

# Neutronske bogate jezgre kalija

---

Diklić, Josipa

Master's thesis / Diplomski rad

2019

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:217:177748>

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

Download date / Datum preuzimanja: **2024-07-24**



Repository / Repozitorij:

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



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

Josipa Diklić

NEUTRONSKI BOGATE JEZGRE KALIJA

Diplomski rad

Zagreb, 2019.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU  
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET  
FIZIČKI ODSJEK

INTEGRIRANI PREDDIPLOMSKI I DIPLOMSKI SVEUČILIŠNI STUDIJ  
FIZIKA; SMJER ISTRAŽIVAČKI

**Josipa Diklić**

Diplomski rad

# **Neutronske bogate jezgre kalija**

Voditelj diplomskog rada: Dr. sc. Tea Mijatović

Ocjena diplomskog rada: \_\_\_\_\_

Povjerenstvo: 1. \_\_\_\_\_

2. \_\_\_\_\_

3. \_\_\_\_\_

Datum polaganja: \_\_\_\_\_

Zagreb, 2019.

Zahvalila bih se najprije svojoj mentorici dr. sc. Tei Mijatović na ukazanom strpljenu, trudu i savjetima pri izradi ovog diplomskog rada. Također bih se zahvalila dr. sc. Suzani Silzner na pomoći oko svih problema koji su se javili tijekom pisanja. Hvala i ostalim kolegama iz Laboratorija za nuklearnu fiziku Instituta Ruđera Bošković na podršci.

Posebno bih se zahvalila svojem dečku Nevenu, prijateljicama iz Dubrovnika te kolegama s faksa.

Najveća hvala mojoj obitelji bez čije potpore izrada ovog rada ne bi bila moguća.

## Sažetak

Osnovna tema ovoga rada je proučavanje neutronske bogatih jezgara kalija mase-  
nih brojeva 41–46. U okviru rada proučeni su podatci vezani uz elektromagnetske  
prijelaze pobuđene nuklearnom reakcijom  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$  mjerenom magnetskim spek-  
trometrom PRISMA u koincidenciji s detektorom  $\gamma$ -zračenja CLARA. Korištenjem ne-  
utronske bogatog stabilnog snopa  $^{40}\text{Ar}$  možemo u izlaznom kanalu imati pobuđene  
izotope koji su nastali pobiranjem ili ogoljavanjem nukleona. Kanali pobiranja pro-  
tona od velikog su interesa jer su do sada na mjerenjima oko kulonske barijere samo  
nekoliko puta identificirani u atomskom i masenom broju. Upravo su izotopi kalija  
dobiveni reakcijama pobiranja i protona i neutrona.

U ovom smo radu identificirali njihove karakteristične elektromagnetske prijelaze  
kroz cijeli lanac izotopa kalija. Ove rezultate smo usporedili s prethodno publici-  
ranim rezultatima, kao i s teorijskim računom modela ljusaka. Uočeni su do sad  
nepoznati elektromagnetski prijelazi te se smještanjem stanja u sheme energijskih  
nivoa i usporedbom s teorijskim računima došlo do novih informacija o nivoima, koji  
su već uočeni, ali kojima nije dodijeljen spin i paritet. Uočili smo i da se udarni pre-  
sjek u svim pobuđenim jezgrama kalija raspoređuje podjednako na stanja negativnog  
i na stanja pozitivnog pariteta. Uočili smo i snažno pobuđenje stanja najvišeg spina  
za danu energiju (“yrast”). Raspravljali smo o inverziji prvog pobuđenog i osnov-  
nog stanja,  $1/2^+$  i  $3/2^+$  kod neparno-parnih i  $3^-$  i  $2^-$  kod neparno-neparnih jezgri,  
gdje do zamjene nivoa dolazi zbog jakog miješanja protonskih konfiguracija, kako se  
popunjava neutronska ljuska  $f_{7/2}$ .

Ključne riječi:

Prijenos nukleona, elektromagnetski prijelazi, PRISMA spektrometar, CLARA detek-  
tor  $\gamma$ -zračenja, energijski nivoi, model ljusaka, neutronske bogate jezgre, izotopi ka-  
lija.

# Neutron-rich potassium nuclei

## Abstract

The main topic of this thesis are neutron-rich potassium nuclei with mass numbers ranging from 41 to 46. As a part of this work we analysed and interpreted data related to the electromagnetic transitions excited by the nuclear reaction  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$  measured with the PRISMA magnetic spectrometer coupled with the CLARA  $\gamma$ -ray detector. Using a neutron-rich stable beam of  $^{40}\text{Ar}$  we can observe excited isotopes in the exit channel, originating from nucleon pick-up or stripping. Proton pick-up channels are a major research interest as up to now they have rarely been identified in terms of their atomic and mass numbers in measurements near the Coulomb barrier. In our measurement isotopes of potassium are created by pick-up reactions of neutrons and protons.

Our main objective was to identify their characteristic electromagnetic transitions throughout the complete potassium isotopic chain. These results were compared to previously published results and theoretical predictions of the nuclear shell model. We observed so far unknown electromagnetic transitions and, by embedding corresponding levels in the energy level scheme and comparing them with shell model calculations, obtained new information on previously known levels of unknown spin and parity. Furthermore we observed that the cross section in all excited potassium nuclei is equally distributed among states of positive and negative parity. We also observed strong excitations of highest spin states for a given energy (“yrast”). Finally, we discussed the inversion of the first excited state and ground state,  $1/2^+$  and  $3/2^+$  for odd-even nuclei and  $3^-$  and  $2^-$  for odd-odd nuclei, in which the inversion is caused by strong mixing of proton configurations, as the neutron shell  $f_{7/2}$  is being filled.

Keywords:

Nucleon transfer, electromagnetic transitions, PRISMA spectrometer, CLARA  $\gamma$ -ray detector, energy levels, shell model, neutron-rich nuclei, potassium isotopes.

# Sadržaj

<b>1</b>	<b>Uvod</b>	<b>1</b>
1.1	Istraživanja neutronske bogatih jezgara . . . . .	2
1.2	Teorijski uvod . . . . .	3
1.2.1	Nuklearne reakcije . . . . .	3
1.2.2	Model ljusaka . . . . .	4
1.2.3	Interakcija zračenja s materijom . . . . .	6
1.2.4	Zaustavna snaga . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Mjerni postav</b>	<b>8</b>
2.1	Priprema snopa . . . . .	8
2.2	Magnetski spektrometar PRISMA . . . . .	8
2.2.1	MCP detektor . . . . .	9
2.2.2	Optički elementi . . . . .	10
2.2.3	MWPPAC detektor . . . . .	10
2.2.4	Ionizacijska komora (IC) . . . . .	11
2.3	Detektor elektromagnetskog zračenja CLARA . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Analiza mjerenja</b>	<b>14</b>
3.1	Kalibracija PRISMA detektora . . . . .	14
3.2	Rekonstrukcija putanje . . . . .	14
3.3	Identifikacija iona . . . . .	15
3.4	Kalibracija CLARA detektora . . . . .	16
3.4.1	Kalibracija energije . . . . .	16
3.4.2	Kalibracija efikasnosti . . . . .	18
3.5	Analiza $\gamma$ -spektra . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Rezultati: struktura izotopa <sup>41–46</sup>K</b>	<b>22</b>
4.1	Teorijski račun energijskih nivoa - kod NATHAN . . . . .	22
4.2	Spektar mase i $\gamma$ -spektri . . . . .	23
4.3	Neparne-eparne jezgre . . . . .	25
4.3.1	Jezgra <sup>42</sup> K . . . . .	25
4.3.2	Jezgra <sup>44</sup> K . . . . .	29
4.3.3	Jezgra <sup>46</sup> K . . . . .	33

4.4	Neparno-parne jezgre . . . . .	36
4.4.1	Jezgra $^{41}\text{K}$ . . . . .	36
4.4.2	Jezgra $^{43}\text{K}$ . . . . .	40
4.4.3	Jezgra $^{45}\text{K}$ . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Rasprava i zaključak</b>	<b>47</b>
5.1	Neparno-neparne jezgre . . . . .	49
5.2	Neparno-parne jezgre . . . . .	52
	<b>Literatura</b>	<b>56</b>



# 1 Uvod

Saznanja koja imamo o strukturi i svojstvima jezgara uvelike dugujemo nuklearnim reakcijama. S vremenom je tehnološkim napretkom postalo moguće sudarati i teške ione ubrzane do energija većih od kulonske barijere za reaktante. Takvi sudari proizvode raznolik spektar reakcija. Kao rezultat reakcija mogu nastati neutronske bogate jezgre koje ne nalazimo u prirodi što nam omogućuje istraživanje jezgara van doline stabilnosti.

U prošlom desetljeću dolazi do stvaranja tehnološki naprednih eksperimentalnih postava za detekciju produkata reakcija poput prijenosa mnogo nukleona i duboko neelastičnih sudara. Primjer je PRISMA+CLARA postav, Nacionalnog laboratorija u Legnaru, koji koristimo u našem mjerenju.

Magnetskim spektrometrom velikog prostornog kuta PRISMA, detektiramo i identificiramo produkte reakcije. Gama detektorom CLARA mjerimo elektromagnetsko zračenje u koincidenciji s produktima reakcije koje detektiramo u PRISMA-i. U ovom eksperimentu ubrzavamo stabilan snop izotopa argona  $^{40}\text{Ar}$  energije 260 MeV na olovnu metu  $^{208}\text{Pb}$ , što je  $\approx 30\%$  iznad kulonske barijere [1–3]. Kao rezultat imamo razne izlazne kanale, a pobliže ćemo proučiti  $\gamma$ -spektre neutronske bogatih jezgara kalija masenog broja 41-46.

Eksperimentalni rezultati uspoređeni su s onim dobivenim teorijski, modelom ljusaka. Jedan od glavnih ciljeva nam je shvatiti koja su stanja dominantno pobuđena te kako se mijenja energija tih stanja u ovisnosti o broju neutrona.

## 1.1 Istraživanja neutronske bogatih jezgara

Standardni teorijski model koji opisuje atomske jezgre, model ljusaka, dugo se smatrao jako točnim jer je dobro opisivao većinu izotopa koji su se tada mogli proučavati. Model ljusaka jako dobro opisuje pobuđenje lakih i srednje teških jezgara s magičnim brojem nukleona (2, 8, 20, 28...). Par desetljeća nakon što je teorija postala opće prihvaćena tehnološki je postalo moguće istraživati i "egzotične" jezgre, tj. jezgre koje imaju velik omjer broja neutrona i protona  $N/Z$ . Takva istraživanja neutronske bogatih jezgara pokazala su da poznati magični brojevi ne vrijede daleko od doline stabilnosti te se javljaju novi [4].

Neutronske bogati izotopi kalija koje smo proučili, s omjerom  $N/Z = 22/19 - 27/19$ , dobri su kandidati za usporedbu s teorijom. Osim toga ti izotopi su slabo istraženi, pogotovo neutronske bogatiji. U novijim istraživanjima primjećeni su zanimljivi fenomeni kao npr. zamjena osnovnog i prvog pobuđenog stanja  $3/2^+$  i  $1/2^+$  u neparno-parnim jezgrama kalija [5], te promjena energije pobuđenja određenog nivoa u ovisnosti o broju neutrona.

Neočekivana ponašanja neutronske bogatih jezgara privlače pozornost mnogih eksperimentalaca i teoretičara u ovom području. Eksperimentalna istraživanja uvelike pomažu teorijskim fizičarima shvatiti prirodu atomskih jezgara kao i poboljšati te upotpuniti teorijske modele. Daljnje proučavanje ovog područja te suradnja eksperimentalaca i teoretičara uskoro bi mogla odgovoriti na brojna pitanja o strukturi atomskih jezgara.

## 1.2 Teorijski uvod

### 1.2.1 Nuklearne reakcije

Pod pojmom nuklearnih reakcija podrazumijevaju se sve interakcije između atomskih jezgara. Ovisno o mehanizmu reakcije jezgre se mogu ili ne moraju promijeniti. Jezgre prije reakcije nazivamo ulaznim, a nakon reakcije izlaznim kanalom. Određene kanale definiraju fizikalne veličine kao što su vrsta čestica, energija, moment... Za određeni ulazni kanal možemo imati različite izlazne kanale. Vjerojatnost određenog izlaznog kanala ovisi o  $Q$ -vrijednosti, koja je definirana kao razlika kinetičkih energija čestica u ulaznom i izlaznom kanalu [6, 7].

Nuklearne reakcije se po tipu mehanizma mogu svrstati u dvije kategorije, reakcije složenom jezgrom i direktne reakcije. Važan kriterij za svrstavanje je trajanje reakcije. Direktne reakcije imaju trajanje približno vremenu koje je potrebno za prolet projektila kroz metu ( $\approx 10^{-22}$  s), dok je kod reakcija složenom jezgrom vrijeme znatno duže ( $\approx 10^{-16}$  s).

Reakcije složenom jezgrom reakcije su u kojima se meta i projektil spoje te nastaje nova pobuđena složena jezgra. Dugo vrijeme raspada omogućuje podjednak raspored energije u jezgri pa se složena jezgra raspada neovisno o ulaznom kanalu (Bohrova hipoteza).

Kod direktnih reakcija radi velike brzine proleta projektila kroz metu u reakciji sudjeluje samo nekoliko nukleona. Najčešći oblik takvih reakcija je prijenos nukleona, tj. kad projektil i meta u direktnom procesu izmjene jedan ili više nukleona. Ako projektil pri tom procesu poveća broj nukleona, taj proces nazivamo pobiranje, dok se proces u kojem projektil gubi nukleone naziva ogoljavanje. Projektil u ovom tipu reakcije preferira zadržati isti smjer gibanja kao prije reakcije pa se u kutnim distribucijama može vidjeti karakterističan vrh u smjeru gibanja.

Ova dva tipa reakcija međusobno se ne isključuju, već doprinose reakciji u različitim omjerima. Ovisno o energiji projektila te radi li se o centralnim ili perifernim sudarima omjer se mijenja, tako da na nižim energijama prevladavaju reakcije složenom jezgrom, a na višim direktne reakcije [8].

U ovom eksperimentu ubrzavamo stabilan izotop argona  $^{40}\text{Ar}$  na olovnu metu  $^{208}\text{Pb}$ . Energija sudara je 260 MeV što je  $\approx 30\%$  iznad kulonske barijere za reaktante.

Laki produkt reakcije detektiran je na kutevima koji odgovaraju kutu okružnica,

$\theta_{\text{lab}} = 54^\circ$ . Upravo zato što mjerimo u blizini kuta okrznuća, očekujemo da će procesom dominirati direktne reakcije, prije svega neelastično pobuđenje i prijenosi nukleona. Nakon reakcije, izlazni produkti mogu biti u pobuđenom stanju, pa ćemo nakon identificiranja produkata moći proučavati njima pridružene  $\gamma$  spektre. Takav način koincidentnog detektiranja produkata i elektromagnetskog zračenja omogućuje proučavanje strukture, tj. energija pobuđenih stanja.

### 1.2.2 Model ljusaka

Model ljusaka temelji se na pretpostavci nezavisnog gibanja nukleona u srednjem nuklearnom potencijalu. Takav potencijal posljedica je dvočestične interakcije svih parova nukleona. Gotovo neovisno gibanje uzrokovano je kratkodosežnom odbojnom interakcijom među nukleonima, zajedno s Paulijevim principom isključenja. Ovakav koncept je temelj za izgradnju složenijeg modela međudjelujućih nukleona poput našega [9–12].

Potrebno je riješiti Schrödingerovu jednadžbu za takav sustav. Ako postoji  $A$  nukleona koji su opisani mnogočestičnom valnom funkcijom  $\Psi_A$ , Schrödingerova jednadžba glasi:

$$\hat{H}\Psi_A = E\Psi_A. \quad (1.1)$$

Hamiltonijan takvog sustava je suma jednočestičnih hamiltonijana i interakcije  $\hat{V}$  koja sadrži i mnogočestične članove, a može se promatrati kao smetnja:

$$\hat{H} = \sum_i^A \hat{h}_i + \hat{V}. \quad (1.2)$$

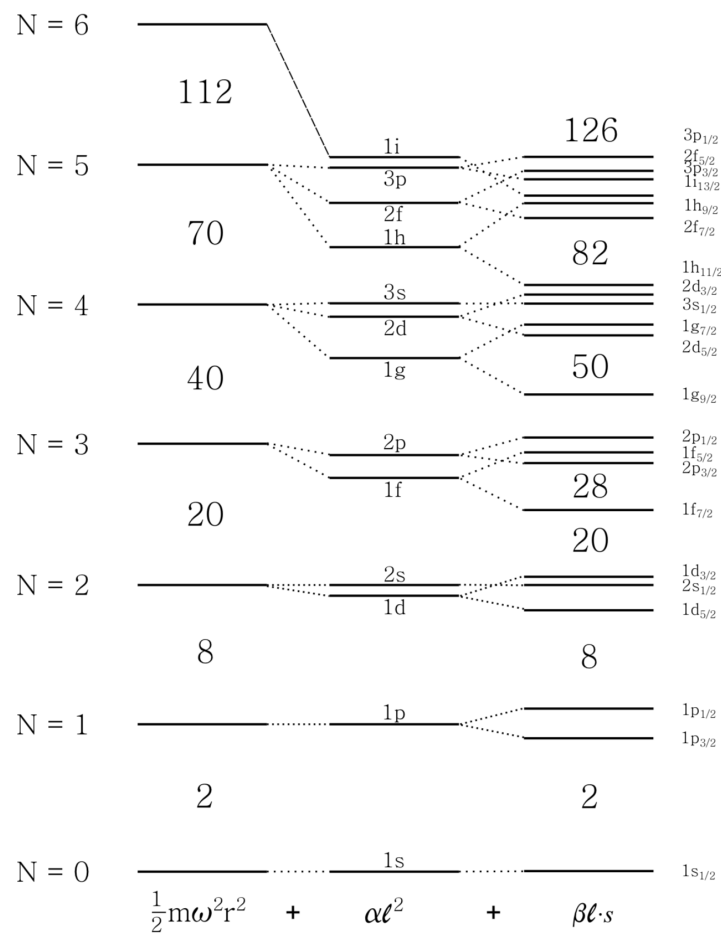
Za nukleon mase  $m$ , angularnog momenta  $\vec{l}$  i intrinzičnog spina  $\vec{s}$  pretpostavljamo da je zbroj radijalnog srednjeg potencijala harmoničkog oscilatora, centrifugalnog ( $\vec{l} \cdot \vec{l}$ ) i spin-orbitnog ( $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ) člana dobra aproksimacija hamiltonijana sustava:

$$\hat{h}_i = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + \frac{m\omega^2 r^2}{2} + f_u(r)(\vec{l} \cdot \vec{l}) + f_s(r)(\vec{l} \cdot \vec{s}). \quad (1.3)$$

Kao rezultat dobijemo jednočestične valne funkcije i energijski spektar nivoa (ljuske) harmoničkog oscilatora, a centrifugalni ( $\vec{l} \cdot \vec{l}$ ) i spin-orbitni ( $\vec{l} \cdot \vec{s}$ ) član zaokružuju teoriju uvodeći dodatna cijepanja nivoa. Orbitale se označavaju slovima pa tako za različite angularne momente postoje različite oznake  $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots = s, p, d, f, g, \dots$

Na slici 1.1 vidi se razbijanje degeneracije uslijed dodavanja spin-orbitnog i centrifugalnog člana. Magični brojevi nukleona tada su: 2, 8, 20, 28, 50, 82, ... Očekujemo da su jezgre s tim brojem nukleona sferne. Takve jezgre jako su vezane pa je energija pobuđenja u tim jezgrama veća nego u ostalim.

Uz pretpostavku da je srednji potencijal dobro određen,  $\hat{V}$  je smetnja koju nam je preostalo dijagonalizirati u mnogočestičnoj bazi. Ideja je iz jednostavno dobivenih jednočestičnih stanja konstruirati nova, mnogočestična, s dobro definiranim spinom  $J$  i izospinom  $T$ . Takva dijagonalizacija rješava se računalnim algoritmima.



Slika 1.1: Energijski nivoi dobiveni različitim potencijalima, harmonički oscilator (lijevo), harmonički oscilator i centrifugalni član (sredina), harmonički oscilator, centrifugalni član i orbitalni član (desno) [5].

### 1.2.3 Interakcija zračenja s materijom

Elektromagnetsko zračenje s jezgrom može interagirati na razne načine, ovisno o energiji zračenja i materijalu, prvenstveno o atomskom broju apsorbera  $Z_a$ . Dominantna su tri načina: fotoelektrični efekt, komptonско raspršenje i produkcija para [13].

Fotoelektrični efekt se događa kada foton energije  $h\nu$  koja je veća od energije vezanja  $E_b$  izbija atomske elektrone uz predaju energije  $E_e$ . Vrijedi da je predana energija jednaka razlici energije fotona i energije vezanja:

$$E_e = h\nu - E_B. \quad (1.4)$$

Ovakav efekt događa se pri manjim energijama zračenja, kada foton elektrone vidi kao vezane u atomu.

Kod većih energija zračenja foton elektrone vidi kao slobodne te se raspršuje komptonски. Pri tom raspršenju energija raspršenog fotona ovisi o kutu raspršenja  $\theta$ , te je dana formulom:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (1.5)$$

gdje je  $m_e$  masa elektrona, a  $c$  brzina svjetlosti.

Treći način je produkcija elektron-pozitron para. Takav proces je moguć ako je energija zračenja veća od zbroja energije elektrona i pozitrona ( $\approx 1.02$  MeV).

U našem eksperimentu interakcija zračenja s materijom događa se u  $\gamma$ -detektorima. Takvim međudjelovanjem zračenje predaje energiju apsorberu. Predanu energiju je moguće mjeriti, što je osnova rada takvih detektora.

### 1.2.4 Zaustavna snaga

Ako želimo detektirati nabijene čestice, koristit ćemo se činjenicom da upadna čestica kulonski međudjeluje s atomskim elektronima apsorbera te se predajući energiju zaustavlja. Ovisno o blizini prolaska, čestica će elektronu predati dio energije, što rezultira pobuđenjem elektrona ili njegovim izbijanjem iz atoma. Takav proces nije trenutna, potrebno je više sudara da se čestica zaustavi, što znači da svaka čestica ima doseg koji joj je potreban za zaustavljanje [13].

Koliko čestica energije gubi po jedinici duljine može se opisati Bethe-Blochovom

formulom:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} N_a Z_a \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]. \quad (1.6)$$

Veličina  $-\frac{dE}{dx}$  se naziva zaustavna snaga i često označava sa  $S$ .  $N_a$  je broj gustoće atoma apsorbera, a  $I$  srednji ekscitacijski ili ionizacijski potencijal (određuje se eksperimentalno),  $e$  je elektronski naboj, a  $Z$  i  $Z_a$  atomski brojevi čestice i apsorbera.

