



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



# Metode merenja nuklearnih magnetnih dipolnih i električnih kvadrupolnih momenata

-master rad-

Mentor :  
Prof. dr Miroslav Vesković

Kandidat :  
Ivan Budinčević

Novi Sad, 2011.

# SADRŽAJ

1	UVOD .....	4
2	ISOLDE POSTROJENJE U CERN-u .....	5
2.1	PS-Booster i ISOLDE separatori.....	7
2.2	Mete i jonski izvori .....	8
2.2.1	Površinski jonski izvori.....	9
2.2.2	Plazma jonski izvori.....	9
2.2.3	Laserski jonski izvori (RILIS) .....	10
2.3	Glavne eksperimentalne instalacije u ISOLDE postrojenju.....	11
3	OSNOVNE KARAKTERISTIKE NUKLEARNOG MODELJA LJUSKE I NUKLEARNIH MOMENATA .....	15
3.1	Nuklearni model lјuske .....	15
3.1.1	Empirijski model lјuski.....	18
3.2	Nuklearni momenti.....	19
3.2.1	Nuklearni magnetni dipolni moment .....	19
3.2.2	Nuklearni električni kvadrupolni moment.....	22
4	OSNOVNI PRINCIPI MERENJA STATIČNIH NUKLEARNIH MOMENATA .....	25
4.1	Hiperfina struktura atoma.....	25
4.1.1	Optički izotopski pomak .....	25
4.1.2	Hiperfina struktura .....	26
4.2	Spoljno dovedena elektromagnetna polja .....	27
4.2.1	Magnetna dipolna interakcija.....	27
4.2.2	Električna kvadrupolna interakcija .....	28
4.2.3	Kombinovane statične interakcije .....	30
4.3	Spinska orijentacija radioaktivnih snopova i egzotičnih jezgara .....	31
4.3.1	Poravnanje (alignment) A nuklearnih spinova.....	32
4.3.2	Polarizacija <i>P</i> nuklearnih spinova.....	33
5	METODI PROIZVODNJE EGZOTIČNIH RADIOAKTIVNIH JEZGARA I METODI ORIJENTISANJA PROIZVEDENIH JEZGARA .....	34
5.1	Metodi proizvodnje egzotičnih radioaktivnih jezgara.....	34
5.1.1	In-beam metodi proizvodnje za istraživanja nuklearnih momenata .....	34
5.1.2	ISOL tehnike proizvodnje radioaktivnih snopova .....	35
5.1.3	IF metode proizvodnje snopova radioaktivnih jezgara .....	36

5.2	Metodi orijentisanja proizvedenih jezgara i primena na radioaktivne nuklearne snopove.	38
6	METODE MERENJA MOMENATA RADIOAKTIVNIH JEZGARA	41
6.1	Osnovni principi kolinearne laserske spektroskopije	41
6.1.1	Detekcija fluorescencije	43
6.1.2	Ne-optička detekcija	44
6.1.3	Rezonantna ionizaciona spektroskopija i jonski laserski izvor	44
6.2	Metode merenja momenata osnovnih stanja egzotičnih jezgara dobijenih iz reakcija projektilske fragmentacije	46
6.2.1	Ugaona raspodela zračenja iz orijentisanih jezgara	46
6.2.2	$\beta$ – NMR merenja spinski polarizovanih fragmentnih snopova	46
6.2.3	Merenja $\beta$ – nuklearne kvadrupolne rezonance spinski polarizovanih fragmentnih snopova	48
6.2.4	$\beta$ – LMR metoda	49
6.3	Vremenski diferencijalna perturbirana angularna distribucija (TDPAD) $\gamma$ – raspadajućih izomera	50
6.3.1	TDPAD sa magnetnom interakcijom	50
6.3.2	TDPAD sa kvadrupolnom interakcijom	51
7	PREGLED RELEVANTNIH RADOVA KOJI DEMONSTRIRAJU PRIMENU METODA MERENJA NUKLEARNIH MOMENATA	52
7.1	Eksperimentalno određivanje $I^\pi = 2^-$ osnovnog stanja za $^{72,74}\text{Cu}$ [41]	52
7.2	Nuklearni spinovi i magnetni momenti $^{71,73,75}\text{Cu}$ : Inverzija $\pi 2p\frac{3}{2}$ i $\pi 1f\frac{5}{2}$ nivoa u $^{75}\text{Cu}$ [42]	55
7.3	Nuklearni spinovi, magnetni momenti i kvadrupolni momenti Cu izotopa od $N = 28$ do $N = 46$ ; ispitivanje efekata polarizacije jezgra [44]	59
7.4	Nuklearni spinovi i momenti Ga izotopa otkrivaju nagle strukturne promene između $N = 40$ i $N = 50$ [45]	66
7.5	Merenja spina i magnetnog momenta $^{31}\text{Mg}$ : dokazi za jako deformisano „uljezno“ osnovno stanje [47]	70
7.6	Spinovi osnovnih nuklearnih stanja i magnetni momenti $^{27}\text{Mg}$ , $^{29}\text{Mg}$ i $^{31}\text{Mg}$ [50]	74
8	ZAKLJUČAK	82

# 1 UVOD

Određivanjem osnovnih karakterika atomskih jezgara kao što su njihova masa, vreme života (za nestabilna jezgra), šeme raspada i energetskih nivoa, spinovi i nuklearni momenti, moguće je dobiti direktnе ili indirektne informacije o strukturi jezgara i o samoj jakoj nuklearnoj sili kojom interaguju protoni i neutroni. Poređenje eksperimentalno dobijenih osobina egzotičnih jezgara sa proračunima vršenim za više različitih nuklearnih modela omogućava testiranje moći predviđanja ovih modela prilikom približavanja ekstremima, ili može da ukaže na razne mogućnosti poboljšavanja nuklearnih modela i njihovih parametara.

