

Nuklearne reakcije izazvane 7Li na lakim jezgrama

Popočovski, Romana

Master's thesis / Diplomski rad

2017

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:395184>

Rights / Prava: [In copyright](#)/[Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-07-17**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Romana Popočovski

NUKLEARNE REAKCIJE IZAZVANE ${}^7\text{Li}$ NA
LAKIM JEZGRAMA

Diplomski rad

Zagreb, 2017.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Romana Popočovski

Diplomski rad

**Nuklearne reakcije izazvane ${}^7\text{Li}$ na
lakim jezgrama**

Voditelj diplomskog rada: dr.sc. Neven Soić

Suvoditelj: prof.dr.sc. Matko Milin

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2017.

Iskreno se zahvaljujem svom mentoru dr.sc. Nevenu Soiću na pomoći i savjetima tijekom izrade ovog diplomskog rada te na ukazanom povjerenju i uvijek spremnim odgovorima na brojna, ne baš fizikalna, prpitkivanja.

Zahvaljujem se dr.sc. Milivoju Uroiću i prof.dr.sc. Matku Milinu na dobronamjernim savjetima tijekom samog eksperimenta kao i tijekom pisanja diplomskog rada.

Veliko hvala svim zaposlenicima Laboratorija za interakcije ionskih snopova IRB-a, posebice Natku Skukanu na 4 MV-a.

Hvala Petri i Nikoli koji su me spremno, na nekoliko mjeseci, udomili u svome uredu na Ruđeru te Igoru i Patriciji koji, iako znaju bolje, već godinama stoički podnose moja razmišljanja na glas.

I, naravno, hvala starcima*.

* koji su me natjerali da ih spomenem

Sažetak

U ovom radu proučavane su nuklearne reakcije izazvane snopom litijevih iona ${}^7\text{Li}$, energije 16 MeV na metama ${}^{12}\text{C}$, ${}^7\text{LiF}$ i ${}^6\text{LiF}$. Izlazne čestice detektirane su dvostranim silicijskim vrpčastim detektorom (Micron Semiconductor tip W1 debljine $1000\ \mu\text{m}$) čije je središte bilo postavljeno na kutu od $21,8^\circ$ u odnosu na smjer ulaznog snopa. Iz prikupljenih podataka rekonstruirani su energijski spektri pobuđenja jezgara ${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^{9,10}\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$ i ${}^{15}\text{N}$ te su identificirana pobuđena stanja u rasponu energija 0-10 MeV. Detekcijom izlaznih čestica identificirani su procesi raspršenja iona ${}^7\text{Li}$ na jezgrama meta ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$ i ${}^{27}\text{Al}$, elastično raspršenje (${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$) sa detektiranim ionima ${}^7\text{Li}$ i ${}^6\text{Li}$ te procesi prijenosa tritona ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$, ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{15}\text{N}$.

Ključne riječi: nuklearne reakcije, lake jezgre, klusterski modeli, ${}^7\text{Li}$, akcelerator Tandem Van de Graaff

${}^7\text{Li}$ induced nuclear reactions on light nuclei

Abstract

The Diploma thesis examines nuclear reactions studied on multiple targets (${}^{12}\text{C}$, ${}^7\text{LiF}$, ${}^6\text{LiF}$) induced by the ${}^7\text{Li}$ beam at energy of 16 MeV. The emitted particles were detected with double sided silicon strip detector (Micron Semiconductor type W1, 1000 μm of thickness) whose center was positioned at an angle of $21, 8^\circ$ to incident beam. Collected data was used for excitation energy spectra reconstruction of ${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^{9,10}\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$ and ${}^{15}\text{N}$ nuclei. Based on the data, excitation states were identified in energy range of 0-10 MeV. Detected nuclear reactions include elastic and inelastic scattering of ${}^7\text{Li}$ on ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$ i ${}^{27}\text{Al}$, detection of scattered ${}^6\text{Li}$ from ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^7\text{Li}$ reaction and triton cluster transfer reactions ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$, ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{15}\text{N}$.

Keywords: nuclear reactions, light nuclei, cluster model, ${}^7\text{Li}$, tandem Van de Graaff accelerator

Sadržaj

1	Teorijski uvod	1
1.1	Struktura jezgre	1
1.1.1	Model kapljice	1
1.1.2	Model ljusaka	2
1.1.3	Klusterski model	4
1.1.4	Nuklearne molekule	6
1.1.5	Bose-Einsteinovi kondenzati	6
1.2	Kinematika dvočestičnih nuklearnih reakcija	7
1.2.1	Energija pobuđenja nedetektirane čestice	10
1.2.2	Reakcije prijenosa	11
2	Eksperimentalna metoda i postav	12
2.1	Akcelerator Tandem Van de Graaff	13
2.1.1	Izvor negativnih iona	13
2.1.2	Akcelerator	14
2.1.3	Linija za nuklearnu fiziku	16
2.2	Detektorski sustav i elektronički sklop	18
2.2.1	Poluvodički detektori	18
2.2.2	DSSSD detektor	19
2.2.3	Elektronički lanac	20
2.3	Kalibracija detektora	23
2.3.1	Određivanje dobrih događaja tj. uparivanje signala	24
3	Rezultati i analiza mjerenja	25
3.1	Meta ^{12}C	26
3.1.1	(Ne)elastična raspršenja	26
3.1.2	Reakcija $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, \alpha)^{15}\text{N}$	28
3.2	Meta ^7LiF	31
3.2.1	(Ne)elastična raspršenja	31
3.2.2	Reakcija $^7\text{Li}(^7\text{Li}, \alpha)^{10}\text{Be}$	33
3.3	Meta ^6LiF	37
3.3.1	(Ne)elastična raspršenja	37
3.3.2	Reakcija $^6\text{Li}(^7\text{Li}, \alpha)^9\text{Be}$	38
3.3.3	Reakcija $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, \alpha)^{15}\text{N}$	40
4	Zaključak	43
	Literatura	44

1 Teorijski uvod

Promatranjem raspršenja α čestica na tankoj foliji zlata početkom 20. stoljeća, Rutherford je na temelju velikog odstupanja putanja izlaznih nabijenih čestica od očekivanih pretpostavio da je sva masa i pozitivan naboj atoma koncentriran u veoma malom području samog atoma [1]. Prve indikacije postojanja središta atoma, tj. danas općeprihvaćenog koncepta jezgre, otvorile su široko područje daljnjeg istraživanja te je uslijedilo mnoštvo eksperimenata i otkrića kao i teorijskih modela kojima su se opisivali novoopaženi fenomeni. Neke od prvih prekretnica u proučavanju jezgre atoma poput dokaza postojanja jezgre (Rutherford 1911.), otkrića protona i neutrona (Rutherford 1919. i Chadwick 1932.) te Heisenbergova teorija nuklearnih sila i postojanje izospina (1932.) utemeljile su sasvim novu granu fizike koju danas nazivamo nuklearnom fizikom.

1.1 Struktura jezgre

Egzaktan teorijski opis kojim bi se mogle objasniti, ali i predvidjeti karakteristike raznovrsnih jezgri, još uvijek nije moguć. Razlog tome je da je račun svojstvenih stanja i energija prezahtijevan za sustave sa više od 3 nukleona, a broj nukleona u jezgrama poznatih atoma je ujedno i premalen za isključivu upotrebu metoda statističke fizike. Opis jezgre s brojem nukleona $A < 3$ moguć je mikroskopskim modelima koji vode na neku aproksimaciju problema dok sa druge strane, za jezgre $A < 20$, postoje egzaktni modeli koji reproduciraju poznate eksperimentalne rezultate. Neki od modela su klasični model ljuske, dvocentralni model ljuske, no-core model, model molekularskih orbitala (MOM), model antisimetrizirane molekulske dinamike (AMD), model rezonantnih grupa (RGM) i dr (detaljniji opis na kraju poglavlja).

1.1.1 Model kapljice

Povijesno prvi model kojim su se opisala svojstva jezgre bio je tzv. model kapljice. Eksperimenti raspršenja pokazali su približno uniformnu gustoću atomske jezgre te da radijus iste raste sa $A^{1/3}$, pri čemu je A , maseni broj atoma. Iz prethodnog zaključka slijedi da volumen jezgre raste linearno sa masenim brojem što je, uz spoznaju o zasićenju nuklearne sile tj. činjenicu da svaki nukleon međudjeluje samo sa svojim najbližim susjedima, bila motivacija za razmatranje nuklearne građe kao ne-

stlačive tekućine [2].

Energija vezanja jezgre definirana je kao razlika sume energija pojedinih nukleona (protona i neutrona) te iznosa energije osnovnog stanja cjelokupne jezgre

$$B(A, Z) = (ZM_p + NM_n)c^2 - E_{tot}(A, Z) \quad (1.1)$$

pri čemu B označava energiju vezanja, Z i M_p broj i masu protona, a N i M_n broj i masu neutrona.

Za stabilne jezgre, energija vezanja opisana je Bethe-Weizsäcker semi-empirijskom formulom

$$B = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \pm \Delta. \quad (1.2)$$

Prvi član izraza ($\propto A$) već je spomenuta volumna ovisnost energije vezanja, a član $\propto A^{2/3}$ posljedica je slabijeg vezanja površinskih nukleona. Kulonsko odbijanje protona opisano je članom $\propto Z(Z-1)$ dok je član $\propto (N-Z)^2$ posljedica simetrije nabojne neovisnosti nuklearne sile, a Δ energija sparivanja protona i neutrona. Konstante a_v , a_s , a_c i a_a empirijski su određeni koeficijenti te se mogu razlikovati ovisno o izvoru tj. metodi prilagodbe eksperimentalnih podataka.

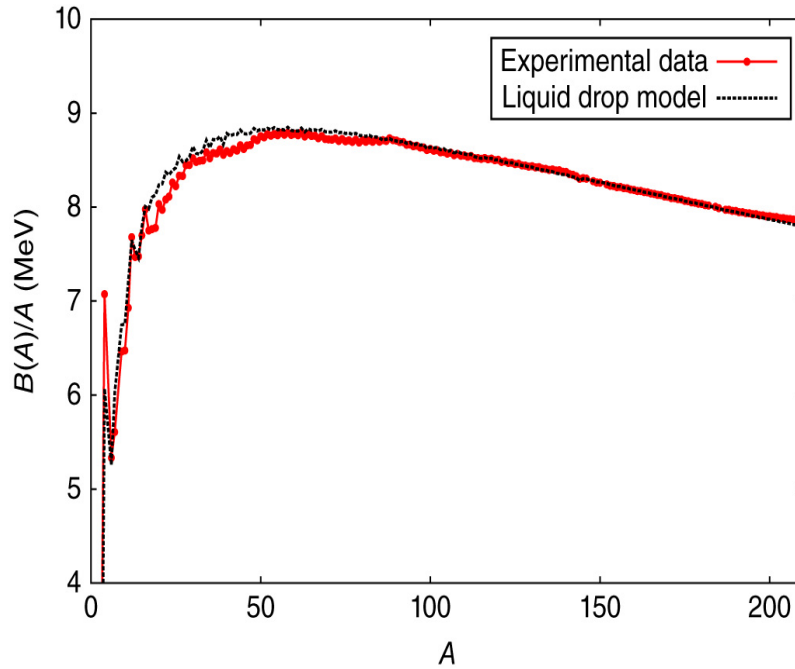
Model kapljice u obzir uzima samo makroskopske karakteristike jezgre, zanemarujući pritom one mikroskopske. Iz tog razloga, njime nije moguće opisati stabilnost jezgre, spin, magnetski moment i γ raspad.

1.1.2 Model ljusaka

Ideja za odgovarajući opis kvantnih karakteristika jezgre slijedi iz uočenih tzv. magičnih brojeva, odnosno broja protona i neutrona za koje je jezgra stabilnija tj. jače vezana [3] (Slika 1.1). Promatrajući nukleone kao sustav gotovo nezavisnih čestica koje se gibaju u srednjem potencijalu stvorenom djelovanjem svih nukleona te uzimajući u obzir diskontinuitete u eksperimentalno dobivenim energijama vezanja, modeliran je centralni potencijal oblika

$$V_{W-s}(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (1.3)$$

tzv. Woods-Saxonov potencijal gdje je R radijus jezgre, a a mjera difuznosti površine. U navedenom potencijalu pretpostavljena je homogena gustoća naboja u unutrašnjosti



Slika 1.1: Ovisnost energija vezanja po nukleonu o ukupnom broju nukleona predviđenih modelom kapljice te eksperimentalno dobivene vrijednosti istih. Preuzeto sa [2].

jezgre, a samim oblikom je između pravokutne potencijalne jame i potencijala harmoničkog oscilatora. W-S potencijalu potrebno je dodati član koji opisuje vezanje spina i orbite [4] koje lomi $2(2l + 1)$ -struku degeneraciju energijskih nivoa

$$V(r) = V_{W-S}(r) + V_{so}(r)\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (1.4)$$

gdje su \vec{l} i \vec{s} orbitalni i intrinzični momenti impulsa nukleona u razmatranju. Iako model ljusaka dobro opisuje jednočestično ponašanje nukleona, ne može opisati osnovna stanja nekih atoma (npr. ${}^7,6\text{Li}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{47}\text{Ti}$, ${}^{77}\text{Se}$) [5], neka niskopobuđena stanja, pojačane elektromagnetske prijelaze između nekih stanja, kvadrupolne momente [6], polumjere jezgra te širine za α raspade nekih stanja.

Model ljusaka pretpostavlja sferni oblik jezgre što je dostatna aproksimacija za samo mali broj jezgri, a osobito dobro opisuje dvostruko magične jezgre. Stvarni oblik jezgre nerijetko odstupa od sfernog oblika što je opisano Nilssonovim modelom (deformirani model ljusaka) [7] u kojem je razmotrena ovisnost stupnja degeneracije o deformiranosti sustava. Točnije, smanjenje stupnja degeneracije sustava smanjuje broj koreliranih čestica u njemu, a samim time smanjuje i stabilnost sustava što pak povećava deformaciju. Povećanje stabilnosti uočeno je pri deformacijama sa omjerima osi $n : 1, n \in \mathbb{N}$ gdje je moguća dekompozicija jezgre u n grupa (npr.

${}^8\text{Be}({}^4\text{He} + {}^4\text{He}), {}^{20}\text{Ne}({}^4\text{He} + {}^{16}\text{O}), {}^{12}\text{C}({}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He}), {}^{20}\text{Ne}({}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^{12}\text{C})$.

Uz deformirani model ljusaka valja spomenuti i dvocentralni model ljusaka koji je primjenjiv na jezgre u kojima su izražene dvije grupacije nukleona (centri) oko kojih se giba ostatak protona ili neutrona kao na primjer kod izotopa berilija ($\alpha + xn + \alpha$) i izotopa neona (${}^{16}\text{O} + xn + \alpha$).

1.1.3 Klusterski model

U skladu sa Paulijevim principom isključenja fermiona, nukleoni iste vrste grupiraju se u parove čiji članovi imaju spinove suprotnih orijentacija. Konfiguracija jednog para protona i neutrona ($2p+2n$), poznatija pod nazivom α čestica koja ujedno čini jezgru ${}^4\text{He}$, ima jednu od najvećih energija vezanja po nukleonu među lakim jezgrama [8]. Visoka energija prvog pobuđenog stanja α čestice (~ 20 MeV), uz visoku energiju vezanja, omogućuje gotovo nesmetano gibanje takve strukture unutar teže jezgre.

Mjerenja energije vezanja u lakim jezgrama pokazala su izraženu stabilnost jezgri parnih te jednakih brojeva protona i nukleona tj. α konjugiranih ($A = C\alpha$) struktura poput ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ itd. Klusterska struktura α konjugiranih jezgri pojavljuje se samo kada je to energijski moguće tj. u onim pobuđenim stanjima koja su blizu energije raspada [9]. Najzorniji prikaz klusterskog fenomena je Ikeda dijagram [7] gdje je ilustrirana postepena pojava klastera kako se energija pobuđenja približava pragu pojedinog raspada (Slika 1.2).

Proučavanjem lakih jezgri bogatih neutronima, točnije jezgri izvan područja stabilnosti koje su slabo vezane, uočena je izražena klasterizacija koja može rezultirati nuklearnom strukturom sa dva ili više centra. Upravo se zbog klusterskih struktura javljaju velike varijacije u karakteristikama izotopa pri čemu se uz osnovno grupiranje nukleona u α čestice javljaju molekulske strukture (neutron viška ima ulogu analognu valentnom elektronu u modelu atoma, npr. u jezgrama ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{13}\text{C}$), neutronske halo (neutroni nisu ni slobodni ni čvrsto zarobljeni u blizini nekog od centra, ${}^6\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$) te neutronska koža (pojava tankog vanjskog sloja neutrona u jezgrama daleko od doline β stabilnosti kao npr. ${}^8\text{He}$, ${}^{24}\text{O}$) [7].