Brzina čestice  $v$  smanjuje se kako se  $S$  povećava. Gusti materijali velikog atomskog broja imaju i veću zaustavnu moć. Čestice većeg atomskog broja zaustavljat će se brže od onih s manjim atomskim brojem iako mogu biti iste energije.

## 2 Mjerni postav

Mjerni uređaj korišten u eksperimentu je magnetski spektrometar PRISMA vezan uz  $\gamma$ -detektor CLARA koji se nalazi u Nacionalnom laboratoriju Legnaro, jednom od dva talijanska akceleratora centra za nuklearnu fiziku. PRISMA+CLARA uređaj omogućava identifikaciju produkata reakcije (u masi i naboju) i pripadnih  $\gamma$ -vrhova.

### 2.1 Priprema snopa

Priprema snopa predstavlja ogoljavanje jezgre te ubrzavanje iona na energije koje su veće od kulonskih, što omogućuje nuklearne reakcije kao što su reakcije prijenosa nukleona.

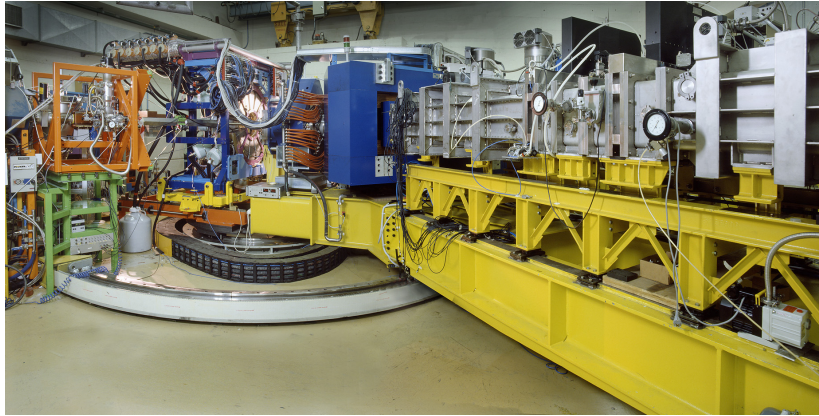
U ovom radu promatrali smo reakciju u kojoj je snop stabilnog  $^{40}\text{Ar}$  ioniziran prolaskom kroz uređaj elektronske ciklotronske rezonancije (ECR). Daljnje gibanje elektrona u uređaju, koji je dio PIAVE [14] akceleratora, definirano je magnetskim poljem  $\vec{B}$ . Mikrovalnim zračenjem rezonantne frekvencije uzrokuje se daljnja ionizacija. Takav snop injektira se u linearni ubrzivač ALPI [15] u kojem se postiže energija snopa  $E_{lab} = 260$  MeV što je za  $\approx 30\%$  veća energija od kulonske barijere za reakciju  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ . Olovna meta sastoji se od 99.9% čistog olova debljine  $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , pojačana slojevima ugljika  $^{12}\text{C}$ .

### 2.2 Magnetski spektrometar PRISMA

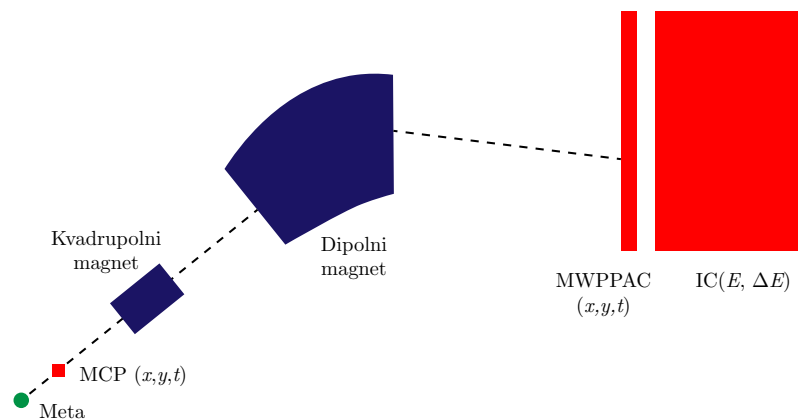
Magnetskim spektrometrom određuje se masa i naboj čestice. Identifikacija nabijenih čestica moguća je zbog osnovnih fizikalnih principa, gdje Lorentzova sila zakreće putanju čestice, a otklon određuje omjer količine gibanja  $p$  i naboja iona  $q$ .

Na slici 2.1 je fotografija magnetskog spektrometra PRISMA [16], a na slici 2.2 pripadna shema. Kvadrupolni i dipolni magnet služe za usmjeravanje iona, dok detektori (MCP (*Micro channel plate*) [17], MWPPAC (*Multi wire parallel plate avalanche counter*) [18], IC (ionizacijska komora) [18]) služe za mjerenje položaja iona ( $x, y$ ) u trenutku detekcije, njihovog vremena preleta ( $tof = t_{MCP} - t_{PPAC}$ ), kinetičke energije ( $E$ ) i gubitka energije ( $\Delta E$ ). To omogućuje da se za produkt reakcije dobro definiraju atomski broj  $Z$ , maseni broj  $A$ , nabojno stanje  $q$  i putanja iona.





Slika 2.1: Fotografija magnetskog spektrometra PRISMA.

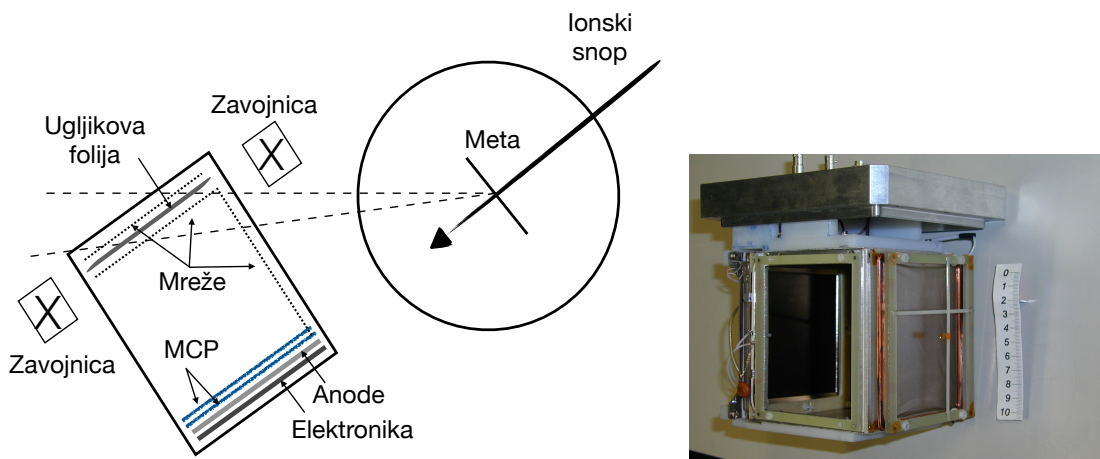


Slika 2.2: Slika prikazuje skicu magnetskog spektrometra PRISMA. Naznačeni su osnovni dijelovi te u zagradama fizikalne veličine koje se mjere. Crtkana linija predstavlja optičku os spektrometra.

Rezolucija navedenih fizikalnih veličina je odlična. PRISMA je magnetski spektrometer velikog prostornog kuta, 80 msr. Može mjeriti masu iona  $30 < A < 200$   $u$  s točnošću  $\Delta A/A < 1/300$ . Razlučivost u energiji je  $\Delta E/E < 1/1000$ , dok je nabojna razlučivost  $\Delta Z/Z \sim 1/80$ . Predviđena je za rad s energijama 5-10 MeV/ $A$  te s frekvencijom događaja do 100 kHz.

### 2.2.1 MCP detektor

MCP (ploča s mikrokanalićima velike površine, eng. *Micro channel plate*) je detektor u neposrednoj blizini mete pa produkti reakcije prvo stižu do njega. Služi za određivanje položaja iona te kao okidač za početak mjerenja vremena preleta. Skica uređaja i pripadna shema nalaze se na slici 2.3. Detaljnije je opisano u znanstvenom članku [17].



Slika 2.3: Lijevo je shema konfiguracije MPC detektora [17], a desno fotografija.

Produkti reakcije prvo dolaze do ugljikove folije koja je nabijena te zbog toga izbija sekundarne elektrone koji su pomoću naponskih mreža ubrzani prema MCP detektoru. Vanjske zavojnice sprječavaju raspršenje elektronskog oblaka magnetskim poljem paralelnim s električnim. Prostorno osjetljive anode bilježe nastalu količinu naboja te tako saznajemo  $x_{MCP}$  i  $y_{MCP}$  u određenom trenutku.

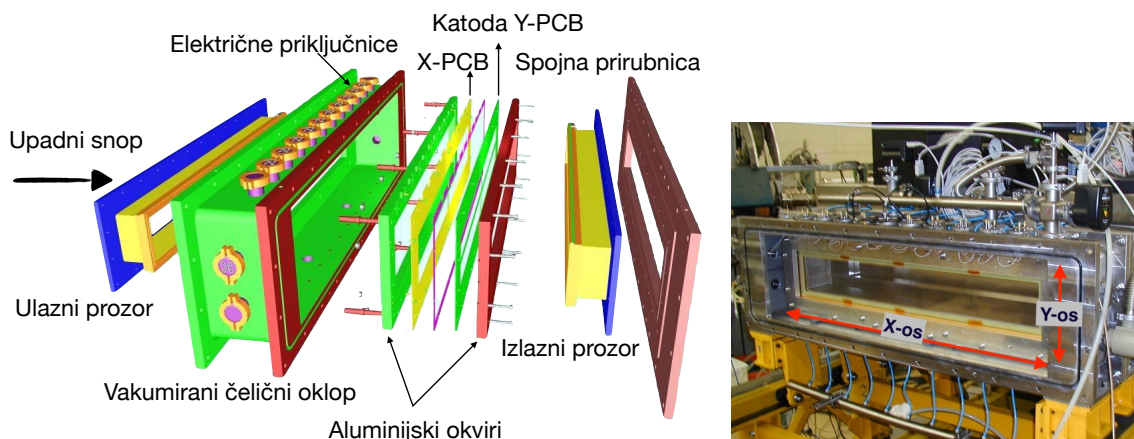
Budući da mu je površina detekcije velika ( $80 \times 100 \text{ mm}^2$ ) detekcija je moguća na cijelom prostornom kutu PRISMA-e, također ima veliku prostornu (1 mm) i vremensku ( $\approx 300 \text{ ps}$ ) rezoluciju te visoku frekvenciju bilježenja događaja, stoga teške ione bilježi gotovo sa stopostotnom vjerojatnošću.

### 2.2.2 Optički elementi

Optički elementi su kvadrupolni i dipolni magneti koji služe za usmjeravanje produkata reakcije. Tako kvadrupolni magnet fokusira produkte reakcije na disperzijsku ravninu dok ga dipolni zakreće. Sam dipolni magnet definiran je kutom zakretanja od  $60^\circ$ . U ovisnosti o radijusu zakretanja nadalje se određuje o kojem se ionu radi.

### 2.2.3 MWPPAC detektor

Plinskim detektorom MWPPAC (višežičani lavinski brojač s paralelnim pločama, *eng. Multi wire parallel plate avalanche counter*) mjerimo položaj iona, na aktivnoj detektorskoj ravnini  $100 \times 13 \text{ cm}^2$  te vrijeme  $t_{PPAC}$ , što omogućuje mjerenje vremena proleta (*TOF*). Na slici 2.4 je shema konfiguracije MWPPAC detektora kao i slika ulaznog prozora.



Slika 2.4: Shema konfiguracije MWPPAC detektora te slika ulaznog prozora [18].

MWPPAC detektor se sastoji od tri elektrode: centralne katode i dvije uzemljene anode na X (horizontalnoj) i Y (vertikalnoj) ravnini. Elektrode su segmentirane u 10 odjeljaka tako da svaki horizontalni odjeljak sadrži 100 anodnih žica razmaknutih 1 mm. Aluminijски okviri služe za sprječavanje deformacije elektroda. Središnji dio u kojem su elektrode nalazi se u aktivnom plinu koji je zaštićen komorama vakuumskeg sistema.

Ovakav detektor ima razlučivost od  $a = 1 \text{ mm}$  za  $x_{PPAC}$  te  $\approx 350 \text{ ps}$  za  $t_{PPAC}$ .

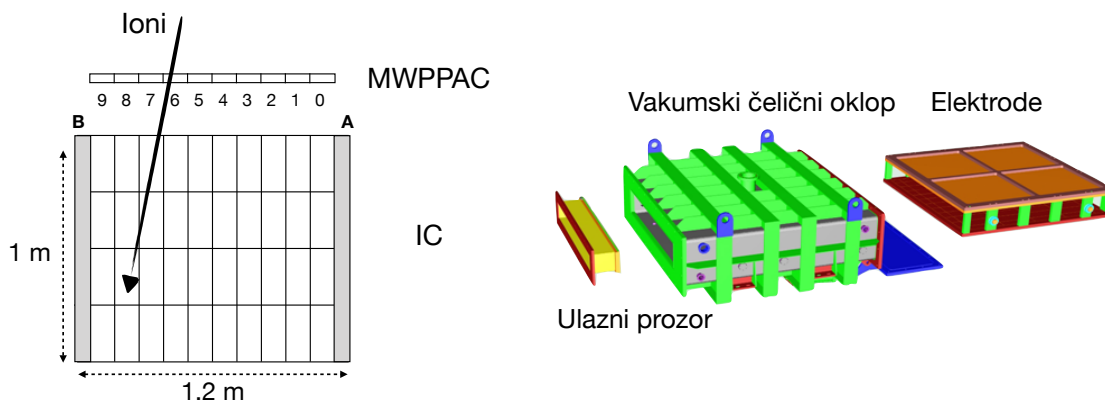
#### 2.2.4 Ionizacijska komora (IC)

Sljedeći u nizu detektora je još jedan plinski detektor, ionizacijska komora. Detektorski volumen je  $100 \times 13 \times 120 \text{ cm}^3$ , što omogućuje zaustavljanje teških iona visokih energija. Na skici ionizacijske komore (slika 2.5) vidi se separacija na 10 dijelova u horizontalnom smjeru i 4 dubinom komore. Zatamnjeni dijelovi označeni slovima A i B služe za eliminaciju ionizacije nastale bijegom iona iz radnog volumena.

Ulazni prozor napravljen je da može podnijeti i do 100 mbar radnog tlaka. Budući da je ionizacijska komora također plinski detektor sustav se nalazi unutar vakuumskeg čeličnog oklopa.

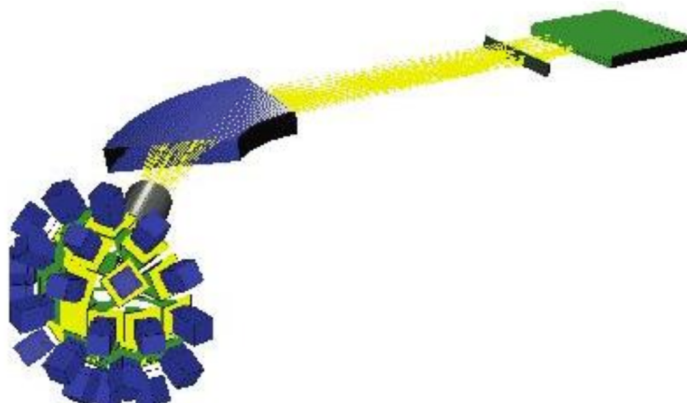
### 2.3 Detektor elektromagnetskog zračenja CLARA

Budući da je zračenje koje promatramo visokoenergijsko, zaustavna moć materijala mora biti velika, tj. materijal mora biti gust. Zbog toga se biraju apsorberi u krutom stanju, germanijski i scintilacijski detektori.



Slika 2.5: Shema konfiguracije ionizacijske komore.

CLARA se sastoji od 25 Clover germanijskih detektora. HPGe (engl. High Purity Germanium) kristali promjera 5 cm i duljine 7 cm grupirani su po četiri u jedan Clover detektor sa zajedničkim kriostatom i BGO antikomptonskim štitom (slika 2.6). 100 germanijskih kristala visoke čistoće (HPGe) konfigurirano je u polusferu oko mete.



Slika 2.6: Shema konfiguracije CLARA detektora i PRISMA spektrometra [19].

Vrše se mjerenja energije i vremenskog dolaska signala, što se odvija nezavisno na svakom izlaznom kanalu, te ukupne energije ostavljene štitu. Ti podatci dovoljni su da bi se reproducirao energijski spektar te radila daljna analiza.

Osnova rada poluvodičkih detektora je inverzno narinuti n-p spoj u kojem ulogu apsorbera ima područje osiromašenja. U području osiromašenja stvarat će se elektron-šupljina par koju će detektor detektirati kao struju tj. signal. Broj nastalih elektron-šupljina parova direktno je proporcionalan energiji ulaznog zračenja. Na detektor-ski volumen možemo utjecati narinutim naponom  $V$  i koncentracijom poluvodičkih

nečistoća  $N$ , jer se debljina apsorbera smanjuje s brojem nečistoća, a raste s povećavanjem napona. Germanijski detektori operiraju s debljinom od tek par milimetara, ali HPGe sadrži manje od jedne nečistoće u  $10^{12}$  atoma Ge pa debljinu osiromašenog područja tada mjerimo u centimetrima. Da bi spriječili nastanak termalno stvorenih parova moramo ga hladiti (optimalna radna temperatura je 77 K). Hlađenje se vrši pomoću pripadajućih Dewarovih posuda s tekućim dušikom. Ovakvi germanijski detektori jedni su od najpreciznijih detektora  $\gamma$ -zračenja.

Scintilacijski detektori imaju jako dobru energijsku efikasnost, tj. efikasnost slabo ovisi o energiji. Radi toga se oko HPGe detektora nalaze scintilatorski detektori koju imaju ulogu štita, tako da se mogu bilježiti fotoni koji su prošli kroz germanijski detektor ali nisu ostavili svu energiju u njemu. Takvi događaji imat će zabilježenu drugačiju energiju od pravog  $\gamma$ -vrha pa ih oduzimamo od spektra. Što znači da ako u isto vrijeme zabilježimo događaj na germanijskom detektoru i na štitu takav događaj se odbacuje. Kaže se da je ovo antikoincidentni način rada.

### 3 Analiza mjerenja

U ovom poglavlju objasnit će se kako se iz izmjerenih podataka dobiju fizikalne veličine. Budući da su neki dijelovi ove složene obrade podataka već napravljeni, obrada podataka je rađena s matricama koje nam daju broj događaja za teškog i lakog partnera na svakom kanalu (1-4096). Detaljnije ćemo objasniti dio koji se odnosi na kalibraciju efikasnosti detektora te na analizu  $\gamma$ -spektra, na čemu se i bazira naše istraživanje.

Kod obrade podataka koristili smo programske pakete GASPWARE koji sadrže kodove kao što su *gsort*, *xtrackn* i *cmat* koji omogućuju vizualizaciju podataka koji su zapisani u matričnom obliku. Koristili smo i python biblioteke kao što su *lmfit* i *matplotlib* kojima samo dobili krivulje prilagodbe na vrhovima u spektrima.

#### 3.1 Kalibracija PRISMA detektora

Prvi korak u analizi je kalibracija svih detektora. Kako detektori MCP i MWPPAC mjere položaj iona potrebno ih je prostorno kalibrirati, dok je ionizacijsku komoru potrebno energijski kalibrirati. Biramo događaje koji su na MCP-u u koincidenciji s MWPPAC-om te samo oni ulaze u daljnju analizu.

#### 3.2 Rekonstrukcija putanje

Rekonstrukcija putanje omogućuje nam da saznamo o kojem se produktu reakcije radi.

Znamo da se od mete do kvadrupolnog magneta ioni gibaju pravocrtno. Budući da mjerimo položaj  $(x_{MCP}, y_{MCP})$  znamo i smjer gibanja te položaj ulaska u magnet. Kvadrupolni magnet fokusirat će putanju iona u fokalnoj ravnini, dok dipolni magnet zakreće putanju.

Zakretanje iona događa se pod utjecajem Lorentzove sile  $\vec{F}_l = m\vec{v} \times \vec{B}$  koja ima ulogu centripetalne sile. Radijus zakrivljenosti u dipolu iznosi:

$$\rho = \frac{\rho_d}{B}, \quad (3.1)$$

gdje smo uveli definiciju magnetske krutosti tako da ioni veće magnetske krutosti

manje skreću putanju:

$$\rho_d = \frac{mv}{q}. \quad (3.2)$$

U prethodnim jednadžbama  $m$  je masa iona,  $v$  brzina, a  $q$  naboj.

Točnu jednadžbu gibanja iona u magnetima računamo programskom rutinom. Ulazni parametri programske rutine koja rekonstruira putanje su:  $x_{MCP}$ ,  $y_{MCP}$ ,  $x_{PPAC}$ ,  $TOF$ ,  $\Delta E$ . Također je potrebno poznavati geometriju uređaja te intenzitet magnetskog polja. Rutina kao izlazni parametar daje pravi  $\rho$  za ulazne podatke.

### 3.3 Identifikacija iona

Identificirali smo ion ako znamo njegov naboj ( $q$ ), atomski broj ( $Z$ ) i maseni broj ( $A$ ).

