

# Jezgre proizvedene u nuklearnoj reakciji snopa $^{14}\text{N}$ na meti $^{10}\text{B}$

Margareta Sigmund\*

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

Mentor: dr.sc.Neven Soić

Laboratorij za nuklearnu fiziku, Zavod za eksperimentalnu fiziku,  
Institut Ruđer Bošković, Bijenička cesta 54, Zagreb

(Dated: 24. siječnja 2021.)

Ovaj seminar bavi se proučavanjem lakih jezgara nastalih u interakciji snopa  $^{14}\text{N}$  i mete  $^{10}\text{B}$ . Lake jezgre su pokazale iznimnu važnost jer već na malom nukleonskom broju pokazuju veliko bogatstvo raznih struktura te daju temelj i/ili potvrdu teoretskih modela. U ovome radu, pretežno ćemo obraditi dvočestične reakcije (tj. reakcije koje imaju dvije čestice u izlaznom kanalu) što predstavlja osnovni korak u daljnjem proučavanju podataka eksperimenta. Dvočestične reakcije daju nam informaciju o uspješnosti kalibracije, geometriji eksperimenta te je iz njih moguće napraviti energijski spektar pobuđenja jezgara u izlaznom kanalu što rezultati ovog rada pokazuju.

## I. UVOD

### 1. Nuklearni model ljusaka

#### A. Nuklearna struktura<sup>1</sup>

Jezgra je složeni sustav te svaki mikroskopski pristup vodi na kompleksnu matematiku rješavanja problema više tijela koja je dodatno zakomplicirana prirodom jake (nuklearne) sile. Do unazad dvadesetak godina, kada su napretkom računala omogućeni egzaktni kvantno-mehanički računi, jedini način opisivanja strukture jezgre bio je razvijanjem modela koji zaobilaze višestruki račun.

Lake jezgre su odigrale značajnu ulogu u nastanku i provjeri nuklearnih modela, budući da nude šarolikost struktura unutar malog energijskog i masenog raspona i još uz to je za njihov opis potreban malen broj stupnjeva slobode (malo nukleona). Također, postojalo je više eksperimentalnih podataka na lakim jezgrama što je omogućilo usporedbu modela i eksperimenta. Najznačajniji takvi modeli su nuklearni model ljusaka i klusterski model.

Razvojem računala nastaju *Ab initio* modeli koji polaze od temeljnih sila te im je cilj riješiti višestruku Schrödingerovu jednadžbu. Takvi modeli su se pokazali uspješnima u opisivanju jezgara  $A \leq 20$  te iz njih egzaktno izlaze rezultati opisani modelom ljusaka i klusterskim modelom.

Meta ovog eksperimenta  $^{10}\text{B}$  stabilna je laka jezgra sa spinom osnovnog stanja  $J^\pi = 3^+$ . Fundamentalni računi taj spin ispravno reproduciraju tek uključivanjem tročestičnog potencijala, što upućuje na složenu strukturu niskoležećih stanja. Ona su mješavina ljuskastih i klusterskih konfiguracija.

Pretpostavka modela ljusaka jest da se nukleoni neovisno gibaju u nekom srednjem potencijalu međudjelovanja svih parova nukleona (u modernim računima ubrajaju se i tročestična međudjelovanja). Gotovo neovisno gibanje nukleona uzrokovano je kratkodosežnim odbojnim međudjelovanjem nukleona, zajedno s Paulijevim principom isključenja. Jezgre u kojima nukleoni popunjavaju stanja do Fermijeve razine nakon koje slijedi procjep dobro su opisane ovim modelom. Eksperimentalno se takav model pokazao vrlo uspješnim za jezgre s magičnim brojem protona i neutrona, tj. 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126... protona i neutrona. Takve se jezgre nazivaju dvostruko magičnima. Energije pobuđenja i energije potrebne za separaciju nukleona značajno su više nego kod susjednih jezgara, koje nisu dvostruko magične. Oblik jezgri koje su dobro opisane ovim modelom jest kuglast, a potvrda je iščezavajući kvadrupolni moment.

Analički<sup>2</sup> *ansatz* koji dobro opisuje efektivni nuklearni potencijal jest Woods-Saxonov potencijal:

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

gdje je  $V_0 \approx 50 \text{ MeV}$ ,  $R_0 = r_0 A^{1/3}$ ,  $a \approx 0.5 \text{ fm}$ . U strukturi ljusaka dobivenoj koristeći Woods-Saxonov potencijal prepoznaju se niži eksperimentalno određeni magični brojevi (2, 8, 20), a već za više magične brojeve eksperiment se ne slaže s teorijom. Potrebno je proširenje modela članom koji opisuje spin-orbit vezanje te lomi degeneraciju energijskih nivoa. Potencijal dobiva sljedeći oblik:

$$V(r) = V_{WS}(r) + V_{SO}(r) \vec{l} \cdot \vec{s}$$

Ovakvim potencijalom moguće je relativno dobro opisati i jezgre koje odstupaju od magičnog broja za nekoliko nukleona.

\* margaretasigmund@gmail.com



gibanja ortogonalno na unutarnja stanja klastera koja su inače zabranjena Paulijevim principom.

- **Model generirajućih koordinata (GCM):** pretpostavlja se da su klasteri fiksirani u određenim točkama prostora što omogućuje opis sustava većih masa i onih s mnogo klastera. Specijalni slučaj GCM-a u kojem su svi klasteri alfa čestice naziva se i Bloch-Brinkov alfa klusterski model koji je korišten za prvi modelski opis Hoyleovog stanja u jezgri  $^{12}C$ .

## B. Kinematika dvočestičnih reakcija<sup>5</sup>

Dvočestične nuklearne reakcije su reakcije oblika

$$p + t \rightarrow 1 + 2$$

gdje  $p$  označava jezgru projektila,  $t$  mete, a 1 i 2 jezgre nastale u reakciji. S  $E_i^L$  i  $p_i^L$  obično se označuju kinetička energija i impuls  $i$ -te čestice u laboratorijskom sustavu (L), a s  $\theta_i^L$  kut otklona  $i$ -te čestice s obzirom na smjer upada projektila. Definiranje smjera čestica nastalih u reakciji moguće je detekcijom samo jednog kuta jer se dvočestične reakcije odigravaju unutar ravnine. U nuklearnim reakcijama moguće je postići više različitih izlaznih kanala, odnosno produkata reakcije koji se razlikuju vrstom čestica, energijama i količinom gibanja čestica. Svaki izlazni kanal pojavljuje se s određenom vjerojatnošću koja, između ostalih parametara, ovisi i o  $Q$ -vrijednosti reakcije. Ako je  $Q > 0$  znači da se u reakciji oslobađa energija, a ako je  $Q < 0$  potrebno je uložiti dodatnu energiju kako bi se reakcija dogodila.  $Q = 0$  označava elastično raspršenje.  $Q$ -vrijednost reakcije definirana je kao:

$$Q = (m_p + m_t - m_1 - m_2) \cdot c^2 \quad (1)$$

Na niskim energijama ( $< 100 \text{ A} \cdot \text{MeV}$ ) dovoljno je zadržati se na nerelativističkoj aproksimaciji. Vrijede zakoni očuvanja energije, količine gibanja, kutne količine gibanja, broja nukleona, naboja, izospina i pariteta. Iz zakona očuvanja energije imamo:

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

Zakon očuvanja količine gibanja vodi na sustav jednadžbi:

$$p_1^L \cos(\theta_1^L) + p_2^L \cos(\theta_2^L) = p_p^L \quad (3)$$

$$p_1^L \sin(\theta_1^L) - p_2^L \sin(\theta_2^L) = 0 \quad (4)$$

Sustav nakon reakcije definiran je s četiri varijable ( $p_1^L, \theta_1^L, p_2^L, \theta_2^L$ ), a zakoni očuvanja daju nam tri uvjeta na varijable, što znači da je dovoljna specifikacija jedne od

varijabli da bi sustav bio potpuno određen. Za količinu gibanja i kinetičku energiju  $i$ -te čestice vrijedi:

$$p_i = \sqrt{2m_i E_i} \quad (5)$$

Sustav centra mase definiran je kao:

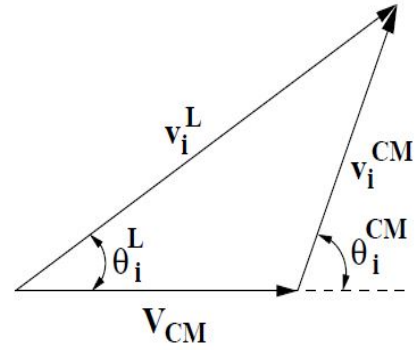
$$\vec{r}_{CM} = \frac{\sum_i m_i \vec{r}_i}{\sum_i m_i} \quad (6)$$

U sustavu centra mase - centar mase miruje pa za količinu gibanja vrijedi:

$$\vec{p}_p^{CM} + \vec{p}_t^{CM} = \vec{p}_1^{CM} + \vec{p}_2^{CM} = 0 \quad (7)$$

