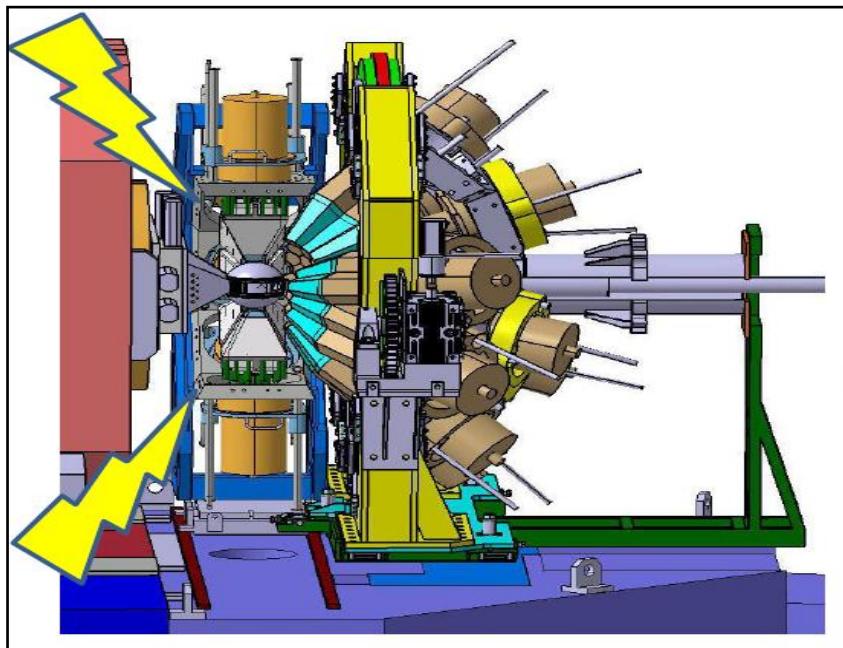


Slika 3.2: Relativna zastupljenost tri glavna tipa interakcije gama zraka u zavisnosti od tipa apsorbera i energije gama zraka. Kako je atomski broj germanijuma $Z=32$ i energije gama fotona emitovanih iz pobudenih jezgara su najčešće reda veličine \sim MeV, to se na osnovu prikazanog grafika može jasno videti da je za Ge detektore najverovatniji proces interakcije Komptonovo rasejanje. [10]

Od otkrića germanijumskih detektora 60ih godina, oni predstavljaju najvažnije oruđe u gama spektroskopiji. Posebno je značajan razvoj HPGe detektora koji imaju jako dobru energetsку rezoluciju (reda keV) u opsegu između \sim 10 keV do \sim 10 MeV, što su tipične energije za nuklearnu spektroskopiju. Sa kontinualnim razvojem detektorskih sistema visokih rezolucija za detekciju gama zraka dolazi do proširivanja znanja i otkrivanja novih fenomena vezanih za nuklearnu strukturu. Jedan takav detektor poslednje generacije biće opisan u ovom poglavljju.

3.2 AGATA - detektor praćenja gama zraka

AGATA (Advanced Gamma Tracking Array) je savremeni gama-spektroskopski sistem koji se sastoji od velikog broja, elektronski segmentisanih HPGe detektora. AGATA je u stanju da isprati svaki registrovan foton, da softverski rekonstruiše njegovu putanju i da prikupi celokupnu njegovu energiju, čak u slučajevima višestrukog rasejanja fotona. Osnovna jedinica ovog detektora je jedan “cluster” od 3 monokristala HPGe, koji se nalaze u zajedničkom kriostatu, pri čemu je svaki HPGe elektronski segmentisan na više delova. Celokupan sistem karakteriše visoka efikasnost i velika brzina izlaznih signala i njihovog procesuiranja [11].

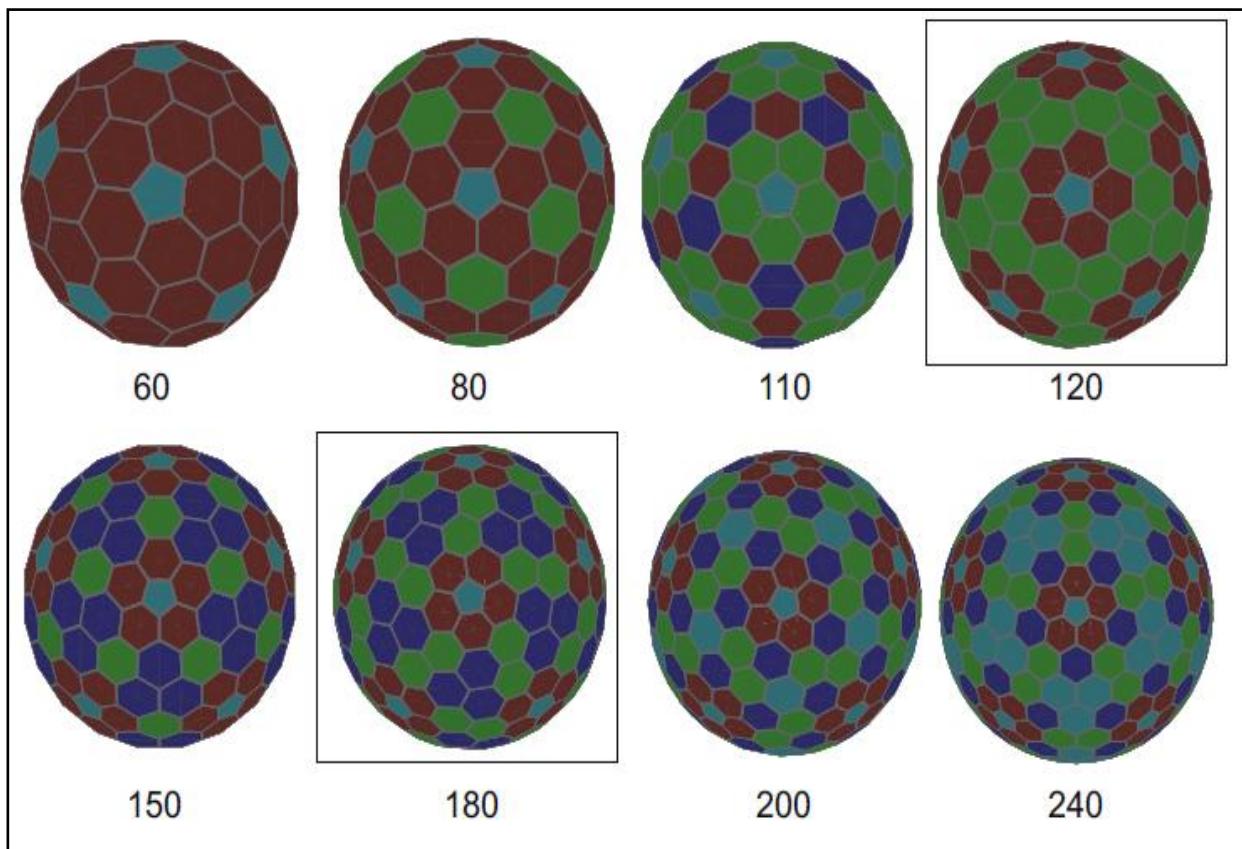


Slika 3.3: Crtež AGATA detektorskog sistema. [12]

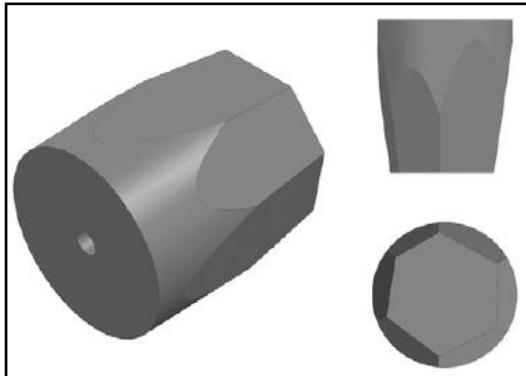
Detektorski sistem AGATA poseduje najsavremeniju elektroniku i softver. Ovaj sistem je u stanju da na osnovu pojedinačnih mesta interakcija fotona i količina deponovane energije deducira da li se radi o više fotona u koincidenciji ili se jedan foton rasejao jednom ili više puta. Ukoliko se radi o jednom fotonu koji je doživeo brojna rasejanja u različitim HPGe segmentima pre konačne apsorpcije, sistem je u stanju da izvrši rekonstrukciju njegove putanje i da vrlo precizno odredi njegovu celokupnu energiju. Zahvaljujući ovom načinu rada, AGATA ne koristi pomoćni sistem brzih scintilacionih detektora za “Compton suppression” što primetno povećava efikasnost ovog detekcionog sistema. Segmentisanje HPGe detektora omogućuje vrlo precizno određivanje pravca emisije fotona, što je krucijalno za kvalitetnu Doplerovsku korekciju energije fotona koji su emitovani iz vrlo brzih jezgara [11].

Razvoj detektorskog sistema AGATA krenuo je sa postavkom da geometrijska efikasnost bude što je moguće veća, odnosno da prostorni ugao bude što bolje pokriven. Kako bi se redukovali troškovi razvoja i održavanja, AGATA je konstruisana tako da prostorna pokrivenost bude ostvarena sa što je moguće jednostavnijom geometrijom detektorskih sistema. Da bi se smanjio deo pasivnih delova sistema nekoliko HPGe detektoru se grupišu (“cluster”) unutar zajedničkog kriostata. Zapremina unutrašnjosti sfere namenski je projektovana za akomodaciju svih sadašnjih, kao i planiranih budućih komplementarnih uređaja (npr. “plunger”) [11].

Najpovoljnija geometrija detektorskog sistema koja zadovoljava prethodno navedene specifikacije je ikosahedron (12 petouglova sa $N_h=20n$ šestouglova). Budući da sa povećanjem ukupnog broja šestouglova u ikosahedronu dolazi do povećanja broja elementarnih šestougaonih jedinica (Slika 3.4) za potencijalnu konfiguraciju birani su oblici koji poseduju najpovoljniji odnos efikasnosti i jednostavnosti. Dve konfiguracije su se istakle u preliminarnoj fazi izbora, a to su $N_h=120$ i $N_h=180$ [13].



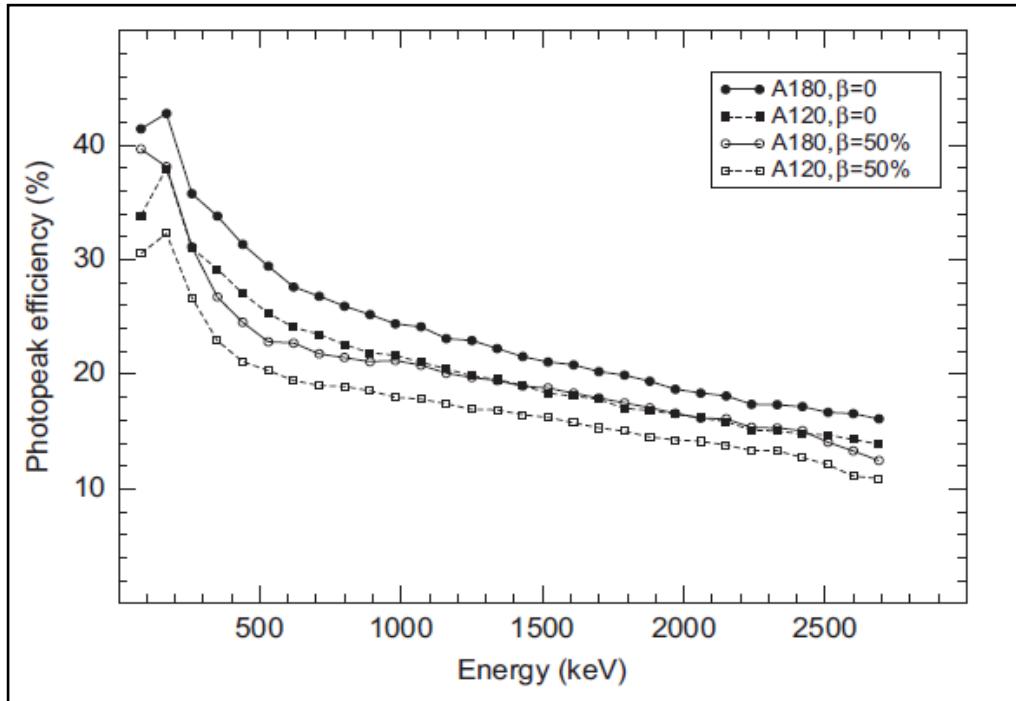
Slika 3.4: Razmatrane geometrijske konfiguracije ikosahedrona za detektorski sistem AGATA. Kao najperspektivniji kandidati pokazali su se $N_h = 120$ sa 2 elementarna šestougl i $N_h = 180$ sa 3 elementarna šestougl. [11]



Slika 3.5: Oblik obradenog HPGe kristala koji se uklapa u šestouglove ikosahedrona [13]

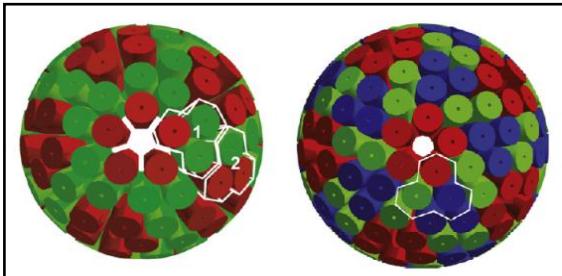
tehnologije maksimalno se mogu grupisati 4 HPGe kristala u zajednički kriostat, mada je i grupisanje 3 HPGe izuzetno kompleksna procedura. Mesta petouglova u ikosahedronu ostaju nepotpunjena jer njihov uticaj na efikasnost nije dovoljan da opravda cenu njihove izrade [13].

Programski kod za simulaciju efikasnosti kompletiranog detekcionog sistema kodiran je u C++ programskom jeziku. Zavisnost efikasnosti dve konfiguracije ($N_h=120$ i $N_h=180$) od energije fotona testirana je Monte Karlo simulacijom. Obe konfiguracije ispitane su za slučaj emisije fotona od strane jezgra u mirovanju i u slučaju emisije fotona iz jezgra koje se kreće ($\beta = 0.5$), a dobijeni rezultati su prikazani na slici 3.6 [13].