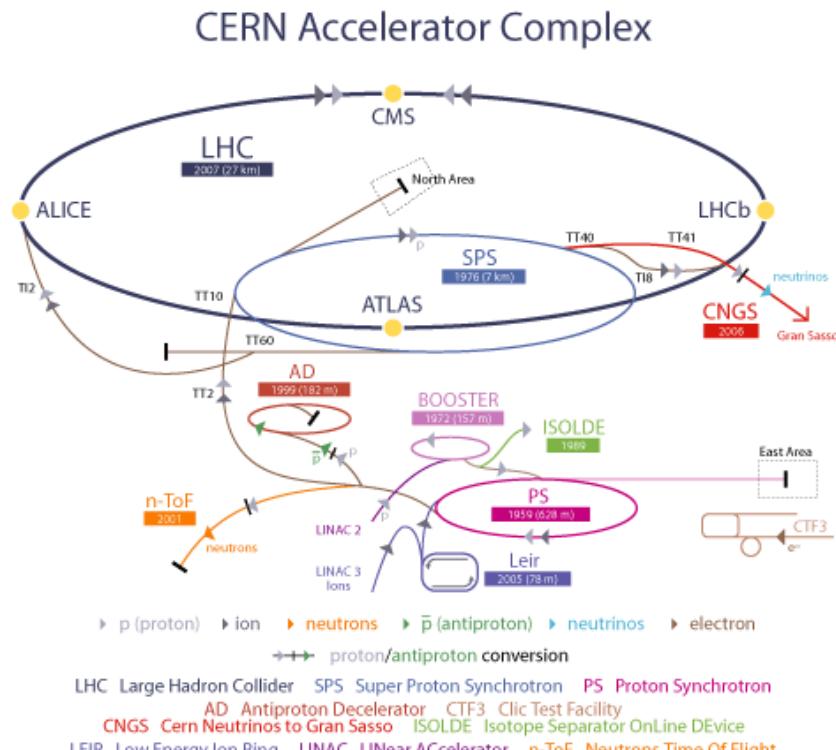
Statični nuklearni momenti su ključni elementi za dobijanje jasnijeg shvatanja jednočestične strukture ili kolektivne prirode nuklearnih stanja. Nuklearni magnetni moment je osetljiv na jednočestičnu prirodu valentnih nukleona, dok je nuklearni kvadrupolni moment osetljiv na deformacije. Eksperimenti su uglavnom vršeni nad jezgrima bliskim oblasti stabilnosti i nad jezgrima sa manjkom neutrona, zato što su ta jezgra uglavnom proizvođena u reakcijama fuzionog isparavanja ili spalacije. Posle 1990-ih, došlo je do daljeg napretka ovih tehnika zbog povećane mogućnosti proizvođenja egzotičnih jezgara. Na osnovu ovih merenja, fascinantna otkrića su dobijena za jezgra daleko od linije stabilnosti, kao što je „halo“ struktura kod jezgara sa asimetričnim odnosima protona i neutrona ili kao što je nastanak i iščezavanje magičnih brojeva određenih jezgara.

U prvom delu ovog rada, biće dat kratak opis postrojenja ISOLDE u CERN-u, koje predstavlja jedno od najvažnijih postrojenja u svetu u kome se vrše merenja nuklearnih momenata. Zatim će biti predstavljene osnovne karakteristike modela ljudski i biće definisani nuklearni magnetni i kvadrupolni momenti. U trećem delu rada, biće predstavljeni osnovni principi merenja nuklearnih momenata: hiperfina struktura, interakcija atomskih polja sa spoljašnjim elektromagnetskim poljima i spinska orientacija radioaktivnih snopova i egzotičnih jezgara. U četvrtom delu će biti predstavljene osnovne metode proizvodnje snopova radioaktivnih izotopa koji su neophodni za vršenje merenja nuklearnih momenata. U petom delu će biti opisane neke od najvažnijih metoda merenja nuklearnih momenata kao što je kolinearna laserska spektroskopija i  $\beta$  – NMR. Poseban deo ovog rada posvećen je pregledu eksperimentalnih rezultata relevantnih radova iz ove oblasti.

Osnovni cilj ovog rada je upoznavanje sa ključnim idejama metoda merenja nuklearnih magnetnih i kvadrupolnih momenata, razmatranjem osnovnih principa na kojima se zasnivaju ove metode i diskutovanjem rezulata njihove eksperimentalne primene.

## 2 ISOLDE POSTROJENJE U CERN-u

On-line izotopski maseni separator ISOLDE (Isotope Separator On-Line Device) je postrojenje koje je namenjeno proizvodnji velikog broja snopova radioaktivnih jona koji se koriste u raznim eksperimentima iz polja nuklearne i atomske fizike, fizike čvrstog stanja, tehnologije materijala i drugih prirodnih nauka. Samo postrojenje se nalazi u sklopu Proton-Synchrotron Booster-a (PSB) Evropske organizacije za nuklearna istraživanja, CERN. Ovim postrojenjem upravlja ISOLDE Kolaboracija, čiji su trenutni članovi: Belgija, CERN, Danska, Finska, Francuska, Nemačka, Italija, Španija, Švedska i Velika Britanija.



Slika 1. Šematski prikaz CERN-ovog akceleratorskog kompleksa.