Brzina centra mase u laboratorijskom sustavu dana je s:

$$V_{CM} = \frac{m_p}{m_p + m_t} v_p^L \quad (8)$$



Slika 3: Trokut brzina  $i$ -te čestice

Pomoću trokuta brzina danog na slici 3 moguće je izvesti relacije koje povezuju energije i kutove u laboratorijskom i u sustavu centra mase. U smjeru gibanja snopa i u smjeru okomitom na gibanje snopa vrijedi:

$$v_i^L \cos(\theta_i^L) = v_i^{CM} \cos(\theta_i^{CM}) + V_{CM} \quad (9)$$

$$v_i^L \sin(\theta_i^L) = v_i^{CM} \sin(\theta_i^{CM}) \quad (10)$$

Sređivanjem se dobiva:

$$v_i^{CM} = \frac{v_i^L \sin(\theta_i^L)}{\sin(\theta_i^{CM})} \quad (11)$$

$$\tan(\theta_i^{CM}) = \frac{v_i^L \sin(\theta_i^L)}{v_i^L \cos(\theta_i^L) - V_{CM}} \quad (12)$$

Uz definiciju:

$$a_i = \sqrt{\frac{m_i}{2}} V_{CM} = \frac{\sqrt{m_i m_p E_p^L}}{m_p + m_t} \quad (13)$$

koristeći jednadžbu (5) možemo izvesti relacije koje povezuju energiju i kutove u centru mase s onima u laboratorijskom sustavu:

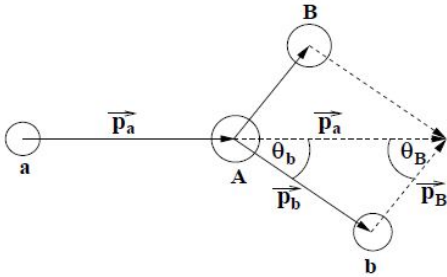
$$E_i^{CM} = E_i^L - 2a_i\sqrt{E_i^L\cos(\theta_i^L)} + a_i^2 \quad (14)$$

$$\cos(\theta_i^{CM}) = \frac{\sqrt{E_i^L\cos(\theta_i^L)} - a_i}{\sqrt{E_i^L - 2a_i\sqrt{E_i^L\cos(\theta_i^L)} + a_i^2}} \quad (15)$$

$$\Phi_i^{CM} = \Phi_i^L \quad (16)$$

Jednostavno je izvesti i inverzne relacije.

### 1. Energija pobuđenja



Slika 4: Shema dvočestične nuklearne reakcije

Dvočestična nuklearna reakcija zapisuje se kao  $A(a,b)B$  gdje su  $A$  i  $a$  jezgra mete i projektila, respektivno, dok su  $b$  i  $B$  produkti reakcije. S  $b$  se najčešće označava detektirana čestica. Slika 4 prikazuje shemu dvočestične nuklearne reakcije. Budući da se produkti reakcije, ako su nastali kao pobuđeno stanje, relaksiraju prije nego što ih se detektira, energiju pobuđenja možemo rekonstruirati prema zakonu očuvanja energije i zakonu očuvanja količine gibanja:

$$\begin{aligned} E_x &= E_a + Q_0 - E_b - E_B = \\ Q_0 &+ \frac{M_B - M_a}{M_B} E_a - \frac{M_B + M_b}{M_B} E_b \\ &+ \frac{2}{M_B} \sqrt{M_a M_b} \sqrt{E_a E_b} \cos(\theta_b) \end{aligned} \quad (17)$$

$E_a$  označuje energiju snopa,  $M_i$  mase jezgara, a  $E_b$  i  $\theta_b$  energiju i kut detektirane čestice.  $Q_0$  je  $Q$ -vrijednost reakcije u kojoj su sve izlazne čestice u osnovnom stanju.

Prethodna se relacija koristi za rekonstrukciju spektra energija pobuđenja ostvarenih u reakciji preko energije  $E_b$  i kuta  $\theta_b$  detektirane čestice. Posebni slučaj,  $Q = 0$  i  $E_x = 0$  označava kanal elastičnog raspršenja.

Ova metoda naziva se **metoda nedostajuće mase**.

### C. Gubitak energije nabijene čestice u materijalu

Prilikom prolaska nabijene jezgre kroz materijal, nabijena jezgra ostavlja dio energije na način da pobudi elektrone atoma materijala iz valentne vrpce u vodljivu vrpcu ionizacijom. To rezultira stvaranjem elektron-šupljine para<sup>6</sup> u poluvodiču.

Nabijene čestice prenose energiju poluvodiču pobuđivanjem elektrona u atomima ili izbijanjem elektrona iz atoma poluvodiča. Ionizacijska svojstva materijala opisuju se zaustavnom snagom. Za čestice koje promatramo (lake jezgre) zaustavna snaga većine materijala vrlo je velika, što znači da je doseg tih čestica u materijalu vrlo malen.

Neka je debljina silicijskog detektora otprilike  $300\mu\text{m}$  broj nastalih parova elektron-šupljina s najmanje ionizirajućom česticom je oko  $3.2 \cdot 10^4$  što je puno manje od intrinzičnog broja nosilaca u poluvodiču. Način povećavanja broja nastalih šupljina jest da se na detektor stavi reverzni/suprotni napon koji proširi područje osiromašenja skoro duž cijele p-n poluvodičke diode. To znači da negativan napon stavimo na p-stranu i pozitivan na n-stranu. Šupljine iz p-područja putuju od p-n spoja prema naponu na p-stranu, analogno i elektroni u n-području.

Nabijene čestice pri prolasku kroz materijal gube energiju u interakciji s elektronima i jezgrama atoma u materijalu što je opisano Bethe-Bloch formulom<sup>7</sup>.

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 \right] \quad (18)$$

U Bethe-Bloch formuli (18) vrijedi da je  $2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ .

U jednadžbi vrijede sljedeće oznake:  $r_e$  je klasični radijus elektrona,  $m_e$  masa elektrona,  $N_a$  Avogadrov broj,  $I$  srednji potencijal pobuđenja,  $Z$  atomski broj materijala,  $A$  nukleonski broj materijala,  $\rho$  gustoća materijala,  $z$  naboj upadne čestice u jedinicama  $e$ ,  $\beta = \frac{v}{c}$  upadne čestice,  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$ , a  $W_{max}$  maksimum prenesene energije u jednom sudaru.

U nerelativističkom slučaju možemo primijeniti sljedeće:

$$\frac{z^2}{\beta^2} = \frac{1}{2} m_p c^2 \frac{z^2}{E_p} \quad (19)$$

$$\beta \rightarrow 0 \quad (20)$$

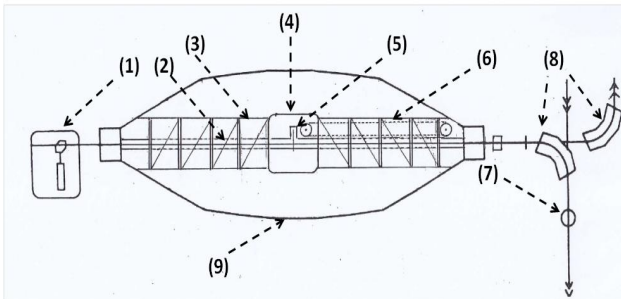
$$\gamma \rightarrow 1 \quad (21)$$

gdje su  $m_p$  i  $E_p$  masa i energija upadne čestice. Tada dobivamo sljedeći oblik Bethe-Bloch formule:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \left(\frac{1}{2} m_p c^2\right) \frac{z^2}{E_p} \left[ \ln\left(\frac{2m_e v^2 W_{max}}{I^2}\right) \right] \quad (22)$$

Iz posljednje jednadžbe vidimo da gubitak energije upadne čestice u materijalu ovisi proporcionalno o masi čestice  $m_p$  i kvadratu nabojnog broja čestice  $z^2$ . Ta ovisnost omogućuje nam raspoznavanje vrsta čestica po njihovoj masi i naboju ovisno o tome koliku energiju ostave u materijalu. U rezultatima ćemo vidjeti da je odvajanje prema naboju puno veće od odvajanja po masi što odgovara ovoj pretpostavljenoj teoriji.

## II. EKSPERIMENTALNA METODA



Slika 5: Shematski prikaz<sup>8</sup> Tandem elektrostatskog akceleratora; (1) - ionski izvor, (2) - cijev za ubrzanje, (3) - stupac koji podržava visokonaponski terminal (4), (5) - "stripper" ionske zrake, (6) - remen za prijenos naboja, (7) - postaja za "dijagnozu" snopa, (8) - magneti koji probiru i usmjeravaju snop u liniju eksperimenta, (9) - oklopni spremnik napunjen izolatorskim plinom  $SF_6$  na tlaku 7 atm

Eksperiment<sup>9</sup> je izveden 2014. godine na Tandem-ALPI-PIAVE akceleratorском postrojenju u sklopu *Legnaro National Laboratories* (LNL) Talijanskog instituta za nuklearnu fiziku (INFN). Ovaj seminarski rad dio je obrade podataka eksperimenta snopa dušika  $^{14}N$  energije 95 MeV na meti  $^{10}B$ . Eksperiment je proveden s ciljem proučavanja strukture jezgre ugljika nukleonског broja od  $A = 10$  do  $A = 14$ .