Da bi saznali atomski broj iona koristimo Bethe-Blochovu formulu koja daje ovisnost brzine gubitka energije čestice u ovisnosti o njenoj energiji tj. opisuje njenu zaustavnu snagu (jednadžba 1.6). U nerelativističkoj situaciji kao što je naša možemo je zapisati u sljedećem obliku:

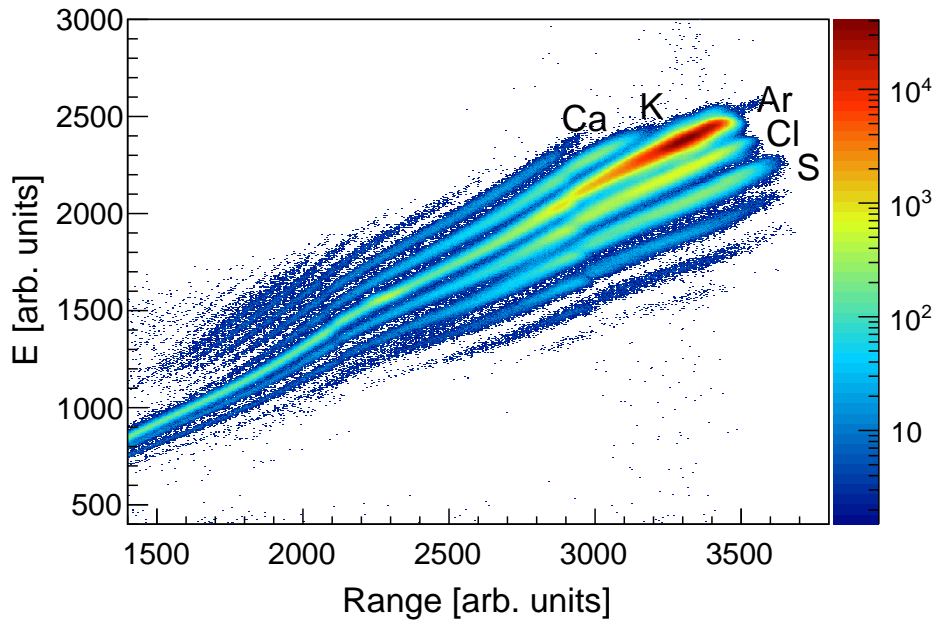
$$\frac{dE}{dx} = C_1 \frac{mZ^2}{E} \ln \left( C_2 \frac{E}{m} \right). \quad (3.3)$$

Zaustavna snaga  $\frac{dE}{dx}$  ovisi o  $mZ^2$  što nam omogućuje raspoznavanje atomskog broja iz  $E - r$  matrice, gdje je  $r$  doseg iona (*eng. range*). Takvu matricu možemo vidjeti na slici 3.1. Najdominantnija linija pripada agronu, dok ispod i iznad nje možemo vidjeti i linije za ostale ione koji su nastali ogoljavanjem ili pobiranjem protona. Najintenzivniji su kanali od kalcija do sumpora, dok ćemo se mi baviti samo izotopima kalija.

Sljedeće što želimo saznati je naboj. Koristeći jednadžbe 3.1 i 3.2 te uz pretpostavku da je masa iona skoro sva sadržana u jezgri vrijedi sljedeće:

$$\frac{A}{q} \approx \frac{m}{q} = \frac{\rho B}{v}. \quad (3.4)$$

Nacrtamo li  $\frac{A}{q}$  u ovisnosti o položaju  $x_{PPAC}$  dobijemo odvojene horizontalne vrpce, a svaka predstavlja različit omjer  $\frac{A}{q}$ .



Slika 3.1: E-r matrica na kojoj su naznačeni elementi koji su uočeni [1].

Iz već korištenih formula može se dobiti proporcionalnost:

$$q \propto \frac{E}{\rho v}. \quad (3.5)$$

Tada nabojno stanje raspoznavamo iz izdvojenih raspodjela u  $E - \beta\rho$  matrici događaja ( $\beta = \frac{v}{c}$ ). Odabrane događaje iz matrice 3.1 za određeni  $Z$  projiciramo u  $E - \beta\rho$  matricu, te najintenzivnijoj raspodjeli u spektru pridijelimo najvjerojatniji  $q$ , a izrazom 3.5 nalazimo ostala nabojna stanja.

Konačno, mase saznajemo množenjem  $\frac{A}{q}$  spektra pripadnim  $q$  vrijednostima.

### 3.4 Kalibracija CLARA detektora

CLARA detektor kalibriramo s obzirom na položaj vrha (energiju vrha) te s obzirom na površinu ispod krivulje (intenzitet). Za kalibraciju koristimo izvor  $^{152}\text{Eu}$  jer su energije elektromagnetskih prijelaza i pripadnih intenziteta jako dobro i precizno izmjerene te se mogu naći u literaturi [20].

#### 3.4.1 Kalibracija energije

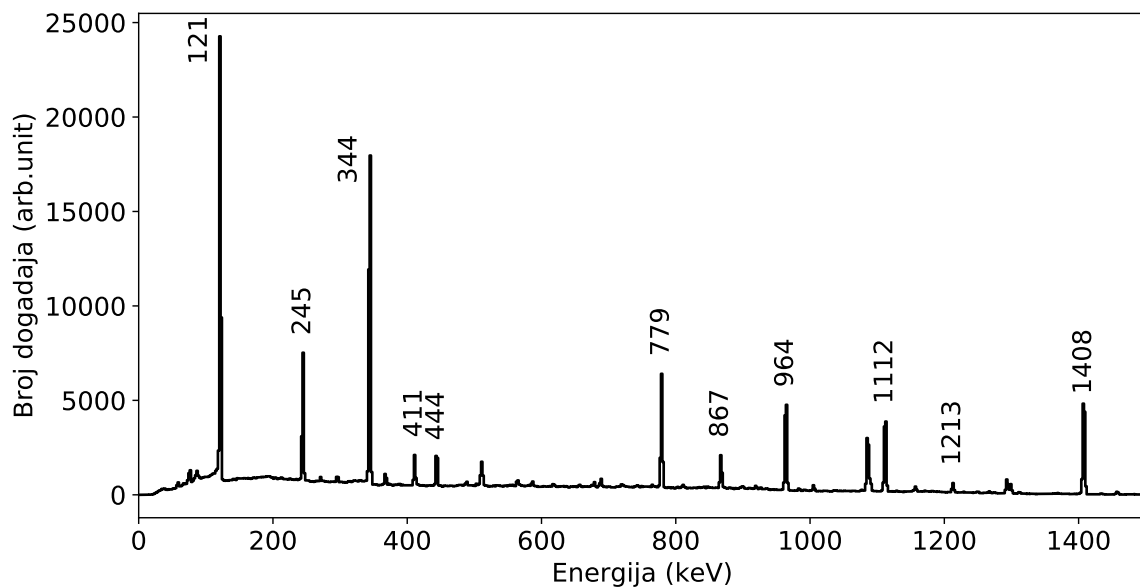
Iz spektra koji dobijemo sumiranjem događaja po svim kristalima u detektoru uočavamo jako oštre vrhove. Za kalibraciju koristimo vrhove koji su popisani u tablici 3.1.



$E(\text{keV})$		$I$	
121.51	(0.04)	100	(0.5)
244.58	(0.03)	26.6	(0.1)
344.22	(0.03)	93.6	(0.4)
411.14	(0.03)	7.87	(0.04)
443.96	(0.03)	11.00	(0.05)
778.97	(0.03)	45.6	(0.2)
867.42	(0.03)	14.93	(0.08)
964.07	(0.02)	51.5	(0.2)
1,112.02	(0.04)	47.2	(0.2)
1,212.87	(0.04)	4.98	(0.03)
1,407.85	(0.04)	73.4	(0.3)

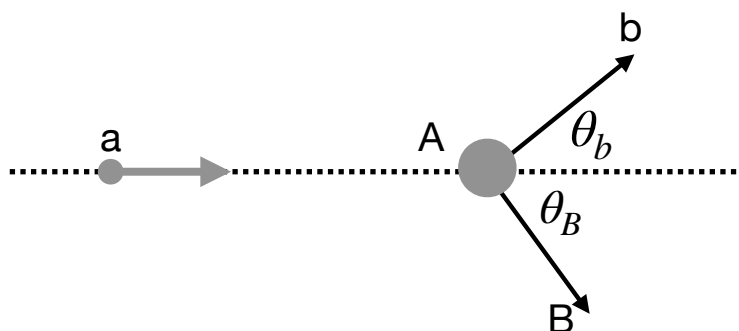
Tablica 3.1: Energije i intenziteti  $\gamma$ -vrhova u spektru  $^{152}\text{Eu}$  koji su korišteni za energijsku kalibraciju te kalibraciju efikasnosti CLARA detektora. Veličine u zagradama su pogreške u mjerenjima.

Odnos izmjerenih i literaturnih vrijednosti energija može se parametrizirati linearnom vezom  $E_\gamma = aE_{lit.} + b$ . Na slici 3.2 je kalibrirani spektar  $^{152}\text{Eu}$ .



Slika 3.2: Kalibrirani spektar  $^{152}\text{Eu}$ . Vrhovi se lako uočavaju jer je statistika jako dobra, a vrhovi su oštri.

Bitno je naglasiti da se kalibracija radila s izvorom zračenja u mirovanju, a mjereni  $\gamma$ -prijelazi izračeni su pri gibanju relativističkim brzinama. Shema reakcije je prikazana na slici 3.3. Kut  $\theta$  je kut između osi simetrije i brzine produkta ( $v_b$ ).



Slika 3.3: Shema binarne reakcije:  $a + A \rightarrow b + B$ .

Izmjerene energije  $E_\gamma$  su Doppler pomaknute od stvarne vrijednosti  $E_{\gamma 0}$ :

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \left( 1 + \frac{v_b}{c} \cos \theta \right). \quad (3.6)$$

Teški produkt reakcije ( $\approx 0.02c$ ) manje će osjećati Doppler pomak dok kod lakih produkata ( $\approx 0.1c$ ), koji su nama od interesa, bez korekcija ne bi mogli raspoznati karakteristične  $\gamma$ -zrake.

### 3.4.2 Kalibracija efikasnosti

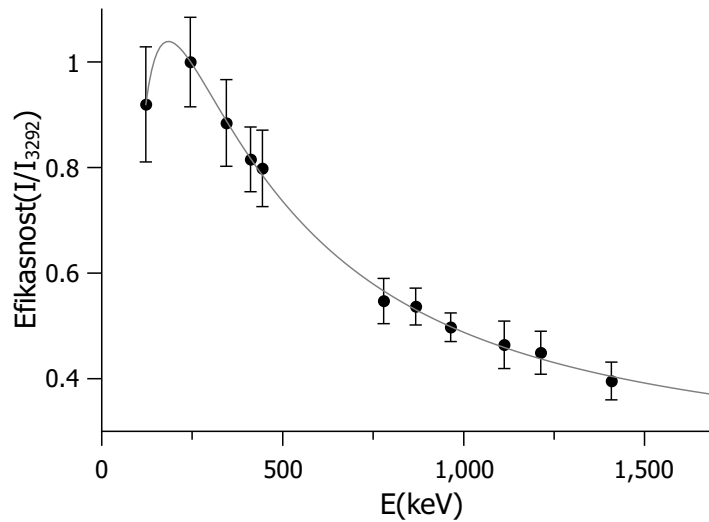
Efikasnost detektora definirana je kao omjer zabilježenih i emitiranih događaja, a broj događaja proporcionalan je intenzitetu. Ovisno o tipu detektora efikasnost može jako ovisiti o energiji. Intenzitete uočenih  $\gamma$ -prijelaza potrebno je korigirati za efikasnosti. Da bi pronašli kalibracijsku krivulju koristili smo izvor  $^{152}\text{Eu}$ . Na slici 3.4 prikazani su omjeri izmjerenog i karakterističnog intenziteta, normirani na 1, za određenu energiju.

Krivulja na slici dobivena je prilagodbom na mjerenja, a korištena je sljedeća funkcija:

$$ef(E) = \sum_{i=0}^5 a_i \ln(E)^i. \quad (3.7)$$

Rezultirajući parametri su sljedeći:  $a_0 = (129 \pm 59)$ ,  $a_1 = (89 \pm 44)$ ,  $a_2 = (24 \pm 13)$ ,  $a_3 = (3 \pm 2)$ ,  $a_4 = (0.2 \pm 0.1)$ ,  $a_5 = (0.005 \pm 0.004)$ .

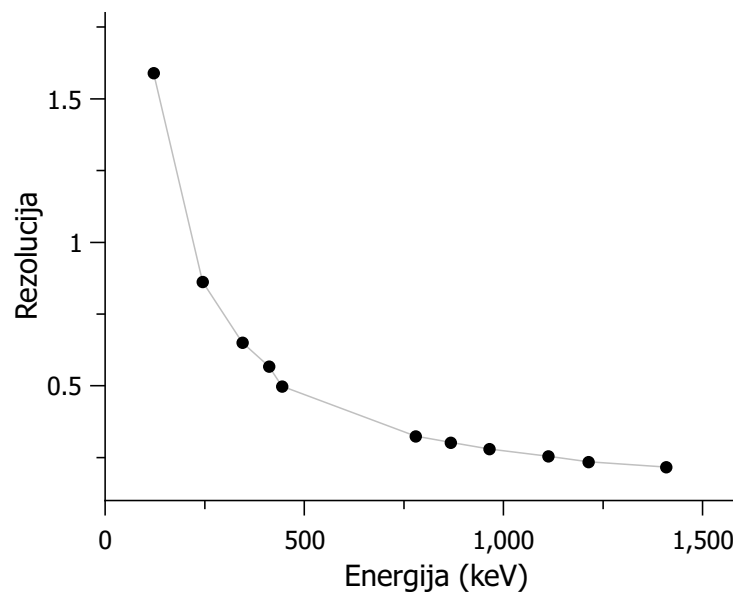
Velike pogreške u koeficijentima  $a_i$  posljedica su velike neodređenosti same efikasnosti što se vidi na slici 3.4, ali i toga da krivulja jako dobro prati mjerene podatke. Greška koja je mogla doći zbog pogreške u određivanju parametara krivulje utjecala



Slika 3.4: Grafički prikaz ovisnosti relativne efikasnosti o energiji zračenja. Vidljiv je trend smanjenja efikasnosti s povećanjem energije. Krivulja na slici, logaritamski polinom petog stupnja, dobivena je prilagodbom na mjerenja.

bi samo na intenzitete zraka, ali ne i na energiju  $\gamma$ -zračenja, koja je određena precizno ( $\sim 1$  keV).

Rezoluciju detektora definiramo kao omjer širine vrha i njegove energije. Na slici 3.5 je prikazana ovisnost rezolucije detektora o energiji.



Slika 3.5: Ovisnost rezolucije detektora o energiji. Linija linearno povezuje točke mjerenja.

Vidimo trend pada rezolucije na višim energijama. Krivulja na slici pravcima

povezuje točke mjerenja te joj je svrha prikazivanje trenda.

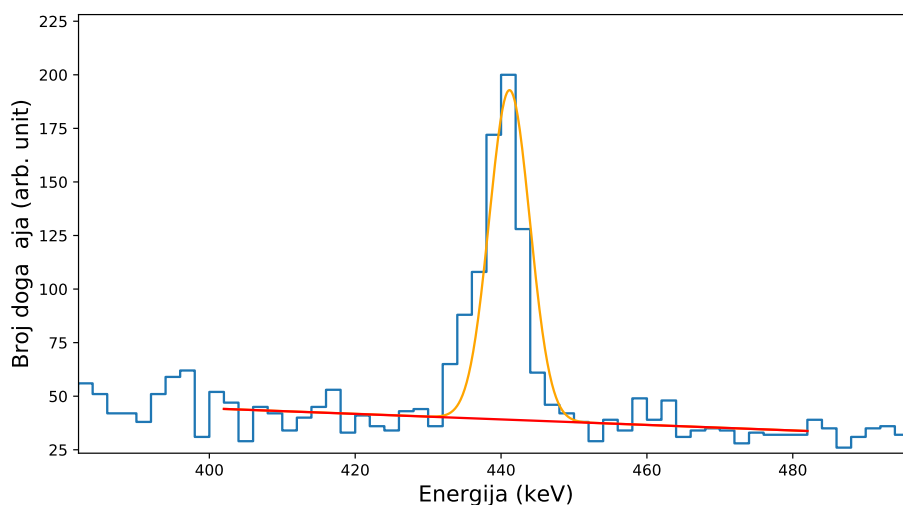
### 3.5 Analiza $\gamma$ -spektra

Nakon što opisanom procedurom odredimo spektre za svaki izotop kalija u izlaznom kanalu, prepoznajemo vrhove koji odgovaraju  $\gamma$ -prijelazima. Da bi bili sigurni da se radi o doprinosu lakog partnera (K) paralelno promatramo spektar teškog partnera (Tl).

Svaki uočeni vrh izvrijednujemo na zbroj Gaussove krivulje i eksponencijalne krivulje koja predstavlja pozadinu:

$$f(x) = Ae^{-(x-\mu)^2/2\sigma^2} + Be^{cx}. \quad (3.8)$$

Primjer uočenog vrha s pripadajućom prilagodbenom krivuljom nalazi se na slici 3.6.



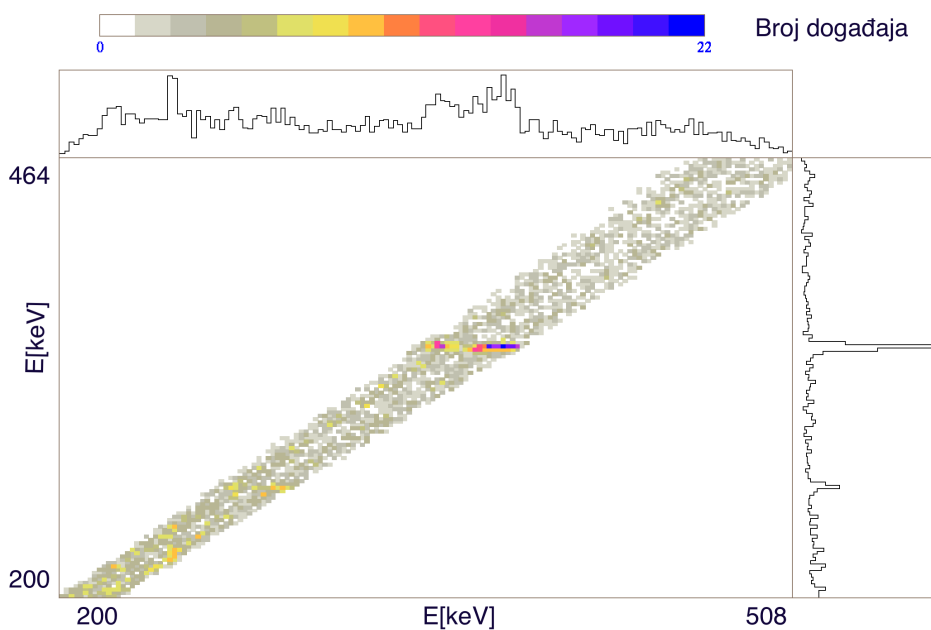
Slika 3.6: Dio spektra s pripadajućom prilagodbenom krivuljom na jednom vrhu. Različitim bojama su prikazani krivulja Gaussiana i pozadine.

Kao rezultat dobijemo pet parametara: visina vrha  $A$ ,  $\mu$  koji predstavlja energiju  $\gamma$ -vrha,  $\sigma$  kojom je definirana njegova širina te dva parametra koja određuju pozadinu ( $B$  i  $c$ ). Ako postoje vrhovi koji su jako blizu ( $<10\text{keV}$ ) prilagodbu na mjerenja radimo s funkcijom koja je zbroj dva Gaussiana.

Intenzitet vrha određen je površinom ispod krivulje, koja je proporcionalna umnošku širine ( $\sigma$ ) i visine ( $A$ ). Svaki intenzitet normiramo na 1 te korigiramo s efikasnosti

koja je definirana u 3.7, tako da podjelimo izmjereni intezitet s vrijednosti funkcije efikasnosti na toj energiji.

Ako uočimo da širina pojedinog vrha jako odskače od ostalih to može biti indikacija da se radi o doprinosu teškog partnera. Usporedimo li dva spektra jasno možemo zaključiti o kojem se partneru radi. Ilustrativni primjer možemo vidjeti na slici 3.7 gdje je prikazana matrica za izotop  $^{41}\text{K}$ . Poviše matrice je spektar lakog izotopa  $^{41}\text{K}$ , a desno od matrice je spektar  $^{207}\text{Tl}$ . Spektri su Doppler popravljani za lakog partnera u x osi, a za teškog partnera u y osi. Za laki partner je brzina, tj. vektor brzine, mjerena PRISMA spektrometrom, dok je vektor brzine za teški partner izračunat uz pretpostavku binarne reakcije. Vrhovi koji pripadaju teškom partneru, u spektru lakog razmazani su, tj. široki i obratno. Radi toga zaključujemo da su vrhovi na slici 3.7, koji se nalaze na  $\sim 360$  i  $385$  keV, pripadaju teškom partneru.



Slika 3.7: Matrice za izotop kalija mase 41. Dio spektra u kojem uočavamo da vrh u spektru lakog partnera na energiji oko 350 keV pripada teškom partneru.

## 4 Rezultati: struktura izotopa $^{41-46}\text{K}$

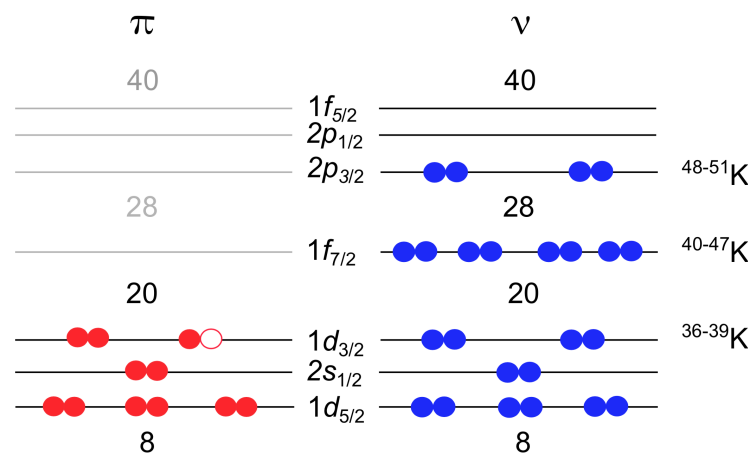
Izotopi kalija masenog broja 41 do 46 neutronske su bogate jezgre. Osim izotopa  $^{41}\text{K}$  sa zastupljenosti 6.7%, ni jedan od ostalih pet izotopa nije stabilan te se zbog malog vremena poluraspada ne može naći u prirodi. Zbog toga ih moramo proizvesti u laboratoriju, jedan od načina je reakcijama prijenosa nukleona koje se događaju kod sudara jezgri.

U ovom poglavlju popisat ćemo eksperimentalne rezultate o uočenim  $\gamma$ -prijelazima te ćemo ih usporediti sa standardnim teorijskim modelom, modelom ljusaka.

### 4.1 Teorijski račun energijskih nivoa - kod NATHAN

Kako bismo mogli usporediti eksperimentalne rezultate s teorijskim modelom ljusaka koristili smo kod NATHAN koji nam je dao rezultate za usporedbu. Kod NATHAN [12] napisan je 1999. godine na institutu u Strasbourgu. Od tada se kod razvijao te je uključena i razvijena *sd*-*pf* rezidualna interakcija [11]. Sam kod riješava Schrödingеровu jednadžbu kao što je opisano u teorijskom uvodu 1.2.2 te za dijagonalizaciju u mnogočestičnoj bazi koristi Lancezovu metodu. Takva metoda razvijena je za dijagonalizaciju velikih matrica gdje dimenzija može biti i  $d > 200$ .

