

Neutronske bogate teške jezgre

Gorički, Kristijan

Master's thesis / Diplomski rad

2021

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:217:890700>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2024-07-23**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Kristijan Gorički

NEUTRONSKI BOGATE TEŠKE JEZGRE

Diplomski rad

Zagreb, 2021.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI
STUDIJ FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

Kristijan Gorički

Diplomski rad

Neutronske bogate teške jezgre

Voditelj diplomskog rada: Dr. sc. Suzana Szilner

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2021.

Zahvaljujem se prije svega svojoj mentorici dr. sc. Suzani Szilner na ukazanom strpljenju, trudu i savjetima pri izradi ovog rada. Hvala i ostalim kolegama iz Laboratorija za nuklearnu fiziku Instituta Ruđer Bošković na pomoći i podršci.

Najveća hvala mojoj obitelji, posebno roditeljima i sestri, bez čije potpore i razumijevanja izrada ovog rada ne bi bila moguća.

Sažetak

U okviru rada identificirani su karakteristični elektromagnetski prijelazi jezgara olova $^{205-210}\text{Pb}$ proizvedeni nuklearnom reakcijom $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ mjerenom magnetskim spektrometrom PRISMA u koincidenciji s detektorom gama-zračenja CLARA na akceleratorском postrojenju INFN - LNL, Italija. U spektrima pobuđenja izotopa olova izazvanih reakcijom prijenosa neutrona opažena su snažna pobuđenja jednočestičnih stanja kao i kolektivnih stanja od kojih je najznačajnije 3^- stanje izotopa ^{208}Pb . Stanje 3^- igra važnu ulogu u spektrima pobuđenja susjednih jezgara. Opažena su i pobuđenja koja se mogu opisati vezanjem kolektivnih i jednočestičnih stanja. Jakosti elektromagnetskih prijelaza korištene su za izvrednjavanje udarnih presjeka pobuđenih stanja te evaluaciju udarnog presjeka osnovnog stanja usporedbom podataka mjerenja fragmenata i fragmenata u koincidenciji s γ -zračenjem. Dobiveni rezultati uspoređeni su s kodom GRAZING. Takav postupak nam je pomogao u evaluaciji udarnog presjeka u drugim mjerenjima, posebno onih koji koriste (manje intenzivne) radioaktivne snopove. Pokazalo se da su reakcije prijenosa nukleona pogodne za proizvodnju neutronske bogatih teških jezgara kada se koriste neutronske bogate snopovi kao laki partneri u reakciji.

Ključne riječi: sudari teških iona, reakcije prijenosa nukleona, neutronske bogate jezgre, magnetski i gama spektrometri

Diploma thesis title

Abstract

Within the work, characteristic electromagnetic transitions of $^{205-210}\text{Pb}$ isotopes, produced in the $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ nuclear reaction, were identified. The reaction was measured by a magnetic spectrometer PRISMA coupled to the CLARA gamma-ray detector at the INFN-LNL accelerator complex, Legnaro, Italy. In the neutron transfer channels, strong excitations of single-particle states as well as collective states were observed, the most significant of which was the 3^- state in ^{208}Pb . The 3^- state plays an important role in the excitation spectra of neighboring nuclei. Excitations of states with the structure that can be described as a coupling of collective and single-particle states have also been observed. The intensities of electromagnetic transitions were used to evaluate cross sections of the ground state by comparing the data where only fragments, with the data where fragments in coincidence with gamma radiation were detected. The obtained results were compared with the code GRAZING. Such a procedure helped us to evaluate cross sections of ground state in other measurements, especially those using (less intensive) radioactive beams. Multinucleon transfer reactions have been shown to be suitable for the production of neutron-rich heavy nuclei when neutron-rich beams are used as light partners in the reaction.

Keywords: heavy-ion collisions, multinucleon transfer reactions, neutron-rich nuclei, magnetic and gamma spectrometers

Sadržaj

1	Uvod	1
1.1	Reakcije prijenosa nukleona	1
1.2	Nuklearni model ljsaka	4
1.3	DWBA	5
1.4	GRAZING kod	8
2	Ekperimentalni postav	10
2.1	Priprema snopa	10
2.2	Magnetski spektrometar PRISMA	10
2.2.1	MCP	11
2.2.2	Optički elementi	12
2.2.3	MWPPAC	12
2.2.4	Ionizacijska komora	13
2.3	Detektor elektromagnetskog zračenja CLARA	14
3	Analiza podataka	15
3.1	Kalibracija PRISMA spektrometra	16
3.1.1	MCP	16
3.1.2	MWPPAC	16
3.1.3	TOF	17
3.1.4	IC	17
3.2	Rekonstrukcija trajektorije	17
3.3	Identifikacija iona	19
3.3.1	Identifikacija atomskog broja	19
3.3.2	Identifikacija naboja	20
3.3.3	Identifikacija mase	21
3.4	Kalibracija CLARA detektora	21
4	Gama spektri	24
5	Pobudena stanja u izotopima olova $^{205-210}\text{Pb}$	26
5.1	Parno-parne jezgre	28
5.1.1	^{208}Pb	28

5.1.2	^{210}Pb	29
5.1.3	^{206}Pb	32
5.2	Parno-neparne jezgre	32
5.2.1	^{207}Pb	32
5.2.2	^{209}Pb	33
5.2.3	^{205}Pb	34
6	Udarni presjeci	35
6.1	Udarni presjek pobuđenih stanja olova (σ_{Pb^*})	36
6.1.1	Stanje 3^- izotopa ^{208}Pb	36
6.1.2	^{205}Pb	38
6.1.3	^{206}Pb	39
6.1.4	^{207}Pb	39
6.1.5	^{208}Pb	39
6.1.6	^{209}Pb	40
6.1.7	^{210}Pb	40
6.2	Ukupni udarni presjek	40
6.3	Udarni presjek osnovnih stanja σ_{Pb}	43
6.4	GRAZING model	46
6.5	Primjena rezultata	48
7	Zaključak	49
	Literatura	52

1 Uvod

Nedavno opažanje spajanja dvaju neutronske zvijezde, koje nedvojbeno povezuje konkretan astronomski događaj s proizvodnjom teških elemenata [1, 2], pobudilo je posebnu pažnju nuklearnih i astrofizičkih zajednica. Uz poznavanje zvjezdanih parametara, za razumjevanje porijekla elemenata važno je i poznavanje svojstava atomskih jezgara kao što su struktura i mogućnosti raspada, a posebno teških neutronske bogatih jezgara, kako bi se odredio put odvijanja procesa brzog uhvata neutrona (r-proces) u zemljovidu jezgara [3]. Zbog ograničenih mogućnosti proizvodnje i direktne identifikacije teških neutronske bogatih jezgara proučavanje takvih jezgara je otežano.

1.1 Reakcije prijenosa nukleona

Nuklearna reakcija je vrlo kompleksan kvantnomehanički proces koji ovisi i o strukturi reaktanata i o mehanizmu same reakcije. Ovisno o povećanju parametra sudara¹ vrsta interakcije se kreće od fuzije, preko dubokog neelastičnog procesa i kvazi-elastičnih reakcija, do elastičnog raspršenja. U reakciji o kojoj ćemo raspravljati opazili smo kvazi-elastično i duboko neelastično raspršenje. Kvazi-elastično raspršenje možemo prepoznati po tome što projektil razmjeni tek nekoliko nukleona s metom te izgubi umjerenu količinu energije. Takav sudar spada u direktne reakcije u smislu da vrijeme sudara odgovara vremenu prijenosa nukleona tako da u reakciji sudjeluju samo površinski nukleoni. Posebno su reakcije prijenosa nukleona pogodne za pobuđenje kvantnih stanja niže energije i relativno visokih spinova. Kvazi-elastične reakcije dominantan su mehanizam u blizini stvaranja niskoenergetskih stanja. [4, 5]

Duboko neelastične reakcije rezultiraju u širokoj distribuciji izlaznih jezgara gdje se značajni dio početne kinetičke energije pretvorio u energiju pobuđenja jezgre. Karakter ove reakcije je također primarno binaran. Kod duboko neelastičnog raspršenja dvije jezgre ostanu u kontaktu na duže vrijeme nego što je karakteristično za direktne reakcije, ali dovoljno kratko da se dvije jezgre ne spoje u složenu jezgru, što je slučaj kod fuzije. Relativno kratko vrijeme sudara i veliki gubitak energije upućuju na pobuđenje nižih površinskih modova koji su zaslužni za stvaranje velikih deformacija koje rezultiraju razmjennom velikog broja nukleona. [5]

Jedan od načina proizvodnje teških neutronske bogatih jezgara je putem reakcija prijenosa

¹okomita udaljenost od centra jezgre mete do početnog pravca gibanja jezgre projektila

mного nukleona između teških jezgara [4–6]. Budući da su reakcije prijenosa nukleona (*Multinucleon transfer*, MNT) binarnog karaktera jedan od mogućih načina mjerenja ovih reakcija je potpuna identifikacija jednog od fragmenata reakcija magnetskim spektrometrom. Upravo taj način koristimo i u našem eksperimentu te nam isti omogućuje mjerenje mase, naboja, diferencijalnog i ukupnog udarnog presjeka, raspodjele ukupnog gubitka kinetičke energije te uz koincidenciju s detektorom gama zračenja, i pripadnih elektromagnetskih prijelaza za pojedine izotope oba produkta reakcije. Bitno je napomenuti da magnetski spektrometar mora imati mogućnost mjerenja događaj-po-događaj kako bi potpuna identifikacija bila moguća. Takav postav koristio se i u ovom radu te će detaljnije biti opisan u kasnijem poglavlju.

Za uspješno dobivanje neutronske bogate teške jezgre potrebno je, prije svega razumjeti sam mehanizam reakcije, tj. da li sam mehanizam reakcije omogućuje proizvodnju neutronske bogatih teških jezgara, te nakon toga uspostaviti određene uvjete kako bi se detekcija i identifikacija, a naposljetku i mjerenje svojstava provelo što efikasnije. Jedan od važnih čimbenika je odabir energije sudara i mehanizma reakcije. Bombardiranje projektila u čvrstu metu energijama malo iznad kulonske barijere, što najvećim dijelom dovodi do reakcije prijenosa nukleona, postao je jedan od standardnih metoda za proučavanje strukture jezgara općenito. Ovisno o debljini mete projektil će biti potpuno zaustavljen za deblje mete, što je prikladno za npr. proučavanje izomera, ili će biti samo usporen za tanje mete. Kod tankih meta tada imamo mogućnost direktne identifikacije barem jednog produkta reakcije magnetskim spektrometrom uz mjerenje gama prijelaza određenim gama detektorom.

Za dobivanje neutronske bogate jezgre reakcijom prijenosa nukleona potrebno je imati barem jednu tešku jezgru na početku reakcije. Prilikom odabira snopa i mete treba imati na umu da identifikacija težih iona pruža dosta izazova s obzirom na veliku masu i naboj produkata. Iako pretežito ovisi o samom mehanizmu reakcije, da bi omogućili što bolju identifikaciju produktata uz mogućnost mjerenja pripadnih gama prijelaza, za reaktante je pogodnije uzeti kombinaciju lake i teške jezgre od dvije teške jezgre². S obzirom da nas zanima put r-procesa u karti nuklida gdje se za zatvorenu neutronske ljuske $N = 126$ r-proces najviše približava dolini stabilnosti, olovo ^{208}Pb je s $Z = 82$ i $N = 126$, kao dvostruko magična jezgra, prigodan izbor. Modeli nuklearnih reakcija, poput poluklasičnog modela GRAZING, za korištenje vrlo neutronske bogatih nestabilnih snopova predviđaju

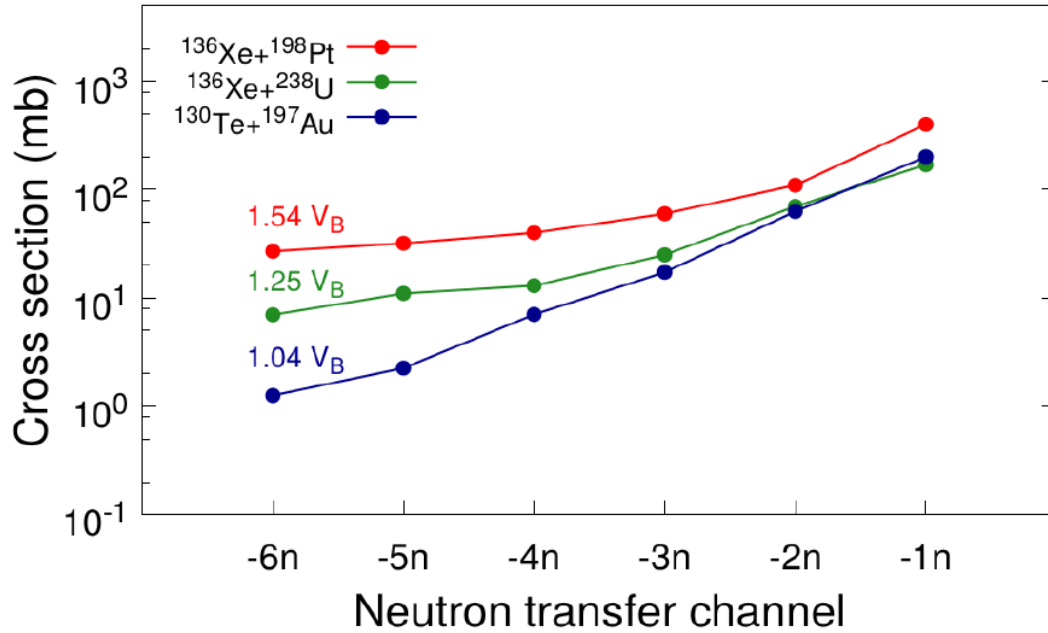
²pod 'teške' jezgre u ovom radu se referenciramo na jezgre masa većih od 100 nukleona

kanale pobiranja (*pick-up*) protona i ogoljavanja neutrona³ [7], inače potrebne za dobivanje neutronske bogate teške jezgre, kao dominantne. Također za takve reakcije model predviđa i značajan utjecaj sekundarnih procesa, poput evaporacije i fisije. Za reakcije sa stabilnim snopovima, pokazano je da su za jezgre u blizini zatvorenih ljusaka u dolini β stabilnosti dominantni kanali ogoljavanje protona i pobiranje neutrona te su time pogodni za dobivanje neutroski bogatih lakih jezgara. Primjeri reakcija sa takvim snopovima su $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ (^{40}Ca , $N/Z = 1$) [8] i $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ (^{58}Ni , $N/Z = 1.07$) [9]. S druge strane, pokazano je da za neutronske bogatije, ali stabilne snopove, primjerice ^{40}Ar (^{40}Ar , $N/Z = 1.22$) [10], kanali pobiranja protona i ogoljavanja neutrona⁴ se počinju javljati u značajnijoj mjeri. Upravo reakcija $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ je korištena u ovom radu. U raspodjeli ukupnog udarnog presjeka reakcije prijenosa nukleona, posebno za teške jezgre, dodatni sekundarni procesi kao npr. evaporacija neutrona ili transferom inducirana fisija, znatno utječu na to koliki su konačni teški fragmenti neutronske bogati. Efekt evaporacije snažno ovisi o energiji bombardiranja te izboru projektila i mete, što možemo vidjeti na slici 1.1 gdje su prikazani eksperimentalni ukupni udarni presjeci kanala ogoljavanja neutrona za reakcije: $^{130}\text{Te} + ^{197}\text{Au}$ [11], $^{136}\text{Xe} + ^{198}\text{Pt}$ [12] i $^{136}\text{Xe} + ^{238}\text{U}$ [13] s energijama snopa, redom, $E_{\text{LAB}} = 5.4, 7.98, 7.35 \text{ MeV} \cdot \text{A}$. Možemo primijetiti kako kod reakcije $^{130}\text{Te} + ^{197}\text{Au}$ se vidi konstantni pad ukupnog udarnog presjeka, dok kod druge dvije reakcije pad ukupnog udarnog presjeka stagnira nakon prijenosa nekoliko nukleona. Razlog tomu je vjerojatno efekt evaporacije koji je značajniji u reakcijama $^{136}\text{Xe} + ^{198}\text{Pt}, ^{238}\text{U}$. Ako pogledamo energije snopa, možemo vidjeti da eksperiment $^{130}\text{Te} + ^{197}\text{Au}$ ima energiju snopa puno bližu kulonskoj barijeri, što dovodi do manjeg ukupnog udarnog presjeka, ali i manjeg efekta evaporacije. U našem eksperimentu $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$, energija snopa iznosi $E_{\text{LAB}} = 6.34 \text{ MeV} \cdot \text{A}$ što je oko 30% iznad kulonske barijere pa bismo mogli i ovdje očekivati efekt evaporacije.

Za teorijsku pozadinu u ovom radu koristimo Bornovu aproksimaciju deformiranog vala (eng. *Distorted-waves Born approximation*, DWBA) i GRAZING poluklasični model koje ćemo kratko predstaviti u sljedećim poglavljima kao i standardni sferični nuklearni model ljusaka, budući da ćemo promatrati jezgre oko zatvorene neutronske ljuske $N = 126$. DWBA se pretežito koristi za reakcije elastičnog raspršenja i prijenosa malog broja nukleona, dok se GRAZING kod koristi općenito za opis nuklearnih reakcija s teškim jezgama te reakcija poput

³ako nije drugačije naglašeno procesi pobiranja/ogoljavanja nukleona odnose se na lakog partnera

⁴reakcije koje vode na kanale u kojima se neutroni dodaju, a protoni oduzimaju od ^{208}Pb



Slika 1.1: Eksperimentalni ukupni udarni presjeci za kanale ogoljivanja neutrona za reakcije: $^{130}\text{Te} + ^{197}\text{Au}$ [11], $^{136}\text{Xe} + ^{198}\text{Pt}$ [12] i $^{136}\text{Xe} + ^{238}\text{U}$ [13] s pripadnim energijama snopa prikazanih u relativnom omjeru s energijom kulonske barijere V_B (iz rada [14])

elastičnog raspršenja, reakcije prijenosa nukleona i fuzije.

1.2 Nuklearni model ljusaka

U jezgri nukleoni međudjeluju dvočestičnom interakcijom. Sustav možemo opisati kao skup gotovo nezavisnih čestica koje se gibaju u srednjem potencijalu stvorenom djelovanjem svih nukleona. Gotovo neovisno gibanje posljedica je Paulijevog principa isključenja kao i kratkodosežne odbojne interakcije između nukleona. Ove pretpostavke čine temelj za konstrukciju složenijih modela ljusaka [15, 16].

Da bismo ilustrirali nuklearni model ljusaka kojeg koristimo, kratko ćemo proći kroz osnovne pretpostavke modela. Prvi korak je rješavanje Schrödingerove jednačbe za navedeni sustav. Schrödingerovu jednačbu za sustav A nukleona možemo pisati:

$$H\psi_A = E\psi_A \quad (1.1)$$

gdje je ψ_A mnogočestična valna funkcija sustava, a E svojstvena energija. \hat{H} označava Hamiltonijan sustava te ga možemo prikazati kao sumu jednočestičnih hamiltonijana \hat{h}_i i inte-

rakcije \hat{V} koja može sadržavati i višečestične članove:

$$H = \sum_i^A h_i + V. \quad (1.2)$$

Standardne aproksimacije za jednočestični hamiltonijan sadrže radijalni potencijal harmoničkog oscilatora te spin-orbit i centrifugalni član, stoga jednočestični hamiltonijan sada glasi:

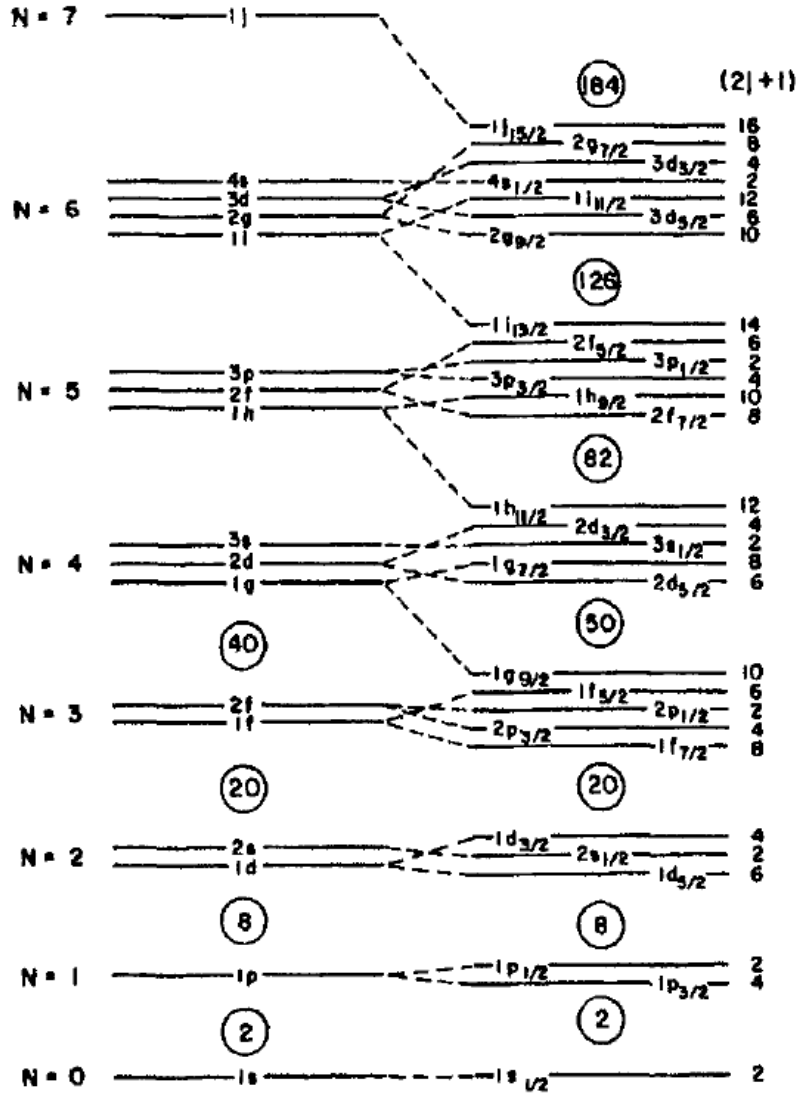
$$h_i = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{m\omega^2 r^2}{2} + f_l(\vec{l} \cdot \vec{l}) + f_{ls}(\vec{l} \cdot \vec{s}) \quad (1.3)$$

gdje je \vec{l} angularni moment, \vec{s} intrinzični spin, a m masa nukleona dok su f_{ls} i f_l radijalni faktori, redom, spin-orbit i centrifugalnog člana. Rezultat rješavanja jednočestičnog hamiltonijana su jednočestične valne funkcije i energijski spektar nivoa harmoničkog oscilatora (vidi sliku 1.2 u kojem se pojavljuju određene ljuske. Uvođenjem spin-orbit ($\vec{l} \cdot \vec{s}$) i centrifugalnog ($\vec{l} \cdot \vec{l}$) člana uklanja se degeneracija te dobiveni magični brojevi 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, itd., koji odgovaraju eksperimentalnim rezultatima te predstavljaju jezgre sferičnog oblika (sferični model ljusaka) sa znatno jačim vezanjem od susjednih. Daljnja ideja modela je uz dobivena jednostavna jednočestična stanja uključiti smetnju \hat{V} te dijagonalizacijom smetnje u mnogočestičnoj bazi dobiti nova mnogočestična stanja s dobro definiranim spinom J i izospinom T . Takve dijagonalizacije rade se računalnim algoritmima.

1.3 DWBA

Spoznaja o samoj strukturi jezgre koju promatramo najčešće dolazi od udarnog presjeka stanja koja se nastanjuju. U prošlom poglavlju govorili smo o dva najčešća mehanizma nuklearnih reakcija koje očekujemo u našem ekperimentu te koja stanja one pobuđuju. Teorija deformiranih valova, preciznije Bornova aproksimacija deformiranog vala (eng. *Distorted-waves Born approximation*, DWBA) se u mnogim slučajevima pokazala uspješnom u reproduciranju neelastičnih pobuđenja, te u prijenosu malog broja nukleona. U daljnjem tekstu okvirno ćemo ilustrirati DWBA i samu motivaciju, a za detalje pogledati [5].