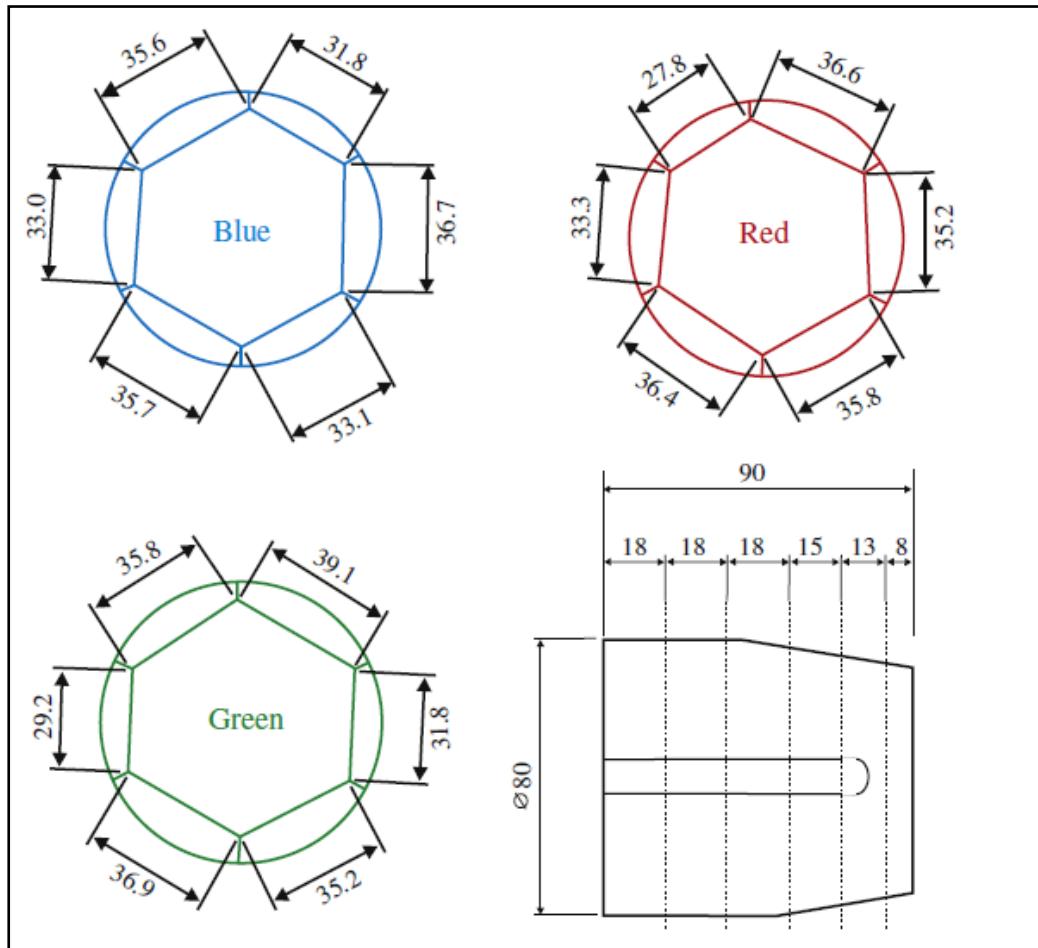
Slika 3.6: Rezultati simulacije efikasnosti (vrh pune apsorpcije) za $N_h=120$ i $N_h=180$ [13]

Na osnovu rezultata simulacije utvrđeno je da konfiguracija $N_h=180$ poseduje najbolju energijsku rezoluciju, najveću efikasnost i najveći udeo vrha pune apsorpcije u celokupnom spektru (peak-to-total ratio). Dodatna prednost $N_h=180$ konfiguracije je mogućnost ispunjavanja čitave aktivne geometrije ikosahedrona upotreboom jednog načina grupacije HPGe kristala, dok bi se za popunjavanje $N_h=120$ koristile dve vrste grupacije (Slika 3.7) [11,13].

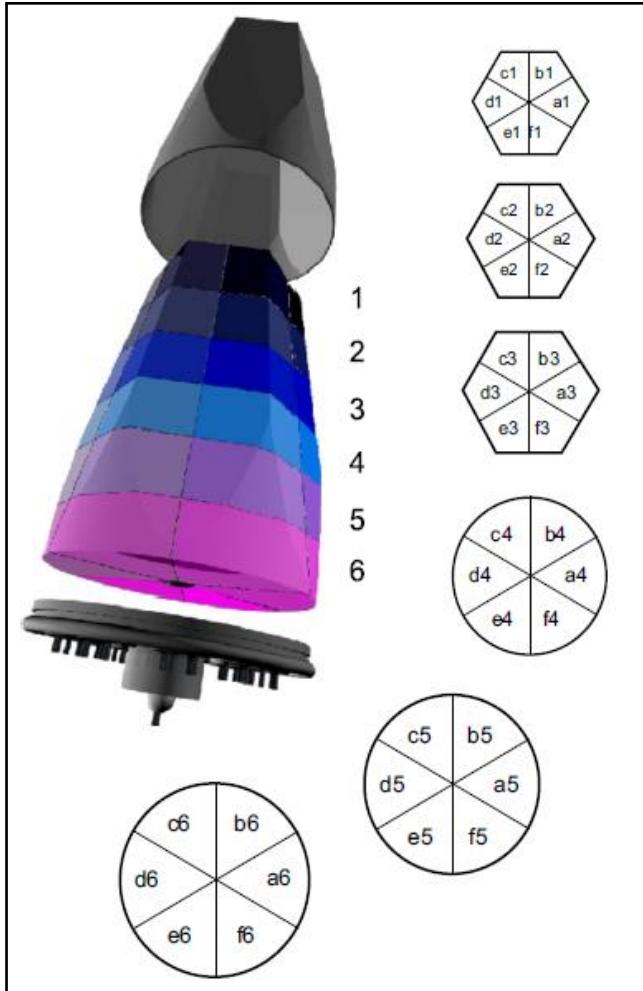


Slika 3.7: Grupisanje HPGe kristala u zajednički kriostat. Levo – $N_h=120$, Desno – $N_h=180$. [11,13]

Monte Karlo simulacijom je ispitivana i segmentacija individualnih kristala HPGe. Višestruko segmentiranje povoljno utiče na pozicionu rezoluciju detektorskog sistema, ali se komplikuje i poskupljuje propratna elektronika. Kao optimalna solucija pokazalo se longitudinalno segmentiranje HPGe cilindra na šest nejednakih delova (Slika 3.8) [11].



Slika 3.8: Prikaz 3 vrste HPGe kristala koji ulaze u sastav AGATA sistema i njihove longitudinalne segmentacije. Sve prikazane dimenzije su izražene u mm. [11]



Slika 3.9: Detaljan prilaz segmentacije jednog HPGe kristala. Na slici se vidi i aluminijumsko kućište [11]

Svaki pojedinačni “prsten” HPGe kristala, segmentiran je na šest delova (slika 3.9) tako da se za samo jedan kristal vezuje ukupno 37 izlaznih signala (36 segmentirana + centralni kontakt). Svi kristali su n-tipa, sa koncentracijom nečistoća u opsegu $0.4 - 1.8 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$. Svaki Kristal hermetički je zatvoren u aluminijumski kanister debljine 0.8 mm [11].

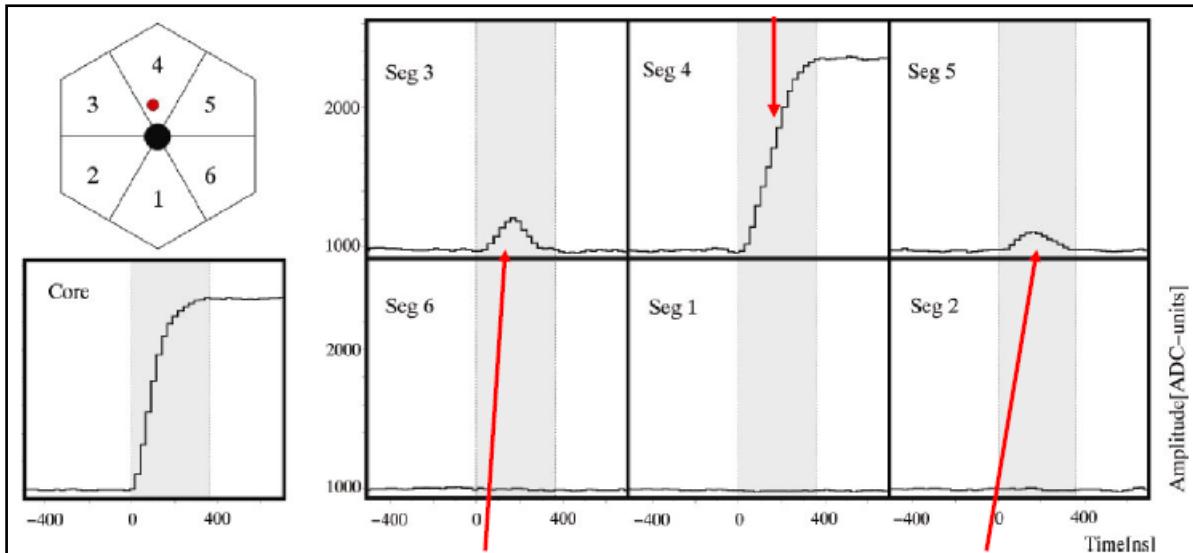
U realizovanoj geometriji AGATA poseduje relativno prostranu unutrašnjost. Poluprečnik unutrašnje sfere je 22.5 cm, što je više nego adekvatno za sve sadašnje eksperimentalne postavke [11].

Prostorna pokrivenost celokupnog detektorskog sistema iznosi 82% kada se postavi svih 60 grupacija detektora. Do Septembra 2016. je postavljeno 32 kristala kombinovanih u kalsterima od po 2 (ADC - AGATA double cluster) ili 3 (ATC - AGATA triple cluster) kristala [12].

3.3. Princip rekonstrukcije mesta interakcije

Ogromna prednost AGATA detekcionog sistema u odnosu na grupisane gama detektore prethodne generacije je algoritam rekonstrukcije mesta interakcije, čime se omogućuje praćenje gama fotona, čak i nakon višestrukog Komptonovskog rasejanja istog.

Prvi korak u rekonstrukciji je određivanje Z koordinate, odnosno dubine u kristalu Ge gde se odigrala interakcija. Na slici 3.9 prikazana je dubinska segmentacija kristala, dok je algoritam rekonstrukcije Z koordinate prikazan na slici 3.10.

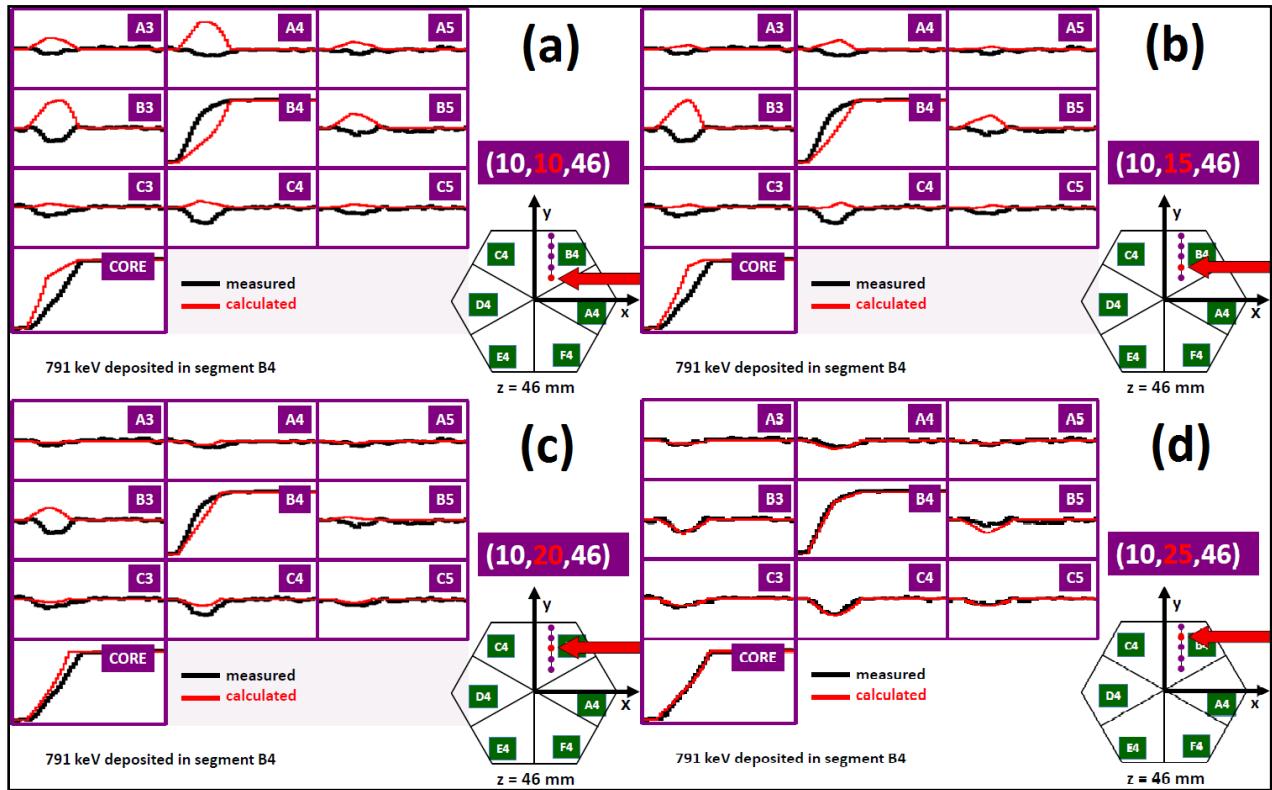


Slika 3.10: Rekonstrukcija Z koordinate mesta interakcije gama fotona u Ge kristalu [14]

Upoređivanjem centralnog izlaznog signala sa signalima iz svakog individualnog longitudinalnog segmenta program registruje najbolje poklapanje prikupljenog nanelektrisanja kod segmenta 4. Komparacijom visine signala iz dva susedna segmenta (3 i 5) program zaključuje da se interakcije odigrala bliže segmentu 3 (veći signal nego u segmentu 5). Kako se segment 4 nalazi na dubini od 37 mm do 51 mm program na osnovu komparacije signala iz segmenta 3 i 5 postavlja koordinatu Z interakcije na 46 mm dubine.

Sledeći korak je identifikacija X i Y komponente mesta interakcije. Komparacijom centralnog izlaznog signala sa signalima iz 6 segmenata (A,B,C,D,E,F) iz segmenta 4 program identificiše signal iz segmenta B4 kao mesto interakcije. Pored primarnog segmenta B4, program određuje i okolne segmente od interesa, u ovom slučaju A4 i C4. Kako su longitudinalni segmenti 3 i 5 dali određen doprinos visini signala to su i segmenti A3,B3,C3 i A5,B5,C5 obeleženi kao segmenti od interesa.

Poslednji korak u rekonstrukciji mesta interakcije sastoji se iz analize signala dobijenih iz prethodno određenih segmenata od interesa. Eksperimentalno izmerena visina signala upoređuje se sa proračunatom visinom signala za moguće mesto interakcije, zatim se bira drugo moguće mesto interakcije i ponovo se vrši komparacija, a ovaj postupak se vrši iterativno sve dok se ne dobije najbolje poklapanje eksperimentalno izmerene visine signala iz segmenta od interesa sa proračunima za dato mesto interakcije (slika 3.11) [14].



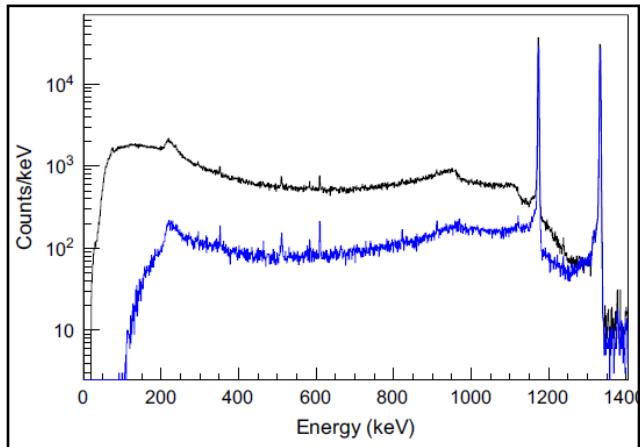
Slika 3.11: Rekonstrukcija X i Y koordinata mesta interakcije gama fotona u Ge kristalu.[14]

Početak iterativnog postupka prikazan je na slici 3.11(a), gde se primećuje vidno odstupanje eksperimentalno izmerene visine signala u segmentima od interesa. Program menja vrednost Y komponente (slika 3.11(b)), pri čemu dolazi do smanjivanja razlike između proračunatog i izmerenog signala, a dodatno povećavanje vrednosti Y koordinate (Slika 3.11(c)) rezultovaće još boljim poklapanjem. Program će ovu proceduru ponavljati za različite vrednosti potencijalnih koordinata, a izabrane vrednosti X i Y koje daju najbolje poklapanje proračunatih signala sa eksperimentalno dobijenim vrednostima biće izabrane kao mesto interakcije.

3.4 Primeri gamma spektara snimljenih AGATA detektorskim sistemom

Detektorski sistem AGATA poseduje izuzetno kompleksan softverski paket (GammaWare) koji sadrži velik broj specijalizovanih programa, koji se koriste svim etapama prikupljanja podataka. Svi programi su kodirani u ROOT-u i dostupni su kao open-source materijal [11].