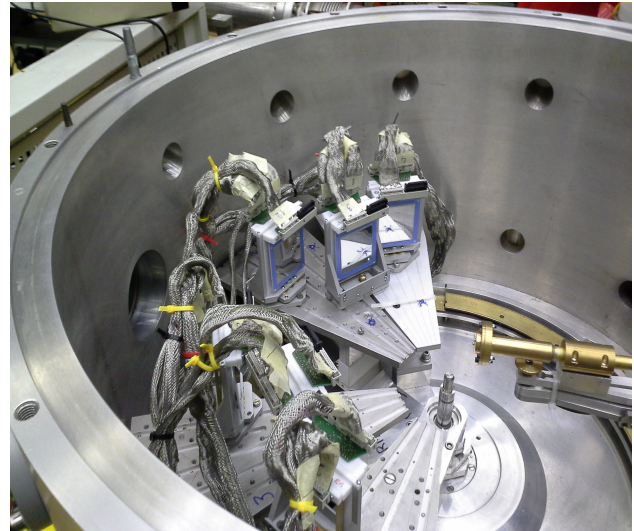
Ionski snop stvara se izvan akceleratora u ionskom izvoru. Blago pozitivno nabijen snop ( $q = +1$ ) prije ulaska u Tandem interagira s jako elektronegativnim cezijem (Cs) te prima dva elektrona i postaje naboja  $q = -1$ . Snop ulazi u akcelerator Tandem te je privučen prema visokonaponskom terminalu napona +14.5 MV. U terminalu snop prolazi kroz tanku foliju ugljika ("stripper"). "Stripper" absorbira vrlo malen udio iona snopa, a ostalim ionima skida velik broj elektrona (10 – 20% ovisno o ionu) koji tada izlaze na drugu stranu i kao pozitivni ioni snažno su odbijeni od terminala te postižu energiju proporcionalnu naboju ( $E = qU_T$ ). Ako je potrebno, snop nakon izlaska iz Tandema ulazi u linearni akcelerator ALPI te se dodatno ubrjava. Nakon izlaska iz akceleratora sustavom leća i magnetskih kvadropola snop se fokusira, a magnetskim dipolima se usmjerava u liniju gdje se obavlja eksperiment. Shematski prikaz kompo-

neniti Tandem akceleratora dan je na slici 5.

Meta zajedno s detektorima postavljena je u komoru vakuuma od otprilike  $P_{ch} = 7.65 \cdot 10^{-6}$  mbar. Visoki vakuum potreban je kako bi čestica u izlaznom kanalu od mete do detektora izgubila što manje energije.

Meta se nalazi u središtu komore te je naparena na vrlo tanki sloj polivinil formala ( $C_5H_8O_2$ ). Izgled unutrašnjosti komore s postavljenim detektorima, ali bez meta moguće je vidjeti na slici 6.

### A. Detektorski sustav



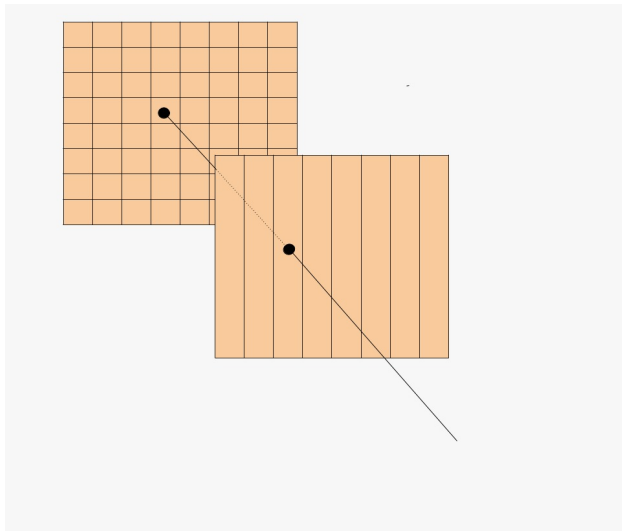
Slika 6: Prikaz unutrašnjosti komore sa teleskopskim detektorima

Detektorski sustav čini 6 detektorskih teleskopa postavljenih na sljedeće kuteve:  $\theta = 20.4^\circ$ ,  $\theta = 40.4^\circ$ ,  $\theta = 61.8^\circ$ ,  $\theta = -25.4^\circ$ ,  $\theta = -45.4^\circ$  i  $\theta = -66.5^\circ$  (snop projektila određuje kut  $\theta = 0^\circ$ ). Teleskopi se sastoje od dvije vrste detektora - prednjeg, tanjeg, i stražnjeg debljeg silicijskog detektora. Svaki detektor pokriva ukupno  $\Delta\phi \approx 15^\circ$  i  $\Delta\theta \approx 15^\circ$ .

Silicijski su detektori poluvodički te rade u režimu reverznog napona, tj. područje osiromašenja prošireno je duž cijelog detektora. Čestica koja proleti ili upadne u detektor izgubi dio ili svu svoju energiju te se u detektoru stvaraju parovi elektrona i šupljina. Pod utjecajem reverznog napona elektroni (šupljine) odlaze na pozitivnu (negativnu) stranu narinutog napona te stvaraju negativan (pozitivan) električni signal. Signali se očitavaju elektronički, a amplituda signala proporcionalna je izgubljenju energiji upadne čestice.

Prednji detektor se sastoji od 16 neovisnih paralelnih vrpca s jedne strane. Takav se detektor naziva jednostrani silicijski vrpčasti detektor (eng. *single-sided silicon strip detector*, SSSSD) i debljine je 20  $\mu m$ .

Stražnji detektor sastoji se od 16 neovisnih vrpca s prednje strane te 16 neovisnih vrpca sa stražnje strane,



Slika 7: Shema izgleda detektorskog teleskopa sastavljenog od SSSSD detektora naprijed i DSSSD detektora straga

okomitih onima s prednje. Efektivno u stražnjem detektoru imamo 256 različitih piksela što nam omogućuje da odredimo kut upadne čestice  $\theta_b$ . Takav se detektor naziva dvostrani silicijski vrpčasti detektor (eng. *double-sided silicon strip detector*, DSSSD) i debljine je  $1000 \mu\text{m}$ .

## B. Elektronika eksperimentalnog postava

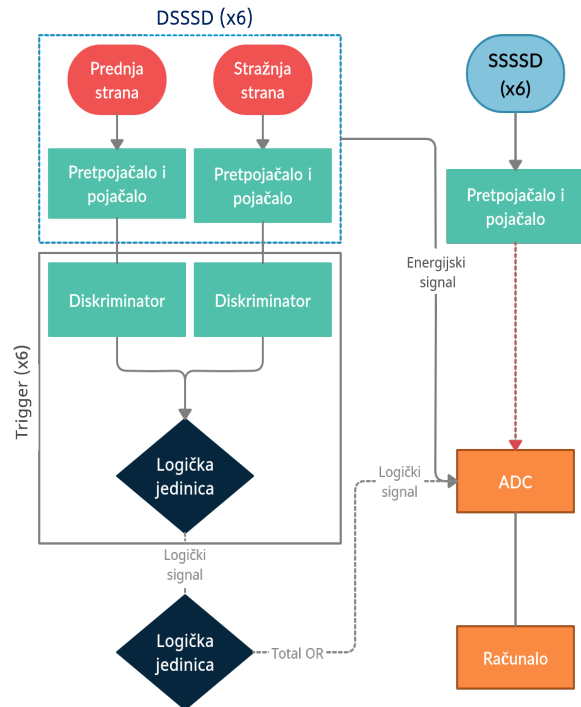
Budući da se signal svake detektirane čestice bilježi u obliku električnog signala, potreban je i postav elektronike kako bi se što učinkovitije bilježili valjani događaji. Pojednostavljen prikaz elektronike vidi se na slici 8.

Prednja strana, kao i stražnja strana DSSSD detektora, neovisno su spojene na pretpojačalo i pojačalo. Svaka strana detektora ima 16 neovisnih električnih signala, prema tome svaki ima pripadnu žicu do pretpojačala i pojačala, tj. obrada signala jedne vrpce u elektronici neovisna je o obradi signala u drugoj vrpci. U pretpojačalu se signal izgladuje, te se tako čisti od šuma i po potrebi okreće iz negativnog u pozitivan signal. U pojačalo ulazi samo pozitivan signal koje ono pojačava i oblikuje.

Iz pojačala signal odlazi i u ADC (eng. *Analog-to-digital converter*) (u 16 neovisnih linija za svaku vrpcu jedne strane detektora) kao energijski signal te se tamo sprema u privremenu memoriju. Isti signal odlazi i u diskriminator.

