

Proučavanje strukture lakih jezgara nuklearnim reakcijama s radioaktivnim snopom

Jakov Ramušćak

Fizički odsjek, Prirodoslovno-matematički fakultet,
Bijenička 32, Zagreb

Mentorica: dr. sc. Deša Jelavić Malenica

Institut Ruđer Bošković,
Bijenička 54, Zagreb

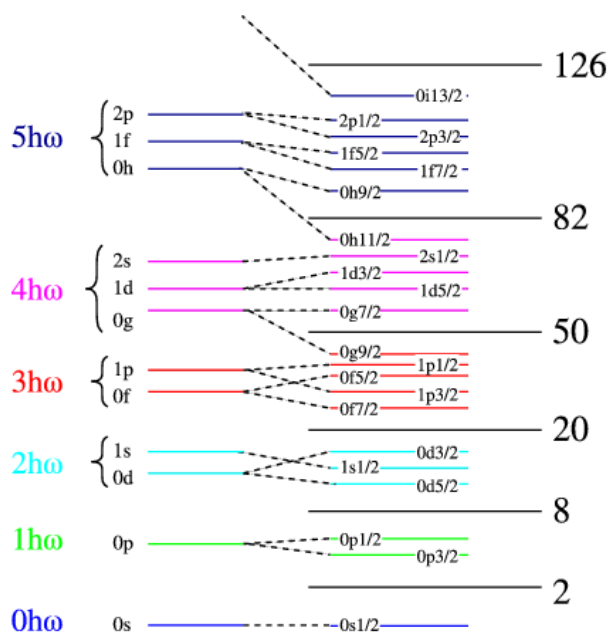
21. siječnja 2025.

1 Modeli za opis jezgre

1.1 Model ljustaka

Najčešće korišteni pristup za opisivanje strukture atoma jest model ljustaka. Već tijekom srednjoškolskog obrazovanja, u sklopu nastave kemije, uči se kako se raspodjela elektrona unutar elektronskog omotača atoma temelji na popunjavanju atomskih orbitala [1]. Ovaj koncept, koji je ključan za razumijevanje kemijskih svojstava elemenata, poslužio je kao osnova za razvoj modela ljustaka u nuklearnoj fizici, kojim se vrlo uspješno opisuje struktura atomskih jezgri duž velikog dijela karte nuklida.

Osnovna ideja modela ljustaka je da se nukleoni kreću u srednjem potencijalu, te nakon uključivanja interakcija spina i staze dobivamo grupiranje jednočestičnih stanja u zatvorene ljuske s "magičnim" brojem nukleona (2, 8, 20, ...), kao na *Slici 1*. Jezgru tada čini inertna sredica (orbitale popunjene do pune ljuske), te nekoliko nukleona izvan te sredice za koje se često koristi termin da su "valentni" jer jedino oni sudjeluju u primjerice nuklearnim reakcijama. Bitno je i napomenuti da orbitale iznad onih koje tretiramo eksplicitno nisu zanemarene već ulaze u opis putem efektivne interakcije (tj. efektivnog potencijala). Valentni nukleoni interagiraju međusobno te tu



Slika 1: Model ljustaka u nuklearnoj fizici i magični brojevi.

interakciju nazivamo rezidualnom - dominantan član u toj interakciji je sparivanje. Pri opisu jezgara

moramo riješiti matricu za hamiltonijan koji se sastoji i od jednočestičnih energija i od maloprije spomenute rezidualne interakcije. Na ispravnost računa unutar modela ljusaka jako utječe izbor konfiguracijskog prostora budući da dimenzija prostora brzo raste s porastom broja nukleona i orbitala koje se uzimaju u obzir. To znači da prilikom računa želimo uzeti u obzir samo dio ljuskastih konfiguracija, a ostale zanemarujemo, taj proces nazivamo rezanje (*truncation*). Ako rezanjem ispuštamo dio konfiguracijskog prostora koji nema velik utjecaj na računata svojstva dobit ćemo dobro slaganje s eksperimentom. Moderni modeli ljusaka često uključuju mnoge multinukleonske konfiguracije gdje valentni nukleoni mogu popunjavati više različitih, nepopunjenih jednočestičnih stanja (s čime naravno raste i broj potrebnih dimenzija prostora). Pokazuje se da su stanja za čiji je opis potreban nezanemarliv doprinos visoko pobuđenih konfiguracija jednostavnije opisana klsterskim modelima koje ćemo i mi u ovom radu koristiti.

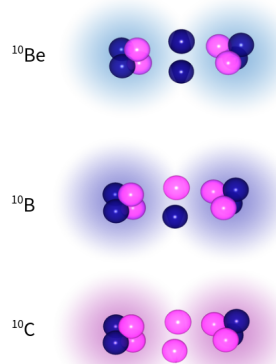
1.2 Klsterski modeli

Klsterski modeli počivaju na jednostavnoj ideji da nukleoni u jezgri tvore veće cjeline (tkzv. "klstere") čiju podstrukturu u prvoj aproksimaciji zanemarujemo [2]. Nuklearni klster je prostorno lokaliziran podsistem jako koreliranih nukleona. Tom pretpostavkom (o jakoj korelaciji nukleona unutar jezgre) smanjujemo broj stupnjeva slobode u odnosu na model ljusaka. Klsterski model zapravo je uveden radi opisa velikog broja stanja lakih jezgara koja se nisu mogla opisati unutar modela ljusaka. Pri opisu stanja neke jezgre klsterski model koristimo na sljedeći način: neke nukleone grupiramo umjesto da ih tretiramo kao pojedinačne. Iako je to očito manje fundamentalno, pokazuje se veoma praktično za opis određenih jezgara.