Ideja za ISOLDE je prvobitno realizovana u 600 MeV Proton Synchro-Cyclotron-u 1964. godine. Nekoliko nadogradnji je vršeno na ISOLDE postrojenju pre nego što je konačno premešten u PSB kompleks 1992. godine. Preko postojećih postrojenja, ISOLDE trenutno pruža veliku raznovrsnost radioaktivnih izotopa, a instalacija post-akceleratora u ISOLDE hali (REX-ISOLDE) je omogućila nova polja istraživanja pomoću snopova radioaktivnih jona visokih energija. U tom pogledu ovo postrojenje je komplementarno drugim evropskim akceleratorima radioaktivnih jona kao što su SPIRAL (GANIL, Francuska) i GSI (Darmstadt, Nemačka), a osim toga u stanju je da obezbedi širok opseg jako ubrzanih jona u poređenju sa HRIBF (Oak Ridge, SAD) i ISAC (Vancouver, Kanada). [1]

U ISOLDE postrojenju, radioaktivni nuklidi se proizvode preko spalacije, fisije ili reakcijama fragmentacije na gustoj meti koja se bombarduje snopom protona koji stižu iz PSB-a pri energijama od 1.4 GeV i sa intenzitetom do 2mA. Meta i izvor jona se mogu smatrati brzim fizičko-hemijskim sredstvima. Nestabilni produksi nuklearnih reakcija se oslobađaju iz mete, koja se nalazi na visokoj temperaturi, u jonski izvor preko hemijski selektivnih procesa nakon čega se joni ekstrahuju kao radioaktivni jonski snop, koji u mnogim slučajevima dostiže najveće intenzitete koji su trenutno dostupni u svetu. Laserska ionizacija određenih hemijskih elemenata omogućava dalju selekciju i u pojedinim slučajevima može da obezbedi snop koji je pripremljen u odgovarajućem izomernom stanju. Ovo jedinstveno sredstvo za proizvodnju jona je povezano sa jakim masenim separatorima iz kojih se izdvajaju radioaktivni snopovi velikog intenziteta koji često imaju visoku izotopsku i izobarsku čistoću. Više od 600 izotopa sa periodima poluraspada i do nekoliko milisekundi od skoro 70 elemenata ( $Z=2$  do 88), je proizvedeno na intenzitetima i do  $10^{11}$  atoma po mA protonskog snopa.

ISOLDE ima dva on-line izotopska separatora sa nezavisnim sistemima meta. Pod metom ovde podrazumevamo jonske izvore koji proizvode snopove radioaktivnih jona sa masenom separacijom od 60 keV. Separator opšte namene (General Purpose Separator) ima jedan savijajući magnet i elektrostatičku razvodnu stanicu pomoću koje je moguće simultano ekstrahovati tri snopa na kojima se vrši masena separacija. Separator visoke rezolucije se sastoji iz dva savijajuća magneta koji sadrže razrađen optičko-jonski sistem za korekcije višeg reda. Njegov stepen masene rezolucije je veći od 5000. Osim toga, takozvani „off-line“ maseni separator je dostupan za testove i kalibracije bez prisustva snopa. Oba separatora su povezana sa zajedničkim sistemom snopova i oni snabdevaju glavne eksperimentalne instalacije za nuklearnu spektroskopiju i orientaciju jezgara, lasersku spektroskopiju, masena merenja i istraživanja čvrstog stanja.

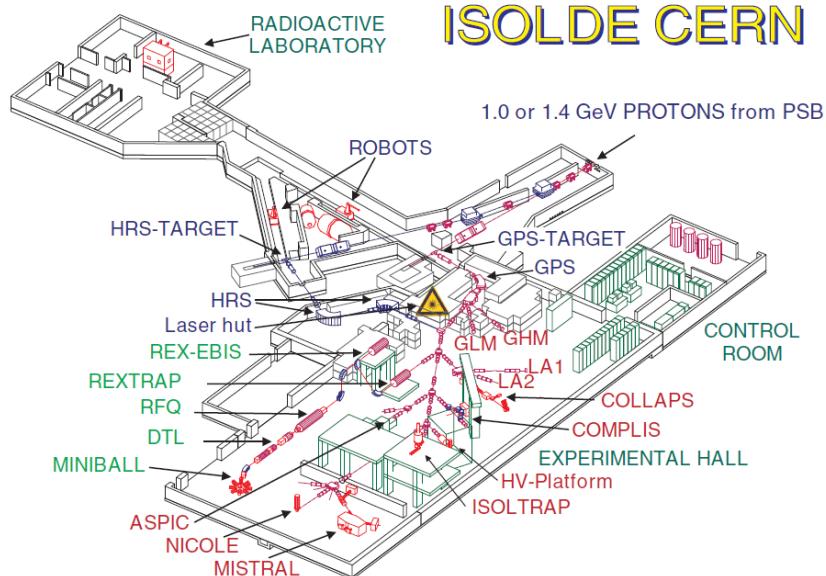
Velika raznovrsnost dostupnih vrsta jezgara omogućava sistematsko istraživanje atomskih i nuklearnih osobina jezgara koja se nalaze daleko od  $\beta$  – stabilnosti (jezgara koja nisu stabilna u odnosu na  $\beta$  – raspad). Pored toga, istraživanja se vrše u sličnim poljima kao što su astrofizika i fizika slabih interakcija, fizika čvrstog stanja i biohemija.

Instalacija novog post-akceleratora REX-ISOLDE je otvorila mogućnost istraživanja novih oblasti sa snopovima radioaktivnih jona viših energija, konkretno za oblast lako-srednjih masa jezgara za istraživanje nuklearnih reakcija pri energijama do 3.1 MeV/u. REX je u operativnom stanju i već je kroz njega prošlo nekoliko vrsta radioaktivnih jona, na primer  $10^3$  jona  $^{29}\text{Na}$ ; on je u stanju da ubrza jone atomskih masa od 140 i više sa efikasnošću od nekoliko procenata prinosa jonskog izvora. REX je od 2007-09 nadograđen da može da pruži maksimalnu energiju od 5.5 MeV/u, čime dostiže prag Kulonove barijere za širok opseg jezgara.