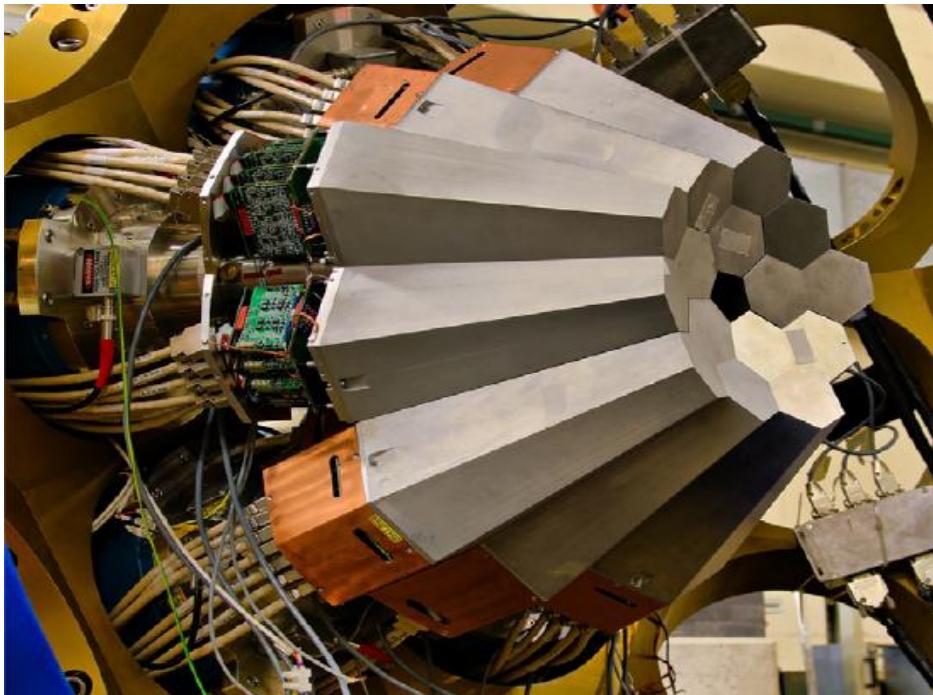
Snimljen spektar izotopa ^{60}Co korišćenjem 3 ATC (AGATA triple cluster) detektora daje dobar uvid u efikasnost i kvalitet AGATA detektorskog sistema (slika 3.8). Jedan ATC detektor podrazumeva grupaciju 3 segmentisana HPGe kristala u zajedničkom kriostatu. Radioaktivni izotop ^{60}Co smešten je u fokusu 3 ATC detektora, na udaljenosti 235 mm. Na slici su prikazani spektar "bruto" prikupljenih događaja i spektar koji "filtriranih" događaja. [11]



Slika 3.12: Spektar ^{60}Co izmeren sa 3 ATC detektora [11]

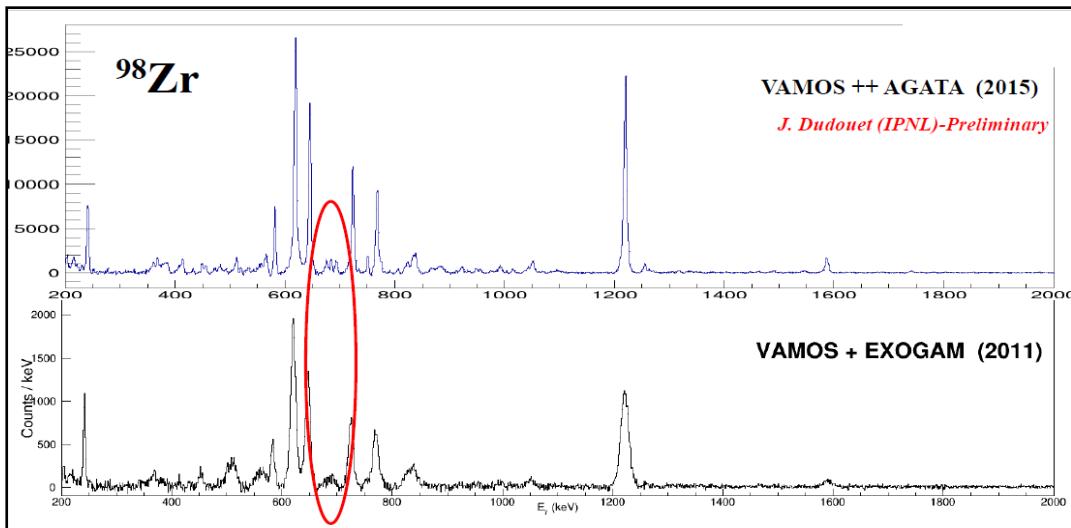
Crna linija (slika 3.12) predstavlja sve događaje koji su registrovani u HPGe kristalima. Plava linija predstavlja spektar nakon filtriranja svih "single event" slučajeva, odnosno događaja koji su registrovani od strane samo jednog segmenta HPGe kristala. Nefiltriran spektar karakteriše P/T (udeo vrha u ukupnom odboru) od 16.8% bez odbacivanja niskoenergijskih ($<200\text{keV}$) fotona. Filtriran spektar karakteriše P/T od 53.9% odnosno 54.6% ukoliko se odbace fotoni čije su energije manje od 200keV [11].

Ravoj detektorskog sistema AGATA anagažovao je brojne naučnike i inžinjere širom Evrope. Realizaciju ovog kompleksnog sistema omogućio je razvoj brojnih tehnologija: napredak u polju HPGe detektora, digitalnih sistema prikupljanja podataka, procesiranje izlaznih signala i rekonstrukcija trajektorije fotona i naravno razvoj propratne infrastrukture. AGATA sistem će se premeštati svakih nekoliko godina, kako bi se maksimalno iskoristile njene mogućnosti u različitim istraživačkim poduhvatima širom Evrope. Prva upotreba ovog sistema bila je u LNL-u (Italija), a trenutno se nalazi u GANIL-u (Francuska) gde će biti do 2019. Kompletiranje sistema, odnosno postavljanje svih 60 grupisanih HPGe detektora planirano je za 2018.godinu [12].



Slika 3.13: AGATA uparena sa PRISMA magnetnim spektrometrom (LNL - Italija). Detektorski sistem tada se sastojao od 5 grupacija HPGe detektora [13]

Primer gama spektra ^{98}Zr snimljenog sa gama spektrometrom prethodne generacije (EXOGAM) i detekcionim sistemom AGATA prikazan je na slici 3.14.



Slika 3.14: Komparacija gama spektra ^{98}Zr snimljenog uredajima EXOGAM (dole) i AGATA (gore) [12]

Na slici 3.14 se može uočiti kako je bolja rezolucija AGATA detektorskog sistema omogućila identifikaciju i razdvajanje 3 bliska vrha u spektru ^{98}Zn u odnosu na EXOGAM segmentisani Ge detektor.

4. Tehnike merenja vremena života

Određivanje vremena života stanja jezgra, neizbežan je deo u izučavanju njegove strukture. Verovatnoća prelaza jednog stanja jezgra u drugo proporcionalna je energetskoj razlici između ta dva stanja i pokorava se Hajzenbergovoj relaciji neodređenosti [3].

$$\Gamma\tau \geq \hbar \quad (4.1)$$

gde je Γ energetska razlika inicijalnog i finalnog stanja, τ je vreme života posmatranog stanja. Ova zavisnost se može zapisati u obliku:

$$\Gamma \propto |\langle \Phi_f | M | \Phi_i \rangle|^2 \quad (4.2)$$

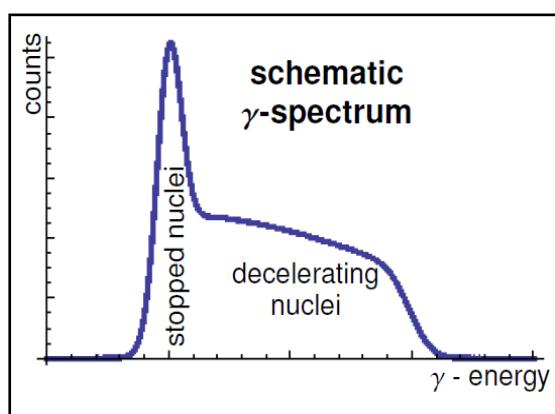
gde su Φ_f i Φ_i su talasne funkcije stanja f i stanja i , M je operator raspada stanja f u stanje i .

Merenje vremena života određenog stanja jezgra zapravo je merenje verovatnoće prelaza jednog kvantnog stanja u drugo. Kako se red veličine vremena života pobuđenih stanja jezgara kreće se u veoma širokom opsegu (od 10^{-15} s do 10^3 s), to su tokom vremena razvijene brojne eksperimentalne tehnike sa ciljem određivanje ove fizičke veličine. Tehnike merenja vremena života najčešće se klasifikuju kao direktni ili kao indirektni metodi. U slučaju direktnih metoda vreme života pobuđenog stanja dobija se na osnovu izvršenih eksperimentalnih merenja, dok se kod indirektnih metoda eksperimentalno dobijaju vrednosti matričnih elemenata odgovarajućih prelaza, a iz dobijenih vrednosti se deducira vreme života posmatranog stanja jezgra. Metod nuklearne rezonantne fluorescencije, kao i metod Kulonove ekscitacije primeri su indirektnog merenja vremena života. Metodi brzog elektronskog merenja (FEST), Doplerov-pomeraj atenuacioni metod (DSAM) i metod uzmicanja Doplerovog pomeraja (RDDS) primeri su određivanja vremena života direktnim putem [3, 15].

FEST metod praktikuje se kad je vreme života ispitivanog pobuđenog stanja znatno duže od vremena za koje germanijumski detektor prikupi nanelektrisanje, stvoreno usled prolaska gama fotona. Osnovna eksperimentalna postavka je da se za vrlo kratko vreme (znatno kraće od vremena života ispitivanog stanja) meta bombarduje snopom projektila tako da se dobiju produkti u traženom pobuđenom stanju. Nakon obustavljanja ozračivanja mete germanijumski detektori registruju gama fotone, koji se emituju usled deeksitacije pobuđenih stanja. Beleže se vremenski intervali od momenta ozračivanja mete do momenta detekcije fotona i dobija se grafik zavisnosti broja registrovanih događaja od vremena. Pod uslovom da je dobijeno pobuđeno stanje dugoživeće ($\tau > par ns$) i da se ne dopunjava iz viših nivoa pobude jezgra, to će logaritam dobijene krive u funkciji vremena biti opadajuća prava iz koje se može očitati vreme života tog stanja [3].

DSAM se koristi kada je očekivano vreme života pobuđenog stanja jezgra u opsegu od 10^{-14} do 10^{-11} s. Ispitivano jezgro se proizvodi u pobuđenom stanju, kada snop ubrzanih projektila

pogađa i biva potpuno zaustavljen u vrlo debeloj meti. U ovoj eksperimentalnoj postavci meta, pored funkcije reaktanta, ima i ulogu zaustavljača. Vreme koje je potrebno da se dobijeni produkt reakcije potpuno zaustavi unutar zaustavljača (mete) treba da bude uporedivo sa vremenom života ispitivanog pobuđenog stanja. Snimljeni gama spektar treba da ima oblik kao na slici 4.1. Na osnovu spektra doplerovski-pomerenih fotona, zaustavne moći materijala i brzine tek nastalog produkta reakcije može se izračunati vreme života ispitivanog pobuđenog stanja jezgra [16].

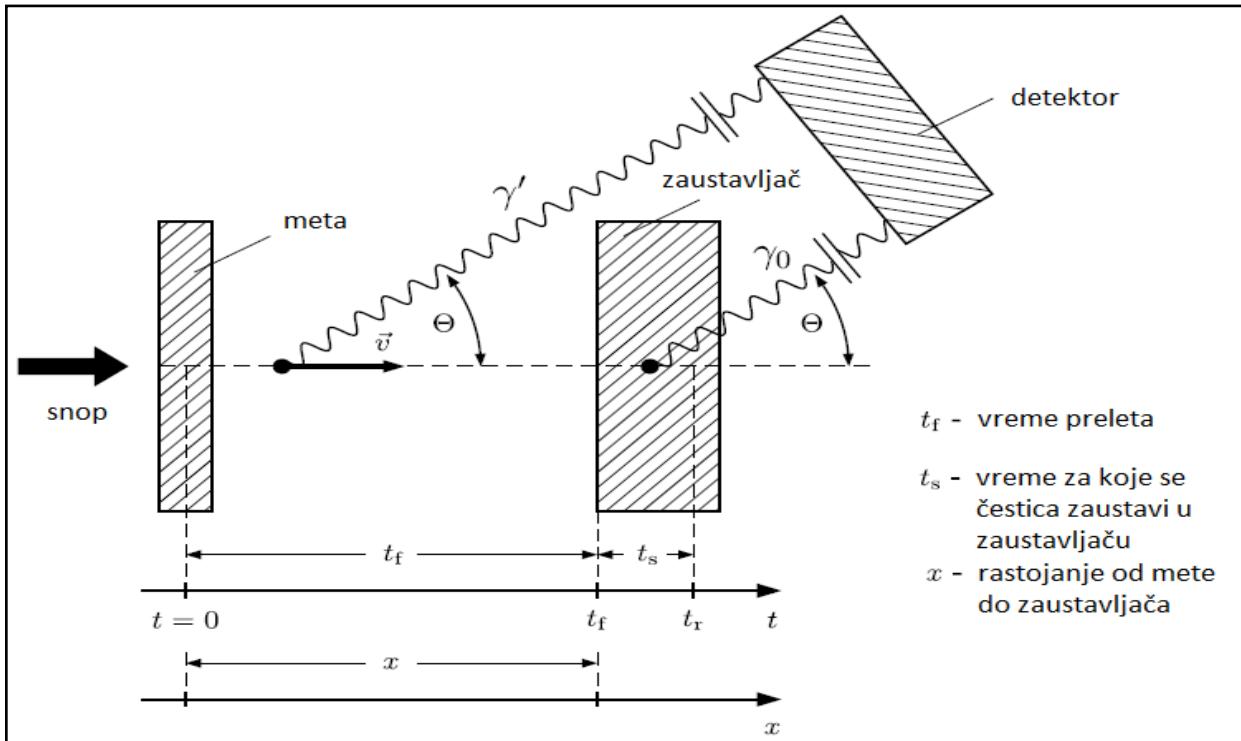


Slika 4.2: Primer gama spektra dobijenog DSA metodom

Budući da je cilj ovog eksperimenta određivanje vremena života nisko-pobuđenih stanja izotopa ^{73}Ga i ^{74}Zn , koja su reda veličine $\sim ps$, to će najviše pažnje biti posvećeno metodu razdaljine uzmicanja Doplerovog pomeraja (Recoil Distance Doppler Shift).

4.1 Metod uzmicanja Doplerovog pomeraja (RDDS)

RDDS metod je pogodan za određivanje vremena života pobuđenih stanja jezgara koja su reda veličine $\sim ps$. U početnom trenutku ($t=0$ s) dolazi do interakcije projektila sa tankom metom, nakon čega se dobija jezgro u pobuđenom stanju. Ovo pobuđeno jezgro se kreće brzinom v , a zaustaviće se nakon vremena $t_j = x/v$, pri čemu je x rastojanje koje jezgro pređe od mete do zaustavljača (Slika 4.2) [17].



