

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET

Mjerenje nuklearnih reakcija sa
snopom ^9Be na meti ^9Be

Noa Vidović

Zagreb, 2022.

Ovaj rad izrađen je u okviru Zavoda za eksperimentalnu fiziku Prirodoslovno-matematičkog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu pod kometorstvom mag. phys. Denija Nurkića te je pod mentorstvom prof. dr. sc Matka Milina predan na natječaj za dodjelu Rektorove nagrade u akademskoj godini 2021./2022.

Apstrakt

U okviru modernih istraživanja iz eksperimentalne nuklearne fizike, posljednjih se godina traže dokazi klasterske strukture težih izotopa ugljika i drugih atomskih jezgara slične mase. U tu svrhu, ovaj rad analizira rezultate reakcija sa snopom ^9Be na meti ^9Be , te je velik fokus rada poboljšanje već korištenih metoda automatizacijom i drugim optimizacijama koda u svrhu brzine obrade podataka, te je u duhu znanstvene otvorenosti i napretka sav korišten kod za obradu podataka u ovom radu dostupan na Github stranici autora (github.com/NoaVidovic/bebe-analysis). Ovaj rad bitan je korak prema automatizaciji inače dugotrajnog procesa ručne obrade podataka te će se ovdje opisane metode koristiti za daljnje analize ovog skupa podataka.

Abstract

In modern experimental nuclear physics research, one recent focus has been the search for evidence of a cluster structure of heavier carbon isotopes and other atomic nuclei of similar masses. With that purpose, this paper set out to analyze the results of reactions with a ^9Be beam on a ^9Be target, and a major focus of the paper was the improvement of methods that were already in use, by means of automation and other code optimizations with the goal of speeding up data analysis. In the spirit of scientific openness and progress, all of the code used in the processing of the data in this paper is accessible at the Github page of the author (github.com/NoaVidovic/bebe-analysis). This paper is an important step toward the automation of the normally time-consuming process of manual data analysis, and the methods described in this paper will be used for further analysis of this dataset.

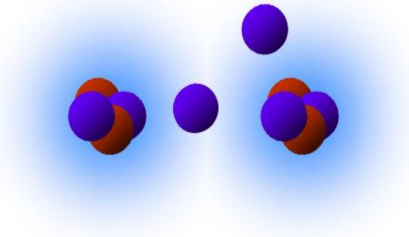
Sadržaj

1	Uvod i motivacija	1
2	Eksperiment	3
3	Obrada podataka	5
3.1	Početna struktura podataka	5
3.2	Uklanjanje šuma	8
3.2.1	Unaprijeđenje metode	8
3.3	Geometrijski poredak i uparivanje (dijelova) detektora	10
3.3.1	Unaprijeđenje metode	10
3.4	Energetska kalibracija	12
3.5	Određivanje čestica	12
3.6	Kutna kalibracija	14
3.7	Identifikacija tipa čestica	15
3.8	Izračun ukupnih energija čestica	15
3.9	Kalibracijske korekcije	17
3.9.1	Energije (ne)elastičnog raspršenja	17
3.9.2	Kutevi elastičnog raspršenja	17
3.10	Mjerenje položaja vrhova u histogramu - unaprijeđenje metode	17
4	Rezultati	19
4.1	Jednostruke detekcije	19
4.1.1	Pobuđenja ^9Be iz detekcije ^9Be	20
4.1.2	Pobuđenja ^{10}B iz detekcije ^8Li	22
4.1.3	Pobuđenja ^{11}B iz detekcije ^7Li	25
4.1.4	Pobuđenja ^{12}B iz detekcije ^6Li	26
4.1.5	Pobuđenja ^{12}C iz detekcije ^6He	27
4.1.6	Pobuđenja ^{14}C iz detekcije ^4He	29
4.2	Dvostruke koincidentne detekcije	30
4.2.1	Energije pobuđenja i "Romano plot"	32
4.2.2	Detekcije $^4\text{He} + ^4\text{He}$	33
5	Zaključak	37

1 Uvod i motivacija

Atomske jezgre koje sadrže do dvadesetak nukleona nazivaju se lakim jezgrama. Prema broju sadržanih čestica, lake jezgre nalaze u tzv. "srednjem području" koje je obilježeno različitošću struktura i fizikalnih svojstava. Jedan od najzanimljivijih fenomena jest grupiranje nukleona u posebne podstrukture koje se nazivaju klasterima, čiji je napoznatiji primjer jezgra ${}^4\text{He}$ za koju se iz povijesnih razloga koristi naziv alfa čestica. Ako u jezgri uz određeni broj klastera postoje i neutroni koji nisu vezani ni u jednu od tih podstrukture, dolazi do formacije tzv. nuklearnih molekula[1]. U takvoj strukturi "slobodni" neutroni dovode do jačeg vezanja klastera, djelujući kao valentni elektroni u slučaju standardnih molekula sastavljenih od nemetalnih atoma. Dakle, pojedini klasteri se ponašaju kao atomi i preko valentnih neutrona grade (nuklearnu) molekulu. Jasna je identifikacija molekulskih stanja za sada ostvarena samo za jezgre raznih izotopa berilija, pri čemu je najčišći eksperimentalni potpis vidljiv kod izotopa ${}^{10}\text{Be}$ [2][3], čija je struktura shematski prikazana na slici 1. Teorijski izračuni pak ukazuju na veliku vjerojatnost sličnih struktura i u drugim lakim jezgrama, posebice jezgrama raznih izotopa ugljika. Izotop ugljika koji je s teorijskog aspekta najbolji kandidat za takvo ponašanje jest ${}^{16}\text{C}$ u kojem bi četiri valentna neutrona povezivala tri alfa klastera[4]. No, istraživanja navedenog izotopa, još uvijek su eksperimentalno prezahtjevna i svi su dosadašnji rezultati negativni. Stoga su trenutna mjerenja usmjerena na lakše i eksperimentalno pristupačnije izotope. Eksperimentalnoj potrazi za tim stanjima, pridružuje se i ovaj rad. Za eksperiment je kao meta odabran izotop ${}^9\text{Be}$ zbog činjenice da već u osnovnom stanju ima primjesu klusterske konfiguracije ${}^5\text{He}+{}^4\text{He}$ [5]. Takva strukturalna konfiguracija mete, uz odabir istovrsnog snopa ${}^9\text{Be}$ prikladne energije od 54 MeV (megaelektronvolt), znači da bi u reakcijama prijenosa (eng. *transfer reaction*) jednog od gornjih dvaju klastera s mete na jezgre snopa, ili obrnuto, morali doći direktno do izotopa ugljika. Ovaj bi način stvaranja jezgri ugljika trebao rezultirati pretežno stanjima izražene klusterske i/ili molekulske strukture. Takvo selektivno pobuđenje navedenih struktura bi se zatim moglo provjeriti razmatranjem načina raspada dobivenih jezgara.

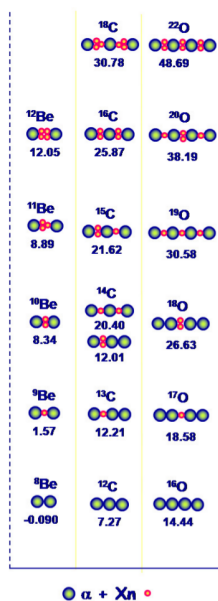
Diskutirajmo sad još na trenutak teorijske opise klusterskih fenomena. Kao što je već rečeno, prema broju sadržanih čestica, lake jezgre spadaju u tzv. srednje područje u koje se smješta fizikalne sustave prevelikog broja čestica za izvedbu analitičkih izračuna, a premalog za upotrebu statističkih alata. Stoga ne iznenađuje činjenica da se lake jezgre opisuju velikim brojem metoda ovisno o specifičnom energetskom stanju jezgre koje se uzima



Slika 1: Simbolična reprezentacija strukture ^{10}Be .

na razmatranje. Dio se stanja dobro opisuje modelima srednjeg polja gdje se definira polje koje reprezentira usrednjenu interakciju svih nukleona u jezgri. Ovaj pristup u pravilu daje to bolje rezultate što je veći broj čestica u igri, a njegov najrašireniji predstavnik je “model ljustaka“. Međutim, gornji pristup ne daje zadovoljavajuće rezultate za značajan broj deformiranih stanja. Daleko se precizniji rezultati ostvaruju uz pretpostavku grupiranja nukleona u posebne podstrukture koje se nazivaju klasterima. Ono što je iznimno zanimljivo, a što je i potvrdilo valjanost prethodne pretpostavke, jeste činjenica da novi izračuni od prvih principa (*Ab Initio*) koji koriste samo fundamentalnu interakciju nukleona također za rezultat daju klusterske strukture[6]. Čak i neki modeli srednjeg polja uz pravilan odabir potencijala mogu reproducirati klusterske strukture [7]. Primjer rezultata teorijskih proračuna koji ukazuju na klusterske/molekulske strukture, prikazan je na slici 2 u formi tzv. proširenog Ikedinog dijagrama.

No, detaljnija diskusija teorijskih aspekata klusterskih fenomena, van je dometa ovog rada, odnosno glavni će fokus u ostatku teksta biti na prikazu primjera eksperimentalne potrage za prikladnim nuklearnim stanjima temeljen na eksperimentu opisanom u poglavlju 2. Iz podataka dobivenih u navednom eksperimentu, do trenutka završetka ovog rada, uspješno su producirani spektri energetske pobuđenja ^9Be , ^{10}B , ^{11}B , ^{12}B i ^{12}C koji dolaze iz jednostrukih detekcija jezgara ^9Be , ^8Li , ^7Li , ^6Li i ^6He , respektivno, te spektri energetske pobuđenja ^8Be iz koincidentnih detekcija $^4\text{He} + ^4\text{He}$. U budućnosti je u planu provesti daljnju analizu koja bi uključivala mnoge druge koincidentne detekcije, primjerice $^4\text{He} + ^6\text{He}$, iz kojih bi se mogli dobiti spektri energetske pobuđenja raznih jezgara s posebnim fokusom na ^{14}C .



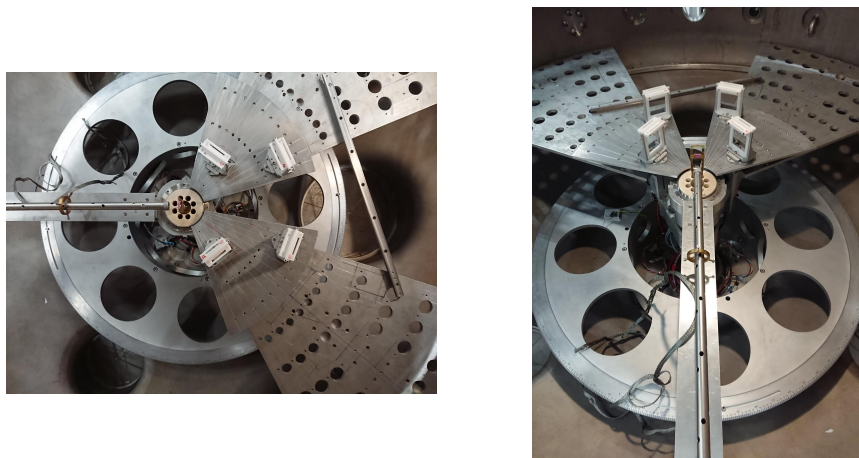
Slika 2: Prošireni Ikedin dijagram. Preuzeto iz von Oertzen, W., Freer, Martin, Kanada-En'yo, Yoshiko, Physics Reports 432 (2006) 43

2 Eksperiment

U srpnju 2018. godine proveden je eksperiment izvornog naziva "Cluster states in ^{14}C and ^{15}C studied with the $^{10}\text{Be}+^9\text{Be}$ reactions" na akcelerskom postrojenju talijanskog Državnog instituta za nuklearnu fiziku INFN-LNS (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Laboratori Nazionali del Sud) koji se nalazi u Cataniji. Mentor ovog rada, prof. dr. sc. Matko Milin, bio je jedan od predlagatelja navedenog eksperimenta uz grupu znanstvenika s već navedenog instituta INFN-LNS, kao i grupa s Instituta Ruđer Bošković (IRB, Zagreb) i švicarskog Paul Scherrer Instituta (PSI, Villigen). Sam je eksperiment na kraju i proveden uz suradnju svih navedenih institucija.