1.2.1 Nuklearne molekule

Unutar klsterskog modela izdvaja se posebna klasa stanja kojoj pripadaju neka pobuđena stanja jezgara

^{10}Be , ^{10}B , ^{17}O , ..., a nazivaju se **nuklearne molekule** (Slika 2).



Slika 2: Shematski prikaz nuklearnih molekula u jezgama ^{10}Be , ^{10}B i ^{10}C .

Radi se o vrlo deformiranim stanjima sačinjenim od dvaju ili više dobro definiranih klstera (najčešće α -čestica) i najmanje jednog slobodnog nukleona koji nazivamo valentni. Taj valentni nukleon periodičkim prelazanjem s klstera na klster doprinosi njihovom jačem vezanju, a time i ukupnoj stabilnosti sustava. Opis nuklearnih molekula temelji se na modelu **molekulskih orbitala** u kojima se kreću ti valentni nukleoni. Treba napomenuti da molekulska struktura dolazi do izražaja tek na višim energijama pobuđenja gdje dolazi do udaljavanja klstera, valentni nukleoni imaju veću slobodu kretanja i oblik jezgre se deformira[3].

Najčešće molekulske orbitale su σ i π -orbitale.

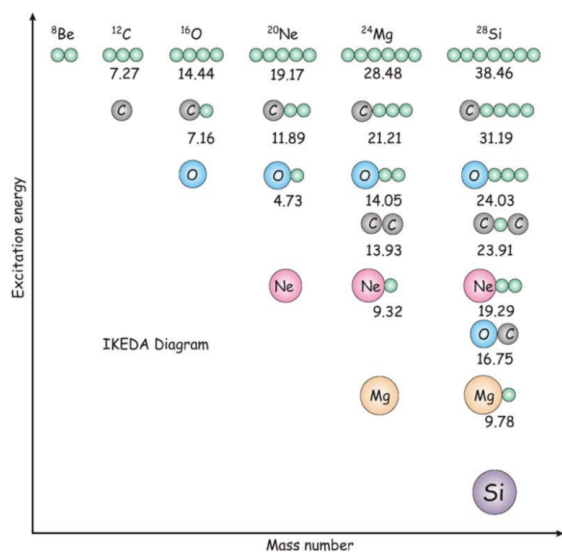
σ -orbitale: Nukleoni u σ -orbitalama koncentrirani su između jezgara, što uzrokuje značajno preklapanje njihovih valnih funkcija. To preklapanje doprinosi stabilizaciji sustava, ali također zbog Paulijevog principa isključenja, može dovesti do povećanja udaljenosti između klstera.

π -orbitale: u π -orbitalama nukleoni (najčešće neutroni) raspoređeni su orbitalama oblika prstena oko osi simetrije. Ovakav oblik dovodi do delokalizacije nukleona, što im smanjuje kinetičku energiju i posljedično stabilizira cijeli sustav. Prstenasta distribucija

nukleona u π -orbitalama dodatno smanjuje interakciju između jezgara klastera. Ove orbite ključne su za razumijevanje molekularnih stanja u jezgrama s izraženom klusterskom strukturom, posebno kad je riječ o jako deformiranim konfiguracijama nukleona. ${}^6\text{Li}$ odličan je primjer jezgre koju dobro opisuje klusterski model. Jezgra ${}^6\text{Li}$ sastoji se od 3 protona i 3 neutrona. U klusterskom modelu, ova jezgra se često modelira kao sastavljena od dva osnovna klastera: alfa čestice i deuteron[2].

1.3 Ikedin dijagram

Stanja u lakim jezgrama na energijama blizu praga čestičnih raspada jezgre, dominirana su klusterskim konfiguracijama (odnosno one ih odlično opisuju), kao što je prikazano za jezgre u "Ikedinom dijagramu"[4] na *Slici 3*. Zeleni kružići na slici simboliziraju α -čestice.



Slika 3: Ikedin dijagram koji pokazuje kako se klusterske strukture formiraju na energijama pobuđenja u blizini praga raspada jezgre na klaster od kojih se sastoji.