Slika 4.2: Šematski prikaz metoda uzmicanja Doplerovog pomeraja (RDDS) [17]

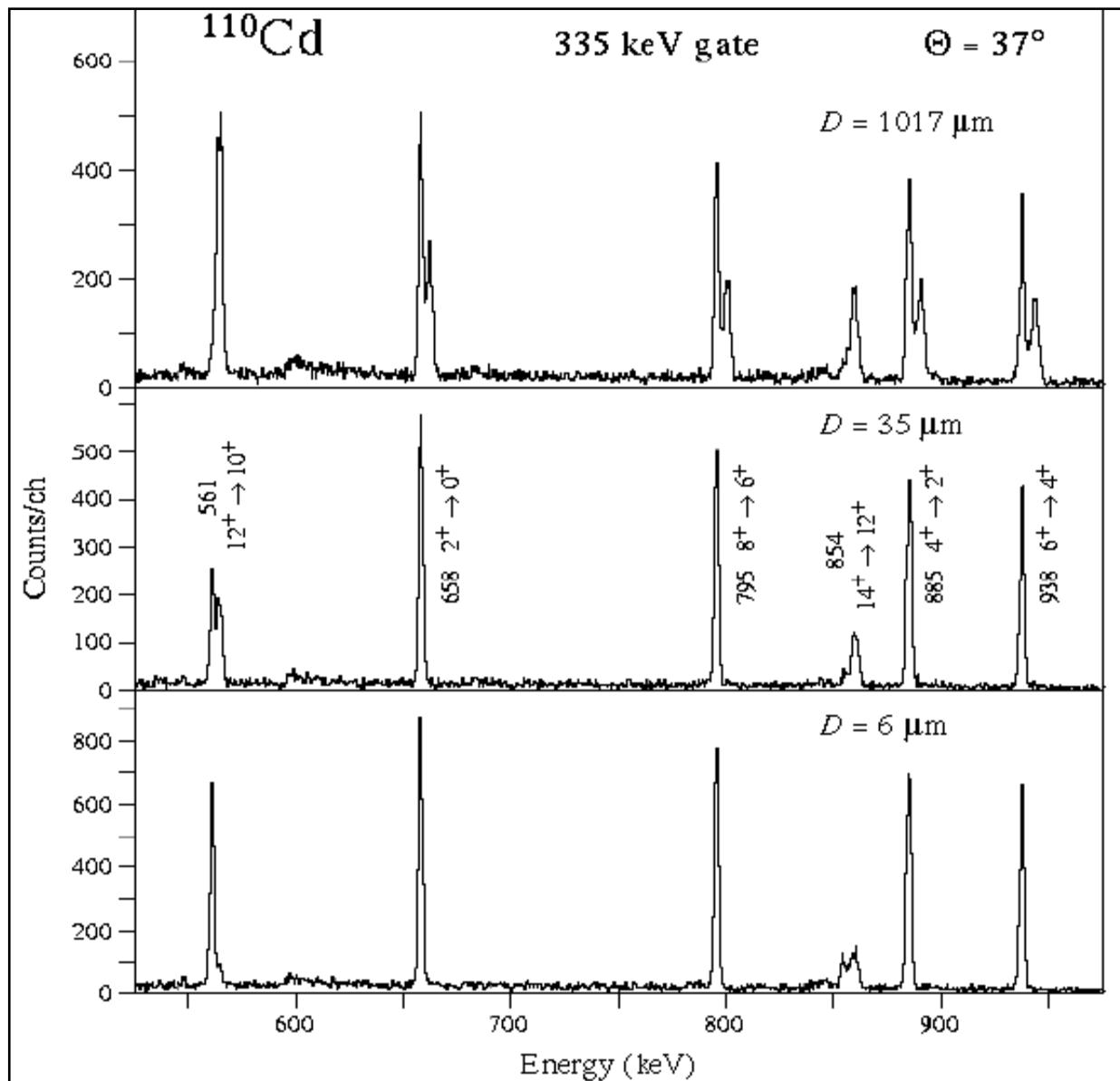
Jezgro u pobuđenom stanju teži da se deekscituje emisijom fotona. Ukoliko se pobuđeno jezgro deekscituje u toku kretanja tada će detektor, koji stoji pod uglom θ u odnosu na osu upadnog snopa, registrovati energiju gama fotona (E) koja će biti Doplerovski pomerena u odnosu na energiju odgovarajućeg prelaza jezgra u mirovanju (E_0):

$$E = E_0 \gamma (1 - \beta \cos \theta) \quad (4.3)$$

gde su $\beta = v/c$; $\gamma = \frac{1}{\sqrt{(1-\beta^2)}}$ [4].

Ovakvom eksperimentalnom postavkom omogućuje se registrovanje dva vrha različitih energija za jedan isti prelaz. Relativni intenziteti snimljenih vrhova proporcionalni su verovatnoći deekscitacije jezgra tokom preleta, odnosno deekscitaciji jezgra nakon zaustavljanja. Na slici 4.3 prikazan je gama spektar ^{110}Cd , za tri različita rastojanja mete od zaustavljača [3].

Na slici 4.3 jasno se može uočiti da se za vrlo malo rastojanje ($D=6\mu\text{m}$) u spektru pojavljaju samo linije koje odgovaraju deekscitaciji jezgra u mirovanju. Sa povećanjem distance mete od zaustavljača, postaje sve izraženiji ideo Doplerovski pomerenih fotona u snimljenom spektru.



Slika 4.3: Tri snimljena gama spektra ^{110}Cd , za tri različita rastojanja mete od zaustavljača: $6\mu\text{m}$, $35\mu\text{m}$ i $1017\mu\text{m}$, od donje ka gornjoj slici [3].

Intenzitet vrha u gama spektru, koji odgovara deekscitaciji fotona iz jezgra nakon zaustavljanja obeležava se sa I^u , i izračunava se kao:

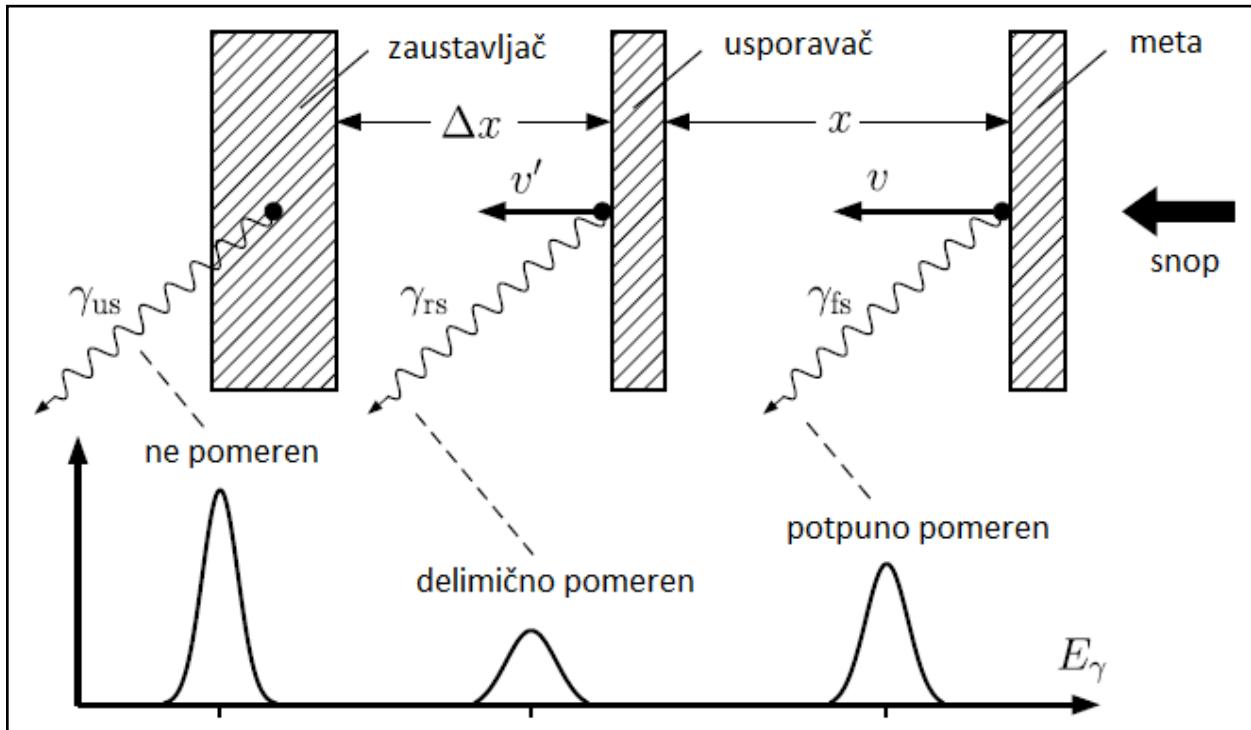
$$I^u = I_0 e^{-\frac{x}{v\tau}} \quad (4.4)$$

Intenzitet vrha u gama spektru, koji odgovara deekscitaciji fotona iz jezgra tokom kretanja obeležava se sa I^s , i izračunava se kao:

$$I^s = I_0 \left(1 - e^{-\frac{x}{v\tau}}\right) \quad (4.5)$$

Vreme života pobuđenog stanja može se izračunati na osnovu dobijenih vrednosti I^u i I^s kada je poznato rastojanje (x) od mete do zaustavljača, kao i brzina (v) kojom se kreće pobuđeno jezgro. Veličina I_0 predstavlja ukupan broj jezgara u posmatranom pobuđenom stanju. Rastojanje od mete do stopera (x) može se meriti mehanički (mikrometarski zavrtanj) ili elektronskim putem (na osnovu kapacitivnosti meta-zaustavljač). Da bi se odredilo vreme života ovim metodom, potrebno je izvršiti seriju merenja sa identičnom eksperimentalnom postavkom, uz promenu rastojanja meta-zaustavljač [17].

Jedan od alternativnih konfiguracija ove metode podrazumeva dodavanje tanke usporavačke folije ispred zaustavljača (Slika 4.4). Gama spektar, snimljen u ovakvoj eksperimentalnoj postavci posedovaće tri karakteristična vrha za jedan prelaz [17].

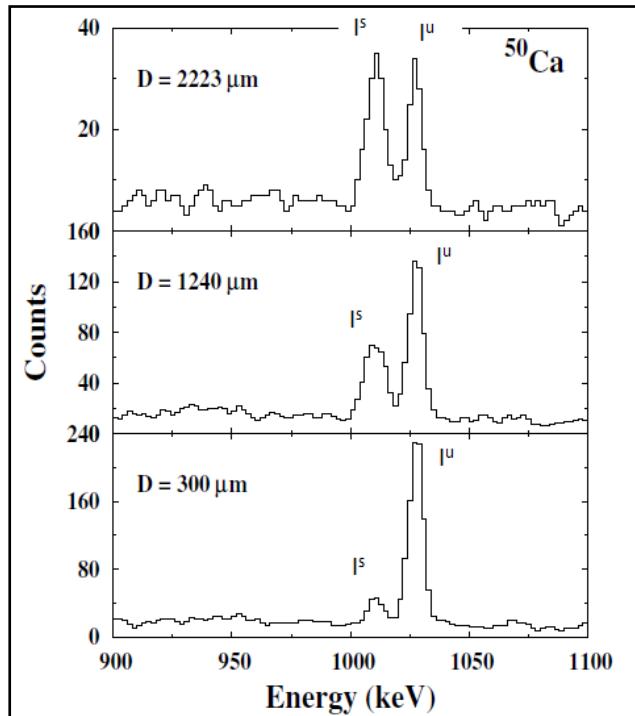


Slika 4.4: Šematski prikaz diferencijalne ‘plunger’ metode [17]

Najveća prednost ove konfiguracije je što omogućava eksperimentalno određivanje funkcije koja se sa klasičnom RDDS metodom može samo aproksimirati krivom raspada. Dodatna prednost je i mogućnost određivanje vremena života pobuđenog stanja na osnovu samo jednog rastojanja meta-usporavač-zaustavljač (x i Δx). U praksi ovaj metod nije pogodan, jer je gotovo nemoguće postići adekvatnu separaciju tri pika u gama spektru za brzine ispitivanih jezgara koje su reda $v/c < 20\% - 40\%$ [17].

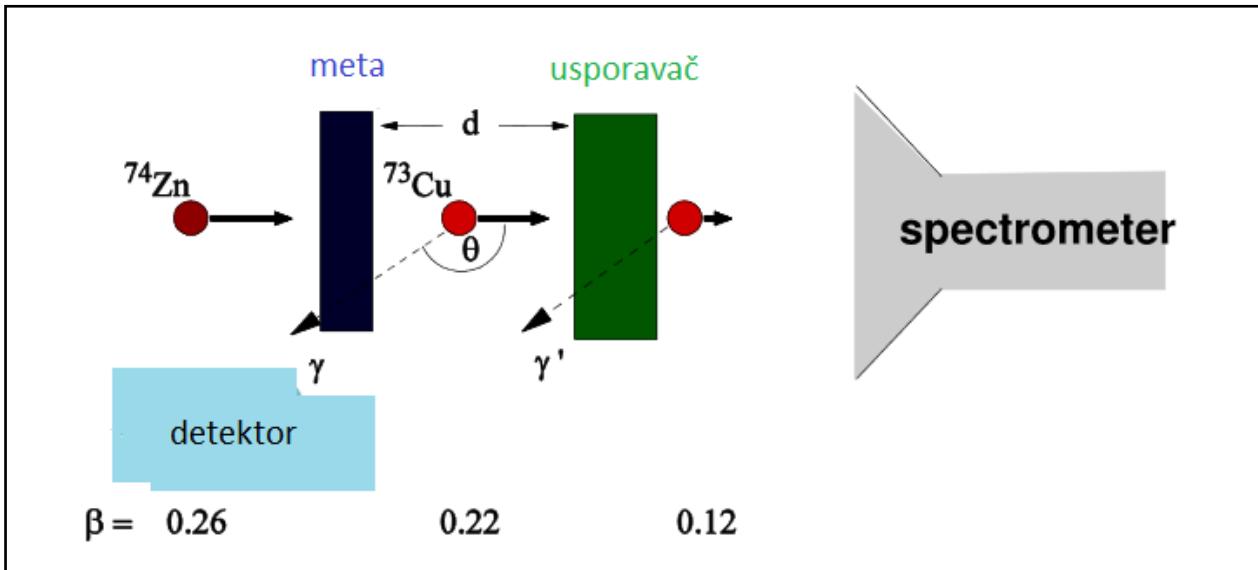
Suštinski nedostak RDDS metoda koji podrazumevaju upotrebu debelih zaustavljača je što je nastalom jezgrima potrebno dosta vremena da se u potpunosti zaustave. Svaki slučaj deekscitacije pobuđenog jezgra, koje se nije potpuno zaustavilo unosi neodređenost u izmerenoj energiji Doplerovski nepomerenog vrha. Kako se produkt reakcije u potpunosti zaustavlja unutar “plunger” uređaja, to je nemoguće izvršiti identifikaciju nastalog produkta u sistemima poput VAMOS spektrometra (Slika 2.1) [17].

Budući da će se jezgra od interesa proizvoditi u doboko neelastičnom rasejanju i da je identifikaciju proizvedenih čestica potrebno izvršiti u VAMOS spektrometru (poglavlje 2), to je neophodno koristiti “plunger” konfiguraciju koja ne poseduje zaustavljač, već samo tanku foliju koja će propustiti produkte reakcije, uz samo delimično usporavanje. Usporavačka varijanta “plugera” je savremenija i povoljnija od zaustavljačke varijante zato što omogućuje upotrebu većeg broja nuklearnih reakcija i može se upariti sa više identifikacionih sistema (VAMOS, PRIZMA, BigRIPS...). Primer usporavačke varijante plungera prikazan je na slici 4.6.