ISOLDE je samo jedna od eksperimentalnih infrastruktura unutar CERN kompleksa. Među eksperimentima sa nepokretnom metom su anti-proton eksperimenti; istraživanja hadronske strukture sa snopovima miona i hadrona; program relativističkih teških jona i ostali. Glavna aktivnost CERN-a je svakako LHC program sudarajućih snopova. ISOLDE uključuje multidisciplinare aktivnosti ali korisnici dalje profitiraju od slobodne naučne i tehnološke razmene sa ostatkom CERN-a. Primeri su: razvoj akceleratora (postoji jaka veza između zahteva eksperimenata sa snopovima radioaktivnih jona i predloga za pravljenje budućih jakih neutrinskih izvora), silikonski detektori i procesiranje podataka i simulacije za snop-detektorske interakcije. [1]

## 2.1 PS-Booster i ISOLDE separatori

PS-Booster (PS Pojačavač) snabdeva isolde sa protonima, a sastoji se iz četiri mala sinhrotrona koja predubrzavaju protone dovedene iz jednog Linac-a do 1 GeV pre nego što ih ubrizga u CERN-ov Proton Synchrotron (PS). PS zatim snabdeva česticama ostale CERN-ove eksperimente fizike visokih energija. PSB daje jedan puls od  $3.2 \times 10^{13}$  protona svake 1.2 sekunde. Do polovine pulseva od 12 minuta dugog super ciklusa pulseva koji je usmeren ka PS-u se koristi za bombardovanje ISOLDE mete. Ovo daje ekvivalent od oko  $2\mu\text{A}$  dc snopa. Premeštanje ISOLDE iz 600 MeV dc protonskog snopa u CERN SC-u do nove infrastrukture, sa kratkim impulsom protona visoke gustine sa niskom frekvencijom povećalo je vreme oslobađanja proizvedene radioaktivnosti iz mete. Ovo je prvenstveno povećalo proizvodnju kratkoživećih jezgara i zbog ovoga su snopovi više grupisani. Osim toga, ovo mogućava eksperimente „bez fona“ među snopovima pošto neutroni, koji su glavni izvori pozadinskog zračenja, nestanu u prvih 100 ms nakon pulsa. Tehnika bombardovanja mete koja je razvijena u SC ISOLDE u većini slučajeva može da se direktno primeni na novi snop. Kao što se vidi na Slici 2. protoni iz PSB-a se dovode do ISOLDE zona sa metama preko podzemne transferne linije, koja snabdeva dva različita izotopska separatora, jedan je smešten direktno ispred linije snopa a drugi je iza krivine od 400 mrad. Savijajući magneti su laminirani sa mogućnošću korišćenja oba ISOLDE separatora paralelno uz deljenje vremena rada. Dva separatora su nameštena tako da snop iz bilo kog od njih može da se dovede u zajednički sistem distribucije sa kojim su skoro svi eksperimenti u ovoj  $700 \text{ m}^2$  velikoj eksperimentalnoj hali povezani. [1]



Slika 2. Skica ISOLDE eksperimentalnog postrojenja. [2]

Što se tiče prostorija u kojima su smeštene ISOLDE mete, kod njih je uvek bilo neophodno posvetiti posebnu pažnju bezbednosti. Ne samo da su ovde bili i mogu biti visoki nivoi radioaktivnosti, već uvek postoji mogućnost lokalnog probroja velikih količina radioaktivnosti iz sistema meta. Iz ovih razloga je velika pažnja posvećena bezbednosti novog dizajna. Najvažniji napredak je činjenica da je glavna prostorija eksperimenta, kojoj fizičari imaju pristup, kompletno odvojena od dela u kome se radi sa radioaktivnim materijalima, do koga je pristup omogućen preko specijalnog ulaza. [1]

Od dva separatora koji se koriste u ISOLDE, Separator opšte namene (GPS-General Purpose Separator) je prvi put pušten u pogon 1992. On je dizajniran da omogući da se odaberu tri različita snopa sa određenim opsegom masa i da se dovedu istovremeno u eksperimentalnu halu preko tri različitih linija snopa (linije centralne mase, niske mase i visoke mase). Drugi separator je specijalno konstruisan kao Separator visoke rezolucije (HRS-High Resolution Separator) i može samo po jedan snop određenog opsega masa da dovede u eksperimentalnu halu.

Da bi se najefikasnije iskoristio prostor u eksperimentalnoj hali, centralna linija snopa je konstruisana koja omogućuje korišćenje jona iz bilo kog od ova dva separatora. Snopovi se spajaju elektrostatičkim deflektorima cilindričnog oblika, koji su kombinovani sa kondenzatorom sa paralelnim pločama koji konačno usmerava snop u centralnu liniju snopa. Ovaj sistem distribucije snopova se takođe vidi na Slici 2.

Jedan veliki problem sa impulsnim snopom je povećana opasnost od naponskog probaja akceleratora zbog intenzivne jonizacije vazduha, ispred i iza ISOLDE mete i u okolnom vazduhu zbog čestica visokih energija. Struja snopa nekad dostiže vrednosti i od 2 A. Ako se separator, meta i izvor jona drže na konstantnom visokom naponu, kao što se uglavnom i radi, bilo koji normalni izvor napajanja može da se pokvari tokom udara snopa u metu. Izvor napajanja koji pulsira je zbog toga napravljen da spusti napajanje od 60kV do nule 35 $\mu$ s pre udara snopa. Napajanje se zatim vraća na svoju normalnu vrednost nakon  $\sim 6\text{ms}$ . [1]

## 2.2 Mete i jonski izvori

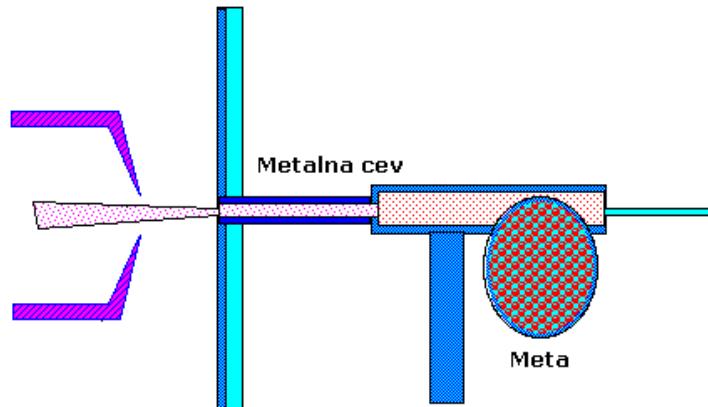
Najvažniji delovi on-line izotopskog separatora su njegova meta i jonski izvor. Meta bi trebala da omogući brzo oslobađanje velikih količina proizведенih radioaktivnih jezgara željenog materijala. Kombinacija sa jonskim izvorom bi trebala da proizvede jonski snop koji bi trebao da sadrži samo izotope jednog hemijskog elementa. Razvoj ove eksperimentalne tehnike podrazumeva specifično polje radiohemije, koja sadrži i metalurgiju, hemiju visokih temperatura i fiziku površina. ISOLDE grupa je razvila mnoge napredne kombinacije jona i izvora, koje su omogućile korisnicima ovog postrojenja da proučavaju radioizotope od preko 60 različitih elemenata.