Protonski valentni prostor uključuje *sd* ljusku s rasponom elemenata  $8 \leq Z \leq 20$ , a neutronske valentni prostor *sd* i *pf* ljusku s brojem neutrona  $8 \leq N \leq 40$ . U slučaju izotopa kalija koje proučavamo imamo 19 protona i 21-27 neutrona (slika 4.1).

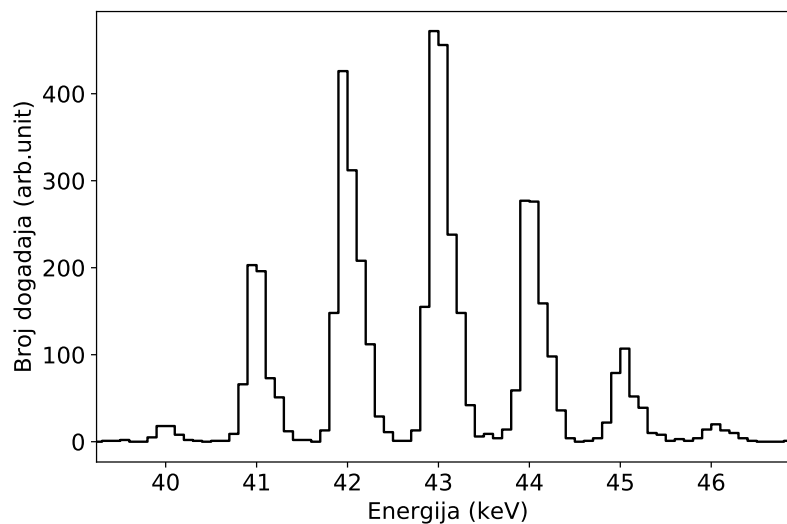


Slika 4.1: Popunjenost nivoa za izotope kalija u protonskom ( $\pi$ ) i neutronske ( $\nu$ ) valentnom prostoru [5].

Kod NATHAN kao rezultat daje energije, spinove, paritete i udjele komponenti valnih funkcija za određen izotop. Stanja istog spina maksimalno se pojavljuju 3 puta, a račun je rađen za energije maksimalnog pobuđenja do  $\approx 3$  MeV. Za parno-neparne jezgre dobit ćemo samo stanje negativnog pariteta, a za neparno-neparne samo pozitivnog pariteta. Intruder stanja koja bi bila suprotnog pariteta ne možemo naći unutar zadanih valetnih prostora, jer im konfiguracija izlazi iz okvira tih prostora. Zbog toga iako takva stanja uočavamo u ekperimentu, u ovom modelu nisu predviđena, pa za takva stanje nemamo računске rezultate. Na višim energijama očekujemo jače odstupanje od modela [21].

## 4.2 Spektar mase i $\gamma$ -spektri

Na slici 4.2 nalazi se maseni spektar za izotope kalija u izlaznom kanalu. Za svaki izotop jasno se vidi vrh koji mu odgovara. Odabiremo upravo te događaje za svaki od njih. Stavljanjem šireg ili užeg uvjeta na razliku vremena detekcije u PRISMA i CLARA detektorima možemo otkloniti doprinose teškog partnera i šuma, ali se tako može značajno smanjiti statistika.



Slika 4.2: Ovisnost broja događaja o masenom broju za jezgre kalija u izlaznom kanalu. Uočavaju se značajni vrhovi na masenim brojevima od 41-45. Odabiremo događaje za masene brojeve od 41-46.

Očekujemo da će za jače kanale, tj. kanale koji imaju veći broj događaja, mjereni gama spektar biti bogatiji.

Nakon izbora događaja iz masenog spektra, tj. definiranja izotopa, te Doppler

korekcije uzevši u obzir brzinu izmjerenu u PRISMA spektrometru, dobijemo spektre elektromagnetskog zračenja u kojima možemo prepoznati karakteristične  $\gamma$ -vrhove.

U nastavku će se ti spektri elektromagnetskog zračenja posebno proučavati za neparno-neparne i za neparno-parne jezgre kalija.



### 4.3 *Neparno-neparne jezgre*

Proučili smo spektre tri izotopa kalija masenog broja 42, 44 i 46. Takve jezgre sastoje se od 19 protona te 23, 25 i 27 neutrona. Ni jedan od tih brojeva nije magičan pa očekujemo odstupanje od modela ljusaka. Odstupanju doprinosi i činjenica da se radi o neparno-neparnim jezgrama, gdje će jedan nukleon ostati nesparen, tj. jedan proton i jedan neutron.

Za sve tri neparno-neparne jezgre ćemo prikazati spektar s naznačenim uočenim  $\gamma$ -prijelazima te popisati podatke o uočenim  $\gamma$ -prijelazima. Popisane su energije uočenih prijelaza ( $E(\text{keV})$ ), intenziteti ( $I$ ) te širina na pola maksimuma (FWHM) s pripadnim pogreškama, također su popisane vrijednosti energija ( $E_{bp}(\text{keV})$ ) te spinovi i pariteti konačnih i početnih stanja pronađeni u bazama podataka (NNDC) [22] ( $J_i \rightarrow J_f$ ).

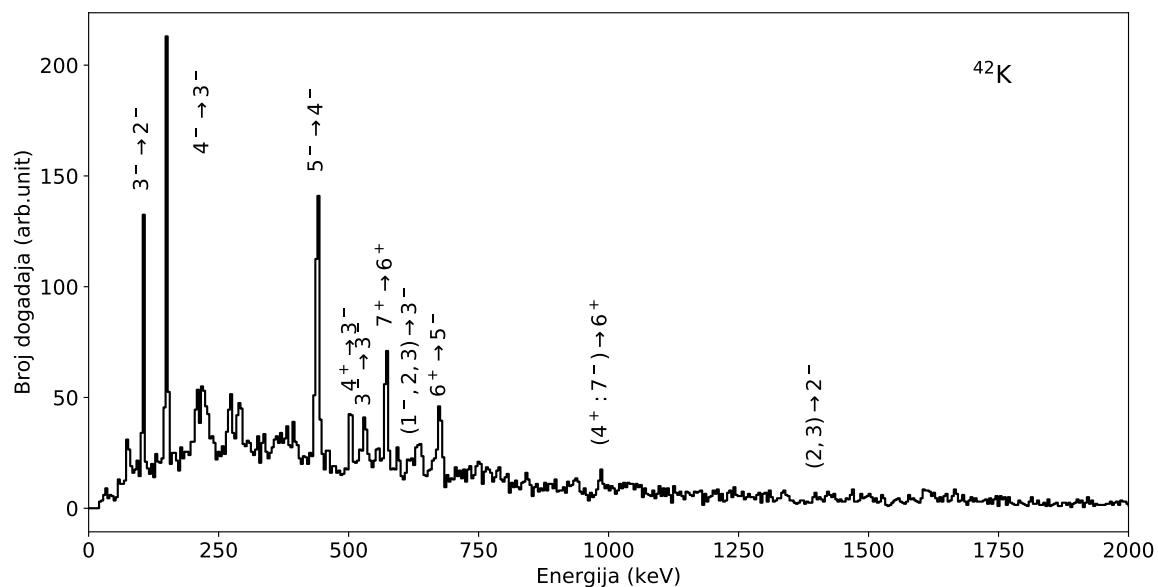
Za svaku jezgru nacrtali smo i shemu nivoa s pripadnim teorijskim rezultatima za energije nivoa. Strelice prikazuju prijelaze, njihova duljina određena je energijom, dok je širina proporcionalna intenzitetu samog  $\gamma$ -vrha. Tabulirali smo teorijske rezultate konfiguracija valentnih protonskih i neutronske prostora.

#### 4.3.1 Jezgra $^{42}\text{K}$

Jezgra  $^{42}\text{K}$  nastala je pobiranjem jednog protona (+p) i jednog neutrona (+n). Spektar tog izotopa s pripadnim spinovima i paritetima početnih i konačnih stanja uočenih prijelaza može se vidjeti na slici 4.3.

Popis uočenih  $\gamma$ -prijelaza nalazi se u tablici 4.1.

Prijelaz energije 1340 keV i intenziteta 12%, u odnosu na najjači vrh, do sad nije upisan u baze podataka te je kandidat za novi prijelaz. Prijelazi energije 986 i 1668 keV mogli bi odgovarati prijelazima iz nivoa 2359 keV. Eksperimentalni omjer intenziteta ta dva prijelaza je 0.54 dok je u bazama 0.38.

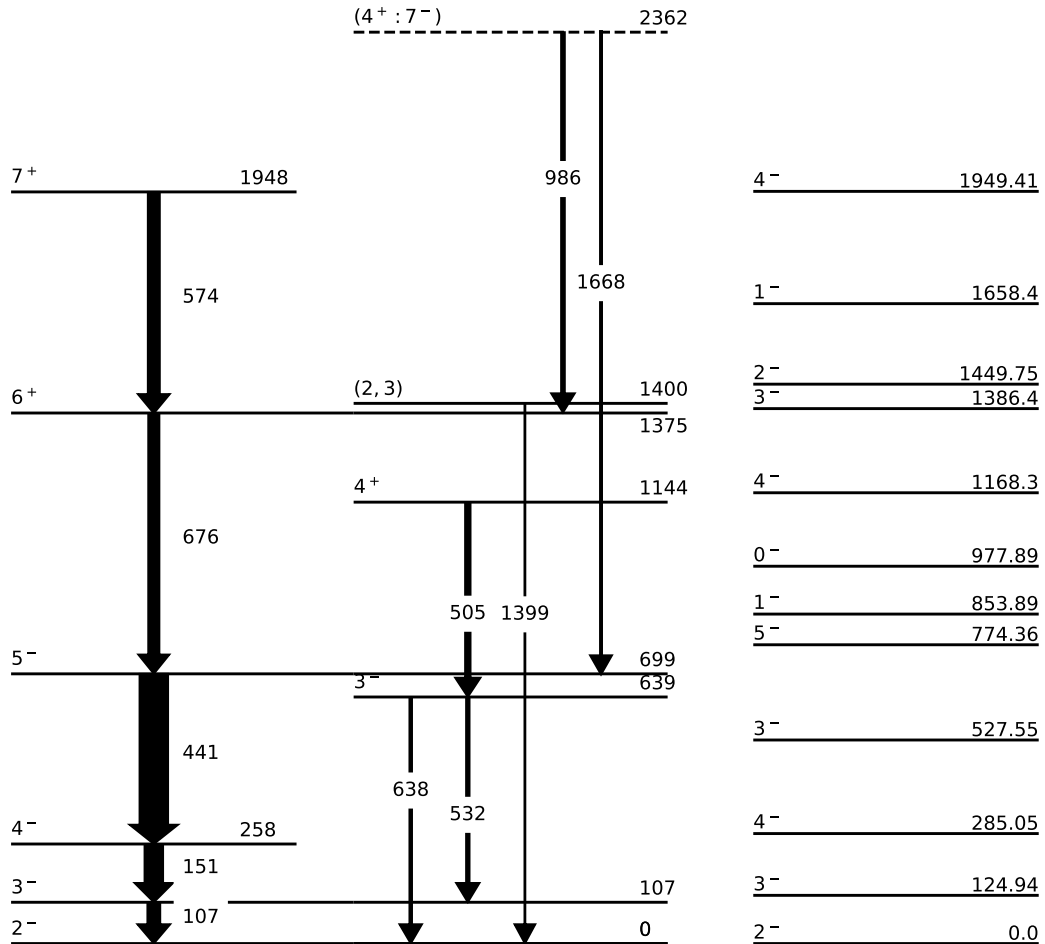


Slika 4.3: Spektar za  $^{42}\text{K}$ . Energije su prikazane u koraku od 2 keV. Naznačeni su intenzivni  $\gamma$ -vrhovi i prijelazi koji im odgovaraju.

$E$ (keV)	$E_{bp}$ (keV)	$I$	FWHM	$J_i \rightarrow J_f$
106.98 (0.05)	106.817 (0.007)	0.45 (0.04)	2.45 (0.2)	$3^- \rightarrow 2^-$
151.01 (0.06)	151.431 (0.003)	0.65 (0.04)	2.9 (0.2)	$4^- \rightarrow 3^-$
441.3 (0.3)	440.854 (0.018)	1.00 (0.07)	6.8 (0.5)	$5^- \rightarrow 4^-$
504.8 (0.4)	504.828 (0.016)	0.19 (0.03)	5.4 (0.9)	$4^+ \rightarrow 3^-$
532 (1)	531.908 (0.015)	0.12 (0.04)	5 (2)	$3^- \rightarrow 3^-$
573.7 (0.3)	571.86 (0.04)	0.42 (0.03)	5.7 (0.6)	$7^+ \rightarrow 6^+$
638 (3)	638.72 (0.01)	0.09 (0.04)	6 (4)	$3^- \rightarrow 2^-$
676.2 (0.4)	676.87 (0.11)	0.39 (0.03)	8.3 (0.8)	$6^+ \rightarrow 5^-$
986.4 (0.5)	983.16 (0.09)	0.13 (0.01)	7 (1)	$(4^+ : 7^-) \rightarrow 6^+$
1339.9 (1)		0.12 (0.02)	12 (2)	
1398.5 (0.6)	1399.78 (0.9)	0.03 (0.01)	4 (1)	$(2, 3) \rightarrow 2^-$
1667.6 (0.7)	1659.9 (0.2)	0.07 (0.01)	6 (2)	$(4^+ : 7^-) \rightarrow 5^-$

Tablica 4.1: Rezultati mjerenja za jezgru  $^{42}\text{K}$ . Energije uočenih  $\gamma$ -prijelaza s pripadajućim pogreškama  $E$ ,  $\Delta E$  dane su u keV kao i vrijednosti iz baze podataka NNDC,  $E_{bp}$ . Izmjereni intenziteti s pogreškom  $I$ ,  $\Delta I$  normirani su na najjači  $\gamma$ -vrh (441 keV) u spektru. FWHM označava eksperimentalnu širinu vrha na pola visine. Spinovi početnog  $J_i$  i konačnog stanja  $J_f$  preuzeti su iz NNDC baze podataka i znanstvenih članaka. Spinovi navedeni u zagradama nisu još potvrđeni. Veličine navedene u zagradama označavaju eksperimentalnu pogrešku.

Na slici 4.4 prikazana je pripadna shema nivoa uspoređena s teorijskim dobivenim nivoima (model ljusaka). Debljina strelice proporcionalna je intenzitetu  $\gamma$ -vrha, dok su nivoi raspoređeni po visini proporcionalno energiji.



Slika 4.4: Shema nivoa za  $^{42}\text{K}$  uz pripadne nivoe dobivene teorijskim računom modelom ljusaka.

Vidljiva je sljedeća kaskada raspada:

$$1948 (7^+) \xrightarrow{574(42\%)} 1375 (6^+) \xrightarrow{676(39\%)} 639 (5^-) \xrightarrow{441(100\%)} 258 (4^-) \xrightarrow{151(65\%)} 107 (3^-) \xrightarrow{107(45\%)} 0 (2^-), \quad (4.1)$$

uočavamo da je intenzitet vrha 441 keV neočekivano jak. Posljedica toga je postojanje doprinosa teškog partnera na jako bliskim energijama, pa je prilagodba na više Gauss krivulja ili slično razdvajanje doprinosa bilo onemogućeno.

Također treba napomenuti da se kod mjerenja koristio dodatni apsorber oko detektora koji sprječava oštećenja detektora uzrokovano zračenjem niskih energija.

Zbog toga korekcija efikasnosti diskutirana u poglavlju 3.4.2 nije dovoljna na energijama manjim od 200 keV. Inteziteti  $\gamma$ -prijelaza energije 107 i 151 keV radi toga u stvarnosti imaju jači intezitet.

Budući da NATHAN kod za računanje energijskih nivoa koristi protonski valentni prostor  $sd$  ljuske, te neutronski valentni prostor  $sd$  i  $pf$  ljuske, za neparno-neparne jezgre kalija računa samo stanja negativnog pariteta. Za stanja pozitivnog pariteta trebalo bi proširiti valentni prostor računa na prijelaze između ljusaka.

Poklapanje predviđanja modela ljusaka i eksperimentalno mjerenih nivoa je dobro u nižim pobuđenim stanjima ( $2^-$ ,  $3^-$ ,  $4^-$ ). Eksperimentalna viša pobuđena stanja su pozitivnog pariteta što upućuje na pobuđivanje u više ljuske, što ovim teorijskim modelom nije uzeto u obzir.

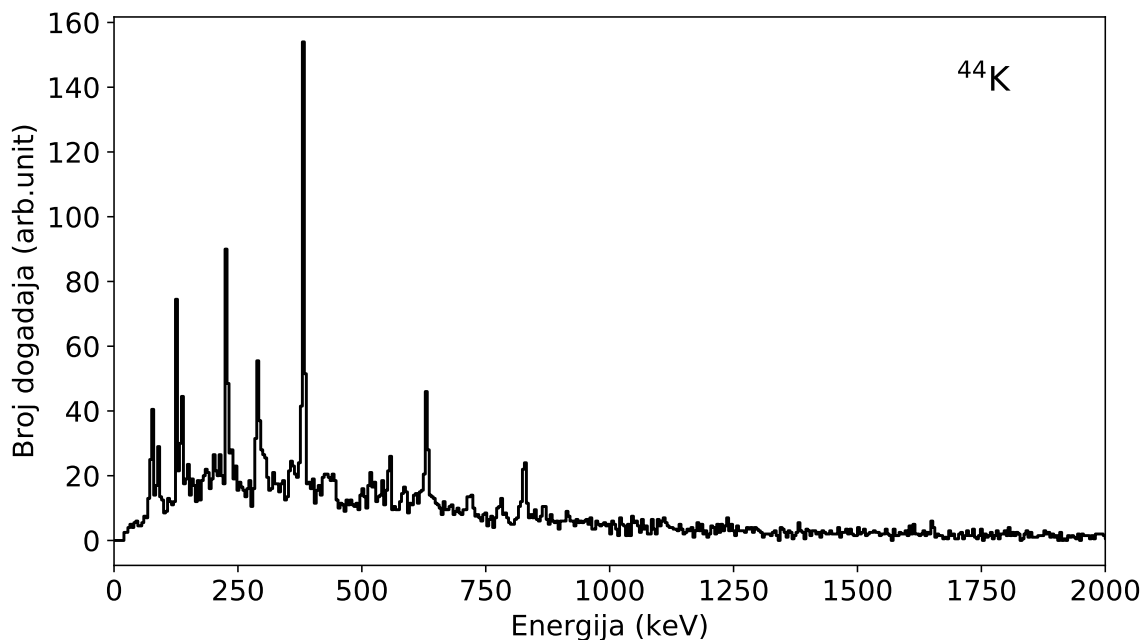
U tablici 4.2 navedene su dominante konfiguracije valnih funkcija teorijskog računa modela ljusaka. Popisane su konfiguracije za valentni prostor neutrona ( $\nu$ ) i protona ( $\pi$ ). Broj u indeksu označava koji put se pojavljuje stanje istog spina i pariteta. Model računa maksimalno 3 takva ponavljanja. Vidimo da su predviđena stanja uglavnom "čista" (udio  $>80\%$ ), dok je stanje  $3_2^-$  miješano. Čista stanja su eksperimentalno najjače pobuđena ( $2^-$ ,  $3^-$ ,  $4^-$ ,  $5^-$ ).

A	$J_\pi^i$	$E_i(\text{keV})$	komponenta valne funkcije	udio ( $\geq 10\%$ )
42	$2^-$	0	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3$	82
	$3^-$	124.95	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3$	78
	$4^-$	285.05	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3$	87
	$3_2^-$	527.55	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3$	78
	$5^-$	774.36	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3$	88
	$3_3^-$	1386	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3$	54
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^3$	21
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2(p_{3/2})^1$	18
	$6^-$	2088.16	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3$	88
	$7^-$	2475.03	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3$	91

Tablica 4.2: Rezultati računa modela ljusaka za izotop  $^{42}\text{K}$ . Popisani su spinovi i pariteti energijskih nivoa koji se pobuđuju ( $J_\pi^i$ ), nukleonska konfiguracija te udio određene komponente valne funkcije. Nukleonske konfiguracije ostvarene su za protone ( $\pi$ ) u  $sd$  ljusci te za neutrone ( $\nu$ ) u  $fp$  ljusci.

### 4.3.2 Jezgra $^{44}\text{K}$

Spektar izotopa  $^{44}\text{K}$  (slika 4.5) ima dobru statistiku, kao što bi i očekivali iz masenog spektra (4.2). Unatoč dobroj statistici u ovom mjerenju, ova jezgra općenito nije jako istražena, pa u rezultatima, koji su popisani u tablici 4.3 i na spektru, nemamo spinove i paritete konačnih i početnih stanja tj. energijskim nivoima, osim osnovnom, nije dodijeljen spin i paritet.



Slika 4.5: Spektar za  $^{44}\text{K}$ . Energije su prikazane u koraku od 2 keV.

U tablici 4.3 popisane su energije ( $E$ ), intenziteti ( $I$ ) i širina na pola maksimuma (FWHM), s pripadnim pogreškama, eksperimentalno uočenih vrhova. Također smo usporedili i podatke s onima iz baze podataka ( $E_{bp}$ ,  $J_i \rightarrow J_f$ ), iako spinovi i pariteti uglavnom još nisu određeni.

Vrhovi na energijama 360 keV, 782 keV i 829 keV prije nisu uočeni. Potencijalni kandidat za novi prijelaz je svakako vrh energije 829 keV s intenzitetom 41% najintenzivnijeg vrha. Vrh na energiji 782 keV ima najveću širinu od uočenih vrhova, što može upućivati da se taj vrh sastoji od više doprinosa koji se s ovom statistikom ne mogu razdvojiti.

