

# Računalne simulacije nuklearnih reakcija s tri jezgre u izlaznom kanalu

Niko Jurlina

Mentor: dr.sc. Neven Soić

26.1.2020.

U ovom seminaru napravljene su računalne simulacije nuklearnih reakcija s ciljem proučavanja neutronske bogatih lakih jezgara te klusterske strukture jezgara, posebno jezgre  $^{16}\text{C}$ . Nuklearne reakcije koje se promatraju su reakcije jezgara  $^{10}\text{Be}$  i  $^7\text{Li}$ . Kao produkt se dobija jezgra  $^{16}\text{C}$  čija svojstva analiziramo i promatramo kinematiku reakcije s ciljem izračuna energijskih stanja jezgre  $^{16}\text{C}$ . Simulacije su rađene u programu UNISim-tool.

## I. UVOD

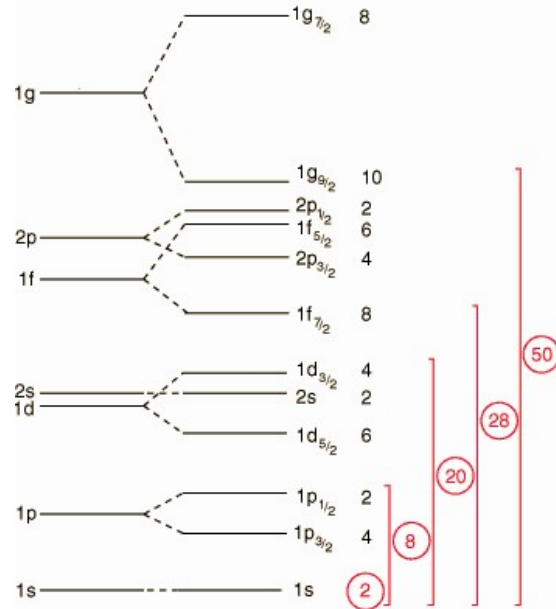
### A. Klasteri i nuklearna struktura

Egzaktan teorijski opis kojim bi se opisale, ali i predviđele karakteristike svih jezgara nažalost ne postoji. Već za sustave nekoliko nukleona izračun svojstvenih energija i stanja je gotovo nemoguće, odnosno prezahtjevan je, a da bi se poslužili metodama statističke fizike broj nukleona u jezgrama je premalen. Stoga se u opisu jezgara služimo raznim modelima. Tu će biti opisana dva modela. To su model ljustaka u kojem nukleon razmatramo kao česticu koja se giba u srednjem efektivnom potencijalu i klusterski model u kojem pretpostavljamo da se nukleoni grupiraju u klaster i stvaraju jezgre koje odstupaju od sferične građe i u tom slučaju imamo velike deformacije jezgre.

#### 1. Nuklearni model ljustaka

Ovaj model je razvijen pedesetih godina prošlog stoljeća. U njemu se nukleoni gibaju kao neovisne čestice u efektivnom potencijalu. Razlog uzimanja ovog modela za opis jezgre je kratkodosežna interakcija između nukleona i Paulijevo načelo isključenja zbog kojih neće doći do interakcije nukleona ako ne postoji jako blisko nepopunjeno stanje. Ovaj model za lake jezgre dosta dobro predviđa spektroskopska svojstva tih jezgara. Model je razvijen po uzoru na sličan model u atomskoj fizici koji je predvidio postojanje tzv. magičnih brojeva. Promatrajući ionizacijske energije atoma, uočile su se pojave puno veće stabilnosti za "magične brojeve" elektrona u atomu (2,10,18,36,54,86). Slična stvar uočena je kod jezgara. Energija vezanja po nukleonu ima skokove za magične brojeve nukleona. Takvo ponašanje je eksperimentalno opaženo za jezgre sa magičnim brojem protona i neutrona, tj. 2,8,20,28,50,82,126 nukleona obje vrste. Kod jezgri s tim brojem nukleona uočene su velike razlike u energijama pobuđenja te energiji koju je potrebno uložiti da bi se odvojio nukleon u odnosu na susjedne jezgre. Oblik takvih jezgara je sferičan i njihovi kvadrupolni momenti iščezavaju. Prikaz stanja nukleona u modelu ljustaka možemo vidjeti na slici 1.

Analiitičko rješenje za ovaj model se može dobiti ko-



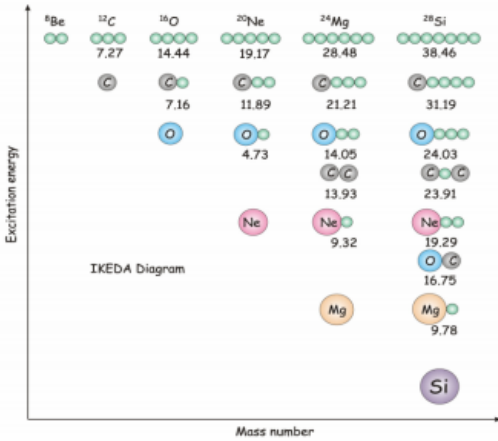
Slika 1. Prikaz jednočestičnih stanja nukleona u modelu ljustaka. Preuzeto iz [10]

risteći tzv. Woods-Saxon potencijal koji dosta dobro opisuje efektivni potencijal jezgre:

$$V(r) = -V_0 \left( 1 + e^{\frac{r-R_0}{a}} \right)^{-1} \quad (1)$$

Konstante u izrazu su:  $V_0 \approx 50\text{MeV}$ ,  $R_0 = r_0 A^{1/3}$ ,  $a \approx 0.5\text{fm}$ .