Ideja o direktnim reakcijama pojavila se još 1950-ih nakon promatranja reakcije ogoljavanja deuteronu (d, p). Prvi pokušaj opisa direktnih reakcija je bio pomoću ravnih valova. Uz jednostavnu Bornovu aproksimaciju za reakciju $A(a, b)B$ uzrokovanu interakcijom V , imamo



Slika 1.2: Energetski spektar nivoa za sferični model ljusaka. [16]

izraz za amplitudu prijelaza:

$$T_{BA} = \int e^{-ik_b \cdot r_b} \langle \psi_B \psi_b | V | \psi_A \psi_a \rangle e^{-ik_a \cdot r_a} d\mathbf{r}_a d\mathbf{r}_b \quad (1.4)$$

gdje je k_a relativna količina gibanja, a r_a udaljenost centara masa jezgara a i A , dok su k_b i r_b odgovarajuće vrijednosti u izlaznom kanalu $b + B$. Također ψ_i predstavlja unutarnje stanje i -te jezgre. U svrhu interpretacije gornjeg rezultata napraviti ćemo nekoliko pretpostavki koje dovode do konkretnog rezultata amplitude prijelata T_{BA} . Uz pretpostavku kratkog dometa nuklearne sile (uračunate kroz V), što zapravo znači $r_a \approx r_b$, te provedbe multipolnog razvoja matričnog elementa $\langle \psi_B \psi_b | V | \psi_A \psi_a \rangle$ izabiremo samo jedan polaritet, odnosno angularni moment l (budući da obično za nuklearne spinove uz strukturalna selektivna pra-

vila obično preživi samo jedan ili jako malo vrijednosti l) i na kraju taj integral izvrijednimo za $r \sim R$, budući da prema pretpostaci reakcija se odvija samo na površinskim nukleonima jezgre radijusa R . Kao rezultat dobivamo da je amplituda prijelaza proporcionalna sfernim Besselovim funkcijama $j_l(QR)$ gdje je $Q = [k_a^2 + k_b^2 - 2k_a k_b \cos\theta]^{\frac{1}{2}}$ uz θ kao relativan smjer emisije b u odnosi na početni snop. Ovim pristupom udarni presjeci se nisu baš slagali sa izmjerenim vrijednostima stoga je i ovaj model odbačen. Glavni uzrok slabog poklapanja sa mjerenjima je taj da je ovim modelom unutarnji dio jezgre izostavljen iz nuklearne interakcije što bi značilo da smo izrezali dio ravnih valova bez uvođenja refleksija. Iz tog razloga u račun su uvedeni deformirani valovi koji uključuju efekte refrakcije i apsorpcije.

Teorija deformiranih valova oslanja se na elastično raspršenje kao najvažniji događaj kada se dvije jezgre sudare. Elastično raspršenje uvodi ideju o apsorpciji, odnosno uklanjanje toka u puno drugih jednako važnih kanala. Prilikom opisa sustava elastična raspršenja tretiraju se egzaktno (unutar limitacija jednostavnog optičkog modela), dok se ostale reakcije tretiraju kao perturbacije ili tranzicije između elastičnih stanja. Posljedično DWBA amplituda prijelaza T_{DWBA} glasi:

$$T_{DWBA} = \int \chi^-(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b) * \langle \psi_B \psi_b | V | \psi_A \psi_a \rangle \chi^+(\mathbf{k}_b, \mathbf{r}_b) d\mathbf{r}_a d\mathbf{r}_b \quad (1.5)$$

gdje su $\chi(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ valne funkcije deformiranih valova te opisuju odgovarajuće elastično raspršenje i imaju oblik:

$$\chi(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + \psi_{scatt}. \quad (1.6)$$

Budući da dodani član u izrazu (1.6) je dobiven optičkim potencijalima čiji parametri su prilagođeni mjerenjima više ne možemo zbrajati dva deformirana vala, kao što je to bio slučaj kod ravnih valova, također amplituda prijelaza se ne može reducirati na neku jednostavnu eksplicitnu formu poput Besselovih funkcija. Sva informacija o nuklearnoj strukturi pohranjena je u matričnom elementu $\langle \psi_B \psi_b | V | \psi_A \psi_a \rangle$ iz izraza 1.5. Dosta često se zanimljivi strukturalni parametri mogu izlučiti iz ovog matričnog elementa što znači da udarni presjeci će biti direktno proporcionalni kvadratima tih parametara. Kada je to opravdano može se koristiti tzv. *zero-range* forma, što zapravo znači uzimanje $r_a \approx r_b$ te uz razvoj preko parcijalnih valova se dobiva set form faktora $f_l(\mathbf{r})$ što je pogodan proces za izvrednjavanje preko jednostavnog računalnog koda. Gledajući generalno, nakon izvrednjavanja matričnog elementa $\langle \psi_B \psi_b | V | \psi_A \psi_a \rangle$ preko nekog nuklearnog modela dobivamo funkciju dviju koordinata, \mathbf{r}_a i \mathbf{r}_b . Da bismo dobili amplitudu prijelaza (1.5) moramo izvrijedniti

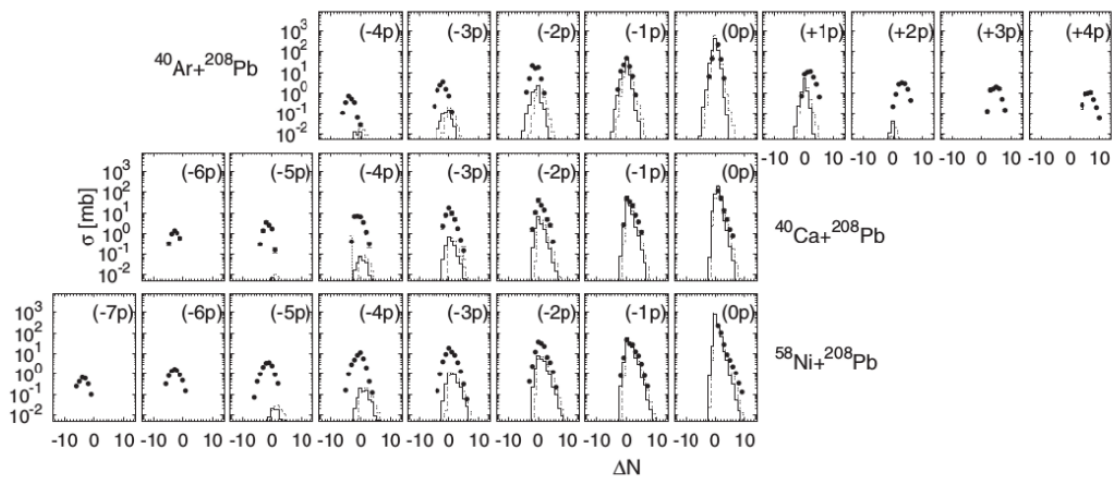
šetodimenzionalni integral. Razvoj preko parcijalnih valova taj integral pretvara u sumu dvodimenzionalnih integrala što dovodi do mnogo zahtjevnijeg procesa od *zero-range* metode. Uz razvoj računalnih kodova za DWBA danas postoje mnoge varijante specijalizirane za određene sustave. U ovom radu koristimo PTOLEMY [17] kod. Uz usporedbu sa kutnom raspodjelom 3^- stanja izotopa ^{208}Pb , inače dobro poznato neelastično pobuđenje, DWBA ćemo koristiti i dobivanje apsolutnog normalizacijskog faktora.

1.4 GRAZING kod

Poluklasični model GRAZING razvijen je od strane A. Winthera i grupe iz Copnehagena [18–20] i pokazao se uspješnim u predviđanju raspodjele ukupnog udarnog presjeka reakcije na različite izlazne kanale reakcija iz sudara dviju jezgara poput elastičnog i neelastičnog raspršenja, nuklearnog transfera sudara teških iona oko kuta okružuća, fuzije i distribucije fuzijske barijere. GRAZING kod dosta dobro opisuje prijenose nekoliko nukleona s relativnom malim gubitkom kinetičke energije te može predvidjeti ukupne udarne presjeke između različitih kanala. Također, GRAZING predviđa efekt evaporacije uzimajući u obzir prosječne energije pobuđenja binarnih produkata. GRAZING se pokazao uspješnim u predviđanju u mnogim eksperimentima te je postao za mnoge prvi izbor za interpretaciju i planiranje eksperimenata sa sudarima teških iona.

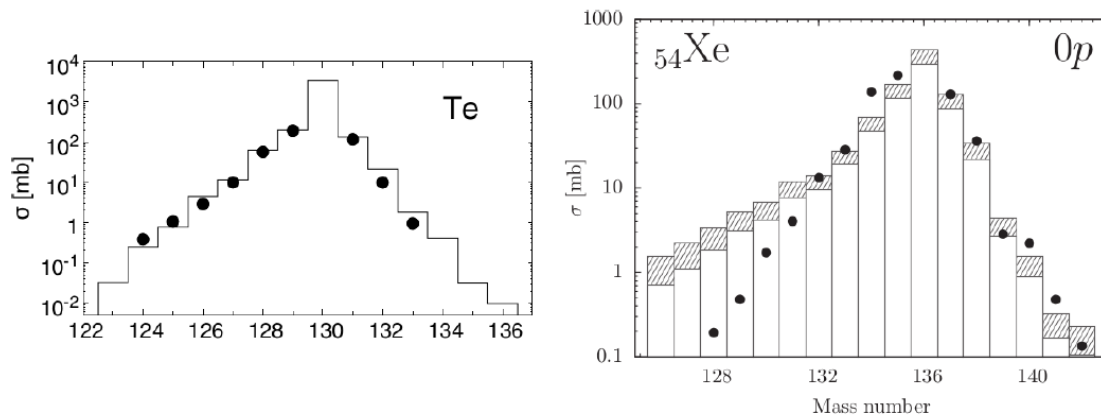
GRAZING se bazira na konceptima osnovnih modova pobuđenja i klasičnog pristupa relativnog gibanja dviju jezgara. Dvije jezgre opisane su kao ansambl nezavisnih nukleona koji titraju oko sfernog ravnotežnog oblika. Osnovni stupnjevi slobode su jednočestični transfer i površinske vibracije, koji uključuju najniža 2^+ i 3^- stanja. Interakcija između dva iona opisana je kombinacijom kulonskog potencijala u obliku potencijala dvije točkaste čestice i Wood-Saxon parametrizacije nuklearnog potencijala. Razmjena više nukleona u GRAZING modelu podijeljena je u više jednonukleonskih razmjena. Pobuđenja površinskih modova dobivena su aproksimacijama čiji su form faktori proporcionalni članovima ovisnim o r iz ion-ion potencijala čiji je iznos dan eksperimentalnim $B(E\lambda)$. Razmjena nukleona dobivena je form faktorima koji uzimaju u obzir jednočestična svojstva projektila i mete kao i prosječnu gustoću stanja. Pod pretpostavkom da je vjerojatnost transfera za svaki kanal reakcije mala, što je uglavnom slučaj s teškim ionima, GRAZING daje raspodjelu vjerojatnosti.

Na slici 1.3 možemo vidjeti usporedbu eksperimentalnih ukupnih udarnih presjeka i GRAZING predviđanja za reakcije ^{59}Ni , ^{40}Ca , $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ [8–10]. Ukupni udarni presjeci su dobiveni integriranjem preko cijelog prostornog kuta i intervala energija pripad-



Slika 1.3: Eksperimentalni ukupni udarni presjeci (točke) za reakcije ^{58}Ni , ^{40}Ca , $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ uspoređene s GRAZING računom bez evaporacije (isprekidano) i s uključenim efektom evaporacije (puno) [21].

nog PISOLO, za ^{59}Ni i ^{40}Ca , i PRISMA, ^{40}Ar , spektrometra. Možemo vidjeti dobro slaganje GRAZING predviđanja i eksperimenata za kanale razmjene nekoliko nukleona dok u slučaju transfera sve većeg broja nukleona GRAZING kod se sve manje slaže sa eksperimentom. Razlog tome je vjerojatno činjenica da duboko neelastična komponenta nije potpuno uzeta u obzir, kao i npr. korelirani prijenos nukleona. Na slici 1.4 vidimo sličnu situaciju opisanu u



Slika 1.4: Ukupni udarni presjeci kanala transfera neutrona dobivenih pomoću magnetskog spektrometra PRISMA. Linije predstavljaju GRAZING kalkulacije dok točke predstavljaju eksperimentalne rezultate. Lijevo se nalaze podaci $^{130}\text{Te} + ^{197}\text{Au}$ eksperimenta [11], a desno $^{136}\text{Xe} + ^{238}\text{U}$ [13].

gornjem tekstu da se predviđanja slažu dosta dobro u kanalima transfera nekoliko neutrona. U ovim slučajevima lijepo se vidi da je slaganje jednako dobro i za kanale pobiranja i za kanale ogoljavanja. Budući da GRAZING model vrlo dobro opisuje reakcije prijenosa ne-

utrona koristiti ćemo ga u interpretaciji rezultata.

2 Eksperimentalni postav

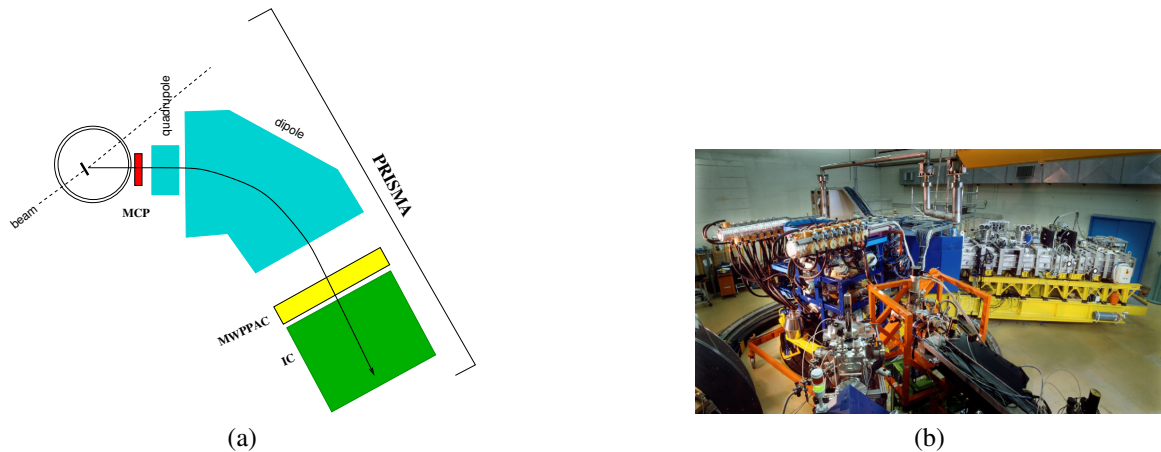
Mjerni uređaj korišten u eksperimentu je magnetski spektrometar PRISMA [22–24] vezan uz γ -detektor CLARA [25] koji se nalazi u Nacionalnom laboratoriju Legnaro, Italija. Produkti reakcije identificirani su magnetskim spektrometrom (u masi i naboju) PRISMA dok su elektromagnetski prijelazi detektirani CLARA gama detektorom.

2.1 Priprema snopa

Prvi korak pripreme snopa čini ioniziranje stabilnog atoma ^{40}Ar . Snop se proizvodi u ECR (*Electron Cyclotron Resonance*) tipu izvora gdje se od neutralnog plina Ar proizvode ioni Ar. Tako proizvedeni ioni argona ubrzavaju se prvo u pre-akceleratoru, a zatim u ALPI (*Acceleratore Lineare Per Ioni*) akceleratoru [26]. ECR izvor i pre-akcelerator RFQ (*Radio-Frequency Quadrupole*) tipa čine PIAVE akceleratora (*Positive Ion Accelerator for Very Low Velocity Ions*) [27]. Da bismo omogućili željene nuklearne reakcije, kao što je reakcija prijenosa nukleona, snop moramo ubrzati do energija većih od kulonske barijere, što postizemo injektiranjem snopa u ALPI linearni akcelerator. Time se postiže energija $E_{\text{lab}} = 255 \text{ MeV}$, što je oko 30% iznad nominalne kulonske barijere reakcije $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$. Tako ubrzani snop ^{40}Ar dolazi do mete, koja se sastoji od ^{208}Pb visoko izotopne 99.9% čistoće i debljine $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, te ojačane ^{12}C pločicama debljine $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

2.2 Magnetski spektrometar PRISMA

Magnetski spektrometar PRISMA koristimo za identifikaciju produkata nuklearnih reakcija. Mogućnost identifikacije nabijenih čestica leži u činjenici da nabijena čestica prolaskom kroz elektromagnetsko polje zakreće svoju putanju u ovisnosti o omjeru njezine količine gibanja p i naboja q . Na slici 2.1.b možemo vidjeti fotografiju uređaja, dok se na slici 2.1.a nalazi njegova shema. Kao što se može vidjeti na fotografiji (slika 2.1.b) PRISMA se nalazi na postolju koje omogućuje rotaciju i postavljanje na kut okružnica određene reakcije koji u našem slučaju, za reakciju $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ na $E_{\text{LAB}} = 255 \text{ MeV}$, iznosi $\theta_{\text{lab}} \cong 54^\circ$. Na shemi (slika 2.1.a) možemo vidjeti glavne dijelove spektrometra: ulazni detektor MCP (*Mi-*

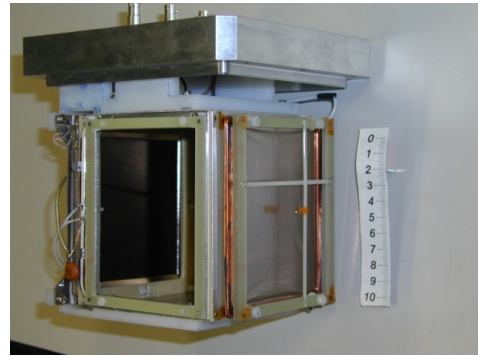
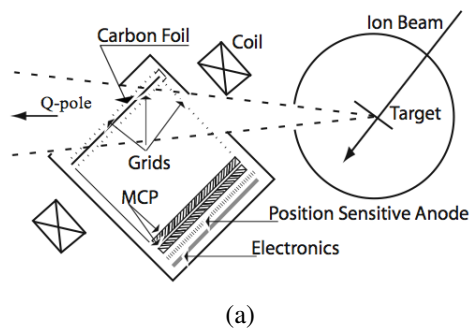


Slika 2.1: (a) Shema PRISMA spektrometra, oznake MCP odnose se na (*Micro channel plate*), MWPPAC na (*Multi wire parallel plate avalanche counter*), i IC na ionizacijsku komoru. (b) PRISMA spektrometar.

cro channel plate) tipa, optičke elemente (dipol i kvadrupol), te detektore fokalne ravnine: MWPPAC (*Multi wire parallel plate avalanche counter*) detektor i ionizacijska komora (IC). Ulazni detektor zajedno s detektorima fokalne ravnine omogućuju mjerenja svih potrebnih veličina za rekonstrukciju putanje iona u spektrometru, te njihovu identifikaciju u atomskom naboju i broju. MCP i MWPPAC detektori mjere upadni i izlazni položaj (x,y) te vrijeme upada/izlaza čime možemo rekonstruirati putanju te vrijeme preleta $TOF = t_{MCP} - t_{MWPPAC}$. Optički elementi služe za fokusiranje (kvadrupol) i zakretanje (dipol) iona, dok ionizacijska komora služi za određivanje kinetičke energije E te energetskog gubitka ΔE . Sve to u konačnici nam omogućuje određivanje, uz prethodno navedene veličine, atomskog broja Z , masenog broja A , naboja iona q i vektor brzine lakog partnera odnosno produkta binarne reakcije kojega smo odlučili detektirati u PRISMA-i. Uz pomoć zakona očuvanja, imajući na umu da promatramo binarne reakcije, možemo odrediti i vektor brzine teškog partnera. Identifikacija čestica pomoću PRISMA magnetskog spektrometra je vrlo pouzdana s obzirom na rezoluciju mjerenih veličina. Mjerenja se mogu provoditi na teškim ionima mase $30 < A < 200$ s preciznošću od $\Delta A/A < 1/300$. Prostorni kut spektrometra iznosi 80 msr. Energijska razlučivost iznosi 1/1000, dok nabojna 1/60. Uređaj je predviđen za rad s energijama 5-10 MeV po nukleonu te može bilježiti događaje frekvencijom do 100 kHz.

2.2.1 MCP

MCP detektor [28] se nalazi na ulazu magnetskog spektrometra te daje početni (*start*) signal za vrijeme preleta (rezolucija ~ 300 ps) i položaj iona (x_{MCP}, y_{MCP}) (rezolucija ~ 1 mm). Skica i fotografija uređaja nalazi se na slici 2.2.



Slika 2.2: (a) Shema MCP detektora (b) Fotografija MCP detektora.

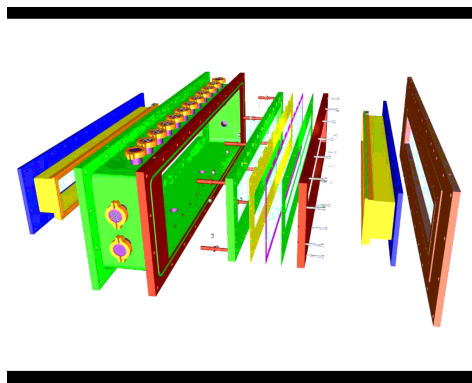
Aktivna površina od $80 \times 100 \text{ mm}^2$ na udaljenosti 25 cm od mete omogućuje detekciju kroz čitavi prostorni kut PRISMA-e. Nabijena ugljikova folija debljine $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ omogućuje izbijanje sekundarnih elektrona. Elektroni su zatim ubrzani elektrostatskim poljem do MCP pločica, dok ih vanjsko magnetsko polje usmjerava, sprječavajući raspršenje snopa. Dolaskom do mikrokanalnih pločica elektroni podliježu multiplikaciji te se na kraju bilježe prostorno osjetljivom anodom. Prostorna rezolucija anode je 1 mm što odgovara kutnoj rezoluciji manjoj od 0.5° . Visoka prostorna i vremenska rezolucija omogućuju detekciju teških iona s vjerojatnošću od gotovo 100%. Detektor ima iznimno visoku frekvenciju snimanja što omogućuje postavljanje tako blizu mete.

2.2.2 Optički elementi

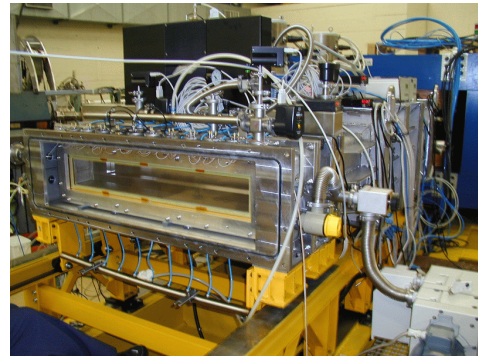
Optički sustav spektroskopa sastoji se od kvadrupola i dipola. Kvadrupol koristimo za fokusiranje iona s vertikalne osi na disperzijsku ravninu. Nalazi se 50 cm od mete te služi za efikasnije prikupljanje podataka. Dipolni magnet nalazi se 60 cm od kraja kvadrupola. Ima kut zakrivljenosti 60° te radijus zakrivljenosti od 1.2 m. Maksimalni iznos magnetskog polja u dipolu je 1 T. Nakon dipola ioni se nastavljaju kretati po pravcu.

2.2.3 MWPPAC

MWPPAC [29] se nalazi otprilike 7 m iza MCP detektora (prateći trjektoriju iona). Na slici 2.3 možemo vidjeti fotografiju i shemu detektora. MWPPAC je plinski detektor aktivne detektorske ravnine od $100 \times 13 \text{ cm}$ kojim mjerimo položaj iona, te vrijeme dolaska u fokalnu ravninu. Detektor se sastoji od tri elektrode: centralne katode na visokom naponu i dvije anode simetrično postavljene 2.4 mm od katode. Katoda služi za precizno mjerenje vre-



(a)



(b)

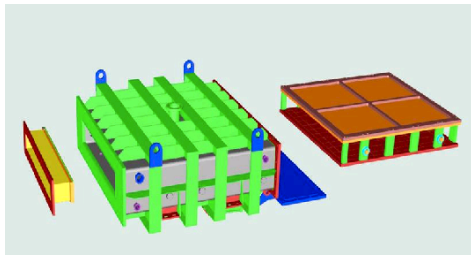
Slika 2.3: (a) Shema MWPPAC detektora (b) Fotografija MWPPAC detektora.

mena dolaska iona u fokalnu ravninu, dok anode, koje su sastavljene od žica orijentiranih horizontalno, odnosno vertikalno, omogućuju određivanje položaja. Horizontalna ravnina (X_{MWPPAC}) sastoji se od 10 odjeljaka od kojih se svaki sastoji od 100 vertikalno postavljene žice razmaknutih 1 mm. Vertikalna ravnina ima jedan odjeljak preko cijele dužine (1 m) sa žicama razmaknutim za 1 mm. Y smjer nije toliko bitan za rekonstrukciju putanje, budući da kvadrupolni magnet fokusira sve na disperzijsku ravninu, pa su žice grupirane po dvije što daje rezoluciju od 2 mm. Pozicijski signali dobiveni su metodom kašnjenja, budući da imamo dva signala s jedne žice, vrijeme kašnjenja signala s jedne strane u odnosu na drugu je proporcionalno položaju nadolazećeg iona. Svaka žica je tako nezavisni brojač. Lavina elektrona koju proizvede ion prolazeći kroz plin u komori detektora je dobro lokalizirana zahvaljujući uskom poretku detektorski ravnina te će se glavina naboja inducirati na jednoj žici. Zbog toga rezoluciju svake osi određuje razmak žica.