$E$ (keV)	$E_{bp}$ (keV)	$I$	FWHM	$J_i \rightarrow J_f$
127.01 (0.07)	126.9 (0.1)	0.34 (0.07)	2.3 (0.4)	$() \rightarrow 2^-$
137.9 (0.4)	137.25 (0.05)	0.27 (0.04)	5.7 (0.8)	$() \rightarrow 2^-$
227.4 (0.2)	227.4 (0.2)	0.42 (0.06)	3.4 (0.4)	$() \rightarrow ()$
291.7 (0.4)	291.6 (0.1)	0.42 (0.06)	7.3 (0.9)	$() \rightarrow ()$
360 (3)		0.09 (0.07)	7 (7)	
383.05 (0.09)	382.72 (0.09)	1.00 (0.06)	3.3 (0.2)	$() \rightarrow ()$
557.5 (0.5)	556.3 (0.3)	0.17 (0.03)	5 (1)	$() \rightarrow ()$
631.5 (0.2)	630.7 (0.1)	0.43 (0.03)	5.3 (0.5)	$() \rightarrow ()$
719.6 (0.5)	721.2 (0.4)	0.18 (0.02)	11 (1)	$() \rightarrow ()$
781.6 (0.9)		0.20 (0.03)	12 (2)	
828.9 (0.3)		0.41 (0.03)	8 (0.7)	

Tablica 4.3: Rezultati mjerenja za jezgru  $^{44}\text{K}$ . Energije uočenih  $\gamma$ -prijelaza s pripadajućim pogreškama  $E$ ,  $\Delta E$  dane su u keV kao i vrijednosti iz baze podataka NNDC,  $E_{bp}$ . Izmjereni intenziteti s pogreškom  $I$ ,  $\Delta I$  normirani su na najjači  $\gamma$ -vrh (383 keV) u spektru. FWHM označava eksperimentalnu širinu vrha na pola visine. Spinovi početnog  $J_i$  i konačnog stanja  $J_f$  preuzeti su iz NNDC baze podataka i znanstvenih članaka. Spinovi navedeni u zagradama nisu još potvrđeni. Veličine navedene u zagradama označavaju eksperimentalnu pogrešku.

Pripadna shema nivoa i teorijski izračun pobuđenih stanja za izotop kalija mase-nog broja 44 nalazi se na slici 4.6.

Uočavamo dvije kaskade:

$$1369 \xrightarrow{127(34\%)} 1242 \xrightarrow{227(42\%)} 1015 \xrightarrow{632(43\%)} 383 \xrightarrow{383(100\%)} 0(2^-), \quad (4.2)$$

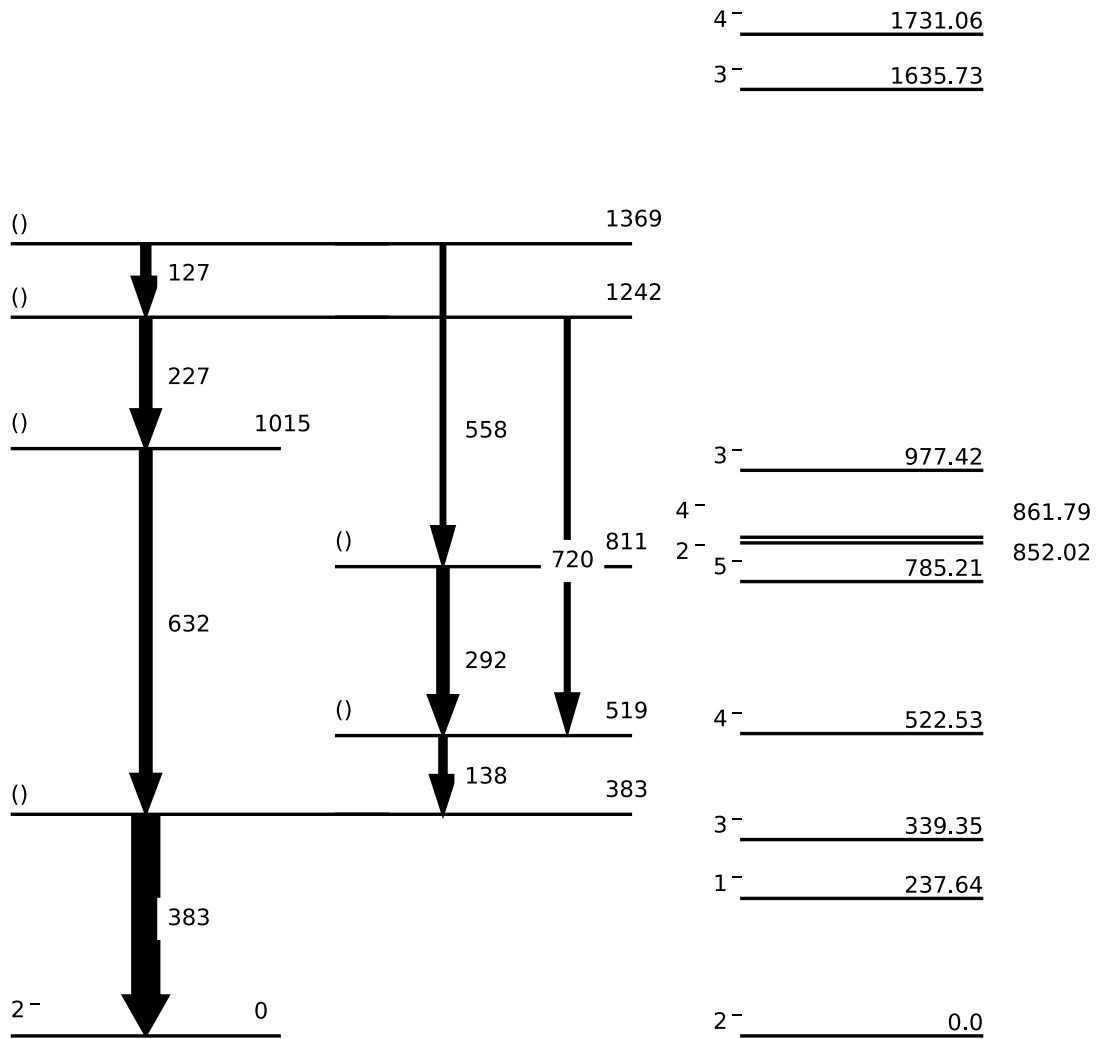
$$1369 \xrightarrow{558(17\%)} 811 \xrightarrow{292(42\%)} 519 \xrightarrow{138(27\%)} 383 \xrightarrow{383(100\%)} 0(2^-), \quad (4.3)$$

U kaskadi 4.2 vidimo da se pojačava intezitet kod nižih prijelaza. Takavo ponašanje je očekivano. Viša pobuđena stanja se prazne kaskadom raspada, ali dio jezgara je pobuđeno samo u prvo stanje koje se relaksira te se intezitet tog prijelaza pojačava u odnosu na ostale prijelaze u kaskadi.

Dio intenziteta od prijelaza u osnovno stanje pripada i kaskadi 4.3. U toj kaskadi imamo odstupanje u jakosti intenziteta za prijelaz na energiji 292 keV, što može upućivati na činjenicu da postoji prijelaz u osnovno stanje energije 519 keV. U prilog tome ide i prijelaz od 720 keV koji se prazni u to stanje. Korištenje apsorbera u

mjerenju utječe na prijelaz na 138 keV tako da je stvarni intezitet veći od izmjerenog.

Kako spinovi i pariteti ekperimentalnih nivoa nisu određeni, usporedba s teorijom nije jednostavna. Vidimo da ni prvih par ekperimentalnih stanja ne odgovara teorijski predviđenima.



Slika 4.6: Shema nivoa za  $^{44}\text{K}$  uz pripadne nivoe dobivene teorijskim računom modelom ljusaka.

Rezultati teorijskog modela ljusaka koji nam daje konfiguracije za valentni prostor neutrona ( $\nu$ ) i protona ( $\pi$ ) nalazi se u tablici 4.4. Stanja su uglavnom čista osim  $3_2^-$  koje je miješano.

A	$J_\pi^i$	$E_i(\text{keV})$	komponenta valne funkcije	udio ( $\geq 10\%$ )
44	$2^-$	0	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5$	74
	$3^-$	339.35	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5$	62
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^5$	13
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4(p_{3/2})^1$	10
	$4^-$	522.53	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5$	79
	$5^-$	785.21	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5$	77
	$3_2^-$	977.42	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^5$	43
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5$	33
	$6^-$	2113.22	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5$	75
	$7^-$	2505.94	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5$	78

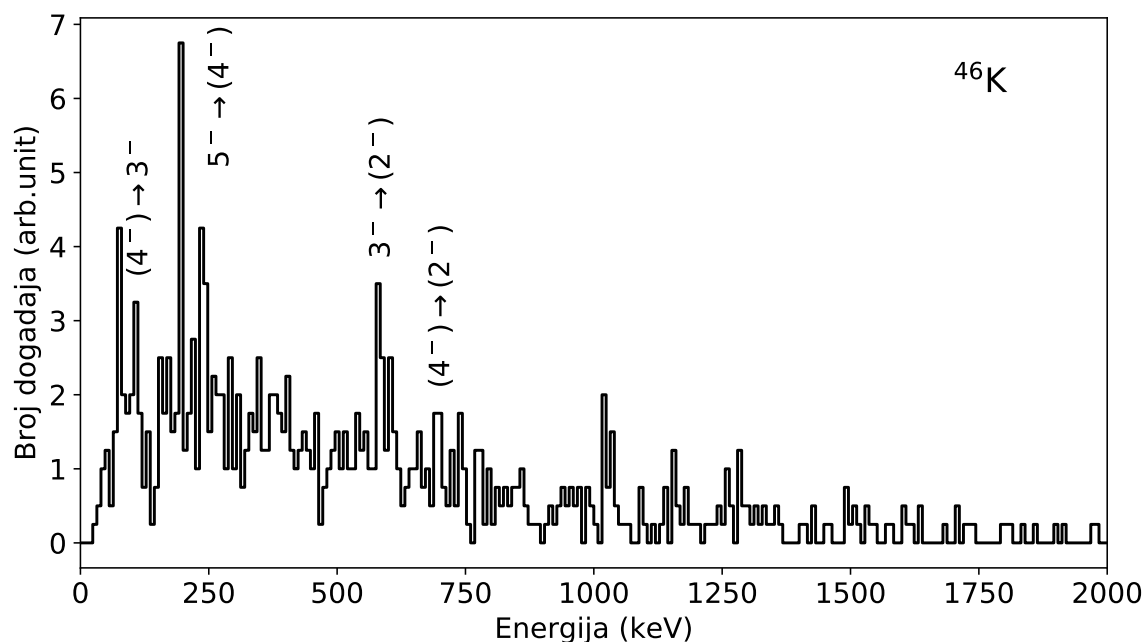
Tablica 4.4: Rezultati računa modela ljusaka za izotop  $^{44}\text{K}$ . Popisani su spinovi i pariteti energijskih nivoa koji se pobuđuju ( $J_\pi^i$ ), nukleonska konfiguracija te udio određene komponente valne funkcije. Nukleonske konfiguracije ostvarene su za protone ( $\pi$ ) u *sd* ljusci te za neutrone ( $\nu$ ) u *fp* ljusci.



### 4.3.3 Jezgra $^{46}\text{K}$

Jezgra  $^{46}\text{K}$  sastoji se od 19 protona i čak 27 neutrona. Nastala je pobiranjem protona i 5 neutrona. Udarni presjek za takvu reakciju je naravno manji nego za ostale izlazne kanale, pa je i zbog toga statistika manja. To je i razlog zašto ova jezgra, iako jako zanimljiva zbog velikog broja neutrona, nije previše istražena.

Na slici 4.7 je spektar izotopa  $^{46}\text{K}$ . Zbrojena su 4 susjedna kanala, što je uvelike smanjilo šum. Naznačeni su uočeni prijelazi kojima je određen spin i paritet.



Slika 4.7: Spektar za  $^{46}\text{K}$ . Energije su prikazane u koracima od 4 keV. Naznačeni su intenzivni  $\gamma$ -vrhovi i prijelazi koji im odgovaraju.

Eksperimentalni podaci o uočenim energijama prijelaza nalaze se u tablici 4.5.

Mogući novi prijelazi su svakako na energijama 742, 1021 i 1037 keV dok širina prijelaza na 606 keV upućuje na postojanje više doprinosa.

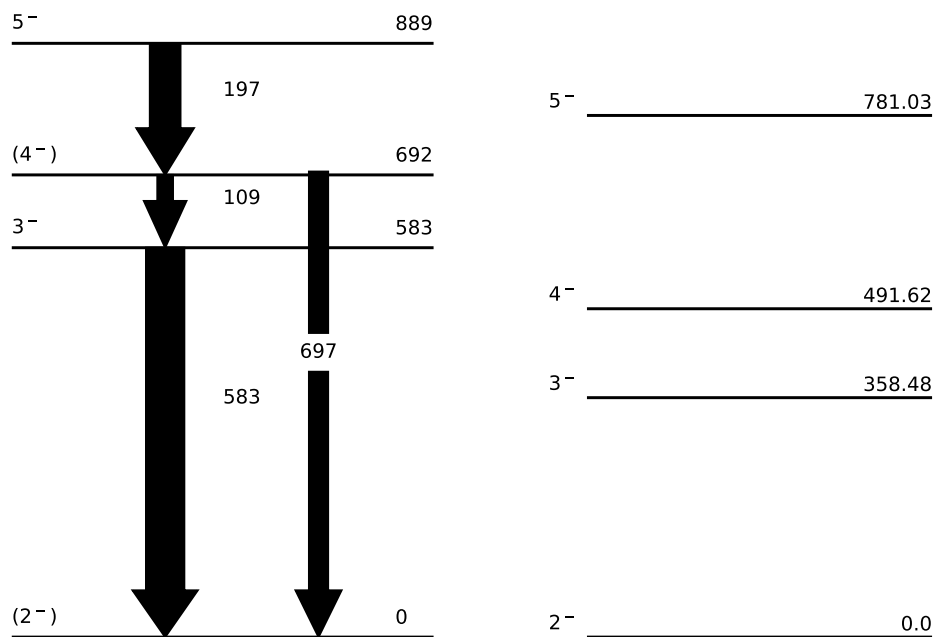
Shema nivoa te pripadni teorijski izračunati energijski nivoi nalaze se na slici 4.8. Intenzitet prijelaza energije 109 keV svakako bi trebao biti bar dvostruko jači. Utjecaj apsorbera uvelike objašnjava taj rezultat. Zbog tog razloga i omjer inteziteta prijelaza energije 109 keV i 697 keV odstupa od onog u bazama podataka (mjereno 1.2, baza podataka 0.38). Svi uočeni  $\gamma$ -prijelazi imaju velike pogreške mjerenih veličina radi statistike događaja, što je jedan od razloga jačeg odstupanja od baze podataka.

Vidimo da su se pobuđena samo stanja negativnog pariteta, što upućuje na pobuđenja samo u jednoj ljusci. Teorijski predviđeni nivoi niži su od ekperimentalnih, dok je ras-

$E(\text{keV})$	$E_{bp}(\text{keV})$	$I$	FWHM	$J_i \rightarrow J_f$
109.3 (0.9)	103.5 (0.5)	0.41 (0.2)	7 (2)	$(4)^- \rightarrow 3^-$
196.9 (0.4)	194.6 (0.5)	0.8 (0.2)	5.4 (0.7)	$5^- \rightarrow (4)^-$
583.4 (0.6)	587.3 (0.5)	1.0 (0.3)	10 (1)	$3^- \rightarrow (2)^-$
606 (1)		0.7 (0.3)	12 (2)	
697 (1)	691.0 (0.5)	0.5 (0.3)	10 (2)	$(4)^- \rightarrow (2)^-$
742.2 (0.9)		0.5 (0.2)	8 (2)	
1021.4 (0.4)		0.6 (0.2)	5.8 (0.7)	
1036.7 (0.6)		0.6 (0.2)	8 (1)	

Tablica 4.5: Rezultati mjerenja za jezgru  $^{46}\text{K}$ . Energije uočenih  $\gamma$ -prijelaza s pripadajućim pogreškama  $E$ ,  $\Delta E$  dane su u keV kao i vrijednosti iz baze podataka NNDC,  $E_{bp}$ . Izmjereni intenziteti s pogreškom  $I$ ,  $\Delta I$  normirani su na najjači  $\gamma$ -vrh (583 keV) u spektru. FWHM označava eksperimentalnu širinu vrha na pola visine. Spinovi početnog  $J_i$  i konačnog stanja  $J_f$  preuzeti su iz NNDC baze podataka i znanstvenih članaka. Spinovi navedeni u zagradama nisu još potvrđeni. Veličine navedene u zagradama označavaju eksperimentalnu pogrešku.

pored jednak.



Slika 4.8: Shema nivoa za  $^{46}\text{K}$  uz pripadne nivoe dobivene teorijskim računom modelom ljusaka.

U tablici 4.6 popisane su teorijski izračunate konfiguracije za izotop  $^{46}\text{K}$ . Stanje  $3^-$  miješano je stanje sa skoro jednakim vjerojatnostima da se nespareni proton nađe u  $s_{1/2}$  ili  $d_{3/2}$ . Zanimljivo je da iako je stanje  $3^-$  izrazito miješano, eksperimentalno je uočeno s jakim intenzitetom.

A	$J_{\pi}^i$	$E_i(\text{keV})$	komponenta valne funkcije	udio ( $\geq 10\%$ )
46	$2^-$	0	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^7$	71
	$3^-$	358.48	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^7$	35
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^7$	32
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^6(p_{3/2})^1$	15
	$4^-$	491.62	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^7$	61
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^7$	16
	$5^-$	781.03	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^7$	78

Tablica 4.6: Rezultati računa modela ljusaka za izotop  $^{46}\text{K}$ . Popisani su spinovi i pariteti energijskih nivoa koji se pobuđuju ( $J_{\pi}^i$ ), nukleonska konfiguracija te udio određene komponente valne funkcije. Nukleonske konfiguracije ostvarene su za protone ( $\pi$ ) u  $sd$  ljusci te za neutrone ( $\nu$ ) u  $fp$  ljusci.

## 4.4 *Neparno-parne jezgre*

Proučili smo spektre tri izotopa kalija masenog broja 41, 43 i 45. Takve jezgre sastoje se od 19 protona te 22, 24 i 26 neutrona. Ni jedan od tih brojeva nije magičan pa očekujemo odstupanje od modela ljusaka, ali nešto manje nego kod neparno-neparnih jezgri. Jače odstupanje svakako očekujemo na višim energijskim nivoima.

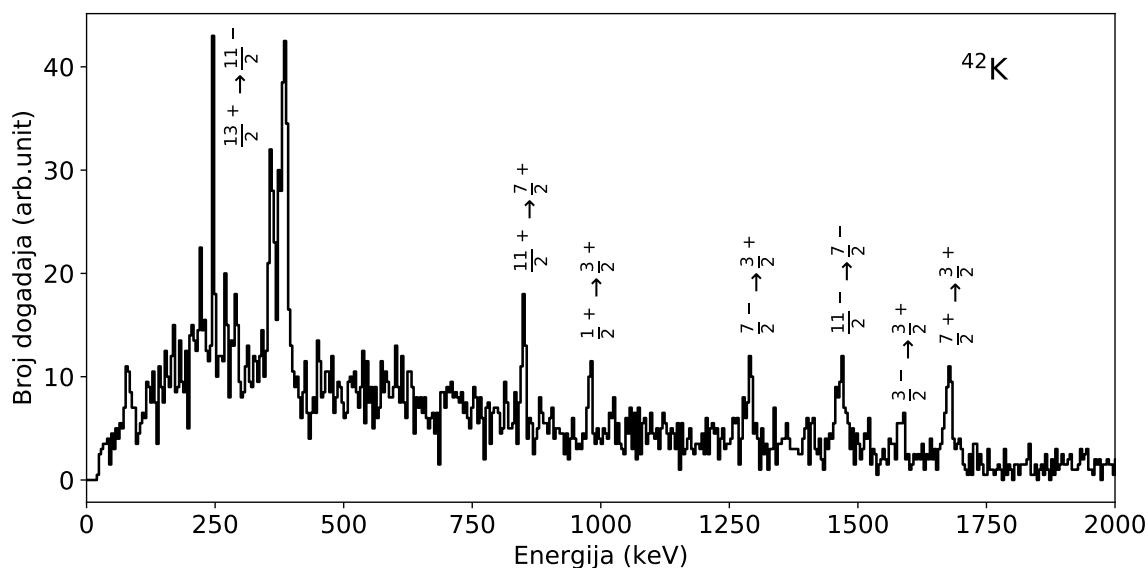
Za sve tri neparno-parne jezgre ćemo prikazati spektar s naznačenim uočenim  $\gamma$ -prijelazima te popisati podatke o uočenim  $\gamma$ -prijelazima. Popisane su energije uočenih prijelaza ( $E(\text{keV})$ ), intenziteti ( $I$ ) te širina na pola maksimuma (FWHM) s pripadnim pogreškama, također su popisane vrijednosti energija ( $E_{bp}(\text{keV})$ ) te spinovi i pariteti konačnih i početnih stanja pronađeni u bazama podataka (NNDC) [22] ( $J_i \rightarrow J_f$ ).

Za svaku jezgru nacrtali smo i shemu nivoa s pripadnim teorijskim rezultatima za energije nivoa. Strelice prikazuju prijelaze, njihova duljina određena je energijom, dok je širina proporcionalna s intenzitetom samog  $\gamma$ -vrha. Tabulirali smo teorijske rezultate konfiguracija valentnih protonskih i neutronskih prostora.

### 4.4.1 Jezgra $^{41}\text{K}$

Jezgra  $^{41}\text{K}$  stabilna je jezgra koja se može pronaći u prirodi. Jako je dobro istražena, a u bazama podataka mogu se pronaći podaci o pobuđenjima i višim od 10 000 keV. Eksperimenti kojima su dobiveni rezultati u bazama podataka radili su se s čak 22 reakcije u kojima je jezgra  $^{41}\text{K}$  jedan od produkata. Reakcija koju mi proučavamo,  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$ , nije jedna od njih.

Na slici 4.9 je spektar s naznačenim spinovima i paritetima uočenih vrhova. Dva vrha koja se nalaze na energiji  $\sim 370$  keV pripadaju teškom partneru Tl i nalazi se na svim proučavanim spektrima.