U diskriminatoru se prag postavlja tako da se ukloni šum, tj. da frekvencija događaja šuma u detektoru bude  $10 \text{ Hz}$  ili manje. Ako je analogni signal za barem jednu vrpcu jedne strane detektora (od mogućih 16) veći od praga, diskriminator dalje šalje logički signal napona  $U = 50 \text{ mV}$ .

Signali iz diskriminatora prednje i stražnje strane



Slika 8: Pojednostavljena shema elektronike eksperimentalnog postava

DSSSD-a u logičkoj se jedinici zbrajaju te selektiraju prema pragu koji je postavljen na  $80 \text{ mV}$ , tj. ako je zbroj logičkih signala prednje i stražnje strane veći od  $80 \text{ mV}$  dalje se šalje logički signal od  $50 \text{ mV}$ . Naime, svaka čestica koja je prošla ili se zaustavila u DSSSD stvara parove elektrona i šupljina koji odlaze na nasuprotne strane i stvaraju signal otprilike podjednake amplitude. Signali iz svih šest logičkih jedinica pojedinih DSSSD-a spajaju se u vanjskoj logičkoj jedinici koja ih zbraja te u ADC šalje signal od  $50 \text{ mV}$  ako je barem jedan DSSSD (tzv. "total OR") poslao logički signal od  $50 \text{ mV}$ .

Logički signal iz vanjske logičke jedinice, tzv. okidač (eng. *trigger*), šalje informaciju ADC-u da odbaci signale spremljene u privremenu memoriju ako je "total OR" jednak 0 ili šalje informaciju da ADC pokrene prikupljanje podataka u računalo sa svih šest DSSSD (32 neovisna kanala za svaki DSSSD) i šest SSSSD detektora (16 neovisnih kanala za svaki SSSSD).

Ovaj opisani proces važan je kako se vrijeme skupljanja podataka (cca.  $\Delta t = 10 \mu\text{s}$ ) ne bi trošilo na šum i na događaje pozadine iz reakcija koje nisu važne za eksperiment, već samo na događaje koji nas zanimaju u eksperimentu.

U eksperimentu je korišteno pretpojačalo Mesytec MPR, pojačalo CAEN N568B, diskriminatori Phillips LE NIM i CAEN V895 VME te logička jedinica CAEN N625 linear FIFO. Pretpojačalo, pojačalo te diskriminatori imaju 16 neovisnih kanala za svaku vrpcu prednje i stražnje strane DSSSD detektora, a ADC ima 32 neovisna



kanala za svaki DSSSD detektor te 16 neovisnih kanala za svaki SSSSD detektor. ADC je 12-bitni, što znači da ima mogućnost sortiranja energije analognog signala u 4096 različitih binova/kanala.

### III. REZULTATI I DISKUSIJA

Čestice se u izlaznom kanalu reakcije raspršuju na različite kutove, u skladu sa zakonima očuvanja. Informaciju o česticama u izlaznom kanalu dobivamo preko energije koju čestica ostave u detektorima. Također, prema tome u koje polje (piksel) udare čestice možemo raspoznati kut detektirane čestice u odnosu na snop projektila. Čestica prolazi kroz tanki detektor (SSSSD) i ostavlja dio energije te se u debelom (DSSSD) zaustavlja. Ukupna energija detektirane čestice dobiva se zbrojem energija ostavljenih u tankom i debelom detektoru.

Čestica također prolazi kroz sloj aluminijske, koji tvori elektrode (vrpce) za napon i identifikaciju signala u kojima dodatno gubi energiju. Uz to energiju gubi i snop prilikom prolaska kroz metu prije reakcije, te čestice prilikom izlaska iz mete. Budući da se taj gubitak energije ne zabilježi ti slojevi se nazivaju "mrtvim" slojevima. Taj dio energije se približno izračuna koristeći Bethe-Bloch formulu.

#### A. Kalibracija

Kalibracija detektora napravljena je koristeći teške izotope koji se raspadaju  $\alpha$  raspadom. Energije  $\alpha$  čestica nastale raspadom teškog izotopa imaju dobro poznate energije  $E_1^\alpha = 5.1566 \text{ MeV}$ ,  $E_2^\alpha = 5.4856 \text{ MeV}$  i  $E_3^\alpha = 5.8048 \text{ MeV}$ . Alfa čestice detektirane u DSSSD detektorima daju Gaussovu raspodjelu oko 3 kanala ADC-a, što je prikazano na slici 9(a). Prilagodnom Gaussove krivulje na podatke detektiranih čestica dobivamo tri točke, tj. srednju vrijednost oko koje je Gaussova raspodjela. Te tri točke označuju upravo tri kanala koji odgovaraju trima energijama alfa čestica.

Budući da alfa čestice imaju relativno nisku energiju, u odnosu na energiju snopa, moguća je netočna kalibracija za visoke energije. Stoga, u kalibraciji koristimo Rutherfordovo elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na meti  $^{197}\text{Au}$  koje ima visoku energiju što poprilično strogo određuje nagib pravca za kalibraciju što se jasno vidi na slici 9(c).

Na slici 9(b) vidimo raspodjelu za elastično raspršenje na zlatu podataka na koju prilagođujemo Gaussovu krivulju te srednja vrijednost raspodjele određuje kanal kojem odgovara energija raspršene čestice. Energiju raspršene čestice određujemo prema formuli (17) budući da znamo energiju snopa  $E_a$ , mase  $M_B$ ,  $M_b$  i  $M_a$  i kut  $\theta_b$ , a  $E_x = 0$  budući da se radi o elastičnom raspršenju.

Prethodno opisani postupak je za kalibraciju 16 prednjih i 16 stražnjih vrpce DSSSD detektora. Kalibracija SSSSD detektora malo je drugačija budući da je debljina detektora poprilično nejednolika.

U SSSSD detektoru za alfa čestice i čestice elastično raspršene na zlatu dobivamo ne-Gaussovu raspodjelu podataka na kojoj je nemoguće jednoznačno dodijeliti točku oko koje su raspodijeljeni. Budući da smo prethodno napravili kalibraciju DSSSD detektora bez SSSSD detektora ispred znamo koliku bi energiju čestica ostavila u DSSSD i znamo koliku je energiju sada ostavila u DSSSD pa možemo saznati energiju izgublenu u SSSSD detektoru. Dobivamo raspodjelu točaka kojima su pridjeljeni kanal i odgovarajuće energije te na njih prilagodimo pravac, tj. kalibriramo SSSSD detektor kao na slici 9(d).

#### B. Identifikacija čestica

Prije obrade podataka potrebno je pročistiti podatke od mogućih šumova. Podatci se najprije čiste jednostavno odbacivanjem signala slabijih od  $0.5 \text{ MeV}$ -a. Dodatno čišćenje podataka vrši se uvjetom da energija očitana u prednjoj vrpce DSSSD detektora mora biti jednaka onoj očitanoj u stražnjoj strani detektora (jer nastaju parovi elektrona i šupljina). Uz to, čišćenje podataka se vrši logičkim pridjeljivanjem signala iz SSSSD detektora s onim iz DSSSD detektora na način da se prati trajektorija čestice, tj. ako je čestica pogodila npr. vrpce broj 6 u prednjem detektoru, očekujemo da će pripadajući signal u DSSSD detektoru biti očitao u paralelnoj vrpce 5, 6 ili 7, ne u ostalima.

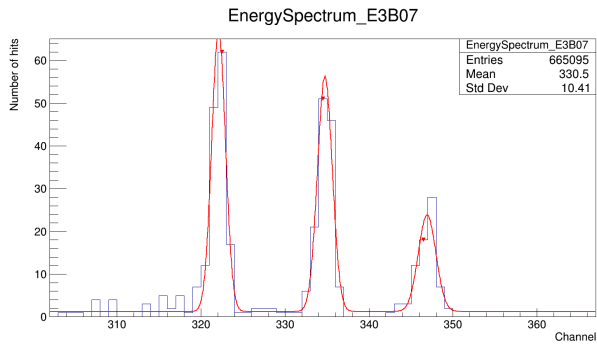
Na slici 10 prikazan je 2D histogram u kojem je svakoj točki pridjeljena odgovarajuća energija koju je čestica ostavila u prednjem detektoru  $\Delta E$  te energija  $E$  koju je ista čestica ostavila u DSSSD detektoru.

U skladu s Bethe-Bloch formulom (22) na slici 10 možemo vidjeti da se podatci odvajaju te iscrtavaju oblik koji podsjeća na banane, te se u žargonu koristi upravo taj naziv. Na jednoj od "banana" vidimo podebljane nakupine te prema tome možemo zaključiti da ta banana pripada upravo dušiku  $^{14}\text{N}$  jer te nakupine predstavljaju elastično raspršenje snopa jer takvih događaja upravo ima najviše. Elastična raspršenja događaju se na meti  $^{10}\text{B}$ , na ugljiku  $^{12}\text{C}$  kojeg ima kao rezidualni ostatak te kao isparena tvar iz ulja koje se stavlja u vakuumske pumpe, na volframu  $^{184}\text{W}$  koji je ispario u metu prilikom izrade mete, na kisiku  $^{16}\text{O}$  koji se može naći kao ostatak vodene pare te na vodik  $^1\text{H}$ .