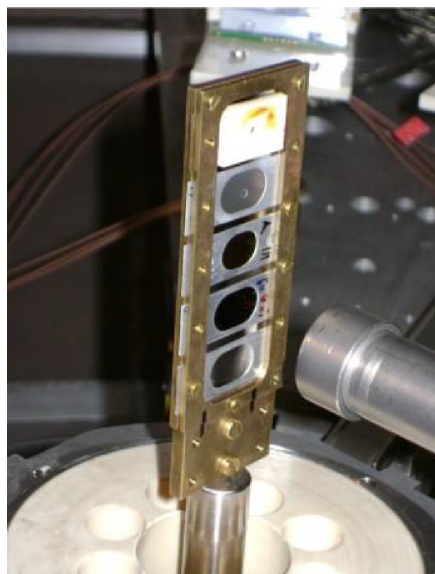
Mjerenje je provedeno unutar CT2000 komore instituta INFN-LNS. U komoru je smješten eksperimentalni postav koji se sastojao od četiri detektorska teleskopa. Svaki teleskop sadrži dva detektora; tanji ΔE detektor segmentiran s jedne strane u šesnaest okomitih linija (eng. *strip*) i deblji E detektor segmentiran s jedne strane okomito, a s druge horizontalno, također u šesnaest linija. Svaka od tih linija povezana je na jedan kanal elektroničkog lanca koji služi za zapis pripadnih podataka. Stoga će se u

nastavku ovog rada, kao i u ostatku literature, naizmjenice koristiti izrazi "strip" i "kanal" za opis jednog od šesnaest segmenata detektora, te izrazi "detektor" i "teleskop" za svaku od četiri skupine stripova koji se vide na slici 3. Svi su detektori silicijski po sastavu, uz male primjese drugih elemenata poput aluminija koji su nastali tijekom proizvodnje. Detektori se u odnosu na ulazni snop nalaze iza postolja s metama i zajedno približno pokrivaju kuteve od 15 do 60 stupnjeva, kao što je prikazano na slici 3.



Slika 3: "Ptičji pogled" na detektorski postav i pogled iz smjera snopa.

Velika segmentiranost pojedinih detektora omogućuje iznimno precizno prostorno pozicioniranje produkata nuklearnih reakcija, dok prisutnost dviju vrsta stripova unutar teleskopa omogućuje precizno određivanje mase odnosno tipa detektirane čestice. Takva metoda identifikacije čestica naziva se ΔE -E metodom i temelji se na činjenici da gubitak energije pojedine čestice unutar ΔE dijela ovisi o masi te čestice. Primjer identifikacijskog grafa, dan je na slici 9 u potpoglavlju 3.7. Na slici je vidljivo da su produkti reakcije u masenom rasponu od vodika (H) do kisika (O). Tijekom provedbe eksperimenta korištene su mete ^9Be , Au i CH_2 , kao i snopovi ^{16}O , ^9Be i ^{10}Be . Držać za mete zajedno s metama i krajem cijevi snopa, prikazan je na slici 4.



Slika 4: Držač meta, mete i kraj cijevi snopa.

3 Obrada podataka

U ovom će poglavlju biti opisan proces obrade podataka. Krenut ćemo od početne strukture podataka i onda opisati procedure koje se vrše nad podacima da bi se došlo do konačnog oblika koji je potreban za produkciju rezultata. U svakom će potpoglavlju prvo biti opisana svrha i osnova metode, a zatim i unaprijeđenje koje se na toj metodi izvršilo, ako je do toga došlo u okviru ovog rada. Također, u zadnjem će potpoglavlju biti dan kratak opis načina na koji se pokušalo doći do unaprijeđenja energijske i kutne kalibracije. Taj će se proces nastaviti i van okvira ovog rada tijekom priprema za izdavanje daljnjih članaka povezanih s ovim podacima.

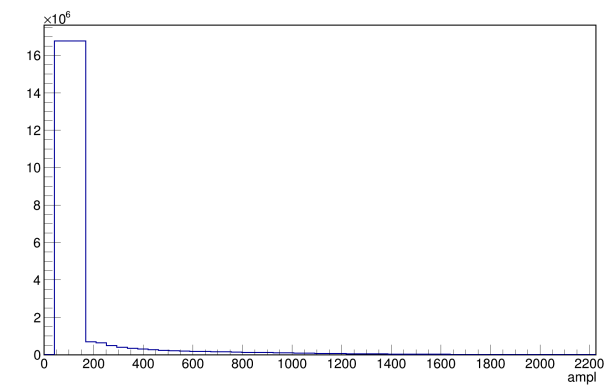
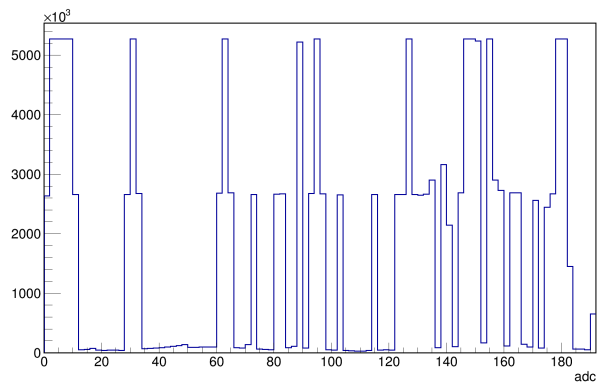
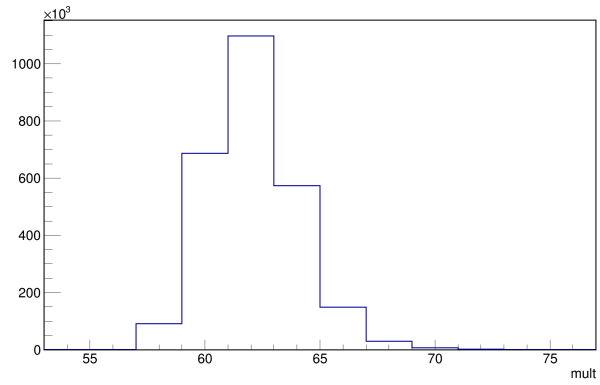
Analiza podataka, kao i stvaranje konačnih rezultata, vrši se u programskom jeziku *Python* uz CERN-ov programski paket *ROOT*.

3.1 Početna struktura podataka

Jedan događaj (eng. *event*) označava sve što su detektori zabilježili u nekom vremenu. Unutar jednog događaja postoji neki broj pogodaka N odnosno zabilježenih amplituda u pojedinim dijelovima detektora (tzv. pogotci - eng. *hits*). Dakle, započinjemo obradu podataka sa (samo) tri podatka po događaju:

- multiplicitet (*mult*): broj pogodaka u kanalima koji se dogodio u jednom događaju. Pojedini redni broj pridružen je pojedinom pogotku tako da se po tome može prolaziti po pojedinim pogotcima. Tri su pogotka potrebna za definirati jednu česticu jer postoje tri dijela detektora koja zabilježavaju podatke - prednji i stražnji E detektor te ΔE detektor. Ako bilo koji od tih detektora ne zabilježi podatak u nekom trenutku, taj događaj se smatra šumom.
- kanal (*adc*): informacija o tome koji su sve kanali pogođeni u danom događaju, odnosno u kojim su stripovima zabilježeni pogotci. Ima onoliko zapisa po događaju koliki je multiplicitet događaja.
- amplituda (*ampl*): iznos amplitude svakog pogotka u detektorima. Ima onoliko zapisa po događaju koliki je multiplicitet događaja.

Prikaz ove tri skupine podataka dan je u obliku histograma na slici 5. Na temelju ovih početnih podataka radi se cijela daljnja analiza opisana u nastavku ovog poglavlja.



Slika 5: Odozgo prema dolje, histogrami: a) multipliciteta, b) kanala i c) amplitude.

3.2 Uklanjanje šuma

Prvi korak u pripremi podataka bio je micanje (elektroničkog) šuma iz zabilježenih podataka. Radi se o platonu na nekoj (niskoj) amplitudi do kojeg postoji velika količina elektroničkog šuma koji zamagljuje detekcije na tim amplitudama, tako da se svi podatci u tom rasponu odbacuju. Potrebno je, stoga, bilo ili odrediti univerzalan amplitudni prag, koji je jednak za sve kanale, ili za svaki kanal zasebno odrediti prag. S obzirom da svaki strip/kanal ima drugačiji amplitudni raspon, potonja je procedura prikladnija.

Osnovna metoda kojom se određuju amplitudni pragovi bazira se na vizualnoj analizi amplitudnih grafova koji se crtaju za svaki pojedini kanal. Vizualnom inspekcijom pronade se amplituda na kojoj broj detekcija postaje usporediv s brojem detekcija na višim amplitudama koje sigurno pripadaju fizikalnim događajima. Red veličine "dobrog" broja detekcija u nekom kanalu (drugim riječima, broj detekcija za koji se smatra da na toj amplitudi većina mjerenja nisu samo šum) bio je oko 10^3 . Na slici 6 prikazan je ukupni amplitudni histogram za sve detektore, prije i nakon uklanjanja šuma.

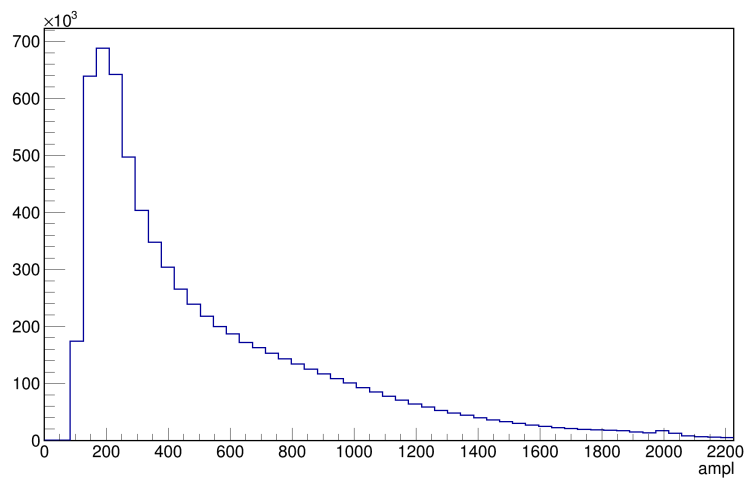
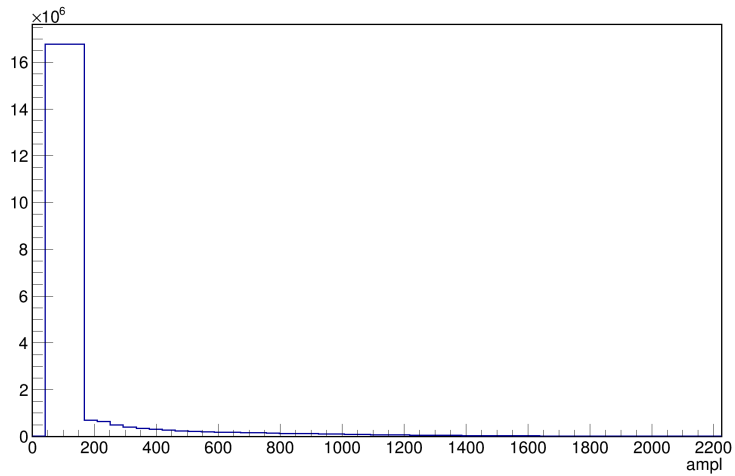
3.2.1 Unaprijeđenje metode

Metoda je u okviru ovog rada unaprijeđena automatizacijom procesa određivanja pozicije pragova te je time uklonjena potreba za vizualnom inspekcijom, što je, naravno, metoda podložna ljudskoj grešci i subjektivnosti. Napravljen je program koji mjeri koliko detekcija ima na pojedinoj amplitudi i onda uspoređuje njihov broj s dva podatka:

- brojem detekcija koje bi sigurno konstituirale šum, što je konstanta koja je subjektivno, ali konzervativno, određena
- prosjekom broja detekcija koje se zabilježe na nešto višim, bliskim, amplitudama.