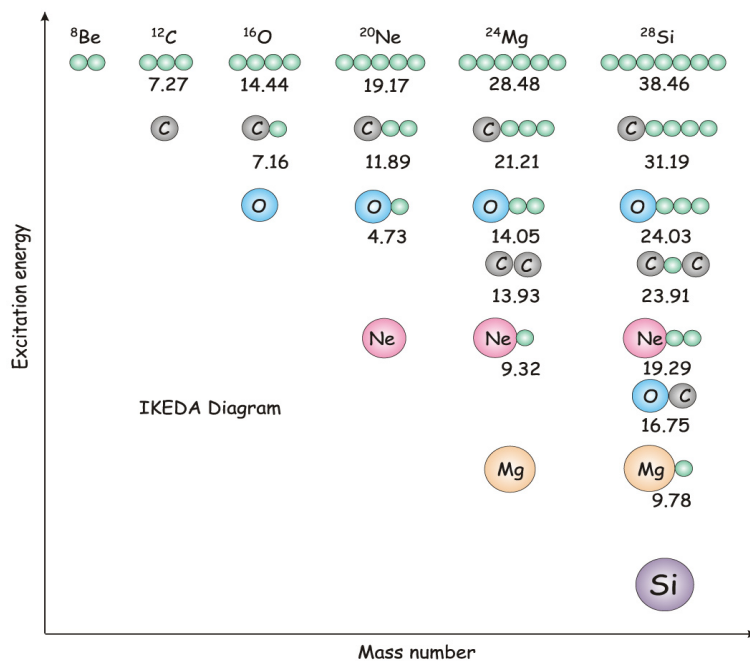
Klusterska ili molekulska građa eksperimentalno se uočava kao jako pobuđivanje pojedinih stanja pogodnom reakcijom prijenosa klastera (npr. d , t ili α). S obzirom da dotične strukture nisu sfernosimetrične, moguća su i rotacijska pobuđenja istih

što rezultira rotacijskim vrpcama u energijskim spektrima pobuđenih stanja.

Formiranje klastera u mikroskopskom opisu implicira preklapanje valnih funkcija nukleona, a to je moguće napraviti na različite načine. Prvi klusterski model potječe iz metode rezonantnih grupa (engl. *resonating-group model*, RGM) koji uključuje pretpostavku *a priori* formiranja klastera u jezgrama. Nukleoni u tom modelu su separirani u dobro definirane klustere unutar jezgre među kojima je dozvoljeno tzv. rezonantno osciliranje nukleona tj. prijelaz pojedinačnog nukleona iz jednog klastera u drugi.

Metodom generirajućih koordinata (engl. *generator coordinate method*, GCM) opisuju se kolektivna gibanja u jezgri pri čemu su klasteri fiksirani u pojedinim točkama prostora što omogućava mikroskopski izračun za sustave većih masa i one s mnogo klastera.

Specijalni slučaj GCM-a u kojem su svi klasteri α čestice naziva se i Bloch-Brinkov alfa klusterski model koji je ujedno poslužio za prvi modelski opis Hoyleovog stanja u jezgri ^{12}C .



Slika 1.2: Prikaz klasterizacije jezgri u ovisnosti o energiji pobuđenja. Ikeda dijagram, preuzeto sa [7].

1.1.4 Nuklearne molekule

Kod jezgri bogatih neutronima kao i kod egzotičnih slabo vezanih jezgri dodatni neutroni stabiliziraju klusterske strukture te se takvi sustavi mogu opisati konceptima iz molekularne fizike. Klasteri takvih 'nuklearnih molekula' imaju ulogu centara oko kojih se smještaju ostali 'valentni' nukleoni. Opis konfiguracije nuklearnih molekula moguć je korištenjem modela molekulskih orbitala (engl. *molecular orbital model*, MOM) u kojem je svaki valentni nukleon opisan valnom funkcijom ovisnoj o samo njegovim koordinatama. Ovaj model rezultira hibridizacijom orbitala u srednjem polju pretpostavljenih klastera što omogućava postojanje višecentričnih struktura.

Generalizacijom spomenutog Bloch-Brinkovog alfa klusterskog modela na jezgre sa nejednakim brojem protona i neutrona razvijen je model antisimetrizirane molekularne dinamike (engl. *antisymmetrized molecular dynamics*, AMD). AMD model temelji se na valnim funkcijama pojedinačnih nukleona pri čemu srednje polje modela u obzir uzima svaki pojedini nukleon čime se *a priori* ne pretpostavlja ni klusterska ni ljuskasta struktura već one proizlaze iz nukleon-nukleon interakcije i Paulijevog principa isključenja.

Sličan pristup opisu strukture jezgre koristi model fermionske molekularne dinamike (engl. *fermionic molecular dynamics*, FMD) u kojem je prisutna širina gausijana kao dodatni stupanj slobode čime je omogućen bolji opis ljuskastih stanja.

1.1.5 Bose-Einsteinovi kondenzati

Za opis pojedinih stanja lakih jezgara može se koristiti Bose-Einsteinov kondenzat (engl. *Bose-Einstein condensate*, BEC) koji se upotrebljava u niskotemperaturnoj fizici. Razmatranje stanja jezgre kao stanja male gustoće gdje su nukleoni kondenzirali u skup međusobno koreliranih α čestica može se primijeniti na Hoyleovo stanje ^{12}C i stanja jezgara ^{16}O i ^{20}Ne u blizini praga α raspada.

Za Bose-Einsteinov kondenzat valja spomenuti pojam kritične gustoće nuklearne materije ispod koje dolazi do promjene faze te nukleoni kondenziraju u α čestice ($\approx 1/3$ normalne gustoće nuklearne materije).

Lake jezgre ($A < 20$) predmet su brojnih istraživanja između ostalog zbog različitosti struktura ovisno o energijama pobuđenja. Upravo se laki izotopi litija ($^{6,7}\text{Li}$) često ko-

riste u eksperimentima zbog dobro poznatih $\alpha + \chi$ struktura. Moguće realizacije klastera u jezgri ${}^7\text{Li}$, koji je korišten u eksperimentalnom dijelu u sklopu izrade diplomskog rada, je $\alpha + t$ ($S_{\alpha/t}=2,47$ MeV) struktura te manje istražene ${}^5\text{He} + d$ ($S_{{}^5\text{He}/d}=9,52$ MeV) i ${}^6\text{He} + p$ ($S_{{}^6\text{He}/p}=9,98$ MeV) strukture na višim energijama [10].

1.2 Kinematika dvočestičnih nuklearnih reakcija

Proces interakcije dviju ili više jezgri naziva se nuklearnom reakcijom prilikom koje moraju vrijediti očuvanja fizikalnih veličina poput energije, impulsa, naboja i nukleonskog broja, ukupnog momenta impulsa te pariteta. Pojedina nuklearna reakcija nije jednoznačno predeterminirana svojim početnim, tzv. ulaznim česticama, već postoji više izlaznih kanala, odnosno mogućih produkata reakcije koji se mogu razlikovati po vrsti čestica, energijama i momentima impulsa. Vjerojatnost svakog izlaznog kanala, odnosno njegov udarni presjek, ovisi o Q-vrijednosti pojedine reakcije (razlici ukupnih energija čestica u ulaznom i izlaznom kanalu), o kulonskoj barijeri tj. jakosti odbojne sile između jezgri projektila i mete, energiji jezgara u ulaznom kanalu, kao i o strukturama jezgri u ulaznom i izlaznom kanalu.

Diferencijalni udarni presjek nuklearne reakcije, tj. vjerojatnost raspršenja čestice u prostorni kut $\Delta\Omega$, moguće je iz prikupljenih eksperimentalnih podataka izračunati pomoću izraza

$$N = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{N_t}{A} \cdot I \cdot t \quad (1.5)$$

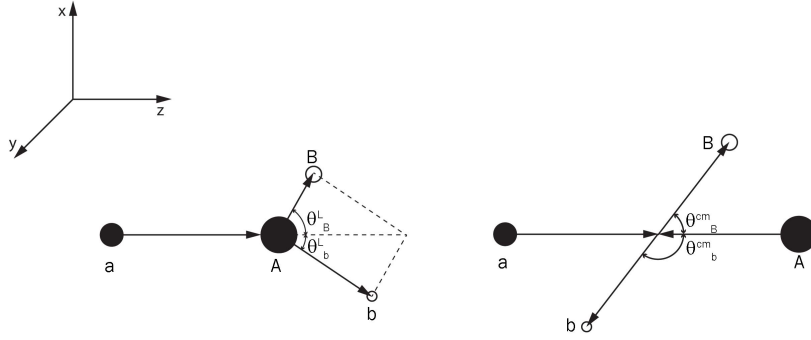
pri čemu N označava broj događaja u detektoru, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ diferencijalni udarni presjek, $\Delta\Omega$ prostorni kut pokriven detektorom, $\frac{N_t}{A}$ broj čestica u meti po jedinici površine, I intenzitet snopa, a t vrijeme trajanja mjerenja.

Dvočestična nuklearna reakcija skraćeno se može zapisati kao

$$A(a, b)B$$

gdje A označava jezgru mete, a projektil te b i B produkte reakcije od kojih se malim slovom b uobičajeno označava detektirana čestica. U većini eksperimenata nuklearne fizike meta je fiksirana držačem mete, stoga zakon očuvanja energije u laboratorijskom sustavu glasi

$$E_a^l + Q = E_b^l + E_B^l \quad (1.6)$$



Slika 1.3: Shema dvočestične reakcije promatrane u laboratorijskom sustavu (lijevo) i sustavu centra mase (desno).

pri čemu Q označava već spomenutu razliku u ukupnim energijama ulaznog i izlaznog kanala

$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2. \quad (1.7)$$

Primjenom zakona očuvanja impulsa, uz postavljanje koordinatnog sustava tako da je smjer jezgri projektila duž z -osi (Slika 1.3), vrijede relacije

$$p_a^l = p_b^l \cos \theta_b^l + p_B^l \cos \theta_B^l, \quad (1.8)$$

$$0 = p_b^l \sin \theta_b^l - p_B^l \sin \theta_B^l. \quad (1.9)$$

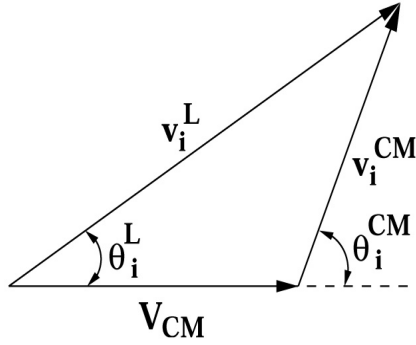
Valja napomenuti da gornji indeks l označava fizikalne veličine promatrane u laboratorijskom sustavu, dok donji indeksi A, a, b, B označavaju česticu na koju se određena veličina odnosi.

Osim iz laboratorijskog sustava, proces se može promatrati i iz sustava centra mase koji je definiran kao

$$\vec{r} = \frac{\sum_i m_i \vec{r}_i}{\sum_i m_i} \quad (1.10)$$

te je pogodan za računanje s obzirom da u njemu centar mase miruje, stoga za impulse ulaznog i izlaznog kanala vrijedi

$$\vec{p}_a^{cm} + \vec{p}_A^{cm} = \vec{p}_b^{cm} + \vec{p}_B^{cm} = 0. \quad (1.11)$$



Slika 1.4: Trokut brzina za i -tu česticu. Preuzeto sa [11].

Relativna brzina dvaju sustava (laboratorijskog l i centra mase cm) pritom iznosi

$$\vec{V}_{cm} = \frac{m_a}{m_a + m_A} \vec{v}_a^l. \quad (1.12)$$

Relacije koje povezuju dva dotična sustava mogu se jednostavno izvesti promatrajući trokut brzina za i -tu česticu (Slika 1.4) iz kojeg je uočljivo da vrijedi

$$v_i^l \cos \theta_i^l = v_i^{cm} \cos \theta_i^{cm} + v_{cm}, \quad (1.13)$$

$$v_i^l \sin \theta_i^l = v_i^{cm} \sin \theta_i^{cm} \quad (1.14)$$

gdje su brzine čestice u pojedinom sustavu rastavljene na komponente koordinatnog sustava u smjeru z osi i xy ravnine.

Primjenom klasičnog izraza za impuls i -te čestice

$$p_i = \sqrt{2m_i E_i} \quad (1.15)$$

te sređivanjem izraza 1.13 i 1.14, uz pokratu

$$a_i = \sqrt{\frac{m_i}{2}} v_{cm} = \frac{\sqrt{m_i m_a E_a^l}}{m_a + m_A}, \quad (1.16)$$

slijede izrazi koji povezuju kut i energiju i -te čestice u sustavu centra mase sa odgovarajućim veličinama u laboratorijskom sustavu

$$E_i^{cm} = E_i^l - 2a_i \sqrt{E_i^l \cos \theta_i^l} + a_i^2, \quad (1.17)$$

$$\cos\theta_i^{cm} = \frac{\sqrt{E_i^l} \cos\theta_i^l - a_i}{\sqrt{E_i^l - 2a_i \sqrt{E_i^l} \cos\theta_i^l + a_i^2}}. \quad (1.18)$$

Njihovi inverzni izrazi su

$$E_i^l = E_i^{cm} + 2a_i \sqrt{E_i^{cm}} \cos\theta_i^{cm} + a_i^2, \quad (1.19)$$

$$\cos\theta_i^l = \frac{\sqrt{E_i^{cm}} \cos\theta_i^{cm} + a_i}{\sqrt{E_i^{cm} + 2a_i \sqrt{E_i^{cm}} \cos\theta_i^{cm} + a_i^2}}. \quad (1.20)$$

Promjenom referentnog sustava, kutevi odklona od pozitivnog dijela z koordinatne osi ostaju nepromjenjeni

$$\phi_i^{cm} = \phi_i^l. \quad (1.21)$$

1.2.1 Energija pobuđenja nedetektirane čestice

Osim u osnovnom energijskom stanju, produkti nuklearnih reakcija mogu se nalaziti u nekom od dozvoljenih pobuđenih stanja. Dozvoljena stanja pojedine nuklearne reakcije određena su već spomenutim zakonima očuvanja koji moraju biti zadovoljeni u procesima koji se odvijaju preko elektromagnetske i jake nuklearne sile. Energija pobuđenja koja je na raspolaganju u pojedinoj reakciji može se zapisati kao

$$E_x = Q_0 + E_a - E_b - E_B \quad (1.22)$$

pri čemu E_x označava energiju pobuđenja, a Q_0 je Q vrijednost reakcije u kojoj su sve čestice u osnovnom stanju.

Ako pretpostavimo da smo detektirali česticu b (najčešće ujedno i lakši produkt reakcije), korištenjem izraza 1.8, 1.9 i 1.15 dolazi se do relacije za izračun energije pobuđenja nedetektirane čestice

$$E_{x,B} = Q_0 + \frac{m_B - m_a}{m_B} E_a - \frac{m_B + m_b}{m_B} E_b + \frac{2}{m_B} \sqrt{m_a m_b E_a E_b} \cos\theta_b. \quad (1.23)$$

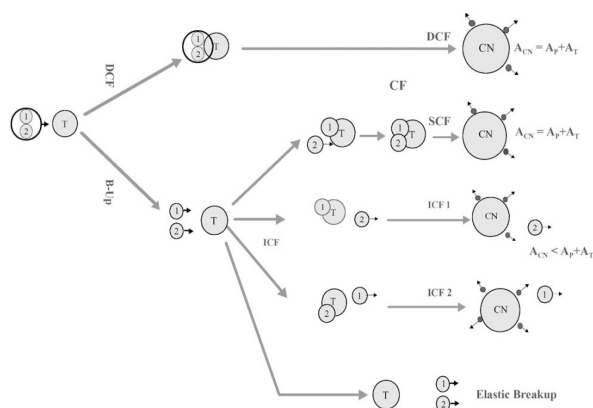
Prethodna relacija koristi se za rekonstrukciju spektra pobuđenja pri analizi podataka eksperimenta tijekom kojeg je prikupljena informacija o energiji detektirane čestice (E_b) na točno određenom kutu (θ_b).

1.2.2 Reakcije prijenosa

Posebna vrsta direktnih nuklearnih reakcija tijekom kojih dolazi do minimalnog preuređenja u strukturama dviju jezgara su reakcije u kojima meta i projektil izmijene jedan ili više nukleona tj. reakcije prijenosa. Ova vrsta reakcija dominira upravo u slučajevima izražene klusterske građe projektila pa se tako u nuklearnim reakcijama izazvanim ${}^7\text{Li}$ lako opažaju prijenosi α i t klastera. Naravno, mogući su i prijenosi d kao i prijenosi protona, no oni zahtijevaju više energije, a samim time su i manje zastupljeni u odnosu na prijenose α i t .

Sam mehanizam reakcija prijenosa može se opisati relativno jednostavnim modelima (koji zahtijevaju uvođenje aproksimacija) ili pomoću jako složenijih mikroskopskih *ab initio* modela. S obzirom da su nuklearne reakcije općenito složene kvantno-mehaničke pojave, one ovise i o mnogim parametrima (vrsta čestica koje sudjeluju u nuklearnoj reakciji, protonski broj čestica, energije i momenti impulsa, tok upadnih čestica itd.). Sukladno navedenome, postoje brojni modeli kojima se opisuju pojedine reakcije.

Većina reakcija prijenosa u kojima sudjeluju slabo vezane jezgre mogu se ugrubo podijeliti u dva stadija, a to su odvajanje klastera od jezgre projektila te fuzija sa jezgrom mete (engl. *breakup fusion* reakcije) [12]. Slika 1.5 prikazuje moguće mehanizme dotičnih reakcija, a koji obuhvaćaju procese direktne potpune fuzije (DCF) u kojoj ne dolazi do odvajanja klastera jezgre projektila u zasebne cjeline, postupne potpune fuzije (SCF), djelomične fuzije (ICF) te elastičnog odvajanja u kojem se klasteri nakon separacije elastično raspršuju na meti.



Slika 1.5: Shematski prikaz mogućih procesa pri sudaru sa slabo vezanim projektilom. Preuzeto sa [12].