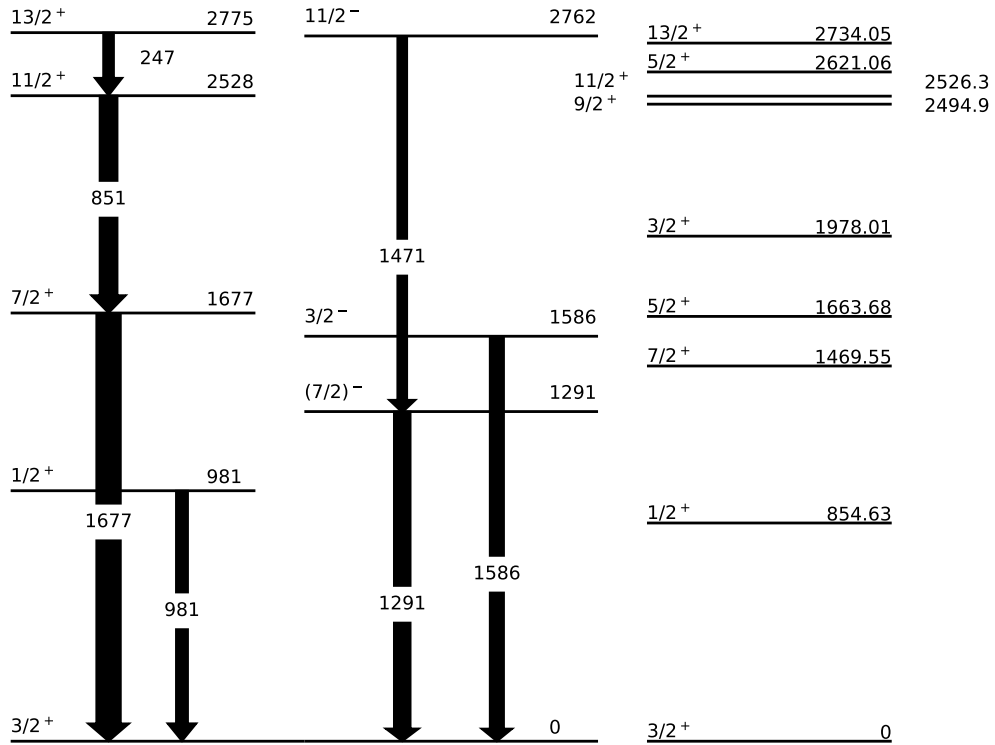
Slika 4.9: Spektar za  $^{41}\text{K}$ . Energije su prikazane u koracima od 2 keV. Naznačeni su intenzivni  $\gamma$ -vrhovi i prijelazi koji im odgovaraju.

Popis uočenih vrhova, tj. njihovih energija ( $E$ ), intenziteta koji su normirani na najjači vrh ( $I$ ) i širine na pola maksimuma (FWHM) te podataka iz baze podataka ( $E_{bp}$ ,  $J_i \rightarrow J_f$ ) su u tablici 4.7.

$E(\text{keV})$	$E_{bp}(\text{keV})$	$I$	FWHM	$J_i \rightarrow J_f$
247.0 (0.1)	246.587 (0.003)	0.44 (0.07)	2.5 (0.5)	$\frac{13}{2}^+ \rightarrow \frac{11}{2}^-$
851.2 (0.4)	850.417 (0.007)	0.73 (0.04)	7.1 (0.8)	$\frac{11}{2}^+ \rightarrow \frac{7}{2}^+$
980.8 (0.4)	980.46 (0.02)	0.49 (0.03)	7.4 (0.9)	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$
1291.7 (0.8)	1293.586 (0.007)	0.68 (0.05)	9 (2)	$\frac{7}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^+$
1463 (2)	1468.09 (0.01)	0.4 (0.2)	8 (3)	$\frac{11}{2}^- \rightarrow \frac{7}{2}^-$
1471 (3)	1468.09 (0.01)	0.4 (0.2)	9 (3)	$\frac{11}{2}^- \rightarrow \frac{7}{2}^-$
1586 (1.0)	1581.98 (0.04)	0.58 (0.05)	12 (2)	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{3}{2}^+$
1678.1 (0.5)	1677.23 (0.04)	1.00 (0.05)	11 (1)	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$

Tablica 4.7: Rezultati mjerenja za jezgru  $^{41}\text{K}$ . Energije uočenih  $\gamma$ -prijelaza s pripadajućim pogreškama  $E$ ,  $\Delta E$  dane su u keV kao i vrijednosti iz baze podataka NNDC,  $E_{bp}$ . Izmjereni intenziteti s pogreškom  $I$ ,  $\Delta I$  normirani su na najjači  $\gamma$ -vrh (1678 keV) u spektru. FWHM označava eksperimentalnu širinu vrha na pola visine. Spinovi početnog  $J_i$  i konačnog stanja  $J_f$  preuzeti su iz NNDC baze podataka i znanstvenih članaka. Spinovi navedeni u zagradama nisu još potvrđeni. Veličine navedene u zagradama označavaju eksperimentalnu pogrešku.

Svi vrhovi već su zapisani u bazama podataka. Jako se dobro slažu s već uočenim.



Slika 4.10: Shema nivoa za  $^{41}\text{K}$  uz pripadne nivoe dobivene teorijskim računom modelom ljusaka.

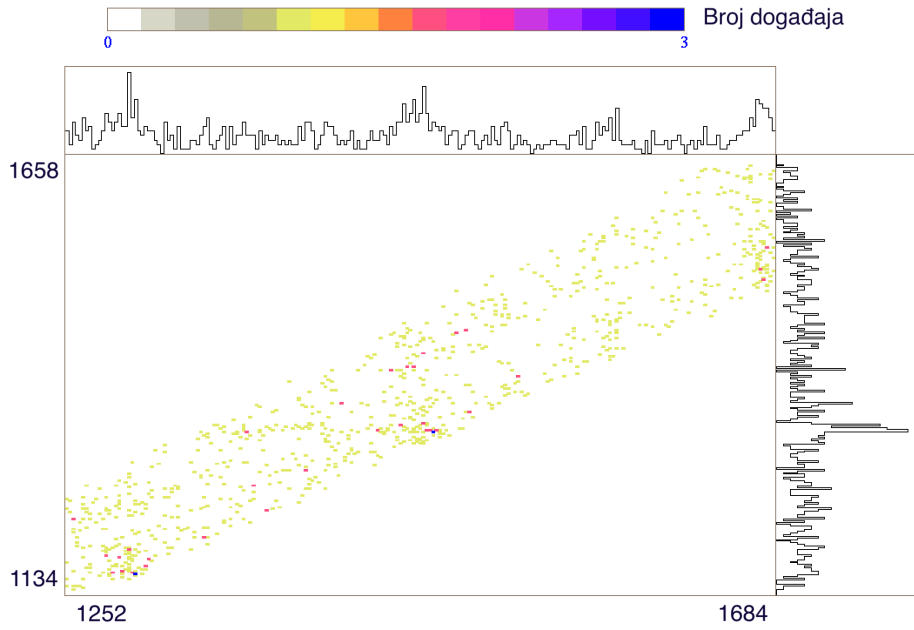
Shema nivoa za jezgru  $^{41}\text{K}$  je na slici 4.10. Uočavamo kaskadu raspada:

$$2775(13/2^+) \xrightarrow{247(30\%)} 2528(11/2^+) \xrightarrow{851(50\%)} 1677(7/2^+) \xrightarrow{1678(69\%)} 0(3/2^+). \quad (4.4)$$

$\gamma$ -vrh energije  $\sim 1464$  keV sastoji se od više doprinosa. Na slici 4.11 je 2D prikaz toga dijela spektra na kojem se vidi doprinos teškog partnera kao horizontalna linija, dok se doprinosi od lakog partnera vide kao vertikalna. Ta dva doprinosa ne mogu se jednostavno razdvojiti. Doprinosi smo dijelom razdvojili prilagodbom na zbroj dvije Gauss krivulje. Rezultati su zapisani u tablici 4.7.

Prva tri teorijski predviđena nivoa dobivena su i eksperimentalno, a poklapanje je dobro. Selektivno se pobuđujemo samo neka od predviđenih stanja pozitivnog pariteta.

Rezultati teorijskog predviđanja konfiguracije valentnih protonskih ( $\pi$ ) i neutronskih ( $\nu$ ) konfiguracija dani su u tablici 4.8. Stanja višeg spina su "čista" ( $7/2^+$ ,  $11/2^+$ ,  $13/2^+$ ), s vjerojatnostima većim od 90% da se nađu u jednoj konfiguraciji.



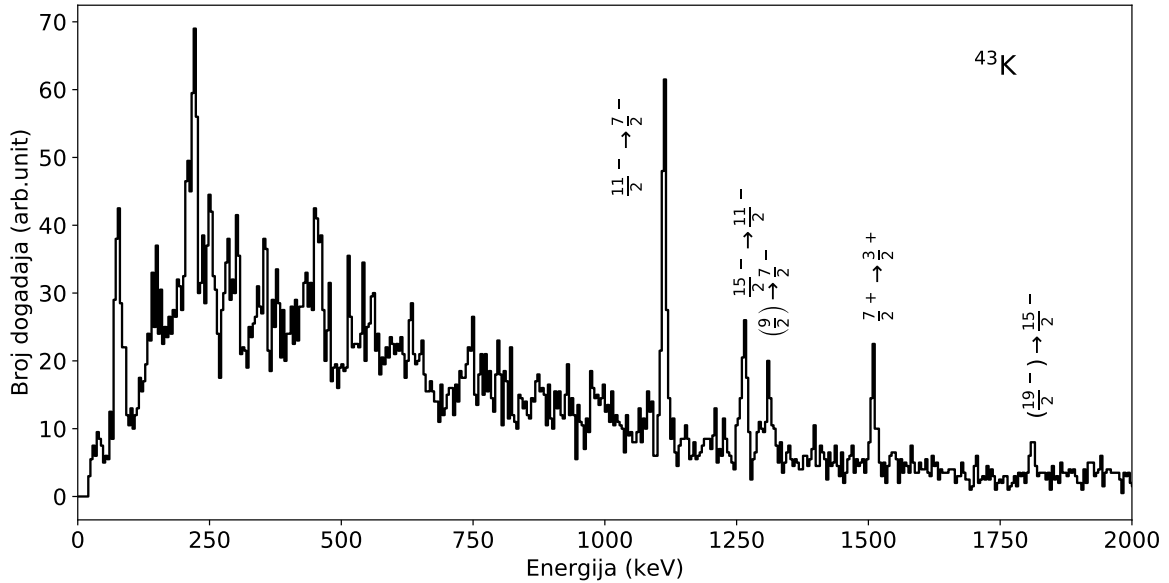
Slika 4.11: 2D prikaz dijela spektra izotopa  $^{41}\text{K}$  oko energije 1465 keV na kojoj uočavamo jako bliske vrhove. Dio inteziteta dolazi od teškog partnera.

A	$J_{\pi}^i$	$E_i$ (keV)	komponenta valne funkcije	udio ( $\geq 10\%$ )
41	$3/2^+$	0	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2$	89
	$1/2^+$	854.63	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^2$	73 24
	$7/2^+$	1469.55	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2$	92
	$5/2^+$	1663.68	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^1(p_{3/2})^1$	79 12
	$3/2_2^+$	1978.01	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2$	83
	$9/2^+$	2454.87	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^1(p_{3/2})^1$	83 12
	$11/2^+$	2526.3	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2$	94
	$5/2_2^+$	2621.06	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^2$	66 15
	$13/2^+$	2734.05	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2$	91

Tablica 4.8: Rezultati računa modela ljusaka za izotop  $^{41}\text{K}$ . Popisani su spinovi i pariteti energijskih nivoa koji se pobuđuju ( $J_{\pi}^i$ ), nukleonska konfiguracija te udio određene komponente valne funkcije. Nukleonske konfiguracije ostvarene su za protone ( $\pi$ ) u *sd* ljusci te za neutrone ( $\nu$ ) u *fp* ljusci.

#### 4.4.2 Jezgra $^{43}\text{K}$

Jezgra  $^{43}\text{K}$  nastala je pobiranjem protona (+p) i dva neutrona (+2n). U bazama podataka popisani su  $\gamma$ -prijelazi iz 8 različitih reakcija, a reakcija koju analiziramo nije među njima. Na spektru (slika 4.12) naznačeni su uočeni prijelazi kojima je određen spin i paritet.



Slika 4.12: Spektar za  $^{43}\text{K}$ . Energije su prikazane u koracima od 2 keV. Naznačeni su intenzivni  $\gamma$ -vrhovi i prijelazi koji im odgovaraju.

$E(\text{keV})$	$E_{bp}(\text{keV})$	$I$	FWHM	$J_i \rightarrow J_f$
561 (1)	561.20 (0.05)	0.09 (0.03)	7 (3)	$\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$
1113.9 (0.3)	1111.14 (0.06)	1.00 (0.04)	7.9 (0.6)	$\frac{11}{2}^- \rightarrow \frac{7}{2}^-$
1265.5 (0.5)	1265.09 (0.07)	0.51 (0.03)	11 (1)	$\frac{15}{2}^- \rightarrow \frac{11}{2}^-$
1312.1 (0.4)	1310.58 (0.07)	0.18 (0.02)	6 (1)	$\left(\frac{9}{2}\right)^+ \rightarrow \frac{7}{2}^-$
1510.5 (0.4)	1510.05 (0.07)	0.38 (0.02)	8.4 (0.9)	$\frac{7}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+$
1812.2 (0.4)	1815.6 (0.3)	0.16 (0.01)	8.9 (0.9)	$\left(\frac{19}{2}\right)^- \rightarrow \frac{15}{2}^-$

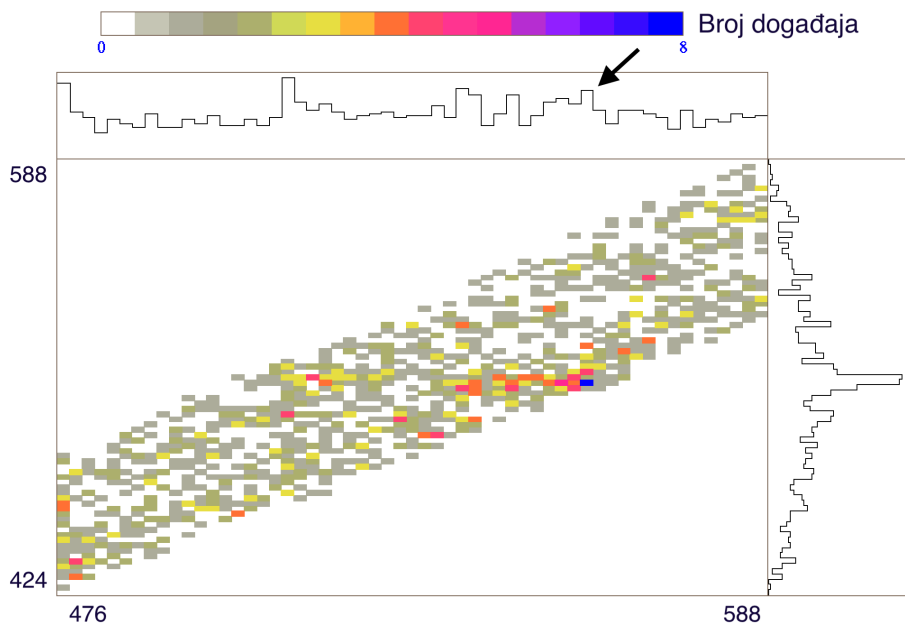
Tablica 4.9: Rezultati mjerenja za jezgru  $^{43}\text{K}$ . Energije uočених  $\gamma$ -prijelaza s pripadajućim pogreškama  $E$ ,  $\Delta E$  dane su u keV kao i vrijednosti iz baze podataka NNDC,  $E_{bp}$ . Izmjereni intenziteti s pogreškom  $I$ ,  $\Delta I$  normirani su na najjači  $\gamma$ -vrh (1114 keV) u spektru. FWHM označava eksperimentalnu širinu vrha na pola visine. Spinovi početnog  $J_i$  i konačnog stanja  $J_f$  preuzeti su iz NNDC baze podataka i znanstvenih članaka. Spinovi navedeni u zagradama nisu još potvrđeni. Veličine navedene u zagradama označavaju eksperimentalnu pogrešku.

Eksperimentalni rezultati su u tablici 4.9.



Svi  $\gamma$ -vrhovi već su zapisani u bazama podataka. Vidi se jače odstupanje rezultata i podataka iz baze podataka. U ovom kanalu dolazi do odstupanja mjerenih i tabuliranih vrijednosti elektromagnetskih prijelaza i do 3 keV.

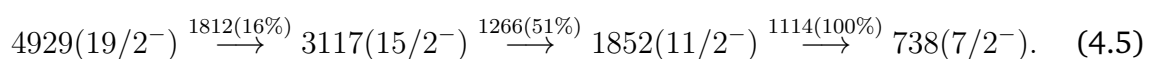
Elektromagnetski prijelaz na 561 keV povezan s raspadom prvog pobuđenog stanja izmjeren je s intenzitetom 9% najjačeg prijelaza. Ne možemo sa sigurnosti reći da se ovaj intenzitet u potpunosti može pridružiti raspadu toga stanja jer bar dio intenziteta dolazi od teškog partnera kao što je ilustrirano na slici 4.13.



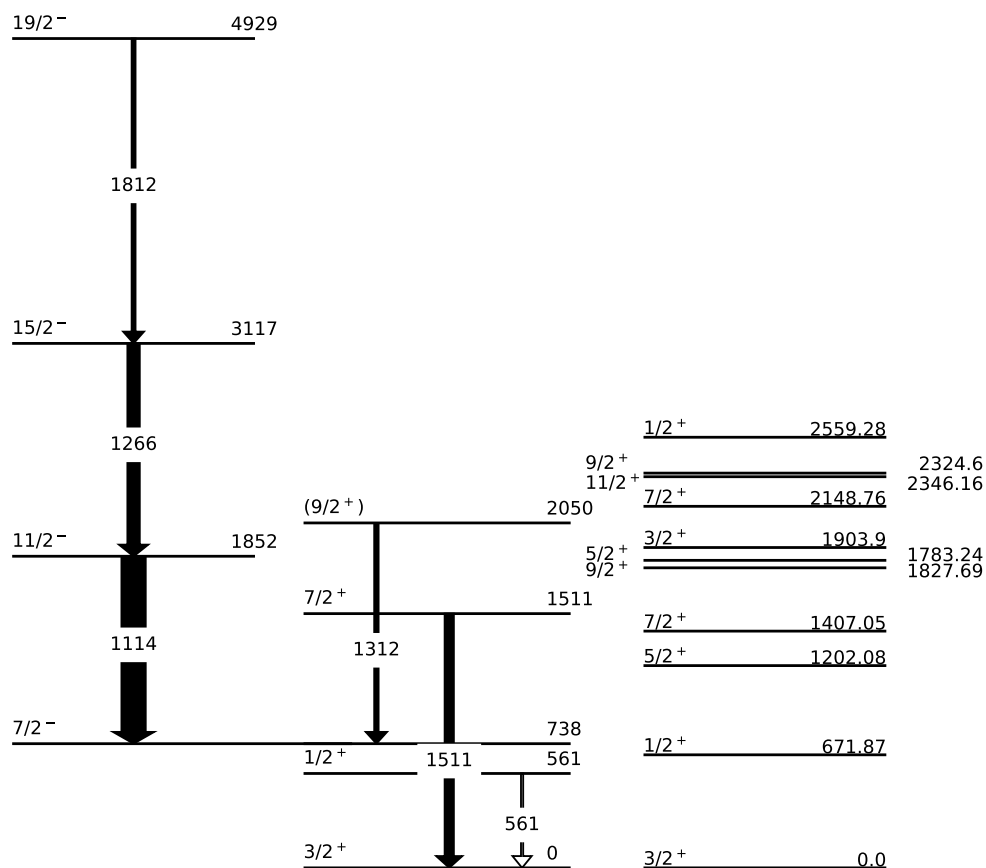
Slika 4.13: 2D prikaz spektra izotopa  $^{43}\text{K}$ . Na x-osi energija je Doppler korigirana za teškog, a na y-osi za lakog partnera. Uočavamo vrh u spektru teškog partnera koji doprinosi i pojavi vrha u lakom partneru. Strelicom je naznačen vrh koji pripada energiji 561 keV.

Shema nivoa za izotop  $^{43}\text{K}$  je na slici 4.14. Prvo što primjećujemo je da ne uočavamo deeksitaciju prvog pobuđenog stanja ( $7/2^-$ ) na energiji 738 keV za koje bismo očekivali da bi bilo najintenzivnije. Razlog tomu je veliko vrijeme relaksacije od 200 ns, što je nekoliko redova veličine duže od ostalih prijelaza, zbog čega se deeksitacija događa van dosega  $\gamma$ -detektora. Radi ranije spomenutih razloga prijelaz energije 561 keV dan je praznom strelicom.

Prepoznamo kaskadni raspad:



Naravno ovaj raspad trebao bi završiti prijelazom  $738(7/2^-) \rightarrow 0(3/2^+)$ , ali detekcija



Slika 4.14: Shema nivoa za  $^{43}\text{K}$  uz pripadne nivoe dobivene teorijskim računom modelom ljusaka.

takvog prijelaza iz dugoživućeg stanja, u ovom mjerjenju, nije moguća.

Eksperimentalno najsnažnije pobuđena stanja su negativog pariteta. Kod usporedbe stanja pozitivnog pariteta s teorijom vidimo da stanja  $1/2^+$  i  $7/2^+$  imaju dobro slaganje s teorijom.

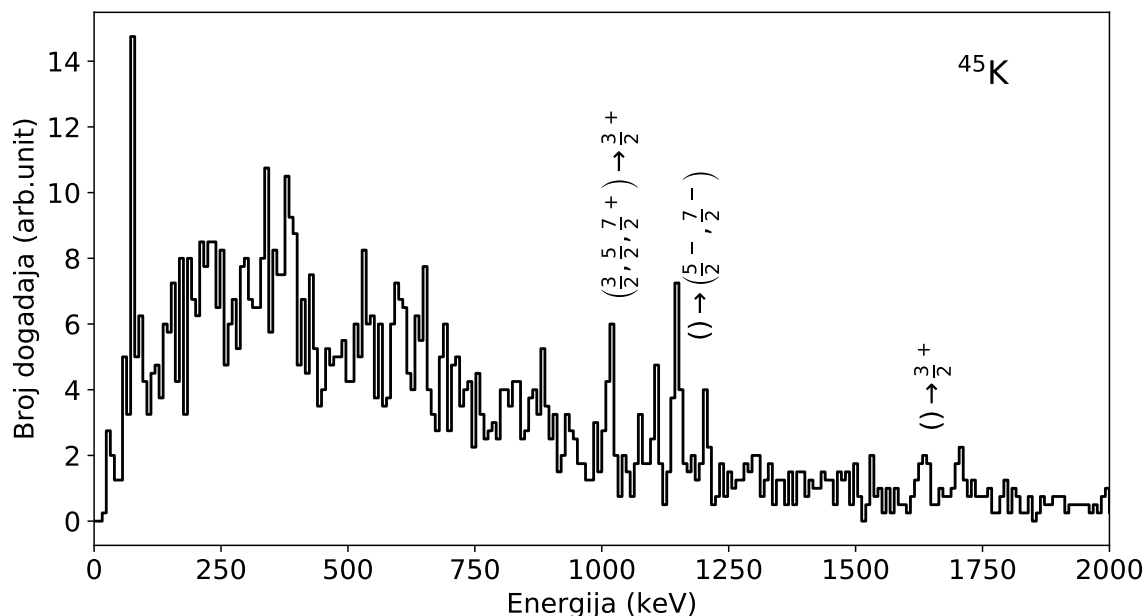
U tablici 4.10 popisane su teorijski dobivene konfiguracije za protonske ( $\pi$ ) i neutronske ( $\nu$ ) valentne prostore. Uočavamo da viša spinska stanja imaju "čišće" konfiguracije. Stanje  $1/2^+$  izrazito je miješano stanje što upućuje na to da je vjerojatnost za pobuđivanje takvog stanja, u našem mjerjenju, mala. Možemo zaključiti da stanje s energijom 561 keV, u našem mjerjenju, pripada teškom partneru te da nismo očitali prijelaz  $1/2^+ \rightarrow 3/2^+$ .