2.2.4 Ionizacijska komora

Na kraju fokalne ravnine nalazi se ionizacijska komora (IC) koja nam omogućuje mjerenje kinetičke energije iona, te njihovih energetske gubitaka. Ionizacijska komora smještena je 72 cm od MWPPAC detektora, ima aktivni volumen od $120 \times 13 \times 100$ (širina \times visina \times dubina) cm. Ionizacijska komora podijeljena je u 10 jednakih odjeljaka vodoravno duž fokalne ravnine (kao i MWPPAC) i na 4 jednaka odjeljka u dubinu svaki veličine 10×25 cm. Na slici 2.4 vidimo fotografiju i shemu ionizacijske komore.

IC se tako sastoji od 40 dijelova od kojih svaki može nezavisno mjeriti energetski gubitak ΔE . IC komora može biti punjena s metanom CH_4 ili freonom CF_4 . Najbolji rezultati postižu se s metanom čistoće 99.99%, koji ima veliku driftnu brzinu elektrona te stoga omogućuje



(a)



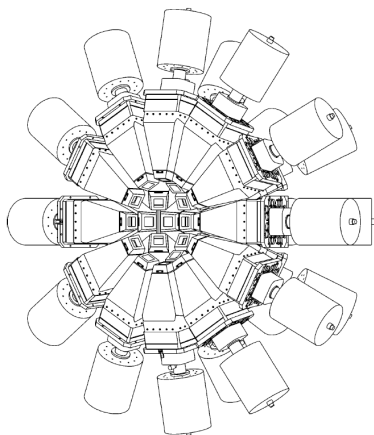
(b)

Slika 2.4: (a) Shema ionizacijske komore (b) Fotografija ionizacijske komore.

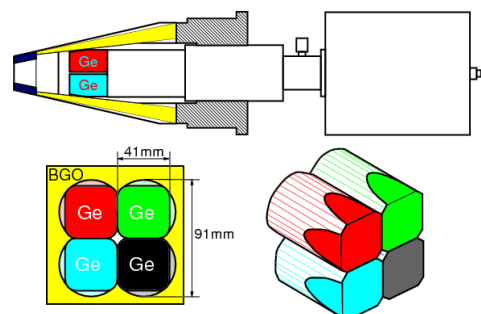
dobru energetska rezoluciju unatoč velikoj detekcijskoj brzini potrebnoj u mjerenju. Freon, s većom snagom zaustavljanja, koristi se za detekciju težih iona visokih energija. Broj elektrona nastalih prolaskom iona, te odvojeni električnim poljem, proporcionalan je energiji čestice. Dubinska segmentacija omogućuje različite kombinacije $\Delta E - E$, npr. ΔE može biti gubitak energije u prvom, ili prvom i drugom odjeljku dok ukupna energija E je zbroj gubitaka energije u sva četiri odjeljka - naravno samo ako je ion zaustavljen. Uz spomenute, postoje još dva odjeljka sa svake bočne strane koja služe za odbacivanje događaja uzrokovanih ionima previše zakrivljenih trajektorija tj. ionima kojima ne možemo točno odrediti ukupnu kinetičku energiju. Energetska rezolucija ionizacijske komore je $\sim 1-2$ MeV.

2.3 Detektor elektromagnetskog zračenja CLARA

CLARA detektor sastoji od 25 složenih germanijskih detektora visoke čistoće (HP-Ge Clover). Na slici 2.5.a možemo vidjeti shemu CLARA detektora. Četiri germanijska kristala,



(a) Shema CLARA Detektora



(b) Shema Clover detektora

Slika 2.5

promjera ~ 50 mm i duljine 70 mm grupirana su u jedan tzv. Clover detektor, oklopljen BGO antikompionskim štitom, i spojen na zajednički kriostat (vidi sliku 2.5.b). Germanijski detektori jedni su od najpreciznijih poluvodičkih detektora γ zračenja (u energiji) te rade na principu inverzno polarizirane n-p diode. Ulogu apsorbera ima osiromašeni sloj kojeg možemo proširiti povećanjem napona narinutog na diodu ili smanjenjem nečistoća u kristalu. U našem slučaju koncentracija nečistoća iznosi $1 : 10^{12}$ što dovodi do debljine apsorbera (područja osiromašenja) od nekoliko centimetara. Energiju γ zračenja detektiramo brojenjem nastalih elektron-šupljina parova odnosno mjerenjem nastale struje (signala). Energija je proporcionalna broju nastalih elektron-šupljina parova. Da bi spriječili (smanjili) pozadinske događaje Clover detektore uranjamo u kriostat punjen tekućim dušikom. Budući da scintilatorski detektori su vrlo efikasni te im efikasnost slabo ovisi o energiji, BGO scintilatori koriste se kao antikompionski štitovi oko germanijskih detektora. Oni rade na principu antikoincidencije, odnosno odbacuju se događaji istovremeno zabilježeni u Ge i BGO detektorima koji su velikom većinom posljedica Comptonskog raspršenja. Ukupna efikasnost ovog složenog gama detektora je oko 3% za $E_\gamma = 1.33$ MeV.

CLARA detektor smješten je u polusferu nasuprot PRISMA spektrometra oko položaja mete. Koincidencija CLARA+PRISMA omogućuje povezivanje određenog elektromagnetskog prijelaza pripadajućem izotopu. Kako se ovdje radi o gama zrakama koje partneri reakcije zrače u letu krećući se tipičnim brzinama od oko 10% brzine svjetlosti za laki i 2% brzine svjetlosti za teški fragment, potrebno je napraviti Doppler korekciju energije elektromagnetskog zračenja. Kao što je već navedeno, rekonstrukcijom putanje iona, događaj po događaj u spektrometru dobije se vektor brzine detektiranog lakog binarnog partnera reakcije. Uz upotrebu zakona očuvanja impulsa i energije izračuna se vektor brzine teškog partnera. Brzine izvrednjene na ovaj način koriste se za Dopplerovu korekciju.

3 Analiza podataka

Već smo spomenuli u prošlom poglavlju koje sve veličine mjerimo, sada ćemo objasniti kako iz izmjerenih vrijednosti dobivamo fizikalne veličine koje nam pomažu u identifikaciji iona. Magnetskim spektrometrom određujemo omjer količine gibanja i naboja iona p/q te uz vrijeme preleta $TOF = t_{MWPPAC} - t_{MCP}$ možemo dobiti masu iona, pod uvjetom da rekonstrukciju trajektorije iona vršimo događaj po događaj. Da bi mogli rekonstruirati putanju mjerimo sljedeće veličine: ulazni položaj iona (x_{MCP}, y_{MCP}), položaj iona u fokalnoj ravnini

(x_{MWPPAC}, y_{MWPPAC}), vrijeme preleta TOF gubitak energije ΔE i ukupnu energiju E . Kao rezultate dobivamo radijus zakrivljenosti u dipolnom magnetu ρ , duljinu trajektorije ukupnu energiju (pomoću TOF), srednji put iona R u IC. Atomi broj Z određujemo grafički iz $\Delta E - E$ dijagrama. Omjer A/q dobivamo iz pozicije iona na fokalnoj ravnini (MWPPAC). Iznos brzine iona računamo kao produkt duljine trajektorije i TOF, dok smjer brzine dobivamo iz ulaznog položaja iona (MCP).

Budući da je određeni dio obrade podataka vezan uz PRISMA spektrometar već napravljen od strane znanstvene grupe te nije primarna tema ovog rada, za više detalja pogledati rad [30]. U ovom radu fokusiramo se na analizu γ -spektra teškog partnera pa će taj dio biti detaljnije opisan.

Prilikom obrade i analize podataka koristili smo programski paket GASPPWARE unutar kojeg nalazimo programe poput *gsort*, *xtrackn* i *cmat* koje smo koristili za filtraciju, kalibraciju i vizualizaciju podataka. Također koristili smo programske pakete *Qtiplot* i *Paraview* za izradu grafova i prilagodbe kirvulja.

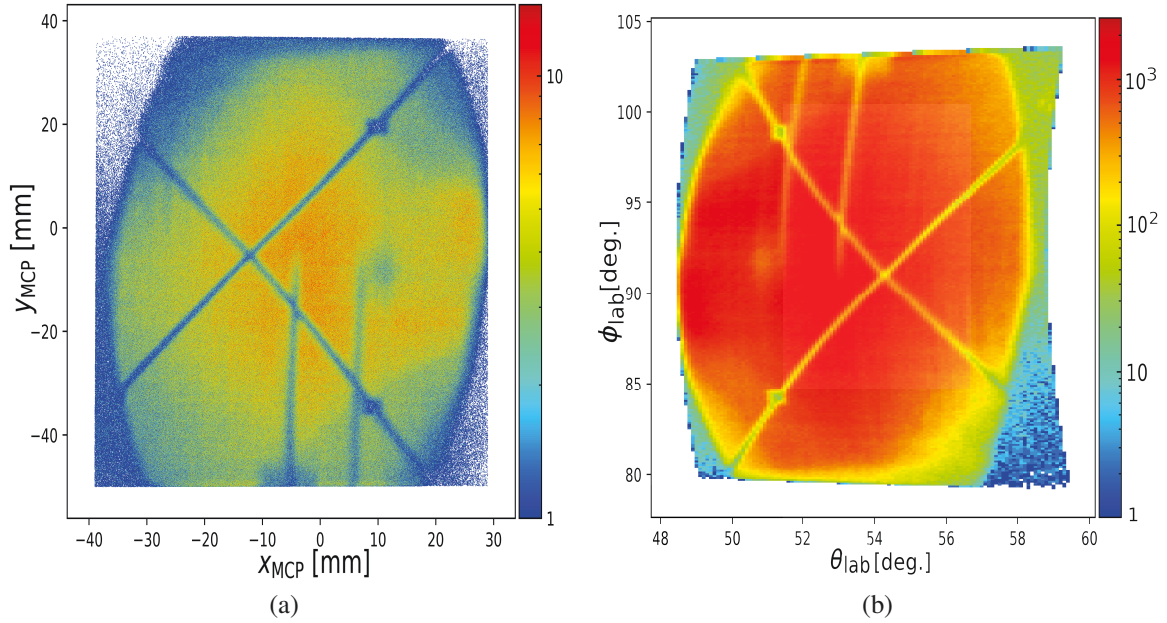
3.1 Kalibracija PRISMA spektrometra

3.1.1 MCP

Prvi korak dobivanja podataka je kalibrirati sirove podatke. Za ulazni položaj iona (MCP) zadržavamo samo one događaje u koincidenciji s MWPPAC detektorom. Ovim postupkom smo eliminirali detekciju neželjenih događaja poput elektrona, raspršenog snopa itd. Da bi položaj kalibrirali na milimetarsku mrežu koristimo određene oznake na samom detektoru koje možemo vidjeti na slici 3.1.a. Za točno određivanje smjera ulaska iona u MCP detektor prebacujemo se na kutne koordinate θ_{lab} i φ_{lab} , vidi sliku 3.1.b.

3.1.2 MWPPAC

Iz MWPPAC detektora dobivamo dva signala za horizontalni položaj, dva signala za vertikalni položaj, signal s katode i vremenski signal za određivanje TOF. Položaj dobivamo iz vremenske razlike signala sa svakog kraja žice. Analogan postupak je i za vertikalnu komponentu položaja, no budući da kvadrupol fokusira snop na disperzijsku ravninu, mjerenje ove komponente položaja služi nam kao provjera istog. Konačno, oba položajna signala kalibriramo u milimetre.



Slika 3.1: Kalibrirani položaj iona detektiranih u MCP detektoru za Kartezijev (a) i sferni (b) sustav.

3.1.3 TOF

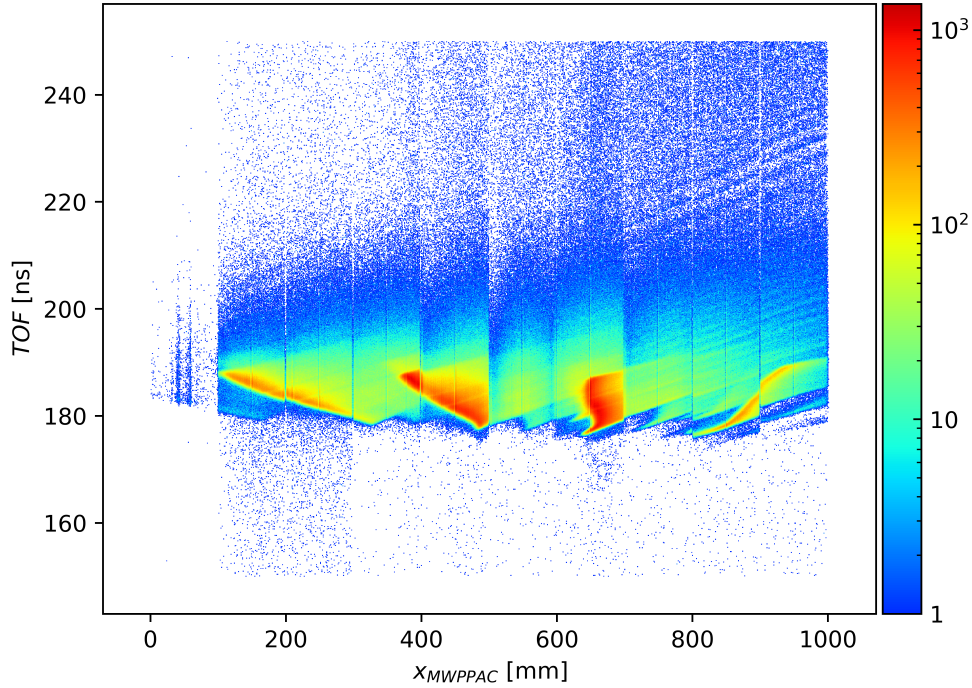
Sljedeći korak je kalibracija TOF kojeg mjerimo između MWPPAC i MCP detektora. Prvo se vrijeme preleta kalibrira u nanosekunde, zatim se traži apsolutni pomak u vremenu preleta (*offset*). Matrica TOF kao funkcija položaja u fokalnoj ravnini prikazana je na slici 3.2. Na slici možemo primjetiti određene strukture koje su zapravo povezane s omjerom A/q (ioni većeg naboja, a iste mase, pojavljivat će se na desnoj strani grafa).

3.1.4 IC

Anoda ionizacijske komore podijeljena je u 40 odjeljaka gdje se svaki ponaša kao nezavisni mjerač gubitka energije ΔE . Tlak plina u ionizacijskoj komori namješten je tako da potpuno zaustavi ^{40}Ar (^{208}Pb se zaustavi već u prvoj sekciji) te da se optimizira rezolucija atomskog broja Z .

3.2 Rekonstrukcija trajektorije

Za identifikaciju iona u naboju i masi potrebno nam je rekonstruirati trajektoriju iona. U procesu rekonstrukcije putanje pretpostavlja se da su magnetska polja idealna s obzirom na



Slika 3.2: Položaj iona u fokalnoj ravnini u ovisnosti o vremenu preleta.

velike dimenzije PRISMA spektrometra, odnosno ne uzima se u obzir promjena magnetskog polja prema rubovima (*fringing field*).

Početni položaj zabilježen je u MCP detektoru. U kvadrupolu dolazi do hiperboličnog defokusiranja u horizontalnoj ravnini te sinusoidalnog fokusiranja u vertikalnoj ravnini. Takva gibanja možemo opisati budući da znamo duljinu kvadrupola te je izraz za kvadrupolno magnetsko polje što rezultira poznatim ulaznim položajem iona u dipol. Djelovanjem Lorentzove sile trajektorije iona se zakreću s radijusom ρ te možemo gibanje opisati izrazom:

$$\rho = \frac{mv}{qB} \quad (3.1)$$

gdje je m masa iona, v brzina iona, q naboj iona i B magnetsko polje koje djeluje na ion.

Nakon dipola na ion više ne djeluje magnetska sila pa je daljnja trajektorija iona pravac. S obzirom na velike dimenzije PRISMA spektrometra može se pretpostaviti da se sve trajektorije nakon kvadrupolnog magneta nalaze na istoj horizontalnoj ravnini. Budući da znamo iznose magnetskih polja u dipolu i kvadrupolu jedini parametar koji jedinstveno opisuje trajektorije je radijus zakrivljenosti ρ .

Koristeći programsku rutinu čiji ulazni parametri su: x_{MCP} , y_{MCP} , x_{MWPPAC} , TOF i ΔE , kao rezultat dobivamo ukupnu duljinu trajektorija L , radijus zakrivljenosti ρ i ukupnu energiju

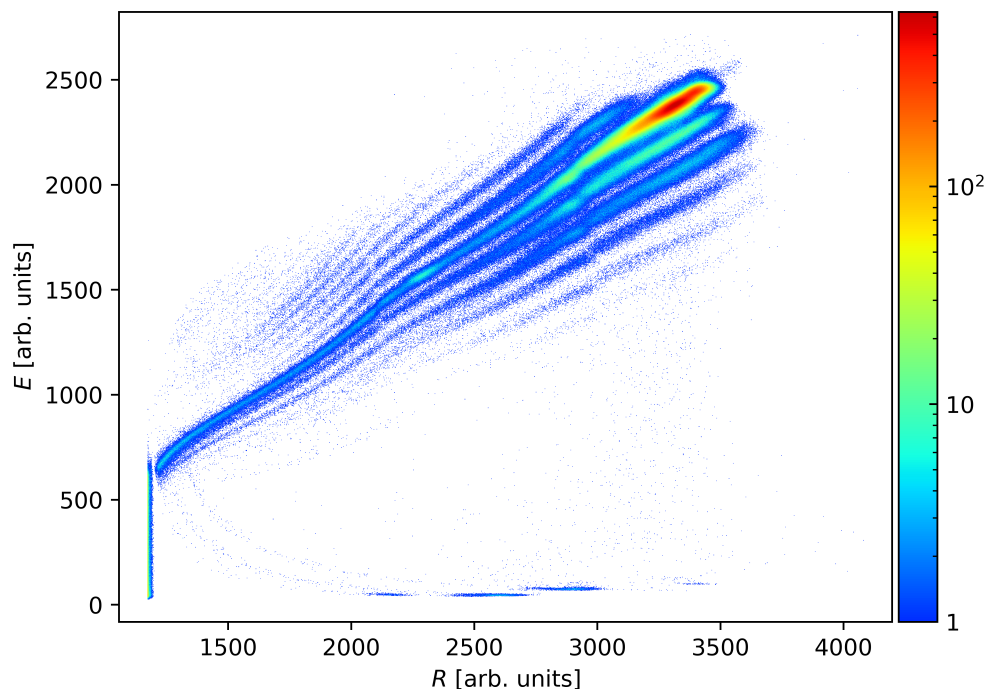
E (putem TOF, koju možemo usporediti s izmjerenom ukupnom energijom u ionizacijskoj komori).

3.3 Identifikacija iona

Potpuna identifikacija iona određena je identifikacijom atomskog broja iona Z , naboja iona q te masom iona A .

3.3.1 Identifikacija atomskog broja

Identifikacija atomskog broja Z dobivena je kroz mjerenje gubitka energije ΔE i ukupne energije kroz IC. Ionizacijska komora radi u proporcionalnom režimu gdje inducirani naboj u komori (jednom odjeljku) je proporcionalan gubitku energije. Da bi dobili željenu rezoluciju moramo uzeti u obzir i smjer trajektorije ulaznih iona. Uvodimo veličinu domet iona R (dobivamo ju rekonstrukcijom trajektorije) koja uzima u obzir i smjer ulaska iona te na slici 3.3 vidimo prikaz rezultata.



Slika 3.3: Matrica dometa iona u ovisnosti o energiji (u koincidenciji s CLARA detektorom) koju koristimo u identifikaciji atomskog broja Z . Naintenzivnija linija ogovara raspršenim ionima argona ^{18}Ar . Linije ispod odgovaraju ionima manjeg atomskog broja redom, ^{17}Cl , ^{16}S itd., dok linije iznad glavne argonove linije odgovaraju ionima većeg atomskog broja, primjerice ^{19}K

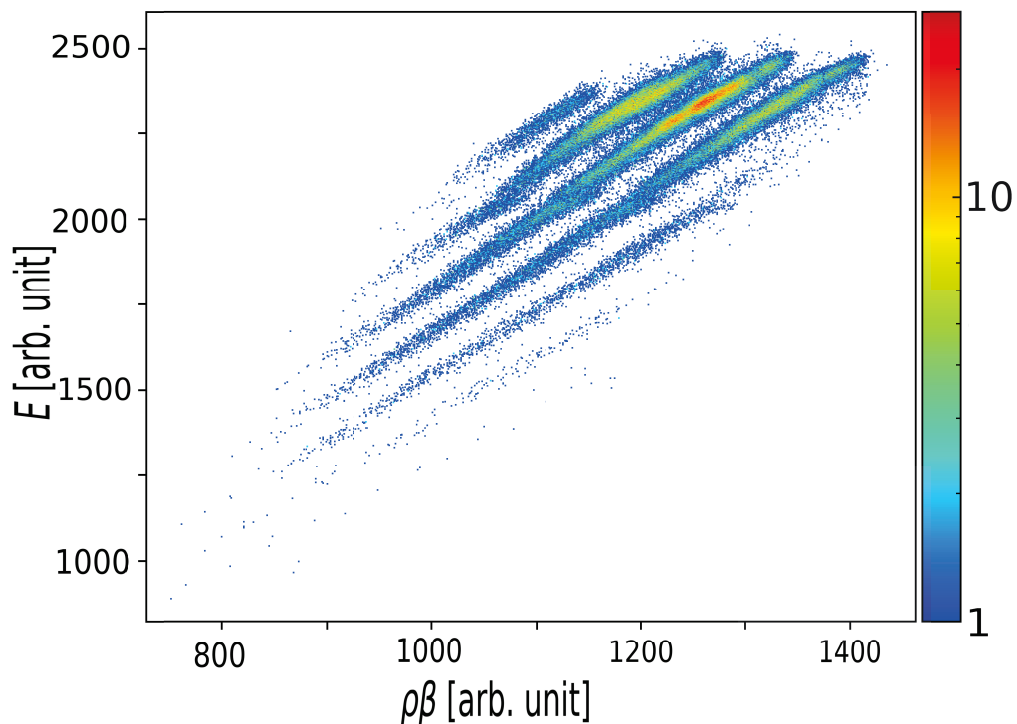
Na grafu se jasno vide razdvojene linije koje odgovaraju različiti atomskim brojevima Z . Najintezivnija linija odgovara ionima argona (budući da elastično i neelastično raspršenje imaju najveće udarne presjek za našu reakciju), odnosno $Z = 18$. Za fiksnu vrijednost ukupne energije E , atomski broj raste s ΔE odnosno pada s R pa možemo također jasno vidjeti kanale pobiranja (gore) i ogoljavanja (dolje) protona u odnosu na Ar liniju. Ostali kanali određeni su Bethe-Blochovom jednačbom za pripadni plin koju u našem slučaju možemo uzeti u nerelativističkom obliku:

$$\frac{dE}{dx} \sim \frac{MZ_{eff}^2}{E} \quad (3.2)$$

gdje je M atomska masa, Z_{eff} efektivni naboj iona i E energija. dE , E i dx odgovaraju veličinama ΔE , E i R dobivenih pomoću magnetskog spektrometra PRISMA.

3.3.2 Identifikacija naboja

Identifikaciju naboja q radimo slično kao u prethodnom slučaju, no ovdje gledamo graf E , $\rho\beta$ (slika 3.4), gdje je ρ radijus zakrivljenosti, a β brzina u jedinicama brzine svjetlosti.