Najjednostavniji primjer kasterske konfiguracije je jezgra ${}^8\text{Be}$, čije je osnovno stanje samo 92 keV iz-

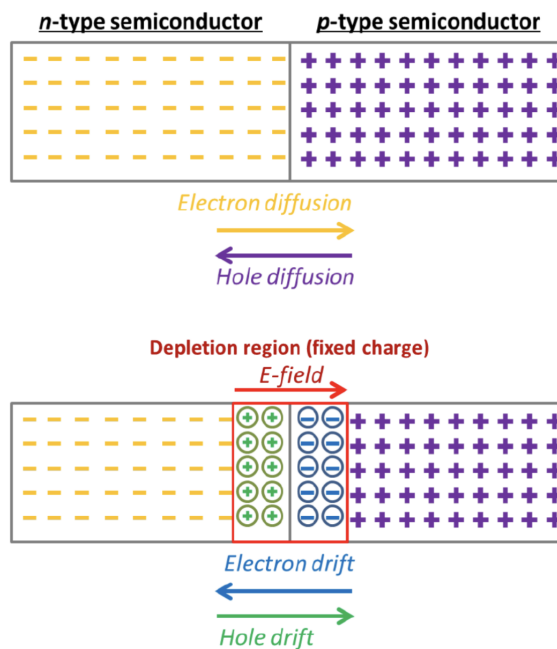
nad praga za raspad na dvije α -čestice i koja se često opisuje kao dvije "dodirujuće" α -čestice.

Noviji radovi proučavaju utjecaj dodatnih valentnih nukleona na $N=Z$ klusterske konfiguracije - pretpostavlja se [2] da oni popunjavaju različite "molekulske orbitale" oko postojeće dvocentrične ili trocentrične strukture.

2 Princip rada detektora i računanje energija pobuđenja

2.1 PN spoj

Detektori koji su korišteni u eksperimentu su poluvodički i baziraju se na PN spoju [5]. PN spoj sastoji se od područja obogaćenog elektronima (n-dio) i od područja obogaćenog šupljinama (p-dio). Zbog difuzije nosioca dolazi do njihove rekombinacije (*Slika 4*).



Slika 4: PN spoj.

No, u jednom trenutku difuzija gotovo stane jer fiksni ioni koji se nalaze u središnjem dijelu spoja stva-

raju električno polje. Ravnoteža je postignuta kada difuzna struja postane jednaka driftnoj koja nastaje zbog djelovanja električnog polja na manjinske nosioce naboja. Središnje područje u kojem nema nosioca naboja naziva se područjem osiromašenja. Kada nabijena čestica udari u područje osiromašenja, stvaraju se elektron-šupljina parovi koji se kreću prema elektrodama. Tako je stvoren strujni puls čija je jakost proporcionalna energiji čestice. Da bi detektor bio što učinkovitiji, područje osiromašenja treba biti što šire. Zbog toga se PN spoj nepropusno polarizira. Kod nepropusno polariziranog spoja, struja je zanemariva pa ćemo moći zabilježiti i vrlo male signale. U našem slučaju kada imamo DSSSD(3.1) detektor, puls nam istovremeno dolazi i sa prednjeg i sa stražnjeg djela što nam omogućuje određivanje 2D položaja čestice.

2.2 Bethe-Bloch

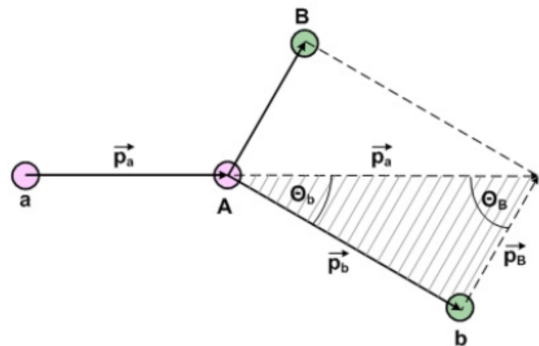
Prolaskom kroz materijal čestice gube energiju prema Bethe-Bloch formuli koja je dana slijedećim izrazom:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right)$$

Iz gornje formule se vidi da gubitak energije ovisiti o masi i naboju čestice. Tako iz informacije o gubitku energije u detektorima $\Delta E - E$ možemo identificirati čestice koje su prošle kroz njih.

2.3 Računanje energija jednostrukih događaja

Promotrimo shematski prikaz dvočestične reakcije $A(a,b)B$ na *Slici 5* te pretpostavimo da je b laka jezgra u osnovnom stanju, dok je B jezgra koja se može nalaziti u više pobuđenih stanja.



Slika 5: Dvočestična nuklearna reakcija

Iz kosinusovog poučka, za trokut na slici 5, imamo:

$$|\vec{p}_b|^2 = |\vec{p}_a|^2 + |\vec{p}_B|^2 + 2|\vec{p}_a||\vec{p}_B| \cos \theta_B \quad (1)$$

Dobivena se relacija može povezati s energijama pomoću nerelativističkog izraza,

$$|\vec{p}_i|^2 = 2M_i E_i \quad (2)$$

Iz zakona očuvanja energije i izraza (1) možemo dobiti energiju pobuđenja čestice B :

$$\begin{aligned} E_x &= E_a + Q_0 - E_b - E_B \\ &= Q_0 + \frac{M_B - M_a}{M_B} E_a - \frac{M_B + M_b}{M_B} E_b \\ &\quad + \frac{2}{M_B} \sqrt{M_a M_b} \sqrt{E_a E_b} \cos \theta_b \end{aligned} \quad (3)$$