2 Eksperimentalna metoda i postav

Cilj ovog rada bila je analiza nuklearnih procesa izazvanih snopom litijevih iona (${}^7\text{Li}$) na metama koje sadrže jezgre različitih građa (${}^6,{}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$, ${}^{27}\text{Al}$). Za proizvodnju snopa litija upotrebljavan je izvor negativnih iona s procesom rasprašivanja te je snop ubrzavan 6MV akceleratorom Tandem Van de Graaff koji je u sklopu Laboratorija za interakciju ionskih snopova Zavoda za eksperimentalnu fiziku Instituta Ruđer Bošković.

Metete korištene u eksperimentu navedene su u Tablici 2.1 te su prilikom mjerenja bile montirane na okvir od mesinga pod kutem od 90° s obzirom na ulazni snop. Metete koje sadrže samo zlato i ugljik upotrebljene su u svrhu kalibracije eksperimentalnog postava, točnije radi energijske kalibracije korištenog detektora.

Mjerenja reakcija izvršena su u komori Laboratorija za nuklearne reakcije pri čemu se za detekciju produkata reakcija koristio veliki poluvodički detektor osjetljiv na položaj upada čestice. Obrada signala sa detektora izvedena je standardnom elektronikom za mjerenja nuklearnih reakcija.

Mjerenjem ukupne energije i poznavanjem položaja detektirane čestice moguća je njena identifikacija kao i identifikacija procesa iz kojega potječe.

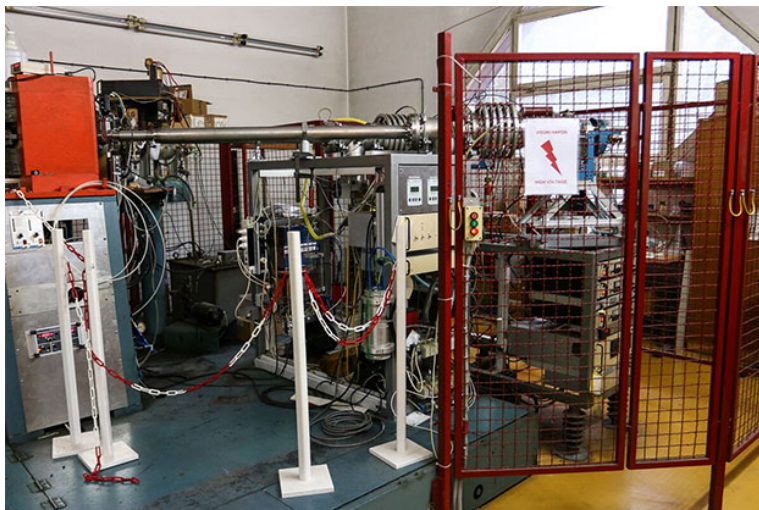
meta	debljina	podloga
${}^{197}\text{Au}$	$96 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	
${}^{12}\text{C}$	$86 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	
${}^7\text{LiF}$	$1071 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	aluminij $46 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
${}^6\text{LiF}$	$122 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	ugljik $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$

Tablica 2.1: Popis meta korištenih u eksperimentu

2.1 Akcelerator Tandem Van de Graaff

2.1.1 Izvor negativnih iona

Izvor negativnih iona na principu rasprašivanja (engl. *sputtering source*) jedan je od izvora koji se koristi u radu akceleratora Van de Graaff (skraćeno VdG) Instituta, a temelji se na procesu rasprašivanja uzrokovanim snopom Cs^+ iona (Slika 2.1).



Slika 2.1: Ionski izvor tandem Van de Graaff akceleratora Zavoda za eksperimentalnu fiziku Instituta

Rasprašivanje je proces erozije, točnije proces uklanjanja atoma ili molekula površinskog sloja materijala koji je izložen udarima brzih čestica. U izvorima iona metala, brzi ioni cezija predaju energiju atomima mete nizom elastičnih sudara koji pak mogu uzrokovati nove sudare između atoma same mete. Proces prijenosa energije kod meta izolatora se, uz sudare s jezgrom, odvija i pobuđenjem elektrona koji pak predajom dijela energije mogu uzrokovati gibanje atoma ili molekula. Ako atomi površinskih slojeva mete spomenutim procesima postignu energiju koja je veća od površinske energije vezanja, isti mogu napustiti površinu materijala. Prosječan broj čestica uklonjenih sa površine mete po upadnoj čestici ovisi o energiji upadne čestice, kutu upada te njenoj masi kao i o masi atoma mete, površinskoj energiji vezanja te kristalnoj orijentaciji. Čestice izbačene sa površine mete procesom rasprašivanja mogu biti neutralne, pozitivne ili negativne, ovisno o meti i o samim uvjetima bombardiranja.

Cezij se u rasprašivačkom procesu koristi zbog svoje izrazite elektropozitivnosti, a postupak postizanja brzih iona, koji se koriste u svrhu postizanja rasprašivanja, sastoji

se od zagrijavanja čistog cezija, ionizacije dobivene cezijeve pare te ubrzavanja snopa Cs^+ iona.

Negativne ione litija je zbog malog elektronskog afiniteta (0,618eV) teže proizvesti nego ione atoma poput C, O, Cl. Kako bi se osigurala što veća struja negativnih iona upotrebljava se meta konusnog oblika čime se povećava efektivna površina u koju udaraju ioni cezija. Stvoreni negativni ioni prolaze kroz otvor na vrhu konusa te se električnim poljem ubrzavaju do elektrode za izvlačenje. S obzirom da se tijekom procesa rasprašenja iz materijala mete mogu osloboditi i elektroni, unutar elektrode za izvlačenje smješten je magnet koji uklanja elektrone iz izlaznog snopa čime se poboljšavaju optička svojstva snopa. Snop potom prolazi kroz Einzelovu leću za fokusiranje te se magnetom, tzv. masenim analizatorom koji na temelju mase izabire ione koji će se ubrzavati u akceleratoru, zakreće i drugom Einzelovom lećom fokusira u niskoenergijski dio VdG akceleratora.

2.1.2 Akcelerator

Snop negativnih iona litija iz izvora ubrzavan je u tandem Van de Graaff akceleratoru (High Voltage Engeneering Co.) koji pripada skupini linearnih elektrostatskih akceleratora (Slika 2.2). Postizanje visokog napona akceleratora ostvaruje se mehaničkim prijenosom naboja s potencijala zemlje na visokonaponsku elektrodu (tzv. terminal) pomoću remena. Maksimalan napon koji je moguće postići ograničen je probojem te je akceleratorski spremnik (tank) ispunjen osušenim izolacijskim plinovima pod tlakom kako bi se proboj dogodio na što višem naponu. Negativni ioni ${}^7\text{Li}$ ubrzavaju se razlikom potencijala između uzemljenog ulaza i visokog pozitivnog napona na terminalu. Unutar samog terminala nalazi se kanal s plinom (tzv. ogoljivač, engl. *stripper*) u kojem ubrzani negativni ioni sudarima s atomima plina gube elektrone te se novonastali pozitivni ioni ponovno ubrzavaju istom razlikom napona, ovog puta između terminala i uzemljenog izlaza iz tanka. Na taj način se visoki napon terminala iskorištava u dva navrata.

Maksimalna energija iona nakon izlaska iz akceleratora može se izraziti pomoću relacije

$$E_{max} = (Z + 1)eU \quad (2.1)$$



Slika 2.2: Tandem Van de Graaff akcelerator

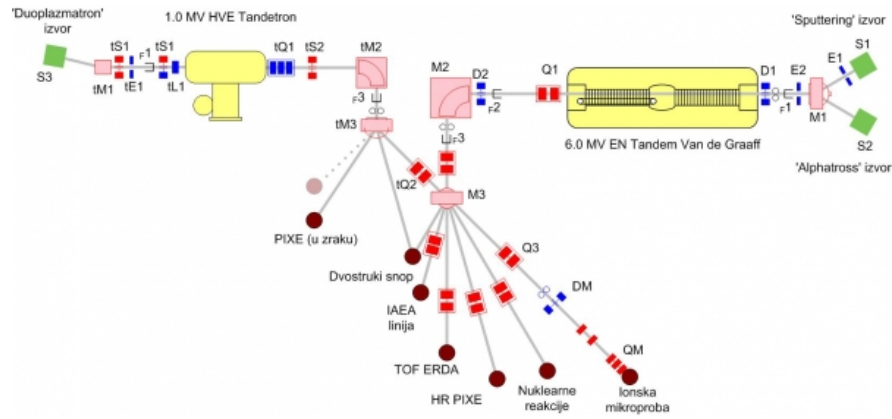
gdje je Z atomski broj elementa, e iznos elementarnog naboja, a U napon na terminalu. Udio iona pojedinog naboja određen je brzinom iona i tlakom plina unutar ogoljivača pa njihova energija iznosi

$$E_{ion} = (k + 1)eU \quad (2.2)$$

pri čemu je sa k označena mnogostrukost pozitivnog naboja.

Dobiven snop pozitivnih iona nakon visokoenergetskog dijela akceleratora prolazi kroz sustav za vođenje i fokusiranje koji se sastoji od magnetskog kvadrupolnog dubleta i dva elektrostatska deflektora koji uklanjaju značajan rasap u energiji i smjeru iona u snopu. Fokusirani snop prolazi kroz analizatorski magnet koji ga zakreće ovisno o energiji, masi i naboju iona u snopu. Odabirom odgovarajuće jakosti magnetskog polja osigurava se točno određena energija snopa pogodna za pojedini eksperiment. Tako dobiveni snop ${}^7\text{Li}$ dobro definirane energije, prolaskom Einzelnim lećama i kvadupolnim magnetima, ponovno se fokusira te preklopnim magnetom (engl. *switching magnet*) dovodi na željenu eksperimentalnu liniju (Slika 2.3, 2.4).

Energija snopa iona ${}^7\text{Li}$ prilikom mjerenja iznosila je 16 MeV, a sam snop dobiven je ogoljivanjem negativnih iona ${}^7\text{Li}^-$ iz izvora te ubrzavanjem dobivenih ${}^7\text{Li}^{3+}$ iona. Korišteni napon na terminalu iznosio je 4 MV.



Slika 2.3: Shematski prikaz Van de Graaf akceleratora i eksperimentalnih linija na IRB-u. Preuzeto sa [13].



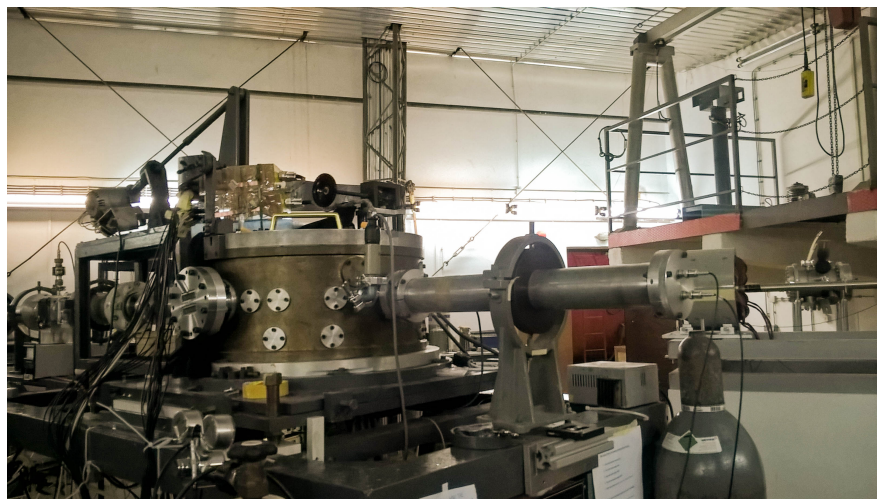
Slika 2.4: Hala sa eksperimentalnim linijama

2.1.3 Linija za nuklearnu fiziku

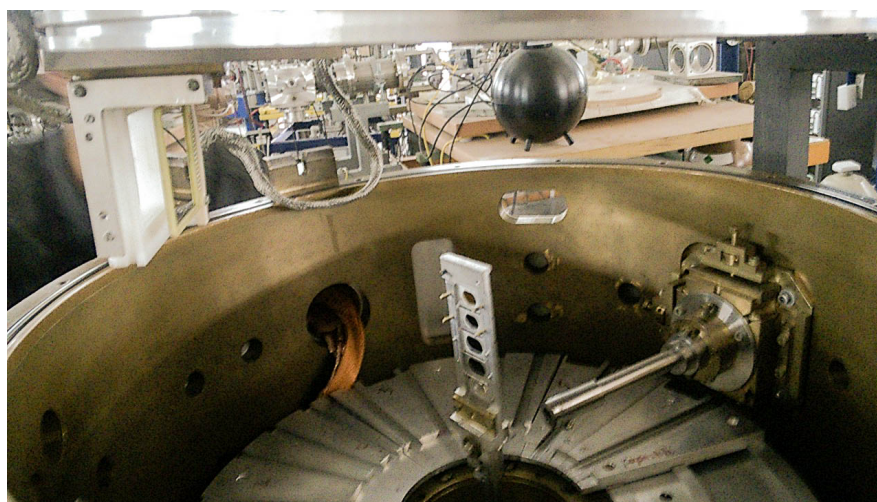
Linija za nuklearnu fiziku vodi do komore za raspršenja na ulazu koje se nalazi kolimator. Veličinom i rasporedom nekoliko otvora u kolimatoru određuje se geometrija snopa. Za ovo mjerenje su korištena tri otvora veličine 3, 2 i 3 mm, navedenim redosljedom. Pri ulasku u komoru snop ima energiju dobro definiranu analizatorskim magnetom i širinu definiranu dvama prorezima (engl. *slit*) te otvorom spomenutog kolimatora. Nasuprot ulaznog kolimatora nalazi se Faradayeva čaša koja služi za procjenu naboja i nadzor intenziteta snopa nakon prolaska kroz metu (Slika 2.5).

Držać meta nalazi se u središtu komore, a moguće ga je rotirati u horizontalnoj ravnini i pomicati po okomici. Dvije rotirajuće ploče, jedna na dnu i jedna na poklopcu komore, omogućuju postavljanje nosača detektora na željeni kut u odnosu na ulazni snop. Kontakt detektora unutar i pretpojačala izvan komore osigurava se pri-

ključcima kroz njezine stijenke (engl. *feed through connectors*). Konstrukcija komore omogućava promjenu kuteva detektora i mete kao i promjenu meta bez otvaranja same komore (Slika 2.6). Visoki vakuum ($\leq 0,1\text{mPa}$) postiže se sustavom rotacijske i turbomolekularne pumpe velikog kapaciteta.



Slika 2.5: Komora linije za nuklearnu fiziku



Slika 2.6: Unutrašnjost komore

2.2 Detektorski sustav i elektronički sklop

2.2.1 Poluvodički detektori

Rad poluvodičkog detektora temelji se na procesu stvaranja parova elektron-šupljina pri prolasku nabijene čestice ili fotona kroz materijal detektora, a stvoreni parovi prikupljaju se elektrodama na krajevima električnog polja u području osiromašenja. U čistim poluvodičkim kristalima broj termički pobuđenih elektrona i nastalih šupljina je isti, a uvođenjem malog broja nečistoća taj omjer se može promijeniti pri čemu se razlikuju n i p vrste poluvodiča, ovisno o vrsti većinskih nosioca naboja. Poluvodički detektori koriste materijale u kojima su spojeni n i p poluvodiči čime se stvara posebno područje oko samog spoja, tzv. područje osiromašenja. Naime, na području spoja dvaju poluvodiča različitih vrsta dolazi do početne difuzije šupljina u n tip poluvodiča koji na taj način postaje pozitivan i difuzija elektrona u p tip poluvodiča koji postaje negativan. Spomenutom migracijom naboja stvara se električno polje koje nakon nekog vremena zaustavlja difuziju i rezultira područjem nepokretnog naboja tj. područje osiromašenja.

Debljina tako stvorenog nabojno osiromašenog područja reda je veličine $10 \mu\text{m}$, a s obzirom da se naboj nakon stvaranja parova elektron-šupljina sakuplja samo u dotičnom području prilikom prolaska nabijene čestice, na poluvodič se postavlja reverzan napon (engl. *bias*). Postavljanjem negativnog polariteta na p poluvodič, a pozitivnog na n , efektivno se proširuje područje osiromašenja detektora. Iznos napona potrebnog kako bi se osiromašenje uspostavilo cijelim volumenom detektora ovisi o njegovoj debljini, površini, koncentraciji nečistoća, broju defekata u kristalnoj rešetci i dr.