Neke od mete koje se koriste u ISOLDE se sastoje iz tečnih metala koji se održavaju na temperaturama od 700 °C do 1400 °C. Takve mete karakteriše relativno dugo vreme oslobađanja proizведенih izotopa i tipična vremenska konstanta za ovo oslobađanje je oko 30 sekundi. Brža vremena oslobađanja, reda sekunde ili manje, mogu da se dobiju ako se materijal mete u obliku refraktorskog metalnog praha, metala ili karbida koristi na temperaturama preko 2000 °C. Primećeno je očekivano skraćivanje vremena oslobađanja usled efekta „udarnog talasa“ impulsnog protonskog snopa. Vremenske konstante reda desetina sekunde mogu da se dostignu za najbrže mete. Trenutno postoje tri tipa jonskih izvora koji se koriste u ISOLDE:

- Površinski jonski izvori
- Plazma jonski izvori
- Laserski jonski izvori (RILIS)

### 2.2.1 Površinski jonski izvori

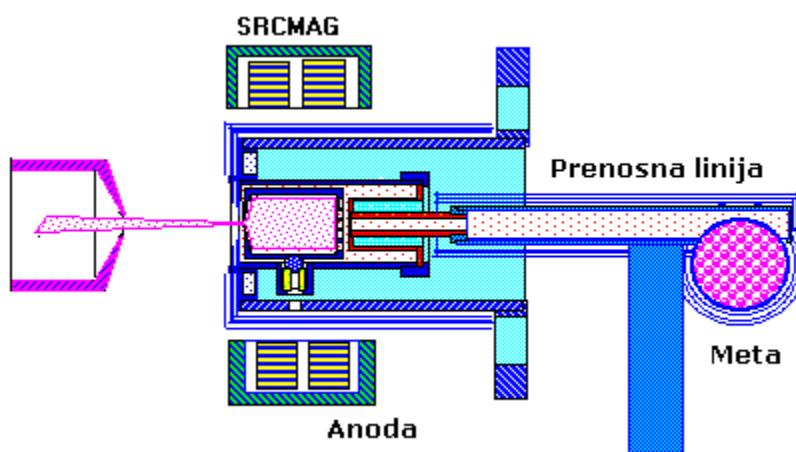
Površinski jonski izvor predstavlja najjednostavniji način ionizovanja atoma proizvedenih u meti. Jonizator se sastoji samo iz metalne cevi, na primer od tantala ili wolframa, koji ima veću vrednost izlaznog rada od atoma koji treba da se ionizuje. U zavisnosti od materijala od kog je napravljena, metalna cev se može grejati i do  $2400^{\circ}\text{C}$ . Površinski jonski izvori se koriste sa najviše različitih materijala mete. [1]



Slika 3. Šematski prikaz ISOLDE jonskog izvora. [1]

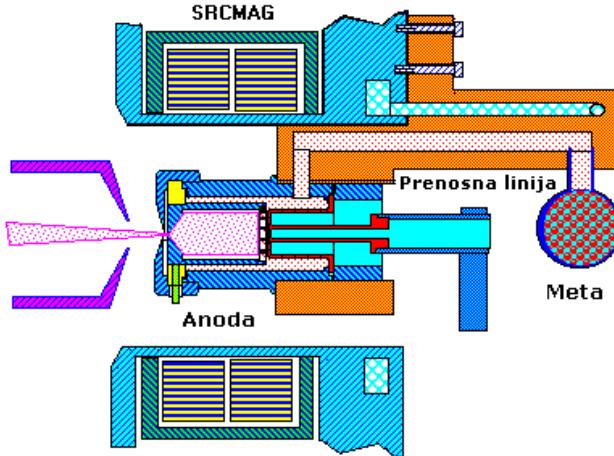
### 2.2.2 Plazma jonski izvori

Ovi izvori se koriste za ionizovanje elemenata koji ne mogu da se površinski ionizuju. Plazma se proizvodi u mešavini gasa (tipično Ar i Xe) koja se ionizuje elektronima koji se ubrzavaju između transferne linije elektrode za ekstrakciju dovodeći napon od 130 V na anodu. Radi optimizacije ovog procesa koristi se dodatno magnetno polje (SRCMAG). Ovakvi izvori su takođe korišćeni sa raznovrsnim materijalima mete.



Slika 4. Plazma jonski izvor sa toplo prenosnom linijom. [1]

Za proizvodnju izotopa plemenitih gasova, eksperimentalna postavka je izmenjena tako da se prenosna linija između mete i plazme hlađi kontinualnim protokom vode da bi se suzbio transport stabilnijih elemenata tako da se preko ovog mehanizma smanji kontaminacija izobarima u ISOLDE snopu jona. [1]