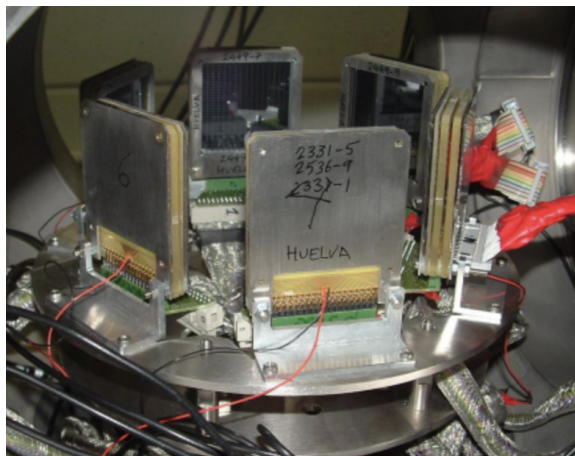
gdje je E_a energija snopa, M_i su mase jezgara, Q_0 je Q -vrijednost reakcije za koju su sve izlazne čestice u osnovnom stanju, a E_b i θ_b su energija i kut lake čestice b [5].

2.4 Teleskop

Teleskop je naziv za poluvodički $\Delta E - E$ detektor koji se sastoji od jednog ili više tankih detektora kroz koje nabijene čestice uglavnom prolaze, te debelog detektora u kojemu se one zaustavljaju. To nam omogućuje mjerenje energije izlaznih čestica, kao i njihovu identifikaciju.

2.5 Proizvodnja i upotreba radioaktivnih snopova

Razvojem proizvodnje radioaktivnih snopova zadnjih godina, nuklearnu strukturu možemo ispitivati direktnim nuklearnim reakcijama [2]. Glavni problem (i danas) radioaktivnih snopova je njihov slab intenzitet (5-6 reda veličina od standardnih stabilnih snopova), te njihova čistoća, fokusiranost i konvergentnost. Zbog navedenog koristimo poseban detektorski sustav, kao i u ovome eksperimentu, koji pokriva velik prostorni kut. Jasno prepoznavanje produkata reakcije omogućuje nam da identificiramo i zatim odbacimo nečistoće snopa. Točan prosječan položaj udara snopa na metu moguće je odrediti ako je detektorski sustav približno osnosimetričan, ali taj je postupak je dosta zahtjevan i traži odlično poznavanje geometrije detektora.

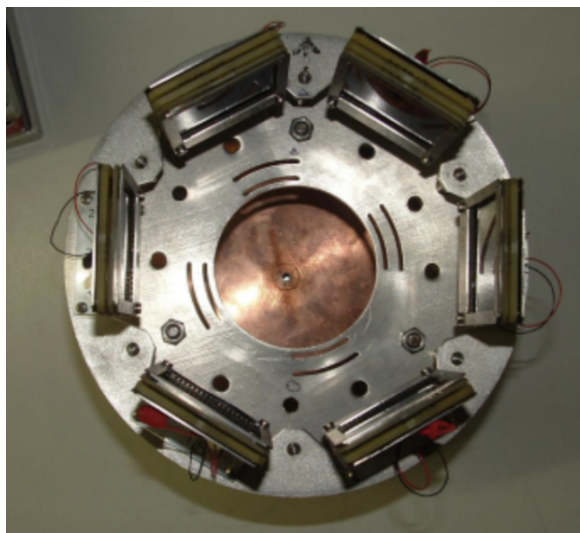


Slika 6: Detektorski postav sa 6 nuklearnih teleskopa.

3 Eksperimentalni postav

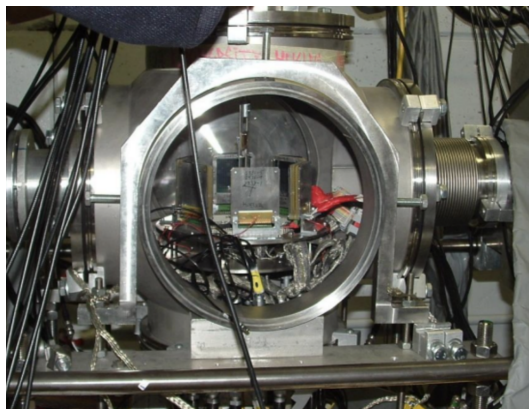
3.1 Naš mjerni postav

Za detekciju i identifikaciju nabijenih izlaznih čestica koristili smo 6 "nuklearnih teleskopa". Svaki teleskop sastoji se od DSSSD (engl. *double sided silicon strip detector*) debljine $40\mu\text{m}$, te PAD detektora debljine $500\mu\text{m}$. DSSSD (*Double-Sided Silicon Strip Detector*) koristi se u nuklearnoj fizici za precizno detektiranje čestica, omogućujući precizno mjerenje energije i položaja. Osnovne karakteristike su mu dvostrani raspored silicijskih traka koje su pn spojevi (2.1). Dva teleskopa na najmanjim kutevima u odnosu na snop sadrže i treći sloj, DSSSD debljine 1mm, u kojima se i najlakše čestice, protoni i deuteroni zaustavljaju. Detektori se moniraju na pločicu i za vrijeme eksperimenta imaju fiksne kuteve (30° , 60° i 90° , s obje strane snopa), kao na *Slikama 6 i 7*.