Za uspješno mjerenje ukupne energije nabijene čestice potrebno ju je potpuno zaustaviti u aktivnom području detektora. Nabijena čestica energije E svojim zaustavljanjem, odnosno gubitkom ukupnog iznosa svoje energije, proizvede E/ϵ parova elektron-šupljina pri čemu je ϵ energija potrebna za stvaranje jednog para te ona ovisi o karakteristikama i vrsti poluvodiča (kod silicijskog detektora $\epsilon \approx 3 \text{ eV}$). Proizvedeni elektroni povučeni su reverznim naponom te formiraju negativan električni signal dok šupljine idu u suprotnome smjeru te formiraju pozitivan električni signal. Zbog male energije stvaranja parova elektron-šupljina kod poluvodičkih detektora, prilikom zaustavljanja čestica energija reda veličine 1 MeV , fluktuacija broja parova vrlo

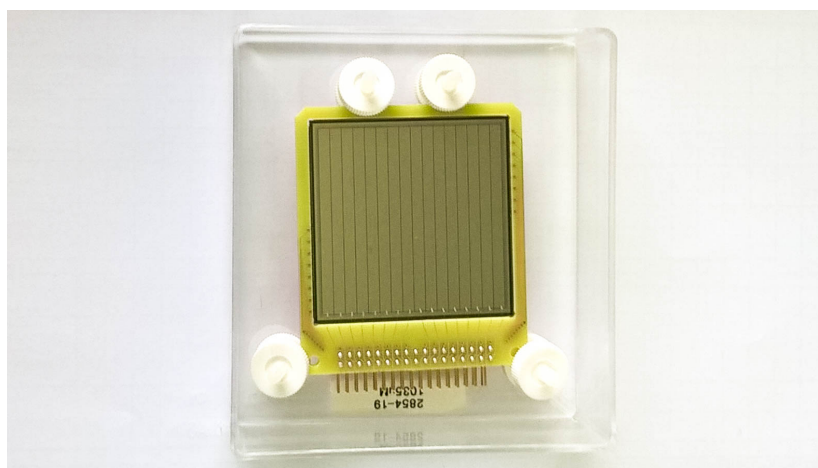
je mala, stoga poluvodički detektori imaju bolju energijsku rezoluciju u usporedbi sa scintilacijskim detektorima.

Najčešće korišteni poluvodički detektori su oni od silicija i germanija. Germanijski detektori su zbog većeg atomskog broja prikladniji za detekciju gama zraka, no mali energijski procijep između valentne i vodljive vrpce zahtijeva dodatno hlađenje detektora stoga se za detekciju nabijenih čestica uglavnom koriste upravo silicijski detektori, koji su ujedno i jeftiniji.

2.2.2 DSSSD detektor

U eksperimentu je korišten Micron Semiconductor Ltd. UK dvostrani silicijski vrpčasti detektor (engl. *Double Sided Silicon Strip Detector*, DSSSD) koji se standardno koristi u nuklearnoj fizici.

DSSSD detektor segmentiran je mrežom elektroda sa prednje i stražnje strane pri čemu je prednja strana podijeljena na 16 horizontalnih, a stražnja na 16 vertikalnih područja, tzv. stripova, što rezultira podjelom aktivne površine detektora na 256 piksela (Slika 2.7). Segmentiranje je izvedeno SiO_2 slojem debljine $1000 \mu\text{m}$ između susjednih stripova, a površina mreže SiO_2 sa objiju strana detektora zauzima svega 2% ukupne površine detektora. Širina stripa na kojem je elektroda Al iznosi 3 mm, a aktivna površina detektora iznosi $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$.

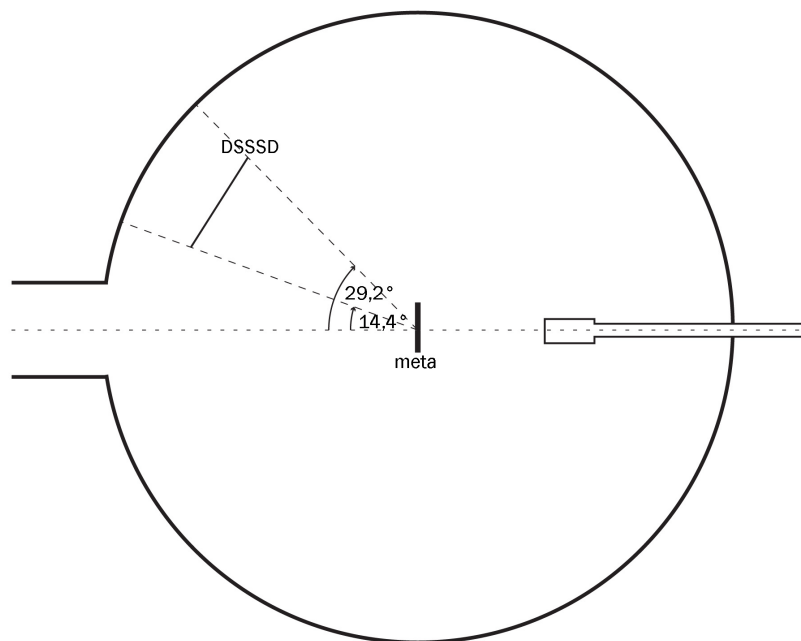


Slika 2.7: Korišten DSSSD detektor

Parovi elektron-šupljina stvoreni u volumenu detektora svojim kretanjem prema krajevima istog induciraju struju u elektrodama na prednjoj i na stražnjoj strani pa se signal svake detektirane čestice zabilježi dva puta. Usporedbom amplituda dvaju

signala (jednog s prednje i jednog sa stražnje strane detektora) moguća je distinkcija dobrih događaja od šuma, a istovremeno se identifikacijom stripova u kojima je zabilježen signal može odrediti točan položaj detektirane čestice. S obzirom na veliku površinu korištenog detektora ($50 \times 50 \text{ mm}^2$), pri čemu svaki piksel zauzima $\approx 9 \text{ mm}^2$, ujedno je moguće razmatranje ovisnosti detektirane energije fragmenata iz pojedinih nuklearnih reakcija o kutu detekcije. Postavljanjem detektora na što većoj udaljenosti od mete (udaljenost je ograničena fizičkim karakteristikama komore, u slučaju rabljene komore to je $\approx 18 \text{ cm}$) njegova aktivna površina pokriva sve manji prostorni kut čime se ostvaruje bolja rezolucija kutne distribucije. Odabirom udaljenosti detektora od mete radi se kompromis između kutne rezolucije i prostornog kuta koji pokriva aktivna površina detektora.

Tijekom eksperimenta središte detektora bilo je postavljeno na $21,8^\circ$ otklona od smjera ulaznog snopa kao što je shematski prikazano na Slici 2.8.



Slika 2.8: Shematski prikaz postava detektora unutar komore

2.2.3 Elektronički lanac

Električni signali iz 32 stripa detektora vođeni su kroz sustav višekanalnih pretpojačala i pojačala do analogno-digitalnih pretvarača (ADC jedinica). Općenito, na pozicijsku i energijsku rezoluciju veliki utjecaj ima količina šuma zabilježenog tijekom mjerenja, no upotrebom DSSSD detektora on je minimaliziran. Naime, s ob-

zirom da svaka detektirana čestica rezultira signalom na prednjoj kao i na stražnjoj strani, postavljanjem diskriminatora na amplitudu zbroja ta dva signala iznad amplitude pojedinačnog, eliminira se značajna količina šuma na nižim energijama. Takvim zahtijevom ostvaruje se analiza signala ADC-jedinica samo ako amplituda prelazi postavljenu granicu pri čemu signali ulaze u višeparametarski sustav za obradu podataka te se pohranjuju na računalo prilagođeno za zapisivanje odgovarajućeg formata podataka i njihovu djelomičnu obradu. Shema elektroničkog lanca korištenog u mješenju prikazana je na Slici 2.9.

- Pretpojačalo (Mesytec MPR-16L)

Prilagođava visoku impedanciju detektora ($\approx M\Omega$) onoj elektronike (50Ω) uz oblikovanje signala i dostatno pojačanje signala kako bi se isti mogao dovesti do pojačala. Pretpojačalo se postavlja što je moguće bliže detektoru zbog potencijalno velikog utjecaja kapacitivnog šuma i parazitskih elektromagnetskih polja žica kojim su povezani. Korištena su dva pretpojačala, svaki sa po 16 kanala. Svakom stripu detektora pridružen je jedan kanal pretpojačala kojima se ujedno dovodi napon na stripove kako bi se postiglo područje osiromašenja kroz cijelu debljinu samog detektora.

- Pojačalo (Mesytec STM-16+)

Pojačava i pritom prilagođava oblik signala čime se povećava omjer signala i šuma. Za optimalne rezultate zahtijeva se linearnost pojačala tj. točno poznata ovisnost amplitude pojačanog o amplitudi izvornog signala. Pojačalo također ima 16 kanala, a vrijeme oblikovanja signala je $1 \mu s$. Korištena pojačala imaju ugrađen diskriminator koji prilikom signala iz detektora daje izlazni logički signal.

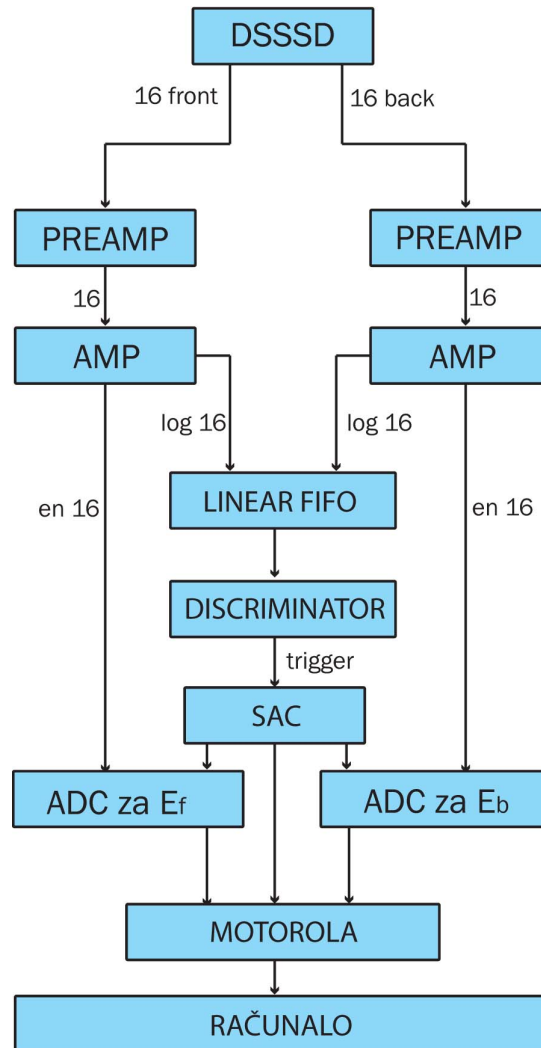
- ADC jedinice (Silena 9418)

Elektronički sklopovi za pretvaranje analognog signala sa pojačala u digitalni signal pogodan za pohranu na računalo. Korištene su 32 kanalne ADC jedinice koje koriste VME standard za komunikaciju.

- SAC model (engl. *Silena Acquisition Control*)

Sinkronizacija rada većeg broja ADC jedinica u koje ulazi ulazni logički signal te ujedno služi kao okidač (engl. *trigger*) koji određuje trenutak konverzije analognog signala u digitalni.

- Linear FIFO (engl. *first in, first out*)
Logički sklop koji na izlazu daje sumu ulaznih signala.
- VME Procesor (Motorola NVME 2434)
Procesor za kontrolu nad ADC jedinicama i komunikaciju s računalom. Korišten software za prikupljanje podataka na računalu SunFireX 4100 je MIDAS (engl. *Multi Instance Data Acquisition System*) razvijen u laboratoriju Daresbury, UK.



Slika 2.9: Blok shema elektroničkog lanca

2.3 Kalibracija detektora

Upotreba DSSSD detektora u eksperimentima iz područja nuklearne fizike pogodna je radi energijske i pozicijske preciznosti pri detekciji produkata nuklearnih reakcija kao i reakcija raspršenja te radi obima prikupljenih podataka, ali upravo velik broj kanala ove vrste detektora otežava njegovu kalibraciju.

Kalibracija detektora napravljena je metodom koja se temelji na činjenici da su za svaku detektiranu česticu zabilježena dva signala. Sam postupak kalibracije sastoji se od dva dijela: relativne kalibracije te prilagodbe kalibracijskih vrhova za jedan odabrani ADC-kanal (svako područje detektora, strip, ima zaseban kanal) [14]. Odabirom jednog kanala detektora kao referentnog, primjerice jednog koji odgovara stripu sa stražnje strane, te promatranjem ovisnosti amplitude signala sa dotičnog kanala o amplitudama za svaki od kanala sa suprotne strane, dobivaju se koeficijenti energijske ovisnosti. Naime, za svaki događaj koji je zabilježen na referentnom kanalu pretpostavlja se da postoji odgovarajući signal na jednom od kanala sa suprotne strane pri čemu oni moraju biti jednakih amplituda kako bi se moglo ustvrditi da odgovaraju istom događaju tj. čestici. Kanali sa iste strane detektora sa koje je referentni (stražnji), uspoređuju se sa kanalima suprotne strane (prednji), za koje su prethodno već određeni koeficijenti relativne kalibracije.

Određivanje pravca koji najbolje prolazi točkama amplitudne ovisnosti dvaju kanala izvedeno je Theil-Sen metodom prilagodbe. Riječ je o robusnoj linearnoj regresiji u kojoj se odabire srednji nagib (medijan) između svih mogućih linija provučenih kroz parove točaka u nekom 2D uzorku točaka. Ovom medijan-prilagodbom dobiveni koeficijenti linearne ovisnosti ne odgovaraju srednjoj vrijednosti skupa točaka već najučestalijoj, čime se minimalizira utjecaj asimetričnog šuma koji potječe od korištenih elektroničkih komponenata (žica, pretpojačala, pojačala i dr.).

Nakon relativne kalibracije svih kanala u odnosu na referentni, dovoljno je prilagoditi kalibracijske vrhove samo za referentni kanal. Pri kalibraciji upotrebljeni su vrhovi elastičnog raspršenja snopa ${}^7\text{Li}$, energije 16 MeV na metama ugljika i zlata te trostruki α izvor koji se standardno koristi za kalibracijska mjerenja u područjima nuklearne i atomske fizike. Trostruki α izvor sadrži izotope plutonija (${}^{239}\text{Pu}$), američija (${}^{241}\text{Am}$) i curija (${}^{244}\text{Cm}$) koji alfa raspadom emitiraju dotične čestice energija $E(\alpha)_{\text{Pu}} = 5,4856 \text{ MeV}$, $E(\alpha)_{\text{Am}} = 5,1566 \text{ MeV}$ i $E(\alpha)_{\text{Cm}} = 5,8048 \text{ MeV}$ [15].

Cijeli postupak automatiziran je upotrebom računalnog koda [16] stoga je samo

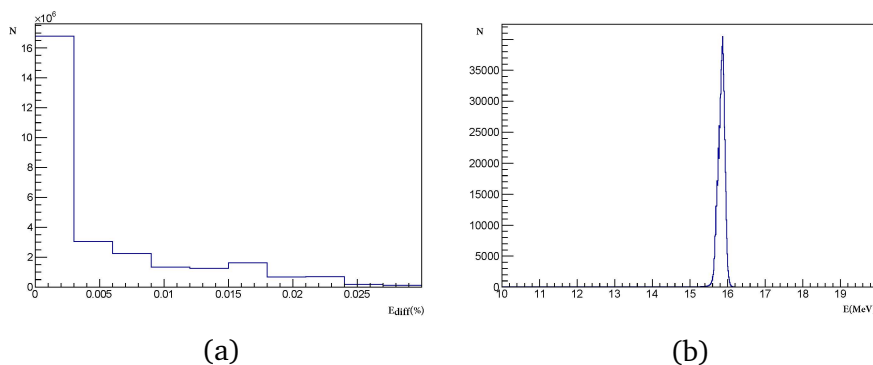
potrebno upisati podatke koji se odnose na specifičan eksperimentalni postav u pitanju (kalibracijske mete, kutevi detektorskih stripova i energija korištenog snopa).

2.3.1 Određivanje dobrih događaja tj. uparivanje signala

Sljedeći korak nakon energijske kalibracije detektora, a prije same kvalitativne analize prikupljenih podataka određivanje je dobrih događaja tj. pripisivanje jedne vrijednosti energije svakoj detektiranoj čestici. Već spomenuta prednost DSSSD detektora je dvostruka detekcija signala za svaku detektiranu česticu. S obzirom da je moguća istovremena detekcija više nabijenih čestica u istom detektoru, kako bi se odredio dobar događaj potrebno je staviti uvjet na amplitudne razlike signala sa prednje i stražnje strane. Naime, definiranjem dobrog događaja kao istovremene detekcije signala jednakih amplituda eliminira se višeznačnost istovremenih događaja kao i doprinosi šuma. Na temelju prikupljenih podataka mjerenjem interakcije snopa ${}^7\text{Li}$, 16 MeV na meti zlata ${}^{197}\text{Au}$, $96 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (Slika 2.10) određen je kriterij na temelju kojeg razlika amplitudnih vrijednosti signala sa prednje i stražnje strane ne smije odstupati za više od 2% od prosjeka istih što se može zapisati izrazom

$$E_{diff} = \frac{2|E_{front} - E_{back}|}{E_{front} + E_{back}} \leq 0.02. \quad (2.3)$$

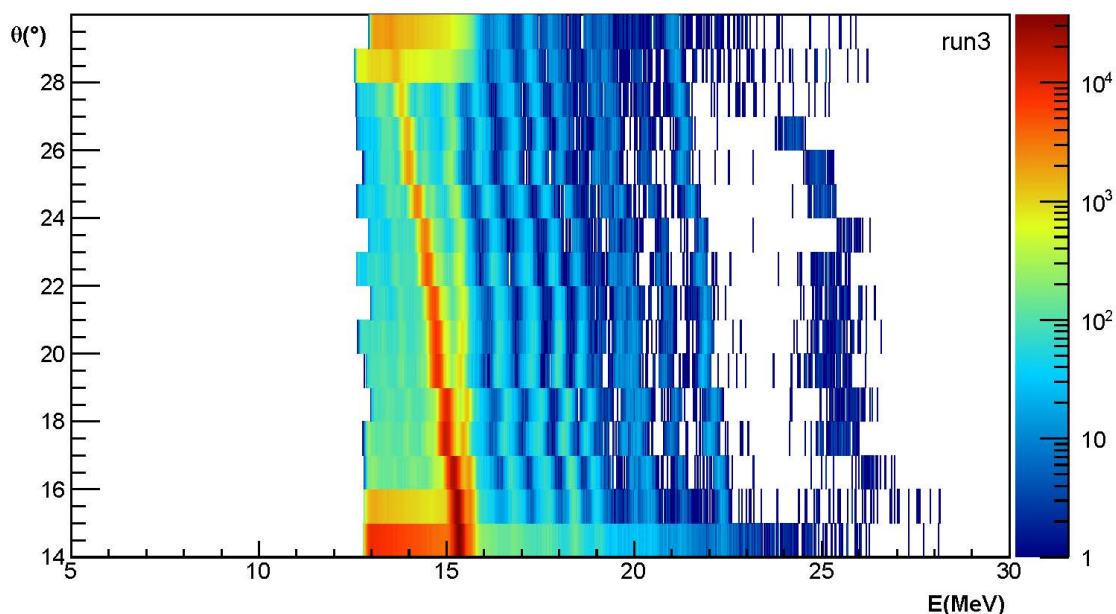
Drugim riječima, tolerancija razlike detektiranih signala sa dviju strana detektora, pri određivanju dobrih događaja, je do na 2%.