Kod ovog potencijala dobijamo podudarnost sa eksperimentalnim opažanjima za male magične brojeve (2,8,20), ali za veće magične brojeve takva podudarnost ne postoji što znači da moramo proširiti model i uzeti u obzir i spin-orbit vezanje koje lomi degeneraciju energijskih nivoa. Na ukupni potencijal, uz W-S član, dodajemo i spin-orbitalni član:  $V_{so}(r)\vec{l} \cdot \vec{s}$ .  $\vec{l}$  predstavlja orbitalni moment impulsa nukleona, a  $\vec{s}$  spin, odnosno intrinzični moment impulsa nukleona. Ovakav model odličan je za promatranje sferičnih magičnih jezgara, ali i onih jezgara koje malo (nekoliko nukleona) odstupaju od magičnih. Za deformirane jezgre postoje i deformirani



Slika 2. Ikedin dijagram: Pojava klastera s porastom energije pobuđenja. Preuzeto iz [11]

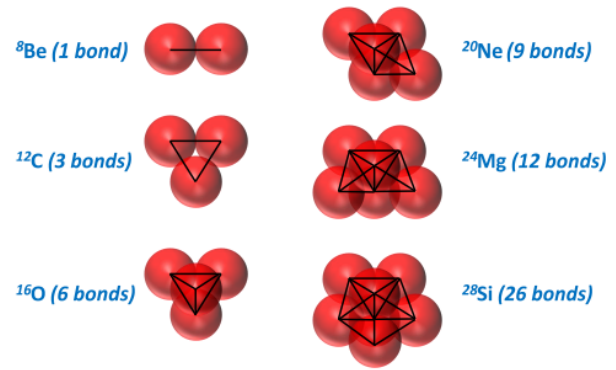
modeli ljusaka kod kojih parametri ovise o kutovima. Stanja mnogih jezgara se mogu opisati ovim modelom, ali postoje i one jezgre koje ovaj model ne opisuje dobro. Model kojima možemo opisati takve jezgre je klasterski model.

## 2. Modeli klastera

Nukleoni iste vrste grupiraju se u parove suprotnih spinova u skladu sa Paulijevim načelom isključenja. Za razmatranje klasterske građe jezgara zanimljiva je jezgra helija, poznata i kao alfa ( $\alpha$ ) čestica. To je jezgra koja sadrži 4 nukleona, po dva para neutrona i protona. Kod nje je uočeno da ima najveću energiju vezanja po nukleonu među lakim jezgrama. Uz visoku energiju vezanja, jezgra helija ima i vrlo visoku energiju prvog pobuđenog stanja što joj omogućuje da se nesmetano giba unutar teže jezgre. Eksperimentalni rezultati za energije vezanja jezgara pokazali su veliku stabilnost za  $\alpha$ -konjugirane jezgre, tj. jezgre kojima je broj nukleona višekratnik broja nukleona alfa čestice ( $^8\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ , ...). Pobuđena stanja klasterske građe se nalaze oko energije praga za  $\alpha$ -raspad. Ikedin dijagram najbolje grafički pokazuje kako se klasteri pojavljuju u jezgrama u ovisnosti o energiji pobuđenja i masenom broju. Njega možemo vidjeti na slici 2.

Također, na slici 3 možemo vidjeti i geometrijski razmještaj alfa klastera u  $\alpha$ -konjugiranim strukturama. Na slici su također ilustrirane i veze između alfa klastera.

U jezgrama bogatim neutronima mogli bi doći do izražene klasterizacije i mogle bi postojati nuklearne strukture sa više centara. Takve jezgre su nestabilne i izrazito deformirane. U takvim jezgrama mogu se pojaviti strukture slične molekulskim. Višak neutrona ima učinak kao što ga imaju valentni elektroni u tvorbi molekule. Takvi neutroni daju stabilnost jako deformiranoj jezgri. Takav slučaj moguć je u jezgri  $^{16}\text{C}$ . Također su opažene pojave da neutroni oko jezgre tvore tanki vanjski



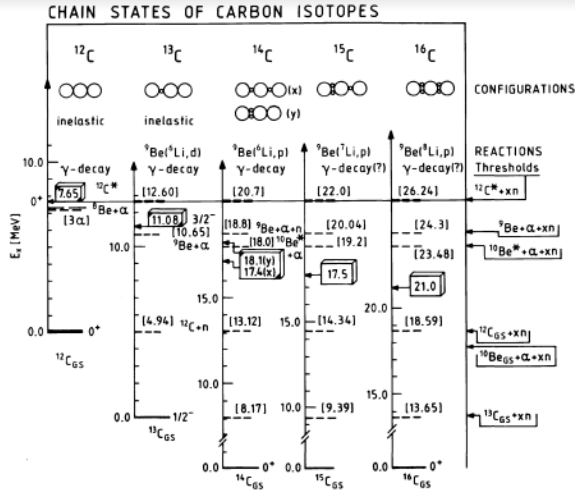
Slika 3. Geometrijski razmještaj alfa klastera za lakše  $\alpha$ -konjugirane sustave. Preuzeto iz [4]

sloj tzv. "neutronska koža". Eksperimentalno se klasterske strukture promatraju kroz njihovu spektroskopiju. Spektroskopija jezgre se sastoji u poznavanju karakteristika pobuđenih stanja, tj. veličina  $E_x$ ,  $J$ ,  $T$ ,  $\pi$ ,  $C^2S$ .  $E_x$  predstavlja energiju pobuđenog stanja,  $J$  je ukupni angularni moment,  $T$  je izospin,  $\pi$  je paritet odgovarajuće valne funkcije i  $C^2S$  su tzv. spektroskopski faktori. To su kvadrati modula spektroskopskih amplituda koje su povezane sa dekompozicijom valne funkcije u svaku moguću nuklearnu konfiguraciju. Sve ove informacije dobijamo iz nuklearnih sudara na niskim i srednjim energijama.