Slika 4.5: Gama spektar ^{50}Ca dobijen korišćenjem “usporavačkog plungera”. Detektor emitovanih gama fotona (CLARA) postavljen je suprotno od smera brzine nastalih produkata, pa je energija Doplerovski pomerenih fotona (I^S) umanjena u odnosu na energiju ne pomerenih fotona. [18]

Kao što se na slici 4.6 može videti, u ovoj postavci nastali produkt reakcije napušta metu sa određenom brzinom, nakon pređene distance (d) dospeva do usporavačke folije, koju potom napušta sa redukovanim brzinom. Distanca između mete i degradera utiče na izmeren odbroj fotona emitovanih pre i posle prolaska pobuđenog jezgra kroz usporavačku foliju. [19]



Slika 4.6: Primer eksperimentalne postavke koja koristi usporavačku plunger varijantu [19]

Izmerene vrednosti energije emitovanih fotona pre i nakon prolaska jezgra kroz usporavač biće Doplerovski pomerene u odnosu na foton emitovan iz jezgra u mirovanju. Treba napomenuti da se brzina produkta reakcije meri u magnetnom spektrometru (VAMOS) i ona odgovara brzini jezgra nakon prolaska kroz usporavač. Korišćenjem formule za Doplerov pomeraj (4.3) na osnovu izmerene brzine i poznatog ugla pod kojim se detektor nalazi u odnosu na pravac snopa, može se izvrsiti korekcija registrovane energije fotona emitovanih nakon usporavačke folije. Nakon izvršene korekcije fotoni koji su emitovani nakon usporavača tretiraju kao ne pomereni ("unshifted"), dok fotoni emitovani pre usporavača ostaju Doplerovski pomereni. [4]

4.2 Differential Decay Curve Method

Ukoliko posmatramo jednostavan slučaj deekscitacije energijskog nivoa pobuđenog jezgra i u stanje niže energije j , na osnovu izmerenih intenziteta dve komponente istog prelaza: Doplerovski pomeren vrh (“shifted” komponenta) i ne pomeren vrh (“unshifted” komponenta) u gama spektru ovog jezgra može se odrediti verovatnoća prelaza $i \rightarrow j$, odnosno vreme života stanja i . Eksperimentalno se vrši merenje intenziteta Doplerovski pomerenog i ne pomerenog vrha (I^s i I^u) za više različitih udaljenosti mete od usporavača (x), nakon čega se računa njihov odnos:

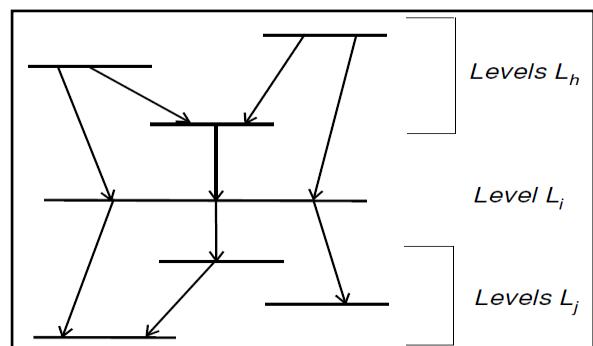
$$Q_{ij}(x) = \frac{I_{ij}^u(x)}{I_{ij}^u(x) + I_{ij}^s(x)} \quad (4.6)$$

gde indeksi ij označavaju da se radi o prelazu $i \rightarrow j$.

Na osnovu dobijenih vrednosti crta se kriva raspada, u obliku diferencijabilne eksponencijalne ili polinomne funkcije, a vreme života posmatranog pobuđenog stanja (i) jezgra računa se na sledeći način:

$$\tau_i(x) = -\left(v \frac{dQ_{ij}(x)}{dx}\right)^{-1} Q_{ij}(x) \quad (4.7)$$

U praksi se često sreće slučaj da se posmatrani nivo pobuđenog jezgra (i) dopunjuje iz jednog ili više nivoa. Na slici 4.7 prikazana je šema populacije i depopulacije posmatranog nivoa (i). Ovaj nivo se emisijom jednog od tri moguća fotona deekscituje u jedan od tri nivoa sa nižom energijom (j). Posmatrani nivo (i) se dopunjjava (feeduje) iz tri različita nivoa (h) pri njihovoj deekscitaciji [17].



Slika 4.7: Primer šeme energijskih nivoa jezgra [17]

U ovom slučaju relacija (4.7) za izračunavanje vremena života stanja (i) neće dati ispravno rešenje, jer se mora uvesti korekcija za dopunjavanje sa viših nivoa (h), čijom deekscitacijom se dopunjava posmatrani nivo (i). Korigovana formula ima oblik:

$$\tau_i(x) = -\left(v \frac{dQ_{ij}(x)}{dx}\right)^{-1} \left[Q_{ij}(x) - \sum_h b \frac{I_{hi}^u + I_{hi}^s}{I_{ij}^u + I_{ij}^s} Q_{hi}(x) \right] \quad (4.8)$$

Indeksi hi označavaju da se radi o prelazu $h \rightarrow i$, dok koeficijent b predstavlja udeo pojedinog nivoa h u ukupnom dopunjavanju posmatranog nivoa i .

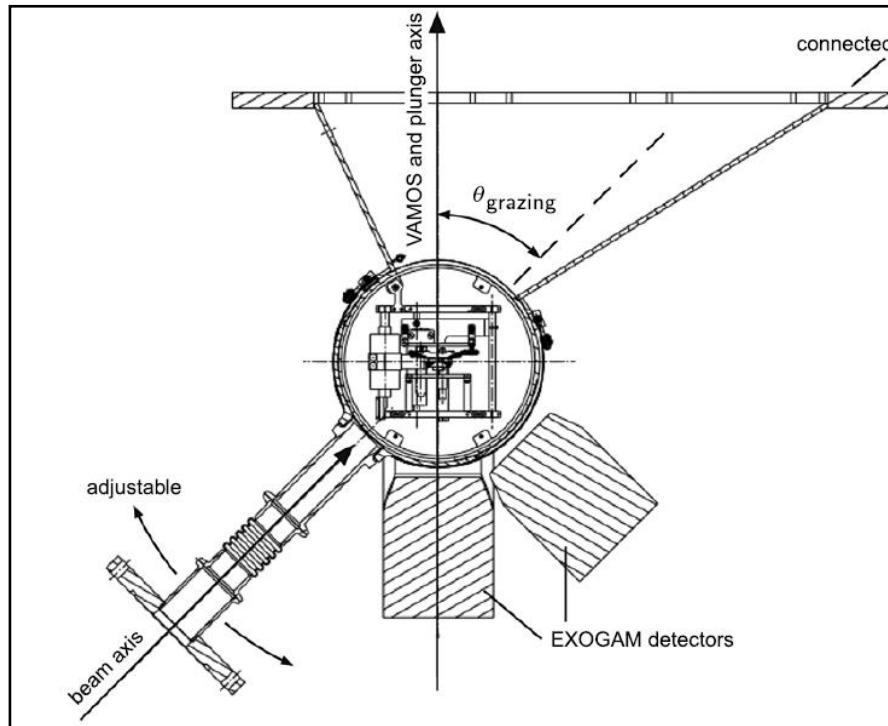


Slika 4.8: Plunger uređaj tipa Köln [4]

Izbor usporavača vrši se na osnovu potreba eksperimenta. Sa jedne strane, veća debljina folije rezultovaće boljom separacijom vrhova u dobijenom gama spektru. Ukoliko se dobijeni produkt reakcije previše uspori može se desiti da njegova kinetička energija bude nedovoljna za određivanje svih parametara u VAMOS-u (npr. ΔE), odnosno za identifikaciju te čestice. Materijal od kog je degrader izrađen treba izrabrati tako da poseduje što je moguće manji presek za reakcije u kojima bi nastali novi, neželjeni produkti. Ovako nastali produkti povećavaju mrtvo vreme

detektorskog sistema i unose nepotrebne komplikacije u dobijene spekture. Produkte nastale pri interakciji jezgara od interesa sa degrader folijom, treba da karakteriše vrednost magnetne rigidnosti koja rezultuje što je moguće manjom kontaminacijom u fokalnoj ravni. Degrader, pored svega, treba da poseduje i odgovarajuće mehaničke osobine, temperaturu topljenja itd [4].

Efikasni presek za proces duboko-neelastičnog rasejanja je vrlo mali i zavisi od ugla pod kojim se detektuju nastala jezgra. Najveći broj produkata reakcije biće registrovano pod tzv. "grazing" uglom u odnosu na upadni snop (Slika 4.9). Plunger se u odnosu na upadni snop postavlja upravo pod ovim uglom, a unutar plungera se nalaze meta i usporavač [20].



Slika 4.9: Šematski prikaz postavke plunger uređaja sa VAMOS magnetnim spektrometrom [20]

5. Rezultati

Cilj ovog rada, obrazložen u uvodnom poglavlju, je određivanje eksperimentalne postavke, kako bi se omogućilo merenje pikosekundnih vremena života niskopobuđenih stanja prvenstveno ^{74}Zn i ^{73}Ga . Predložena eksperimentalna postavka prikazana je na slici 2.11, pri čemu će optimizacija postavke biti izvršena na osnovu rezultata koji slede u ovom poglavlju.

Kako bismo odredili vreme života stanja 6^+ i 4^+ izotopa ^{74}Zn potrebno je postaviti odgovarajuće eksperimentalne uslove za njegovu identifikaciju. Optimizacija VAMOS detekcionih sistema za ovu svrhu prikazana je u poglavljima 5.1 i 5.2. Sledeći korak je optimizacije debljine usporavačke folije kako bi se postigla adekvanta separacija Doplerski pomerene komponente i nepomerene komponente prelaza od interesa u jezgrima ^{74}Zn i ^{73}Ga (poglavlje 5.3). Na posletku, na osnovu simuliranih vrednosti vremena života stanja od interesa u ^{74}Zn biće izvršena optimizacija distance usporavačke folije od mete (poglavlje 5.4).

5.1 Proračun energije dobijenih produkata

U uvodnom poglavlju je diskutovano da je jezgra ^{74}Zn i ^{73}Ga najefikasnije proizvesti u reakciji duboko neelastičnog rasejanja, pri čemu bi meta trebalo da bude ^{76}Ge , odnosno meta čiji su Z i A najbliže traženim produktima. Kao snop je potrebno koristiti neki od teških jezgara i u institutu GANIL, jezgro ^{238}U je najbolji kandidat za snopa.

Jezgro ^{76}Ge zbog svojih osobina se ne može napraviti da bude kao samostalna meta, već se tanka ^{76}Ge folija nanosi na što je mogući tanji sloj zlata. Stoga, meta konstruisana za ovaj eksperiment se sastoji od 1 mg/cm^2 tankog sloja ^{76}Ge , nanešenog na nosač od zlaza debelog $1,2\text{ mg/cm}^2$. Snop ^{238}U ubrzava se do $E/u=6,85\text{ MeV/u}$, odnosno $E=1630,3\text{ MeV}$ i kreće se prema meti pod uglom od 45° (slika 2.11). S obzirom da je zlato neželjeni materijal, prvi proračun, koji je bilo potrebno uraditi je određivanje preostale energije projektila nakon prolaska kroz sloj zlata, odnosno do dolaska do ^{76}Ge mete, koja iznosi $E(^{238}\text{U})=1542,5\text{ MeV}$. Proračun gubitaka energije po jedinici dužine baziran na korišćenju Bete-Blobove formule date u jecnačini 2.5, vršen je u programu LISE++ [8]

Nakon prolaska kroz sloj zlata projektil ulazi u germanijumsku metu pod uglom 45° i dolazi do reakcije duboko neelastičnog rasejanja. Reakcija se može odviti bilo gde u 1 mg/cm^2 ^{76}Ge pri čemu su energije finalnih produkata različite u zavisnosti od tačne lokacije odvijanja reakcije.

Reakcija na kraju mete podrazumeva najveću atenuaciju upadnog snopa, ali neće umanjiti energiju produkta koji odmah napušta metu, dok će reakcija na početku mete najviše atenuirati dobijeni produkt, koji mora da prođe kroz celu dužinu ^{76}Ge mete. Proračun energije produkta reakcije nakon izlaska iz mete prikazan je u tabeli 5.1.1.

Tabela 5.1.1: Proračun preostale energije projektila ^{238}U nakon prolaska kroz sloj $1,2 \text{ mg/cm}^2$ Au i varijabilne dužine sloja mete ^{76}Ge . Energijski opseg projektila ^{238}U , koji se duboko elastično rasejavaju, veći je od 100 MeV.

Mesto odvijanja reakcije	početak mete	sredina mete	kraj mete
Sloj $^{76}\text{Ge} [\text{mg/cm}^2]$	0	0.5	1
Preostala energija projektila ^{238}U	1542,5 MeV	1488,7 MeV	1434,9 MeV

Što se produkata reakcije tiče, njihov energijski opseg biće još izraženiji nego što je to slučaj sa snopom ^{238}U nakon prolaska kroz metu ^{76}Ge i propratni sloj Au. Na energiju stvorenih produkata, pored energije projektila i atenuacije od strane medijuma kroz koji prolaze, u velikoj meri utiče ugao pod kojim se nastali produkt raseje u odnosu na pravac upadnog snopa. Detektorski sistem VAMOS se postavlja pod uglom 45° u odnosu na snop ^{238}U jer je to ugao pod kojim je najveći efikasni presek za ovu reakciju. Akceptansa VAMOS sistema je 7° što znači da je moguće akomodirati produkte, koji se u odnosu na snop projektila raseju u opsegu uglova od $45^\circ - 7^\circ = 38^\circ$ do $45^\circ + 7^\circ = 52^\circ$.

U tabelama 5.1.2 i 5.1.3 prikazane su proračunate vrednosti izlaznih energija dva produkta od interesa (^{74}Zn i ^{73}Ga) u zavisnosti od mesta odvijanja reakcije u meti ^{76}Ge , kao i od ugla rasejanja nastalog produkta u odnosu na upadni snop.

U uglastim zgradama pored nastalog produkta od interesa, za ^{74}Zn (5.1.2) i ^{73}Ga (5.1.3) date su vrednosti grazing ugla (relacija 1.11) proračunate u LISE++ programu za ova dva jezgra u zavisnosti od mesta u meti gde je došlo do reakcije duboko neelastičnog rasejanja. Kako se vrednosti grazing ugla za ^{74}Zn kreću u rasponu $40,5^\circ$ - $47,2^\circ$, odnosno u rasponu $40,7^\circ$ - $47,5^\circ$ za ^{73}Ga to se može zaključiti da je postavljanje VAMOS detekcionog sistema pod 45° u odnosu na upadni snop ^{238}U adekvatna konfiguracija za potrebe eksperimenta.

Tabela 5.1.2: Proračunate vrednosti energije sa kojom produkt reakcije ^{74}Zn napušta metu u zavisnosti od ugla pod kojim se raseje u odnosu na pravac upadnog snopa ^{238}U . Proračun je izvršen za tri različita mesta odvijanja reakcije duboko neelastičnog rasejanja u meti ^{76}Ge : početak mete – gornja tabela, sredina mete – srednja tabela, kraj mete – donja tabela. Najveću izlaznu energiju poseduje produkt koji nastane na početku mete i raseje se pod najmanjim uglom u odnosu na upadni snop. Najmanju izlaznu energiju poseduje produkt koji nastane na kraju mete i raseje se pod najvećim uglom u odnosu na upadni snop. Energijski opseg nastalih produkata ^{74}Zn iznosi 280,29 MeV

Reakcija na početku mete (produkt ^{74}Zn) [40.5°]			
Ugao rasejanja u odnosu na projektil	38	45	52
Energija po nukleonu [MeV/u]	9,29	7,48	5,68
Energija produkta [MeV]	687,46	553,52	420,32
Izlazna energija produkta [MeV]	670,27	535,17	400,35
Reakcija na polovini mete (produkt ^{74}Zn) [43.6°]			
Ugao rasejanja u odnosu na projektil	38	45	52
Energija po nukleonu [MeV/u]	8,96	7,21	5,47
Energija produkta [MeV]	663,04	533,54	404,78
Izlazna energija produkta [MeV]	654,36	524,28	394,73
Reakcija na kraju mete (produkt ^{74}Zn) [47.2°]			
Ugao rasejanja u odnosu na projektil	38	45	52
Energija po nukleonu [MeV/u]	8,63	6,95	5,27
Energija produkta [MeV]	638,62	514,3	389,98
Izlazna energija produkta [MeV]	638,62	514,3	389,98

Tabela 5.1.3: Proračunate vrednosti energije sa kojom produkt reakcije ^{73}Ga napušta metu u zavisnosti od ugla pod kojim se raseje u odnosu na pravac upadnog snopa ^{238}U . Proračun je izvršen za tri različita mesta odvijanja reakcije duboko neelastičnog rasejanja u meti ^{76}Ge : početak mete – gornja tabela, sredina mete – srednja tabela, kraj mete – donja tabela. Najveću izlaznu energiju poseduje produkt koji nastane na početku mete i raseje se pod najmanjim uglom u odnosu na upadni snop. Najmanju izlaznu energiju poseduje produkt koji nastane na kraju mete i raseje se pod najvećim uglom u odnosu na upadni snop. Energijski opseg nastalih produkata ^{73}Ga iznosi 276,2 MeV

Reakcija na početku mete (produkt ^{73}Ga) [40.7°]			
Ugao rasejanja u odnosu na projektil	38	45	52
Energija po nukleonu [MeV/u]	9,42	7,61	5,81
Energija produkta [MeV]	687,66	555,53	424,13
Izlazna energija produkta [MeV]	669,67	536,37	403,33
Reakcija na polovini mete (produkt ^{73}Ga) [43.8°]			
Ugao rasejanja u odnosu na projektil	38	45	52
Energija po nukleonu [MeV/u]	9,08	7,34	5,6
Energija produkta [MeV]	662,84	535,82	408,08
Izlazna energija produkta [MeV]	653,75	526,16	398,34
Reakcija na kraju mete (produkt ^{73}Ga) [47.5°]			
Ugao rasejanja u odnosu na projektil	38	45	52
Energija po nukleonu [MeV/u]	8,75	7,07	5,39
Energija produkta [MeV]	638,75	516,11	393,47
Izlazna energija produkta [MeV]	638,75	516,11	393,47

Duboko neelastično rasejanje okarakterisano je velikim brojem različitih produkata reakcije. S obzirom da je jedan od ciljeva ovog rada optimizacija pritiska u ionizacionoj komori VAMOS detekcionog sistema, to je neophodno izračunati opseg energija sa kojom svi produkti od interesa napuštaju metu.