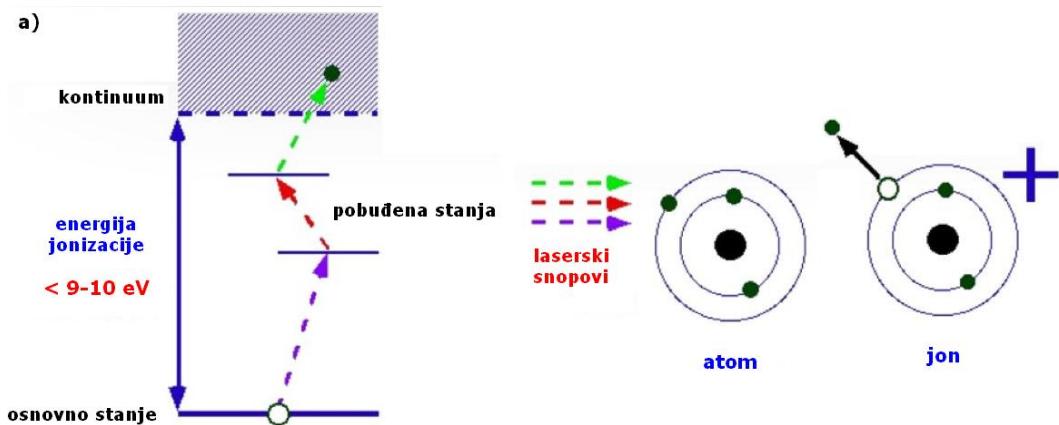


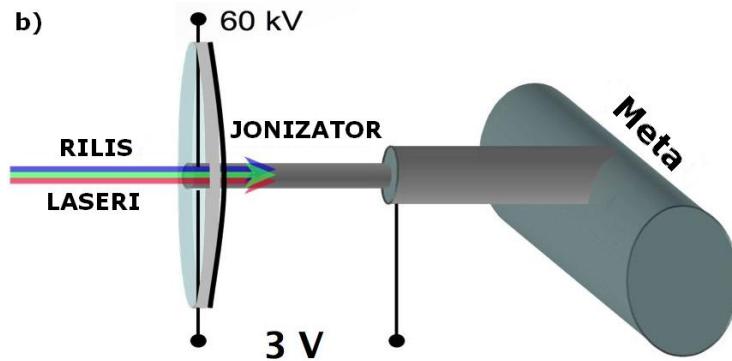
Slika 5. Plazma jonski izvor sa hlađenom prenosnom linijom. [1]

### 2.2.3 Laserski jonski izvori (RILIS)

Dok jonski snop prolazi kroz magnetni separator mase dešava se izotopska separacija jonskih reakcionih produkata. Zbog velikog broja proizvedenih izobara, sam ovaj proces izotopske separacije nije dovoljan za mnoge aplikacije jonskog snopa. Neophodno je za mnoge korisnike ISOLDE-a da jonski snop ima visoki stepen hemijske čistoće, zbog čega je neophodna i separacija jezgara koja se razlikuju po svom broju protona  $Z$ .

RILIS može da vrši takvu separaciju tehnikom atomske fizike: postepena rezonantna fotojonizacija. Koristeći jedinstvenu elektronsku strukturu različitih vrsta atoma, RILIS omogućava brz i efikasan jonizacioni proces koji je jako selektivan po  $Z$ .





Slika 6. a) Principijelna šema postepene rezonantne jonizacije b) Laserska jonizacija mete pomoću RILIS lasera i površinskog ionizatora. [1]

Pošto svaki atom ima specifične vrednosti energija elektronskih nivoa, korišćenjem lasera određene frekvencije može se vršiti jonizacija tačno onih izotopa koje ispitujemo. RILIS proizvodi jone unutar toplog površinskog jonskog izvora, zbog čega će ukupna selektivnost ove metode zavisiti od efikasnosti laserske jonizacije i površinske jonizacije. Tipične vrednosti za efikasnost laserske jonizacije se kreću od 1% do 30%. [1]

### 2.3 Glavne eksperimentalne instalacije u ISOLDE postrojenju

**REX-ISOLDE** koristi metod umnožavanja nanelektrisanja radi povećanja količine nanelektrisanja jona pre njihovog ubrizgavanja u linearni akcelerator. Umniožavanje nanelektrisanja radioaktivnih jona daje pristup regionu većih masa tablice nuklida (Nuclear Chart), do kog se ne bi moglo stići ubrzavanjem jednostruko nanelektrisanih jona. Osim ovog koncepta, drugi važan cilj REX-ISOLDE-a je istraživanje strukture jezgara Na, Mg, K i Ca izotopa bogatih neutronima u blizini zatvorenih neutronskih ljudski pri  $N = 20$  i  $N = 28$  preko Kulonove eksitacije i reakcijama transfera neutrona sa vrlo efikasnim detektorom čestica i  $\gamma$ -zraka, MINIBALL.

**MINIBALL** je zapravo niz  $\gamma$ -detektora koji su osmislili Nemački, Belgijski i Francuski fizičari. Miniball ima osam klaster detektora i svaki klaster se sastoji iz tri individualno enkapsuliranih šestostruko segmentisanih germanijumskih detektora visoke čistoće. Segmentacija detektora je važna pošto obezbeđuje visok stepen granularnosti. Ta granularnost je apsolutno neophodna za smanjivanje Doplerovog širenja  $\gamma$ -zraka, emitovanih iz jezgara koja imaju brzine i do  $0.1c$ , do prihvatljivo niskih vrednosti. Osim ovoga, nova tehnologija enkapsuliranih germanijumskih detektora koja se koristi kod MINIBALL-a podrazumeva držanje detektorskog modula pod UHV vakuumom (ultra visokim vakuumom) unutar tankog aluminijumskog kanistera. Prednost ove tehnologije je što se pojedini detektori iz klastera mogu lako zameniti unutar zajedničkog djuarovog suda. [1]