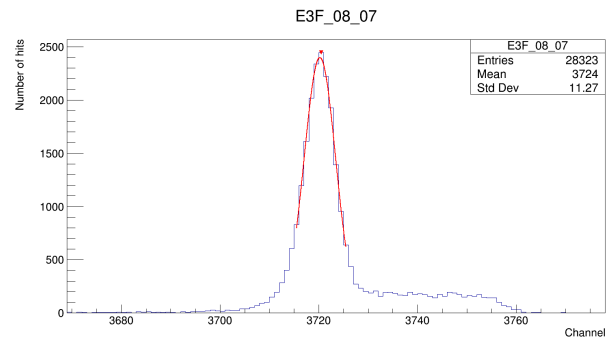
Ispod "banana" dušika nalaze se redom "banane" ugljika ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{11}\text{C}$ ), bora ( $^{11}\text{B}$ ,  $^{10}\text{B}$ ), berilija ( $^9\text{Be}$ ,  $^7\text{Be}$ ;  $^8\text{Be}$  ne detektiramo jer je čestično nestabilan i vrlo brzo ( $\tau \approx 10^{-16} - 10^{-18} \text{ s}$ ) se raspada u dvije alfa čestice), litija ( $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ) te helija  $^4\text{He}$  i protona.

Iznad "banana" dušika nalaze se banane kisika, fluora i neona sa puno slabijom statistikom.

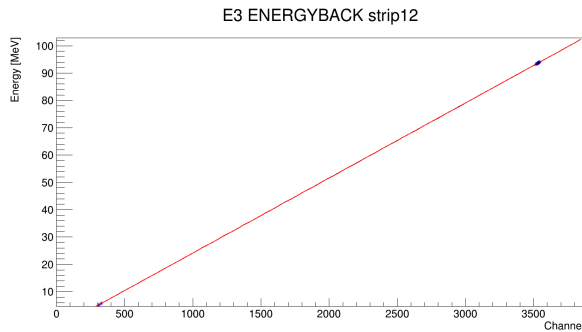
Na slici 10 jasno vidimo da se "banane" odvajaju prema broju protona te prema vrsti izotopa. Prema očekivanju, odvajanje prema broju protona (vrsti elementa) je puno jasnije. Takvo odvajanje u skladu je s predviđanjem, tj. s Bethe-Bloch formulom (22).



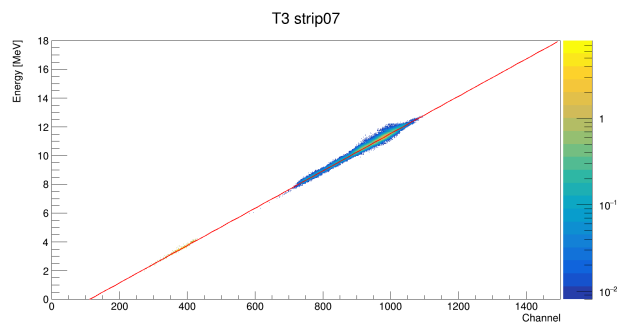
(a) Histogram alfa čestica iz radioaktivnog izvora detektiranih u vrpci broj 3 prednje strane trećeg DSSSD detektora



(b) Histogram elastično raspršenih čestica  $^{14}\text{N}$  na meti  $^{197}\text{Au}$  u vrpci broj 7 prednje strane trećeg DSSSD detektora

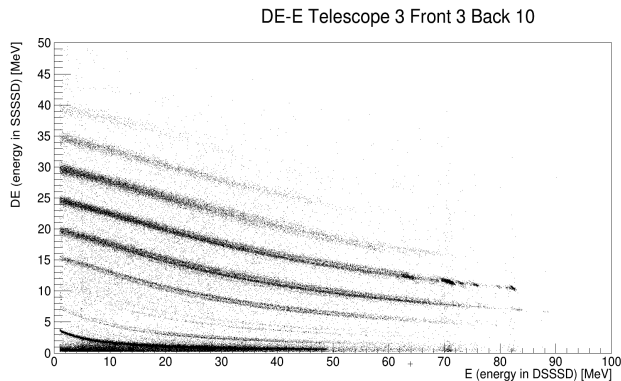


(c) Linearizacija detektiranih elastično raspršenih čestica dušika na zlatu i alfa čestica iz radioaktivnog izvora; kalibracija stražnje vrpce broj 12 trećeg DSSSD detektora



(d) Linearizacija detektiranih elastično raspršenih čestica dušika na zlatu i alfa čestica iz radioaktivnog izvora; kalibracija vrpce broj 7 trećeg SSSSD detektora

Slika 9: Grafovi potrebni za kalibraciju DSSSD i SSSSD detektora



Slika 10:  $\Delta E - E$  2D histogram;  $\Delta E$  je energija koju čestica ostavi u tankom SSSSD detektoru i  $E$  je energija koju čestica ostavi u debelom DSSSD detektoru

### C. Energijski spektar čestica u izlaznom kanalu

U mjerenjima razlikujemo jednostruka (eng. *single*) i višestruka istovremena (eng. *coincidence*) mjerenja. U jednostrukim mjerenjima u vanjskoj logičkoj jedinici postavljamo uvjet da je barem jedan detektor od svih 6 de-

tektirao barem jedan stvaran događaj, dok u višestrukim istovremenim mjerenjima postavljamo uvjet da su istovremeno barem dva ili više detektora morali zabilježiti česticu. To znači da je u jednom događaju zabilježeno više izlaznih čestica. Koincidentni događaji dolaze do izražaja u tro- i višestrukim izlaznim kanalima. Također, ako očekujemo da će se jedna od čestica u izlaznom kanalu raspršiti primjerice u dvije alfe, koincidentnim mjerenjima možemo pročistiti podatke za koje to sigurno nije slučaj.

U ovom poglavlju napravljeni su energijski spektri prema formuli (17) u ovisnosti o kutu. Formula (17) zapravo opisuje nedetektiranu energiju jer sva pobuđena stanja relaksiraju se prije nego stignu do detektora, to znači da stanja u ovim spektrima mogu biti mješavina pobuđenih stanja svih čestica u izlaznom kanalu kao i zbroj dva pobuđena stanja obiju čestica. Podatke biramo uz uvjet da upadaju u neku točno određenu "bananu", tj. ako želimo promatrati elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na  $^{10}\text{B}$  stavljamo uvjet da podatci o energiji moraju biti točno u "banani" za  $^{14}\text{N}$ . Znamo kut  $\theta_b$ , znamo  $M_a$ ,  $M_b$ ,  $E_a$  i  $E_b$  (rekonstrukcijom zbrajajući  $\Delta E + E$  + "mrtvislojevi"), a pretpostavljamo  $M_B$ . Ako smo  $M_B$  točno pretpostavili dobivamo ravne linije, a ako smo pogriješili dobivamo li-



nije zakrenute lijevo ili desno ovisno o tome je li točna masa teža ili lakša od pretpostavljene.

### 1. Elastično raspršenje na $^{10}B$

Najprije promatramo elastično raspršenje snopa na meti. Prema rezultatima iz  $\Delta E - E$  histograma očekujemo da će takvih događaja biti najviše te da ćemo jasno očitati energijske spektre dušika  $^{14}N$  i bora  $^{10}B$ .

#### Uz detektiranu česticu $^{14}N$

Na slici 11 vidimo energijske spektre pobuđenja dobivene iz raspršenja  $^{14}N$  na  $^{10}B$  uz detekciju čestica dušika. Na slici vidimo usporedbu jednostrukih (lijevo) i koincidentnih (desno) mjerenja. Lako su uočljive 2 ravne linije te se nazire i treća, te linije odgovaraju energijskim stanjima ostvarenim u ovoj reakciji. Na lijevom dijelu spektra uočavamo linije zakrivljene u lijevo. Te linije predstavljaju energijska pobuđenja za čestice koje imaju veću masu od pretpostavljenih za ovu reakciju primjerice  $^{15}N$ ,  $^{16}O$  i neke druge, tj. to su čestice na kojima se događa elastično raspršenje snopa  $^{14}N$ . Ako se napravi energijski spektar elastičnog raspršenja snopa na nekim od težih čestica od  $^{10}B$  te se neke od ovih linija izravnavaju, možemo jasno otkriti o kojim je onda jezgrama riječ.