Slika 2.10: Histogram ovisnosti broja događaja u ovisnosti o postotku odstupanja amplitudnih vrijednosti signala istovremenih događaja zabilježenih na prednjoj i stražnjoj strani detektora (a) te konačni energijski spektar dobiven interakcijom snopa ${}^7\text{Li}$ na meti ${}^{197}\text{Au}$ (b).

3 Rezultati i analiza mjerenja

Podatci prikupljeni pomoću pozicijski osjetljivog poluvodičkog detektora tijekom interakcije ulaznog ionskog snopa sa pojedinom metom najzornije se mogu prikazati histogramom ovisnosti broja detektiranih događaja na nekoj energiji pri određenom kutu (Slika 3.1).



Slika 3.1: 2D histogram $\theta - E$ detektiranih događaja prilikom interakcije snopa ${}^7\text{Li}$ na meti ${}^{12}\text{C}$ ($86 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Visoki energijski rez ispod energije elastičnog raspršenja na jezgama ${}^{12}\text{C}$ vidljiv na histogramu manualno je napravljen tijekom analize prikupljenih podataka za ovo mjerenje. Time je zanemaren velik broj detektiranih događaja koji su činili kontinuum neelastičnih raspršenja i reakcija, točnije detekcije težih jezgri koje su bile produkti nuklearnih reakcija (${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$ i ${}^{16}\text{O}$).

Svaka uočljiva grupa događaja na ovoj vrsti grafičkog prikaza podataka ukazuje na detekciju čestica koje potječu iz iste reakcije. Kako bi se identificiralo točno podrijetlo pojedine linije te kvalitativno odredila prisutna stanja pobuđenja, upotrebom izraza za pobuđenje nedetektirane čestice (1.23) potrebno je pretpostaviti mase čestica u izlaznom kanalu očekivanih reakcija. Iz tako dobivenog histograma $\theta - E_x$ moguće je eliminirati one događaje koje ne pripadaju pretpostavljenoj reakciji. To je omogućeno kutnom ovisnošću energije o masi čestice te događaji od interesa tvore vertikalne linije dok su za preostale reakcije odgovarajuće linije zakrivljene.

Pri izračunu energija pobuđenja nedetektiranih čestica u obzir su uzeti gubitci energija nabijenih čestica pri prolasku kroz metu. Spomenuti gubitak ovisi o ener-

giji i protonskom broju čestice koja se giba te o vrsti atoma u materijalu i njegovoj gustoći, a opisan je Betheovom formulom [17]. S obzirom da se reakcije izazvane snopom mogu odvijati duž cijele debljine mete, pretpostavljen položaj svih detektiranih procesa je na polovici mete. Ova aproksimacija moguća je zbog velikog broja događaja te se tako statistički usrednjuju doprinosi procesa pri različitim dubinama u meti.

Energijski prag (engl. *threshold*) koji je bio postavljen na elektroničkim komponentama prilikom samog pohranjivanja detektiranih događaja odgovara energiji od 4 MeV. Općenito, ovakvim postavljanjem praga eliminiraju se događaji na niskim energijama na kojima je značajan udio šuma koji potječe od korištenih elektroničkih komponenti stoga detektirani događaji koji i odgovaraju nuklearnim reakcijama na tim energijama, nije moguće identificirati.

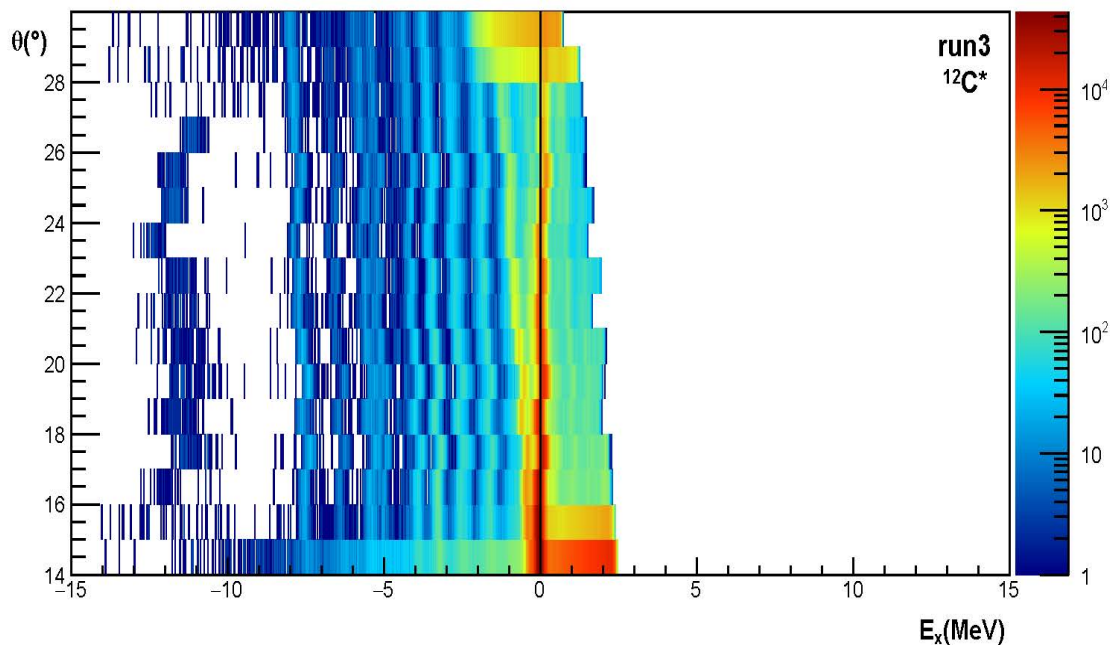
Pri analizi podataka korišten je ROOT programska cjelina [18] razvijena od strane Europske organizacije za nuklearna istraživanja (CERN). ROOT se temelji na C++ programskom jeziku te ga karakterizira objektno orijentirana analiza.

3.1 Meta ^{12}C

3.1.1 (Ne)elastična raspršenja

Slika 3.2 prikazuje kutnu ovisnost energija pobuđenja ^{12}C izračunatih detekcijom ^7Li . Vertikalnom linijom označen je položaj energije koja odgovara elastičnom raspršenju upadnih iona litija na jezgrama ugljika te koja se podudara sa osnovnim stanjem istog ($E(^{12}\text{C})_{g.s.} = 0 \text{ MeV}$, $J^\pi = 0^+$). Broj događaja elastičnog raspršenja uočljivo je za redove veličine veći od ostalih reakcija što je u skladu s očekivanjima za ovu vrstu procesa.

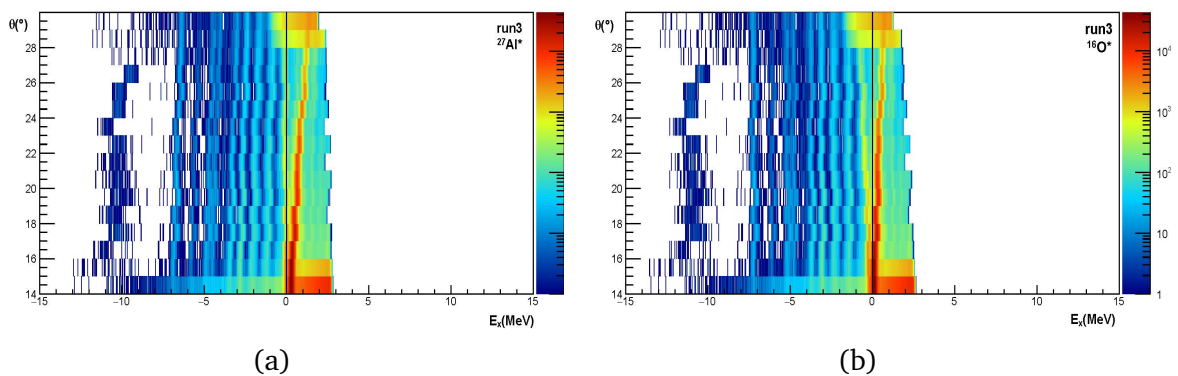
U spektru pobuđenja ^{12}C nije moguće identificirati viša pobuđena stanja. Razlog tome je relativno visoka energija ulaznog snopa što rezultira kontinuumom stanja iz različitih reakcija izazvanih snopom koji zbog velikog broja detektiranih događaja onemogućuje preciznu jednoznačnu analizu podataka dobivenih korištenim detektorom. Potpuna identifikacija detektiranih jezgri bila bi moguća postavljanjem dodatnog tankog detektora ispred korištenog detektora. Takvim tzv. teleskopom detektora se na temelju ovisnosti gubitka energije pojedine čestice u tankom detektoru o ukupnoj energiji detektiranoj u glavnom detektoru može odrediti vrsta detektiranih



Slika 3.2: Kutna raspodjela energija pobuđenja ^{12}C izračunata pomoću detektiranih ^7Li čestica iz raspršenja $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{12}\text{C}$.

čestica.

Na Slici 3.3 nalaze se ovisnosti pobuđenja ^{27}Al i ^{16}O na temelju kojih se druge dvije izraženije linije mogu pripisati elastičnom raspršenju upadnog snopa na dotičnim jezgrama. Iako je meta ^{12}C čista, tj. za njenu izradu nije korištena podloga, detektirana prisutnost izotopa aluminija potječe od aluminijskog držača mete, dok je prisutnost atoma kisika posljedica raspršenja snopa na molekulama vode. Naime, prilikom uspostave vakuuma u komori, na meti je došlo do kondenzacije vlage prisutne u zraku što se očituje spektralnim vrhom koji odgovara elastičnom raspršenju na atomima ^{16}O .

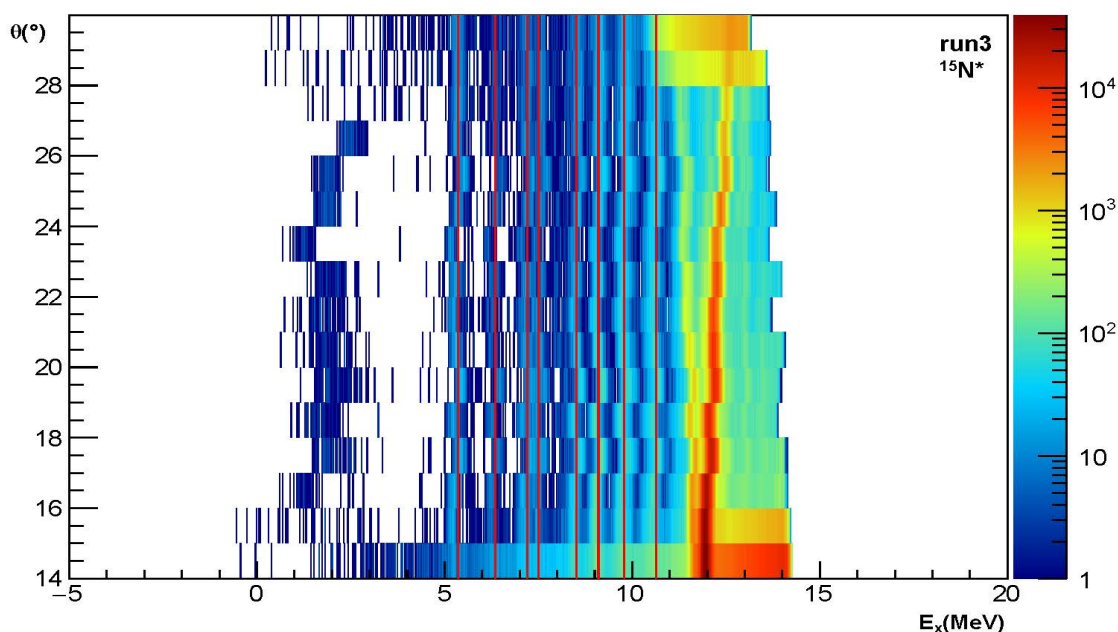


Slika 3.3: 2D histogram ovisnosti energija pobuđenja ^{27}Al (a) i ^{16}O (b) izračunata pomoću detektiranih ^7Li čestica iz raspršenja.

3.1.2 Reakcija $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, \alpha)^{15}\text{N}$

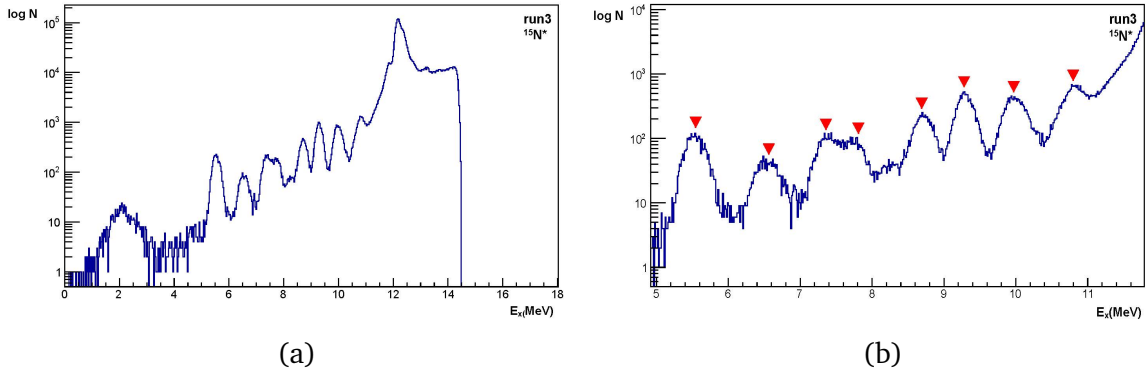
Razmatranjem reakcija prijenosa slabo vezanih klastera upadnih čestica na jezgre mete, točnije izračunom energije pobuđenja ^{15}N pomoću zabilježenih energija detektiranih α čestica, preostala jasno opažena stanja mogu se pripisati upravo pobuđenim stanjima jezgre dušika. Na Slici 3.4, koja prikazuje $\theta - E_x$ ovisnost, crvenim linijama označena su spomenuta stanja.

Slika 3.5 prikazuje energijske spektre na kojima su označeni vrhovi na kojima je izvedena Gaussova prilagodba kako bi se što točnije odredile vrijednosti energija. Ovako dobivene spektre nerijetko je potrebno translirati na energijskoj skali kako bi se osnovno stanje prilagodilo poznatom položaju osnovnog stanja od 0 MeV. Ta dodatna prilagodba posljedica je nepotpune kalibracije postava i onečišćenja te nehomogenosti same mete. U spektru pobuđenja ^{15}N nije vidljivo osnovno stanje stoga je dobiveni spektar pomaknut za iznos od 0.2 MeV ulijevo i to na temelju usporedbe očitanih vrijednosti energija sa onima poznatim iz ranijih mjerenja.



Slika 3.4: Kutna raspodjela energija pobuđenja ^{15}N izračunata pomoću detektiranih α čestica iz reakcije $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, \alpha)^{15}\text{N}$.