Pod svim produktima od interesa za potrebe ovog rada uzećemo jezgra u opsegu od $A = 70$ do $A = 80$, odnosno jezgra od ^{70}Ni do ^{80}Se . Energija sa kojom ispitivana čestica ulazi u detekcioni sistem VAMOS-a zavisi od tačne lokacije u sloju mete gde je taj produkt nastao i odугла pod kojim se rasejao u odnosu na pravac upadnog snopa ^{238}U . Energije različitih produkata reakcije u zavisnosti od navedenih parametara dobijene su u programu LISE++ i predstavljene su u tabelama 5.1.4, 5.1.5, 5.1.6 i 5.1.7. Računata je energija najlakšeg i najtežeg produkta reakcije od interesa (^{70}Ni i ^{80}Se), za slučaj odvijanja reakcije na početku i na samom kraju mete. Detekcioni sistem VAMOS postavljen je pod uglom 45° u odnosu na upadni snop, a kako je akceptansa sistema 7° , to je računanje energije vršeno za uglove rasejanja od 38° , 45° i 52° .

Tabela 5.1.4: Proračunate vrednosti energije sa kojom jezgro ^{70}Ni napušta metu u zavisnosti od ugla pod kojim se raseje u odnosu na pravac upadnog snopa ^{238}U . Prikazane su vrednosti energije po nukleonu kao i ukupne energije dobijenog produkta. Energija s kojom produkt napušta metu manja je od energije s kojom je taj produkt nastao usled atenuacije pri njegovom prolasku kroz sloj mete (1 mg/cm^2 ^{76}Ge)

Reakcija na početku mete (produkt ^{70}Ni)			
Ugao rasejanja u odnosu na projektil	38°	45°	52°
Energija po nukleonu [MeV/u]	9,51	7,71	5,9
Energija produkta [MeV]	665,7	539,7	413
Izlazna energija produkta [MeV]	650,41	523,32	395,08

Tabela 5.1.5: Proračunate vrednosti energije sa kojom jezgro ^{70}Ni napušta metu (izlazna energija produkta) u zavisnosti od ugla pod kojim se raseje u odnosu na pravac upadnog snopa ^{238}U . Prikazane su vrednosti energije po nukleonu kao i ukupne energije dobijenog produkta.

Reakcija na kraju mete (produkt ^{70}Ni)			
Ugao rasejanja u odnosu na projektil	38°	45°	52°
Energija po nukleonu [MeV/u]	8,81	7,13	5,46
Energija produkta [MeV]	616,7	499,1	382,2
Izlazna energija produkta [MeV]	616,7	499,1	382,2

Tabela 5.1.6: Proračunate vrednosti energije sa kojom jezgro ^{80}Se napušta metu (izlazna energija produkta) u zavisnosti od ugla pod kojim se raseje u odnosu na pravac upadnog snopa ^{238}U . Prikazane su vrednosti energije po nukleonu kao i ukupne energije dobijenog produkta. Energija s kojom produkt napušta metu manja je od energije s kojom je taj produkt nastao usled atenuacije pri njegovom prolasku kroz sloj mete (1 mg/cm^2 ^{76}Ge)

Reakcija na početku mete (produkt ^{80}Se)			
Ugao rasejanja u odnosu na projektil	38°	45°	52°
Energija po nukleonu [MeV/u]	8,95	7,14	5,34
Energija produkta [MeV]	716	571,2	427,2
Izlazna energija produkta [MeV]	694,96	548,9	403,16

Tabela 5.1.7: Proračunate vrednosti energije sa kojom jezgro ^{80}Se napušta metu (izlazna energija produkta) u zavisnosti od ugla pod kojim se raseje u odnosu na pravac upadnog snopa ^{238}U . Prikazane su vrednosti energije po nukleonu kao i ukupne energije dobijenog produkta

Reakcija na kraju mete (produkt ^{80}Se)			
Ugao rasejanja u odnosu na projektil	38°	45°	52°
Energija po nukleonu [MeV/u]	8,34	6,66	4,99
Energija produkta [MeV]	667,2	532,8	399,2
Izlazna energija produkta [MeV]	667,2	532,8	399,2

Analizom dobijenih rezultata može se zaključiti da minimalna energija jezgara od interesa pripada najlakšem produktu od interesa (^{70}Ni), koji nastane na kraju mete i raseje se pod najvećim uglom (52°) u odnosu na upadni snop (crvena kućica u tabeli 5.1.5), dok maksimalna energija pripada najtežem produktu od interesa (^{80}Se), koji nastane na početku mete i raseje se pod najmanjim uglom (38°) u odnosu na upadni snop (zelena kućica u tabeli 5.1.6).

Energijski opseg ispitivanih produkata kreće se od 382,2 MeV do 694,96 MeV. Ove granične vrednosti energije određene su za najlakše (^{70}Ni) i najteže (^{80}Se) jezgro od interesa, pa će se energije svih ostalih jezgra od interesa (kao što je pokazano za ^{74}Zn i ^{73}Ga u 5.1.2 i 5.1.3) naći unutar opsega ove dve granične energije.

5.2 Optimizacija pritiska u segmentisanoj ionizacionoj komori

Izračunavanje energijskog opsega produkata od interesa (deo 5.1) neophodno je da bi se izvršila optimizacija operativnog pritiska u segmentisanoj ionizacionoj komori. U trenutnoj postavci VAMOS detektorskog sistema (poglavlje 2.2), segmentisana ionizaciona komora koristi se za određivanje dva parametra čestice – gubitka energije po jedinici puta (ΔE) i ukupne energije te čestice.

Da bi se odredio gubitak energije čestice po jedinici puta, potrebno je obezbediti takve eksperimentalne uslove, da se čestica zaustavi najranije u trećem segmentu ionizacione komore. Prvi segment SIC je mrtav sloj (dužine 10mm) iz kog se ne može izvući koristan signal, dok bi zaustavljanje čestice u drugom segmentu (dužine 50mm) obezbedilo samo jedan signal što nije dovoljno za određivanje parametra ΔE , a time ni Z . Da bi se uspešno odredio parametar ΔE neophodno je da čestica prodre makar do trećeg segmenta SIC.

Izračunavanje ukupne energije čestice (E_{tot}) zahteva određivanje njenih gubitaka energije pri prolasku kroz celokupan detekcioni sistem. Energijski gubici u svim aktivnim slojevima bivaju registrovani, dok se gubici u mrtvim slojevima proračunavaju u programu LISE++. U prethodnoj postavci VAMOS detekcionog sistema na samom kraju segmentisane ionizacione komore nalazio se silicijumski zid (Si-Wall), čiji je zadatak bio da prikupi preostalu energiju [5,6,7] pa bi se ukupna energija čestice računala prema formuli 2.2 iz poglavlja 2.3. Budući da trenutna eksperimentalna postavka ne poseduje Si-Wall, to je nephodno osigurati zaustavljanje čestice unutar SIC, tačnije zaustavljanje čestice pre poslednjeg segmenta ionizacione komore, jer je to mrtav sloj (dužine 20mm).

Kombinovanjem dva navedena uslova nameće se sledeće ograničenje:

1. Upadna čestica se najranije sme zaustaviti u trećem sloju SIC, odnosno mora preći minimalan put unutar komore veći od $10\text{mm}+50\text{mm}=60\text{mm}$ (mrtav sloj+prvi aktivni segment)
2. Upadna čestica se najkasnije može zaustaviti pre poslednjeg mrvog sloja unutar SIC, odnosno može preći maksimalan put unutar komore od $600\text{mm}-20\text{mm}=580\text{mm}$

Ovi zahtevi mogu se ostvariti varijacijom pritiska unutar segmentisane ionizacione komore. Kao što je opisano u poglavlju 2.2.3 komora je ispunjena gasom CF_4 , a pritisak je moguće prilagoditi potrebama eksperimenta. Donje granice pritiska praktično nema, a za gornju granicu pritiska koji može da podnese SIC uzima se 100mbar.

Optimizacija pritiska unutar SIC, u cilju određivanja parametara ΔE i E_{tot} proračunata je u programu LISE++. Rezultati za produkt od interesa minimalne energije (^{70}Ni) prikazani su u tabeli 5.2.1, dok su za produkt od interesa maksimalne energije (^{80}Se) prikazani u tabeli 5.2.2.

Proračuni su vršeni za pet potencijalnih debljina zaustavljača iz plunger uređaja, budući da debljina ove folije u znatnoj meri utiče na energiju posmatranog produkta. Minimalan pritisak CF₄ predstavljen u tabelama je ona vrednost pritiska u SIC koja će zaustaviti česticu pre nego što dospe do poslednjeg (mrtvog) segmenta i odgovara pređenom putu od 580mm. Maksimalan pritisak CF₄ predstavlja najveću vrednost pritiska koja će dozvoliti prolazak čestice do drugog aktivnog segmenta i odgovara putu većem od 60mm.

Tabela 5.2.1: Za pet potencijalnih debljina usporavača, proračunate su energije sa kojim će posmatrano jezgro dospeti do SIC, kao i minimalne i maksimalne vrednosti pritiska CF₄ koje će zadovoljavaju postavljene eksperimentalne zahteve

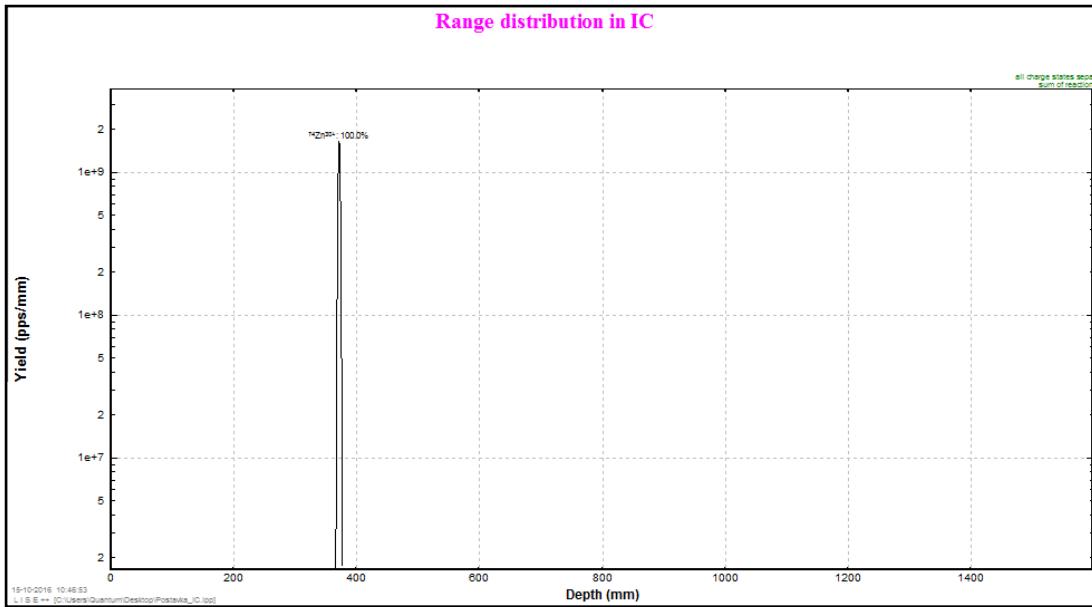
Jezgro ⁷⁰ Ni nastalo na kraju mete (pod 52°) [382,2 MeV]					
debljina Mg degradera [mg/cm ²]	1	2	3	4	5
izlazna energija [MeV]	355,3	327,71	299,36	270,18	240,09
min. pritisak [mbar]	42	40,5	36	31,3	26,6
max. pritisak [mbar]	428	387	344	300	253,3

Tabela 5.2.2: Za pet potencijalnih debljina usporavača, proračunate su energije sa kojim će posmatrano jezgro dospeti do SIC, kao i minimalne i maksimalne vrednosti pritiska CF₄ koje zadovoljavaju postavljene eksperimentalne zahteve

Jezgro ⁸⁰ Se nastalo na početku mete (pod 38°) [694,96 MeV]					
debljina Mg degradera [mg/cm ²]	1	2	3	4	5
izlazna energija [MeV]	664,95	634,43	603,37	571,73	539,49
min. pritisak [mbar]	77,3	73	68,3	64	59,3
max. pritisak [mbar]	746	702,6	660	617	575

Na osnovu rezultata prikazanih u tabelama 5.2.1 i 5.2.2 može se zaključiti da se vrednost pritiska CF₄ u SIC za energijski opseg jezgara od interesa kreće od 77,3 do 253,3 mbar. S obzirom da je gornja granica pritiska u SIC 100 mbar, to je interval operativnog pritiska za datu eksperimentalnu postavku zapravo od 77,3 do 100 mbar.

Primarno jezgro od interesa za ovaj rad je izotop ⁷⁴Zn, pa je dodatno urađena optimizacija pritiska u SIC za ovo jezgro, u slučaju kada nastane na polovini mete i raseje se pod uglom od 45° u odnosu na upadni snop ²³⁸U. Kako se za optimalnu usporavačku foliju pokazala 4 mg/cm² Mg folija (tabela 5.3.3) izvršen je poseban proračun dometa jezgra ⁷⁴Zn pri prolasku kroz ovaj usporavač pre zaustavljanja u SIC (pritisak 80 mbar). Grafički prikaz ovog proračuna prikazan je na slici 5.1.



Slika 5.1: Domet jezgra ^{74}Zn u SIC, nastalog na sredini mete, emitovanog pod uglom 45° u odnosu na upadni snop ^{238}U . Proračun je izvršen za $p=80\text{mbar}$ i debljinu degradera 4 mg/cm^2

5.3 Proračun optimalne debljine usporavačke folije

Upotreba AGATA detektorskog sistema za detekciju emitovanih fotona omogućuje drastično bolju separaciju vrhova u snimljenima gama spektrima nego što je to bio slučaj sa sistemima prethodne generacije (npr. EXOGAM). AGATA je u stanju da diferencira dva vrha u gama spektru koja se razlikuju za svega 2 keV.

Proračuni koji slede urađeni su u programu LISE++ i izvršeni su u cilju ispitivanja zavisnosti separacije Doplerovski pomerenih i nepomerenih vrhova posmatranog prelaza u zavisnosti od debljine usporavača u plunger uređaju (slika 4.6). Veća debljina usporavačke folije rezultovaće većim smanjenjem brzine jezgra, što podrazumeva i veću energijsku separaciju Doplerovski pomerene i nepomerene komponente određenog prelaza. Proračun je urađen za pet potencijalnih debljina usporavačke folije sačinjene od magnezijuma, a dobijeni rezultati su prikazani u tabelama 5.3.1, 5.3.2 i 5.3.3.