Stanja ostvarena ravnim linijama prepoznavamo usporedbom s već dobro poznatim i izmjerenim podatcima u tablicama<sup>10</sup> pri tome pazеći na očuvanje kutne količine gibanja i izospina, te ako je mogući raspad jezgre na čestice, tada će se taj raspad dogoditi s puno većom vjerojatnošću nego elektromagnetski raspad. Prepoznavamo sljedeća stanja:

1. Linija na  $(0.26 \pm 0.47) MeV$ : događaji detektiranog osnovnog stanja  $^{14}N$  ( $J^\pi = 1^+, T = 0$ ) i  $^{10}B$  ( $J^\pi = 3^+, T = 0$ )
2. Linija na  $(6.48 \pm 1.48) MeV$ : događaji detektiranih stanja  $^{14}N$  ( $J^\pi = 1^+, T = 0$ ) na 6.20 MeV,  $^{14}N$  ( $J^\pi = 3^+, T = 0$ ) na 6.45 MeV,  $^{10}B$  ( $J^\pi = 2^+, T = 0$ ) na 5.92 MeV i  $^{10}B$  ( $J^\pi = 4^+, T = 0$ ) na 6.03 MeV
3. Linija na  $(12.7 \pm 2.4) MeV$ : događaji detektiranih stanja  $^{10}B$  na 11.52 MeV i na 12.56 MeV

$J^\pi$  označava spin i paritet stanja, a  $T$  izospin. Moguće je da liniju na  $(6.48 \pm 1.48) MeV$  čine i ostala stanja sa izospinom  $T=0$  na tom području energija. Uočavamo da treću liniju ne čine stanja  $^{14}N$  jer je na tim energijama dušik čestično nestabilan. Na osnovnom stanju primjećujemo da su vjerojatno sve linije pomaknute za otprilike 260 keV. To je sistematska pogreška kalibracije.

Ovaj spektar koristimo i kao provjeru sistematske pogreške u geometriji eksperimenta. Ako bi linije bile blago zakrivljene na mjestima gdje očekujemo ravne,

to bi ukazivalo na sistematsku pogrešku u geometriji eksperimenta. Promatrajući sliku 11 zaključujemo da je sistematska pogreška u geometriji zanemarivo mala.

#### Uz detektiranu česticu $^{10}B$

Na slici 12 vidimo spektre energija pobuđenja postignutih u raspršenja  $^{14}N$  na  $^{10}B$  uz detekciju čestica bora. Na slici vidimo usporedbu jednostrukih (lijevo) i koincidentnih (desno) mjerenja.

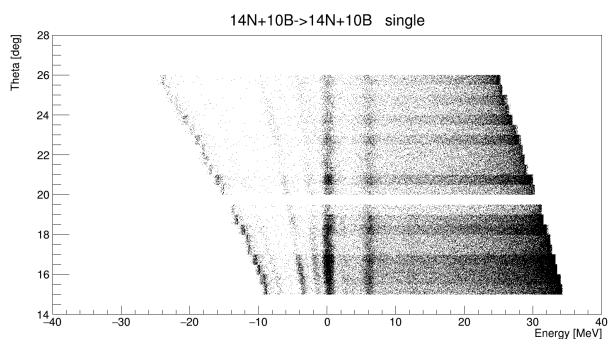
1. Linija na  $(0.45 \pm 0.35) MeV$ : događaji detektiranog osnovnog stanja  $^{14}N$  ( $J^\pi = 1^+, T = 0$ ) i  $^{10}B$  ( $J^\pi = 3^+, T = 0$ )
2. Linija na  $(2.71 \pm 0.46) MeV$ : stanje  $^{10}B$  ( $J^\pi = 1^+, T = 0$ ) na 2.15 MeV
3. Linija oko  $(4.24 \pm 0.68) MeV$ : stanje  $^{14}N$  ( $J^\pi = 1^+, T = 0$ ) na 3.95 MeV, zbroj stanja  $^{14}N$  ( $J^\pi = 0^+, T = 1$ ) na 2.31 MeV + 1.74 MeV  $^{10}B$  ( $J^\pi = 0^+, T = 1$ )
4. Linija na  $(6.76 \pm 1.26) MeV$ : zbroj stanja  $^{10}B$  ( $J^\pi = 1^+, T = 0$ ) na 2.15 MeV + 3.95 MeV  $^{14}N$  ( $J^\pi = 1^+, T = 0$ ),  $^{14}N$  ( $J^\pi = 3^+, T = 0$ ) na 6.45 MeV,  $^{10}B$  ( $J^\pi = 3^-, T = 0$ ) na 6.13 MeV i  $^{10}B$  ( $J^\pi = 4^-, T = 0$ ) na 6.56 MeV

Moguće je primjetiti i linije na  $(9.55 \pm 1.34) MeV$ ,  $(11.0 \pm 3.0) MeV$ ,  $(11.5 \pm 0.9) MeV$  i na  $(13.3 \pm 0.9) MeV$ , ali postaje teško odrediti od kojih su stanja načinjene jer gustoća stanja postaje sve veća i također stanja mogu biti rezultat zbroja stanja ostvarenog u dušiku i u boru. Ovdje postaje jasna manjkavost ovakve metode određivanja energija pobuđenja - nemoguće je jednoznačno odrediti koje stanje je ostvareno. Ipak, moguće je određivanjem jezgre druge detektirane čestice u koincidentnom mjerenju, kao i upotreba  $\gamma$ -detektora i  $\gamma$ -čestica koincidencija te pomoću njih odrediti omjer postignutih stanja.

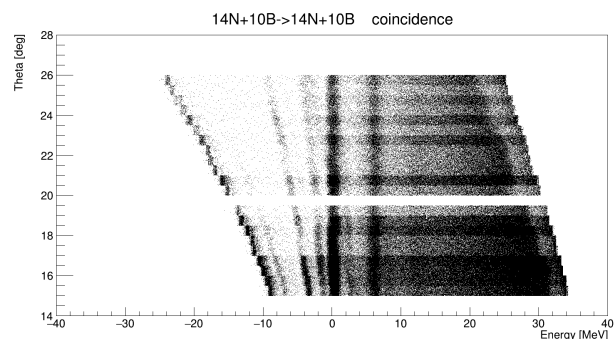
### 2. Elastično raspršenje na $^{184}W$

Budući da se meta  $^{10}B$  izrađuje tako da se bor zagrijava u posudici od volframa te da se bor onda napari na tanak sloj polivinil formala, u meti je uvijek moguće naći barem mali dio volframa koji ispari skupa s borom. Na energijskom spektru elastičnog raspršenja snopa dušika na volframu vrlo jasno vidimo da je ostvareno osnovno stanje volframa. To je dokaz da u meti postoji volfram. Iako volframa ima jako malo u meti, imamo dosta događaja jer udarni presjek za Rutherfordovo raspršenje raste s povećanjem atomskog broja mete. Liniju za osnovno stanje očitavamo na energiji  $(0.23 \pm 0.21) MeV$ .

Desno od osnovnog stanja volframa možemo uočiti linije zakrivljene u desno. Te linije predstavljaju elastično raspršenje snopa na jezgrama lakšim od volframa.

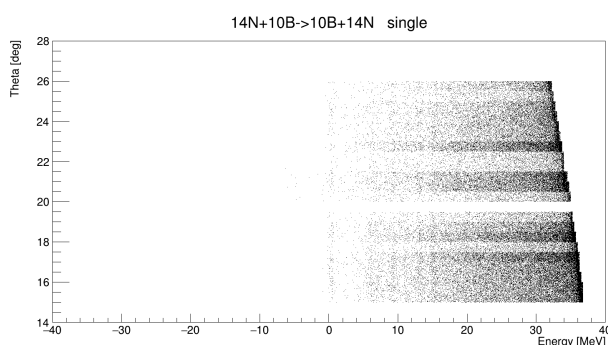


(a) Spektar energija pobuđenja za elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na  $^{10}\text{B}$  uz detektirane čestice  $^{14}\text{N}$ ; jednostruko ("single") mjerenje

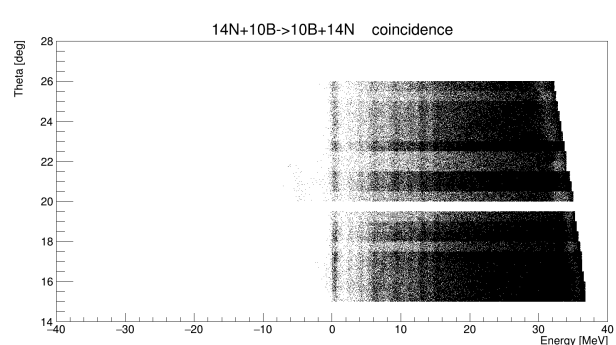


(b) Spektar energija pobuđenja za elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na  $^{10}\text{B}$  uz detektirane čestice  $^{14}\text{N}$ ; višestruko ("coincidence") mjerenje

Slika 11: Spektri energija pobuđenja za elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na  $^{10}\text{B}$  uz detektirane čestice  $^{14}\text{N}$