U Tablici 3.1 navedene su energije pobuđenja ^{15}N nakon Gaussove prilagodbe pri čemu je sa σ označena standardna devijacija gausijanske prilagodbe pojedinog vrha. S obzirom da je standardna devijacija mjera odstupanja i disperzije seta podataka od



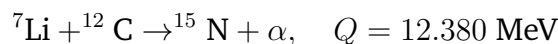
Slika 3.5: Spektar pobuđenja ^{15}N izračunat pomoću detektiranih α čestica (a) sa označenim vrhovima koji se mogu pripisati pobuđenim energijskim stanjima dozične jezgre (b) iz reakcija $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, \alpha)^{15}\text{N}$.

n	E_{exp} (MeV)	σ_{exp} (MeV)	E_{TUNL} (MeV)	J^π
1	5.35 ± 0.01	$(1.44 \pm 0.02) \times 10^{-1}$	5.270; 5.299	$5/2^+; 1/2^+$
2	6.36 ± 0.01	$(2.01 \pm 0.06) \times 10^{-1}$	6.324	$3/2^-$
3	7.20 ± 0.01	$(1.64 \pm 0.05) \times 10^{-1}$	7.155; 7.301	$5/2^+; 3/2^+$
4	7.51 ± 0.01	$(1.90 \pm 0.10) \times 10^{-1}$	7.567	$7/2^+$
5	8.52 ± 0.01	$(1.47 \pm 0.03) \times 10^{-1}$	8.313; 8.571	$1/2^+; 3/2^+$
6	9.10 ± 0.01	$(1.28 \pm 0.01) \times 10^{-1}$	9.050; 9.152; 9.155; 9.222	$1/2^+; 3/2^-; 5/2^+;$ $1/2^-$
7	9.79 ± 0.01	$(1.59 \pm 0.02) \times 10^{-1}$	9.760; 9.829; 9.925	$5/2^-; 7/2^-; 3/2^-$
8	10.64 ± 0.01	$(1.82 \pm 0.03) \times 10^{-1}$	10.450; 10.533; 10.702; 10.804	$5/2^-; 5/2^+; 3/2^-;$ $3/2^+$

Tablica 3.1: Energija pobuđenja ^{15}N i odgovarajuće standardne devijacije za događaje iz $^7\text{Li}+^{12}\text{C}$ mjerenja sa navedenim energijama te pripadajućim spinovima i paritetom pobuđenja iz ranijih mjerenja.

glavne vrijednosti, na nju utječe kako prirodna širina pojedinog stanja tako i rezolucija eksperimentalnog postava koja obuhvaća sistematske i slučajne pogreške. U svrhu usporedbe dobivenih vrijednosti energijskih stanja korišteni su podatci iz baze TUNL [19] koji su također navedeni u Tablici 3.1 pri čemu J^π označava spin i paritet pojedinog stanja.

Dotična reakcija prijenosa tritona sa upadne čestice ^7Li na metu ^{12}C



ima veliku Q vrijednost stoga za osnovno stanje $^{15}\text{N}(J_{g.s.}^\pi = 1/2^-)$ nema zabilježenih događaja što je lako vidljivo na Slici 3.4.

Višestruke poznate vrijednosti energija pobuđenja navedene su zbog bliskosti sa-

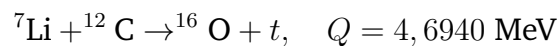
mih stanja pa nije moguće sa sigurnošću ustvrditi koje stanje je uistinu i detektirano već im se može samo pripisati određena vjerojatnost tj. udio zastupljenosti u izlaznom kanalu. Primjerice, najniže pobuđeno stanje može se opisati poznatim bliskim energijskim stanjima na 5.270 MeV ($5/2^+$) i 5.299 MeV ($1/2^+$). Oba stanja pozitivnog su pariteta što zahtijeva da prenešeni orbitalni moment impulsa bude neparan ($J^\pi(^7\text{Li})_{g.s.} = 3/2^-, J^\pi(^{12}\text{C})_{g.s.} = 0^+$) te ih je moguće postići za $l = 1$. Isto obrazloženje vrijedi za opažena stanja na 7.20 MeV ($5/2^+$) i 8.52 MeV ($1/2^+, 3/2^+$).

Energiji na 6.36 MeV jednoznačno se može pridružiti stanje poznate vrijednosti energije 6.324 MeV ($3/2^-$) koje je moguće ostvariti uz minimalni prijenos orbitalnog momenta impulsa $l = 0$. S obzirom na relativno visoku energiju snopa za interakciju ovih lakih jezgara i klusterske građe $\alpha + t$ jezgre ^7Li u kojoj je relativni moment impulsa jednak 1, $l = 1$ prijenos tritona je vjerojatniji od $l = 0$ prijenosa. Sukladno tome, ovo stanje je nešto slabije pobuđeno od navedenih stanja pozitivnih pariteta (Slika 3.5b).

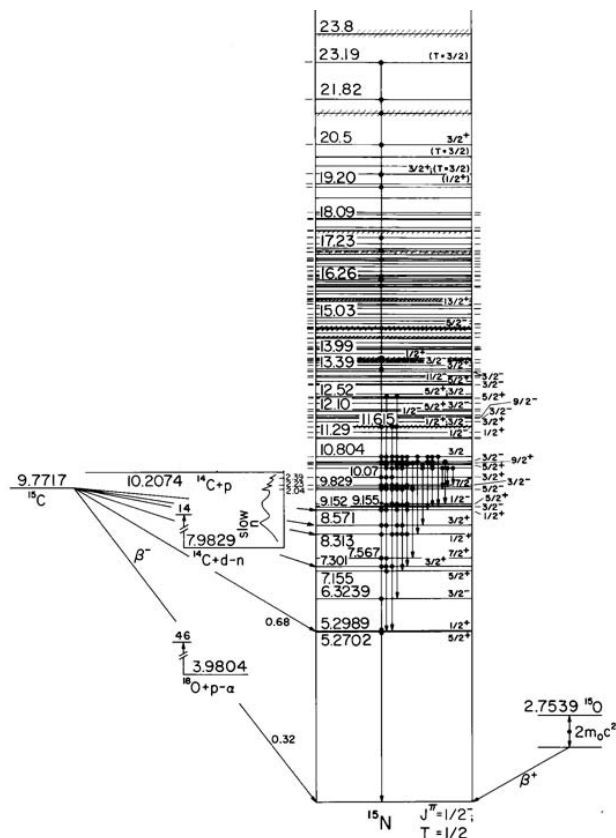
Da bi se postiglo $7/2^+$ stanje, potreban iznos prenešenog momenta l je 3 što je velika vrijednost za korištene eksperimentalne postavke što, uz samu bliskost i širine stanja E_3 i E_4 , također objašnjava malen broj zabilježenih događaja.

S obzirom na broj i bliskost pobuđenih stanja ^{15}N na energijama većim od 8 MeV (Slika 3.6) te ograničenje rezolucijom detektora (≈ 50 keV), kao i jakog doprinosa elastičnog raspršenja na energijama u tom području, spektralnim vrhovima pri 9.10 MeV, 9.79 MeV te 10.64 MeV nejednoznačno se pripisuju poznate energije pobuđenja koje su prethodno navedene.

Osim reakcije prijenosa tritona sa upadnih iona ^7Li na jezgre ^{12}C u meti, moguća je i reakcija prijenosa α čestice



kojom bi se iz kutne ovisnosti energije detektiranog tritona mogla izračunati kutna ovisnost energije pobuđenja jezgre ^{16}O . Navedenu reakciju nije bilo moguće identificirati, točnije u $\theta - E_x$ prikaza pobuđenja ^{16}O nije uočeno nijedno odgovarajuće stanje. Osnovno stanje ^{16}O dvostruko je magična jezgra (8 protona + 8 neutrona) i sukladno tome dobro je opisana modelom ljusaka pa ju reakcija $^{12}\text{C} + \alpha$ klusterske prirode slabo pobuđuje. Spomenuta slaba pobuđenja lako su zasjenjena doprinosima



Slika 3.6: Dijagram poznatih energija pobuđenja ^{15}N . Preuzeto sa [19].

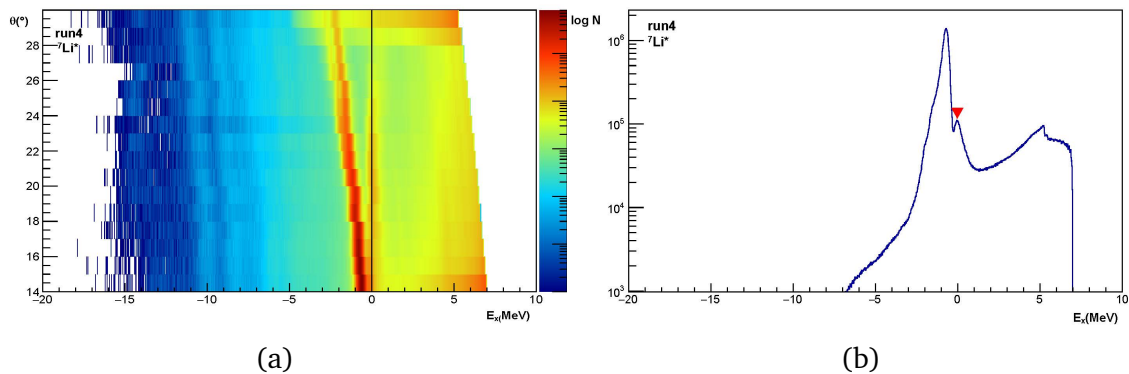
drugih reakcija te ih nije moguće razaznati bez eventualne upotrebe teleskopskog detektora.

3.2 Meta ^7LiF

3.2.1 (Ne)elastična raspršenja

Korištena meta ^7LiF netipično je velike debljine ($1071 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) u usporedbi sa drugim metama koje se upotrebljavaju u eksperimentima čiji je cilj detekcija reakcija prijenosa na ovim niskim energijama snopa. Upravo zbog debljine mete, kod svih uočenih energija prisutno je značajnije proširenje energijskih linija tj. značajno lošija energijska rezolucija. Naime, pretpostavljen položaj svih detektiranih procesa na polovici mete, kao aproksimacija pri računanju energija pobuđenja, rezultira značajnim smanjenjem rezolucije pri ovako debelim metama jer se reakcije izazvane snopom odvijaju duž cijele debljine mete pa su razlike u gubitcima energije produkata reakcije (ovisno o točnom položaju iste) nezanemarivi.

Slika 3.7 prikazuje kutnu ovisnost pobuđenja ${}^7\text{Li}$ pri čemu je sa crnom linijom na 0 MeV označeno elastično raspršenje upadnog snopa iona ${}^7\text{Li}$ na istovrsnim atomima. Prvo pobuđeno stanje jezgre ${}^7\text{Li}$ nalazi se na ≈ 0.478 MeV ($J^\pi = 1/2^-$), a zbog svoje niske energije u prikupljenim podacima se ne može razabrati od osnovnog stanja što dodatno doprinosi širini vrha (ne)elastičnog raspršenja. Ujedno, meta je izrađena od prirodnog litija stoga je u njoj prisutan i izotop ${}^6\text{Li}$ (7, 59%) te ovom vrhu doprinose i raspršenja ulaznih iona ${}^7\text{Li}$ na ${}^6\text{Li}$ kao i detektirani ioni ${}^6\text{Li}$ nakon što ga je ulazni ${}^7\text{Li}$ izbacio iz mete. Svi navedeni doprinosi (neelastično raspršenje, raspršenje na ${}^6\text{Li}$ i izbacivanje ${}^6\text{Li}$ iz mete) bitno su manji od elastičnog raspršenja ${}^7\text{Li}$ na ${}^7\text{Li}$ ($< 10\%$).



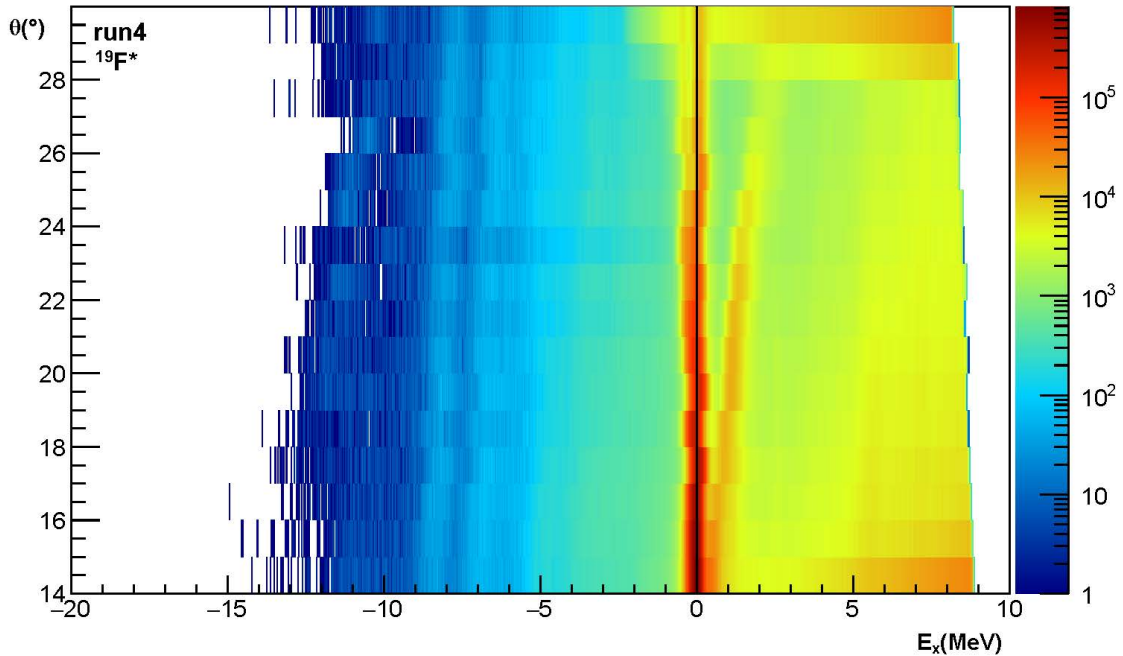
Slika 3.7: Kutna raspodjela energija pobuđenja ${}^7\text{Li}$ raspršenih na jezgrama ${}^7\text{Li}$ u meti dobivenih detekcijom istovrsnih jezgri (a) i spektar pobuđenja sa označenim vrhom koji odgovara elastičnom i neelastičnom raspršenju (b).

Kutna ovisnost energija pobuđenja ${}^{19}\text{F}$ dobivenih iz energija i kuteva detektiranih iona ${}^7\text{Li}$ prikazana je na Slici 3.8. Ponovno energija pobuđenja elastičnog raspršenja odgovara osnovnom stanju jezgre ($E({}^{19}\text{F})_{g.s.} = 0$ MeV, $J^\pi = 1/2^+$), no pri većim detektiranim kutevima ($\theta \geq 24^\circ$) nazire se razdvajanje dviju linija (Slika 3.9).

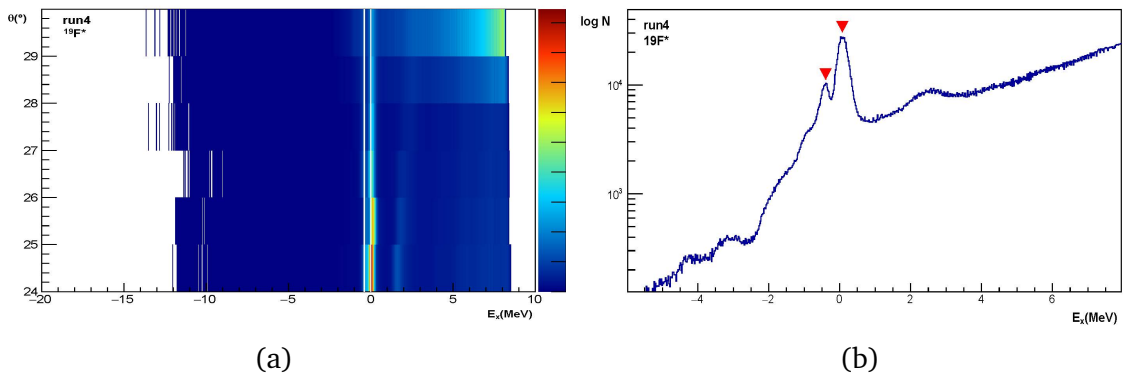
Druga linija koja je vidljiva na većim kutevima odgovara elastičnom raspršenju snopa na atomima ${}^{27}\text{Al}$ od kojih je izrađena podloga dotične mete ($46 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Ovo preklapanje detektiranih događaja elastičnog raspršenja upadnih iona ${}^7\text{Li}$ na jezgrama fluora i aluminija posljedica je debljine mete. Točnije, spomenuta debljina onemogućuje distinkciju doprinosa događaja koji potječu od dviju različitih reakcija. Energija detektiranog ${}^7\text{Li}$ na zadanom kutu ovisi o masi jezgre na kojoj se raspršio što zbog malih razlika u masama rezultira relativno bliskim energijama detektiranog ${}^7\text{Li}$.

Viša pobuđenja ${}^{19}\text{F}$ nije moguće odrediti zbog kontinuuma stanja na detektira-

nim energijama, no valja spomenuti da su energije postignute u eksperimentu ispod praga raspada $^{19}\text{F} \rightarrow ^{16}\text{O} + t$ ($E(^{19}\text{F})_x \geq 13.07$ MeV).



Slika 3.8: Kutna raspodjela energija pobuđenja ^{19}F izračunata pomoću detektiranih ^7Li čestica iz raspršenja $^{19}\text{F}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{19}\text{F}$ (a).

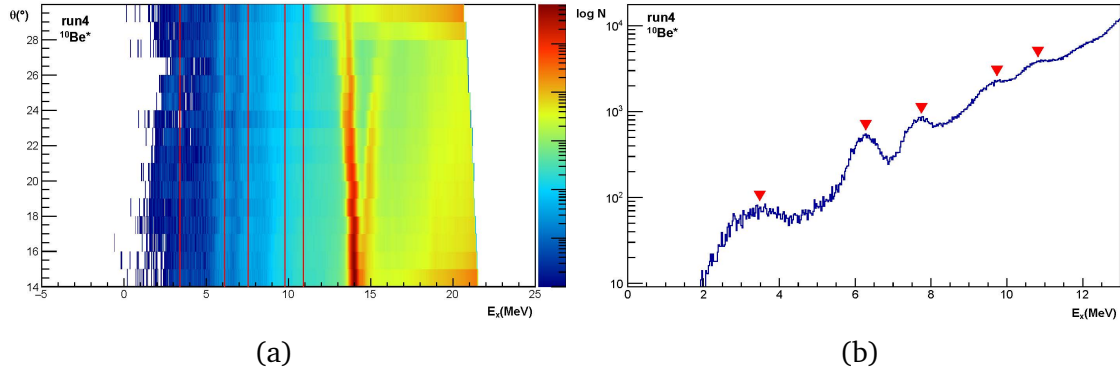
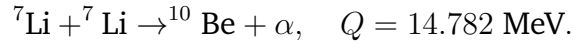


Slika 3.9: Kutna raspodjela energija pobuđenja ^{19}F pri kutevima većim od 24° (a) i odgovarajući spektar sa označenim vrhovima koji odgovaraju raspršenjima $^{19}\text{F}(^7\text{Li}, ^7\text{Li})^{19}\text{F}$ (b).