Na ovaj se način prag automatski postavlja na amplitudu koja istovremena ima razuman broj detekcija i također nema izvanredan broj detekcija u odnosu na okolinu, što zajedno implicira da se ne radi o elektroničkom artefaktu.

Rezultati dobiveni ovom metodom, do na zanemarive su se razlike poklapali s vizualnom inspekcijom, uz puno manji utrošak vremena za vršenje analize. Stoga će se ova metoda koristiti u budućim analizama sličnih eksperimenata, dok će se vizualna inspekcija koristiti samo za letimičnu provjeru smislenosti rezultata na malom podskupu podataka.



Slika 6: Gore: histogram amplituda prije uklanjanja šuma; dolje: histogram amplituda nakon uklanjanja šuma. Valja primijetiti razliku u redu veličine broja detekcija na niskim amplitudama, te eliminaciju velike većine detekcija ispod amplitude od 100.

3.3 Geometrijski poredak i uparivanje (dijelova) detektora

Da bismo mogli odrediti koji pogotci u detektorima odgovaraju pojedinim česticama, nužno je znati geometrijski poredak kanala na detektorima i poklapanje raznih segmenata detektora.

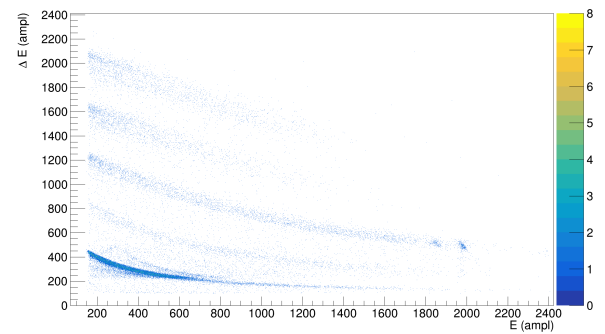
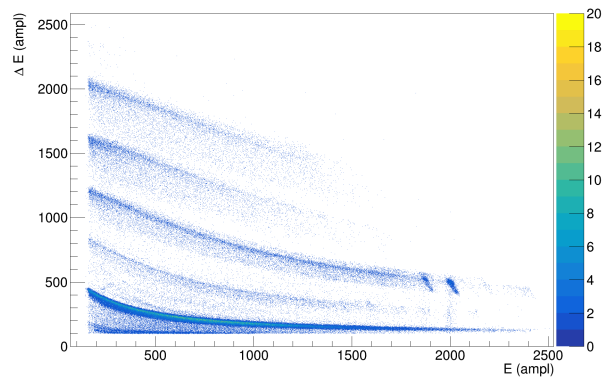
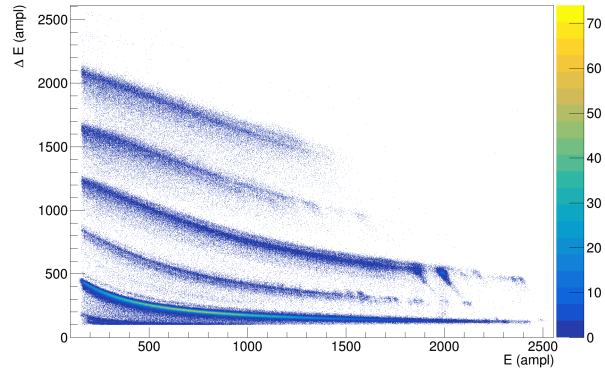
Geometrijski poredak kanala E detektora ispitivan je van dometa ovog rada na način da se gledalo broj elastičnih raspršenja jezgre ^{16}O na meti od zlata. S obzirom da broj elastično raspršenih čestica raste kako se kut smanjuje, iz tog se broja jasno može odrediti poredak kanala E detektora po kutu.

Kad imamo informaciju o poretku kanala E detektora, onda možemo pristupiti provjeri poretka kanala ΔE detektora tako da odredimo koji se kanali E i ΔE detektora najbolje poklapaju. Osnovna metoda kojom se ovo radi bazirana je na vizualnoj inspekciji ΔE -E grafova, odnosno grafova koji u sebi sadrže zapis pogodaka u ta dva detektora koji su se istovremeno dogodili. Crtanjem ovih grafova za pojedine parove kanala ΔE i E detektora, može se vidjeti za koji par ili parove postoji najviše simultanih pogodaka, što implicira najbolje geometrijsko poklapanje. Svaki kanal E detektora dobro se uparivao s najviše dva kanala ΔE detektora dok bi daljnje kombinacije sadržavale jako malen postotak čestica, u prosjeku ispod 1%. Na slici 7 su prikazani ΔE -E grafovi za tri najbolja uparivanja kanala broj 70.

3.3.1 Unaprijeđenje metode

Metoda je u okviru ovog rada unaprijeđena automatiziranjem procesa na način da se istovremeno uparuje sve ΔE kanale s jednim kanalom prednjeg E detektora, poređuje uparivanja prema tome koje ima više istovremenih detekcija s određenim E kanalom. U obzir se uzimaju samo detekcije iznad određenog amplitudnog praga, da bi se izbjeglo brojanje šuma. Prag je u ovom radu postavljen na amplitudu od 200. Pretpostavlja se tada da su dva ΔE kanala s najviše podudaranja oni koji se geometrijski najbolje poklapaju, a hoće li se i treći kanal uključiti ovisi o omjeru broja podudaranja između ΔE detektora s drugim i trećim najvećim brojem podudaranja. Ovaj omjer je u našem razmatranju postavljen na 1:6 - drugim riječima, ako treći ΔE detektor po broju podudaranja ima manje nego 6 puta manje podudaranja od drugog ΔE detektora, treći se ne zapisuje jer ima premalo podudaranja.

Ova metoda još uvijek zahtijeva ljudsku provjeru na manjem broju parova, jer neki od ΔE detektora nisu ispravni i znaju stvoriti mnogo visokoamplitudnih podudaranja samo zbog šuma, što je jedino moguće detektirati vizualnom inspekcijom. Ovu metodu je stoga vjerojatno najbolje opisati



Slika 7: ΔE -E grafovi za uparivanje E kanala broj 70 sa ΔE detektorima: a) broj 167, b) broj 166 i c) broj 168. Grafovi su poredani po broju istovremenih detekcija na pripadnom ΔE detektoru i prednjem detektoru broj 70.

kao *polu*-automatsku.

3.4 Energetska kalibracija

Energetska kalibracija podrazumijeva pretvaranje amplituda elektronički detektiranih u eksperimentu u realne fizikalne energije. Za proces kalibracije E detektora korišteni su podatci:

- detekcije alfa-čestica iz alfa izvora sa 8 različitih energija
- elastično raspršenje snopa kisika (^{16}O) na energiji snopa od 58.6 MeV koji je upadao na zlatnu metu (Au) i metu CH_2 .

Za proces kalibracije dE detektora korišteni su podatci:

- detekcije alfa-čestica iz alfa izvora sa 8 različitih energija
- elastično raspršenja snopa berilija-9 (^9Be) na energiji od 54 MeV i berilija-10 (^{10}Be) na energiji 54.3 MeV koji su upadali na zlatnu metu (Au)

Sve gore navedene situacije imaju otprije poznate energije koje se onda mogu iskoristiti u procesu kalibracije tako da se upare s amplitudama koje se detektiraju tijekom našeg eksperimenta. Linearnom prilagodbom ovih parova vrijednosti, dobivaju se kalibracijski koeficijenti koje se onda može koristiti za pretvorbu svih amplituda detektiranih u eksperimentu u prikladne energije.

Sam proces energetske kalibracije nije odrađen u okviru ovog rada već je uzeta prethodno napravljena kalibracija i nad njom su rađene korekcije koje će biti pojašnjene u zadnjem potpoglavlju ovog poglavlja.

3.5 Određivanje čestica

Nužan preduvjet za dobivanje konačnih rezultata o pobuđenjima različitih čestica jest određivanje koja kombinacija podataka zabilježenih u eksperimentu konstituira pojedine čestice. S obzirom da svaka čestica mora proći kroz 3 detektorska segmenta, ΔE detektor te prednji i stražnji dio E detektora, čestice pronalazimo tako da u pojedinom događaju iz podataka stvorimo sve moguće trojke ovog tipa i onda provučemo te kombinacije kroz niz filtera koji odbace one kombinacije koje ne bi trebale odgovarati realnim česticama. U ovom trenutku imamo informacije o broju pogodaka u pojedinom događaju, njihovim amplitudama/energijama te njihovim pozicijama, odnosno kanalima u detektorima kroz koje su prošli. Te informacije provlačimo kroz sljedeće filtre:

- FILTER 1 (pulsar/šum): odbacivanje događaja s prevelikim i premalim brojem pogodaka. Prevelik broj (>150) konstituira događaje u kojima je zabilježeno djelovanje elektroničkog pulsara čija je svrha praćenje izvedbe ekperimenta. Premalen broj pogodaka (<3) konstituira šum, odnosno nedovoljan broj podataka za konstruirati makar jednu česticu.
- FILTER 2 (širi geometrijski filter): odbacivanje kombinacija koje se sastoje od kanala s različitih detektora. Prava čestica ne može istovremeno biti u više detektora.
- FILTER 3 (usporedba prednjeg i stražnjeg signala): odbacivanje kombinacija kojima se energija detektirana u prednjem i stražnjem dijelu E detektora razlikuje za više od 5%. Razlikovanje ovih signala obično znači da je ili s prednje ili sa stražnje strane detektora čestica ušla na način da joj energija nije zabilježena pravilno, najčešće zato što je ušla između područja stripova, tzv. međustrip područje.
- FILTER 4 (uži geometrijski filter): prihvaća samo one kombinacije kojima se kanali ΔE detektora i prednjeg E detektora geometrijski (najbolje) poklapaju. Ovo se bazira na rezultatima geometrijskog uparivanja dijelova detektora koje je opisano u potpoglavlju 3.3.
- FILTER 5 (konfliktni filter): odbacuje sve kombinacije koje dijele istu informaciju o bilo kojem kanalu. Na ovaj se način sigurno odbacuje sve upitne događaje s obzirom da se odbacuju bilo kakva preklapanja mogućnosti. Međutim, moguće je da je jedna od tih kombinacija pravi fizikalni događaj koji s nekom nefizikalnom kombinacijom dijeli jednu informaciju.

Dodatno se razmatraju dvije verzije filtera koji za cilj ima odbacivanje događaja u kojima čestice upadnu u prostor između stripova/kanala. Takva bi situacija trebala proizvesti signale u susjednim kanalima. Pripadni filter nazivamo interstrip filterom te njegove verzije imaju oblik:

- Interstrip filter 1: odmah kad se popišu svi ΔE stripovi koji su bili u jednom događaju, ovaj filter kroz njih prođe i ako postoje oni koji su susjedni odmah odbaci sve takve stripove tako da se ne slažu moguće kombinacije pomoću njih
- Interstrip filter 2: pregledava već složene kombinacije koje su prošle filtere 1-4 te, ako u tim kombinacijama postoje one sa susjednim dE stripovima, odbaci sve te kombinacije.

Nakon testiranja posljedica svih filtera, u analizi eksperimenta i unutar i van okvira ovog rada, odlučeno je da se koriste filteri 1 do 4, da se NE koristi filter Interstrip 1, dok se kombinacije koje bi filter 5 i Interstrip 2 odbacili ipak propuštaju, ali se zabilježava činjenica da bi ih ovi filteri odbacili tako da se u konačnim rezultatima može "paliti ili gasiti" prisutnost tih kombinacija i gledati njihov utjecaj odnosno procijeniti radi li se pretežno o šumu ili o pravim fizikalnim događajima.