Slika 3.4: Matrica $\rho\beta - E$ (u kojincidenciji s CLARA detektorom) koju koristimo u identifikaciji naboja iona. Za promatranu reakciju naintezivnije stanje je 16^+ , a opažamo stanja od 12^+ , 13^+ do 18^+ (potpuno ogoljen atom Ar)

Na grafu možemo, slično kao kod identifikacije atomskog broja, primjetiti pojavljivanje odvojenih linija koje odgovaraju različitim nabojima iona. Poveznicu između naboja iona q , ukupne energije E i $\rho\beta$ možemo naći gledajući učinak Lorentzove sile na trajektoriju:

$$\frac{Av^2}{\rho} = qvB \quad (3.3)$$

uzimajući u obzir izraz za kinetičku energiju:

$$E = \frac{1}{2}Av^2, \quad (3.4)$$

dobivamo:

$$q = \frac{2E}{Bv\rho}. \quad (3.5)$$

Iz gornjeg izraza vidimo da za fiksni $\rho\beta$ naboj raste s porastom ukupne energije E . Naboj iona identificiran je usporedbom s izračunatom distribucijom naboja [31].

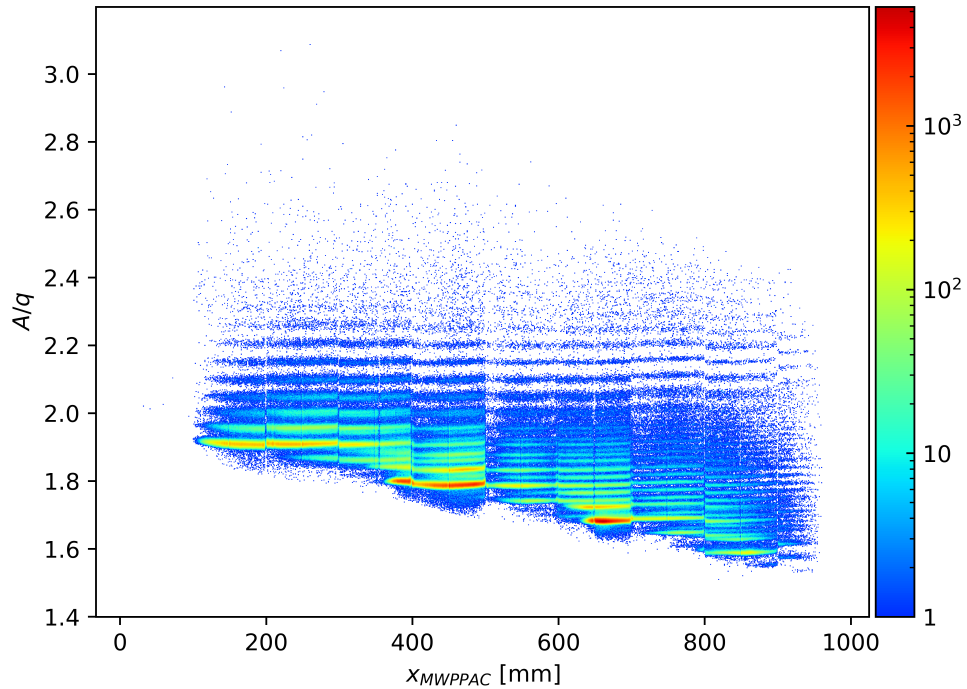
3.3.3 Identifikacija mase

Identifikacija mase A koristi naboj q stoga za čisti maseni spektar potrebna je dobro određivanje distribucije naboja odnosno dobra energetska rezolucija ionizacijske komore. Ako izraz u 3.3 uvrstimo brzinu iona (omjer duljine trajektorije L i vremena preleta TOF) uzimajući u obzir relativističke efekte, budući da $\beta = v/c = 10\%$, dobivamo:

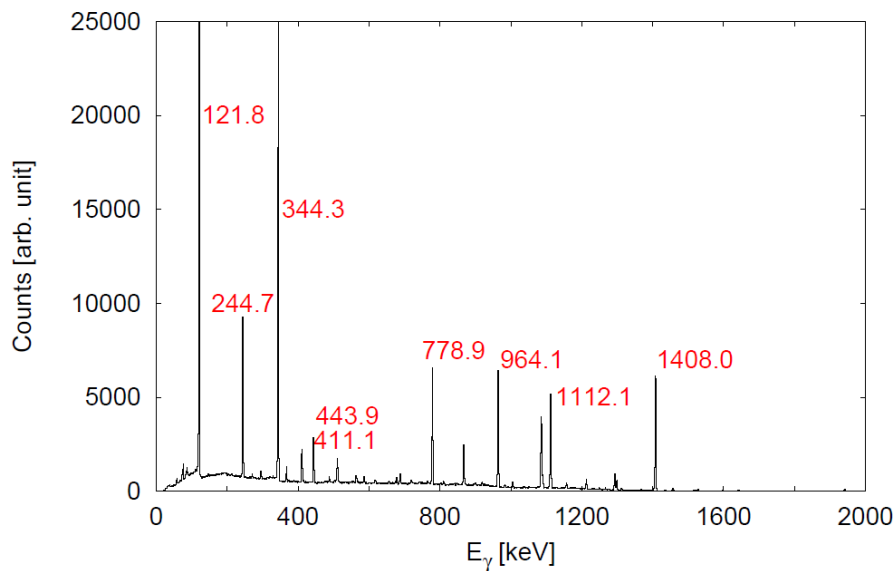
$$\frac{A}{q} = B\rho \frac{TOF \sqrt{1 - \beta^2}}{L}. \quad (3.6)$$

3.4 Kalibracija CLARA detektora

Svaki od 25 Clover detektora iz CLARA polutke daje sljedeće signale: energija apsorbirana u svaki od 4 kristala, vremenski signali za svaki od 4 kristala te ukupnu energiju apsorbiranu u BGO štitu. U našem eksperimentu $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ 22 Clover detektora su bila aktivna. Energijski signali kalibrirani su pomoću ^{152}Eu radioaktivnog izvora [32]. Na slici 3.6 vidimo γ spektar ^{152}Eu dobiven zbrajanjem svih kalibriranih Ge kristala.



Slika 3.5: Ovisnost omjera A/q o položaju iona u fokalnoj ravnini za izotope argona, Ar. Slično prethodnim identifikacijama crtajući graf A/q , x_{MWPPAC} (slika 3.5) možemo opet primjetiti jasno odvojene linije koje odgovaraju ionima s određenom veličinom A/q . Masa iona A se sada može dobiti množenjem A/q s nabojem q .



Slika 3.6: γ -spektar radioaktivnog izvora ^{152}Eu dobiven zbrajanjem signala sa svih kalibriranih Ge detektora.

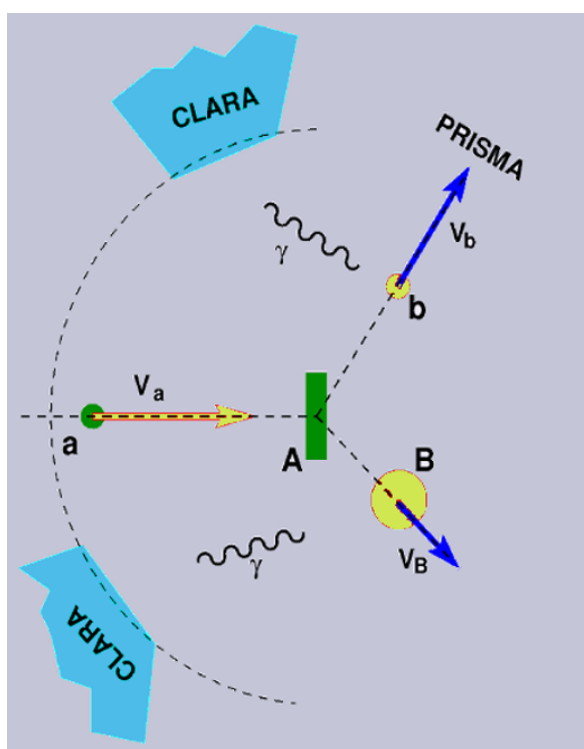
Dok je kalibracija izvršena pomoću radioaktivnog izvora koji miruje, u eksperimentu imamo zračenja produkata reakcije koji se gibaju relativistički (brzina lakog partnera \sim

10%, dok brzina teškog iznosi $\sim 2\%$ brzine svjetlosti). Posljedica toga je da je energija emitiranog zračenja pomaknuta s obzirom na prave, tablične vrijednosti prema izrazu:

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \left(1 + \frac{v_b}{c} \cos \theta \right) \quad (3.7)$$

gdje je E_γ energija koju mjerimo, $E_{\gamma 0}$ prava energija, θ kut koji vektor brzine iona v_b čini s osi detektora.

Budući da su smjer i iznos vektora brzine izmjereni PRISMA spektrometrom te znamo kutne položaje svakog Ge detektora u CLARA polju, možemo napraviti događaj po događaj Doppler korekciju za svaki produkt reakcije identificiran PRISMA spektrometrom.



Slika 3.7: Shema nuklearnog sudara $a + A \rightarrow b + B$

Pretpostavljajući binarni tip nuklearne reakcije projektila a (vidi sliku 3.7) na mirnu metu A , znajući iznos i smjer brzine lakog partnera b (v_b i θ_b), pomoću zakona očuvanja možemo odrediti iznos i smjer brzine teškog partnera B (v_B i θ_B). Stoga v_B i θ_B su izračunati te primjenjeni odgovarajuću Doppler korekciju.

HPGE detektori su poznati po odličnoj energijskoj rezoluciji koja ovisi o tri faktora: statističkom proširenju broja nositelja naboja, varijacijama u efikasnosti skupljanja naboja i elektroničkom šumu. Koji od ovih faktora prevladava ovisi o tipu zračenja te kvaliteti i

veličini detektora. Iako HPGe detektori daju visoku rezoluciju, nakon primjene Doppler korekcija i sumaciji po svim Ge detektorima može se primjetiti da se širina vrha proširi odnosno dovodi nas do nešto manje rezolucije.

Da bi poboljšali statistiku potrebno je primjeniti uvjet koincidencije s vremenom preleta PRISMA spektrometra. Ovim postupkom eliminiramo nasumične događaje koji su zabilježeni ili samo u CLARA detektoru ili samo u PRISMA spektrometru. Za γ spektre to predstavlja značajno smanjenje pozadine i lakšu identifikaciju vrhova zabilježenim elektromagnetskih prijelaza. Također na slikama 3.9 i 3.8 možemo vidjeti odnose nekih mjerenih podataka dobivenih na PRISMA spektrometru i u koincidenciji s CLARA detektorom. Najveću razliku između grafova vidimo kod masenog spektra u odnosima središnjeg i susjednih vrhova gdje je razlika puno izraženija na grafu bez koincidencije s CLARA detektorom.

BGO scintilatori zaustavljaju većinu fotona koji prođu kroz Ge detektore s dobrom efikasnošću vezane uz njihovu identifikaciju. Time dodatno smanjujemo pozadinu γ spektara eliminirajući događaje koji nisu potpuno otpustili energiju u Ge detektorima.

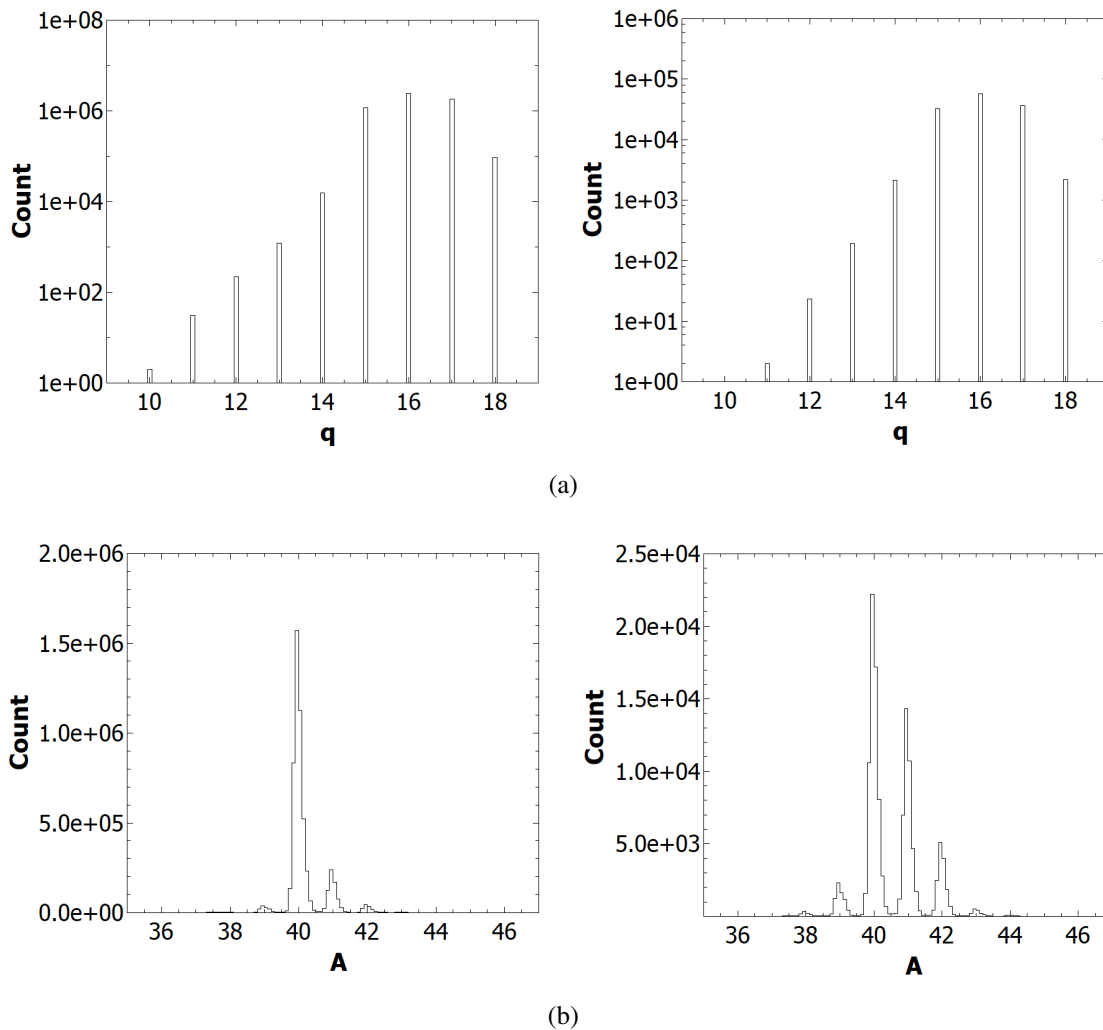
Budući da jedan Clover detektor se sastoji od 4 kristala, moguće je da γ zraka interagira s više od jednim kristalom, stoga primjenjujemo tzv. *add-back* algoritme čime dodatno smanjujemo pozadinski šum u γ spektrima.

Nakon primjene prethodno spomenutih korekcija potrebno je još primjeniti korekciju efikasnosti CLARA detektora. Efikasnost je definirana kao omjer detektiranih i emitiranih fotona. Ovdje je također korišten izvor ^{152}Eu za kalibraciju te na slici 3.10.

4 Gama spektri

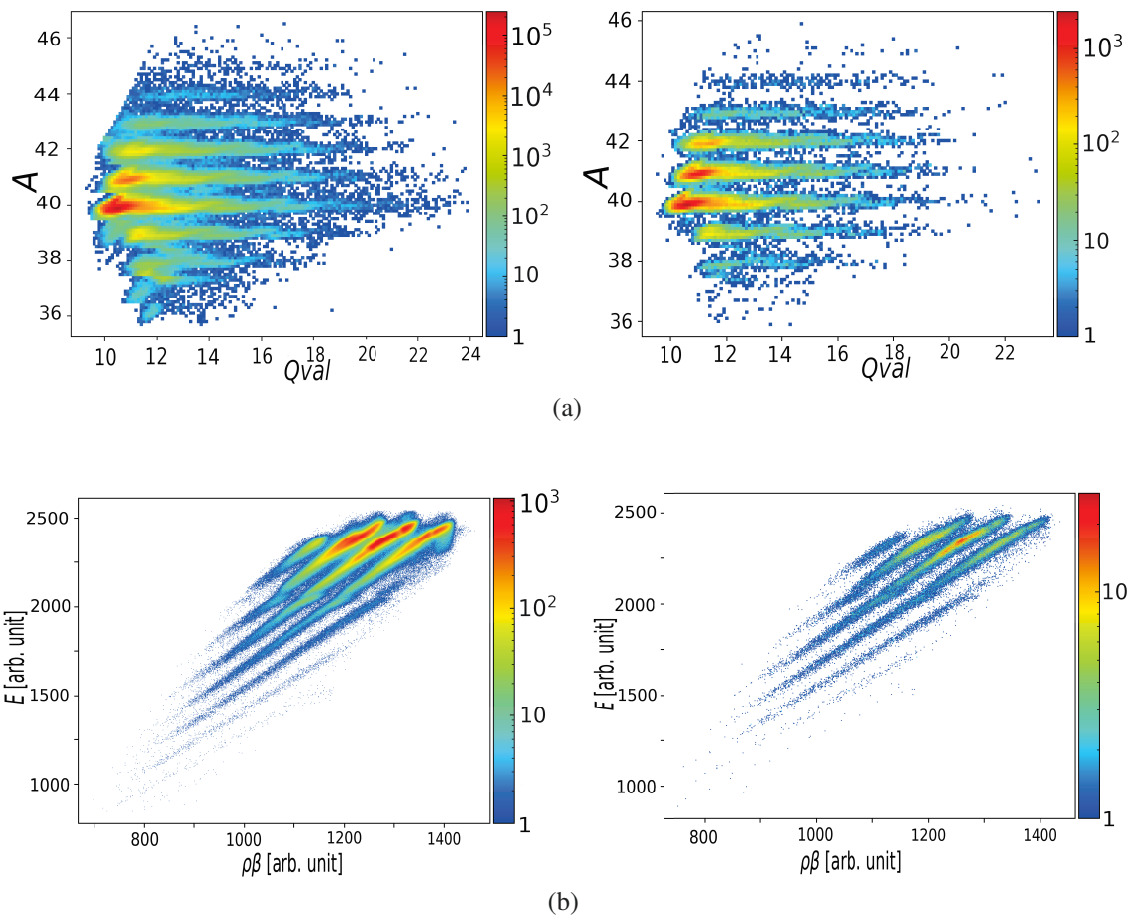
Nakon Doppler korekcije za izotope olova u dobivenim spektrima izvednjeni su vrhovi koji odgovaraju elektromagnetskim prijelazima (slike 4.1, 4.2, 4.3).

Prilagodбом Gaussove krivulje na kandidate za prijelaze određujemo jačinu i širinu prijelaza te položaj vrha odnosno energiju prijelaza. Ovako izvednjene energije i intenziteti prijelaza uspoređene su s tabličnim vrijednostima [33]. U svim spektrima na niskim energijama (ispod ~ 100 keV) uočavamo vrhove koji pripadaju renjetskom zračenju, tj. povezani su s prijelazima između atomskih ljusaka olova. Na slikama spektara također vidimo i široke vrhove koji odgovaraju pogrešno Doppler korigiranim prijelazima izotopa argona. U



Slika 3.8: Usporedba raspodjela događaja dobivenih PRISMA spektrometrom sa (desno) i bez (lijevo) koincidencije s CLARA detektorom. a) Nabojna raspodjela lakog partnera (primjetimo logaritamsku skalu) b) Masena raspodjela lakog partnera (primjetimo manji omjer broja atoma mase 40 u odnosu na mase 41 i 39 kod koincidentnih događaja (desno) za razliku od svih detektiranih događaja u PRISMA spektrometru (lijevo)).

spektrima pridjeljenim određenom izotopu olova primjećujemo i linije koje odgovaraju elektromagnetskim prijelazima lakših izotopa olova. Kako su ovi spektri konstruirani i Doppler korigirani, kao što je već navedeno, koristeći binarni karakter reakcije, sekundarne reakcije, kao što je npr. evaporacija neutrona nisu posebno evaluirane. Tako da se u spektru osim prijelaza pridruženih binarnom teškom partneru reakcije, nalaze i prijelazi koji odgovaraju izotopu nakon evaporacije jednog ili dva neutrona koja slijedi reakciju prijenosa neutrona. Tako na primjer, u spektru pridruženom izotopu ^{208}Pb se jasno vide tri vrha koja pripadaju raspadima stanja izotopa ^{207}Pb na energijama 570 keV, 898 keV i 1770 keV. Evaluacija ovih sekundarnih reakcija izrazito je važna u predviđanju udarnih presjeka za proizvodnju neutronski bogatih teških jezgara.

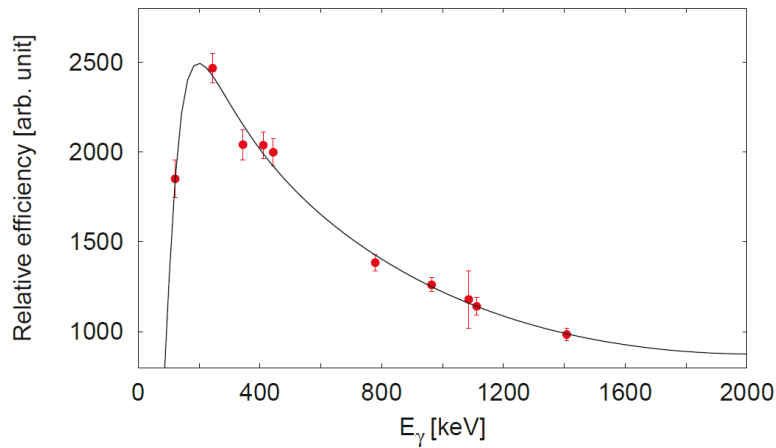


Slika 3.9: Usporedba broja događaja i izgleda matrica dobivenih PRISMA spektrometrom sa (desno) i bez (lijevo) koincidencije s CLARA detektorom. Možemo primjetiti, uz veliku razliku broju događaja, jasnije strukture kod matrica s koincidentnim podacima. a) Ovisnost distribucije mase A o Q -vrijednosti reakcije b) Ovisnost energije E o $\rho\beta$ parametru

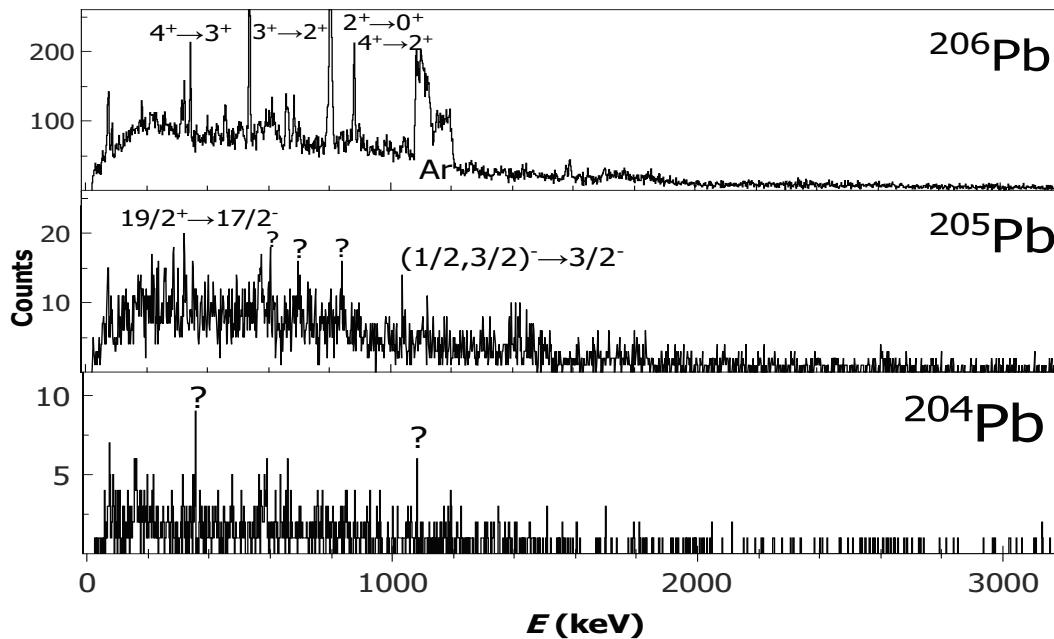
5 Pobuđena stanja u izotopima olova $^{205-210}\text{Pb}$

Prilikom mjerenja reakcije $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ PRISMA+CLARA detektorom pobuđeno je sedam izotopa olova atomskih brojeva 204-210, kao što se može vidjeti prema gamma spektrima na slikama 4.1-4.3 (na spektrima najveći vrhovi su odrezani zbog preglednijeg prikaza pojedinih slabijih stanja). Izotop olova ^{204}Pb odbacujemo iz daljnjeg promatranja zbog nedostatka statistike.