3.2.2 Reakcija $^7\text{Li}(^7\text{Li}, \alpha)^{10}\text{Be}$

Nekoliko vrhova koji se mogu razabrati u energijskim spektrima iz prikupljenih podataka odgovara energijama pobuđenja ^{10}Be izračunatih na temelju detektiranih α

čestica. Kao u slučaju sa metom ^{12}C , riječ je o reakciji prijenosa tritona



Slika 3.10: Kutna raspodjela energija pobuđenja ^{10}Be izračunata pomoću detektiranih α čestica iz reakcije ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$ (a) te odgovarajući spektar sa označenim vrhovima koji odgovaraju pobuđenjima dotične jezgre (b).

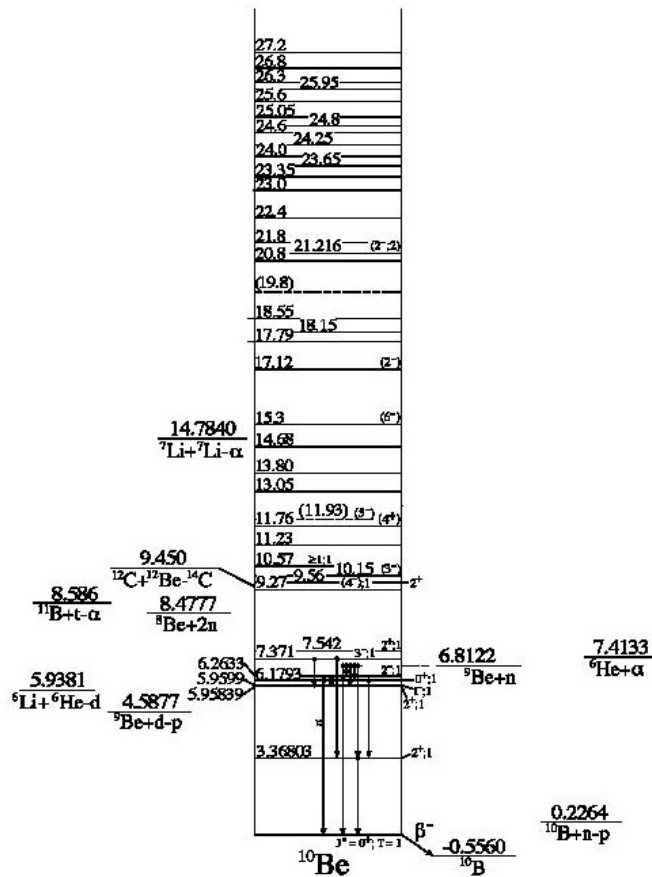
Na Slici 3.10 označene su očitane energije nakon korekcije od 0.2 MeV ulijevo, a vrijednosti istih navedeni su u Tablici 3.2 zajedno sa TUNL vrijednostima energija pobuđenja (Slika 3.11).

n	E_{exp} (MeV)	σ_{exp} (MeV)	E_{TUNL} (MeV)	J^π
1	3.40 ± 0.01	$(9 \pm 0.2) \times 10^{-1}$	3.368	2^+
2	6.12 ± 0.01	$(8.5 \pm 0.2) \times 10^{-1}$	6.179; 6.263	$3^-; 2^+$
3	7.56 ± 0.01	$(4.8 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	7.371; 7.542	$3^-; 2^+$
4	9.78 ± 0.01	$(4.4 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	9.56; 10.15	$3^-; 4^+$
5	10.90 ± 0.01	$(8.4 \pm 0.3) \times 10^{-1}$	10.15; 10.57	$4^+; \geq 4^+$

Tablica 3.2: Energija pobuđenja ^{10}Be i odgovarajuće standardne devijacije za događaje iz ${}^7\text{Li}+{}^7\text{Li}$ mjerenja sa navedenim energijama te pripadajućim spinovima i paritetom pobuđenja iz ranijih mjerenja.

Standardna devijacija očitanih vrijednosti energija nekoliko je puta veća no što je bio slučaj kod energija pobuđenja ^{15}N . Razlog tome je veliki broj prikupljenih podataka kao i već spomenut problem debljine mete koji rezultira većom disperzijom u područjima stvarnih energija pobuđenja.

Najnižoj detektiranoj energiji pobuđenja jednoznačno se može pripisati prvo - pobuđeno stanje ^{10}Be (3.40 MeV, 2^+) koje ujedno obuhvaća najmanji broj događaja.



Slika 3.11: Dijagram poznatih energija pobuđenja ^{10}Be . Preuzeto sa [19].

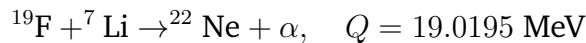
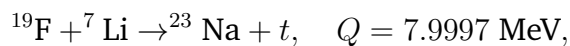
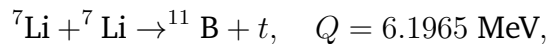
Razlog tome je sama građa stanja koje, isto kao osnovno stanje ($0\text{ MeV}, 0^+$), dobro opisuje model ljusaka te ga zbog svoje kompletnosti reakcije prijenosa klastera slabo pobuđuju. Reakcija u ovom razmatranju ($^7\text{Li} + ^7\text{Li}$) jako pobuđuje izražena klastera stanja, što nije slučaj sa ^{10}Be na 0 MeV (0^+) i 3.40 MeV (2^+). Ako se pretpostavi $l = 0$, u reakciji koja u ulaznom kanalu sadrži dvije jezgre ^7Li ($J^\pi = 3/2^-$) zastupljenija će biti stanja spina 1^+ , 2^+ i 3^+ .

Detektirani vrhovi na 6.12 MeV i 7.56 MeV posljedica su preklapanja nekoliko bliskih stanja. Usprkos rezoluciji detektora reda veličine 10 keV i razlike između poznatih stanja reda veličine 100 keV , disperzija izračunatih energija pobuđenja je prevelika da bi se jednoznačno identificirala bliska stanja. Različiti spinovi i pariteti stanja pridruženih pojedinoj energiji upućuju na prijenose t klastera različitih orbitalnih momenta impulsa.

Blizina različitih stanja pobuđenja ujedno rezultira i blagim pomacima u energiji susjednih linija u korist one sa većim brojem događaja. Stanja na 9.78 MeV i 10.90 MeV pomaknuti su jer leže na jakoj pozadini. Naime, po samom obliku i položaju

dotičnih vrhova (Slika 3.10b) uočljiv je veliki utjecaj vrha koji se pripisuje elastičnom raspršenju upadnog snopa na atomima ^{19}F i ^{27}Al (Slika 3.9b). Uzimajući to u obzir, navedena su energijska stanja koja potencijalno doprinose spomenutim energijama pobuđenja.

Ostale reakcije prijenosa klastera upadnih iona na jezgre atoma u meti ^7LiF



nije bilo moguće identificirati iz prikupljenih podataka zbog slabih pobuđenja ovih produkata reakcije pri kutevima detekcije kao i zbog ograničenja samog detektora u slučajevima detekcije čestica tritona koje su produkt reakcija prijenosa α klastera.

Naime, DSSSD detektor iz eksperimenta, bio je prethodno korišten u nekoliko ranijih eksperimeta pa je njegov detekcijski raspon energija, kao i sama rezolucija donekle smanjen te više ne odgovara tvorničkim karakteristikama. Prilikom svakog korištenja poluvodičkih detektora, dio čestica prolaskom kroz materijal detektora može interagirati sa samim jezgrama atoma čime se stvaraju defekti u kristalnoj rešetci koji mijenjaju prostornu raspodjelu električnog polja. Akumulacija defekata čini zamke za šupljine nastale pri detekciji ostatka čestica čime se kvari rezolucija. Istrošenost pojedinog detektora očituje se povećanjem struje odvođenja (engl. *leakage current*) ovisno o kojoj je potrebno povećati napon na detektoru dostatan za ostvarenje područja osiromašenja cijelom debljinom detektora. Maksimalna detektirana energija prilikom mjerenja iznosila je 22 MeV.

Tritoni iz reakcija prijenosa izazvanih snopom ^7Li na korištenim metama visokih su energija ($\geq 18.5 \text{ MeV}$) pa se njihovim prolaskom kroz prethodno korišten detektor ne detektira ukupna energija čestice što, uz smanjenje rezolucije, rezultira razmazanim vrhovima na krivim energijama u rekonstruiranim spektrima pobuđenja.

3.3 Meta ${}^6\text{LiF}$

3.3.1 (Ne)elastična raspršenja

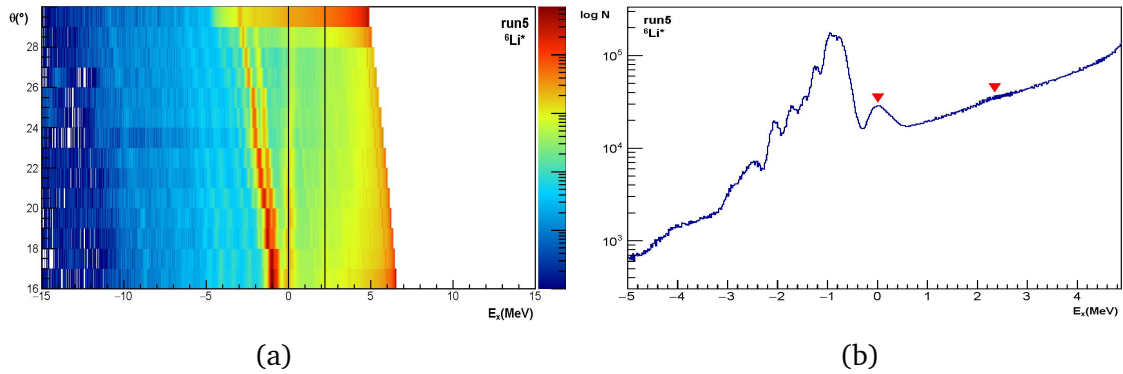
Na Slikama 3.12 i 3.13 prikazane su kutne ovisnosti izračunatih energija pobuđenja jezgri ${}^6\text{Li}$ i ${}^{19}\text{F}$ iz procesa raspršenja snopa ${}^7\text{Li}$. U oba slučaja, energije osnovnih stanja sukladne su očekivanjima te se nalaze na 0 MeV.

Prvo pobuđeno stanje jezgre ${}^6\text{Li}$ (2.186 MeV, $J^\pi = 3^+$) u blizini je uočljive linije na ≈ 2.22 MeV, no zbog kontinuuma energija u tom području spomenutu liniju nije moguće razabrati u energijskom spektru (Slika 3.12b) te je njena vrijednost ugrubo očitana iz $\theta - E_x$ ovisnosti. Ujedno valja spomenuti da je pri većim kutevima, uz liniju elastičnog raspršenja na ${}^6\text{Li}$, vidljivo dodatno grupiranje događaja. Iz nagiba dodatne linije se zaključuje da je riječ o elementu veće mase što upućuje na prisutnost drugog izotopa litija u meti, točnije ${}^7\text{Li}$, glavnog sastojka prirodnog litija čijim obogaćenjem ${}^6\text{Li}$ (ispod 90%) je meta i proizvedena. Ovom vrhu stoga doprinose elastična raspršenja ulaznih iona ${}^7\text{Li}$ na jezgrama ${}^6\text{Li}$ i ${}^7\text{Li}$ kao i detektirani ioni ${}^6\text{Li}$ nakon izbijanja iz mete uslijed interakcije sa ionima iz snopa (isto kao u slučaju sa metom ${}^7\text{LiF}$).

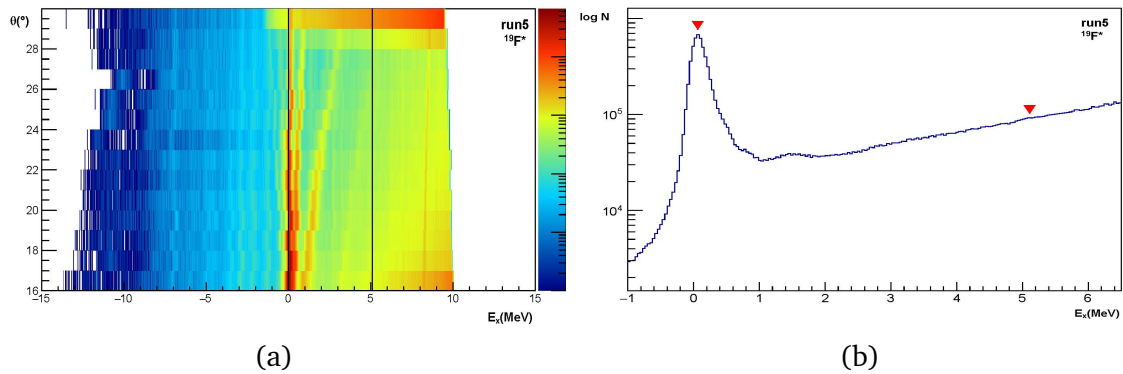
Sličan slučaj je sa ${}^{19}\text{F}$ kod kojeg je također potencijalno detektirano jedno pobuđeno stanje (5.107 MeV, $J^\pi = 5/2^+$) na ≈ 5.1 MeV, no iz već diskutiranih razloga nije moguća detaljnija analiza .

Korištena meta ${}^6\text{LiF}$ ($122 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) izrađena je na podlozi ugljika ($40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) stoga je osim raspršenja na jezgrama fluora i litija, prisutno elastično raspršenje na jezgrama ${}^{12}\text{C}$ koje je prikazano na Slici 3.14a na kojoj je crnom linijom označeno osnovno stanje (0 MeV, $J^\pi = 0^+$). Prvo pobuđeno stanje jezgre atoma ${}^{12}\text{C}$ (4.439 MeV, $J^\pi = 2^+$) obuhvaćeno je rasponom detektiranih energija, no s obzirom na mali udio ugljika u meti te veliki broj detektiranih događaja u tom području energija, spomenuto stanje se ne može sa sigurnošću identificirati.

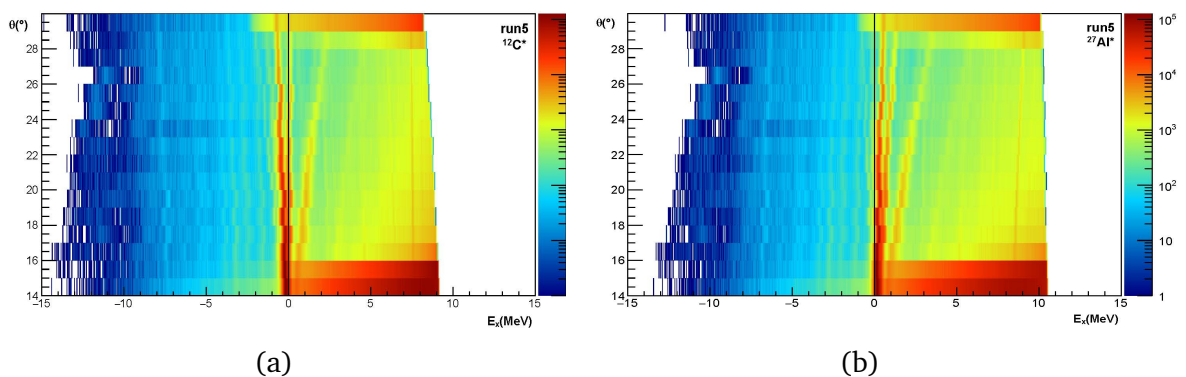
Od reakcija raspršenja još je vidljivo ono na atomima aluminija (Slika 3.14b). Korišten okvir mete napravljen je upravo od aluminija stoga prisutnost spomenutog raspršenja upućuje na to da je snop djelomično upadao na sam okvir te je zabilježena interakcija snopa na jezgrama ${}^{27}\text{Al}$.



Slika 3.12: Kutna raspodjela energija pobuđenja ${}^6\text{Li}$ izračunata pomoću detektiranih ${}^7\text{Li}$ iz raspršenja (a) te odgovarajući spektar sa označenim vrhovima koji odgovaraju pobuđenjima dotične jezgre (b).



Slika 3.13: Kutna raspodjela energija pobuđenja ${}^{19}\text{F}$ izračunata pomoću detektiranih ${}^7\text{Li}$ iz raspršenja (a) te odgovarajući spektar koji odgovaraju pobuđenjima dotične jezgre (b).

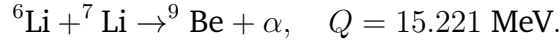


Slika 3.14: Kutna ovisnost energija pobuđenja ${}^{12}\text{C}$ (a) i ${}^{27}\text{Al}$ (b) izračunata pomoću detektiranih ${}^7\text{Li}$ iz raspršenja.