Slika 7: Detektorski postav sa 6 nuklearnih teleskopa.

Takav detektorski postav je fiksiran, te se tako montiran postavlja u komoru za nuklearne reakcije koja se onda ispumpava do visokog vakuuma (*Slika 8*).



Slika 8: Eksperimentalni postav: 6 nuklearnih teleskopa u komori za nuklearne reakcije.

U eksperimentu izvedenom na CRC - LLN-u (*Centre de Recherches Nucléaires de Lorraine – Laboratoire de Physique Nucléaire*) mjerili smo **reakciju** ${}^7\text{Be} + {}^6,{}^7\text{Li}$. Mete su činili ${}^6\text{LiF}$ $412 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (gustoća mete) na sloju ${}^{12}\text{C}$ $27 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, te ${}^7\text{LiF}$ $304 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ na sloju ${}^{12}\text{C}$ $27 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

4 Ciljevi eksperimenta

Provedenim mjerenjima na dolje opisanom eksperimentalnom postavu željelo se puno toga proučiti, ovdje ćemo spomenuti samo dva glavna cilja[6], koji će biti obrađeni u kasnijem diplomskom radu.

4.1 Rotacijska vrpca u ${}^{10}\text{Be}$

Nedavno uspostavljena rotacijska vrpca molekularnih stanja u ${}^{10}\text{Be}$ sastoji se od $0^+(6.18 \text{ MeV})$, $2^+(7.54 \text{ MeV})$ i $3^+(10.15 \text{ MeV})$ stanja. S omjerom osi većim od 2.5:1, struktura ove vrpce čini jedno od najdeformiranijih dosad izmjerenih nuklearnih stanja. Žele se identificirati i proučiti analogna stanja u ${}^{10}\text{B}$. Reakcija s ${}^7\text{Be}$ projektilom, ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}, \alpha){}^{10}\text{B}$ trebala bi nam dati analognu rotacijsku vrpcu u ${}^{10}\text{B}$. Ova stanja identificirati ćemo mjereći raspad jezgre ${}^{10}\text{B}$ kroz ${}^6\text{Li}(0^+, T = 1) + \alpha$ kanal.

4.2 Molekularna stanja $A=10$ jezgara

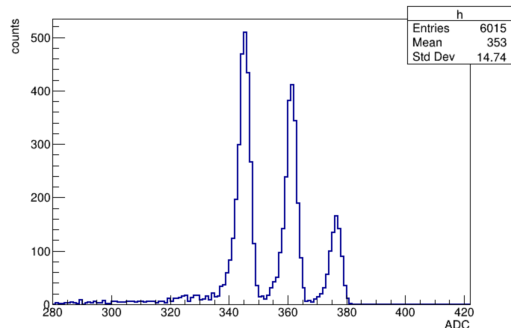
Također želimo promotriti stanja u $A=10$ jezgrama sa protonima kao valentnim nukleonima. Male razlike u energijskim razmacima između zrcalnih stanja dolaze od različitih raspodjela naboja - relativne energije pobuđenja različitih konfiguracija klastera u ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ i ${}^{10}\text{C}$ trebale bi pružiti važan uvid u njihovu strukturu.

4.3 Što ćemo obraditi u seminaru

U seminaru ćemo se posvetiti početku ovog ambicioznog zadatka; kalibrirati ćemo 2 detektora pomoću mjerenja s radiaktivnim izvorom α -čestica, pogledati $2D \Delta E - E$ spektre te identificirati čestice koji se na njima pojavljuju. Grafički ćemo odvojiti pojedine vrste detektiranih čestica te prikazati spektre pobuđenja za jezgre iz izlaznih kanala u kojima imamo samo dvije čestice.

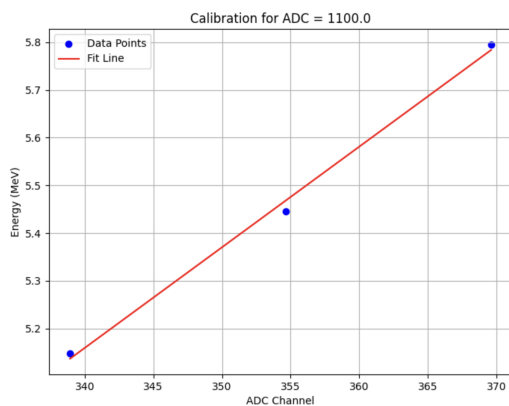
5 Obrada podataka i kalibracija detektora

Svi izmjereni podatci obrađeni su u programu ROOT. Ideja je najprije kalibrirati tanke DSSSD-ove T2 i T1, te debele silicijske detektore koji se nalaze iz njih (PAD1 i PAD2). Za seminar smo koristili jednu od jednostavnijih vrsti kalibracija; kalibracija pomoću radioaktivnog izvora α -čestica. Jedan od "runnova" na detektorima T2 i T1 bili su "runnovi" u kojima nije bilo snopa, već je na mjesto montiran izvor α -čestica, te smo njih koristili za kalibraciju. Promatrali smo ADC kanal po ADC kanal za detektore 1 i 2, identificirali 3 alfa vrha (*Slika 9*),



Slika 9: Tri alpha vrha.

te pomoću metode "Fit(gaus)" izvukli amplitude pojedinih vrhova u vidu ADC kanala, a zatim jednostavnom metodom linearne regresije pomoću 3 točke, te poznate energije emitiranih α -čestica iz izvora, dobili energije pojedinih vrhova. Primjer za jedan strip (1100) dan je na *Slici 10*.