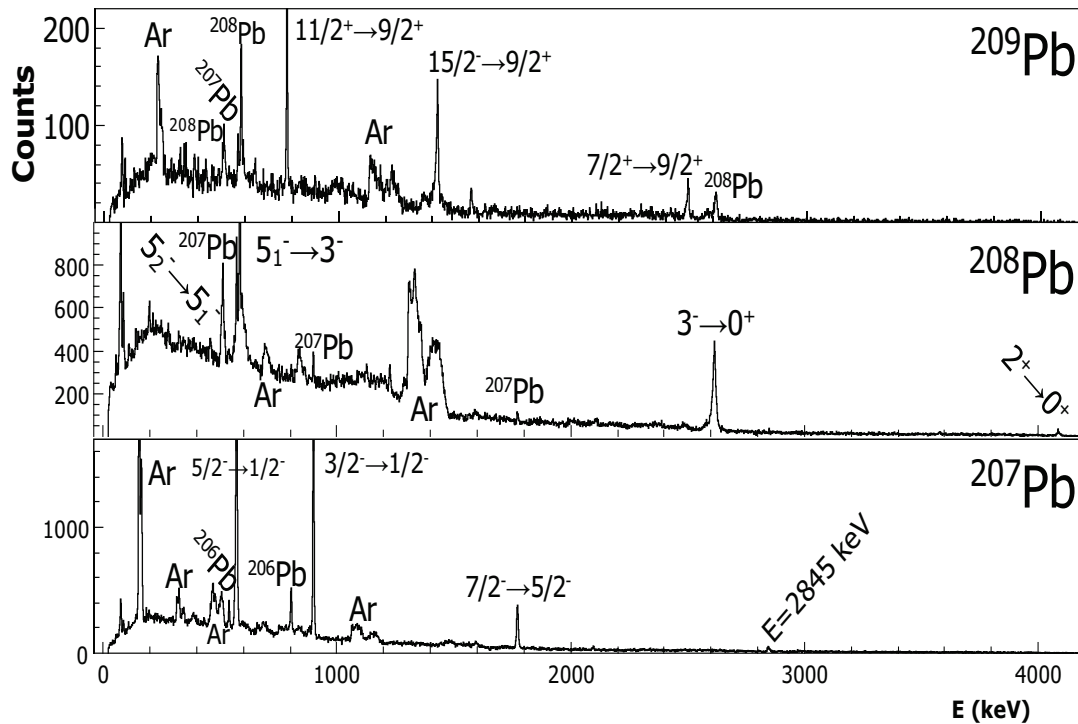
Promatranjem pojedinih spektara prikazati ćemo svojstva transfer reakcija i jako naseljena stanja u kanalima prijenosa neutrona.



Slika 3.10: Relativna efikasnost CLARA detektora opisana funkcijom $\epsilon(E) = 64.835\ln(E) - 179.82 - 1.4003\ln(E)^2 - 0.079160\ln(E)^3 - 0.21712\ln(E)^4 + 0.021258\ln(E)^5$. Funkcija je dobivena prilagodom logaritamskog polinoma petog stupnja na mjerene podatke. Možemo primjetiti kako povećanjem energije pada efikasnost.



Slika 4.1: Gama spektri za izotope ^{206}Pb (gore), ^{205}Pb (sredina) i ^{204}Pb (dolje). Kod najsnažnijih vrhova upisani su odgovarajući prijelazi. Strukture označene oznakom "Ar" odgovaraju pogrešno Doppler korigiranim prijelazima lakog binarnog partnera. Energije i prijelazi su u skladu s tabličnim vrijednostima [33]. Vrhovi označeni s '?', iako su relativno dominantni, nisu pronađeni u bazi [33]. Zbog velikog utjecaja šuma i jako malog broja događaja izotop ^{204}Pb odbacujemo iz daljnje analize.



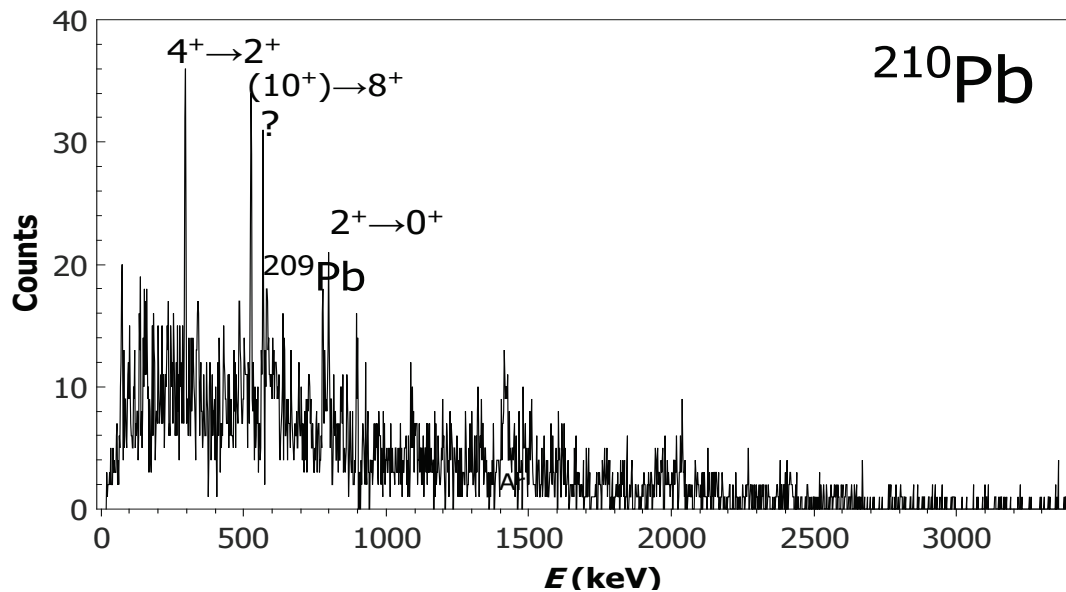
Slika 4.2: Gama spektri za izotope ^{207}Pb (dolje), ^{208}Pb (sredina) i ^{209}Pb (gore) koji odgovaraju, redom, reakciji ogoljavanja (eng. *stripping*) neutrona u odnosu na ^{208}Pb , ne-elastičnom raspršenju i reakciji pobiranja (eng. *pick-up*) neutrona u odnosu na ^{208}Pb . Kod naj snažnijih vrhova upisani su odgovarajući prijelazi. Strukture označene oznakom "Ar" odgovaraju pogrešno Doppler korigiranim prijelazima lakog binarnog partnera. Vrhovi koji su pridruženi prijelazima nakon evaporacije neutrona također su označeni. Energije i prijelazi su u skladu s tabličnim vrijednostima [33]. Vrh u spektru ^{207}Pb dobar je kandidat za prijelaz $[4479](?) \rightarrow 13/2^+[1633]$, uz novoprepoznatu $E_\gamma = 2845$ keV.

5.1 Parno-parne jezgre

5.1.1 ^{208}Pb

Prepoznati elektromagnetski prijelazi uvršteni su u sheme nivoa, prikazane na slikama 5.1 i 5.3, gdje je relativna jačina prijelaza prikazana debljinom strelica. Kao što vidimo, u izotopu ^{208}Pb naj snažniji elektromagnetski prijelaz je pridružen raspadu prvog pobuđenog stanja, 3^- . Kako je jezgra ^{208}Pb dvostruko magična jezgra sa zatvorenim protonskom ($Z = 82$) i neutronskom ($N=126$) ljuskom, prvo pobuđeno stanje se nalazi na relativno visokoj energiji od 2.6 MeV. Ovo 3^- stanje je oktopolnog karaktera s $B(E3; 3^- \rightarrow 0^+) = 34.0(5)$ W.u. Kolektivnosti ovog stanja doprinose mnoge konfiguracije oko zatvorenih ljusaka.

Značajnija naseljenost se može vidjeti kod stanja 5_1^- . Relativno slabe linije upućuju na naseljavanje mnogo stanja negativnog pariteta relativno visokog spina 4^- , 5_2^- , 6^- , 4^- , 5_3^- , 7^- . Prvo stanje pozitivnog pariteta je stanje 2^+ na 4.1 MeV, koje se raspada direktno na



Slika 4.3: Gama spektar za izotop ^{210}Pb . Kod najsnažnijih vrhova upisani su odgovarajući prijelazi. Vrh koji pridruženi prijelazima nakon evaporacije neutrona također su označeni. Strukture označene oznakom "Ar" odgovaraju pogrešno Doppler korigiranim prijelazima lakog binarnog partnera. Energije i prijelazi su u skladu s tabličnim vrijednostima [33]. Vrh označen s '?', iako je relativno dominantan, nije pronađen u bazi [33].

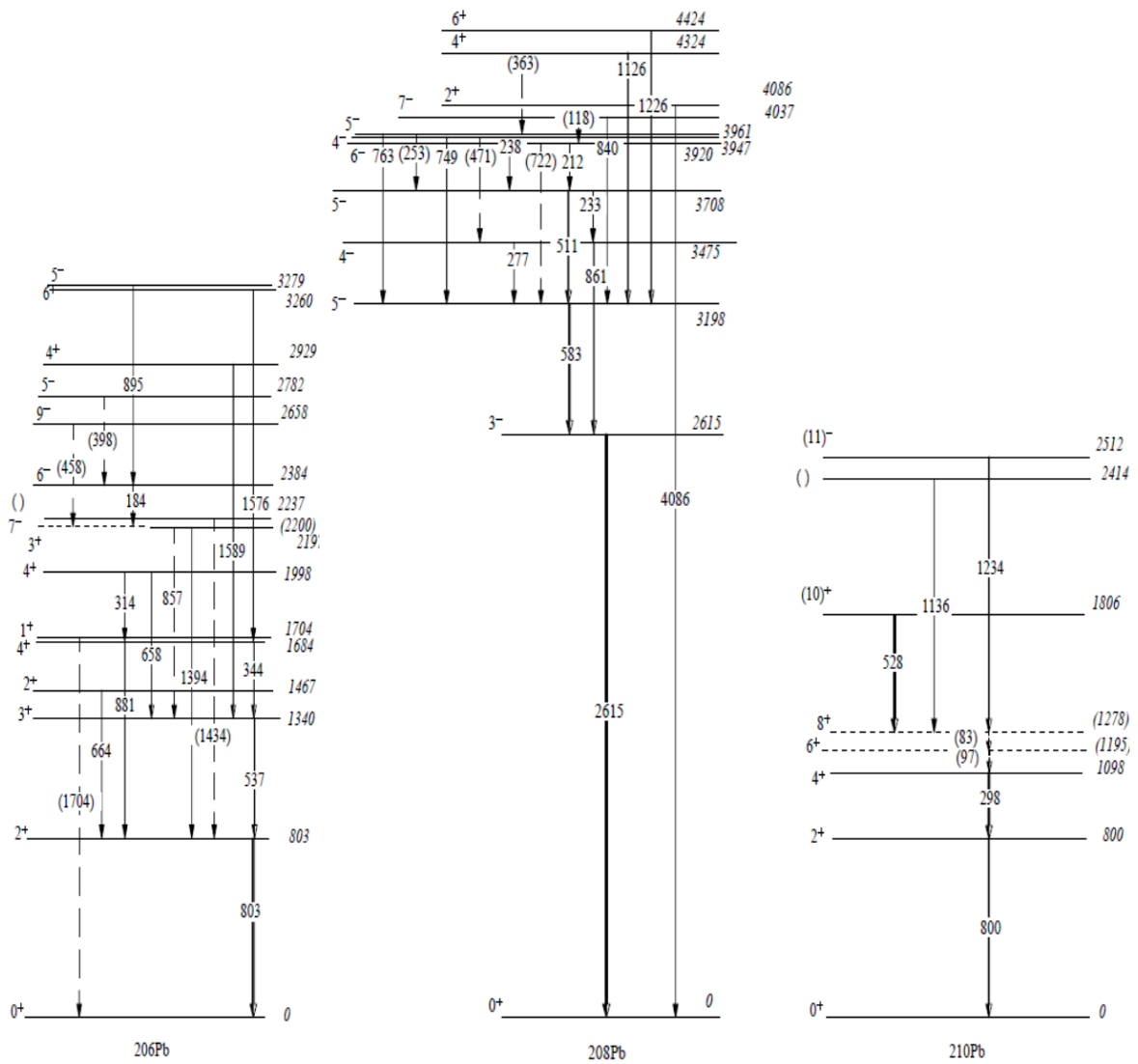
osnovno 0^+ stanje. Uočeni su i raspadi iz stanja 4^+ i 6^+ , na višim energijama.

Kako će se vidjeti u sljedećem poglavlju, oktupolno pobuđenje jezgre ^{208}Pb će značajno doprinositi razumjevanju strukture snažno poduđenih stanja u jezgrama ^{207}Pb i ^{209}Pb nastalih reakcijom prijenosa neutrona.

5.1.2 ^{210}Pb

Jedan od mogućih načina proizvodnje neutronske bogatih teških jezgara u laboratoriju su reakcije prijenosa mnogo nukleona. Za metode fragmentacije i reakcije fuzije udarni presjeci su preniski za dobivanje jezgara $Z > 70$ željenom statistikom. I u reakcijama prijenosa neutrona vidimo pad statistike u spektrima (slike 4.2 i 4.3) kako se pomičemo prema neutronske bogatijim jezgrama olova.

Značajno poboljšanje mjerenja energija pobuđenja (~ 0.1 keV) objavljeno je u radu R. Broda et al. [34] iz 2018. U tom radu zabilježena i identificirana su mnoga nova stanja. Rad čini γ -spektroskopija iz $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ mjerenja na $E_{\text{LAB}} = 6.9$ MeV·A. Fragmenti su zaustavljeni u debeloj olovnoj meti okruženom GAMMASPHERE gamma spektrometrom. Uz kratko živuća stanja, u ovom radu dobro je izmjeren izomer na energiji 1278 keV s vremenom poluraspada 201 ns kojeg uočavamo i u našim mjerenjima. Izomere za naš eksperiment smatramo



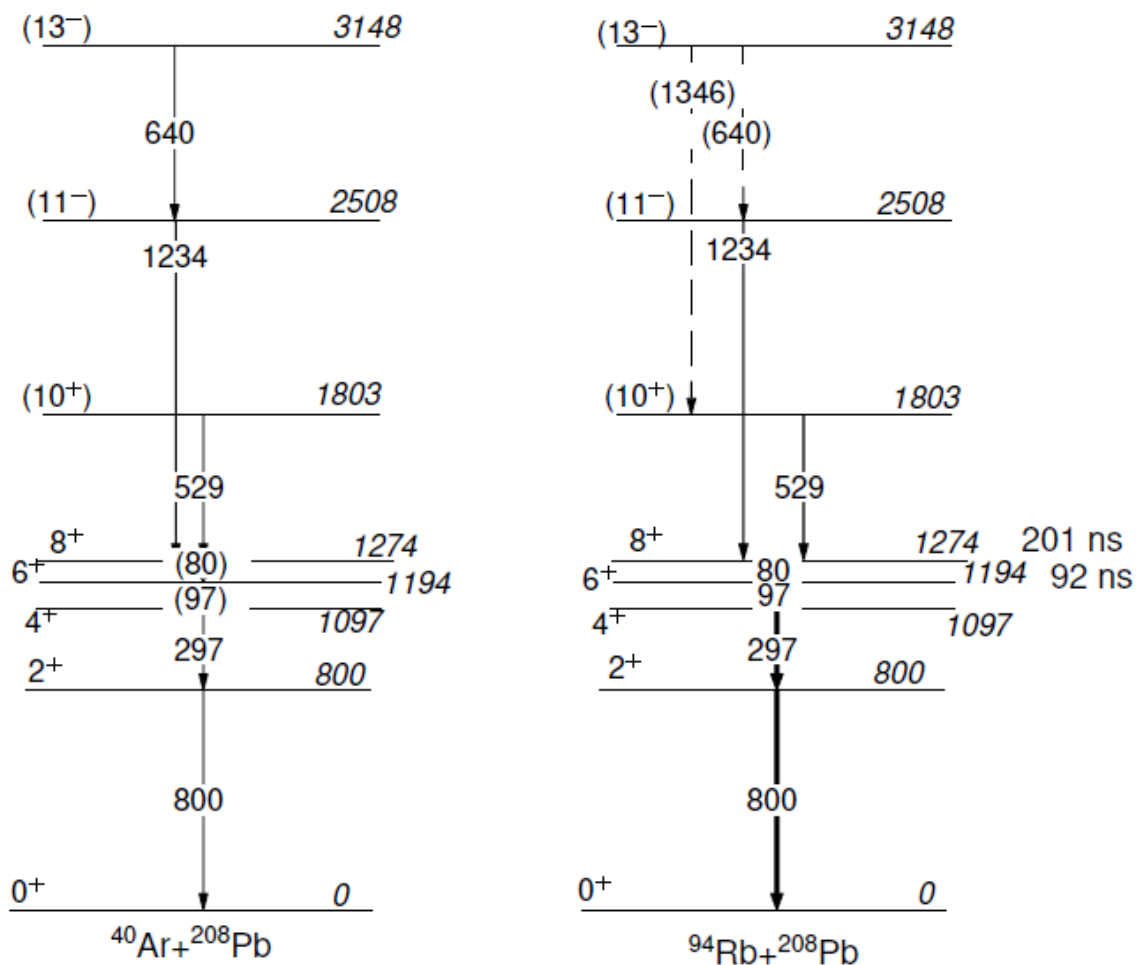
Slika 5.1: Shema nivoa parno-parnih jezgara (^{206}Pb (lijevo), ^{208}Pb (sredina), i ^{210}Pb (desno)). Uz svaki nivo nalze se oznake spina i pariteta, te energije pojedinih stanja. Oznake na strelicama odgovaraju energiji prijelaza (energije su izražene u keV). Isprekidane linije (dodatno označene i zagradama na energijama prijelaza) odgovaraju prijelazima manjeg intenziteta za čiju potpunu identifikaciju intezitet nije u cijelosti statistički signifikantan. Debljina strelica predstavlja relativnu jačinu prijelaza za svaki izotop (normirana na najjači prijelaz kod pojedinog izotopa).

stanja s usporedivim vremenom poluživota i vremenom preleta kroz PRISMA spektrometar koje, uz duljinu PRISMA-e od oko 7 m te brzinom lakog binarnog partnera, kojeg detektiramo, od 10% brzine svjetlosti, iznosi oko 220 ns. Izmjereni su i ICC koeficijenti (*internal conversion coefficients*) koji se definiraju kao omjer broja deeksitacija putem emisije elektrona u odnosu na broj deeksitacija putem gama zračenja. Za stanje 8^+ (1278 keV) $\text{ICC}(8^+) = 18(4)$, dok za stanje 6^+ $\text{ICC}(6^+) = 6.9(5)$.

Prijelazi 1195 keV, 1098 keV i 800 keV imaju poluvrijeme života od, redom, 49 ns, 600 ps i 17 ps.

Jezgra ^{210}Pb dobiva se reakcijom prijenosa dva neutrona s jezgre ^{40}Ar na jezgru ^{208}Pb . Zbog toga je za očekivati da niskoenergetska stanja čine dvoneutronske konfiguracije. Dva neutrona van ljuske $N=126$ tvore $\nu(g_{9/2})^2$ konfiguraciju iz čega proizlaze stanja spina: $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ i 8^+ . Dodatnim pobuđenjem jednog neutrona u višu orbitalu, primjerice $i_{11/2}$ ili $j_{15/2}$, mogu se popuniti stanja spina do, redom 10^+ ili 12^- . Iz sheme nivoa parnih jezgara (slika 5.1) možemo vidjeti da su uočena sva stanja pretpostavljena modelom ljusaka, štoviše uočeno je i još nepotvrđeno stanje energije 2414 keV. Kako imamo 2 izomera, čiji raspad u ovom eksperimentalnom postavu nije moguće opaziti, ne možemo pratiti točan broj događaja od najviših do najnižih stanja te ćemo na to posebno obratiti pažnju prilikom izvednavanja udarnog presjeka.

Na slici 5.2 možemo vidjeti usporedbu shema nivoa našeg eksperimenta sa $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$



Slika 5.2: Usporedba shema nivoa izotopa ^{210}Pb iz eksperimenata $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ i $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ [21, 35].

[21, 35]. U oba eksperimenta uočena su sva niža stanja pretpostavljena teorijom, razlika se tek uočava u prijelazima s najviših stanja. Kod ekperimenta $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ opaženi su prijelazi energija 1346 keV i 640 keV sa 13^- stanja koje ne vidimo u našem eksperimentu. Nadalje, vidimo razliku u statistici popunjavanja stanja. Kod $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$, gdje su mjerene i promptne game i game u zaostatku od projektila do vremena od 2 μs , nema suviška u broju događaja izmjerenih iznad izomerskih stanja. Takva razlika upućuje da su se u $^{94}\text{Rb} + ^{208}\text{Pb}$ eksperimentu tentativni gamma prijelazi pravilno pribrojili ostatku.

5.1.3 ^{206}Pb

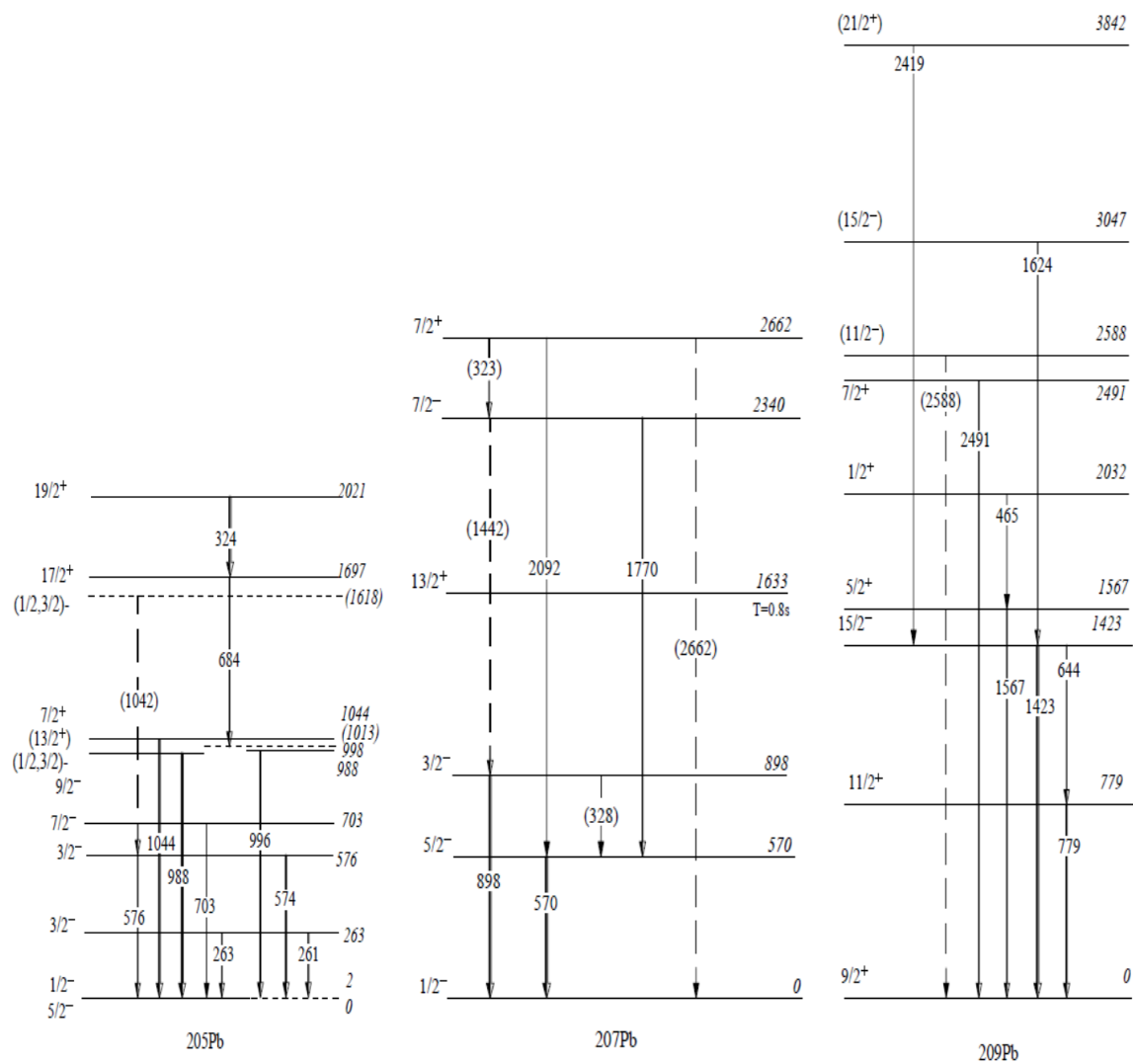
Oduzimanjem dva neutrona dvostruko magičnoj ^{208}Pb jezgri dobivamo jezgru ^{206}Pb . Na slici 5.1 vidimo popunjavanje stanja pozitivnog pariteta na niskim energijama kao i stanja visokih spinova negativnih pariteta na energijama iznad 2 MeV.