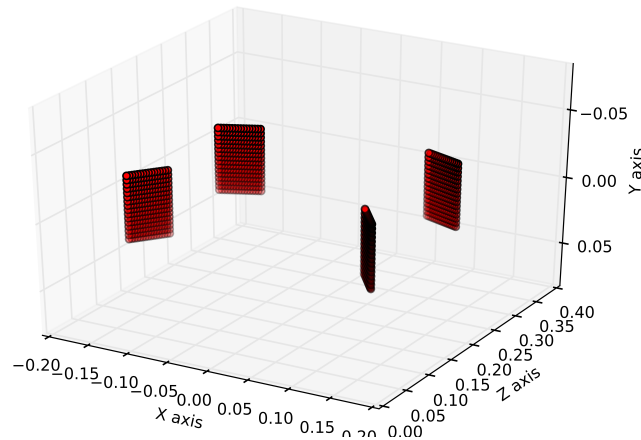
3.6 Kutna kalibracija

Kutna kalibracija podrazumijeva određivanje kuteva pojedinih dijelova detektora u odnosu na položaj u meti u kojem se odvijaju nuklearne reakcije. Kada se odrede te kutevi, onda nam činjenica da znamo kroz koji je dio detektora čestica prošla, odnosno koji su je kanali detektirali, automatski povlači da znamo i reakcijski kut same čestice. Smjer projektila bira se kao z smjer Kartezijevog koordinatnog sustava, što rezultira u položajima detektora prikazanima na slici 8 koja pokazuje njihovu softversku rekonstrukciju. Podsjetimo se da, kao što je opisano u uvodu, segmentacija E detektora na 16 vertikalnih linija sprijeda i 16 horizontalnih linija straga vodi na 256 piksela na svakom E detektoru prema kojima se precizno određuju kutevi čestica.

Za proces određivanja kuteva na kojima se nalaze ovi pikseli korišteni su sljedeći podatci:

- središnji kut pojedinog detektora, kutevi ruba detektora i njegova širina iz čega se ručno računa udaljenost detektora od mete. S tim se informacijama onda, uz znanje o broju kanala/stripova na svakom detektoru (16), može izračunati kuteve svih piksela.
- softverska analiza fotografija detektorskog postava koje su napravljene tijekom eksperimenta. Fotografiranjem detektora zajedno s nekim mjerkama omogućava da softveru damo da na temelju dimenzije mjerka izračuna ostale dimenzije na fotografiji. S ovim procesom treba biti pažljiv zbog nepreciznosti kuta pod kojim je fotografija napravljena u odnosu na ravninu detektora.

U određivanju kuteva ruba detektora postojala je sistematska greška, pa je bilo nužno kombinirati obje metode da bi se došlo do kutne kalibracije. Rezultat tog procesa stvara najveću nesigurnost u rezultatima pa je i dalje podložan korekcijama. Sam proces kutne kalibracije nije odrađen u okviru ovog rada već je uzeta prethodno napravljena kalibracija i nad njom su rađene korekcije koje će biti pojašnjene u potpoglavlju 3.9.2.



Slika 8: Softverska rekonstrukcija položaja detektora

3.7 Identifikacija tipa čestica

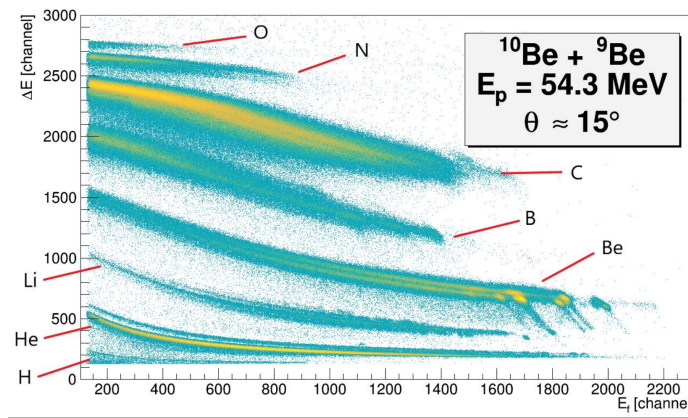
Jednom kada znamo koje kombinacije podataka konstituiraju prave čestice, možemo pristupiti određivanju tipa čestica. To se radi na način da se iscrta ΔE - E grafove za svaki par uparenih stripova, diskutiranih u potpoglavlju 3.3, i na njemu se naprave grafički rezovi na strukturama (tzv. "bananama") koje odgovaraju pojedinim elementima i njihovim izotopima. Ovakvi grafovi su prethodno prikazani i na slici 7 za strip 70.

Mogućnost ovakve identifikacije temelji se na činjenici da čestice različite mase gube različitu količinu energije prolaskom kroz materijal, što znači da prolaskom kroz tanki ΔE detektor u njemu ostavljaju različitu količinu energije. To je i primarna svrha postavljanja tankog detektora ispred šireg E detektora u kojem se zatim čestice zaustavljaju da bi se izmjerio ostatak energije s kojim su ušle u detektor.

U dijelu eksperimenta koji je diskutiran u ovom radu, bilo je moguće na ovaj način identificirati sljedeće čestice; ^4He , ^6He , ^6Li , ^7Li , ^8Li , ^9Be i ^{10}Be . Na temelju njihove identifikacije producirani su svi rezultati navedeni u prikladnom poglavlju.

3.8 Izračun ukupnih energija čestica

Reakcija se u prosjeku događa u središtu mete, nakon čega izlazne čestice moraju proći kroz drugu polovicu mete gdje će izgubiti određenu količinu energije. Uz to, i tanki i deblji detektori imaju sa svoje prednje i stražnje



Slika 9: Primjer identifikacijskog grafa za slučaj reakcije ^{10}Be projektila sa ^9Be metom

strane mrtvi sloj prolaskom kroz koje će čestice gubiti dodatnu količinu energije prije nego što ih detektiramo u E detektoru. To znači da energijama detektiranimi u E i ΔE detektorima treba dodati energetske gubitke u meti i mrtvim slojevima ¹:

$$E_{ukupno} = E_E + E_{\Delta E} + \delta E_{meta} + \delta E_{mrtvislojevi}. \quad (1)$$

Kao što je spomenuto u prošlom potpoglavlju, energetske gubitke ovise o tipu čestice pa ih je potrebno računati za svaku česticu pojedinačno, odnosno nužno je prije ovog koraka znati tip čestice. Dodatno, duljina puta čestice kroz metu ovisi o kutu reakcije pa je potrebna i ta informacija da bi se energetske korekcije mogle provesti. Dakle, nužno je provesti sve korake opsiane u prethodnim potpoglavljima da bi se mogao provesti račun ukupne energije čestice u trenutku reakcije. Uz to potreba je informacija i o debljini mete i mrtvog sloja. Debljina polovice mete ^9Be iznosi 239.5 mg/cm^2 , a za debljinu mrtvog sloja uzima se standardna metalizacija takvog tipa detektora koja u prosjeku iznosi 135 mg/cm^2 aluminija.

Sama korekcija energije provodi se korištenjem podataka iz SRIM baze [8] u kojoj se nalaze rezultati prethodnih mjerenja za različite kombinacije čestica i materijala kroz koje prolaze. Ova analiza nije rađena u okviru ovog rada već su korišteni prethodno dobiveni koeficijenti za račun gubitaka.

¹Obratiti pažnju na dupliranje oznaka ovdje i u ostatku teksta; E je oznaka debljeg detektora, ali i standardna kratica za riječ "Energija".

3.9 Kalibracijske korekcije

3.9.1 Energije (ne)elastičnog raspršenja

Elastično i neelastično raspršenje ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$ idealan je kanal za kontrolu točnosti kalibracije, i njenu eventualnu korekciju. Naime, račun energije pobuđenja za takav simetričan kanal oko elastičnog vraja daje vrlo jednostavan izraz, koji se svodi na to da mala porast energije detektirane čestice vodi na mali pad energije pobuđenja nedetektirane čestice (i obrnuto). To pak dozvoljava sljedeću korekciju: energija pobuđenja može se popraviti tako da bolje odgovara tabličnim vrijednostima (elastični kanal na 0.00 MeV, te najjači neelastični kanal na 2.43 MeV), a ta se korekcija onda relativno laganom može "prevesti" na korekciju same energije detektiranih čestica, a time onda i primjeni na sve kanale.

Spomenuta korekcija provedena je i svi su dobiveni rezultati u skladu s njom.

3.9.2 Kutevi elastičnog raspršenja

Pri nerelativističkom elastičnom sudaru identičnih čestica (i mikroskopskih i makroskopskih), njihov relativan kut gibanja nakon sudara nužno je jednak 90 stupnjeva. To opće pravilo dozvoljava provjeru točnosti kalibracije kuteva pod kojim se nalaze detektori u ovom eksperimentu, i ta je provjera napravljena i prikazana na slici 12 u potpoglavlju 4.1.1. Rezultati pokazuju da je kutna kalibracija daleko od savršene, te da je ima smisla pokušati unaprijediti - ta korekcija uključuje upotrebu metoda koje nadilaze razinu ovog rada.

3.10 Mjerenje položaja vrhova u histogramu - unaprijeđenje metode

Proces mjerenja položaja vrhova je inače ručan proces, gdje se odabere određeni raspon podataka oko nekog vrha i na njemu napravi gausijanski 'fit', odnosno regresija. U sklopu ovoga rada stvorena je semi-automatska programska procedura za ubrzavanje ovog tipa mjerenja - korisnik treba samo unijeti energiju oko koje se nalazi vrh (određeno vizualnom inspekcijom histograma), te procedura tada iterativnim procesom odredi prikladnu visinu filtra za podatke oko tog vrha, na bazi kojeg odabere raspon podataka te na njemu napravi fit i ispiše parametre koji su u nj ušli (najbitniji su za gausijan središte i standardna devijacija distribucije).

Procedura također uključuje neobavezne parametre za stvari poput visine filtra (umjesto da se traži automatski) koje je potrebno koristiti u nekim slučajevima kada pokušavamo razlučiti dva bliska vrha, pa se kao takva ne može smatrati potpuno automatskom, no unatoč tome predstavlja znatno ubrzanje u odnosu na ručnu metodu.

4 Rezultati

U ovom će poglavlju biti opisana metodologija dolaska do finalnih rezultata i sami finalni rezultati koji slijede iz podataka obrađenih na način opisan u prethodnom poglavlju. Poglavlje je razdvojeno na dva potpoglavlja ovisno o tome detektiramo li samo jednu česticu ili dvije čestice istovremeno.

4.1 Jednostruke detekcije

Kao što je već spomenuto u potpoglavlju 3.7, čestice za koje je moguće odrediti jednoznačno odvajanje i pridjeljivanje tipa jesu ^4He , ^6He , ^6Li , ^7Li , ^8Li , ^9Be i ^{10}Be . Reakcije koje uključuju ove navedene čestice i imaju dvije čestice u izlaznom kanalu, su sljedeće:

- $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^9\text{Be})^9\text{Be}$: $Q_0 = 0$ MeV
- $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^4\text{He})^{14}\text{C}$: $Q_0 = 17.252$ MeV
- $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^6\text{Li})^{12}\text{B}$: $Q_0 = -4.759$ MeV
- $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^6\text{He})^{12}\text{C}$: $Q_0 = 5.104$ MeV
- $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^7\text{Li})^{11}\text{B}$: $Q_0 = -0.877$ MeV
- $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^8\text{Li})^{10}\text{B}$: $Q_0 = -10.299$ MeV
- $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^{10}\text{Be})^8\text{Be}$: $Q_0 = 5.147$ MeV

gdje je korišten uobičajeni zapis u obliku "meta (projektil, detektirana čestica) nedetektirana čestica", a zapisane su i pripadne Q -vrijednosti za koje vrijedi relacija:

$$Q = E_{det} + E_{nedet} - E_{projektil}, \quad (2)$$

odnosno one daju informaciju o dobitku ili gubitku energije tijekom reakcije. Kad su sve izlazne čestice u osnovnom (najnižem) energetsom stanju, onda vrijedi $Q = Q_0$, odnosno Q_0 je Q -vrijednost koja određuje takvu situaciju. To znači da se u slučaju pobuđenih izlaznih čestica, informacija o njihovom pobuđenju krije u razlici Q vrijednosti u tom slučaju i vrijednosti Q_0 :

$$E_x = Q_0 - Q \Rightarrow E_x = Q_0 + E_{projektil} - E_{det} - E_{nedet} \quad (3)$$

gdje je s E_x označena energija pobuđenja, što će se standardno koristiti kao oznaka u ostatku rada.