## 3. $^{16}\text{C}$ jezgra

Jezgra  $^{16}\text{C}$  je vrlo bogata neutronima i slabo je istražena, a zanimljiva je iz razloga što su teorijska predviđanja pokazala mogućnost linearnih i trokutastih molekularnih struktura u jezgrama ugljika bogatih neutronima, ali eksperimentalno postoji vrlo malo podataka o stanjima s energijama koje su oko praga raspada na klastera kojima bi se to sa sigurnošću potvrdilo. Razlog male količine eksperimentalnih podataka o jezgri  $^{16}\text{C}$  je taj što ju je jako teško proizvesti. Vjerojatnost proizvodnje je jako mala u reakcijama sa stabilnim jezgrama. Na slici 4 možemo vidjeti konfiguracije i energijske dijagrame molekularnih linearnih stanja za ugljikove izotope. Linearna lančana stanja (linear-chain structures) jezgre  $^{16}\text{C}$  teorijski se razmatraju pomoću metoda AMD-a (antisymmetrized molecular dynamics). AMD je mikroskopski teorijski model za opis građe jezgara upotrebom valnih funkcija pojedinih nukleona i realnih nuklearnih potencijala. U radu dvojice znanstvenika T. Babe i M. Kimure ([5]) predviđeno je postojanje više struktura linearnih lanaca kojima odgovaraju pobuđena stanja jezgre  $^{16}\text{C}$  pozitivnog i negativnog pariteta, koja se dominantno raspadaju u dva kanala:  $^{10}\text{Be} + ^6\text{He}$  i  $^{12}\text{Be} + \alpha$ . Na slici 5 su prikazana ta stanja i njihove parcijalne širine raspada za pripadajuće energije pobuđenja jezgre i pripadajuće ukupne momente impulsa i paritete.

Simulacije u ovom seminaru su rađene u svrhu potvrde



Slika 4. Moguće klusterske građe ugljikovih izotopa. Preuzeto iz[8]

(a) Positive parity					
$J^\pi$	$E_i$	$\Gamma_n(^{12}\text{Be}(0_1^+))$	$\Gamma_n(^{12}\text{Be}(2_1^+))$	$\Gamma_{n\alpha}(^{10}\text{Be}(0_1^+))$	$\Gamma_{n\alpha}(^{10}\text{Be}(2_1^+))$
$0_1^+$	16.81	335	1	0	
$2_2^+$	17.51	300	118		
$4_{10}^+$	18.99	505	954	33	
$6_7^+$	21.49	535	1591	78	18
(b) Negative parity					
$1_{11}^-$	22.05	198	567	77	63
$3_{14}^-$	23.00	196	597	84	115
$5_{15}^-$	24.76	181	615	92	173
$7_6^-$	27.35	224	763	100	225

Slika 5. Svojstva pobuđenih stanja pozitivnog i negativnog pariteta koja imaju građu linearnog lanca. Preuzeto iz [5]

teorijskih predviđanja i u svrhu stvaranja optimalnog detektorskog postava za eksperiment koji će se obaviti na institutu INFN-LNS u Cataniji.

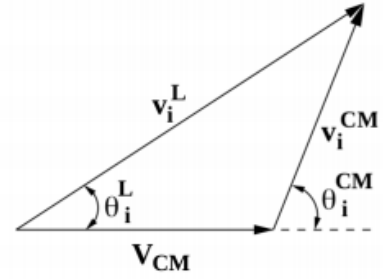
## B. Kinematika dvočestičnih reakcija

Dvočestične reakcije su reakcije oblika:  $p + t \rightarrow 1 + 2$ . Za kinematički opis reakcije potrebni su nam energija, impuls i kutevi otklona čestica. U reakcijama vrijede zakoni očuvanja energije, impulsa, naboja i nukleonskog broja, a u ovom slučaju niskih energija ćemo se zadržati na nerelativističkom slučaju. U laboratorijskom sustavu u kojem meta miruje u ishodištu koordinatnog sustava zakon očuvanja energije glasi:

$$E_p^L + Q = E_1^L + E_2^L. \quad (2)$$

Zakon očuvanja impulsa je:

$$\begin{aligned} p_1^L \cos \theta_1^L + p_2^L \cos \theta_2^L &= p_p^L \\ p_1^L \sin \theta_1^L - p_2^L \sin \theta_2^L &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$



Slika 6. Trokut brzina za i-tu česticu. Preuzeto iz [1]

Možemo promotriti reakcije i u sustavu centra mase. U takvom sustavu centar mase uvijek miruje pa za impulse u ulaznom i izlaznom kanalu vrijedi:

$$p_p^{CM} + p_t^{CM} = p_1^{CM} + p_2^{CM} = 0 \quad (4)$$

Brzina centra mase u laboratorijskom sustavu dana je s:

$$V_{CM} = \frac{m_p}{m_p + m_t} v_p^L \quad (5)$$

Sada nam trebaju relacije koje povezuju kuteve i energije u laboratorijskom sustavu i u sustavu centra mase.