**ISOLTRAP** je maseni spektrometar tipa Peningove klopke koji se koristi za merenja visoke preciznosti na kratkoživećim nuklidima. Precizna određivanja nuklearnih energija veze za jezgra daleko od stabilnosti uključuje jezgra koja su proizvedena sa stepenom od 100 jona/s i sa periodima poluraspada daleko ispod 100 ms. Masena moć razlaganja dostiže  $10^7$  što odgovara energiji od 10 keV za srednje teška jezgra i merne nesigurnosti dobijenih masenih vrednosti su smanjene do ispod  $10^{-8}$ . ISOLTRAP maseni separator je po funkcionalnosti podeljen u tri dela: 1) linearno radiofrekventna kvadrupolna klopka koja služi za usporavanje, hlađenje, i skupljanje

jonskog snopa od 60 keV koji dolazi iz ISOLDE; 2) gasom ispunjena cilindrična Pennig klopka koja služi za izobarnu separaciju i čišćenje jonskog snopa preko maseno-selektivnog gasnog hlađenja; 3) hiperbolična Pening klopka za visokoprecizna merenja ciklotronske frekvencije i određivanje mase uskladištenih jona. [3]

**WITCH** je eksperiment čiji je glavni cilj proveravanje postojanja uticaja skalarne ili tenzorske interakcije u  $\beta$  – raspodu. Ova informacija se može dobiti na osnovu oblika energetskog spektra uzmaka. Centralnu ulogu u ovom eksperimentu igra kombinacija dvostrukе Peningove klopke koja skladišti radioaktivne jone koji podležu  $\beta$  – raspodu i spektrometar retardacije koji meri energiju uzmaka jona potomka. Prva Peningova klopka usporava i hlađi jone koji stižu iz ISOLDE-a, dok ih druga skladišti. Obe klopke se nalaze u magnetnom polju od 9 T. Nakon  $\beta$  – raspada, joni napuštaju klopku i ispituje se energija onih koji se emituju u pravcu spektrometra pomoću elektrostatičkog retardacionog potencijala. Magnetno polje u regionu ravni retardacione analize je 0.1 T. Rad retardacionog spektrometra se zasniva na principu adijabatske invarijantnosti magnetnog fluksa i sličan je  $\beta$  – spektrometrima koji se koriste za merenje masa mirovanja neutrina. Joni koji prođu ravan retardacije se ponovo ubrzavaju do  $\sim 10$  keV i fokusiraju se na detektor sa mikrokanalnom pločom koji sadrži anodu sa linijom za kašnjenje radi povećane osetljivosti određivanja položaja. Menjanje retardacionog potencijala preko odgovarajućeg opsega omogućava merenje spektra jonskog uzmaka sa visokom preciznošću iz koga se mogu dobiti tražene informacije. [4]

Pionirski eksperimenti sa atomskim snopovima radioaktivnih jona su rađeni u ISOLDE-u i dalje pružaju važne i model-nezavisne informacije o osobinama osnovnih stanja jezgara kao što je radijus naelektrisanja, spin, magnetni dipolni moment i električni kvadrupolni moment. Danas se uglavnom koristi kolinearna laserska spektroskopija u kojoj se snop jona ili atoma preklapa sa jednim ili više laserskih snopova. Dva ovakva eksperimenta su trajno instalirana u ISOLDE: CRIS i COLLAPS.

**CRIS** je novo postrojenje koje je posvećeno merenjima kolinearnom rezonantnom jonizacionom spektroskopijom. U CRIS metodi, impulsni snop atoma se rezonantno ionizuje skenirajući frekvenciju preklapajućeg impulsno-pojačanog kontinualnog laserskog snopa. Vrlo efikasna atomsko-laserska interakcija ne samo da obezbeđuje visokorezoluciono snimanje hiperfine strukture (iz koje se mogu odrediti nuklearni momenti), već takođe omogućava veliko smanjenje vrednosti fona prilikom detekcije jona, u poređenju sa običnom kolinearnom laserskom spektroskopijom.

Prvi eksperiment koji se planira će proučavati Fr-niz (projekat IS471). Specijalna pažnja će biti posvećena određivanju redosleda kvantnih nivoa i evoluciji oblika jezgra u izotopima francijuma blizu  $^{199}\text{Fr}$ . Dodatno, proučavaće se i prelaz oblika jezgra iz sferičnog prema oktopolkvadrupol deformisanim, u regionu narušavanja ogledalske simetrije čiji se centar nalazi u  $N = 137$  lancu izotona. [5]

**COLLAPS** koristi različite tehnike detekcije za dobijanje informacija o hiperfinoj strukturi i izotopskim pomerajima. Najčešća metoda je klasična kolinearna laserska spektroskopija gde se fluorescentno svetlo koje emituju eksitovani atomi detektuje fotomultiplikatorima. Druge metode koriste optičko pumpanje, na primer, u eksitovana stanja koja imaju nižu energiju ionizacije (radi dalje rejonizacije) ili radi menjanja populacija nivoa u zavisnosti od nuklearne polarizacije. U ovom slučaju,  $\beta$  – NMR tehnika se koristi radi merenja rezonanci. Skorije publikacije sadrže rezultate merenja radijusa naelektrisanja berilijumskih izotopa bogatih neutronima, rezultate merenja momenata izotopa galijuma bogatih neutronima i podatke o nuklearnim spinovima i magnetnim momentima izotopa bakra. [6]



Slika 7. Fotografija CRIS eksperimentalne postavke u ISOLDE. [5]

**Spektroskopija pomoću TAS-a.** Merenje  $\beta$  – raspada ima dosta poznatih problema zbog kontinualne prirode njegovog spektra. Uglavnom se ovakva merenja vrše sa germanijumskim detektorima. Oni su idealni za ustanovljivanje šema raspada, međutim imaju ograničene efikasnosti detekcije. Kao rezultat ovoga, teško je odrediti jačine  $\beta$  – raspada zbog takozvanog Pandemonijumskog efekta.

Ovaj problem se može prevazići korišćenjem totalne apsorpcione spektroskopije. Ova tehnika se zasniva na detekciji svih  $\gamma$  – kaskada koje prate  $\beta$  – raspad sa svih nivoa pomoću instrumenta koji ima veliku efikasnost: totalno apsorpcioni  $\gamma$  – spektrometar (TAS). Na taj način, umesto detektovanja individualnih  $\gamma$  – zraka meri se direktno stepen popunjavanja svakog nivoa. TAS eksperimentalna postavka u ISOLDE nazvana LUCRECIA je jedna od najvećih jedno-kristalnih totalno apsorpcionih spektrometara na svetu. Cilindričnog je oblika, prečnika 38 cm i dužine od 38 cm. Ima longitudinalno udubljenje koje je normalno na osu simetrije sprave. Linija snopa iz ISODLE ulazi u ovo udubljenje i radioaktivna jezgra mogu da se implantuju direktno u centar TAS-a ili mogu nakon implantacije da se tu dovedu pokretnom trakom.