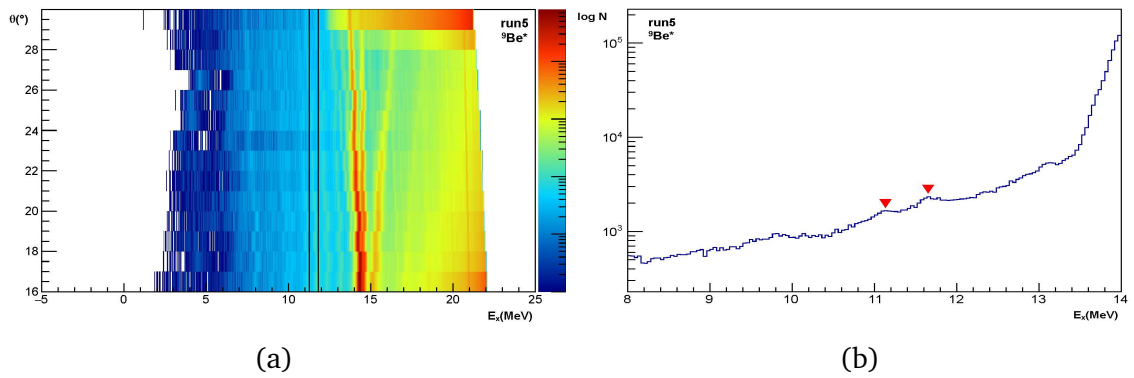
3.3.2 Reakcija ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^9\text{Be}$

Dvije detektirane grupe događaja tj. linije u $\theta - E_x$ spektru odgovaraju pobuđenjima jezgre ${}^9\text{Be}$ dobivene reakcijom prijenosa tritona iz upadnog iona ${}^7\text{Li}$ na jezgru ${}^6\text{Li}$ što

rezultira detekcijom izlazne α čestice



Dobiveni energijski spektar pomaknut je za 0.11 MeV udesno kako bi očitane energije bolje odgovarale prethodno utvrđenim energijama pobuđenja. Vrijednosti energija dobivene Gaussovom prilagodbom na označenim vrhovima (Slika 3.15) te pripadne standardne devijacije, kao i poznate energije sa odgovarajućim iznosima spinova i pariteta navedene su u Tablici 3.3.



Slika 3.15: Kutna raspodjela energija pobuđenja ${}^9\text{Be}$ izračunata pomoću detektiranih α čestica (a) te energijski spektar sa označenim vrhovima koji odgovaraju pobuđenjima dotične jezgre (b) iz reakcije ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^9\text{Be}$.

n	E_{exp} (MeV)	σ_{exp} (MeV)	E_{TUNL} (MeV)	J^π
1	11.27 ± 0.01	$(2.4 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	11.28	$7/2^-$
2	11.81 ± 0.01	$(2.2 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	11.81	$5/2^-$

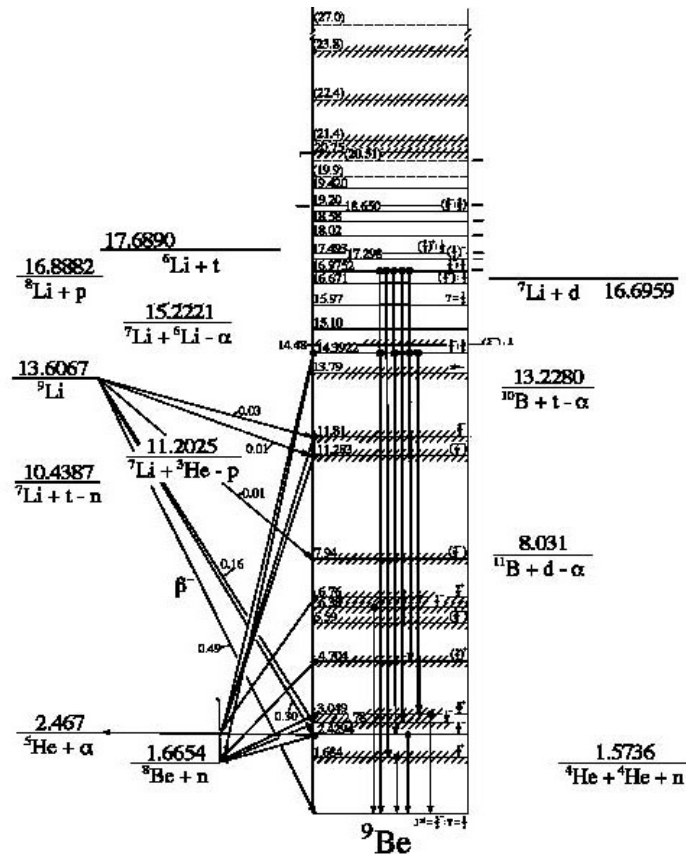
Tablica 3.3: Energija pobuđenja ${}^9\text{Be}$ i odgovarajuće standardne devijacije za događaje iz ${}^7\text{Li}+{}^6\text{Li}$ mjerenja sa navedenim energijama te pripadajućim spinovima i paritetom pobuđenja iz ranijih mjerenja.

Energije pobuđenih stanja koje se mogu pripisati određenim vrijednostima ujedno imaju veliku širinu ($\Gamma_{c.m.} \approx 500 \text{ keV}$) što rezultira disperzijom, točnije slabom izražajnošću vrhova u energijskom spektru (Slika 3.15b).

Spin i paritet osnovnog stanja ${}^6\text{Li}$ iznose $J^\pi = 1^+$ što znači da je za ostvarenje detektiranih stanja pobuđenja ${}^9\text{Be}$ negativnog pariteta potreban prijenos parnog orbitalnog momenta impulsa ($J^\pi({}^7\text{Li})_{g.s.} = 3/2^-$). Za stanje na 11.81 MeV dovoljan je $l = 0$, dok za 11.28 MeV prenešeni moment mora biti barem 2.

Jezgra izotopa ${}^9\text{Be}$ ima brojna stanja pobuđenja na niskim energijama (Slika 3.16)

koja su također velike širine što otežava njihovu detekciju korištenim eksperimentalnim postavom. Primjerice, stanja na 2.78 MeV i 4.70 MeV padaju na sam rub detektiranog područja i mogla bi se pripisati zabilježenim događajima, no njihova prisutnost se ne može kvalitativno analizirati zbog nedovoljne statistike.



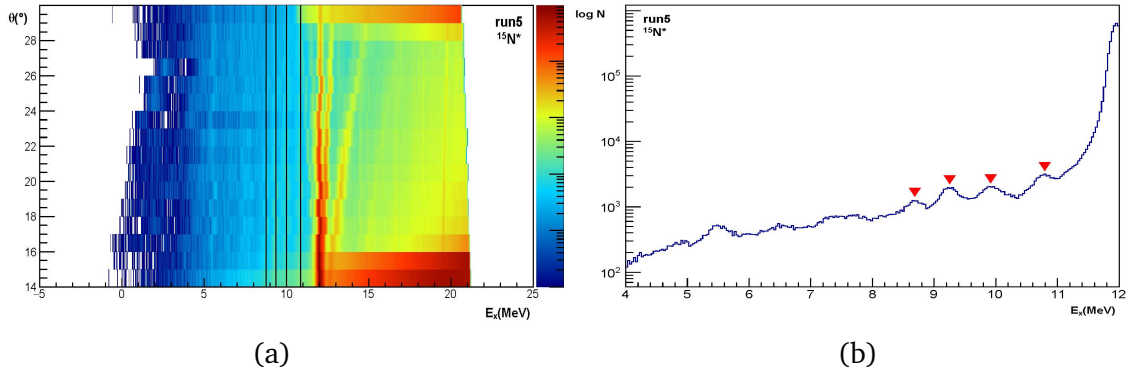
Slika 3.16: Dijagram poznatih energija pobuđenja ${}^9\text{Be}$. Preuzeto sa [19].

3.3.3 Reakcija ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{15}\text{N}$

Podloga mete izrađena od ugljika ujedno omogućava detekciju nuklearnih reakcija na jezgrama ${}^{12}\text{C}$. Kao što je bio slučaj na meti čistog ugljika (3.1.2), detektirana je reakcija prijenosa tritona. Kutna ovisnost detektiranih energija pobuđenja ovako dobivenog ${}^{15}\text{N}$, sa označenim identificiranim stanjima, prikazana je na Slici 3.17.

Pomakom energijske skale za 0.07 MeV ulijevo, rezultati Gaussove prilagodbe navedeni su, zajedno sa podacima iz TUNL baze za odgovarajuće jezgre, u Tablici 3.4.

Iako je na energijskom spektru pobuđenja ${}^{15}\text{N}$ (Slika 3.17b) uočljivo još nekoliko izraženijih vrhova, njihove energije ne odgovaraju poznatim stanjima pobuđenja sa



Slika 3.17: Kutna raspodjela energija pobuđenja ^{15}N izračunata pomoću detektiranih α čestica (a) te energijski spektar sa označenim vrhovima koji odgovaraju pobuđenjima dotične jezgre (b) iz reakcije $^{12}\text{C}(^7\text{Li}, \alpha)^{15}\text{N}$.

n	E_{exp} (MeV)	σ_{exp} (MeV)	E_{TUNL} (MeV)	J^π
1	8.60 ± 0.01	$(3.4 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	8.57	$5/2^+$
2	9.29 ± 0.01	$(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	9.154	$3/2^-$
3	9.93 ± 0.01	$(3.4 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	9.829; 9.925	$7/2^-; 3/2^-$
4	10.80 ± 0.01	$(2.4 \pm 0.1) \times 10^{-1}$	10.702; 10.804	$3/2^-; 3/2^+$

Tablica 3.4: Energija pobuđenja ^{15}N i odgovarajuće standardne devijacije za događaje iz $^{12}\text{C}+^7\text{Li}$ mjerenja sa navedenim energijama te pripadajućim spinovima i paritetom pobuđenja iz ranijih mjerenja.

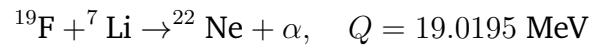
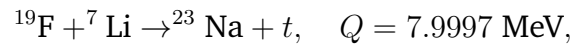
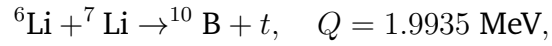
jednakom preciznošću kao gore navedena te nisu uzete u obzir.

Prisutna je mogućnost preklapanja doprinosa reakcija prijenosa tritona sa upadnih iona snopa na jezgre ^6Li i ^{12}C pa se dvije energetske linije mogu dualno identificirati kao pobuđenja ^9Be (Slika 3.15a) i ^{15}N (Slika 3.17a). Preklapanje stanja različitih reakcija objašnjava odstupanja energija pobuđenja ^{15}N na 8.70 MeV i 9.29 MeV od očekivanih (u pozitivnom smjeru). Atomi litija zastupljeniji su u meti od atoma ugljika iz podloge što rezultira pomakom energija u korist reakcija prijenosa tritona na jezgre atoma ^6Li . Spomenuta dualnost identifikacije detektiranih vrhova bi se mogla ukloniti na temelju kutne ovisnosti očekivanih stanja, ali razlika u masama produkata dviju reakcija je nedovoljna za distinkciju različitih nagiba formiranih linija pri postojećoj kutnoj rezoluciji detektora i korištenim energijama u eksperimentu.

Pobuđenim stanjima jezgre ^{15}N na 9.93 MeV i 10.80 MeV mogu se pridružiti po dva stanja iz ranijih mjerenja. U oba slučaja, stanja se razlikuju po iznosu prenešenog orbitalnog momenta impulsa tako je, primjerice, za postizanje 9.925 MeV ($3/2^-$) dovoljan iznos $l = 0$ dok za stanje na 9.829 MeV ($7/2^-$) prenešeni impuls momenta mora iznositi barem $l = 2$. Od stanja 10.702 MeV ($3/2^-$) i 10.804 MeV ($3/2^+$) zastupljenije

je ono na 10.804 MeV s obzirom da je $l = 1$ prijenos tritona vjerojatniji od $l = 0$ prijenosa.

Ostale reakcije prijenosa klastera upadnih iona na jezgre atoma u meti ${}^6\text{LiF}$



nije bilo moguće identificirati iz prikupljenih podataka zbog slabih pobuđenja ovih produkata reakcije pri detektiranim kutevima kao i zbog ograničenja samog detektora u slučajevima detekcije čestica tritona, analogno slučaju sa metom ${}^7\text{LiF}$.

4 Zaključak

U ovom radu proučavane su nuklearne reakcije izazvane snopom litijevih iona (${}^7\text{Li}$) na metama koje sadrže lake jezgre ${}^{12}\text{C}$, ${}^7\text{LiF}$, ${}^6\text{LiF}$. Klasterka struktura jezgre ${}^7\text{Li}$ ($\alpha + t$) pogodna je za pobuđivanje klusterskih stanja lakih jezgri kod kojih je moguće miješanje stanja vrlo različitih struktura na bliskim energijama.

Za proizvodnju snopa litija upotrebljavan je izvor negativnih iona s procesom rasprašivanja te je snop ubrzavan akceleratorom Tandem Van de Graaff u sklopu Laboratorija za interakciju ionskih snopova Zavoda za eksperimentalnu fiziku Instituta Ruđer Bošković. Energija snopa pri mjerenjima iznosila je 16 MeV pri čemu je napon na terminalu akceleratora iznosio 4 MV. Za detekciju produkata nuklearnih procesa korišten je dvostrani silicijski vrpčasti detektor (DSSSD) čijom je upotrebom omogućena analiza ovisnosti energija detektiranih čestice o njihovom izlaznom kutu. Detektor je pozicioniran na udaljenosti od ≈ 18 cm od mete pri čemu je pokrivaio raspon kuteva $14,4^\circ$ - $29,2^\circ$ u odnosu na smjer snopa.

Iz prikupljenih podataka rekonstruirani su energijski spektri pobuđenja jezgri ${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^{9,10}\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$ i ${}^{15}\text{N}$ te su identificirana pobuđena stanja u rasponu energija 0-10 MeV. Detekcijom izlaznih čestica identificirani su procesi raspršenja iona (${}^7\text{Li}$) na jezgrama meta (${}^{6,7}\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{19}\text{F}$ i ${}^{27}\text{Al}$) te procesi prijenosa tritona (${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{10}\text{Be}$, ${}^6\text{Li}({}^7\text{Li}, \alpha){}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}({}^7\text{Li}, \alpha){}^{15}\text{N}$).

Cilj ovog rada bilo je upoznavanje i sudjelovanje u svim aspektima eksperimenta iz područja nuklearne fizike: od preliminarnih izračuna kinematike očekivanih reakcija, uspostave odgovarajućeg eksperimentalnog postava i upoznavanja sa radom akceleratora do obrade prikupljenih podataka te njihove fizikalne analize, diskusije i prezentacije. Taj cilj uspješno je ostvaren izradom ovog diplomskog rada.

Literatura

- [1] Rutherford, E.: The Scattering of α - and β - Particles by Matter and the Structure of the Atom, Phil. Mag. 21 (1911) 669-688
- [2] Zelevinsky, V. and Volya, A.: Liquid Drop Model, in Physics of Atomic Nuclei, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. (2017), ch. 5
- [3] Heyde, K.: Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics. 2nd ed. Bristol : Institute of Physics Publishing (1999)
- [4] Mayer, M.G.: On Closed Shells in Nuclei. II, Phys. Rev. 75, (1969)
- [5] Shell model, (1.2.2002.), Florida A&M University, https://www.eng.fsu.edu/~dommelen/quantum/style_a/ntsm.html, 10.4.2017.
- [6] Brown, B.A.; Wildenthal, B.H.: Status of the Nuclear Shell Model, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 38 (1988) 29-66
- [7] von Oertzen, W.; Freer, M.; Kanada-En'yo, Y.: Nuclear Clusters and Nuclear Molecules, Phys. Rep. 432 (2006) 43-113
- [8] Kramer, P.; Seligman, T.H.: Studies in the Nuclear Cluster Model, Nuc. Phys. A136 (1969) 545-563
- [9] Freer, M.: The clustered nucleus-clusterstructures in stable and unstable nuclei, Rep. Prog.Phys. 70 (2007) 2149-2210
- [10] A. Shrivastava et al.: Role of the cluster structure of ${}^7\text{Li}$ in the dynamics of fragment capture, Phys. Lett. B 718 (2013) 931–936
- [11] Milin, M.; Frišić, I.: Vježbe iz nuklearne fizike, FO, Prirodoslovno-matematički fakultet Sveučilišta u Zagrebu (2010)
- [12] L.F. Canto et al.: Fusion and breakup of weakly bound nuclei, Phys. Rep. 424 (2006) 1 – 111
- [13] <http://www.irb.hr/Istrazivanja/Kapitalna-oprema/1.0-i-6.0-MV-Tandem-akceleratori>, 1.9.2017.
- [14] Uroić, M. et al: Improvements in data analysis obtained by large-area silicon Δ E-E detector telescopes, Eur. Phys. J. A (2015) 51: 93
- [15] Crawford, H.: Calibration of the Dragon DSSSD End Detector, Simon Fraser University, http://dragon.triumf.ca/docs/DSSSDReport_HC.pdf
- [16] Jelavić Malenica, D.: Nuklearne reakcije ${}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{B}$ i građa lakih atomskih jezgara, Doktorski rad, Zagreb: Prirodoslovno-matematički fakultet, 2015.

- [17] Avasthi D.K., Mehta G.K.: Swift Heavy Ions for Materials Engineering and Nanostructuring, ch.2, Springer, 2011.
- [18] <https://root.cern.ch/>, 1.9.2017.
- [19] Triangle Universities Nuclear Laboratory, North Carolina, <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/>