Energijska separacija posmatranog prelaza odgovara razlici energija njegove Doplerovski pomerene komponente i nepomerene komponente izračunate korišćenjem relacije 4.3. Koeficijenti β i γ koji figurišu u formuli za Doplerov pomeraj (relacija 4.3) mogu se odrediti iz relativističkih relacija između energije čestice i njene brzine. U ovom radu, te vrednosti su očitane u programu LISE++ za posmatrano jezgro, čija je energija pre i posle prolaska kroz usporavač prethodno određena.

Tabela 5.3.1: Energijska separacija dva vrha prelaza $4^+ \rightarrow 2^+$ u jezgru ^{74}Zn . Energija jezgra pre prolaska kroz usporavačku foliju iznosi 524,28 MeV, pa je energija korigovanog fotona $E_K=878,93$ keV

Energijska separacija za prelaz $4^+ \rightarrow 2^+$ ($E_\gamma=812,61$ keV) jezgra ^{74}Zn ($E=524,28$ MeV)					
debljina Mg degradera [mg/cm ²]	1	2	3	4	5
$E(^{74}\text{Zn})$ nakon degradera [MeV]	497,49	470,15	442,25	413,74	384,58
E_S [keV]	877,05	875,09	873,04	870,89	868,62
$E_K - E_S$ [keV]	1,88	3,84	5,89	8,04	10,31

Tabela 5.3.2: Energijska separacija dva vrha prelaza $2^+ \rightarrow 0^+$ u jezgru ^{74}Zn . Energija jezgra pre prolaska kroz usporavačku foliju iznosi 524,28 MeV, pa je energija korigovanog fotona $E_K=655,35$ keV

Energijska separacija za prelaz $2^+ \rightarrow 0^+$ ($E_\gamma=605,9$ keV) jezgra ^{74}Zn ($E=524,28$ MeV)					
debljina Mg degradera [mg/cm ²]	1	2	3	4	5
$E(^{74}\text{Zn})$ nakon degradera [MeV]	497,49	470,15	442,25	413,47	384,58
E_S [keV]	653,95	652,49	650,96	649,35	647,66
$E_K - E_S$ [keV]	1,40	2,86	4,39	5,99	7,68

Kao što je već napomenuto povećanje debljine usporavačke folije rezultuje boljom separacijom vrhova istog prelaza u gama spektru. Problem je što ono takođe usporava ispitivanje jezgro, što može otežati njegovu identifikaciju u VAMOS-u. Pored toga, deblja usporavačka folija rezultovaće većom produkcijom neželjenih sekundarnih produkata koji dovode do zagušenja detektorskih sistema VAMOS-a. Potrebno je izvršiti balansiranje između povoljnih i nepovoljnih uticaja debljine usporavačke folije, a to se postiže izborom minimalne debljine koja će zadovoljiti sve eksperimentalne potrebe.

Eksperimentalno najzahtevnije jezgro iz opsega od interesa (od ^{70}Ni do ^{80}Se) je ^{73}Ga . Tačnije najveći problem je separacija dveju komponenti prelaza $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ čija energija iznosi 198 keV. Jasno je da će minimalna debljina usporavačke folije kojom se postigne dovoljna energijska separacija za AGATA sistem (2 keV) biti idealna debljina usporavačke folije za celokupnu eksperimentalnu postavku, a to je 4 mg/cm^2 , što se da videti iz tabele 5.3.3

Tabela 5.3.3: Energijska separacija prelaza $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ u jezgru ^{73}Ga . Energija jezgra pre prolaska kroz usporavačku foliju iznosi 526,16 MeV, pa je energija korigovanog fotona $E_K=214,3$ keV

Energijska separacija za prelaz $5/2^- \rightarrow 3/2^-$ ($E_\gamma=198\text{keV}$) jezgra ^{73}Ga ($E=526,16\text{MeV}$)					
debljina Mg degradera [mg/cm ²]	1	2	3	4	5
$E(^{74}\text{Zn})$ nakon degradera [MeV]	498,22	469,7	440,57	410,79	380,3
E_S [keV]	213,83	213,33	212,80	212,25	211,67
$E_K - E_S$ [keV]	0,47	0,97	1,50	2,05	2,64

5.4 Simulacija merenja vremena života

Simulacija merenja vremena života korišćenjem plunger uređaja (opisanog u poglavlju 4.6) izvršena je MonteCarlo metodom. U cilju dobijanja reprezentativne statistike broj događaja, odnosno broj jezgara u pobuđenim stanjima od interesa, je reda veličine $\sim 10^5$. S obzirom da je radioaktivni raspodjel stohastički proces i da prati eksponencijalnu raspodelu, vreme života pojedinačnog jezgra se generisalo slučajnim uzorkovanjem promenljive iz funkcije gustine verovatnoće eksponencijalne raspodele, definisane sa $f(t) = \lambda e^{-\lambda t}$. Odnosno vreme života pojedinačnog jezgra se dobilo iz izraza:

$$t = -\frac{1}{\lambda} \ln(u)$$

gde je u uniformna raspodela između 0 i 1.

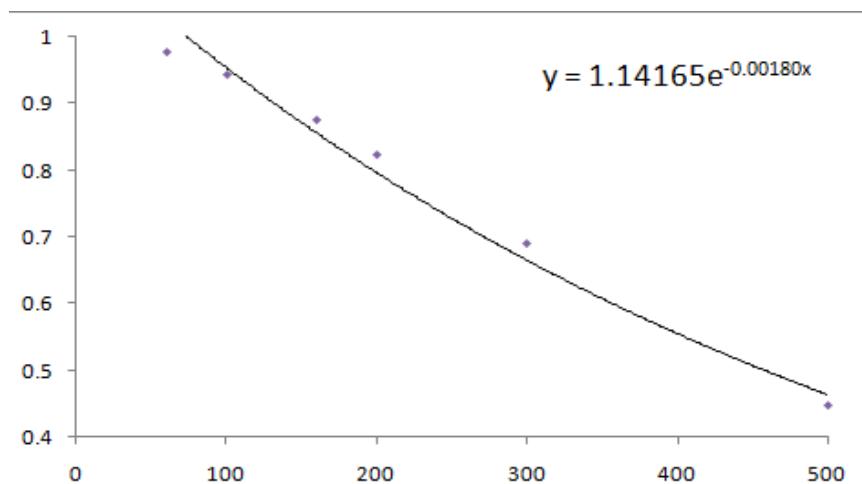
Program simulacije gama raspada jezgara kodiran je u programskom jeziku C++ i predstavljen je u prilogu A. Za potrebe simulacije uzeto je da je duboko neelastičnim rasejanjem stvoreno 600000 jezgara ^{74}Zn u 4^+ stanju, te 200000 jezgara ^{74}Zn u 6^+ stanju. Brzina jezgra ^{74}Zn na osnovu koje su vršene simulacije iznosi $v = 36,81 \mu\text{m}/\text{ps}$, što odgovara brzini ^{74}Zn između mete i usporivačke folije uz pretpostavku da je jezgro nastalo na sredini mete i da se rasejalo pod uglom od 45° . U simulaciji je pretpostavljeno da vreme života pobuđenog stanja 4^+ iznosi 10 ps, dok za stanje 6^+ iznosi 5 ps. Parametar koji se varira je distanca usporavača od mete, što odgovara različitoj dužini preleta između mete i usporavača. Za 6 ispitivanih distanci (60, 100, 160, 200, 300 i 500 μm) prikazane su dobijene vrednosti broja raspada $6^+ \rightarrow 4^+$ pre i posle usporavača, kao i broj raspada $4^+ \rightarrow 2^+$ pre i posle usporavača. Dobijene vrednosti predstavljene su kao vrednosti intenziteta Doplerovski pomerenih, odnosno nepomerenih komponenti u gama spektru ^{74}Zn (tabela 5.4).

Tabela 5.4.1: Simulirani intenziteti Doplerovski pomerenih ("shifted" - S) komponenti i nepomerenih komponenti ("unshifted" - U) u gama spektru izotopa ^{74}Zn . Povećanje rastojanja između mete i usporavača (x) rezultuje povećanjem broja gama raspada u toku preleta, pa su intenziteti pomerene komponente veći za veća rastojanja meta-usporavač i obrnuto

$x [\mu\text{m}]$	I_{42}^S	I_{42}^U	I_{64}^S	I_{64}^U
60	94930	705070	55391	144609
100	153768	646232	83392	116608
160	236169	563831	116226	83774
200	286352	513648	132197	67803
300	396181	403819	139411	60589
500	556592	243408	186843	13157

Simulirani intenziteti (tabela 5.4.1) Doplerovski pomerenih i nepomerenih prelaza $6^+ \rightarrow 4^+$ kao i prelaza $4^+ \rightarrow 2^+$ izotopa ^{74}Zn koristiće se u daljem toku rada.

Kako bismo se uverili u verodostojnost simuliranih rezultata, posmatraćemo slučaj nastanka 200000 jezgara ^{74}Zn pobuđenih u 6^+ stanju, a da pritom nijedno jezgro ^{74}Zn inicijalno nije stvoren u 4^+ pobuđenom stanju. Princip određivanja vremena života "Differential Decay Curve" metodom opisan je u poglavlju 4.. Na osnovu odnosa intenziteta doplerovski pomerenog i nepomerenog vrha, korišćenjem relacije 4.6 dobija se $Q(x)$ za svako rastojanje. Dobijene tačke se potom fituju na neku diferencijabilnu krivu i ta kriva se zove kriva raspada. U ovom slučaju, kriva je fitovana eksponencijalnom funkcijom, čija je vrednost data na grafiku 5.1.



Grafik 5.1: Određivanje krive raspada $Q(x)$ korišćenjem eksponencijalne krive

Tako dobijena kriva se potom diferencira i dobija se

$$\frac{dQ(x)}{dx} = (-0,00180) \cdot 1,14165e^{-0,00180x}$$

Uvrštavanjem vrednosti za krivu raspada i njen izvod u relaciju 4.7 dobijaju se vrednost vremena života stanja 4^+ za svaku udaljenost meta-usporavač. Rezultati su prikazani u tabeli 5.4.2. Na ovaj način izračunata srednja vrednost vremena života stanja 4^+ iznosi $\langle\tau\rangle = 15,1 \text{ ps}$.

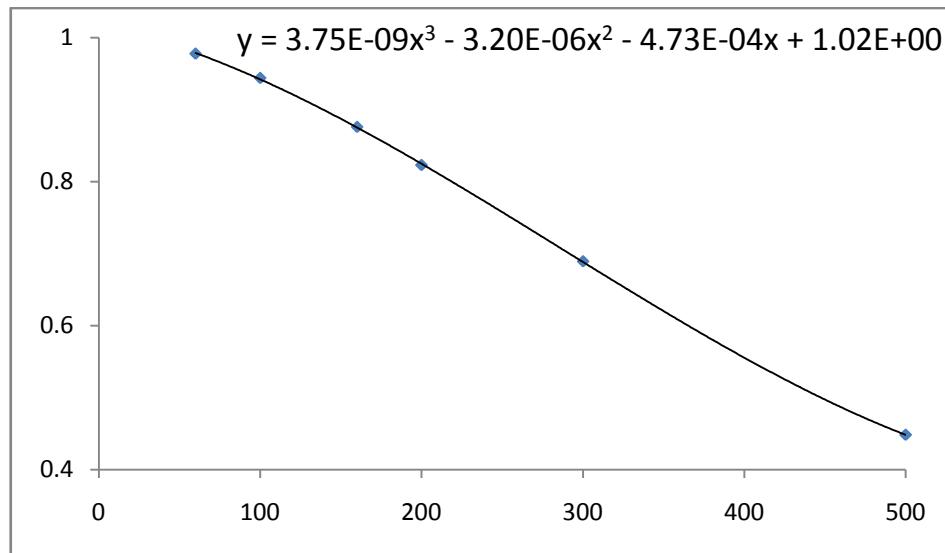
Tabela 5.4.2: Proračun vremena života stanja 4^+ jezgra ^{74}Zn dobijen bez korekcije na dopunjavanje stanja 4^+ sa višeg nivoa pobude 6^+ . Vrednosti $Q_{42}(x)$ i $Q_{64}(x)$ računaju se preko relacije 4.6. Funkcija $Q(x)$ stanja 4^+ dobijena je fitovanjem eksponencijalne krive (grafik 5.1)

x [μm]	60	100	160	200	300	500
I_{42}^u	195538	188748	175185	164613	137860	89700
I_{42}^s	4462	11252	24815	35387	62140	110300
I_{64}^u	144752	115790	83747	67143	39187	13103
I_{64}^s	55248	84210	116253	132857	160813	186897
$Q_{42}(x)$	0.97769	0.94374	0.875925	0.823065	0.6893	0.4485
$Q_{64}(x)$	0.72376	0.57895	0.418735	0.335715	0.195935	0.065515
$dQ(x)/dx$	-0.001845	-0.001716	-0.001541	-0.001434	-0.001198	-0.000835
$\tau(x) [\text{ps}]$	14.40	14.94	15.44	15.59	15.64	14.58

U tabeli 5.4.2 primetno je drastično odstupanje proračunatog vremena života od njegove "prave" vrednosti. Ovo se moglo očekivati pošto relacija koju smo koristili za ovaj proračun (4.7) ne uzima u obzir dopunjavanje nivoa 4^+ iz višeg nivoa pobude 6^+ . Sada ćemo ponoviti račun, ali ćemo umesto relacije 4.7 koristiti relaciju koja uzima u obzir korekciju na dopunjavanje (4.8). Dobijeni rezultati prikazani su u tabeli 5.4.3.

Tabela 5.4.3: Proračun vremena života stanja 4^+ jezgra ^{74}Zn uzimajući u obzir korekciju na dopunjavanje stanja 4^+ sa višeg nivoa pobude 6^+ . Vrednosti $Q_{42}(x)$ i $Q_{64}(x)$ računaju se preko relacije 4.6. Proračun je izvršen za dve funkcije $Q(x)$ stanja 4^+ koje su dobijene fitovanjem eksponencijalne (expo) odnosno polinomne (poli) krive (grafici 5.1 i 5.2).