Slika 10: Kalibracija jednog stripa detektora T1 1100

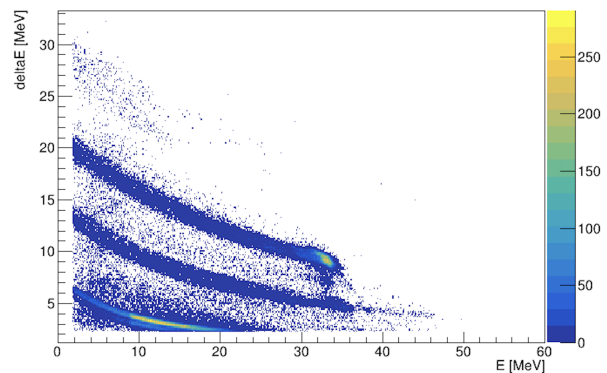
6 Analiza rezultata

6.1 Identifikacija čestica

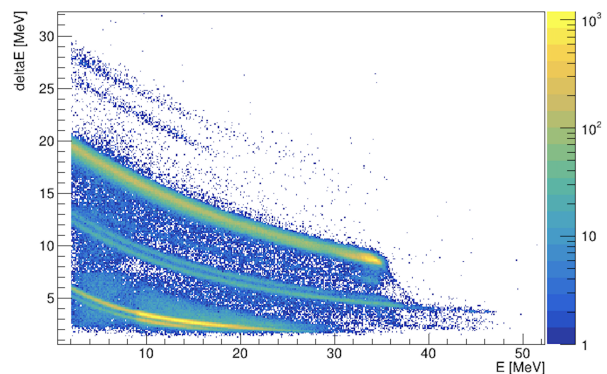
Identifikaciju pojedinih čestica provodimo na $\Delta E - E$ histogramu, koji za svaku česticu prikazuje ovisnost gubitka energije u tankom detektoru ΔE , o gubitku energije u debelom detektoru E . Gubitak energije čes-

tice pri prolasku kroz tanki detektor računamo preko gore spomenute Bethe-Bloch formule (2.2). Na *Slici 11* i *12* prikazani su histogrami koji uključuju sve detektirane čestice.

Budući da smo se za ovaj seminarski rad fokusirali samo na 2 detektora, ispod su 2 grafička prikaza, od kojih se jedan odnosi na prvi, a drugi na drugi detektor.



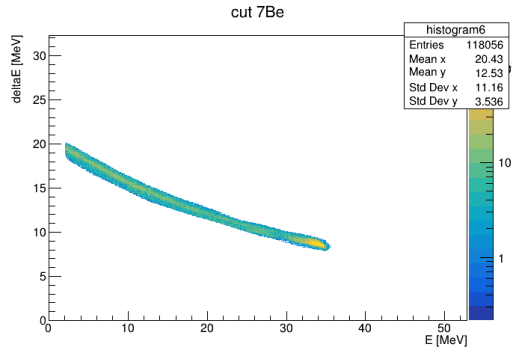
Slika 11: ΔE -E histogram za prvi detektor.



Slika 12: ΔE -E histogram za drugi detektor.

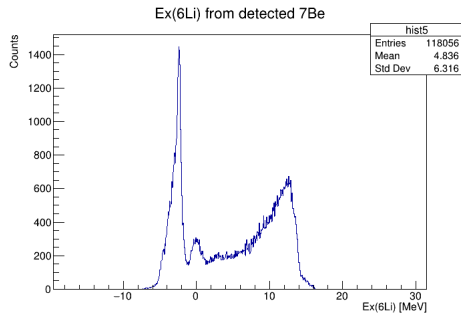
Na njima su jasno vidljive odvojene linije koje (zbog njihovog oblika) zovemo "banane". Svaka od njih predstavlja jednu vrstu detektiranih čestica. Grafičkim rezovima na histogramu odabiremo jednu vrstu čestica za daljnju obradu, te tako možemo dobiti specifične 1D spektre pobuđenja za pojedine čestice.

6.2 Energije pobuđenja ${}^6\text{Li}$



Slika 13: Grafički odabrana ΔE - E banana za izotop ${}^7\text{Be}$.

Odabirom samo jedne vrste čestica, u ovom slučaju ${}^7\text{Be}$ (Slika 13), možemo izračunati energiju pobuđenja u izlaznom kanalu s dvije čestice (vidi 2.3), gdje nedektirana ostaje jezgra ${}^6\text{Li}$. Tako izračunati spektar energije pobuđenja jezgre ${}^6\text{Li}$ prikazan je na Slici 14.