Sa slike 6 možemo izvesti potrebne relacije. Tako imamo u smjeru gibanja snopa:

$$v_i^L \cos \theta_i^L = v_i^{CM} \cos \theta_i^{CM} + V_{CM} \quad (6)$$

i u smjeru okomitom na gibanje snopa:

$$v_i^L \sin \theta_i^L = v_i^{CM} \sin \theta_i^{CM} \quad (7)$$

Sređivanjem imamo:

$$v_i^{CM} = \frac{v_i^L \sin \theta_i^L}{\sin \theta_i^{CM}} \quad (8)$$

$$\tan \theta_i^{CM} = \frac{v_i^L \sin \theta_i^L}{v_i^L \cos \theta_i^L - V_{CM}} \quad (9)$$

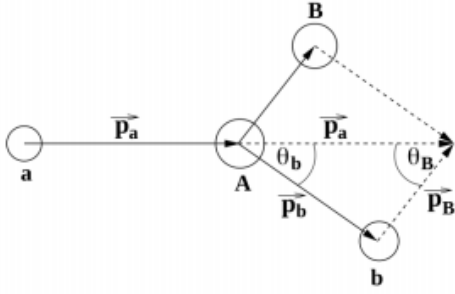
Impuls i-te čestice dan je izrazom:  $p_i = \sqrt{2m_i E_i}$ . Sada su izrazi koji povezuju energiju i kut čestice u sustavu centra mase s energijom i kutom u laboratorijskom sustavu:

$$E_i^{CM} = E_i^L - 2a_i \sqrt{E_i^L} \cos \theta_i^L + a_i^2 \quad (10)$$

$$\cos \theta_i^{CM} = \frac{\sqrt{E_i^L} \cos \theta_i^L - a_i}{\sqrt{E_i^L - 2a_i \sqrt{E_i^L} \cos \theta_i^L + a_i^2}} \quad (11)$$

$$\Phi_i^{CM} = \Phi_i^L \quad (12)$$

gdje je  $a_i = \sqrt{\frac{m_i}{2}} V_{CM} = \frac{\sqrt{m_i m_p E_p^L}}{m_p + m_t}$ .



Slika 7. Shema dvočestične reakcije. Preuzeto iz [1]

### 1. Energija pobuđenja nedetektirane čestice

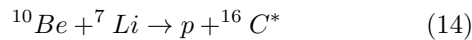
Dvočestičnu reakciju sa slike 7 zapisujemo na način  $A(a, b)B$ . Nedetektirana čestica se označava sa  $b$ . Energija pobuđenja je onda:

$$E_x = E_a + Q_0 - E_b - E_B = Q_0 + \frac{M_B - M_a}{M_B} E_a - \frac{M_B + M_b}{M_B} E_b + \frac{2}{M_B} \sqrt{M_a M_b} \sqrt{E_a E_b} \cos \theta_b \quad (13)$$

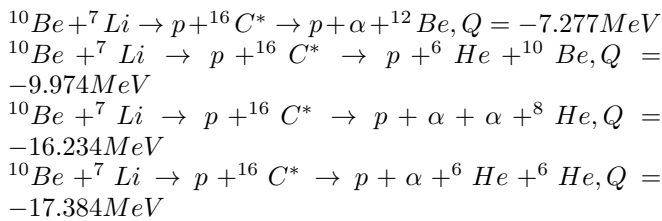
## II. EKSPERIMENT

### A. Pregled eksperimenta

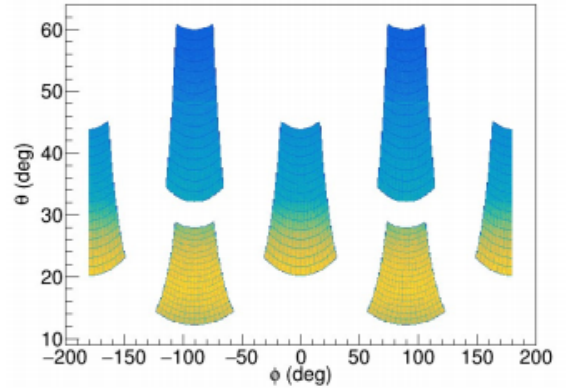
Eksperiment se radi s ciljem promatranja svojstava jezgre  $^{16}\text{C}$ . U eksperimentu će se promatrati reakcija:



$^{10}\text{Be}$  i  $^7\text{Li}$  su jezgre bogate neutronima pa su pogodne za eksperiment jer u produktima reakcije želimo stvoriti jezgru bogatu neutronima. U idućem koraku jezgra ugljika-16 se brzo raspada. Zanimljivi kanali su:



Mjerenje energije i izlaznog kuta protona u prvom koraku reakcije omogućuje nam rekonstrukciju energije pobuđenja ugljika-16 korištenjem tzv. metode nedostajuće mase. Poznavajući energije i impulse 2 od 3 (ili 3 od 4) čestice, lako rekonstruiramo potrebne veličine za česticu koja nam nedostaje. Energija snopa  $^{10}\text{Be}$  u ovom eksperimentu je 57 MeV-a, a intenzitet je 0.25 pA. Kao meta se koristi  $^7\text{LiF}$  debljine  $500\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Prvi cilj je eksperimentalna potvrda klusterskih stanja ugljika-16. Za