Dakle, kod jednostrukih detekcija cilj je iz informacija koje dobivamo detekcijom jedne čestice odrediti u kakvom je stanju bila druga/nedetektirana čestica u izlaznom kanalu. S obzirom da su energije uključenih čestica relativno niske u odnosu na brzinu svjetlosti, moguće je koristiti klasične izračune sudara dviju čestica, odnosno iz klasičnih jednadžbi očuvanja energije i količine gibanja moguće je odrediti energiju pobuđenja nedetektirane čestice. Ta procedura vodi na rezultat:

$$E_x = Q_0 + \frac{m_{nd} - m_p}{m_{nd}} E_p - \frac{m_{nd} - m_d}{m_{nd}} E_d - \frac{2}{m_{nd}} \sqrt{m_d m_p} \sqrt{E_d E_p} \cos \theta_d \quad (4)$$

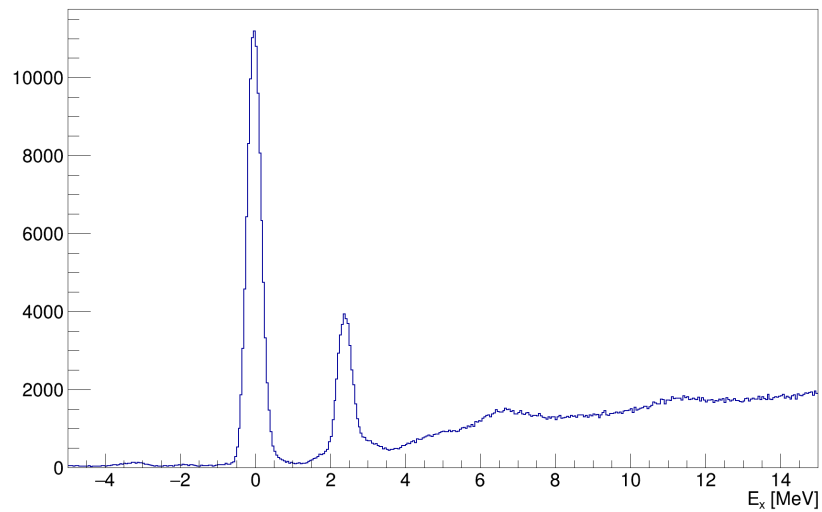
gdje su s "nd", "d" i "p" označene veličine povezane s nedetektiranom česticom, detektiranom česticom i projektilom, respektivno. Dakle, možemo odrediti energiju pobuđenja pomoću:

- vrijednosti Q_0 koju znamo iz teorije i drugih eksperimenata
- energije i mase projektila koje znamo iz postavki eksperimenta
- energije, mase i kuta detektirane čestice koje određujemo analizom podataka
- mase nedetektirane čestice koju pretpostavljamo znajući koji bi izlazni dvočestični kanal trebao biti u pitanju.

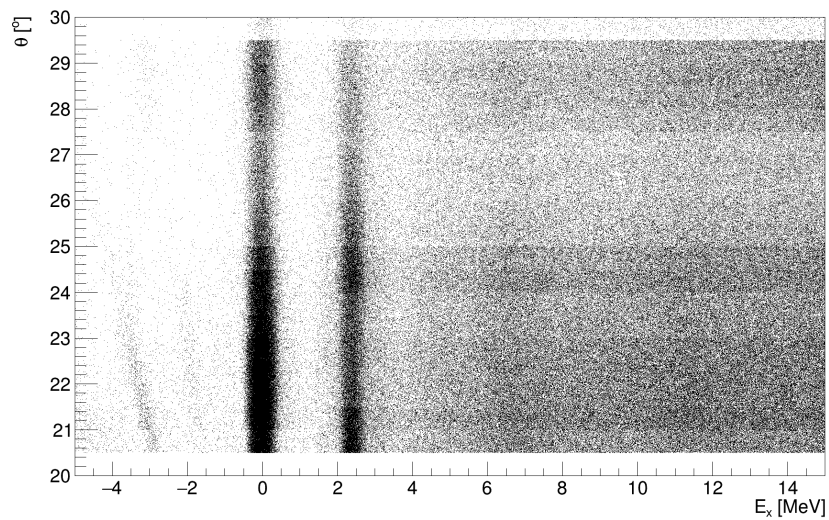
U nastavku poglavlja, dani su rezultati za sve gore navedene dvočestične reakcije, osim onih koji prozlaže iz detekcija ^4He i ^{10}Be , zbog tehničkih problema koji će biti opisani pripadnim potpoglavljima.

4.1.1 Pobuđenja ^9Be iz detekcije ^9Be

Na slici 10 jasno se vide dva istaknuta vrha na (0.00 ± 0.19) MeV te (2.42 ± 0.22) MeV, konzistentno s korištenom (re)kalibracijom. Osim toga vide se slabi vrhovi s velikom greškom na (6.8 ± 1.7) MeV i (11.5 ± 2.2) MeV, koji su unatoč velikoj greški u dobrom slaganju s u prethodnoj literaturi izmjerenim vrijednostima od 6.76 i 11.28 MeV, respektivno [9][10][11].



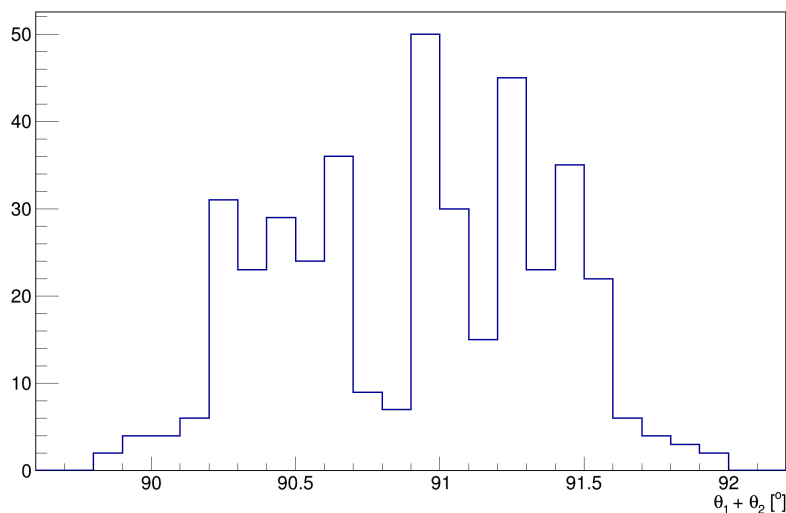
Slika 10: Histogram energije pobuđenja ${}^9\text{Be}$ dobiven iz energije detektiranih ${}^9\text{Be}$ jezgri.



Slika 11: Graf ovisnosti energije pobuđenja ${}^9\text{Be}$ o kutu θ pod kojim je čestica detektirana.

Na slici 11 se za oba vrha vidi padajuća ovisnost broja detektiranih čestica o kutu θ . Kutne raspodjele za elastično raspršenje u nuklearnoj se fizici standardno pokušavaju opisati tzv. optičkim modelom, pri čemu se za optičke potencijale obično uzimaju isti Woods-Saxonovog oblika. Kao rezultat prilagodbe mogu se dobiti neki od parametara reaktanata, kao što je njihov polumjer, no u ovom eksperimentu to nije bio cilj te će biti tema u popratnom radu.

Na slici 12 je prikazan histogram detektiranog kuta među česticama te vidimo da je vrh raspodjele na oko 91° , te je jako širok, što ukazuje na to probleme s kalibracijom kuteva na detektorima. Zbog tehničkih i vremenskih ograničenja, ova rekalkibracija će biti napravljena u popratnom radu.



Slika 12: Graf ovisnosti energije pobuđenja ^9Be o kutu θ pod kojim je čestica detektirana.

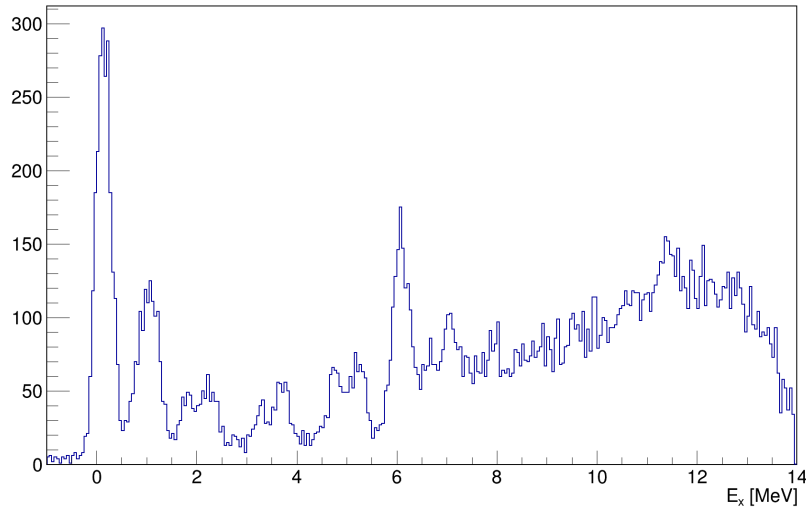
I na slici 10 i na slici 11 se vide maleni vrhovi ispod nule, što je najvjerojatnije rezultat raspršenja projektila na nečistoćama u meti.

4.1.2 Pobuđenja ^{10}B iz detekcije ^8Li

Borovi izotopi pobuđuju se u ovom mjeranju prijenosom izotopa vodika ^1H , ^2H i ^3H . Taj proces nije jako selektivan, u smislu da sva konačna stanja imaju nezanemariv preklop valne funkcije sa strukturama koje se mogu opisati kao ^9Be sredica plus $^1\text{--}^3\text{H}$. Spektri su stoga bogati vrhovima podjednakih

intenziteta, pa je njihovu dominantnu strukturu nemoguće prepoznati bez ozbiljnog teorijskog modela. Dakako, broj događaja pada s kompliciranošću prijenosa - vrhovi su najbolje statistike i najizraženiji u spektru reakcije ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{Li}){}^{10}\text{B}$, koja odgovara jednostavnom prijenosu jednog protona s projektila na metu.

Na slici 13 vidimo mnoštvo vrhova, čije su lokacije popisane u tablici 1. Pretpostavimo li da prvi vrh predstavlja osnovno stanje, a za ostale vrhove izračunamo razliku u odnosu na nj, dobivamo vrijednosti u trećem stupcu tablice 1. Mnoge od ovih vrhova se lako usporede s prethodno poznatim eksperimentalnim rezultatima[9][10][11], te je postotno odstupanje od tih vrijednosti predstavljeno u tablici 1 u zadnjem stupcu, r_E .



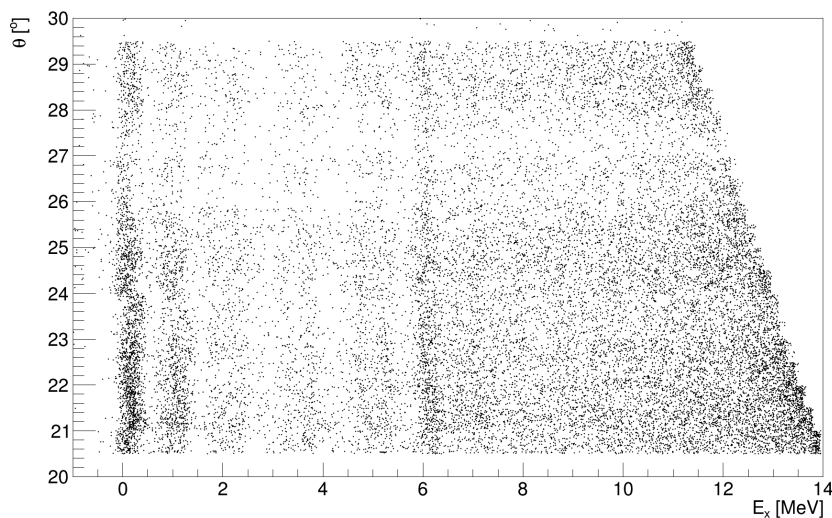
Slika 13: Histogram energije pobuđenja ${}^{10}\text{B}$ dobiven iz energije detektiranih ${}^8\text{Li}$ jezgri.