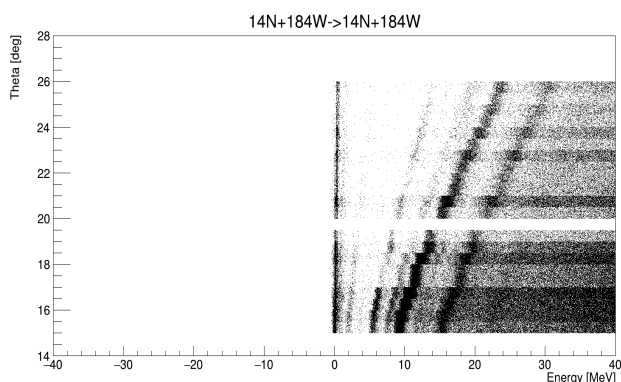


(a) Spektar energija pobuđenja za elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na  $^{10}\text{B}$  uz detektirane čestice  $^{10}\text{B}$ ; jednostruko ("single") mjerenje

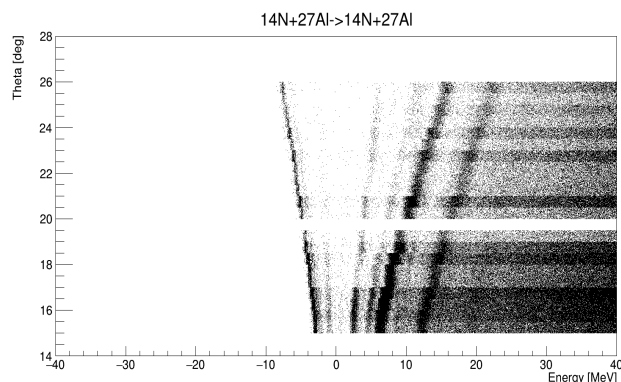


(b) Spektar energija pobuđenja za elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na  $^{10}\text{B}$  uz detektirane čestice  $^{10}\text{B}$ ; višestruko ("coincidence") mjerenje

Slika 12: Spektri energija pobuđenja za elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na  $^{10}\text{B}$  uz detektirane čestice  $^{10}\text{B}$



Slika 13: Spektar energija pobuđenja za elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na  $^{184}\text{W}$  uz detektirane čestice  $^{14}\text{N}$ ; jednostruko mjerenje



Slika 14: Spektar energija pobuđenja za elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na  $^{27}\text{Al}$  uz detektirane čestice  $^{14}\text{N}$ ; jednostruko mjerenje

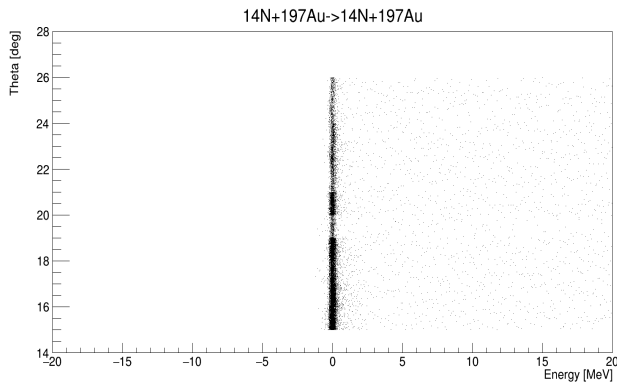
### 3. Elastično raspršenje na $^{27}\text{Al}$

Promatranjem energijskih pobuđenja u reakciji elastičnog raspršenja snopa  $^{14}\text{N}$  na  $^{27}\text{Al}$  istovremeno

provjeravamo i koliko je uspješno snop usmjeren na metu  $^{10}\text{B}$ , jer je od  $^{27}\text{Al}$  napravljen držač mete. Budući da na slici 14 ne možemo jasno uočiti ni jednu ravnu liniju, zaključujemo da se elastično raspršenje snopa nije

dogodilo na držaču mete, tj. snop je uspješno usmjeren točno na metu  $^{10}\text{B}$ .

#### 4. Elastično raspršenje na $^{197}\text{Au}$



Slika 15: Spektar energija pobuđenja za elastično raspršenje  $^{14}\text{N}$  na  $^{197}\text{Au}$  uz detektirane čestice  $^{14}\text{N}$ ; jednostruko mjerenje

Elastično raspršenje snopa na zlatu koristi se u kalibraciji. Na slici 15 prikazane su energije pobuđenja koje su ostvarene u elastičnom raspršenju snopa dušika na zlatu. Možemo uočiti da je ostvareno samo osnovno stanje zlata iako zlato ima vrlo niska stanja pobuđenja. Ovo razmatranje u skladu je s Rutherfordovim promatranjem raspršenjem alfa čestica na zlatu. Budući da zlato ima vrlo velik broj protona, a time i elektrona, udarni je presjek za potpuno elektromagnetsko elastično raspršenje snopa  $^{14}\text{N}$  na meti  $^{197}\text{Au}$  puno veći od udarnog presjeka da snop interagira s jezgrom te joj pobudi neka stanja iznad osnovnog. Osnovno stanje očitavamo na energiji:  $(0.01 \pm 0.10) \text{ MeV}$ . Budući da se u elastičnom raspršenju na zlatu ostvaruju samo osnovna stanja, ovaj spektar nam služi i kao provjera rezolucije eksperimenta. Širina osnovnog stanja otprilike je  $100 \text{ keV}$  što ukazuje na odličnu rezoluciju za ovakvu vrstu eksperimenta.

#### 5. Reakcija $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

Na slici 16 vidimo energijske spektre pobuđenja postignute u reakciji  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  uz detekciju barem jedne čestice ugljika  $^{12}\text{C}$ .

Na slici vidimo usporedbu jednostrukih (lijevo) i koincidentnih (desno) mjerenja. Lako su uočljive 3 ravne linije koje odgovaraju energijskim pobuđenjima ostvarenim u ovoj reakciji.

Prepoznamo sljedeća stanja:

1. Linija na  $(4.87 \pm 0.40) \text{ MeV}$ : povežujemo sa stanjem na  $4.44 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = 2^+$ ,  $T = 0$ ) ugljika  $^{12}\text{C}$
2. Linija na  $(9.35 \pm 0.53) \text{ MeV}$ : povežujemo sa stanjem na  $9.64 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = 3^-$ ,  $T = 0$ ) ugljika  $^{12}\text{C}$

3. Linija na  $(14.8 \pm 1.3) \text{ MeV}$ : povežujemo sa stanjem na  $14.08 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = 4^+$ ,  $T = 0$ ) ugljika  $^{12}\text{C}$

Iz rezultata vidimo da nije ostvareno ni osnovno stanje ( $J^\pi = 0^+$ ,  $T = 0$ ) ni Hoyle-ovo stanje na  $7.65 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = 0^+$ ,  $T = 0$ ) razlog zašto pronalazimo u zakonu očuvanja kutne količine gibanja. Naime, osnovno stanje  $^{10}\text{B}$  ima spin  $3^+$ , a osnovno stanje  $^{14}\text{N}$  ima spin  $1^+$ . Za postizanje osnovnog ili Hoyle-ovog stanja potreban je iznos kutne količine gibanja među jezgrama barem  $L = 2$  što stvara vrlo visoku centrifugalnu barijeru, dok je za pobuđivanje opaženih stanja dovoljna kutna količina gibanja iznosa  $L = 0$ , prema tome udarni presjek za  $J^\pi = 0^+$  stanja puno je manji.

#### 6. Reakcija $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{C} + ^{11}\text{C}$

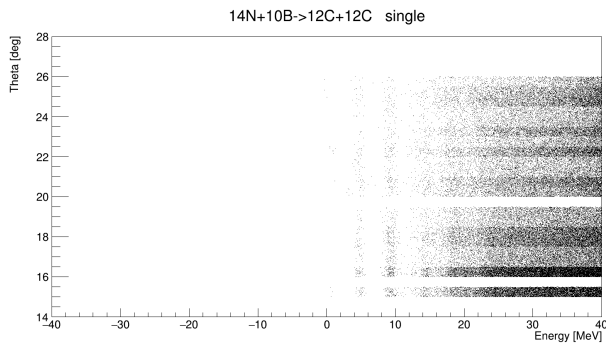
Na slici 17 vidimo spektre energija pobuđenja postignutih u reakciji  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{C} + ^{11}\text{C}$  uz detekciju čestice ugljika  $^{13}\text{C}$ .

Na slici vidimo usporedbu jednostrukih (lijevo) i koincidentnih (desno) mjerenja. Lako je uočiti 6 ravnih linija te jednu koja ih siječe. Ta linija najvjerojatnije pripada rezultatima za ugljik  $^{12}\text{C}$  koji su upali u "bananu" za  $^{13}\text{C}$ .