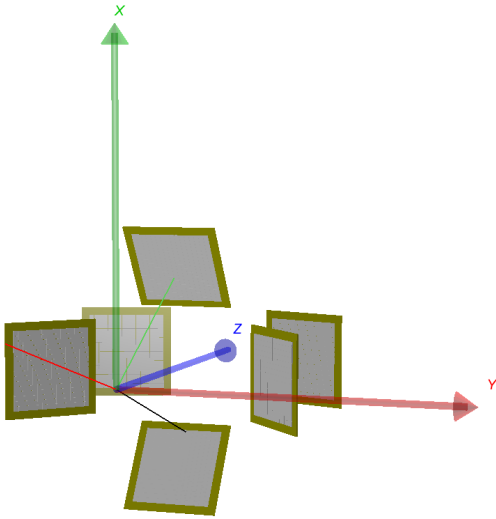
Slika 8. Optimalni prostorni raspored detektora.

svako opaženo stanje cilj je izračunati energije pobuđenja i odrediti kojem stanju iz teorijskih predviđanja svako od tih stanja pripada. Kutna distribucija bi mogla dati podatke o spinu i paritetu stanja. Detektori koji se koriste u eksperimentu su DSSSD (Double-sided silicon strip detector) detektori. To su detektori kojima su obje površine segmentirane u 16 međusobno ortogonalnih traka ("stripova"). Detektori su veličine  $50 \times 50 \text{mm}^2$ , stripovi su dimenzija  $50 \times 3 \text{mm}^2$ , razmak između stripova je  $0.1 \text{mm}$ .  $2 \times 16$  stripova odgovara 256 piksela dimenzija  $3 \times 3 \text{mm}$ . Kada nabijena čestica udari u aktivno područje detektora, njegov odgovor daje informaciju o deponiranoj energiji i 2D poziciji udarca čestice. Događaj koji se smatra dobrim i koji se uzima za obradu je onaj kada se na po jednoj traci s obje strane detektira i izmjeri signal iste amplitude. Može se dogoditi da čestica udari u područje između traka odnosno neaktivno područje, ali takvi signali se odbacuju u analizi. Tehnika koja se koristi je  $\Delta E - E$  tehnika. Produkti reakcija bit će detektirani u tzv. "detektorskim teleskopima". Ovisno o produktima reakcije koji se trebaju detektirati, izabiru se vrste i debljine detektora za teleskope. Postoji ograničen set debljina detektora koji se može nabaviti na tržištu. Najtanji i najdeblji su najteži za napraviti i ujedno su i najskuplji. Takvih teleskopa je 6 i svaki se sastoji od tri dijela: prvi dio je  $\Delta E$  detektor debljine  $20\mu\text{m}$ , drugi dio je  $E$  detektor debljine  $1000\mu\text{m}$  i treći dio je detektor debljine  $1500\mu\text{m}$  koji zaustavlja sve produkte reakcije. Identifikacija jezgre će se raditi mjerenjem gubitaka energije u detektorima. Gubitci ovise o masi i naboju jezgre (broju protona i neutrona). Shemu postava detektora u prostoru možemo vidjeti na slici 9. Koji dio prostora (kuteva) detektori pokrivaju možemo vidjeti na slici 8.

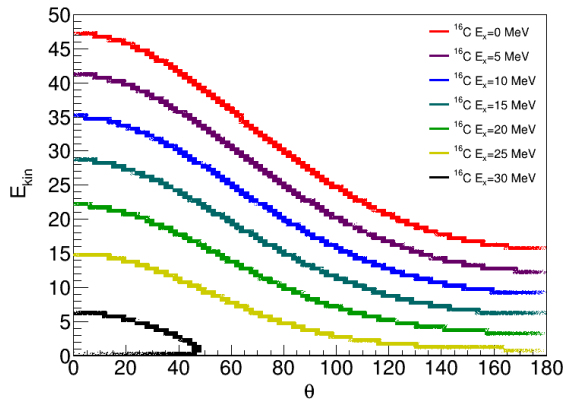
### B. Simulacije reakcija

#### 1. Kinematika reakcija

Za početak smo promatrali prvi korak reakcije gdje nismo još uveli nikakav detektorski sustav. Simulacije su

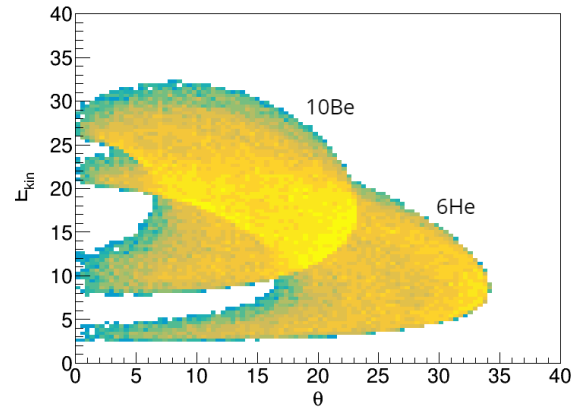


Slika 9. Shematski prikaz optimalnog eksperimentalnog postava.