Stanje na 2200 keV izomer je sa vremenom poluraspada 125 μs što znači da našim eksperimentom nije moguće detektirati sve događaje deeksitacije sa tog stanja te posljedično će imati utjecaj na određivanje udarnog presjeka. Prijelazi označeni isprekidanom linijom predstavljaju vrhove s malim brojem događaja, stoga nedovoljne statistike za sigurnu potvrdu.

5.2 *Parno-neparne jezgre*

5.2.1 ^{207}Pb

Jezgra ^{208}Pb , kao što je već navedeno, je dvostruko magična stoga oduzimanjem ili dodavanjem jednog neutrona snažno se pobuđuju jednočestična stanja. Oduzimanjem neutrona u sredici jezgre ^{208}Pb nastaje šupljina. Smještanjem šupljine u orbitale $\nu f_{5/2}$, $\nu p_{3/2}$, $\nu i_{13/2}$, $\nu f_{7/2}$ i $\nu h_{9/2}$ nastaju jednočestična stanja spinova redom $5/2^-$, $3/2^-$, $13/2^+$, $7/2^-$ i $9/2^+$. Kod ^{207}Pb od niskih jednočestičnih stanja vidimo sva stanja (slika 5.3) osim $9/2^+$ i $13/2^+$. Od spomenutih najjače je naseljeno $5/2^-$ stanje, dok ni stanje $3/2^-$ nije daleko. Stanje $13/2^+$ ima vrijeme poluživota reda veličine sekunde, što je puno više od vremenske skale našeg mjernog uređaja stoga linija 1633 keV nije mogla biti opažena, no opažena slaba linija 2845 keV koja prema bazi podataka odgovara, još nepotvrđenom prijelazu, $[4479](?) \rightarrow 13/2^+[1633]$ (? označava da spin tog stanja nije još izmjeren). Osim jednočestičnih stanja, opažena je naseljenost $7/2^+$ stanja. To stanje je moguće opisati u jednostavnoj fenomenološkoj slici vezanjem neutrona iz $\nu f_{7/2}$ ljuske na oktopolno stanje ^{208}Pb $3^-, 3^- \otimes \nu f_{7/2}$.



Slika 5.3: Shema niova parnih jezgara (^{205}Pb (lijevo), ^{207}Pb (sredina), i ^{209}Pb (desno)). Uz svaki nivo nalaze se oznake spina i pariteta, te energije pojedinih stanja. Oznake na strelicama odgovaraju energiji prijelaza (energije su izražene u keV). Isprekidane linije (dodatno označene i zagradama na energijama prijelaza) odgovaraju prijelazima manjeg intenziteta za čiju potpunu identifikaciju intezitet nije u cijelosti statistički signifikantan. Debljina strelica predstavlja relativnu jačinu prijelaza za svaki izotop (normirana na najjači prijelaz kod jedinog izotopa). Kod jezgre ^{207}Pb stanje 1633 keV nema označen niti jedan prijelaz, no postoje naznake za prisutstvo tog stanja (vidi tekst). Isprekidani nivoi označavaju izomerska stanja.

5.2.2 ^{209}Pb

Dodavanjem jednog neutrona na sredicu ^{208}Pb dobivaju se jednočestična pobuđenja kod kojih neutron može nastaniti orbitale $\nu i_{11/2}$, $\nu d_{5/2}$, $\nu s_{1/2}$, $\nu g_{7/2}$, $\nu d_{3/2}$ i $\nu j_{15/2}$ sa spinovima

redom $11/2^+$, $5/2^+$, $1/2^+$, $7/2^+$, $3/2^+$ i $15/2^-$. Kod ^{209}Pb od niskih jednočestičnih stanja vidimo sva stanja (slika 5.3) osim $3/2^+$. Najjaču naseljenost pokazuje stanje relativno visokog spina $15/2_1^-$. Relativno slabe linije opažene su za stanja $11/2^-$, $15/2_2^-$ i $21/2^+$. Stanje spina $15/2^-$ može se opisati, u jednostavnoj fenomenološkoj slici, jednočestičnim pobuđenjem neutrona u orbitali $\nu j_{15/2}$ ili vezanjem osnovnog stanja ^{209}Pb na 3^- oktupolno stanje ^{208}Pb , $3^- \otimes \nu g_{9/2}$. Iz informacija koje imamo nije moguće jednoznačno utvrditi koje od ovih stanja je jednočestično, a koje vezano te također jesu li oba stanja mješanog karaktera. Kako bi se razjasnio karakter stanja, potrebna su dodatna mjerenja. Stanja $11/2^-$ i $21/2^+$ u jednostavnoj fenomenološkoj slici mogu se opisati vezanjem oktupolnog stanja ^{208}Pb na orbitale $d_{5/2}$ i $j_{15/2}$ $3^- \otimes \nu d_{5/2}$ i $3^- \otimes \nu j_{15/2}$, respektivno. U shemi nivoa imamo izrazito jak prijelaz energije 2419 keV, s obzirom na visoku energiju početnog stanja $21/2^+$ energije 3842 keV. Kao što je objašnjeno u M. Rejmund et al. [36], iz inteziteta tog stanja se vidi da se radi o yrast stanju. Značaj detekcije stanja tako visokog spina je u tome što ga je relativno teško pobuditi nekim drugim mehanizmima reakcije. Jedno od najznačajnijih svojstava eksperimenta prijenosa nukelona je vrlo istaknuta oktupolna pobuđenja nad česticama ili šupljinama visokog spina.

5.2.3 ^{205}Pb

Oduzimanjem tri neutrona dvostruko magičnoj ^{208}Pb jezgri dobivamo jezgru ^{205}Pb . Na slici 5.3 vidimo popunjavanje stanja negativnog pariteta na niskim energijama kao i stanja visokih spinova pozitivnih pariteta na energijama iznad 1.5 MeV.

Stanje na 1014 keV (isprekidano) je izomer s vremenom poluživota od 5.55 ms [33] te zbog toga ne uočavamo izlazne prijelaze.

Stanje $1/2^-$ na 2 keV (isprekidano) također je izomer s vremenom poluživota od 24.2 μs . Budući da bi gama prijelaz od 2 keV-a upao u niskoenergetsko područje rengentskog zračenja, kojeg smatramo šumom te se definira do energija oko 100 keV, i time otežao razlučivanje samog vrha gama prijelaza iz spektra od pozadine, uz činjenicu da je stanje $1/2^-$ dugoživući izomer detekcija na PRISMA+CLARA uređaju postaje nemoguća. Mala energija stanja rezultira postojanju gama prijelaza jako bliskih u energiji, primjerice stanja spina $3/2^-$ i energija 576 keV i 263 keV daju prijelaze energija, redom, 576 keV i 574 keV te 263 keV i 261 keV koje je nemoguće razdijeliti u gama spektru. Stoga se u daljnjem računu koristi da je broj događaja za gama prijelaze energija 263 keV i 576 keV ukupan broj događaja struktura oko energija 576 keV i 263 keV evaluiranih u gama spektru.

Prijelazi energija 1044 keV i 1042 keV imaju slični problem prethodno diskutiran. Opet damo prednost prijelazu koji završava u osnovnom stanju. Za razliku od prethodnog slučaja gdje su gamme sličnih energija počinjale iz zajedničkih nivoa, ovdje se radi o potpuno različitim nivoima. Dodajući činjenicu da kandidatu prijelaza energije 1042 keV početno stanje nije do kraja definirano (spin), sam prijelaz i njegovo početno stanje ostavljeni su na shemi isprekidani.

Iz promatranja pobuđenih stanja u izotopima olova možemo zaključiti o postojanju selektivnih svojstava multinukleonskih transfer reakcija kao što su yrast stanja, kolektivna pobuđenja i jednočestična i čestično-oktupolno vezana stanja. Za yrast stanja karakteristični su veliki prijenosi angularnog momenta, odnosno velika populacija stanja visokih spinova u shemi nivoa koje smo i uočili u našem eksperimentu, posebice kod izotopa ^{209}Pb . Kolektivna pobuđenja, poput stanja 3^- u izotopu ^{208}Pb mogu imati izrazito veliki utjecaj na strukturu stanja kod stvaranja susjednih izotopa. Možemo primijetiti da su gotovo sva opažena stanja kod parno-neparnih jezgara ili jednočestična ili čestično-oktupolno pobuđena vezana stanja. Sve to nam govori o određenom selektivnom ponašanju prilikom popunjavanja stanja u teškim neutronske bogatim jezgrama.

6 Udarni presjeci

U ovom poglavlju prikazati ćemo ukupne udarne presjeke pojedinih izotopa olova te opisati metode koje smo koristili da bi izvrijednili iste. Krajnji rezultat biti će uspoređen sa poluklasičnim modelom GRAZING. Za normalizaciju udarnih presjeka koristili smo DWBA (*Distorted Wave Born Approximation*) račun i kutnu raspodjelu stanja 3^- izotopa ^{208}Pb . Ukupni udarni presjek je zbroj udarnog presjeka koji odgovaraju prijelazima iz osnovnog stanja u osnovno stanje, udarnog presjeka svih pobuđenih stanja u argonu, udarnog presjeka svih pobuđenih stanja u olovu te udarnog presjeka njihovih miješanih pobuđenja:

$$\sigma_T = \sigma_{gs-to-gs} + \sigma_{Ar^*} + \sigma_{Pb^*} + \sigma_{MUT}. \quad (6.1)$$

U PRISMA detektoru mjerimo fragmente lakog binarnog partnera te integriramo preko cijelog TKEL (eng. 'Total Kinetic Energy Loses'), što uključuje, prema binarnim procesima, gore navedene tranzicije. Prema tome, u PRISMA detektoru zapravo mjerimo ukupni udarni

presjek, $\sigma_T = \sigma_{PRISMA}$. S obzirom da očekujemo da istovremeno pobuđenje oba binarna partnera nije dominantan proces, pretpostavljamo da je $\sigma_{MUT} \cong 0$. Konačno udarni presjek osnovnog stanja za Pb izotope, $\sigma_{gs-to-gs} + \sigma_{Ar^*}$, slijedi da je jednak $\sigma_{PRISMA} - \sigma_{Pb^*}$ odnosno:

$$\sigma_{g.s.} = \sigma_{PRISMA} - \sigma_{Pb^*} \quad (6.2)$$

Ovom aproksimacijom ćemo se koristiti u daljnjem računu.

6.1 Udarni presjek pobuđenih stanja olova (σ_{Pb^*})

Udarni presjek pobuđenih stanja možemo odrediti iz inteziteta γ zraka, no te intezitete treba nekako normirati. Zato koristimo DWBA račun, koji inače dosta dobro opisuje neelastična pobuđenja, i to i za apsolutni udarni presjek i za kutnu raspodjelu. Zato smo kao prvi korak konstruirali kutnu raspodjelu stanja 3^- u ^{208}Pb . Usporedbom kutne raspodjele s DWBA računom, dobit ćemo normalizacijski faktor pomoću kojega ćemo odrediti udarne presjeke pobuđenih stanja izotopa olova.

6.1.1 Stanje 3^- izotopa ^{208}Pb

Da bismo mogli usporediti udarne presjeke različitih izotopa potrebno je napraviti određenu normalizaciju. Najpogodniji kandidat za to je stanje 3^- u ^{208}Pb , osim što ima samo jedan izvor punjenja prijelazom $5^- \rightarrow 3^-$, $E_\gamma=583$ keV, stanje 3^- je i najjače pobuđeno stanje te ima važnu ulogu u razumijevanju struktura susjednih stanja. Za 3^- stanje je proveden i DWBA račun [37].

Krećemo od kutne distribucije 3^- stanja koju konstruiramo iz kutnih raspodjela prijelaza 583 keV i 2615 keV u PRISMA-i za događaje koji su u koincidenciji s CLARA-om. Kutna distribucija prijelaza 2615 keV napravljena je za UP i DOWN dio MCP detektora sumirajući događaje stupanj po stupanj. UP i DOWN dio odnosi se na gornju i donju polovicu θ - φ matrice prikazane na slici 3.1.b. Važno je spomenuti da granica UP i DOWN dijela siječe φ os, dok ništa ne diramo u θ po kojem i radimo usporedbu. S obzirom da kod kvazi-elastične distribucije ovog stanja koristeći samo mjerenja iz PRISMA detektora strukture korištene za kalibraciju MCP detektora (DOWN dio) su vidljivo utjecale na rezultate čineći nezanemarljivu razliku između UP i DOWN dijela. Za razliku od kvazi-elastične distribucije kod kutne

raspodjele gama prijelaza razlika između UP i DOWN dijela su jako male budući da kutna raspodjela u φ je simetrična. Nadalje nastavljamo račun samo s UP dijelom kako je i rađeno kod kvazi-elastične distribucije.

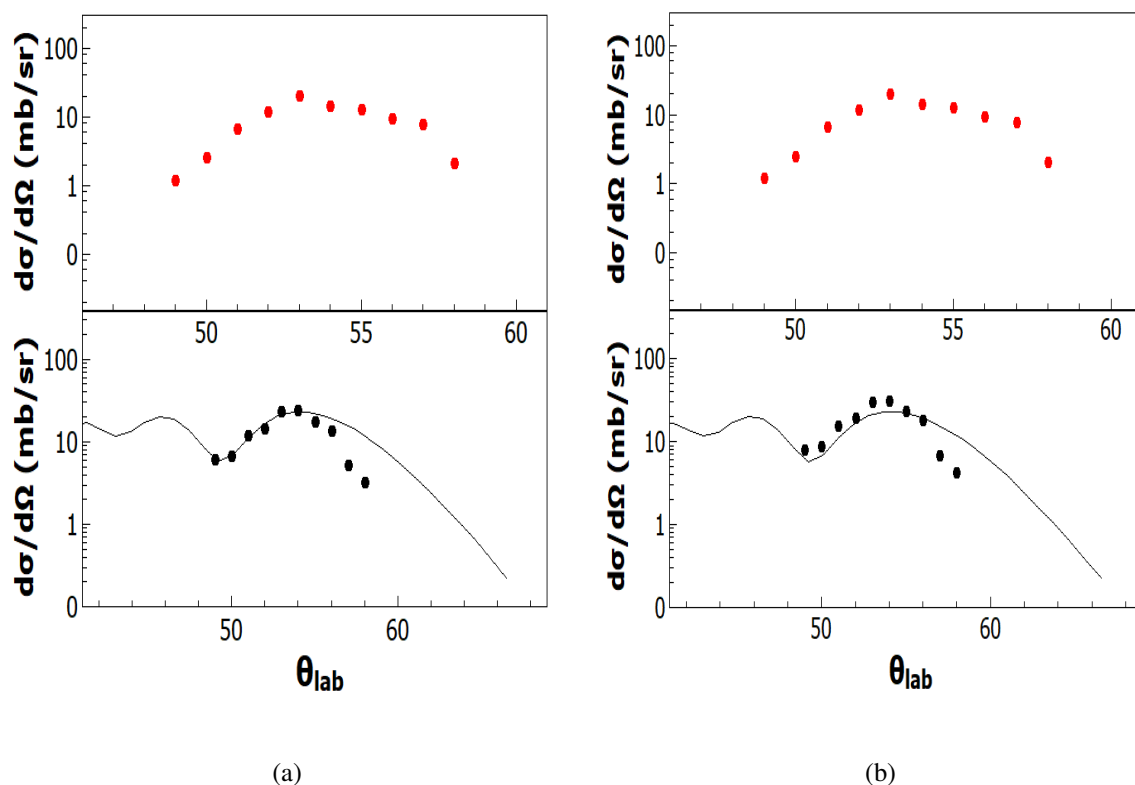
Prijelaz 2615 keV imao je jednostavnu, u usporedbi s samim vrhom, zanemarivu pozadinu pa nije bilo potrebno uračunati je u kutnu distribuciju. Gama prijelaz 583 keV s druge strane ima kompleksnu pozadinu (slika 4.2) pa je potrebno raditi posebno kutnu distribuciju za vrh i za pozadinu. Kutna raspodjela pozadine napravljena je sumiranjem pozadine lijevo i desno, širina usporednim onom kod vrha, te uprosječavanjem ($[\text{lijevo}+\text{desno}]/2$). Nadalje, kutna distribucija pozadine oduzeta je od distribucije vrha te je pomnožena s relativnom efikasnošću CLARA detektora između 2615 keV i 583 keV (0.654) na način $N_{2615} - N_{583}$, gdje su N_{2615} i N_{583} brojevi događaja prijelaza 2615 keV i 583 keV korigirani koristeći standardnu krivulju efikasnosti CLARA detektora ovisno o energiji (slika 3.6). Tako dobivena distribucija odgovara direktnom punjenju stanja 3^- . Kutna raspodjela stanja 3^- korigirana je još i za 'nail' korekcije.

S dobivenom kutnom raspodjelom možemo provesti normalizaciju preko usporedbe s DWBA računom. Radimo dvije normalizacije radi kasnije procjene pogreške. Normalizaciju koju ćemo koristiti u daljnjem računu napravljena je tako da se što više točaka podudara s DWBA računom. Pomoćna normalizacija rađena je po principu da udaljenosti točaka od DWBA krivulje, u globalu budu što manje. Usporedba kutne raspodjele 3^- stanja s Ptolemy krivuljom kao i kutnu raspodjelu 583 keV prijelaza možemo vidjeti na slici 6.1.

Udarni presjek stanja 3^- možemo sada izračunati sumiranjem po svim kutevima prema izrazu:

$$\sigma_{TOT} = \sum_{49^\circ}^{58^\circ} 2 \cdot \pi \cdot \frac{\Delta\sigma(\theta_i)}{\Delta\Omega} \cdot \sin(\theta_i) \cdot \Delta\theta_i \quad (6.3)$$

gdje je $\frac{\Delta\sigma(\theta_i)}{\Delta\Omega}$ broj događaja stanja 3^- korigiran za efektivnost CLARA detektora i "nail" korekcije uz DWBA normalizaciju. Kao rezultat za vrijednost udarnog presjeka 3^- stanja dobivamo $\sigma = 11.21$ mb. Kao mjerilo pogreške, vrijednost udarnog presjeka pomoćne distribucije iznosi 14.66 mb (vidi sliku 6.1, desno), što je razlika od 30%.



Slika 6.1: Grafovi kutnih raspodjela prijelaza energije 583 keV (gore (a) i (b)) te stanja 3^- (a) s provedenom normalizacijom te pripadajućim normalizacijskim faktorom iznosa 1.24 (b) s provedenom dodatnim normalizacijom te pripadajućim normalizacijskim faktorom iznosa 1.6

6.1.2 ^{205}Pb

S dobivenom normalizacijom možemo izračunati ukupne udarne presjeke pobuđenih stanja svih izotopa zbrajajući doprinose pripadnih deeksitacija u osnovno stanje korigiranih za efikasnost CLARA detektora. Uzimamo u obzir samo prijelaze u osnovno stanje budući da svi raspadi idu preko tih stanja te tako obuhvaćamo sva stanja s pretpostavkom da sva stanja imaju vrijeme poluživota puno manje od vremena preleta iona kroz uređaj (220 ns). Izuzetci su izomeri i stanja s usporedivim vremenom poluživota s obzirom na vrijeme preleta koji će utjecati na određeni manjak događaja u konačnim udarnim presjecima ili uzrokovati potpuni nestanak prijelaza ispod izomera iz gama spektra.

Kod izotopa ^{205}Pb detektirano je pet prijelaza u osnovno stanje energija 263, 576, 703, 988 i 1044 keV (slika 5.3). U spektru ^{205}Pb možemo uočiti dva izomera čijim prisustvom gubimo određeni broj događaja prilikom izračuna udarnog presjeka pobuđenih stanja. Stanje energije 1697 keV ima samo jedan mogući prijelaz i to deeksitaciju na izomer energije 1014

keV vremenom poluživota 5.55 ms (još uz IT = 100%), budući da doprinos tog izomera ne nalazimo u našem spektru prijelaz [1697] → [1014] nećemo uzimati uobzir kod izračuna. Zbog izomera koji se nalazi na energiji od 2 keV vremena poluživota 24 μs glaviniu prijelaza sa stanja 576 keV i 263 keV čine parovi gama prijelaza s razlikom u energiji od 2 keV što je nemoguće razlučiti u podacima sa CLARA detektora. Iako prema literaturi [33] prijelazi na stanje 2 keV-a su vjerojatniji, zbog toga što je s našim mjernim postavom vjerojatnije izmeriti prijelaze u osnovno stanje te zbog svojevrstne nadoknade događaja gubitkom na izomerima u računu uzimamo da svi događaji izmjereni na strukturama oko energija 576 keV i 263 keV pripadaju prijelazima u osnovno stanje. Uzimajući u obzir sve navedeno dobiveni udarni presjek pobuđenih stanja za izotop ^{205}Pb iznosi 0.706 mb.

6.1.3 ^{206}Pb

Kod izotopa ^{206}Pb uzimamo obzir samo jedan prijelaz u osnovno stanje i to energije 803 keV, budući da svi raspadi idu preko stanja 2^+ energije 803 keV (slika 5.1). Gama prijelaz energije 1704 keV odbacujemo iz daljnjeg računa zbog malog broja događaja odnosno udio u udarnom presjeku iznosi oko 3%. Izomer na energiji 2200 keV ima vrijeme poluživota od 125 μs te uzrokuje određeni manjak događaja u nižim prijelazima. Udarni presjek pobuđenih stanja iznosi 14.45 mb.

6.1.4 ^{207}Pb

Kod izotopa ^{207}Pb postoje dva značajnija prijelaza u osnovno stanje energija 898 keV i 570 keV (slika 5.3). Prijelaz energije 2662 keV odbacujemo zbog malog broja događaja. Iako u gama spektru ne uočavamo ulazne prijelaze na izomer energije 1633 keV te poluživota od 0.8 s, zbog svoje dugovječnosti te relativno niske energije spominjemo ga ovdje kao mogući uzrok manjka događaja u udarnom presjeku. Zbroj doprinosa spomenuta dva prijelaza za udarni presjek pobuđenih stanja olova ^{207}Pb iznosi 117.7 mb.

6.1.5 ^{208}Pb

Kod izotopa ^{208}Pb uočena su dva prijelaza u osnovno stanje energija 2615 keV i 4086 keV (slika 5.1). Možemo primjetiti da je prijelaz energije 4086 keV puno slabiji od 2615 keV prijelaza, odnosno omjer događaja iznosi 0.04. Kod ovog izotopa nema značajnijih izomera te ukupni udarni presjek pobuđenih stanja iznosi 29.3 mb.