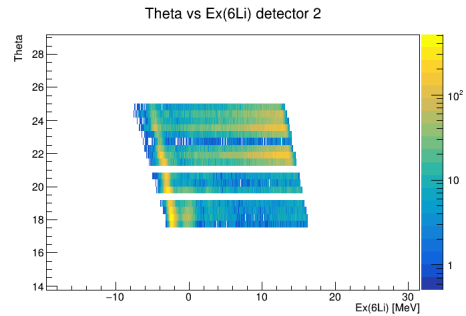


Slika 14: Inkluzivni spektar energije pobuđenja jezgre ${}^6\text{Li}$ dobiven detekcijom ${}^7\text{Be}$ u teleskopima na 30° .

U nuklearnoj fizici takve spektre nazivamo inkluzivnim spektrima jer se u dvočestičnom izlaznom kanalu mogu pobuditi sva moguća stanja, počevši od osnovnog stanja, bez selektivnosti, do granice definirane zakonima sačuvanja. Osnovnom stanju ${}^6\text{Li}$ odgovara vrh na 0 MeV pobuđenja, a desno od njega, na pozitivnim energijama pobuđenja, nalaze se stanja

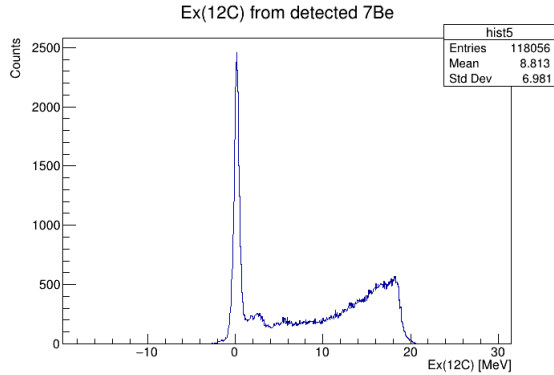
koja odgovaraju neelastičnom pobuđenju ${}^6\text{Li}$, uklopljena u pozadinu koja eksponencijalno raste ostvaranjem novih kanala kojima se reakcija može odvijati. Jedino stanje koje se na oko može izdvojiti iz pozadine je poznato prvo pobuđeno 3^+ stanje na energiji 2.186 MeV[7].

Lijevo od osnovnog stanja na slici 14 vidimo vrlo izraženi vrh na negativnoj energiji pobuđenja, što nije fizikalno i pokazuje nam da taj vrh dolazi od pobuđenja u nekom drugom reakcijskom kanalu. U ovom slučaju to je raspršenje snopa ${}^7\text{Be}$ na ugljiku ${}^{12}\text{C}$ koji je sastavni dio mete (potporna pločica). To se posebno dobro vidi i u 2D histogramu $\Theta - E_x$ gdje vrhu na negativnoj energiji pobuđenja odgovara nakošena linija, dok je linija osnovnog stanja ${}^6\text{Li}$ ravna (Slika 15).



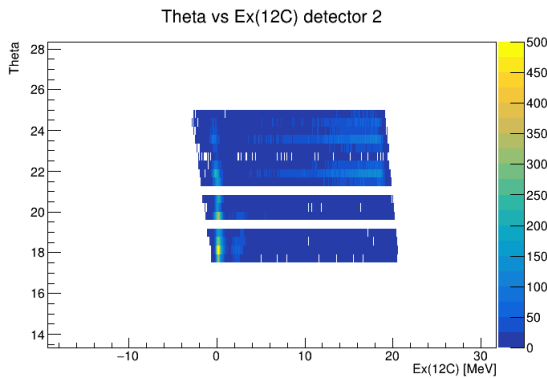
Slika 15: 2D histogram θ - E_x za reakcijski kanal u kojem je detektirana jezgra ${}^7\text{Be}$.

Uvrstivši u formulu (3) masu ugljika ^{12}C na mjesto mete dobivamo spektar prikazan na *Slici 16* koji prikazuje energiju pobuđenja ^{12}C .



Slika 16: Inkluzivni spektar energije pobuđenja jezgre ^{12}C dobiven raspršenjem ^7Be na ugljiku iz mete.

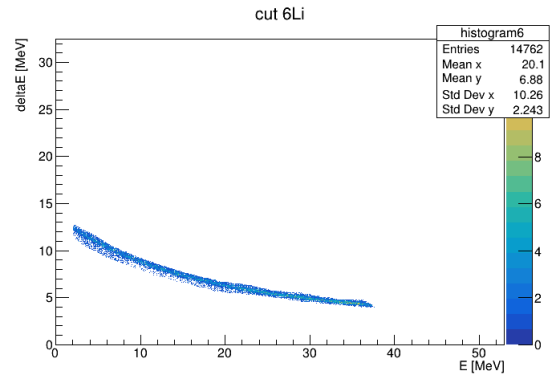
Iz *Slika 16* i *17* zaključujemo kako se ova reakcija odvija isključivo preko osnovnog stanja ^{12}C , što znači da je riječ o elastičnom raspršenju ^7Be na ^{12}C . Naročito se lijepo vidi kako se linija koja odgovara ovom stanju u 2D histogramu izravna kad pogodimo točnu reakciju, dok se sad linija koja dolazi iz $^7\text{Be} + ^6\text{Li}$ kanala otklanja u desnu stranu (*Slika 17*).