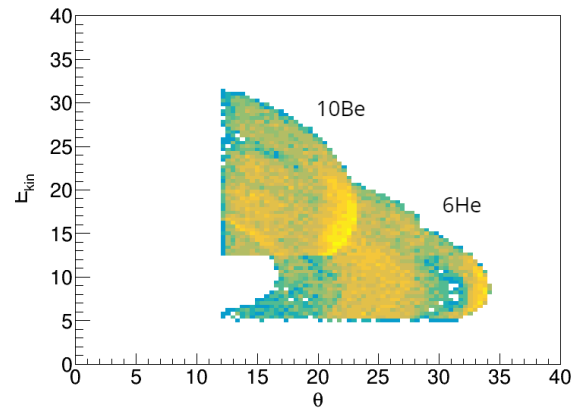


Slika 10. Kinetička energija protona u ovisnosti o kutu otklona za različite energije pobuđenja jezgre  $^{16}\text{C}$

rađene u svrhu promatranja energije protona u ovisnosti o kutu otklona za 7 različitih energija pobuđenja ugljika-16. Na slici 10 vidimo rezultate simulacija. Možemo vidjeti da proton ima veću kinetičku energiju što je manja energija pobuđenja jezgre. Taj zaključak je i očekivan jer s povećanjem energije pobuđenja jezgre ugljika, dostupna energija za proton postaje manja pa on ima manju kinetičku energiju. Za male energije pobuđenja postoji samo jedno rješenje za svaki kut otklona i gotovo svi kutevi su dostupni dok se s povećanjem energije pobuđenja linija zatvara i imamo dva rješenja te mali opseg kuteva na kojima možemo detektirati proton pa u tom slučaju možemo detektirati veliki broj protona nastalih u reakciji. Također možemo primjetiti da se s povećanjem kuta otklona protona kinetička energija protona smanjuje. U idućem koraku smo promatrali reakciju u kojoj su u izlaznom kanalu proton,  $^6\text{He}$  i  $^{10}\text{Be}$ . Promatrali smo slučaj kad je proton detektiran i gledali koji su mogući raspon



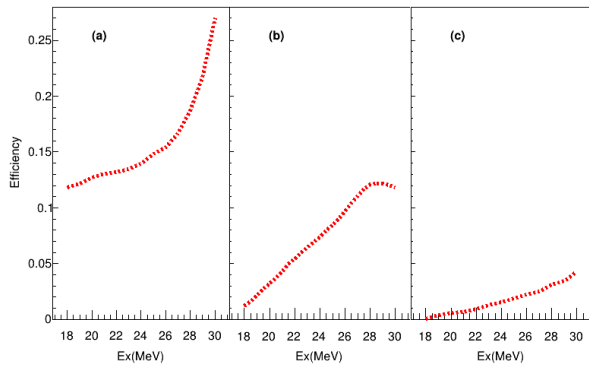
Slika 11. Raspon kuteva i energija za  $^6\text{He}$  i  $^{10}\text{Be}$  u slučaju detekcije protona



Slika 12. Raspon kuteva i energija za  $^6\text{He}$  i  $^{10}\text{Be}$  u slučaju detekcije protona i barem jedne od dvije preostale čestice

kuteva i energija za helij i berilij. Na slici 11 mogu se vidjeti rezultati simulacija. Na slici možemo prepoznati dvije figure oblika sličnog polumjesecu. Donja figura odgovara heliju, a gornja odgovara beriliju. Helij ima veći raspon kuteva na kojem može biti detektiran jer je manje masivna čestica, dok berilij ima manji raspon kuteva na kojima može biti detektiran. Veća kinetička energija berilija je rezultat činjenice da je puno masivnija čestica od helija. Međutim, nama treba situacija kad su barem dvije od tri čestice detektirane. Stoga smo u simulaciju, osim uvjeta da je proton detektiran, stavili uvjet da je barem jedna od preostale dvije čestice detektirana. Rezultat se može vidjeti na slici 12. Za ovu simulaciju je uveden detektorski sustav u program. Na slici 12 vidimo da nismo u mogućnosti detektirati čestice na malim kutevima. To ograničenje minimalnog kuta dolazi od Rutherfordovog raspršenja koje ima ogroman udarni presjek na malim kutevima. Detektorski i elektronički postav radi dobro ako je brzina brojanja događaja  $\leq 1\text{KHz}$ . U slučaju velike frekvencije događaja nemamo optimalan rad detektora i postoji opasnost od oštećenja detektora.



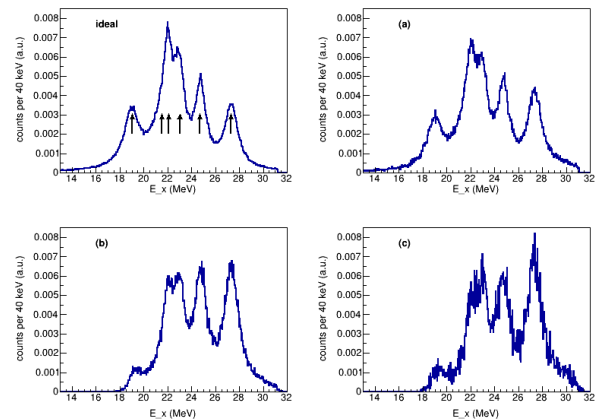


Slika 13. Postotak detektiranih događaja (efikasnost detekcije) za tri slučaja u ovisnosti o energiji pobuđenja  $^{16}\text{C}$ : a) detektiran barem proton b) detektirane barem dvije čestice c) detektirane sve tri čestice