A	$J_{\pi}^i$	$E_i$ (keV)	komponenta valne funkcije	udio ( $\geq 10\%$ )
43	$3/2^+$	0	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$	78
	$1/2^+$	671.87	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^4$	42 42
	$5/2^+$	1202.08	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	74 11
	$7/2^+$	1407.05	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$	78
	$5/2_2^+$	1783.24	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^4$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	53 23 11
	$9/2^+$	1827.69	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	70 14
	$3/2_2^+$	1903.9	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^4$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	48 21 12
	$7/2_2^+$	2148.76	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^4$	66 15
	$11/2^+$	2346.16	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$	80
	$3/2_3^+$	2824.97	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^4$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^3(p_{3/2})^1$	55 19 12
	$13/2^+$	3085.8	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$	85

Tablica 4.10: Rezultati računa modela ljusaka za izotop  $^{43}\text{K}$ . Popisani su spinovi i pariteti energijskih nivoa koji se pobuđuju ( $J_{\pi}^i$ ), nukleonska konfiguracija te udio određene komponente valne funkcije. Nukleonske konfiguracije ostvarene su za protone ( $\pi$ ) u  $sd$  ljusci te za neutrone ( $\nu$ ) u  $fp$  ljusci.

### 4.4.3 Jezgra $^{45}\text{K}$

Spektar izotopa kalija masenog broja 45 može se vidjeti na slici 4.15. Naznačeni su i uočeni prijelazi kojima je određen spin i paritet. Takav izotop nastao je pobiranjem neutrona (+4n) i protona (+p), neutronski je jako bogat te nedovoljno istražen.



Slika 4.15: Spektar za  $^{45}\text{K}$ . Energije su prikazane u koracima od 4 keV. Naznačeni su intenzivni  $\gamma$ -vrhovi i prijelazi koji im odgovaraju.

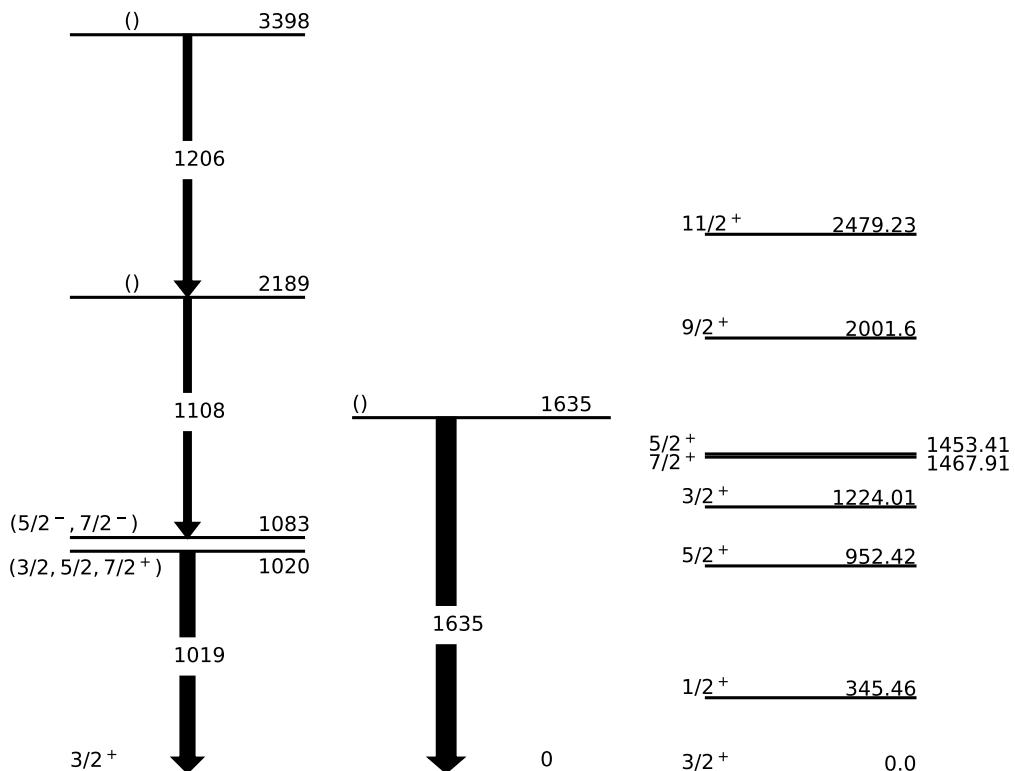
U tablici 4.11 su popisani rezultati za jezgru  $^{45}\text{K}$ . Od uočenih prijelaza samo su 4 već zapisana u bazama podataka, iako s odstupanjima i do 5 keV. Najvjerojatniji novi prijelazi su svakako, zbog svoje male širine i intenziteta od 17% i 15%, oni na energiji 340 keV i 1533 keV. Za vrhovima na energijama 939, 1149 i 1707 keV zbog skoro dvostruko veće širine trebaju proći još detaljniju analizu.

Shema energijskih nivoa te pripadni teorijski dobiveni nivoi su na slici 4.16. Vidimo izostanak prijelaza  $(\frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-) \rightarrow \frac{3}{2}^+$ . Ako to usporedimo s teorijom vidimo da se stanja  $\frac{5}{2}^+$  i  $\frac{7}{2}^+$  nalaze jako blizu, isto tako u eksperimentu vidimo dva moguća bliska nivoa na energijama 1083 i 1020 keV. Nivo na 1083 keV preuzeli smo iz baza podataka. Postoji prijelaz energije 61 keV koji odgovara prijelazu između ta dva nivoa. U ovom eksperimentu takav je prijelaz, zbog utjecaja apsorbera i svojstava detektora, nemoguće opaziti. Možemo zaključiti da postoji slijed kaskadnih raspada:

$$3335 \xrightarrow{1206(32\%)} 2189 \xrightarrow{1108(29\%)} 1083 \longrightarrow 1020 \xrightarrow{1019(60\%)} 0(\frac{3}{2}^+). \quad (4.6)$$

$E(\text{keV})$	$E_{bp}(\text{keV})$	$I$	FWHM	$J_i \rightarrow J_f$
340.3 (0.5)		0.17 (0.05)	6 (1)	
939 (2)		0.19 (0.1)	15 (6)	
1018.7 (0.7)	1020.04 (0.05)	0.6 (0.1)	12 (2)	$\left(\frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}^+\right) \rightarrow \frac{3}{2}^+$
1108.6 (0.7)	1106.82 (0.08)	0.29 (0.05)	7 (1)	$() \rightarrow \left(\frac{5}{2}^-, \frac{7}{2}^-\right)$
1148.9 (0.5)		1.00 (0.09)	14 (1)	
1205.6 (0.6)	1209.5 (0.4)	0.32 (0.06)	8 (1)	$() \rightarrow ()$
1533.2 (0.7)		0.14 (0.04)	6 (1)	
1634.9 (0.8)	1638.8 (0.2)	0.8 (0.2)	26 (7)	$() \rightarrow \frac{3}{2}^+$
1706.8 (0.7)		0.28 (0.08)	13 (2)	

Tablica 4.11: Rezultati mjerenja za jezgru  $^{45}\text{K}$ . Energije uočenih  $\gamma$ -prijelaza s pripadajućim pogreškama  $E$ ,  $\Delta E$  dane su u keV kao i vrijednosti iz baze podataka NNDC,  $E_{bp}$ . Izmjereni intenziteti s pogreškom  $I$ ,  $\Delta I$  normirani su na najjači  $\gamma$ -vrh (1149 keV) u spektru. FWHM označava eksperimentalnu širinu vrha na pola visine. Spinovi početnog  $J_i$  i konačnog stanja  $J_f$  preuzeti su iz NNDC baze podataka i znanstvenih članaka. Spinovi navedeni u zagradama nisu još potvrđeni. Veličine navedene u zagradama označavaju eksperimentalnu pogrešku.



Slika 4.16: Shema nivoa za  $^{45}\text{K}$  uz pripadne nivoe dobivene teorijskim računom modelom ljusaka.

Nukleonske konfiguracije, dobivene u modelu ljusaka, dane su u tablici 4.12. Najčišće stanje je osnovno stanje  $3/2^+$  te stanje  $7/2^+$ , dok su ostala stanja miješana. Stanje  $3/2_2^+$  ima dvije jednako vjerojatne konfiguracije, predviđajući da se jedan nespareni proton nalazi podjednako u  $s_{1/2}$  ili  $d_{3/2}$ . Očekujemo da će se u eksperimentu snažnije pobuđivati "čišća stanja", što odgovara stanjima višeg spina.

A	$J_\pi^i$	$E_i$ (keV)	komponenta valne funkcije	udio ( $\geq 10\%$ )
45	$3/2^+$	0	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	73
	$1/2^+$	345.46	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^6$ $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	57 15
	$5/2^+$	952.42	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	65
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5(p_{3/2})^1$	13
	$3/2_2^+$	1224.01	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	34
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	34
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5(p_{3/2})^1$	11
	$5/2_2^+$	1453.41	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	48
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	25
	$7/2^+$	1467.91	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	69
	$9/2^+$	2001.6	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	61
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	14
	$11/2^+$	2479.23	$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	59
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4 \otimes \nu(f_{7/2})^6$	15
			$\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5(p_{3/2})^1$	13

Tablica 4.12: Rezultati računa modela ljusaka za izotop  $^{45}\text{K}$ . Popisani su spinovi i pariteti energijskih nivoa koji se pobuđuju ( $J_\pi^i$ ), nukleonska konfiguracija te udio određene komponente valne funkcije. Nukleonske konfiguracije ostvarene su za protone ( $\pi$ ) u  $sd$  ljusci te za neutrone ( $\nu$ ) u  $fp$  ljusci.

## 5 Rasprava i zaključak

Ovaj rad posvećen je eksperimentalnom određivanju  $\gamma$ -prijelaza u lancu neutronske bogatih izotopa kalija masenog broja 41-46. Ove jezgre nastale su prijenosom nukleona u reakciji  $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$  na energiji u blizini kulonske barijere [1–3]. Reakcija je mjerena mjernim postavom PRISMA + CLARA. Izotopi kalija identificirani su magnetskim spektrometrom PRISMA [16], dok su elektromagnetski prijelazi detektirani složenim detektorom  $\gamma$  zračenja CLARA [19]. Ovakvom koincidentnom detekcijom, svakom identificiranom izotopu kalija jedinstveno su pridružene  $\gamma$  zrake.

U mjerenim spektrima  $\gamma$  zračenja, uočeni vrhovi izvrijednjeni su upotrebom Gaussovih krivulja. Ovaj postupak svakom uočenom vrhu pridružuje energiju, energijsku razlučivost i intenzitet. Ovi rezultati uspoređeni su s onima tabuliranim u bazi podataka NNDC [22]. Neutronske bogatije jezgre  $^{45}\text{K}$  i  $^{46}\text{K}$  znatno su manje istražene od izotopa koji su bliže dolini stabilnosti. Upravo zato u  $\gamma$  spektrima tih jezgara nalazimo najviše prijelaza koji nisu zapisani u bazama podataka. U tablici 5.1 navodimo niz novih  $\gamma$  zraka koje su pridružene izotopima kalija.

$A$	$E(\text{keV})$	
42	1339.9	(1)
44	360	(3)
	781.6	(0.9)
	828.9	(0.3)
45	340.3	(0.5)
	939	(2)
	1148.9	(0.5)
	1533.2	(0.7)
	1706.8	(0.7)
46	606	(1)
	742.2	(0.9)
	1021.4	(0.4)
	1036.7	(0.6)

Tablica 5.1: Popis novih prijelaza. Energije uočenih  $\gamma$ -prijelaza s pripadajućim pogreškama  $E$ ,  $\Delta E$  dane su u keV. Veličine navedene u zagradama označavaju eksperimentalnu pogrešku.

Kod jezgara  $^{41}\text{K}$  i  $^{43}\text{K}$  svi izmjereni prijelazi su već uočeni u prijašnjim mjerenjima. Proučavanje najsnažnije pobuđenih stanja u ovim jezgrama pomoglo nam je da bolje razumijemo koja će se stanja najsnažnije pobuđivati reakcijama prijenosa nukleona. Ta saznanja pomogla su nam da ponudimo najvjerojatnije spinove i paritete za nova, ili već poznata stanja.

U tom procesu vrlo je važna bila i usporedba s modelom ljusaka, gdje smo koristili rezultate koda NATHAN s protonskim valentnim prostorom *sd* ljuske, te neutronskim *pf* ljuske. Bolje slaganje između računa i mjerenja imamo za neparno-neparne jezgare, pogotovo u slučaju stanja na nižim energijama. Kod usporedbe teorije i najsnažnije pobuđenih stanja posebno je značajno bilo i proučavanje dominantnih konfiguracija, te se pokazalo da su tzv. "čista" stanja, ona koja imaju jednu dominantnu konfiguraciju, općenito snažnije pobuđena od "miješanih" stanja.



## 5.1 Neparno-neparne jezgre

Eksperimentalno proučavanje strukture neparno-neparnih jezgara je otežano zbog prisutnosti velikog broja stanja na niskim energijama pobuđenja na koja se raspoređuje ukupni udarni presjek. Veliki napredak u proučavanju ovih jezgara dolazi iz mjerenja u kojima je produkt reakcije detektiran u koincidenciji s  $\gamma$ -prijelazima, jer se tako određeni elektromagnetski prijelaz pridružuje točno određenom izotopu, kao što je to u slučaju našeg mjerenja. Najsnažnije pobuđena stanja u neparno-neparnim izotopima kalija su stanja na niskim energijama pobuđenja koja se u jednostavnoj fenomenološkoj slici ljusaka mogu razumjeti kao multiplet stanja izgrađenih na vezanju nesparenog protona u  $d_{3/2}$  i nesparenog neutrona u  $f_{7/2}$ , stanja  $2^-$ ,  $3^-$ ,  $4^-$  i  $5^-$ .

U  $^{42}\text{K}$ , najsnažniji opaženi prijelazi čine kaskadu  $5^- \rightarrow 4^- \rightarrow 3^- \rightarrow 2^-$ . Vrlo je slična situacija i u jezgri  $^{46}\text{K}$ , gdje su opaženi elektromagnetski prijelazi također pridruženi kaskadi:  $5^- \rightarrow (4^-) \rightarrow 3^- \rightarrow (2^-)$ . Jezgra  $^{44}\text{K}$ , kako je već bilo navedeno, vrlo je slabo eksperimentalno proučavana, te za niz stanja nisu identificirani spinovi i pariteti. Kako smo u našem mjerenju opazili kao snažnije prijelaze  $E_\gamma = 292, 138, 383$  keV koji tvore kaskadu  $811 \rightarrow 519 \rightarrow 383 \rightarrow 0$  keV, ta stanja najvjerojatnije možemo pridružiti, slično kao za jezgre  $^{42}\text{K}$  i  $^{46}\text{K}$ , kaskadi  $5^- \rightarrow 4^- \rightarrow 3^- \rightarrow 2^-$ . To se slaže i s predviđanjima računa modela ljusaka kodom NATHAN koji predviđa stanja  $5^-$ ,  $4^-$ ,  $3^-$  i  $2^-$  na energijama 785, 523, 339 i 0 keV, vrlo blisko eksperimentalnim rezultatima. Posebno treba naglasiti da model predviđa da su stanja  $5^-$  i  $4^-$  vrlo "čista", uz samo jednu dominantnu konfiguraciju  $\pi(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^5$  zastupljenu s udjelom od preko 75%.

Ostala stanja višeg spina  $^{44}\text{K}$ , također sa samo jednom konfiguracijom koja je zastupljena s udjelom od preko 75%, stanja  $6^-$  i  $7^-$ , predviđena su na energiji višoj od 2 MeV, što je iznad područja energija pobuđenja koje smo opazili.

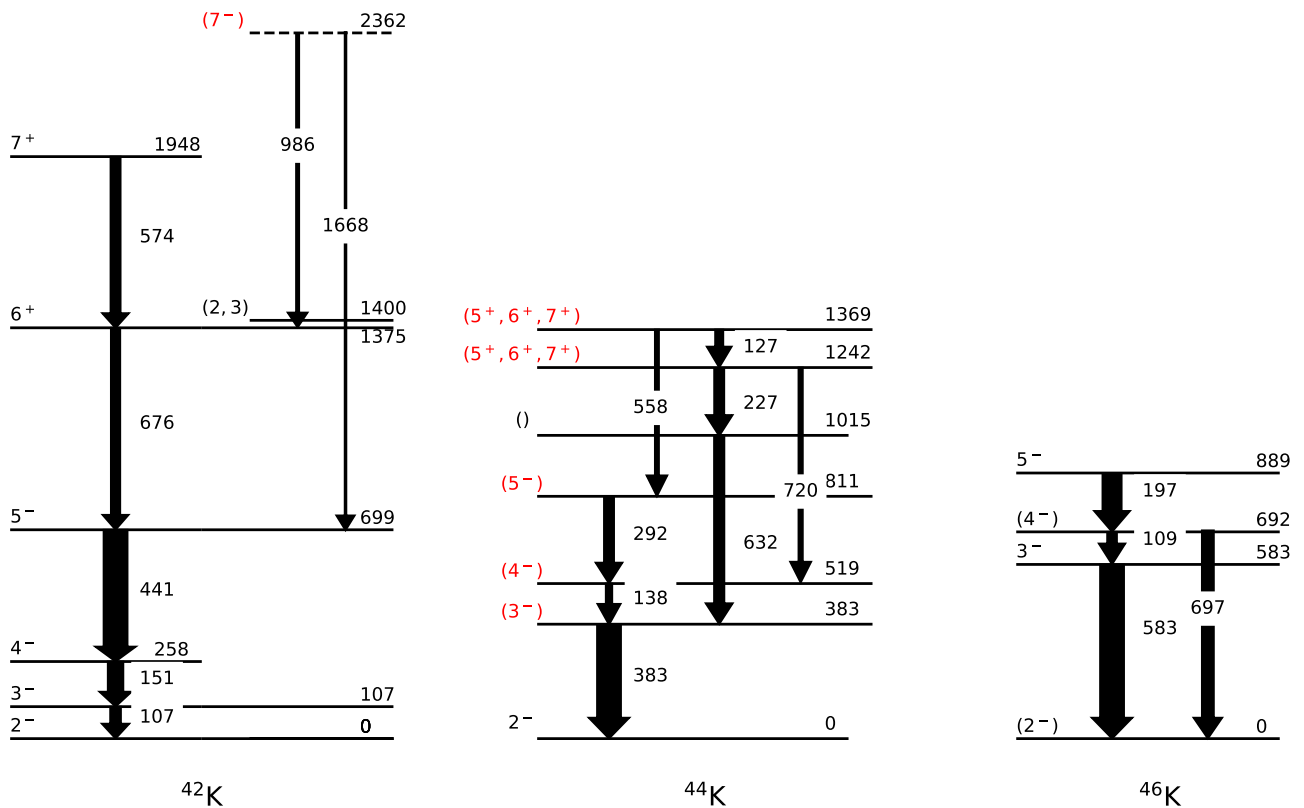
Posebno treba istaknuti  $E_\gamma = 986$  keV u  $^{42}\text{K}$ , koja deeksitira stanje na 2362 keV tabelirano kao  $(4^+ : 7^-)$ . Ovo stanje bilo je pobuđeno u reakcijama prijenosa nukleona,  $(t, {}^3\text{He})$  i  $(\alpha, d)$ . Uzevši u obzir da reakcije prijenosa nukleona snažno pobuđuju upravo "yrast" stanja, stanja najvišeg spina za danu energiju, možemo reći da je spin ovog stanja na 2362 keV najvjerojatnije  $7^-$ . Model ljusaka predviđa stanje  $7^-$  na 2475 keV, kao vrlo "čisto" stanje.

Slično kao što je opaženo u  $^{42}\text{K}$ , vjerojatno se neki od elektromagnetskih prijelaza u  $^{44}\text{K}$ , kao npr.  $E_\gamma = 127$  i  $227$  keV, mogu pridružiti deeksitaciji stanja spina pozitivnog

pariteta nastala promocijom protona iz  $d_{3/2}$  u  $f_{7/2}$ . U pojednostavljenoj slici vezanjem nesparenog protona i neutrona u  $f_{7/2}$  možemo dobiti stanje maksimalnog spina  $7^+$ . Kako reakcije prijenosa vrlo snažno pobuđuju upravo stanja najvišeg spina za danu energiju, očekujemo da se nekima stanjima višeg pobuđenja, kao npr. stanjima na energijama 1369 ili 1242 keV, mogu pridružiti spinovi  $7^+$ ,  $6^+$  ili  $5^+$ .

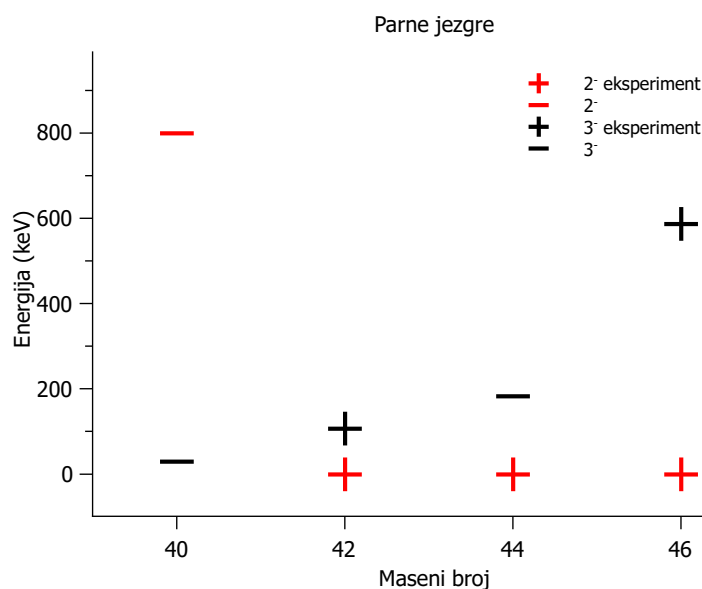
U razmatranju snažnog pobuđenja tzv. "čistih" stanja iznimka je snažno pobuđenje "miješanog" stanja  $3^-$  u jezgrama  $^{44}\text{K}$  (u skladu s našim dodjeljivanjem spina  $3^-$  stanju na 383 keV) i  $^{46}\text{K}$ . U oba slučaja ovo najniže ležeće stanje spina  $3^-$ , osim očekivane konfiguracije  $\pi(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^x$ , ima značajno zastupljene i konfiguracije s promocijom protona iz  $s_{1/2}$  u  $d_{3/2}$  te promocije neutrona iz  $f_{7/2}$  u  $p_{3/2}$ .