6.1.6 ^{209}Pb

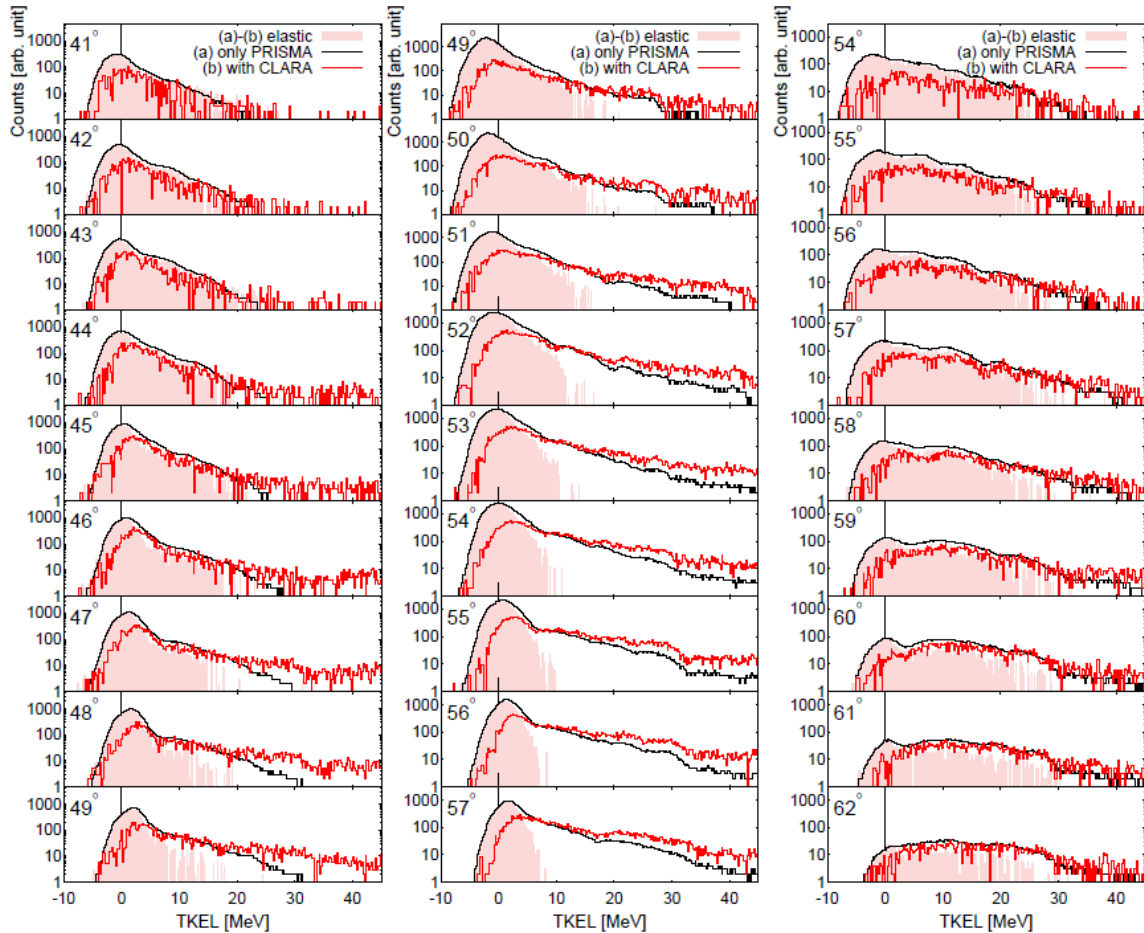
Kod izotopa ^{209}Pb četiri prijelaza u osnovno stanje ulaze u daljnji račun i to energija 779 keV, 1423 keV, 1567 keV i 2491 keV (slika 5.1). Prijelaz 2588 keV odbacujemo iz računa zbog premalog broja događaja. Izotop ^{209}Pb nema izomera, osim relativno kratko živućeg 1423 keV stanja s vremenom poluživota od 1.36 ns, stoga se kod ovog izotopa ne očekuje značajniji gubitak događaja. Iznos udarnog presjeka pobuđenih stanja ovog izotopa iznosi 16.55 mb.

6.1.7 ^{210}Pb

Kod izotopa ^{210}Pb pronašli smo samo jedan prijelaz u osnovno stanje energije 800 keV (slika 5.1). Izotop ^{210}Pb ima dva značajna izomera na energijama 1195 keV i 1278 keV pripadnih vremena poluživota, redom, 49 ns i 201 ns, no opet dovoljno slaba da detektiramo lanac prijelaza kroz njih. Detekcija prijelaza koji izlaze iz spomenutih izomera ukazuje na snažno naseljavanje tih stanja odozgo, prvenstveno prijelazom $(10)^+ \rightarrow 8^+$. Uzimajući u obzir da vremena poluživota stanja 1098 keV i 800 keV također izlaze iz femtosekundne skale s iznosima 600 ps i 17 ps, broj događaja u računu udarnog presjeka dodatno je smanjen. Uzimajući prijelaz 800 keV kao jedini doprinos udarnom presjeku pobuđenih stanja izotopa ^{210}Pb isti iznosi 0.17 mb. Vezano uz spomenute izomere te prijelaze koje iz njih izlaze u račun ne uzimamo prijelaze koji ulaze u 8^+ stanje, no radi procjene utjecaja izomera na udarni presjek ako pribrojimo već izračunatom udarnom presjeku doprinose koji naseljavaju stanje 8^+ dobivamo iznos udarnog presjeka pobuđenih stanja od 0.76 mb. Dobiveni iznos možemo koristiti samo u okvirnom smislu jer dio pribrojanih doprinosa već se nalazi u prvotnoizračunatom udarnom presjeku. Budući da se radi o nizu izomera, svaki sljedeći, poslije stanja 8^+ , doprinosi novom gubitku događaja. Stoga je precizna procjena gubitka događaja zbog utjecaja izomera nije izgledna.

6.2 *Ukupni udarni presjek*

Ukupni udarni presjek za različite kanale reakcije $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ dobiven je u radu [10, 30]. Za potrebe ovog rada u ovom poglavlju ćemo samo kratko opisati način dobivanja ukupnog udarnog presjeka. Za tri kuta mjerenja, $\theta_{PRISMA} = 46^\circ, 54^\circ, 59^\circ$, kao što se može vidjeti na slici 6.2, napravljen je spektar gubitka ukupne kinetičke energije (eng. *Total Kinetic Energy Loss*, TKEL). Histogram sa crnom linijom predstavlja TKEL spektar konstruiran pod uvje-

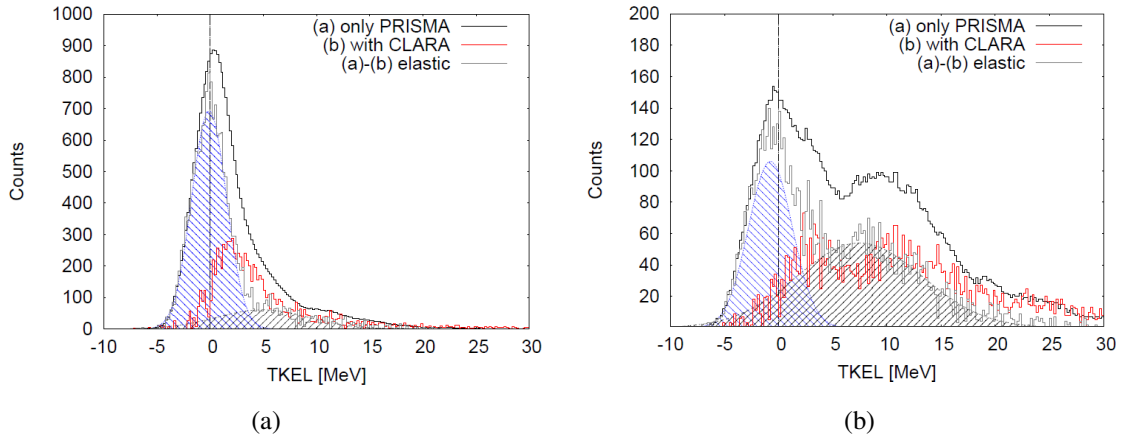


Slika 6.2: TKEL (*Total Kinetic Energy Loss*) spektr za ^{40}Ar za tri različita kuta mjerenja ($\theta_{\text{PRISMA}} = 46^\circ$, 54° i 59° prikazani su u lijevom, srednjem i desnom stupcu, respektivno) [30]. Crni histogram (a) odgovara TKEL spektru za sve PRISMA događaje, dok crveni histogram (b) odgovara TKEL spektru za koincidentne događaje PRISMA+CLARA. Histogrami su normirani jedan na drugi koristeći događaje u repu TKEL spektra (> 6 MeV). Crveno osjenčano područje je razlika dvaju spomenutih spektara (a)-(b) i predstavljaju elastično raspršenje ^{40}Ar na meti ^{208}Pb . Oduzimanje dvaju spektara rađeno je u koracima od jednog stupnja preko cijelog ulaznog kutnog intervala (iz rada [30]).

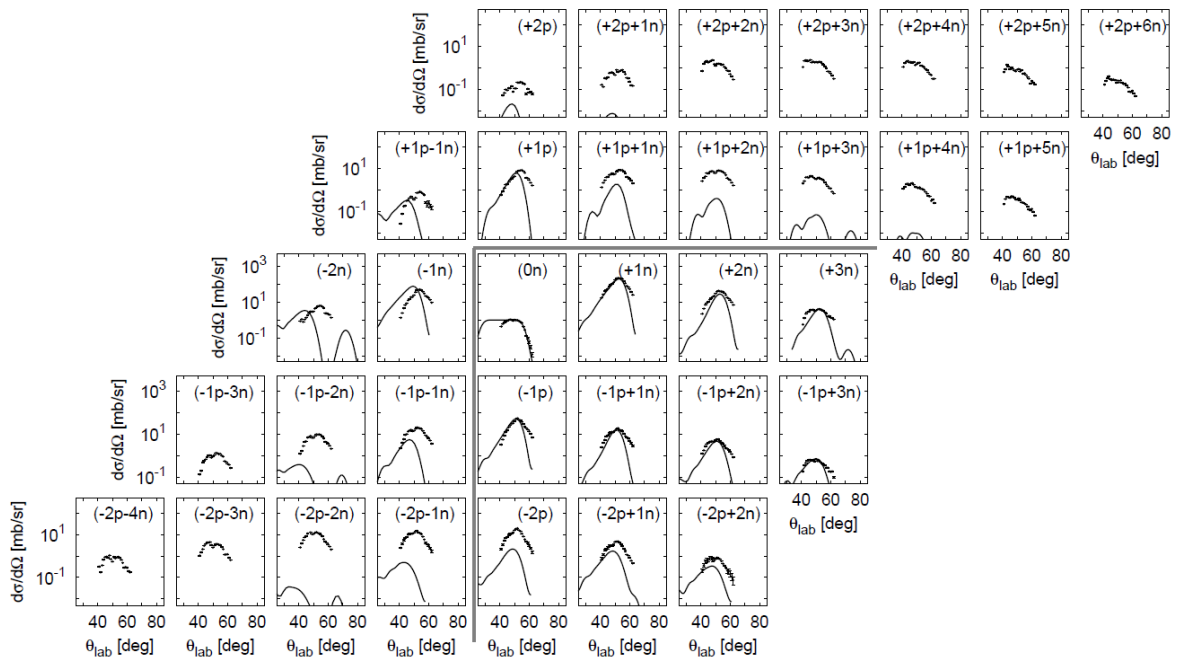
tom da je detektiran ion ^{40}Ar u PRISMA spektrometru. Histogram sa crvenom linijom je s druge strane, konstruiran pod uvjetom da je detektirana bar jedna γ zraka u CLARA detektoru. Dva dobivena spektra su normalizirana u neelastičnom repu iznad 6 MeV te je spektar razlike (crveno osjenčano područje) dobiven njihovom razlikom.

Broj događaja dobiven je prilagodbom Gaussove distribucije na crveno osjenčano područje. Na mjestima gdje je bilo potrebno ukloniti ostatak repa neelastičnih događaja korištene su dvije Gaussove distribucije, vidi sliku 6.3. Usporedbom kutne raspodjele kanala (0n) s Rutherfordovim raspršenjem dobiven je normalizacijski faktor. Taj normalizacijski faktor također je korišten za dobivanje udarnog presjeka za sve ostale kanale (vidi sliku 6.4).

Dodatnom analizom utvrđena određena neefikasnost u donjem dijelu MCP detektora zbog



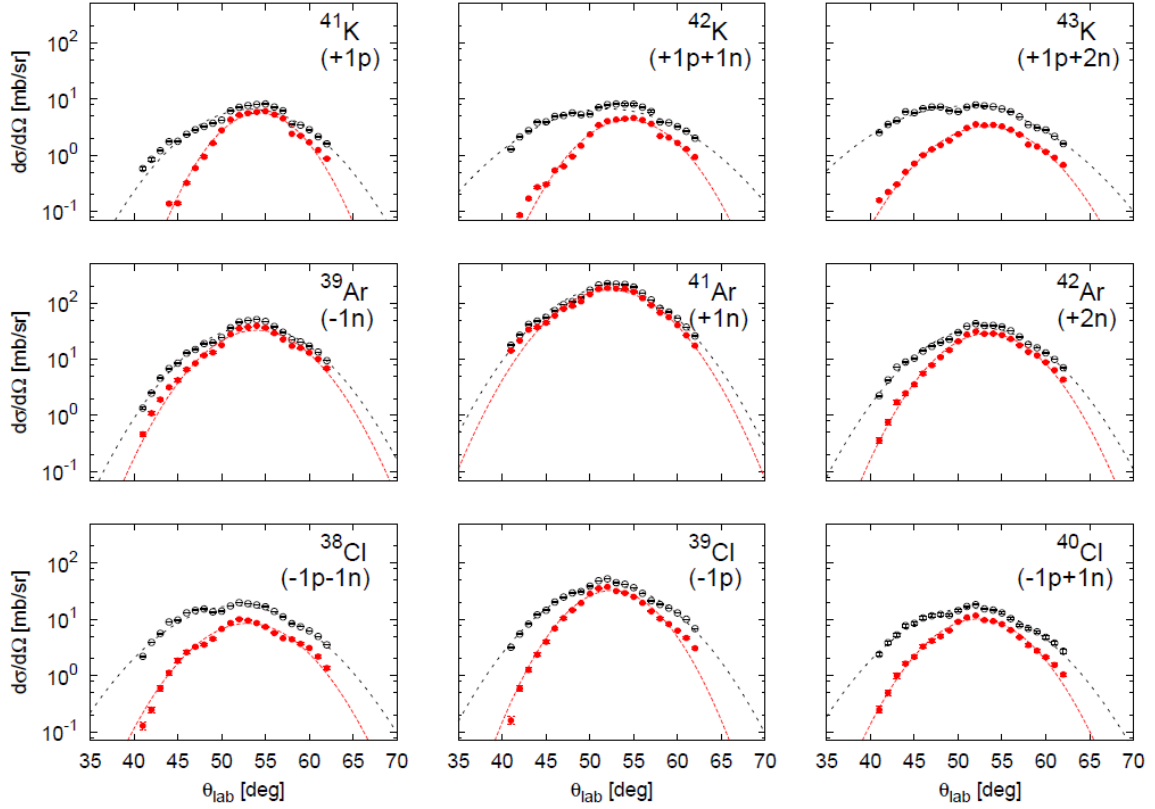
Slika 6.3: Primjeri postupka prilagodbe Gaussove krivulje za dva različita kuta $\theta_{lab} =$ (a) 45° (b) 58° (iz rada [30]).



Slika 6.4: Diferencijalni udarni presjeci za različite kanale reakcije $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$. Eksperimentalna kutna raspodjela prikazana je s crnim točkama, dok GRAZING račun je prikazan crnom punom linijom (iz rada [30]).

struktura potrebnih za kalibraciju samog detektora tako da je analiza elastičnog raspršenja napravljena koristeći samo gornju polovicu MCP detektora. Koristeći činjenicu da distribucija događaja mora biti simetrična po φ_{lab} možemo korigirati izgubljene događaje. Također broj događaja je korigiran i za "nail" korekcije. Ovim postupkom značajno je smanjena "valovitost" kutne distribucije.

Ukupni udarni presjek je dobiven integracijom kutne raspodjele po čitavom kutu. Primjer takve integracije sa Gausovim fitom je prikazan na slici 6.5 s ukupnim udarnim presjekom



Slika 6.5: Kutna raspodjela integrirana po čitavom kutu (crne točke) i QE komponenta (crvene točke). Gaussov fit korišten za određivanje ukupnog udarnog presjeka od obje raspodjele prikazano je linijama (iz rada [30]).

dobivenim kao:

$$\sigma = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = 2\pi \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \sin\theta d\theta. \quad (6.4)$$

Ukupni udarni presjeci σ_{PRISMA} koje koristimo u daljnjem računu dobiveni su korištenjem rezultata kutnih raspodjela dobivenih na gore opisan način (slika 6.4), ali umjesto po čitavom kutu, integrirane su samo za $\theta_{PRISMA} = 54^\circ \pm 6^\circ$ i te rezultate navodimo u tablici 6.1.

6.3 Udarni presjek osnovnih stanja σ_{Pb}

Za evaluaciju udarnih presjeka osnovnih stanja izotopa olova potreban nam je ukupni udarni presjek integriran nad intervalom $49^\circ - 58^\circ$, opisano u prethodnom poglavlju, da bi koristili isto područje kutne distribucije kao i kod udarnih presjeka pobuđenih stanja. Udarni presjek osnovnog stanja dobivamo jednostavnim oduzimanjem ukupnog udarnog presjeka i udarnog presjeka pobuđenih stanja (izraz 6.2). Rezultati su prikazani u tablici 6.1 te na grafu na slici 6.6.

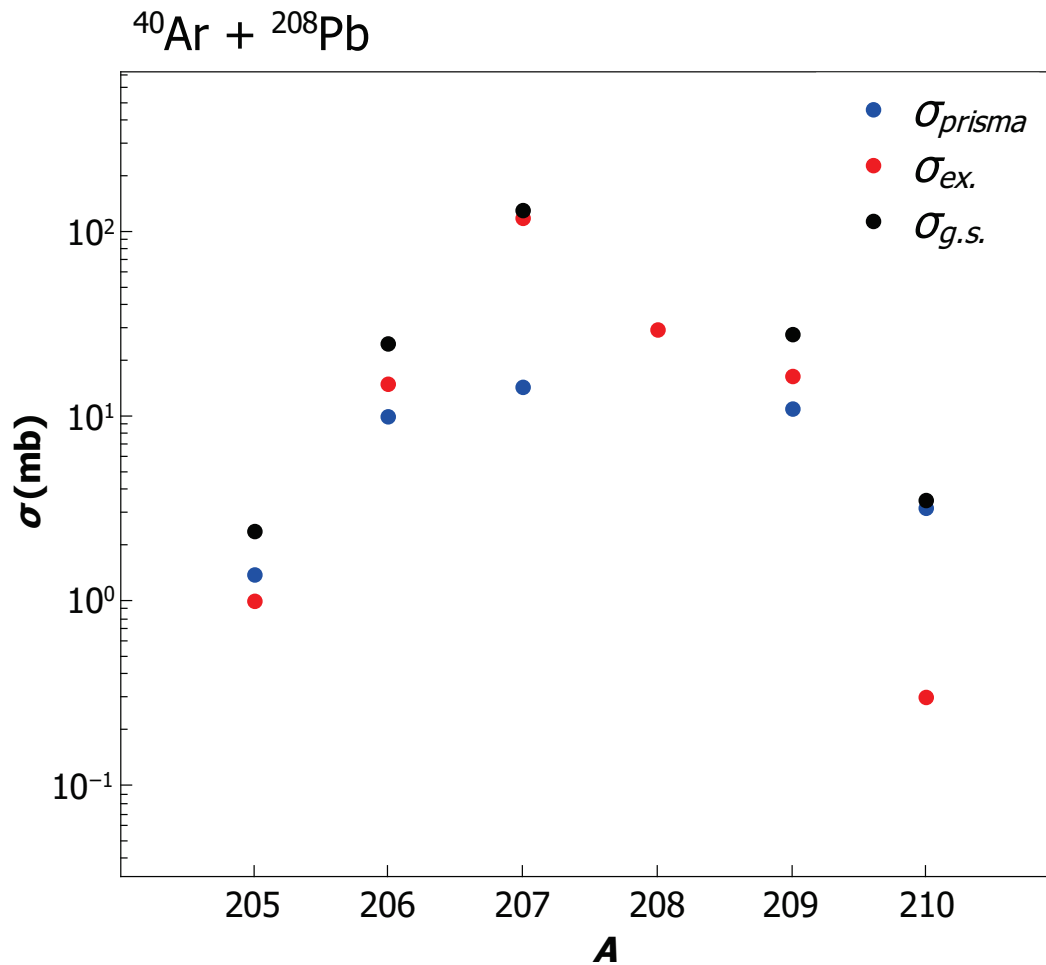
kanal	σ_{PRISMA}	$\sigma_{ex.}$	$\sigma_{g.s.}$
$^{38}\text{Ar} + ^{210}\text{Pb}$	3.5	0.3	3.2
$^{39}\text{Ar} + ^{209}\text{Pb}$	27.7	16.6	11.1
$^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$		29.3	
$^{41}\text{Ar} + ^{207}\text{Pb}$	132.0	117.7	14.3
$^{42}\text{Ar} + ^{206}\text{Pb}$	24.8	14.9	9.9
$^{43}\text{Ar} + ^{205}\text{Pb}$	2.4	1.0	1.4

Tablica 6.1: Rezultati ukupnih udarnih presjeka: σ_{PRISMA} je ukupni udarni presjek integriran nad kutevima u intervalu $49^\circ - 58^\circ$, $\sigma_{ex.}$ je ukupni udarni presjek udarnih stanja, a $\sigma_{g.s.}$ je ukupni udarni presjek osnovnog stanja pojedinog izlaznog kanala reakcije

Kod izotopa ^{205}Pb udarni presjek osnovnog stanja iznosi 1.4 mb što je 40% veći iznos od udarnog presjeka pobuđenih stanja. S obzirom na relativno mali broj događaja u odnosu na ostale izotope te veliki utjecaj izomera ovaj rezultat treba uzeti s rezervom, ali možemo reći da je po redu veličine $\sigma_{ex.} \sim \sigma_{g.s.}$.

Udarni presjek osnovnog stanja izotopa ^{206}Pb iznosi 9.9 mb što je 66% iznosa udarnog presjeka pobuđenih stanja. Ako pogledamo direktnu populaciju stanja 2^+ energije 803 keV, koje je jedini prijelaz u osnovno stanje kod ovog izotopa, dobivamo da udarni presjek tog stanja iznosi 7.2 mb te u usporedbi s osnovnim stanjem udarni presjek osnovnog stanja je 38% veći, no ponovo istog reda veličine, odnosno $\sigma_{ex.} \sim \sigma_{g.s.}$.

Kod izotopa ^{207}Pb udarni presjek osnovnog stanja iznosi 14.3 mb što je 12% iznosa udarnog presjeka pobuđenih stanja. Budući da prijelazi u osnovno stanje energija 570 keV i 898 keV čine glavni doprinos udarnom presjeku pobuđenih stanja, možemo pogledati direkne populacije tih stanja. Za direktnu populaciju $5/2^-$ udarni presjek iznosi 47.6 mb što je oko 3.3 puta više od udarnog presjeka osnovnog stanja. Za zbroj direktnih populacija stanja $5/2^-$ i $3/2^-$ udarni presjek iznosi 99.5 mb što je oko 7 puta više od udarnog presjeka osnovnog stanja. Osnovno stanje $1/2^-$ ovog izotopa je jednočestičnog karaktera. Također i stanja $5/2^-$ i $3/2^-$ su stanja izraženog jednočestičnog karaktera. Stoga usporedba udarnih presjeka osnovnog i pobuđenih stanja bi više išla u smjeru $\sigma(1/2^-) = f \cdot (\sigma(5/2^-) + \sigma(3/2^-))$, nego $\sigma_{ex.} \sim \sigma_{g.s.}$. Isti princip se može primjeniti na jezgru ^{205}Pb gdje zbog značajnog utjecaja izomera faktor f nešto manji.



Slika 6.6: Prikaz ukupnih udarnih presjeka za pojedini izotop olova (σ_{PRISMA} - ukupni udarni presjek integriran nad kutevima u intervalu $49^\circ - 58^\circ$, $\sigma_{ex.}$ - ukupni udarni presjek pobuđenih stanja, a $\sigma_{g.s.}$ - ukupni udarni presjek osnovnog stanja pojedinog izlaznog kanala reakcije)

Za određivanje udarnog presjeka osnovnog stanja ^{208}Pb potreban nam je elastični udarni presjek kojeg nemamo. U tom slučaju možemo procjeniti taj iznos. Ako pogledamo ^{206}Pb iznos ukupnog udarnog presjeka, u danom kutnom intervalu, je usporediv s dvostrukom vrijednošću udarnog presjeka pobuđenih stanja, odnosno udarni presjek osnovnog stanja usporediv je s udarnim presjekom pobuđenih stanja, $\sigma_{ex.} \sim \sigma_{g.s.}$. Prema tome možemo procijeniti udarni presjek osnovnog stanja kao $\sigma_{ex.} \approx \sigma(3^-) = 29.3 \text{ mb}$ te ukupni udarni presjek kao $\sigma_{uk} \approx 2 \cdot \sigma_{ex} = 58.6 \text{ mb}$.