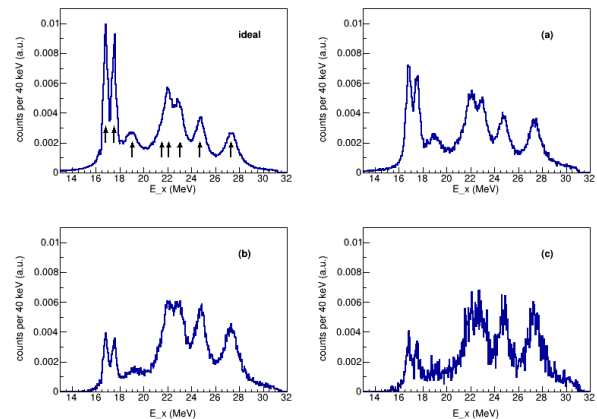
Zato treba staviti detektore na kuteve  $\geq 14^\circ$ . Bez obzira na to, velik dio događaja se odvija u nama dostupnom području, dovoljno za provedbu eksperimenta i izvođenje zaključaka. Prije nego što se krene sa glavnim dijelom, a to je promatranje energijskih stanja jezgre  $^{16}\text{C}$  prvo moramo vidjeti kolika je uopće efikasnost detekcije, tj. koliko nama korisnih događaja mi detektiramo.

## 2. Efikasnost detekcije

Od svih generiranih događaja u simulaciji, samo dio mi uspijemo detektirati. Što je efikasnost veća to će nam grafovi biti precizniji jer će biti sakupljeno više dobrih događaja. U ovom radu napravljene su tri simulacije efikasnosti. Prvo se promatrala efikasnost detekcije kada je detektiran barem proton, nakon toga je napravljena simulacija efikasnosti kada su detektirane barem dvije čestice i na kraju simulacija efikasnosti kada su detektirane sve tri čestice u izlaznom kanalu. Kao rezultate smo dobili grafove efikasnosti detekcije u ovisnosti o energiji pobuđenja jezgre  $^{16}\text{C}$ . Rezultate možemo vidjeti na slici 13. Efikasnost detekcije samo jedne čestice, odnosno samo protona, je dakako najveća. Imamo očekivano veći broj detektiranih događaja jer smo na program nametnuli samo jedan uvjet. Vidimo da efikasnost raste kako raste i energija pobuđenja jezgre  $^{16}\text{C}$  jer se tada smanjuje energija protona kao što je već diskutirano u poglavlju gdje smo raspravljali o kinematičkim linijama protona. Kako energija pobuđenja ugljika raste sve veći broj protona upada na kuteve gdje su detektori postavljeni. Efikasnost detekcije dvije čestice u istom događaju je naravno manja nego u prvom slučaju. Vidimo da je za male energije pobuđenja efikasnost jako mala pa skoro pa i zanemariva, a kako energija pobuđenja raste i efikasnost je veća. Slično je i u trećem slučaju gdje je za male energije pobuđenja efikasnost nula pa raste do 5 posto.



Slika 14. Graf energijskih stanja jezgre  $^{16}\text{C}$  za kanal raspada  $p + {}^6\text{He} + {}^{10}\text{Be}$



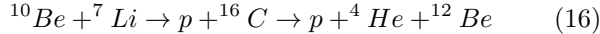
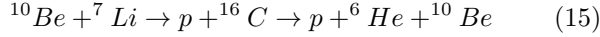
Slika 15. Graf energijskih stanja jezgre  $^{16}\text{C}$  za kanal raspada  $p + {}^4\text{He} + {}^{12}\text{Be}$

To nije velika efikasnost, ali je dovoljna da bi na velikom broju događaja takvi slučajevi detekcije sve tri izlazne čestice bili primjetni.

## 3. Simulacije za jezgru $^{16}\text{C}$

Kada smo odradili sva kinematička razmatranja i simulacije efikasnosti preostaje nam napraviti simulacije i promotriti svojstva jezgre  $^{16}\text{C}$ . Simuliran je velik broj događaja i izrađeno je 8 grafova (po 4 za svaku reakciju). Na obje slike (14 i 15) prvi graf predstavlja idealan slučaj kakav je predviđen teorijom, drugi graf predstavlja slučaj kada je detektiran samo proton pa se "missing mass" metodom došlo do rezultata za jezgru  $^{16}\text{C}$  dok treći i četvrti graf predstavljaju slučajeve kad su detektirane dvije i sve tri čestice u izlaznom kanalu, respektivno te su iz tih podataka rekonstruirani podatci za  $^{16}\text{C}$ . Grafove možemo vidjeti na slikama 14 i 15. Promatrali smo

reakcije:



Pretpostavili smo da je ukupna širina raspada jednaka zbroju parcijalnih širina za raspade na  ${}^{10}\text{Be}$  i  ${}^{12}\text{Be}$ . To nije pregruba aproksimacija jer se klsterska stanja jezgre  ${}^{16}\text{C}$  dominantno raspadaju u ta dva kanala, S druge strane, stanja koja imaju građu modela ljusaka dominantno će se raspadati u kanal  ${}^{15}\text{C} + n$  i  ${}^{14}\text{C} + 2n$ . Stanja koja želimo dobiti su stanja iz tablice na slici 5. U prvom dijagramu na obje slike(14,15) imamo idealan teorijski slučaj kako bi stanja trebala izgledati. U slučaju detekcije protona grafovi se u velikoj mjeri slažu sa teorijom uz malo slabiju rezoluciju i smanjenu efikasnost. Efikasnost detekcije protona je velika pa su svi vrhovi dobro vidljivi. Na drugom grafu na obje slike i dalje prepoznajemo potrebna stanja, ali rezolucija je smanjena i zbog efikasnosti je visina vrhova u blagom odstupanju od teorije. U zadnjem slučaju smo imali najmanju efikasnost pa i visina vrhova na grafu očekivano najviše odstupa od teorijskog predviđanja te je rezolucija smanjena, ali su i dalje vidljivi vrhovi na očekivanim energijama. Na slici su strelicama označena stanja koja trebamo opaziti. Treba primjetiti kako je u kanalu raspada  $p + {}^6\text{He} + {}^{10}\text{Be}$  manji broj vrhova što je i u skladu s teorijom. Ako pogledamo tablicu na slici 5, vidjet ćemo da je parcijalna širina raspada za taj kanal za stanja na nižim energijama jednaka nuli. U kanalu raspada  $p + {}^4\text{He} + {}^{12}\text{Be}$  prepoznajemo stanja na svim energijama iz tablice(16.81,17.51,18.99,21.49,22.05,23.00,24.76,27.35 MeV).

### III. ZAKLJUČAK

U ovom seminaru odrađene su simulacije eksperimenata u svrhu potvrde klsterske građe jezgara bogatih neutronima, posebno jezgre  ${}^{16}\text{C}$ . Prvo su odrađena kinematska razmatranja i simulacije i promatrane su se kinematske linije detektiranih protona u ovisnosti o energiji pobuđenja jezgre  ${}^{16}\text{C}$ . Zatim se u simulaciju uveo detektorski postav da bi odredili koji prostorni kut pokrivaju detektori. Nakon toga su odrađene simulacije i proračuni efikasnosti detekcije da bi znali koji broj detektiranih događaja možemo očekivati i napravljene su krivulje efikasnosti. Na kraju je simuliran velik broj događaja reakcije  ${}^{10}\text{Be} + {}^7\text{Li} \rightarrow p + {}^{16}\text{C}^* \rightarrow p + {}^6\text{He} + {}^{10}\text{Be}$  i reakcije  ${}^{10}\text{Be} + {}^7\text{Li} \rightarrow p + {}^{16}\text{C}^* \rightarrow p + {}^4\text{He} + {}^{12}\text{Be}$  za stanja predviđena AMD metodom te su napravljeni spektri pobuđenja jezgre  ${}^{16}\text{C}$  za teorijski predviđena stanja. Spektri pobuđenja dobiveni iz eksperimentalnih podataka nakon mjerenja će se uspoređivati sa simuliranim spektrima za opažena energijska stanja. Simulacije u ovom seminaru su se bazirale na spomenutim reakcijama, a dodatno smo još mogli promotriti i ostale kanale

raspada te kutne raspodjele da bi promotrili i spinove i paritete klsterskih stanja, ali to je preopširan i zahtjevan posao pa nije obavljen u sklopu ovoga seminara. Osnovni cilj seminara je bio upoznavanje sa metodama simulacija nuklearnih reakcija i njihove obrade podataka u svrhu optimizacije eksperimenta kojim će se provjeriti teorijski predviđena klsterska stanja te upoznavanje sa klsterskim strukturama u lakim jezgrama. Taj zadatak je uspješno obavljen.

### IV. LITERATURA

- [1] Matko Milin: *Nerelativistička kinematika nuklearnih reakcija*
- [2] L. Grassi, D. Toressi, L. Acosta, P. Figuera, M. Fisichella, V. Grilj, M. Jakšić, M. Lattuada, T. Mijatović, M. Milin, L. Prepolec, N. Skukan, N. Soić, V. Tokić, M. Uroić: *Study of DSSSD detector response in the inter-strip region using a proton micro-beam*. The European Physical Journal Web of Conferences (2100-014X) 66 (2013); 11015-1
- [3] Alfredo Poves: *Shell model and spectroscopic factors*
- [4] Daniele Dell'Aquila: *Clusters in light nuclear systems: a multi-method approach*
- [5] T. Baba, M. Kimura: *Characteristic  $\alpha$  and  ${}^6\text{He}$  decays of linear-chain structures in  ${}^{16}\text{C}$* . Physical Review C 97,054315(2018)
- [6] Y. Kanada, M. Kimura, A. Ono: *Antisymmetrized molecular dynamics and its applications to cluster phenomena*. arXiv:1202.1864 [nucl-th], February 2012
- [7] M. Freer, H. Horiuchi, Y. Kanada, D. Lee, U. Meissner: *Microscopic clustering in light nuclei*. arXiv:1705.06192 [nucl-th], April 2018
- [8] von Oertzen, W. Z Phys A - *Particles and Fields* (1997) 357: 355. <https://doi.org/10.1007/s002180050255> \newline \newline N. Soić, D. Dell'Aquila et al.: *Cluster structure of  ${}^{16}\text{C}$  excited states explored by  ${}^7\text{Li} + {}^{10}\text{Be}$  reaction (CluSt16)*
- [10] <https://www.nuclear-power.net/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclear-physics/atom-properties-of-atoms/atomic-nucleus/nuclear-shell-model/>
- [11] [https://www.researchgate.net/figure/Threshold-diagrams-revealing-potential-excitation-energy-fig1\\_258800759](https://www.researchgate.net/figure/Threshold-diagrams-revealing-potential-excitation-energy-fig1_258800759)