$x [\mu\text{m}]$	60	100	160	200	300	500
I_{42}^u	195538	188748	175185	164613	137860	89700
I_{42}^s	4462	11252	24815	35387	62140	110300
I_{64}^u	144752	115790	83747	67143	39187	13103
I_{64}^s	55248	84210	116253	132857	160813	186897
$Q_{42}(x)$	0.97769	0.94374	0.875925	0.823065	0.6893	0.4485
$Q_{64}(x)$	0.72376	0.57895	0.418735	0.335715	0.195935	0.065515
$dQ(x)/dx$ (expo)	-0.001845	-0.001716	-0.001541	-0.001434	-0.001198	-0.000835
$\tau(x)$ (expo)	3.74	5.77	8.06	9.23	11.19	12.45
$dQ(x)/dx$ (polin)	-0.00082	-0.001	-0.00121	-0.0013	-0.00138	-0.00086
$\tau(x)$ (poli)	8.45	9.9	10.27	10.16	9.71	12.09



Grafik 5.2: Određivanje funkcije $Q(x)$ korišćenjem polinomne krive trećeg reda

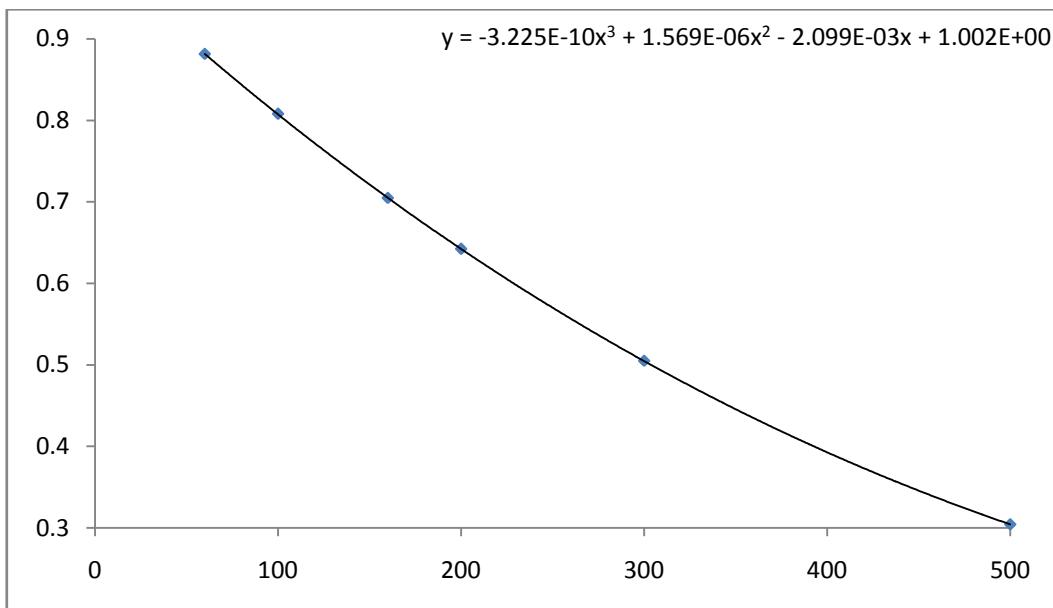
Izvod polinomijalne funkcije sa grafika 5.2 je $\frac{dQ(x)}{dx} = 3,75 \cdot 10^{-9} \cdot 3x^2 - 3,2 \cdot 10^{-6} \cdot 2x - 4,73 \times 10^{-4}$ a dobijene vrednosti za odgovarajuće vrednosti rastojanja meta-usporavač (x) prikazane su u tabeli 5.4.3. Uvođenjem korekcije dobijena su vrlo dobra poklapanja sa traženim vremenom života. Izračunate srednje vrednosti vremena života stanja 4^+ u slučaju eksponencijalnog, odnosno polinomnog fitovanja funkcije Q(x) iznose $\langle \tau_{expo} \rangle = 8,41 \text{ ps}$ i $\langle \tau_{poli} \rangle = 10,09 \text{ ps}$.

Prethodni slučajevi (tabele 5.4.2 i 5.4.3) imali su za cilj da pokažu verodostojnost upotrebe simuliranih vrednosti Doplerovski pomerenih i nepomerenih komponenti za dva prelaza u ^{74}Zn , kao i upotrebu polinomne funkcije za fitovanje Q(x), te vršenje proračuna vremena života upotrebom relacija 4.6 i 4.8. Proračun vremena života stanja 4^+ u realnoj eksperimentalnoj postavci, kada se može očekivati populacija stanja 6^+ od 200000, odnosno populacija stanja 4^+ od 600000 jezgara prikazan je u tabeli 5.4.4.

Tabela 5.4.4: Proračun vremena života stanja 4^+ jezgra ^{74}Zn uzimajući u obzir korekciju na dopunjavanje stanja 4^+ sa višeg nivoa pobude 6^+ . Vrednosti $Q_{42}(x)$ i $Q_{64}(x)$ računaju se preko relacije 4.6. Proračun je izvršen za funkciju Q(x) stanja 4^+ koja je dobijena fitovanjem polinomne krive trećeg reda (grafik 5.3)

x [μm]	60	100	160	200	300	500
I_{42}^u	195538	188748	175185	164613	137860	89700
I_{42}^s	4462	11252	24815	35387	62140	110300
I_{64}^u	144752	115790	83747	67143	39187	13103
I_{64}^s	55248	84210	116253	132857	160813	186897
$Q_{42}(x)$	0.88134	0.80779	0.70479	0.64206	0.50477	0.30426
$Q_{64}(x)$	0.72305	0.58304	0.41877	0.33902	0.19648	0.06579
$dQ(x)/dx$	-0.001845	-0.001716	-0.001541	-0.001434	-0.001198	-0.000835
$\tau(x) [\text{ps}]$	9.09	9.28	9.47	9.52	9.59	9.94

Kriva raspada fitovana na polinom trećeg stepena je data na grafiku 5.3.



Grafik 5.3: Određivanje funkcije $Q(x)$ korišćenjem polinomne krive trećeg reda

Izvod funkcije sa grafika 5.3 je $\frac{dQ(x)}{dx} = 3,75 \cdot 10^{-9} \cdot 3x^2 - 3,2 \cdot 10^{-6} \cdot 2x - 4,73 \times 10^{-4}$ a dobijene vrednosti za odgovarajuće vrednosti rastojanja meta-usporavač (x) prikazane su u tabeli 5.4.4. Na ovaj način izračunata srednja vrednost vremena života stanja 4^+ iznosi $\langle \tau \rangle = 9,48 \text{ ps}$.

Simulacijama je pokazano da se za odabране udaljenosti meta-usporavač, može formirati kriva raspada i potom odrediti vreme života traženog stanja u svakoj od tačaka. Ukoliko postoji pobuda ispitivanog nivoa sa viših novoa, potrebno je izvršiti korekciju na "hranjenje" nivoa od interesa. Takođe je pokazano da u tom slučaju kriva raspada ne bi smela da se fituje eksponencijalnom funkcijom, vec polinomijalnom.

6. Zaključak

Određivanje vremena života niskopobuđenih stanja izotopa ^{74}Zn i ^{73}Ga kao neutronski bogatih jezgara zahteva kompleksnu eksperimentalnu postavku. Reakcija duboko neelastičnog rasejanja snopa ^{238}U na fiksnoj meti ^{76}Ge izabrana je kao najpogodniji metod proizvodnje traženih jezgara. Kako se ova reakcije odlikuje širokom ugaonom i energijskom distribucijom nastalih produkata, to je u svrhu prikupljanja i identifikacije produkata od interesa predložena eksperimentalna postavka uključila VAMOS magnetni spektrometar (poglavlje 2). Ugaona akceptansa ovog uređaja pokazala se više nego adekvatnom za prihvatanje svih produkata od interesa, na osnovu proračunatih vrednosti njihove ugaone distribucije u programu LISE++. Budući da predložena postavka eksperimenta ne sadrži silicijumski zid kao poslednji detektorski sloj u VAMOS-u, to je posebna pažnja posvećena proračunavanju energijskog opsega produkata od interesa. Od vitalnog značaja bilo je određivanje dometa ovih produkata, odnosno mesta zaustavljanja ispitivanih produkata unutar aktivne zapremine segmentisane ionizacione komore (SIC). Pokazano je da SIC predložena za ovakav eksperiment treba da bude ispunjena CF_4 gasom pod znatno većim pritiskom ($p=80\text{-}100\text{mbar}$) nego što je to slučaj u prethodno vršenim eksperimentima ($p=20\text{-}40\text{mbar}$), koji su posedovali silicijumski zid nakon SIC [5, 6, 7].

Prvo pobuđeno stanje jezgara od interesa ^{73}Ga predstavljalo je posebnu vrstu izazova zbog vrlo niske energije emitovanih fotona ($\sim 200\text{keV}$). Identifikacija Doplerovski pomerenog i nepomerenog vrha pomenutog prelaza nalaže upotrebu najsavremenijeg uređaja za praćenje gama zraka današnjice, AGATA (poglavlje 3). Na osnovu proračuna izvršenih u LISE++ programu pokazalo se da je minimalna debљina magnezijumove usporavačke folije koja će izvršiti zahtevano razdvajanje dve komponente pomenutog prelaza kod ^{73}Ga iznosi 4 mg/cm^2 .

Proračun vremena života stanja 6^+ i 4^+ kod izotopa ^{74}Zn izvršeno je RDDS metodom, pri čemu je posebna pažnja posvećena izboru funkcije $Q(x)$, odnosno krivi raspada. Iako je fizički proces raspada jezgra, odnosno vreme života pobuđenog stanja jezgra matematički okarakterisan eksponencijalnom funkcijom, pokazalo se da fitovanje polinomne funkcije trećeg reda daje znatno bolje vrednosti vremena života. Na osnovu simuliranih vrednosti vremena života pobuđenih stanja 6^+ i 4^+ i uzimanjem u obzir korekcije za dopunjavanje stanja 4^+ gama raspadom stanja 6^+ i korišćenjem polinomne funkcije trećeg reda za krivu raspada $Q(x)$ dobijena srednja vrednost vremena života stanja 4^+ odstupa $\sim 5\%$ od prepostavljene.

Izvšeni proračuni u cilju izbora i opzimizacije individualnih komponenti predloženog eksperimenta nedvosmisleno su pokazali da je određivanje vremena života niskopobuđenih stanja ^{74}Zn i ^{73}Ga izvodivo sa današnjom detektorskom tehnologijom.

7. Dodatak

Prilog A

Simulacije vremena života opisana u poglavlju 5 izvršena je pomoću sledećeg C++ programa:

```
#include <iostream> // neophodno za ispisivanje dobijenih vrednosti
#include <stdlib.h> // neophodno zbog RNG-a (random number generator)
#include <cmath> // neophodno zbog funkcije log
using namespace std;
int main ()
{
    int i, n6u, n6s, n4u, n4s;
    double d, tau4, tau6, t4, t6, v, dp, R;
    tau4 = 10, tau6 = 5;
    n6u = 0, n6s = 0, n4u = 0, n4s = 0;
    d = 60, v = 36.81276;
    // initialize random seed
    srand (time(NULL));
    for (int i=1; i<200001; i++)
    {
        R = (double) rand() / RAND_MAX;
        t6 = -tau6 * log (R);
        if ( v * t6 < d )
        {
            n6s++;
            R = (double) rand() / RAND_MAX;
            t4 = -tau4 * log (R);
            if ( v * (t4+t6) < d )
                { n4s++; }
            else
                { n4u++; }
        }
        else
        {
            n6u++;
            n4u++;
        }
    }
}
```

```

for (int i=1; i<600001; i++)
{
    R = (double) rand() / RAND_MAX;
    t4 = -tau4 * log (R);
    if ( v * t4 < d )
    {
        n4s++;
    }
    else
    {
        n4u++;
    }
}
cout << "Broj raspada 4+ pre degradera je : " << n4s << endl;
cout << "Broj raspada 4+ posle degradera je : " << n4u << endl;
cout << "Broj raspada 6+ pre degradera je : " << n6s << endl;
cout << "Broj raspada 6+ posle degradera je : " << n6u << endl;
return 0;
}

```

8. Reference

- [1] M. Krmar, Uvod u Nuklearnu fiziku, Univerzitet u Novom Sadu (2013)
- [2] R. F. Casten, Nuclear Structure from a Simple Perspective, Oxford (1990)
- [3] P. Regan, Post Graduate Nuclear Experimental Techniques (4NET) Course Notes, University of Surrey (2003)
- [4] I. Čeliković, Phd. Thesis, Université de Caen Basse-Normandie (2011)
- [5] M. Rejmund et al. , Performace of the improved larger acceptance spectrometer: VAMOS++, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 646 (2011)
- [6] M. Vandebrouck et al. , Dual Position Sensitive MWPC for tracking reaction products at VAMOS++, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 812 (2016)
- [7] S. Pullanhiotan et al. Performance of VAMOS for reactions near the Coulomb barrier, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 593 (2008)
- [8] O. B. Tarasov, D. Bazin, Lise++: Radioactive beam production with in-flight separators Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 266 (2008)
- [9] O. B. Tarasov, Production of Fast Ion Beams, Euroschool on Exotic Beams, Dubna (2013)
- [10] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, University of Michigan (2000)
- [11] S. Akkoyun et al. , AGATA-Advanced GAMMA Tracking Array, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 668 (2012)
- [12] E. Clément, Status and perspectives of the GANIL Campaign, AAC meeting – Venice (2016)
- [13] E. Farnea et al. , Conceptual Design and Monte Carlo simulations of the AGATA array, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 621 (2010)
- [14] C. Michelagnoli, Nuclear Structure studies using Advanced-Gamma-Tracking techniques (2015)
- [15] S. Pascu et al. , Current Experimental Techniques of Lifetime Measurements and Their Importance for the Nuclear Structure, Bulg. J. Phys. 42 (2015)
- [16] C. Herlitzius. Lifetime measurements of excited nuclear states of astrophysical interest via the Doppler Shift Attenuation Method, PoS 207 (2010)
- [17] A. Dewald et al. , Developing the Recoil Distance Doppler-Shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states, Progress in Particle and Nuclear Physics 67 (2012)
- [18] D. Mengoni et al. , Lifetime measurements of neutron-rich nuclei around 48Ca with the CLARA-PRISMA setup, The European Physical Journal A 42 (2009)
- [19] A. Dewald, Meeting of the plunger group (2008)
- [20] J. Simpson, et al. , Acta Phys. Hung. New Seri. Heavy Ion Phys. 11 (2000)

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

TD

Tip zapisa:

TZ

Vrsta rada:

VR

Autor:

AU

Mentor:

MN

Naslov rada:

NR

Jezik publikacije:

JP

Jezik izvoda:

JI

Zemlja publikovanja:

ZP

Uže geografsko područje:

UGP

Godina:

GO

Izdavač:

IZ

Mesto i adresa:

MA

Naučna oblast:

NO

Naučna disciplina:

ND

Predmetna odrednica/ ključne reči:

PO

UDK

Čuva se:

ČU

Važna napomena:

VN

Izvod:

IZ

Datum prihvatanja teme od NN veća:

DP

Monografska dokumentacija

Tekstualni štampani materijal

Master rad

Predrag Repić

dr Igor Čeliković / dr Miodrag Krmar

Optimizacija VAMOS spektrometra u cilju merenja pikosekundarnih vremena života ^{73}Ga i ^{74}Zn pomoću "plunger" uređaja

srpski (latinica)

srpski/engleski

Republika Srbija

Vojvodina

2016.

Autorski reprint

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

Fizika

Nuklearna fizika

Model ljudsaka, Merenje vremena života, VAMOS spektrometar, Metod uzmicanja doplerovog pomeraja, LISE++

Biblioteka Departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

Ovaj rad se prvenstveno bavi optimizacijom eksperimentalne postavke u cilju merenja vremena života pobuđenih stanja ^{74}Zn i ^{73}Ga .

Datum odbrane:

DO

20.10.2016

Članovi komisije:

KO

Predsednik:

član:

član:

član:

dr Jovana Nikolov, docent Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

dr Igor Čeliković, Naučni saradnik, Institut za nuklearne nauke "Vinča"

dr Miodrag Krmar, redovni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

dr Nataša Todorović, vanredni profesor Prirodno-matematičkog fakulteta u Novom Sadu

UNIVERSITY OF NOVI SAD
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

DT

Type of record:

TR

Content code:

CC

Author:

AU

Mentor/comentor:

MN

Title:

TI

Language of text:

LT

Language of abstract:

LA

Country of publication:

CP

Locality of publication:

LP

Publication year:

PY

Publisher:

PU

Publication place:

PP

Scientific field:

SF

Scientific discipline:

SD

Subject/ Key words:

SKW

UC

Holding data:

HD

Note:

N

Monograph publication

Textual printed material

Final paper

Predrag Repić

dr Igor Čeliković / dr Miodrag Krmar

Optimisation of VAMOS spectrometer for measurement of picosecond lifetimes of ^{74}Zn and ^{73}Ga using the plunger device

Serbian (Latin)

English/Serbian

Republic of Serbia

Vojvodina

2016.

Author's reprint

Faculty of Sciences, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

Physics

Nuclear physics

Shell model, Lifetime measurement, VAMOS spectrometer, RDDS method, LISE++

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

Abstract:

AB

This work primary deals with the optimization of the experimental setup for the purpose of lifetime measurements of isotopes ^{74}Zn and ^{73}Ga

Accepted by the Scientific Board:

ASB

Defended on:

DE

20.10.2016.

Thesis defend board:

DB

President:

dr Jovana Nikolov assistant professor at Faculty of Sciences in Novi Sad

Member:

dr Igor Čeliković scientific collaborator at Institut of nuclear sciences "Vinča"

Member:

dr Miodrag Krmar full professor at Faculty of Sciences in Novi Sad

Member:

dr Natasa Todorović associate professor at Faculty of Sciences in Novi Sad