Odstupanja su relativno malena u odnosu na drugdje dobivene vrijednosti, izuzev prvog pobuđenog stanja za koje, s obzirom na poznate probleme u kalibraciji energija, možemo pretpostaviti da je pod većim utjecajem tih grešaka nego vrhovi na višim energijama, barem što se tiče postotnog odstupanja ako pretpostavimo, kao što ovdje jesmo, da je potreban pomak linearan. Zgodno je primjetiti da je osim osnovnog stanja ${}^{10}\text{B}$, najjače pobuđeno stanje $4+$ na 6.03 MeV - riječ je o stanju koje se izvrsno opisuje nuklearnim modelom ljasaka, što je konzistentno s činjenicom da je ovdje proizvedeno

jednostavnim dodavanjem protona na ^9Be .

N	E [MeV]	$E - E_1$ [MeV]	r_E
1	0.16 ± 0.16	0.00 ± 0.16	N/A
2	1.06 ± 0.24	0.90 ± 0.24	+25%
3	1.83 ± 0.21	1.67 ± 0.21	-4.0%
4	2.26 ± 0.29	2.10 ± 0.29	-2.5%
5	3.62 ± 0.39	3.46 ± 0.39	-3.5%
6	4.77 ± 0.19	4.61 ± 0.19	-3.4%
7	5.26 ± 0.27	5.10 ± 0.27	-0.2%
8	6.13 ± 0.20	5.97 ± 0.20	+0.8%
9	7.10 ± 0.26	6.94 ± 0.26	-0.9%
10	11.44 ± 0.30	11.28 ± 0.30	-2.1%

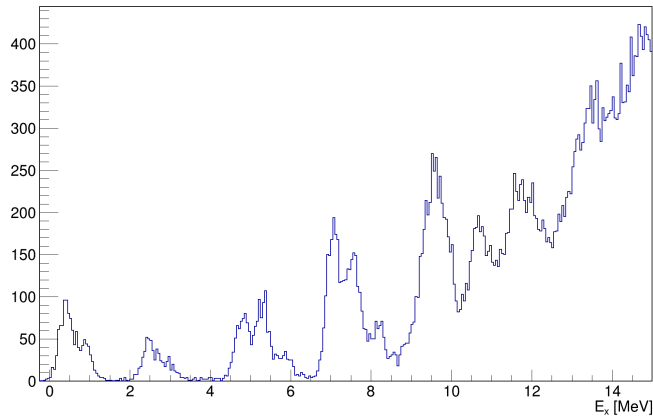
Tablica 1: Izmjerene vrijednosti vrhova u histogramu energije pobuđenja ^{10}B te njihova razlika u odnosu na izmjerenu energiju osnovnog stanja.



Slika 14: Graf ovisnosti energije pobuđenja ^{10}B o kutu θ pod kojim je čestica detektirana.

4.1.3 Pobuđenja ^{11}B iz detekcije ^7Li

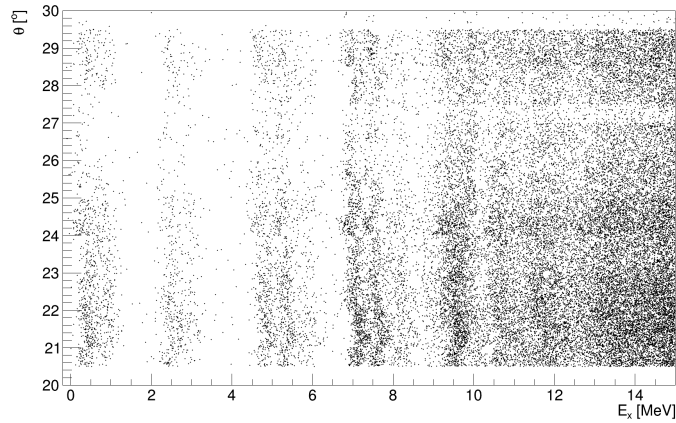
Na slici 15 se opet vidi mnoštvo vrhova te su njihove izmjerene vrijednosti popisane u tablici 2. Mnoge od ovih vrhova se lako usporede s prethodno poznatim eksperimentalnim rezultatima[12][13][14], te je postotno odstupanje od tih vrijednosti predstavljeno u tablici 2 u zadnjem stupcu, r_E .



Slika 15: Histogram energije pobuđenja ^{11}B dobiven iz energije detektiranih ^7Li jezgri.

N	E [MeV]	$E - E_1$ [MeV]	r_E
1	0.52 ± 0.32	0.00 ± 0.32	N/A
2	2.60 ± 0.31	2.08 ± 0.31	-2.1%
3	4.85 ± 0.24	4.33 ± 0.24	-2.6%
4	5.32 ± 0.20	4.80 ± 0.29	-4.4%
5	7.17 ± 0.71	6.65 ± 0.71	-1.3%
6	7.73 ± 0.49	7.21 ± 0.49	-1.0%
7	8.22 ± 0.29	7.70 ± 0.29	-3.5%
8	9.65 ± 0.37	9.13 ± 0.37	-0.6%
9	10.70 ± 0.37	10.18 ± 0.37	-0.8%
10	11.83 ± 0.69	11.31 ± 0.69	-1.2%

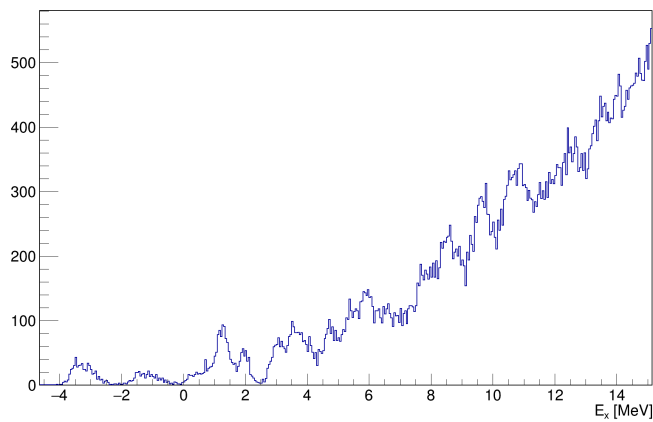
Tablica 2: Izmjerene vrijednosti vrhova u histogramu energije pobuđenja ^{11}B te njihova razlika u odnosu na izmjerenu energiju osnovnog stanja.



Slika 16: Graf ovisnosti energije pobuđenja ^{11}B o kutu θ pod kojim je čestica detektirana.

4.1.4 Pobuđenja ^{12}B iz detekcije ^6Li

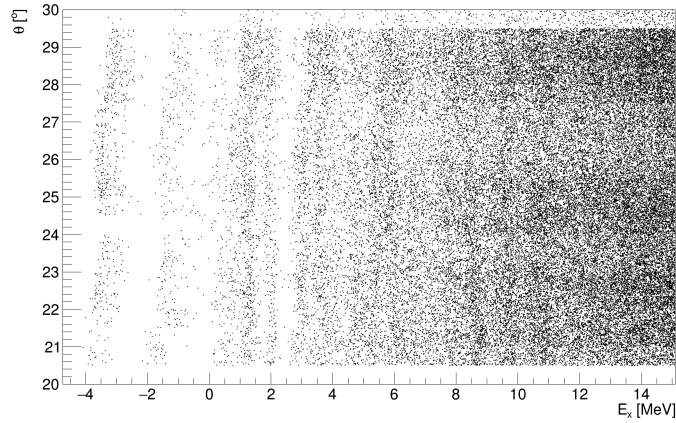
Na slici 17 se opet vidi mnoštvo vrhova te su njihove izmjerene vrijednosti popisane u tablici 3. Na ovom grafu vidimo nekoliko manjih vrhova ispod nule, pa je teško odrediti koji vrh odgovara osnovnom stanju, pa zato izmjerene vrijednosti za ^{12}B nisu uspoređene s rezultatima drugih eksperimenata.



Slika 17: Histogram energije pobuđenja ^{12}B dobiven iz energije detektiranih ^6Li jezgri.

N	E [MeV]
1	-3.25 ± 0.37
2	-1.19 ± 0.42
3	1.30 ± 0.24
4	1.99 ± 0.19
5	3.11 ± 0.32
6	3.66 ± 0.39
7	4.79 ± 0.36
8	6.0 ± 1.2
9	8.75 ± 0.97
10	9.70 ± 0.56
11	10.81 ± 0.84

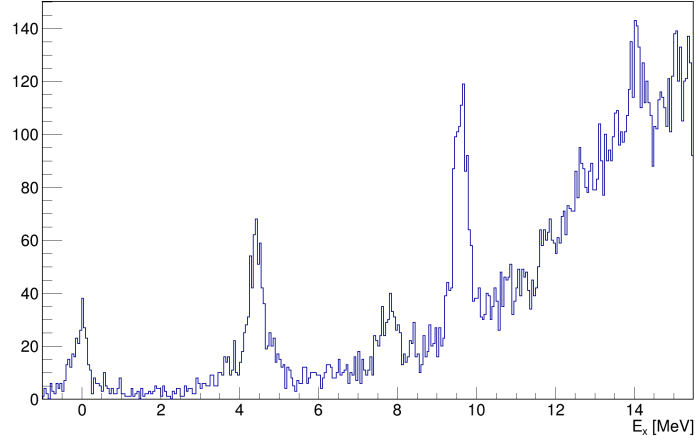
Tablica 3: Izmjerene vrijednosti vrhova u histogramu energije pobuđenja ^{12}B te njihova razlika u odnosu na izmjerenu energiju osnovnog stanja.



Slika 18: Graf ovisnosti energije pobuđenja ^{12}B o kutu θ pod kojim je čestica detektirana.

4.1.5 Pobuđenja ^{12}C iz detekcije ^6He

Na slici 19 vidi se 5 značajnih vrhova. Podatci korišteni u ovom grafu su već prethodno korigirani za pomak osnovnog stanja. U tablici 4 su napisane izmjerene vrijednosti vrhova te njihova usporedba s rezultatima drugih eksperimenata [13][14][15].



Slika 19: Histogram energije pobuđenja ^{12}C dobiven iz energije detektiranih ^6He jezgri.

N	$E - E_1$ [MeV]	r_E
1	0.00 ± 0.22	N/A
2	4.46 ± 0.30	+0.5%
3	7.84 ± 0.39	+2.4%
4	9.67 ± 0.37	+0.3%
5	14.06 ± 0.24	-0.1%

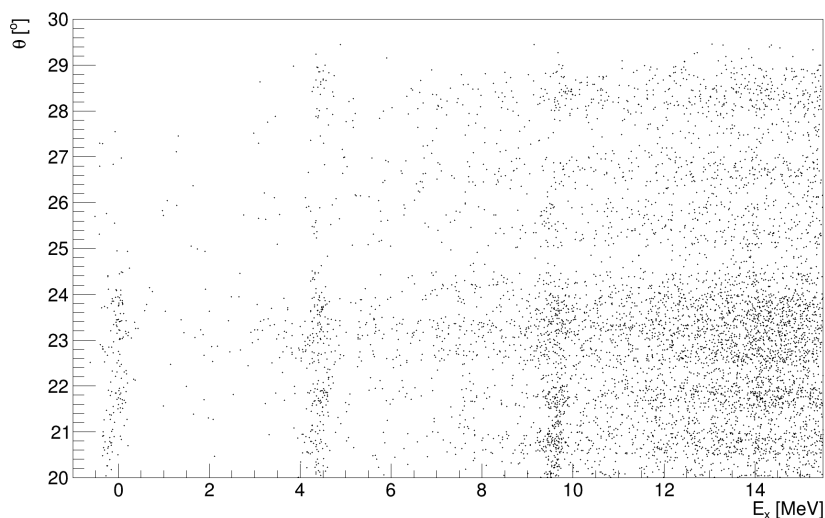
Tablica 4: Izmjerene vrijednosti vrhova u histogramu energije pobuđenja ^{12}C te njihova razlika u odnosu na izmjerenu energiju osnovnog stanja.

Reakcija $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^6\text{He})^{12}\text{C}$ odgovara sad već prilično kompliciranom prijenosu čestice ^3He , s vjerojatno značajnim doprinosima složenih procesa koji se odvijaju ”u dva koraka”. Ta se kompliciranost reflektira u činjenici da se uspijeva pobuditi i najpoznatije od svih pobuđenih nuklearnih stanja, tzv. Hoyleova rezonancija na $E_x(^{12}\text{C}) = 7.65$ MeV.