Slika 17: 2D histogram θ - E_x za reakcijski kanal u kojem je detektirana jezgra ^7Be , uz pretpostavku raspršenja na ugljiku iz mete.

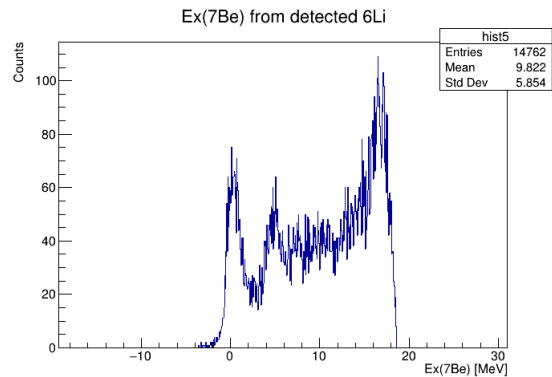
Odabirom banane koja odgovara jezgri ^6Li (*Slika*

18), ponovno proučavamo izlazni kanal $^7\text{Be} + ^6\text{Li}$, samo je u ovom slučaju detektiran ^6Li , dok ^7Be ostaje nedetektiran i njegovu energiju pobuđenja računamo.



Slika 18: Grafički obrada ΔE - E banana za izotop ^6Li .

Energija pobuđenja ^7Be prikazana je na *Slici 19*. Široki vrh na oko 0 MeV odgovara osnovnom i prvom pobuđenom stanju na 0.4291 MeV, koje se u ovoj fazi analize još ne uspeva razlučiti kao zasebni vrh. Sljedeći izraženi vrh odgovara pobuđenjima ^7Be na 6.73 i 7.21 MeV ($5/2^-$ stanja), koja se zbog bliskih energija također ne mogu razlučiti. Mogući vrh na visokim energijama pobuđenja (oko 17 MeV) bit će moguće razmatrati nakon modeliranja i oduzimanja pozadinskog šuma.



Slika 19: Inkluzivni spektar energije pobuđenja jezgre ^7Be dobiven detekcijom ^6Li u teleskopima na 30° .

7 Zaključak

Ovaj je rad svojevrsni uvod u suvremen način eksperimentalnog istraživanja strukture lakih jezgara. Napravljena je jednostavna kalibracija 2 nuklearna teleskopa koristeći radioaktivni izvor α -čestica. Promatrane su reakcije koje su se odvijale kroz osnovno i nisko pobuđena stanja. Dobiveni su i proučeni spektri ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ i ${}^7\text{Be}$. Kako bi mogli dobiti zanimljivije i zahtjevnije rezultate potrebno je poboljšati kalibraciju. Ovo se može postići dodavanjem još jedne kalibracijske točke iz mjerenja elastičnog raspršenja na zlatnoj meti (jedan od izmjerenih runnova). Nakon toga možemo gledati kompleksnije slučajeve, to jest izlazne kanale u kojima imamo više od 2 čestice. To je moguće napraviti promatrajući koincidencije između 2 i više detektora (isti zabilježen događaj u kratkom vremenskom intervalu). Tako ćemo moći proučiti klasterku strukturu jezgri koje se proizvode reakcijom ${}^7\text{Be} + {}^6,7\text{Li}$.

Literatura

- [1] *Kemija 1: Modul 2, Jedinica 3*. URL: <https://edutorij-admin-api.carnet.hr/storage/extracted/e78bfca5-654d-4dcc-b431-7b505feb6fa4/kemija-1/m02/j03/index.html>.
- [2] Matko Milin. “Nuklearne reakcije izazvane radioaktivnim snopom ${}^6\text{He}$ na litijevim metama”. Doktorska disertacija. Zagreb: Sveučilište u Zagrebu, 2003.
- [3] Deša Jelavić. “Mjerenje eksitacijske funkcije za nuklearne reakcije $p + {}^9\text{Be}$ ”. Diplomski rad. Zagreb: Sveučilište u Zagrebu, 2007.
- [4] Tzany Kokalova Wheldon. “Over half a century of studying carbon-12”. *Journal of Physics: Conference Series* 639.1 (rujan 2015.).
- [5] Veronika Pisačić. *Primjer istraživanja u nuklearnoj fizici niskih energija: Nuklearne reakcije ${}^{10}\text{B}$ i ${}^{10}\text{B}$* . Seminarski rad. Zagreb, 2019.
- [6] M. Milin i dr. “Study of cluster and molecular states in ${}^{10,11}\text{B}$ and ${}^{10,11}\text{C}$ with the ${}^7\text{Be}+{}^6,7\text{Li}$ reactions”. *Physics Department, Faculty of Science, University of Zagreb, Ruder Bošković Institute, Institut de Physique Nucléaire and Centre de Recherches du Cyclotron, Departamento de FAIE, INFN - Laboratori Nazionali del Sud and Università di Catania* (). Proposed experiment at CRC - LLN.
- [7] TUNL Nuclear Data Group. *Nuclear Data Project*. <http://nucldata.tunl.duke.edu/nucldata/index.shtml>. Accessed: 2025-01-21. 2025.