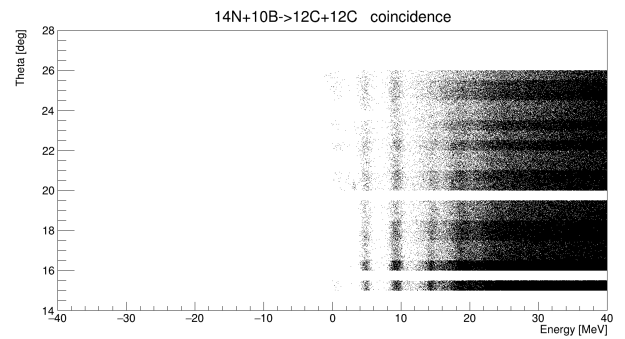
Prepoznamo sljedeća stanja:

1. Linija na  $(0.32 \pm 0.47) \text{ MeV}$ : događaji detektiranog osnovnog stanja ugljika  $^{13}\text{C}$  ( $J^\pi = \frac{1}{2}^-$ ,  $T = \frac{1}{2}$ ) i ugljika  $^{11}\text{C}$  ( $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ ,  $T = \frac{1}{2}$ )
2. Linija na  $(4.52 \pm 0.98) \text{ MeV}$ : povežujemo sa stanjem na  $4.32 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ ) ugljika  $^{11}\text{C}$  i stanjem na  $4.80 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ ) ugljika  $^{11}\text{C}$
3. Linija na  $(6.80 \pm 0.85) \text{ MeV}$ : povežujemo sa stanjem na  $6.90 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ ) ugljika  $^{11}\text{C}$
4. Linija na  $(8.96 \pm 1.03) \text{ MeV}$ : povežujemo sa stanjima  $^{11}\text{C}$  na  $8.42 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = \frac{5}{2}^-$ ),  $8.66 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = \frac{7}{2}^+$ ) i  $8.70 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ )
5. Linija na  $(10.9 \pm 1.2) \text{ MeV}$ : povežujemo sa stanjem na  $10.68 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = \frac{9}{2}^+$ ) ugljika  $^{11}\text{C}$
6. Linija na  $(13.2 \pm 2.3) \text{ MeV}$ : povežujemo sa stanjima  $^{11}\text{C}$  na  $13.33 \text{ MeV}$  i na  $13.4 \text{ MeV}$

Stanja iznad  $6 \text{ MeV}$  najvjerojatnije pripadaju ugljiku  $^{11}\text{C}$  jer se  $^{13}\text{C}$  raspada čestično. Teško je sa sigurnošću odrediti kojim stanjima pripadaju linije budući da je velika gustoća stanja, a uz to moguće su kombinacije niže ležećih stanja koja daju istu energiju.

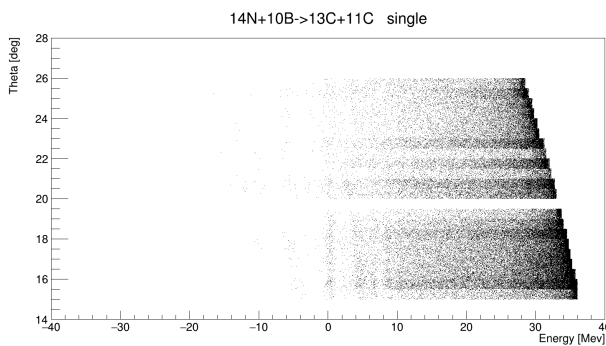


(a) Spektar energija pobuđenja za reakciju  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ; jednostruko ("single") mjerenje

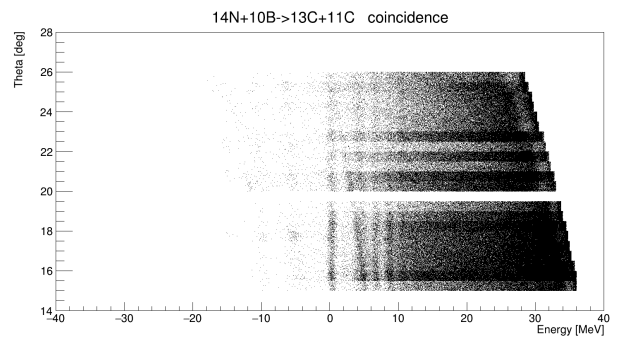


(b) Spektar energija pobuđenja za reakciju  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ; višestruko ("coincidence") mjerenje

Slika 16: Spektar energija pobuđenja za reakciju  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$



(a) Spektar energija pobuđenja za reakciju  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{C} + ^{11}\text{C}$ ; jednostruko ("single") mjerenje



(b) Spektar energija pobuđenja za reakciju  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{C} + ^{11}\text{C}$ ; višestruko ("coincidence") mjerenje

Slika 17: Spektar energija pobuđenja za reakciju  $^{14}\text{N} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{13}\text{C} + ^{11}\text{C}$

#### IV. ZAKLJUČAK

Nuklearna struktura lakih jezgara obiluje velikim bogatstvom struktura na malom rasponu mase i energije i stoga predstavlja zanimljiv laboratorij za istraživanje strukture atomske jezgre. U lakim se jezgrama ostvaruju mnogi fenomeni pretpostavljeni teoretskim modelima, a uz to olakšavaju promatranje budući da ima relativno malo stupnjeva slobode.

Ovaj seminar dio je obrade podataka većeg međunarodnog eksperimenta koji je izveden 2014. na Tandem-ALPI-PIAVE akceleratorском postrojenju u Legnaru, Italija. Cilj eksperimenta bio je promatrati strukturu ugljika  $^{11}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}$  i  $^{14}\text{C}$ .

U ovome radu promatraju se dvočestične reakcije koje predstavljaju osnovni korak u analizi podataka te su temelj za višestruke reakcije. Dvočestičnim reakcijama radi se provjera kalibracije postava te provjera sistematske pogreške geometrije.

U radu je opisan princip kalibracije te je napravljena identifikacija čestica pomoću  $\Delta E - E$  2D histograma i napravljeni su spektri energija pobuđenja. Energijskim

spektrima moguće je pokazati koje su energije postignute u danim reakcijama, ali nije moguće jednoznačno odrediti kojim dobro poznatim stanjima pripadaju. Prepoznata su postignuta energijska stanja te je promotreno kako fizika očuvanja kutne količine gibanja i izospina utječe na vjerojatnost odvijanja nekih reakcija.

Promatranjem elastičnog raspršenja na aluminiju potvrđeno je da je snop točno usmjeren na metu te da ne udara u držač mete. Obavljena je i potvrda kalibracije te ona odstupa za od 100 do 300 keV od točne, što je vrlo dobro za ovakvu vrstu eksperimenta. Energijski spektri također pokazuju da je i geometrija valjana te da nema značajnu sistematsku pogrešku.

Rezultatima dvočestičnih reakcija postavljen je temelj za daljnje razmatranje reakcija sa tri ili više čestica u izlaznom kanalu.

#### V. ZAHVALE

Od srca zahvaljujem mentoru dr.sc Nevenu Soiću na spremnosti da prenese sva svoja znanja u svako doba

dana i noći kao i na svim prenesenim znanjima. Vrijeme provedeno u radu s njim, vrlo je ugodno. Također, od srca zahvaljujem i njegovom doktorandu Luki Paladi koji mi je pomogao u svakom koraku izrade seminara,

poučio me obradi podataka i strpljivo odgovarao na sva moja pitanja. Hvala i njegovom drugom doktorandu Nikoli Vukmanu jer mi je strpljivo pojašnjavao mnoštvo tehničkih detalja i uvijek bio na raspolaganju savjetom.

- 
- <sup>1</sup> Deša Jelavić Malenica. *Nuklearne reakcije  $^{10}B + ^{10}B$  i građa lakih atomskih jezgara*. Doktorski rad, Prirodoslovno-matematički fakultet, Sveučilište u Zagrebu, 2015.
- <sup>2</sup> Samuel S.M. Wong. *Introductory Nuclear Physics*. PHI Learning Private Limited, ISBN 978-81-203-0990-6, 2010.
- <sup>3</sup> Martin Freer. The clustered nucleus—cluster structures in stable and unstable nuclei. *Reports on Progress in Physics*, 70(12):464–475, 2007.
- <sup>4</sup> Kiyomi Ikeda, Noboru Takigawa, and Hisashi Horiuchi. The systematic structure-change into the molecule-like structures in the self-conjugate  $4n$  nuclei. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, E68:464–475, 1968.
- <sup>5</sup> Matko Milin. *Nerelativistička kinematika nuklearnih reakcija*. Prirodoslovno-matematički fakultet, Sveučilište u Zagrebu, 2007.
- <sup>6</sup> Nuclear Power. *Electron-hole Pair in Semiconductors*. <https://www.nuclear-power.net/nuclear-engineering/radiation-detection/semiconductor-detectors/what-are-semiconductors-properties-of-semiconductors/electron-hole-pair/>.
- <sup>7</sup> William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-540-57280-0, 1994.
- <sup>8</sup> Laboratori Nazionali di Legnaro. *Tandem-XTU*. <https://www.lnl.infn.it/index.php/en/accelerators-3/tandem-xtu>.
- <sup>9</sup> Neven Soić. Enrico Fioretto et al. *TANDEM-ALPI-PIAVE ACCELERATOR; Revealing the structure of carbon nuclei  $A = 10 - 14$  through measurements of the excited state decay properties*. INFN-LNL, Experiment Proposal, 2014.
- <sup>10</sup> Triangular Universities Nuclear Laboratory. *Energy Levels of Light Nuclei,  $A = 3 - 20$* . <https://nucldata.tunl.duke.edu/nucldata/ELTables.shtml>.