Hoyleova je rezonancija ime zaslužila time što je Fred Hoyle pred više od 50 godina uočio da je nukleosinteza ugljika i svih težih elemenata nemoguća bez stanja točno određenih svojstava (sa spinom i paritetom $0+$), na točno određenoj energiji - to je stanje ubrzo i eksperimentalno nađeno (od strane grupe koju je vodio W.A. Fowler, dobitnik Nobelove nagrade 1983. godine), te je taj rezultat poslužio za razvoj standardnog modela fuzije elemenata u središtima zvijeda.

Iako je dakle samo stanje nađeno pred više od pola stoljeća, njegova struktura još nije posve jednoznačno određena. Opis modelom ljusaka posve je neodgovarajući i vrlo je izvjesno da je neka vrsta klasteriranja nužna - no detalji takvog modela još nisu do kraja postavljeni. Trenutačno najbolje kotira teorija koja Hoyleovo stanje opisuje kao Bose-Einsteinov kondenzat alfa-čestica.

Pobuđivanje Hoyleovog stanja najintenzivnije se postiže prijenosima klastera sličnih alfa-čestici - ${}^3\text{He}$ koji je prenešen u ovom slučaju nije daleko od toga, pa se vrh na odgovarajućoj energiji jasno vidi. Vide se i stanja manje izražene klusterske strukture (npr. osnovno stanje), dok je najjače stanje na 9.65 MeV, i to vjerojatno zato što ulazni kanal (s dvije čestice spina i pariteta 3/2-) preferira stanja višeg spina.



Slika 20: Graf ovisnosti energije pobuđenja ${}^{12}\text{C}$ o kutu θ pod kojim je čestica detektirana.

4.1.6 Pobuđenja ${}^{14}\text{C}$ iz detekcije ${}^4\text{He}$

Nije bilo moguće napraviti korisne grafove zbog prevelike energije detektiranih alfa-čestica, koje stoga nisu bile zaustavljane u detektorima, tj. njihova je zabilježena energija bila nepotpuna.

4.2 Dvostruke koincidentne detekcije

Kao što je već rečeno u potpoglavlju 4.1 čestice za koje je moguće odraditi jednoznačno odvajanje i pridjeljivanje tipa jesu ^4He , ^6He , ^6Li , ^7Li , ^8Li , ^9Be i ^{10}Be . Statistički najjače reakcije koje uključuju ove navedene čestice i imaju tri čestice u izlaznom kanalu jesu:

- $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^4\text{He}^4\text{He})^{10}\text{Be}$: $Q_0 = 5.240 \text{ MeV}$
 $\cdot E_{prag} (^8\text{Be} \rightarrow ^4\text{He}^4\text{He}) = -0.09184 \text{ MeV}$
- $^9\text{Be}(^9\text{Be}, ^4\text{He}^6\text{He})^8\text{Be}$: $Q_0 = -2.262 \text{ MeV}$
 $\cdot E_{prag} (^{10}\text{Be} \rightarrow ^4\text{He}^6\text{He}) = 7.4095 \text{ MeV}$

gdje je korišten uobičajeni zapis u obliku "meta (projektil, detektirane čestice) nedetektirana čestica", a zapisane su i prikladne Q-vrijednosti za koje vrijedi:

$$Q = E_{det1} + E_{det2} + E_{nedet} - E_{projektil} \quad (5)$$

odnosno one daju informaciju o specifičnosti pojedine reakcije, to jest dobitku, odnosno gubitku, energije tijekom reakcije. Također su dane i energije praga za raspad složene jezgre na dvije detektirane čestice, što je jedan od načina na koji se mogla odviti reakcija. Svekupno postoje tri načina na koji se može odviti tročestična reakcija:

- Scenarij 1: detektirane čestice dolaze iz raspada složene jezgre
- Scenarij 2: jedna detektirana čestica dolazi iz raspada složene jezgre, a druga dolazi iz dvočestičnog reakcijskog mehanizma koji uključuje tu složenu jezgru
- Scenarij 3: isti kao i drugi scenarij, samo uz obrtanje pretpostavke koja od dvije detektirane čestice dolazi iz složene jezgre, a koja iz dvočestičnog reakcijskog mehanizma

Selektivnost reakcija prijenosa pomaže razumijevanju strukture produkata reakcije - u idealnom bi se slučaju iz kutne raspodjele za takve reakcije mogao dobiti tzv. spektroskopski faktor, mjera koliko se neko proizvedeno stanje preklapa s pretpostavljenom valnom funkcijom.

Druga važna informacija o strukturi stvorenih jezgara može se dobiti proćavanjem njihovog raspada - selektivnost istog opet direktno ukazuje na valnu funkciju stanja prije raspada. Ako se neko stanje raspada emisijom alfa-čestice, to je i automatski direktan potpis klusterske strukture takvog

stanja. Dakako, potpunost takvog opisa može se i kvantificirati kroz veličinu koja se naziva "reducirana parcijalna širina raspada", no čije određivanje nadilazi razinu ovog rada.

Proučavanje raspada jezgara, koje se reakcijom stvore u nekom određenom stanju, nužno podrazumijeva proučavanje koincidentnih događaja. Koriste se dvije metode:

- metoda invarijantne mase; potrebno je detektirati obje čestice nastale raspadom dane jezgre i iz njihovih parametara (energija, kut, masa) odrediti iz kojeg su stanja nastale
- metoda nedostajuće mase; uz jednu česticu iz raspada koincidentno se detektira čestica nastala u prvom koreaku reakcije iz čijih se parametara tada može rekonstruirati kroz koje se stanje desio raspad složene jezgre

Eksperimentalno proučavanje koincidentnih događaja puno je kompliciranije od rada samo s jednostrukim detekcijama jer signale iz raznih detektora treba vremenski uskladiti da bi se pravilno uskladio njihov zapis i kasnija analiza. Ta analiza postaje izrazito komplicirana kada je broj okinutih (zapisanih) detektora velik, ili zbog stvarnih fizičkih događaja, ili zbog uvijek prisutnog šuma. Selektiranje zapisa i grupiranje istih u događaje vrlo je zahtjevna procedura i opisana je detaljno u prethodnom poglavlju.

Jednom kada se nedvojbeno odredi kojih je dvije ili više čestica u koincidenciji, primjenom zakona očuvanja energije i količine gibanja može se odrediti i energija nedetektirane čestice. Time se onda može i potpuno razumijeti dinamika sekvencijalne reakcije raspada nakon prijenosa. Ovo dozvoljava određivanje energije međustanja iz kojeg se dogodio raspad, a ako se proučava alfa ili neki sličan raspad, na taj se način direktno dobiva informacija o eventualnoj klasterkoj strukturi.

U ovom će radu biti pokazani rezultati za već spomenutu reakciju ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, {}^8\text{Be}){}^{10}\text{Be}$, nakon koje se jezgra ${}^8\text{Be}$ raspada kroz kanal ${}^8\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$. Pri tome se koincidentno detektiraju dvije alfa čestice. Prvi korak u proučavanju te tročestične reakcije jest računanje energije i količine gibanja treće, nedetektirane čestice (${}^{10}\text{Be}$) iz zakona očuvanja. Predočavanjem tih podataka u tzv. Romano plotu moguće je provjeriti je li ta reakcija uopće ispravno prepoznata, a zatim i dobiti informaciju koja su stanja ${}^{10}\text{Be}$ pri tome pobuđena.

Jednom kada se izabere neko od pobuđenih stanja ${}^{10}\text{Be}$, u sljedećem je koraku moguće dobiti informaciju o pobuđenim stanjima jezgre ${}^8\text{Be}$ prije raspada u dvije alfa čestice. Takav spektar $\text{Ex}({}^8\text{Be})$ u ovom slučaju pokazuje

iznimno jak vrh koji odgovara osnovnom stanju ^8Be , klasičnom i najjasnijem primjeru klusterske građe među svim poznatim stanjima svih poznatih jezgara.

4.2.1 Energije pobuđenja i "Romano plot"

S obzirom da postoji više scenarija odvijanja tročestičnih reakcija, postoji i više načina na koji se računaju energije pobuđenja. Za scenarije 2 i 3 opisane u prethodnom poglavlju, postupak je isti kao i kod jednostrukih detekcija, s obzirom da se pretpostavlja da jedna detektirana čestica dolazi iz dvočestičnog reakcijskog mehanizma. Dakle, u tim se scenarijima koriste relacije diskutirane u poglavlju 4.1.

Međutim, nas u ostatku ovog poglavlja zanima scenarij 1 u kojem dvije čestice dolaze iz raspada složene jezgre. U tom se slučaju koristi relativna (kinetička) energija dviju detektiranih čestica (1 i 2):

$$E_{rel} = \frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)^2 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \left(\frac{E_1}{m_1} + \frac{E_2}{m_2} - 2 \sqrt{\frac{E_1 E_2}{m_1 m_2}} \cos \theta_{1,2} \right) \quad (6)$$

gdje su \mathbf{v} brzine čestica, m mase, E energije, a $\theta_{1,2}$ je relativni kut među njima. S obzirom da detektiramo obje čestice, to znači da imamo njihove mase, energije i kuteve što znači da možemo odrediti i njihovu relativnu energiju. Jednom kad imamo relativnu energiju, energija pobuđenja E_x jednostavno se može izračunati u referentnom sustavu dviju čestica dodajući energiju praga za raspad složene jezgre na te dvije čestice:

$$E_x = E_{rel} + E_{prag} \quad (7)$$

Ovime smo dobili informaciju o složenoj jezgri, međutim, moguće je još doći i do informacije o trećoj/nedetektiranoj čestici. Za ovo je potrebna metoda koja se naziva "Romano plot".

U "Romano plot" metodi definiramo dvije nove varijable, jednu povezanu s energijom treće čestice E_3 :

$$\tilde{E} = E_3 - Q, \quad (8)$$

a drugu povezanu s impulsom treće čestice p_3 :

$$\tilde{P} = \frac{p_3^2}{2m}, \quad (9)$$

gdje je m masa samo jednog nukleona. S obzirom da klasična poveznica energije i impulsa treće čestice ima oblik:

$$E_3 = \frac{p_3^2}{2A_3m}, \quad (10)$$

gdje je A_3 maseni broj treće čestice, onda za poveznicu dvije novodefinirane varijable vrijedi:

$$\tilde{E} = \frac{1}{A_3}\tilde{P} - Q. \quad (11)$$

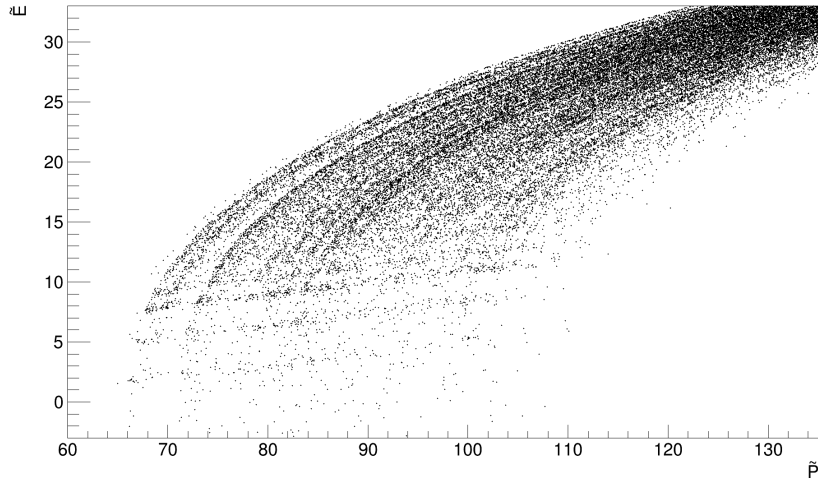
S obzirom da su vrijednosti \tilde{P} i \tilde{E} povezane s trećom/nedetektiranom česticom, određujemo ih iz podataka o dvjema detektiranim česticama preko zakona očuvanja energije i impulsa. 2D graf u koji ulaze vrijednosti (\tilde{P}, \tilde{E}) imat će, prema ovoj relaciji, događaje grupirane u formi pravaca nagiba A_3^{-1} i odsječka $-Q$, za svaku moguću reakciju odnosno mogući par vrijednosti (A_3, Q) koji tu reakciju određuje. Primjer grafa prikazan je na slici 21 u sljedećem potpoglavlju. Dakle, odabirom podataka koji pripadaju tim pravcima, odabiremo pojedinu tročestičnu reakciju što nam omogućava da odredimo energiju pobuđenja treće/nedetektirane čestice. S obzirom da smo na ovaj način odredili Q -vrijednost i tip reakcije, pa time i Q_0 vrijednost, onda energija pobuđenja E_x slijedi preko relacije već dane u poglavlju 4.1:

$$E_x = Q_0 - Q. \quad (12)$$

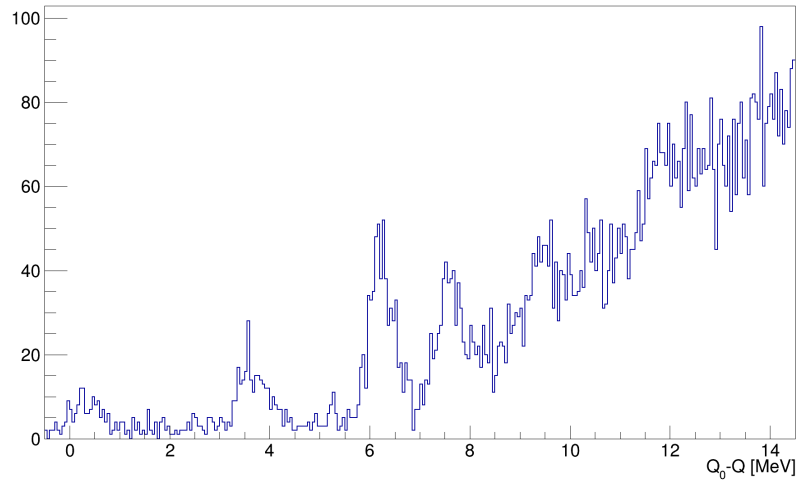
Ako nagib pravca u Romano plotu ne odgovara očekivanoj vrijednosti mase nedetektirane jezgre A_3 , zaključujemo da se reakcija dogodila na nekoj od nečistoća u meti - ova procedura omogućuje nam stoga i odbacivanje takvih nepoželjnih događaja

4.2.2 Detekcije ${}^4\text{He} + {}^4\text{He}$

Opisanim metodama analize proučena je reakcija ${}^9\text{Be}({}^9\text{Be}, \alpha\alpha){}^{10}\text{Be}$. Romano plot je prikazan na slici 21 te se na njemu jasno naziru linije istog nagiba (dakle, ista mase nedetektirane čestice), a različite ukupne energije (odnosno Q -vrijednosti). Projiciranjem duž tih linija dobiva se spektar prikazan na slici 22 - vrhovi u tom spektru odgovaraju dakle pobuđenjima sistema, što u ovom slučaju može biti samo jezgra ${}^{10}\text{Be}$ (jer alfa-čestica nema stabilnih pobuđenih stanja).



Slika 21: Romano plot koincidentnih detekcija ${}^4\text{He}$ i ${}^4\text{He}$

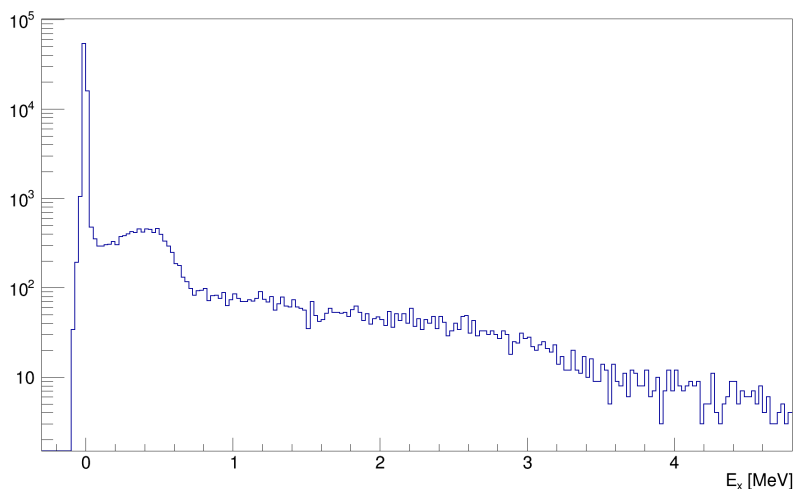


Slika 22: $Q_0 - Q$ za koincidentne detekcije ${}^4\text{He}$ i ${}^4\text{He}$

Pet je jasnih vrhova u spektru: osnovno stanje, $2+$ stanje na 3.34 MeV, kvartet bliskih (i neodvojivih) stanja na otprilike 6 MeV, $2+$ stanje na 7.54 MeV, te $2+$ stanje na 9.56 MeV [9][10][11]. Pobuđivanje baš ovih stanja u skladu je s očekivanjima: riječ je o stanjima "miješane strukture", u smislu

da nisu ni čista ljuskasta stanja, niti imaju izraženu klustersku strukturu. Njih je stoga lagano pobuditi transferom jednog nukleona (neutrona), što je tipičan način pobuđivanja ljuskastih stanja - no taj se nukleon prebacuje na ${}^9\text{Be}$ koji je jedna od meta s najizraženijom klusterskom strukturom, pa otuda onda miješanost strukture.

Kada u izlaznom kanalu imamo $\alpha+\alpha+{}^{10}\text{Be}$ (nepobuđen ili pobuđen), u međukoraku su proizvedene ili jezgre ${}^8\text{Be}$ (koje se onda raspadaju kanalom $\alpha+\alpha$) ili jezgre ${}^{14}\text{C}$ (koje se raspadaju u kanal ${}^{10}\text{Be}+\alpha$, pri čemu ${}^{10}\text{Be}$ može biti i pobuđen). Slika 23 jasno pokazuje da je prvi spomenuti kanal dominantan - velika većina događaja odgovara situaciji kada je u međukoraku proizvedena nestabilna jezgra ${}^8\text{Be}$ u svom osnovnom stanju. To je i očekivano, jer odgovara već spomenutom prijenosu samo jednog nukleona sa snopa ${}^9\text{Be}$ na jezgre mete. Malen i širok vrh na 0.5 MeV odgovara raspadima neelastično pobuđene jezgre ${}^9\text{Be}$ kroz rep vrlo širokog stanja ${}^8\text{Be}$ na otprilike 3 MeV pobuđenja.



Slika 23: Histogram energija pobuđenja složene čestice (${}^8\text{Be}$) za koincidentne detekcije ${}^4\text{He}$ i ${}^4\text{He}$ (y-os je u log skali)

Nama puno zanimljiviji scenarij bila bi proizvodnja jezgre ${}^{14}\text{C}$ kao međukoraka - za sada je jasno da je taj kanal puno slabiji od kanala kroz ${}^8\text{Be}$, no to ne znači da ga nema. Pronalaženje vrhova u spektru pobuđenja ${}^{14}\text{C}$ dobivenog analizom podataka za koincidencije $\alpha+\alpha+{}^{10}\text{Be}$ bilo bi čisti dokaz alfa-klusterske strukture stvorenih stanja.

Način na koji će se doprinosi tog tipa dalje tražiti u podacima uključuje nekoliko procedura:

1. odbacivanje svih događaja za koje je jasno da se odigravaju preko međustanja u ^8Be ,
2. biranje kutova detekcije dvije alfa-čestice kojima se optimizira selektivnost međustanja u ^{14}C , te
3. proučavanje svakog od kanala koji odgovaraju različitim stanjima ^{10}Be , te njihovo eventualno kombiniranje na pravilan način.

Dakako, osim koincidencija $\alpha+\alpha$, na sličan će se način proučiti i sve ostale koincidencije, te na taj način dobiti informacije o eventualnim klusterskim stanjima u nizu jezgara od interesa. Jednom kada se pronađu, klusterskim će se stanjima pokušati odrediti bitni parametri: uz energiju pobuđenja, to su svakako spin i paritet, te parcijalna širina raspada kroz emisiju klastera - ova potonja ustvari i glavna mjera “koliko” je neko stanje klusterskog karaktera.

5 Zaključak

U ovom radu iznesena su mjerenja pobuđenih stanja atomskih jezgara ^9Be , ^8Be , ^{10}B , ^{11}B , ^{12}B i ^{12}C , kako iz jednostrukih, tako i dvostrukih koincidentnih detekcija. Mjerenja energije se uvelike slažu s rezultatima dobivenima u prethodnim istraživanjima. Glavni fokus rada bio je automatizacija i poboljšanje prethodno korištenih metoda te su u tom duhu sve skripte korištene za obradu podataka javno dostupne na Github stranici autora, a ovaj napredak u metodologiji će se koristiti kao temelj daljnjeg unaprijeđenja metoda obrade podataka u ovom području fizike, te će biti instrumentalan za daljnje analize na ovom skupu podataka u potrazi za dokazima klusterske strukture težih jezgri poput ^{14}C .

Literatura

- [1] W. von Oertzen, M. Freer, Y. Kanada-En'yo: *Nuclear clusters and nuclear molecules*, Physics Reports 432 (2006) 43 – 113
- [2] M. Milin, M. Zadro, S. Cherubini, T. Davinson, A. Di Pietro, P. Figuera, D. Miljanić, A. Musumarra, A. Ninane, A.N. Ostrowski, M.G. Pellegriti, A.C. Shotter, N. Soić, C. Spitaleri: *Sequential decay reactions induced by a 18 MeV 6He beam on 6Li and 7Li*, Nucl. Phys. A 753 (2005) 263
- [3] M. Freer, E. Casarejos, L. Achouri, C. Angulo, N. I. Ashwood, N. Curtis, P. Demaret, C. Harlin, B. Laurent, M. Milin, N. A. Orr, D. Price, R. Raabe, N. Soić, V. A. Ziman: *$\alpha:2n:\alpha$ Molecular Band in 10Be*, Phys. Rev. Lett. 96, 042501 (2006)
- [4] T. Baba, Y. Chiba, M. Kimura: *3α clustering in excited states of 16C*, Phys. Rev. C 90, 064319 (2014)
- [5] N. Keeley, K. W. Kemper, K. Rusek: *5He+ α cluster model of 9Be breakup*, Phys. Rev. C 64, 031602(R) (2001)
- [6] M. Freer, H. Horiuchi, Y. Kanada-En'yo, D. Lee, Ulf-G. Meißner: *Microscopic clustering in light nuclei*, Rev. Mod. Phys. 90, (2018) 035004
- [7] J. P. Ebran, E. Khan, T. Nikšić, D. Vretenar: *How atomic nuclei cluster*, Nature volume 487 (2012) 341-344
- [8] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, J. P. Biersack: *SRIM - The stopping and range of ions in matter*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 268, Issues 11-12 (2010) 1818-1823
- [9] D. R. Tilley, J. H. Kelley, J. L. Godwin, D. J. Millener, J. E. Purcell, C. G. Sheu, H. R. Weller: *Energy levels of light nuclei A=8,9,10*, Nucl. Phys. A 745, Issues 3-4 (2004) 155-362
- [10] F. Ajzenberg-Selove: *Energy Levels of Light Nuclei A = 5-10*, Nucl. Phys. A 490 (1988) 1
- [11] F. Ajzenberg-Selove: *Energy Levels of Light Nuclei A = 5-10*, Nucl. Phys. A 413 (1984) 1
- [12] J. H. Kelley, E. Kwan, J. E. Purcell, C. G. Sheu, H. R. Weller: *Energy levels of light nuclei A=11*, Nucl. Phys. A 880 (2012) 88-195
- [13] F. Ajzenberg-Selove: *Energy Levels of Light Nuclei A = 11-12*, Nucl. Phys. A 506 (1990) 1
- [14] F. Ajzenberg-Selove, C. L. Busch: *Energy Levels of Light Nuclei A = 11-12*, Nucl. Phys. A 336 (1980) 1
- [15] J. H. Kelley, J. E. Purcell, C. G. Sheu: *Energy levels of light nuclei A=12*, Nucl. Phys. A 880 (2017) 71-253