Udarni presjek osnovnog stanja ^{209}Pb iznosi 11.1 mb što je 67% udarnog presjeka pobuđenih

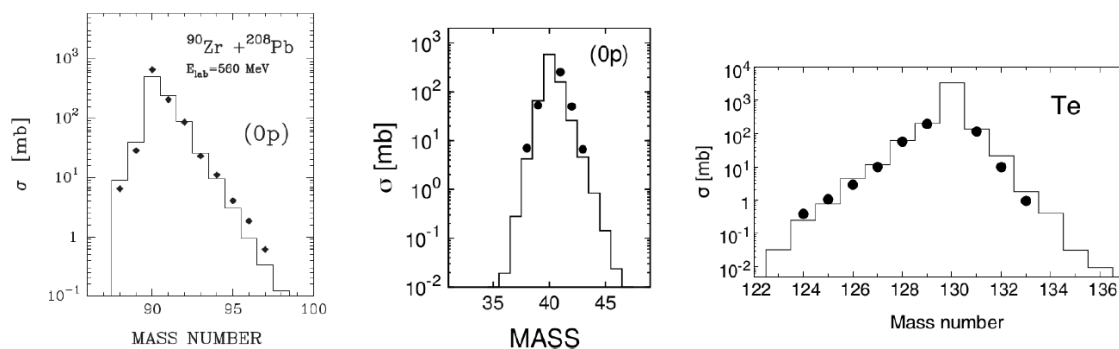
stanja. Ako pogledamo prvo pobuđeno stanje $11/2^+$, udarni presjek tog stanja iznosi 3.9 mb, dok zbroj doprinosa prva dva pobuđena stanja $11/2^+$ i $15/2^-$ iznosi 11.9 mb. U usporedbi s osnovnim stanjem, udarni presjek osnovnog stanja čini 285% udarnog presjeka stanja $11/2^+$ te 93% zbroja udarnih presjeka prvog i drugog pobuđenog stanja. Slično kao i kod ^{207}Pb , nisko ležeća stanja u ^{209}Pb imaju jednočestični karakter stoga bismo mogli uzeti $\sigma(9/2^-) = f \cdot (\sigma(11/2^+) + \sigma(15/2^-))$ ili $\sigma(9/2^-) = f \cdot (\sigma(11/2^+))$ kao svojevrsni recept.

Udarni presjek osnovnog stanja izotopa ^{210}Pb iznosi 3.2 mb što je oko deset puta veći iznos od udarnog presjeka pobuđenih stanja. Budući da vremena poluživota prva četiri pobuđena stanja iznose redom 17 ps, 0.6 ns, 49 ns i 201 ns te sva četiri stanja čine jedan lanac raspada. Stoga izomer 8^+ energije 1278 keV direktno utječe na smanjenje broja događaja za raspade ispod tog stanja što posljedično znači manji izmjerene udarni presjek pobuđenih stanja. Nadalje, kod prvog pobuđenog stanja 2^+ zabilježeno je više ulaznih događaja nego izlaznih, toliko da udarni presjek tog stanja iznosi -0.11 mb što je 65% iznosa ukupnog presjeka pobuđenih stanja ovog izotopa. Ovo je dodatna potvrda utjecaja velikog utjecaja izomera.

Dobiveni udarni presjeci i njihov odnos mogu se vidjeti na slici 6.6. Možemo primijetiti kako izotopi ^{205}Pb i ^{210}Pb imaju veći udarnog presjeka osnovnog stanja u odnosu na udarni presjek pobuđenih stanja što možemo povezati s značajnim utjecajem izomera u spektrima tih stanja. U sljedećem poglavlju usporediti ćemo dobivene rezultate teorijskim predviđanjima

6.4 *GRAZING model*

GRAZING je poluklasični model koji opisuje sudare teških jezgara. Sam program evaluira ukupni udarni presjek reakcija na energijama oko kulonske barijere, kao i raspodjelu ukupnog udarnog presjeka reakcije na različite kanale reakcije. U modelu se koristi poluklasična aproksimacija, u kojoj se putanje za relativno gibanje računaju klasično. Ioni se gibaju u potencijalu koji se sastoji od kulonskog i nuklearnog dijela. Dvije jezgre u sudaru su opisane kao skup nezavisnih nukleona koji vibriraju oko ravnotežnog oblika. Prijenos energije između relativnog gibanja i unutrašnjeg pobuđenja odvija se preko pobuđenja površinskih vi-

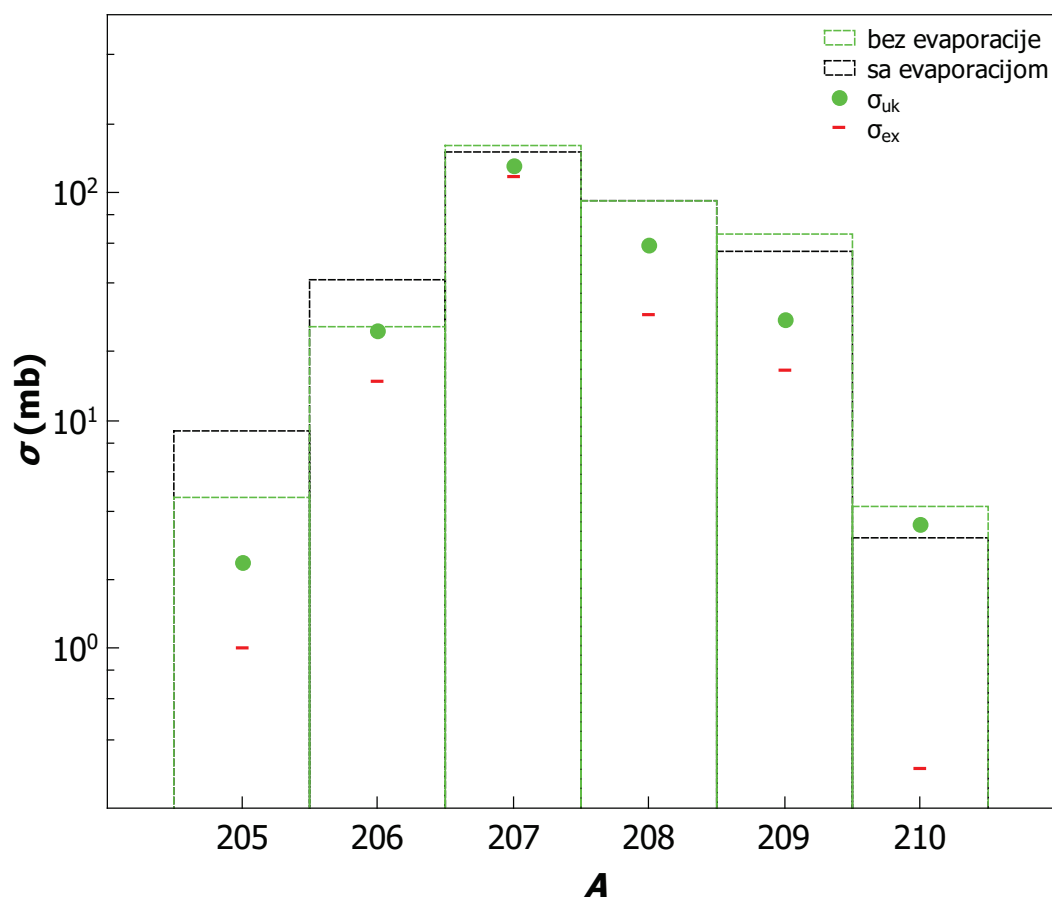


Slika 6.7: Eksperimentalni udarni presjeci uspoređeni s GRAZING kalkulacijama. Lijevo: $^{90}\text{Zr} + ^{208}\text{Pb}$ ($E_{\text{LAB}} = 6.2 \text{ MeV} \cdot \text{A}$) [22]. Sredina: $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ ($E_{\text{LAB}} = 6.4 \text{ MeV} \cdot \text{A}$) [10, 30] Desno: $^{197}\text{Au} + ^{130}\text{Te}$ ($E_{\text{LAB}} = 5.4 \text{ MeV} \cdot \text{A}$) [11] (iz rada [21]).

bracija i prijenosa nezavisnih nukleona. Model na kraju predviđa raspodjele energija, kutne raspodjele i ukupni udarni presjek za različite kanale prijenosa nukleona, ako i za fuziju. Model je do sada bio uspješan u opisivanju brojnih reakcija [6]. GRAZING model uključuje i efekte evaporacije, koji mogu promijeniti konačnu raspodjelu udarnih presjeka.

Na slici 6.4 možemo vidjeti kako GRAZING model vrlo dobro predviđa udarne presjeke za neutronske bogate jezgre $^{40-43}\text{Ar}$ te $^{39-42}\text{Cl}$ iz reakcije $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ [10, 30]. Također GRAZING model se pokazao vrlo uspješnim u opisivanju eksperimentalnih podataka udarnih presjeka neutronske transfera sa stabilnim snopom mjerenih upravo na PRISMA detektoru. Slika 6.7 prikazuje različite reakcije, $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$, $^{90}\text{Zr} + ^{208}\text{Pb}$ te $^{130}\text{Te} + ^{197}\text{Au}$ [30] mjerenih spektrometrom PRISMA. Kao što se može vidjeti na slici, slaganje između teorijskih i mjerenih udarnih presjeka je vrlo dobro. Ovi primjeri nam ukazuju da GRAZING model je dobra baza za daljnju interpretaciju rezultata udarnih presjeka jezgara $^{205-210}\text{Pb}$.

Usporedba naših eksperimentalnih rezultata za kanale prijenosa neutrona u reakciji $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ s predviđanjima koda GRAZING prikazana je na slici 6.8. Kako se ovdje radi o usporedbi udarnog presjeka teškog partnera reakcije, očekuje se da će efekt evaporacije biti značajan. Možemo primijetiti kako utjecaj evaporacije se značajnije javlja u neutronske bogatijim jezgrama te kako grazing model predviđa drastično smanjenje događaja udaljavajući se od početene jezgre prema neutronske bogatijem području. Općenito, vidimo dobro slaganje između modela i rezultata mjerenja. Posebno je dobro slaganje za parno-parne jezgre ^{208}Pb i ^{210}Pb , te za kanal prijenosa jednog neutrona, jezgru ^{207}Pb .



Slika 6.8: Usporedba eksperimentalnih podataka sa GRAZING kodom. Crni i zeleni histogram prikazuju GRAZING predviđanje, redom, sa i bez uključenog efekta evaporacije. Zelene točke odnose se na ukupni udarni presjek, dok se crvene crtice odnose na udarne presjeka pobuđenih stanja.

6.5 Primjena rezultata

S obzirom da mnogi detektori gama zračenja nemaju mogućnost direktnog određivanja ukupnog udarnog presjeka, odnosno udarnog presjeka osnovnog stanja, evaluacija provedena u ovom radu može poslužiti kao ocjena tih udarnih presjeka. Slična evaluacija napravljena je u radu P. Čolović et. al [35] u kojoj je također korištena olovna meta ^{208}Pb , ali s nestabilnim neutronske bogatim ^{94}Rb snopom. Omjer neutrona i protona u ovom eksperimentu bio je izrazito visok tj. za ^{94}Rb iznosi $N/Z = 2.54$. Odabir srednje teškog ^{94}Rb snopa osigurao je relativno velike primarne udarne presjeka te bombardiranje energijom malo iznad kulonske barijere smanjuje utjecaj sekundarnih procesa, poput evaporacije i fisije. S obzirom da su u radu mjerena i vremena preleta između čestica i pripadnih γ -zraka koristeći određeni *timing* signal omogućeno je mjerenje zaostalog dijela gama spektra odnosno gama prijelaza s izo-

merskih stanja. Rezultat toga je eliminacija utjecaja izomera na udarni presjek pobuđenih stanja s kojim smo se susreli u našem radu. Da bi dobili apsolutne udarne presjeke normalizacijski faktor dobiven je, slično kao i u našem radu, usporedbom eksperimentalne kutne raspodjele stanja 3^- jezgre ^{208}Pb s DWBA.

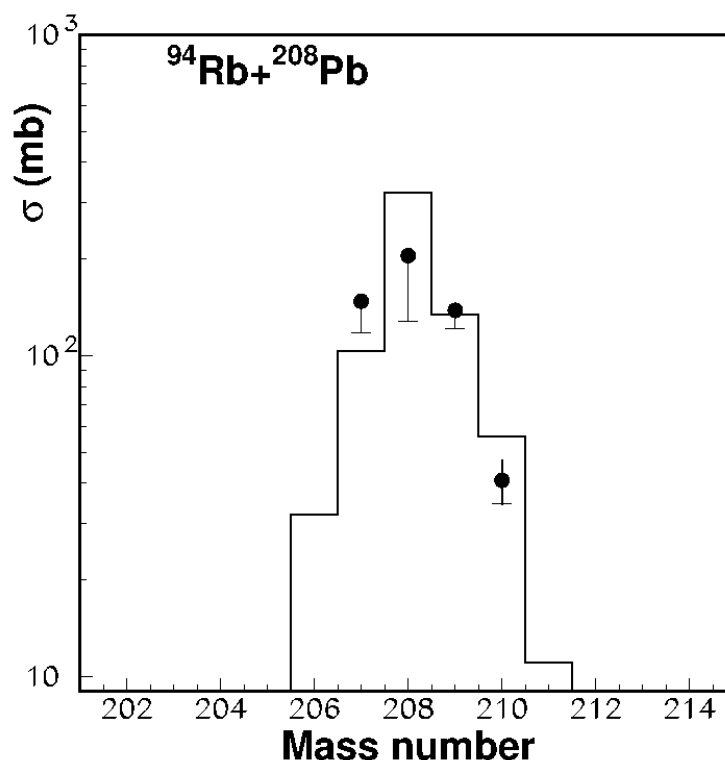
U tom radu mjereni su udarni presjeci pobuđenih stanja izotopa $^{207-210}\text{Pb}$ te su korištene evaluacije udarnih presjeka osnovnih stanja za dobivanje ukupnih udarni presjeka. Jedna od evaluacija bazira se na usporedbi inteziteta različitih stanja za pojedine izotope za četiri različite reakcije: $^{94}\text{Rb}+^{208}\text{Pb}$, $^{90}\text{Zr}+^{208}\text{Pb}$, $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ i $^{32}\text{S}+^{208}\text{Pb}$ [35] pogotovo za parno-neparne jezgre. Za parno-parne jezgre evaluacija bazirana je na ovom radu.

Za parno-neparne jezgre evaluacija promatra snažne populacije jednočestičnih stanja te procijenjuje udarni presjek osnovnog stanja kao prosjek direktnih populacija najjače pobuđenih niskoležećih stanja. Za jezgru ^{207}Pb za udarni presjek osnovnog stanja uzima se $\sigma(1/2^-) = [\sigma(5/2^-) + \sigma(3/2^-)]/2$ dok za jezgru ^{209}Pb $\sigma(9/2^+) = \sigma(11/2^+)$. Za parno-parno jezgre evaluacija uzima da udarni presjek osnovnog stanja odgovara direktnoj populaciji prvog pobuđenog stanja, dok za jezgru ^{208}Pb $\sigma(0^+) = \sigma(3^-)$ dok za jezgru ^{210}Pb $\sigma(0^+) = \sigma(2^+)$. Ovi udarni presjeci prikazani su na slici 6.9. Dakle, za neparno-parne jezgre korištena je evaluacija bazirana na usporedbi pojedinih niskoležećih jednočestičnih stanja s osnovnim, dok za parno-parne jezgre korištena je evaluacija gdje se uzima da udarni presjek osnovnog stanja odgovara direktnoj populaciji prvog pobuđenog stanja kod pojedinog izotopa.

U konačnoj rekonstrukciji ukupnih udarnih presjeka (vidi sliku 6.9 uzete su evaluacije koje su se bolje slagale s teorijskim predviđanjima GRAZING modela. Za neparno-parne jezgre korištena je evaluacija bazirana na usporedbi pojedinih niskoležećih jednočestičnih stanja sa osnovnim, dok za parno-parne jezgre korištena je evaluacija gdje se uzima da udarni presjek osnovnog stanja odgovara direktnoj populaciji prvog pobuđenog stanja kod pojedinog izotopa.

7 Zaključak

Koristeći sustav $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$, promatrane su reakcije prijenosa neutrona, posebno struktura jezgara oko zatvorene ljuske $N=126$. Iz gama-čestičnih koincidencija, mjerenih PRI-SMA+CLARA postavom, predstavljeni su gama spektri, kao i sheme nivoa energija, za izotope $^{205-210}\text{Pb}$. Najveće naseljenosti pokazuju stanja jednočestičnog karaktera kod parno-



Slika 6.9: Usporedba eksperimentalnih podataka sa GRAZING kodom za reakciju $^{94}\text{Rb}+^{208}\text{Pb}$ [35]. Histogram predstavlja GRAZING predviđanje. Crne točke odnose se na ukupni udarni presjek. Možemo primijetiti asimetričnu pogrešku, s obzirom da gornji dio odgovara statističkoj pogrešci, dok donji dio odgovara udarnom presjeku pobuđenih stanja.

neparnih jezgara i stanja kolektivnih pobuđenja u parno-parnim jezgrama, od kojih su najznačajnija oktupolno stanje 3^- jezgre ^{208}Pb te stanja 2^+ u ^{206}Pb i ^{210}Pb .

Svojstva fononsko-čestičnih pobuđenja usko su vezana uz svojstva kolektivnih stanja, omogućavajući praćenja razvoja kolektivnosti kao funkcija broja neutrona i u parno-neparnim jezgrama, inače pojavu dobro znanu u parno-parnim jezgrama. Pojedinačna stanja konačnih produkata reakcije odražavaju snažnu međugru između jednočestičnih i kolektivnih stupnjeva slobode. Najznačajnija pojava takve međugre može se vidjeti kod uloge stanja 3^- jezgre ^{208}Pb u stvaranju strukture susjednih jezgara. Najbolji primjeri su stanje $13/2^+$ jezgre ^{207}Pb , koje se može opisati vezanjem $3^- \otimes \nu f_{7/2}$, te stanja $15/2^-$, $11/2^-$ i $21/2^+$ jezgre ^{209}Pb koja se opisuju vezanjem, redom, $3^- \otimes \nu g_{9/2}$, $3^- \otimes \nu d_{5/2}$ i $3^- \otimes \nu j_{15/2}$. Bitno je napomenuti da su navedene kombinacije maksimalnog mogućeg spina.

Dobiveni su udarni presjeci pobuđenih stanja u izotopima $^{205-210}\text{Pb}$ koristeći normalizacijski faktor dobiven usporedbe teorije (DWBA) i eksperimentalne kutne raspodjele stanja

3^- u ^{208}Pb . Na udarne presjeke pobuđenih stanja uvelike utječu brojni izomeri pronađeni u skoro svim izotopima. Provedena je usporedba izvrednjenih udarnih presjeka s GRAZING modelom koji opisuju sudare dvaju teških jezgara. Postignuto je relativno dobro slaganje. Usporedba s GRAZING model pokazala je i kako se efekt evaporacije bolje ističe krećući se prema neutronske bogatijim jezgrama uz drastičan pad broja događaja između ^{209}Pb i ^{210}Pb , odnosno kada se jedan i dva neutrona dodaju na jezgru ^{208}Pb , upućuje na sve jači utjecaj evaporacije kretajući se ka neutronske još bogatijim jezgrama.

MNT reakcije pokazale su se kao dobre reakcije za proizvodnju neutronske bogatih teških jezgara, posebno ako se koriste neutronske bogati stabilni i radioaktivni snopovi. Sve u svemu dobro slaganje eksperimentalnih podataka sa GRAZING kodom te razumna ocjena udarnih presjeka osnovnih stanja u eksperimentu $^{94}\text{Rb}+^{208}\text{Pb}$ [35] daju poticaj da se nastavi u smjeru dobivanja sve neutronske bogatijih teških jezgara pomoću neutronske bogatih radioaktivnih snopova preko MNT reakcija s mogućnošću procjene ukupnih udarnih stanja pojedinih izotopa.

Literatura

- [1] Kasen D. et al. Origin of the heavy elements in binary neutron-star mergers from a gravitational-wave event. *Nature*, 551:80, 2017.
- [2] Pian E. et al. Spectroscopic identification of r-process nucleosynthesis in a double neutron-star merger. *Nature*, 551:67, 2017.
- [3] Grawe H. et al. Nuclear structure and astrophysics. *Rep. Prog. Phys.*, 70:1525, 2007.
- [4] Rehm K. E. Quasi-elastic heavy-ion collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 41:429, 1991.
- [5] Satchler G. R. *Direct Nuclear Reactions*. Oxford University Press, 1983.
- [6] Corradi L. et al. Multinucleon transfer processes in heavy-ion reactions. *J. of Phys. G*, 36:113101, 2009.
- [7] Dasso C. H. et al. Systematics of isotope production with radioactive beams. *Phys. Rev. Lett.*, 73:1907, 1994.
- [8] Szilner S. et al. Multinucleon transfer processes in $^{40}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$. *Physical Review C*, 71:044610, 2005.
- [9] Corradi L. et al. Light and heavy transfer products in $^{58}\text{Ni}+^{208}\text{Pb}$ at the coulomb barrier. *Physical Review C*, 66:024606, 2002.
- [10] Mijatović T.; et al. Multinucleon transfer reactions in the $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$ system. *Phys. Rev. C*, 94:064616, 2016.
- [11] Galtarossa F. et al. Mass correlation between light and heavy reaction products in multinucleon transfer $^{197}\text{Au}+^{130}\text{Te}$ collisions. *Phys. Rev. C*, 97:2018, 054606.
- [12] Watanabe Y. X. et al. Pathway for the production of neutron-rich isotopes around the $n = 126$ shell closure. *Phys. Rev. Lett.*, 115:172503, 2015.
- [13] Vogt A.; et al. Light and heavy transfer products in $^{136}\text{Xe}+^{238}\text{U}$ multinucleon transfer reactions. *Phys. Rev. C*, 92:024619, 2015.
- [14] Galtarossa F. *Multinucleon transfer in the $^{197}\text{Au}+^{130}\text{Te}$ reaction studied with a high-resolution kinematic coincidence*. PhD thesis, University of Ferrara, 2014.

- [15] Paar N. <http://www.pmf.unizg.hr>. Predavanja kolegija "Nuklearna fizika". Zagreb: PMF.
- [16] Wong S. S. M. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.
- [17] Macfarlane M. H. and Pieper S. C. Ptolemy, a program for heavy-ion direct-reaction calculations. https://www.phy.anl.gov/theory/research/ptolemy/ptolemy_manual.pdf.
- [18] Winther A. Grazing reactions in collisions between heavy nuclei. *Nucl. Phys. A*, 572:191, 1994.
- [19] Winther A. Dissipation, polarization and fluctuation in grazing heavy-ion collisions and the boundary to the chaotic regime. *Nucl. Phys. A*, 594:203, 1995.
- [20] Winther A. Grazing code. <http://personalpages.to.infn.it/~nanni/grazing/>.
- [21] Čolović P. *Istraživanje svojstava reakcija prijenosa nukleona upotrebom stabilnih i nestabilnih ionskih snopova*. Doktorski rad. Zagreb : Prirodoslovno-matematički fakultet, 2020.
- [22] Szilner S. et al. Multinucleon transfer reactions in closed-shell nuclei. *Phys. Rev. C*, 76:024604, 2007.
- [23] Mijatovic T. et al. Study of the cross section determination with the prisma spectrometer: The $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ case. *Eur. Phys. J. A*, 52:113, 2016.
- [24] Montanari D. et al. Response function of the magnetic spectrometer prisma. *Eur. Phys. J. A*, 47:4, 2011.
- [25] Gadea A. et al. Coupling a clover detector array with the prisma magnetic spectrometer - investigation of moderately neutron-rich nuclei populated by multinucleon transfer and deep inelastic collisions. *Eur. Phys. J. A*, 20:193, 2004.
- [26] LNL-INFN. Alpi akcelerator. <http://www.lnl.infn.it/index.php/en/accelerators-3/alpi>.

- [27] LNL-INFN. Piave akcelerator. <http://www.lnl.infn.it/index.php/en/accelerators-3/piave>.
- [28] Montagnoli G. et al. The large-area micro-channel plate entrance detector of the heavy-ion magnetic spectrometer prisma. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 547:455, 2005.
- [29] Beghini S. et al. The focal plane detector of the magnetic spectrometer prisma. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 551:364, 2005.
- [30] Mijatović T. *Proučavanje teškoionskih reakcija magnetskim spektrometrom velikoga prostornoga kuta*. Doktorski rad. Zagreb : Prirodoslovno-matematički fakultet, 2015.
- [31] Shima K. et al. Empirical formula for the average equilibrium charge-state of heavy ions behind various foils. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 200:605, 1982.
- [32] IAEA. *X-ray and gamma-ray standards for detector calibration*. IAEA, Vienna, Austria, 1991.
- [33] National Nuclear Data Center. Nucl. data sheets **112** (2014) 561; **126** (2015) 373; **108** (2007) 1583; **112** (2011) 707; **109** (2008) 1527; **166** (2020) 1. <http://www.nndc.bnl.gov>.
- [34] Broda R. et al. Two-neutron and core-excited states in ^{210}Pb : Tracing E3 collectivity and evidence for a new beta-decaying isomer in ^{210}Tl . *Physical Review C*, 98:024324, 2018.
- [35] Čolović P. et al. Population of lead isotopes in binary reactions using a ^{94}Rb radioactive beam. *Phys. Rev. C*, 102:054609, 2020.
- [36] Rejmund M. et al. Particle octupole-vibration coupling near ^{208}Pb . *Eur. Phys. J. A*, 8:161, 2000.
- [37] G. Pollarolo. private communication.