Na slici 5.1 nalaze se sheme nivoa za jezgre kalija parnog masenog broja s danim prijedlozima pariteta i spinova pobuđenih energijskih nivoa koji su označeni crvenom bojom. Radi preglednosti nismo prikazali sve prijelaze već samo one koji su bitni radi usporedbe. Ova slika sumira rezultate koje smo dobili za neparno-neparne jezgre kalija.



Slika 5.1: Prikaz shema nivoa za neparno-neparne jezgre kalija. Spinovi i pariteti nivoa koji su predloženi u ovom radu označeni su crvenom bojom.

Zanimljivo je kako se mijenja energija prvog pobuđenog stanja o masenom broju izotopa kalija, tj. što se događa s energijom prvog pobuđenog nivoa dodavanjem neutrona. Na slici 5.2 nalaze se energije  $2^-$  i  $3^-$  stanja u nizu neparno-neparnih jezgri kalija. Vidimo veliku razliku između nivoa u jezgrama masenog broja 40 i 46, što je i očekivano jer te jezgre imaju 19 protona te 21 i 27 neutrona, što je najbliže magičnim brojevima 20 i 28. Također primjećujemo da su nivoi nakon  $^{40}\text{K}$  zamijenili mjesta. Tako je osnovno stanje jezgre  $^{40}\text{K}$   $3^-$ , dok je kod ostalih neparno-neparnih izotopa  $2^-$ . Ovakav rezultat nije objašnjen u modelu ljusaka.



Slika 5.2: Prikaz ovisnosti masenog broja o energiji  $2^-$  i  $3^-$  stanja za jezgre parnog masenog broja tj. neparno-neparne izotope. Plusevima su prikazana eksperimentalna mjerenja, a minusima podaci iz NNDC baze podataka.

## 5.2 Neparno-parne jezgre

U ovom radu smo proučili strukturu tri neparno-parna izotopa kalija,  $^{41}\text{K}$ ,  $^{43}\text{K}$  i neutronski bogatog  $^{45}\text{K}$ . Jezgra  $^{41}\text{K}$  je zadnja stabilna jezgra kako idemo prema neutronski bogatoj strani karte nuklida, a zastupljena je u prirodi s oko 7%. Upravo je zato i jako dobro istražena. S druge strane jezgra  $^{45}\text{K}$  do sada je proučavana samo u nekoliko reakcija,  $\beta^-$  raspad  $^{45}\text{Ar}$ , te reakcijama prijenosa:  $(p, \alpha)$ ,  $(t, \alpha)$ , te  $(d, {}^3\text{He})$ .

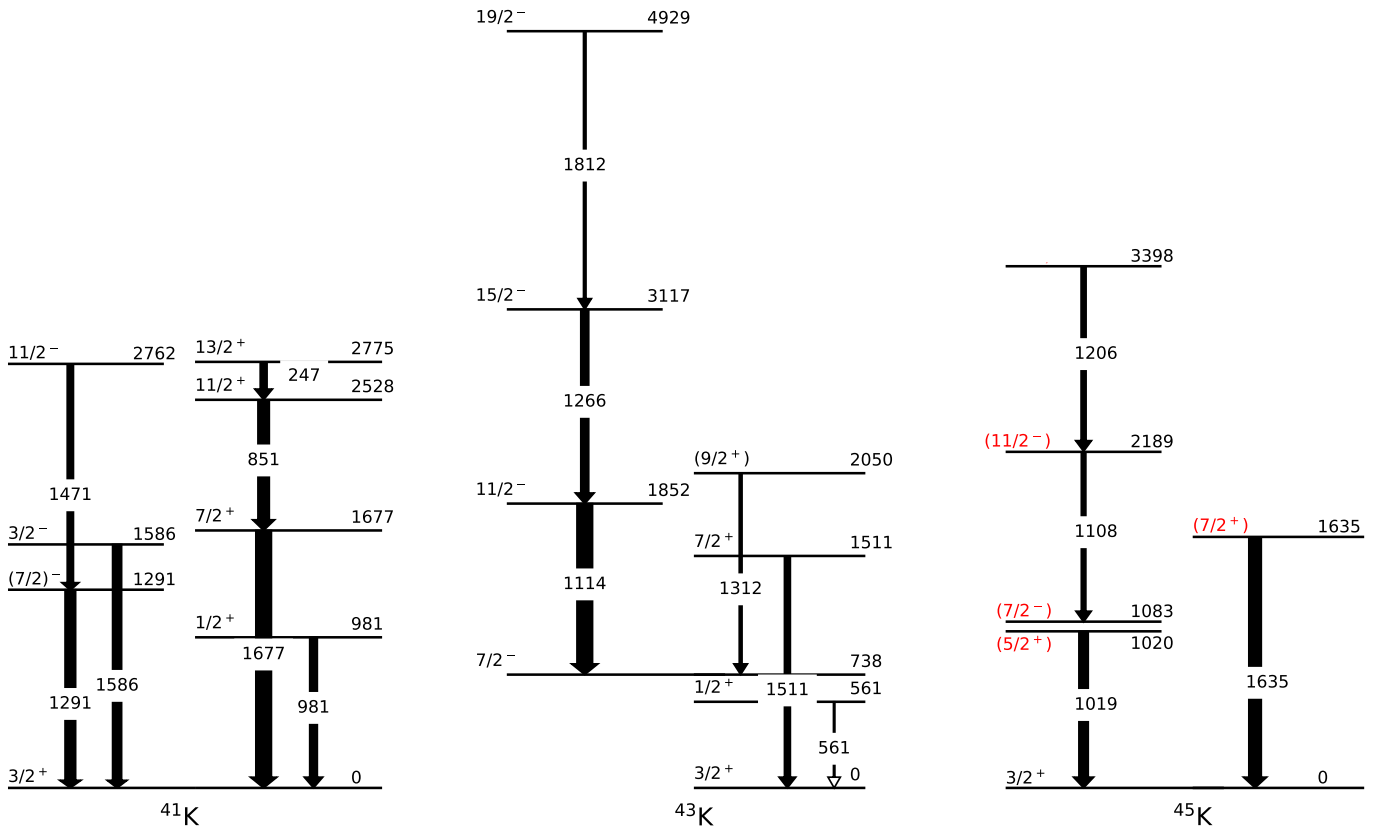
U jezgri  $^{41}\text{K}$ , opazili smo stanja do pobuđenja od oko 3 MeV, te stanja najvišeg spina od  $13/2^+$  i  $11/2^-$  za pozitivan i za negativan paritet. U ovom slučaju posebno se baš stanje  $13/2^+$  izdvaja kao jako "čisto" stanje, u kojem je u modelu ljusaka konfiguracija  $\pi(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^2$  zastupljena s više od 90%.

Ako promatramo udarni presjek (slika 4.2) u reakciji za kanale kalija, najintenzivniji kanal je  $^{43}\text{K}$ . U spektru te jezgre,  $^{43}\text{K}$ , pobudili smo stanja do energije oko 5 MeV, gdje su podjednako zastupljena i stanja pozitivnog i stanja negativnog pariteta. Upravo u ovoj jezgri vidljivo je pobuđenje stanja visokog spina, do  $(19/2^-)$  za stanja negativnog pariteta, te  $(9/2^+)$  za stanja pozitivnog pariteta. Posebno je zanimljiva opažena kaskada:  $(19/2^-) \rightarrow 15/2^- \rightarrow 11/2^- \rightarrow 7/2^-$ . Prijelaz iz stanja  $7/2^-$  na osnovno stanje nismo opazili, kako je već navedeno, zbog relativno dugog vremena poluživota tog stanja (200 ns). Ova stanja negativnog pariteta mogu se objasniti promocijom nukleona iz  $sd$  u  $fp$  ljusku. Od stanja pozitivnog pariteta opažena su stanja  $(9/2^+)$ ,  $7/2^+$ ,  $1/2^+$ , te  $3/2^+$ . Energije ovih stanja vrlo se dobro slažu s predviđanjima modelom ljusaka. Od tih stanja, posebno je stanje  $7/2^+$  vrlo "čisto", s očekivanom konfiguracijom  $\pi(d_{3/2})^3 \otimes \nu(f_{7/2})^4$  koja je zastupljena 78% (tablica 4.10).

U jezgri  $^{45}\text{K}$ , vrlo su snažne  $E_\gamma = 1635$  i  $1019$  keV. Uzimajući u obzir da je i u jezgri  $^{41}\text{K}$  i u jezgri  $^{43}\text{K}$ , ukupni udarni presjek raspoređen podjednako na stanja negativnog i na stanja pozitivnog pariteta, mogli bismo zaključiti da je stanje na 1635 keV, koje se deeksitira prijelazom  $E_\gamma = 1635$  na osnovno  $3/2^+$  stanje, stanje  $7/2^+$ . Upravo je to stanje bilo snažno pobuđeno i u  $^{41}\text{K}$  i u  $^{43}\text{K}$ . Račun ljusaka predviđa stanje  $7/2^+$  na energiji 1468 keV što je blizu izmjerenoj energiji. Druga snažna gama zraka, 1019 keV, pridružena je raspadu stanja  $(3/2, 5/2, 7/2^+)$  na 1020 keV, što je dosta blisko u energiji teorijskom stanju  $5/2^+$  na 952 keV. Također opažamo i prijelaz 1108 keV iz stanja na 2189 keV na stanje  $(5/2^-, 7/2^-)$  na 1083 keV. U skladu s opaženim prijelazima i njihovim intenzitetima u jezgrama  $^{41}\text{K}$  i  $^{43}\text{K}$ , ova bi se gama zraka mogla pridružiti prijelazu  $11/2^-$  na  $7/2^-$ . Na osnovu toga onda bi se stanju na 1083 keV

mogao pridružiti spin  $7/2^-$ , a stanju na 2189 keV spin  $11/2^-$ .

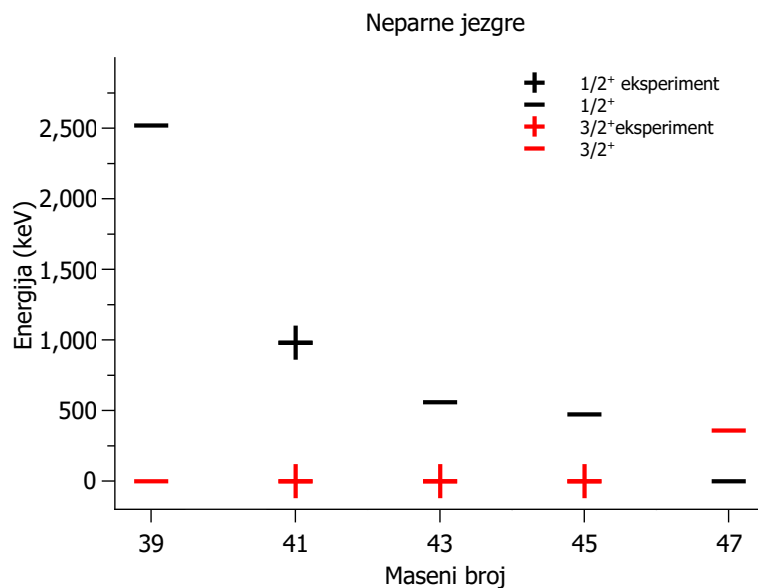
Već prikazane sheme nivoa za neparno-parne jezgre nadopunjene su sa spinovima i paritetima energijskih stanja koja smo predvidjeli u ovom radu (slika 5.3). Rezultati sumirani na ovaj način daju nam pregledniju sliku stanja koja su se pobudila u ovom mjerenju u neparno-parnim izotopima kalija.



Slika 5.3: Prikaz shema nivoa za neparno-parne jezgre kalija. Spinovi i pariteti nivoa koji su predloženi u ovom radu označeni su crvenom bojom.

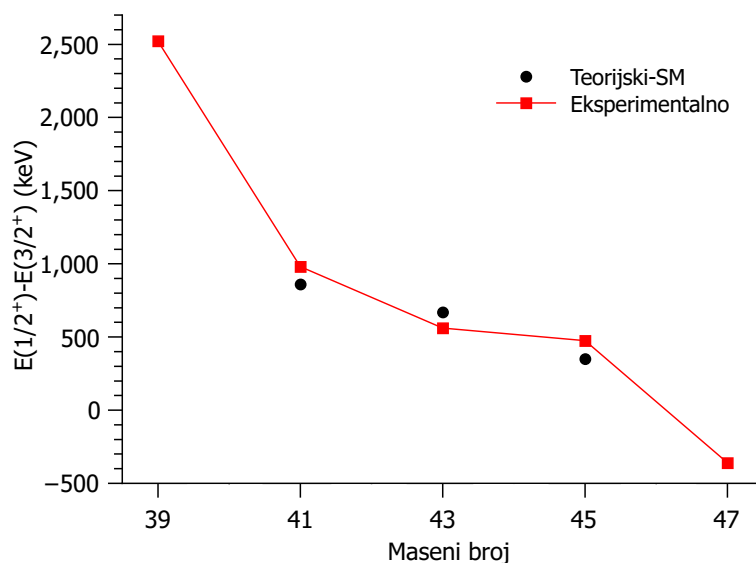
Kod neparno-parnih jezgara također uočavamo zamjenu osnovnog i prvog pobuđenog stanja. To možemo vidjeti na slici 5.4 na kojoj je prikaz ovisnosti masenog broja o energiji  $1/2^+$  i  $3/2^+$  stanja za jezgre neparnog masenog broja.

Ova situacija ilustrirana je i na slici 5.5, gdje je eksperimentalna razlika u energiji stanja  $1/2^+$  i  $3/2^+$  prikazana u ovisnosti o masenom broju izotopa kalija te su prikazane i pripadne teorijske vrijednosti. Kao što vidimo zamjena se događa u eksperimentalnim podacima za izotop  $^{47}\text{K}$  koji ima magični broj neutrona  $N = 28$ , te broj protona  $Z = 19$ , što je za samo jedan proton manje od magičnog broja 20. Budući da se radi o magičnoj jezgri, očekivali bismo veću razliku u energiji osnovnog i prvog



Slika 5.4: Prikaz ovisnosti masenog broja o energiji  $1/2^+$  i  $3/2^+$  stanja za jezgre neparanog masenog broja tj. neparno-parne izotope. Plusevima su prikazana eksperimentalna mjerenja, a minusima podaci iz NNDC baze podataka.

pobuđenog stanja. Kod izotopa  $^{41}\text{K}$ ,  $^{43}\text{K}$  i  $^{45}\text{K}$  vidimo jako dobro slaganje s teorijom.



Slika 5.5: Prikaz eksperimentalne razlike u energija stanja  $1/2^+$  i  $3/2^+$  u ovisnosti o masenom broju izotopa kalija i pripadnih teorijskih vrijednosti.

Ova situacija već je razmatrana u izotopima klora [23], koji su pobuđeni u istoj reakciji,  $^{40}\text{Ar}+^{208}\text{Pb}$  u kanalima  $-1p \pm xn$ . Tamo se zamjena događa u izotopu  $^{41}\text{Cl}$  ( $Z=17, N=24$ ). Isti model ljusaka uz korištenje koda NATHAN i valentnog prostora  $sd$  za protone i  $pf$  za neutrone predviđa za  $^{41}\text{Cl}$  da su stanja  $3/2^+$  i  $1/2^+$  skoro degenerirana, s razlikom u energiji od samo 10 keV, dok stvarnu inverziju predviđa za  $^{43}\text{Cl}$  ( $Z=17, N=26$ ).

Općenito, i za izotope Cl i K, može se očekivati da je orbitala  $s_{1/2}$  puna, a da je nespareni proton u  $d_{3/2}$ , što prirodno definira osnovno stanje  $3/2^+$ . Kako se povećava broj neutrona, razlika u energiji između osnovnog  $3/2^+$  i prvog pobuđenog stanja  $1/2^+$  se smanjuje. Gledajući valne funkcije primjećujemo da je u slučaju jezgre  $^{41}\text{K}$  zastupljenost očekivane protonske konfiguracije,  $\pi(5_{5/2})^6(s_{1/2})^2(d_{3/2})^3$ , 89% za  $3/2^+$  i 73% za stanje  $1/2^+$ . Uz ovu najzastupljeniju konfiguraciju, u slučaju stanja  $1/2^+$  javlja se i konfiguracija  $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4$ , s udjelom od 24%. U slučaju izotopa  $^{45}\text{K}$ , za stanje  $3/2^+$  očekivana konfiguracija je i dalje najdominantnija, ali s nešto manjim udjelom, 73%. U slučaju stanja  $1/2^+$ , najdominantnija konfiguracija, s udjelom od 57%, postaje konfiguracija  $\pi(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(d_{3/2})^4$ . Tako da do zamjene nivoa dolazi zbog jakog mješanja protonskih konfiguracija. Ova evolucija proučavana je i u teorijskom radu [11] koji koristi istu interakciju u računu modela ljusaka preko rasprave o očuvanju jednočestičnog karaktera niskoležećih stanja u izotopima K, Cl i S, kako se povećava broj neutrona.

Budući da je teško razdvojiti sve utjecaje samo iz mjerenja energija gama zraka, za bolje razumijevanje bilo bi potrebno napraviti i dodatna mjerenja, kao npr. mjerenja kutne raspodjele elektromagnetskih prijelaza kako bismo dobili više informacija o spinovima, te mjerenje jačina elektromagnetskih prijelaza.

## Literatura

- [1] Mijatović, Tea, et al. "Multinucleon transfer reactions in the Ar 40+ Pb 208 system." *Physical Review C* 94.6 (2016): 064616.
- [2] Szilner, Suzana, et al. "Interplay between single-particle and collective excitations in argon isotopes populated by transfer reactions." *Physical Review C* 84.1 (2011): 014325.
- [3] Mijatović, Tea, et al. "Study of the cross section determination with the PRISMA spectrometer: The 40 Ar+ 208 Pb case." *The European Physical Journal A* 52.4 (2016): 113.
- [4] Sorlin, O., and M-G. Porquet. "Nuclear magic numbers: New features far from stability." *Progress in Particle and Nuclear Physics* 61.2 (2008): 602-673.
- [5] Papuga, Jasna. Structure of potassium isotopes studied with collinear laser spectroscopy. Diss. Leuven U., 2015.
- [6] S.S.M. Wong, *Introductory Nuclear Physics*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2004.
- [7] Milin M., Friščić I., *Vježbe iz nuklearne fizike*, 2013.
- [8] Corradi, L., Giovanni Pollarolo, and Suzana Szilner. "Multinucleon transfer processes in heavy-ion reactions." *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 36.11 (2009): 113101.
- [9] Paar, N. Predavanja kolegija "Nuklearna fizika". Zagreb: PMF. <http://www.pmf.unizg.hr>
- [10] Caurier, E., et al. "The shell model as a unified view of nuclear structure." *Reviews of Modern Physics* 77.2 (2005): 427.
- [11] Nowacki, F., and A. Poves. "New effective interaction for  $0 \hbar\omega$  shell-model calculations in the sd-pf valence space." *Physical Review C* 79.1 (2009): 014310.
- [12] Caurier, Etienne, and Frederic Nowacki. "Present status of shell model techniques." *Acta Physica Polonica B* 30 (1999): 705.



- [13] Leo, W. R. Techniques for nuclear and particle physics experiments. 1st ed. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 1987.
- [14] PIAVE akcelerator. LNL-INFN. <http://www.lnl.infn.it/index.php/en/accelerators-3/piave>
- [15] ALPI akcelerator. LNL-INFN. <http://www.lnl.infn.it/index.php/en/accelerators-3/alpi>
- [16] Gadea A. et al, The CLARA-PRISMA setup installed at LNL: first results. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. Vol. 31, 10(2005), str. S1443–S1448.
- [17] Montagnoli, G., et al. "The large-area micro-channel plate entrance detector of the heavy-ion magnetic spectrometer PRISMA." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 547.2-3 (2005): 455-463.
- [18] Beghini, S., et al. "The focal plane detector of the magnetic spectrometer PRISMA." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 551.2-3 (2005): 364-374.
- [19] Clover konfiguracija. LNL INFN.[http://www.lnl.infn.it/~prisma/clara\\_technical/node3.html](http://www.lnl.infn.it/~prisma/clara_technical/node3.html)
- [20] Nichols, Alan L. "IAEA Co-ordinated Research Project: update of X-ray and  $\gamma$ -ray decay data standards for detector calibration and other applications." Applied radiation and isotopes 60.2-4 (2004): 247-256.
- [21] Deša Jelavić Malenica (2013) Seminar iz Teorije strukture atomske jezgre 1: Kompletni račun modela ljusaka za  $^{36}\text{S}$ . Institut Ruder Bošković, ZEF, LNF.
- [22] NNDC. Karta nuklida. Brookhaven National Laboratories. <http://www.nndc.bnl.gov/>
- $^{41}\text{K}$ : C.D. Nesaraja, E.A. Mccutchan, Nuclear Data Sheets 133, 1 (2016).
- $^{42}\text{K}$ : Jun Chen and Balraj Singh Citation: Nucl. Data Sheets 135, 1 (2016).
- $^{43}\text{K}$ ; Balraj Singh and Jun Chen, Nucl. Data Sheets 126, 1 (2015).
- $^{44}\text{K}$ ; Jun Chen, Balraj Singh and John A. Cameron, Nucl. Data Sheets 112, 2357

(2011).

<sup>45</sup>K; T. W. Burrows, Nucl. Data Sheets 109, 171 (2008).

<sup>46</sup>K; S.-C. Wu, Nucl. Data Sheets 91, 1 (2000).

- [23] Szilner, Suzana, et al. "Structure of chlorine isotopes populated by heavy ion transfer reactions." Physical Review C 87.5 (2013): 054322.
- [24] Mijatovic, T. (2015). Study of heavy-ion reactions with large solid angle magnetic spectrometers (Doctoral dissertation, FACULTY OF SCIENCE, University of Zagreb).