Lukrecija je korišćena za istraživanja deformacionih efekata na oblik jezgara u masenom regionu od  $A = 70$ . Pokazano je, na primer, da je  $^{76}\text{Sr}$  jedan od najdeformisanih, izduženih jezgara koje postoje u prirodi i potvrđeno je da  $^{74}\text{Kr}$  ima osnovno stanje mešovitog oblika. Trenutno, slična istraživanja u regionu olova žele da odrede oblike osnovnih stanja  $^{188,190,192}\text{Pb}$  jezgara.

**NICOLE** eksperiment teži da, između ostalog, izmeri magnetne dipolne momente pomoću orijentisanih jezgara na niskim temperaturama i pomoću on-line  $\beta$  – NMR-a. Egzotična jezgra dobijena iz ISOLDE-a se depozituju, na primer, u foliju od čistog gvožđa koja je zalemljena za cold finger frižidera rastvora za koji temperatura može da se spusti do 10 mK.  $\beta$  – detektori su postavljeni na  $0^\circ$  i  $180^\circ$  u odnosu na osu orijentacije van ove postavke, blizu lokacije uzorka da bi mogli meriti polarizaciju. Magnetna rezonanca se postiže variranjem radiofrekventnih ekscitacija i posmatranjem promena u asimetriji. Jedan noviji primer je slučaj  $^{71}\text{Cu}$ , za koji je određen magnetni dipolni moment osnovnog stanja. [6]

**LA1** i **LA2** su dve linije snopa u ISOLDE-u, koje se koriste za raznolike primene različitih snopova radioaktivnih jona kod kraktoročnih eksperimenata. Ovo su uglavnom postavke eksperimenata spektroskopije raspada koje se mogu sastaviti za par dana i u pogonu su nekih nedelju dana pre nego što se razmontiraju.

**ASPIC** je aparat koji se koristi za istraživanje fizike površina i granica materijala u čvrstom stanju i ovo polje fizike se u poslednje vreme dosta istražuje, posebno u primeni na metalni magnetizam ultra-tankih slojeva. Od fundamentalnog interesa su informacije o magnetnim osobinama koje variraju od sloja do sloja ultra-tankih multislojnih sistema ili čak od atoma do atoma u jednom sloju. Stoga, lokalne strukturne i električne osobine površina i granica merene na atomskoj skali su u centru pažnje mnogih istraživanja. Jedna linija snopa koja je povezana sa ISOLDE separatorom je dizajnirana za rad sa ultra-visokim vakuumom, što je preduslov za eksperimente proučavanja osobina površina i tankih slojeva. Spektroskopija PAC (perturbiranih angularnih korelacija) takođe može da detektuje magnetne hiperfine interakcije sa velikom osetljivošću koja je neophodna za istraživanje površina, ultratankih slojeva i granica materijala.[6]

### 3 OSNOVNE KARAKTERISTIKE NUKLEARNOG MODELA LJUSKE I NUKLEARNIH MOMENATA

#### 3.1 Nuklearni model lјuske

Model lјuske atomskog jezgra u svom izvornom obliku je nastao po ugledu na uspešni atomski model lјuske i na osnovu eksperimentalnih podataka o karakteristikama osnovnog stanja jezgra kao što su masa, spin-parnost i magnetni momenti, koje su povezane spajanjem pretpostavke o centralnom potencijalu sa novom idejom spin-orbitalne sile. Dalji napredak nuklearnog modela lјuske i njegove moći predviđanja za eksperimentovana stanja i jezgra udaljena od zatvorenih magičnih lјuski jako puno zavisi od sposobnosti modela da objasni valentne konfiguracije sistema od više čestica. Još od pionirskih radova koji su proučavali izotope kiseonika, evolucija proračuna modela lјuski je određena uzajamnim doprinosima računskih tehnika ovog modela, kompjuterskih simulacija i njihovih sposobnosti sa jedne strane, a sa druge strane od eksperimentalnih napredaka koji pružaju podatke o strukturi jezgara u egzotičnim oblastima tablice nuklida daleko od linije stabilnosti. Dakle, vidi se da je neohodno praviti validna predviđanja evolucije strukture jezgara radi projektovanja i dizajniranja ključnih eksperimenata, kao i korišćenje rezultata modernih proračuna velikih razmara koji koriste model lјuske. [7]

Za razliku od atomskog modela lјuske sa dobro prostorno definisanim centralnim Kulonovskim potencijalom, u nuklearnom modelu lјuske potencijal centralnog srednjeg polja nastaje iz interakcije individualnih nukleona. Podrazumevajući samo dvočestične interakcije nuklearni hamiltonian može formalno da se napiše kao suma kinetičke ( $T$ ) i potencijalne ( $V$ ) energije i zatim da se rasčlani uvodeći potencijalnu energiju jednog nukleona  $U_i$

$$H = T + V = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i>k=1}^A V_{ik}(\vec{r}_i - \vec{r}_k), \quad (1)$$

$$H = \sum_{i=1}^A \left[ \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + U_i(\vec{r}) \right] + \sum_{i>k=1}^A V_{ik}(\vec{r}_i - \vec{r}_k) - \sum_{i=1}^A U_i(\vec{r}) = H_0 + H_{res}. \quad (2)$$

Rešenja Šredingerove jednačine u kojoj figuriše  $H_0$  su jednočestične energije nukleona (SPE-single particle energies) u centralnom potencijalu, posmatrane u jednočestičnim stanjima (u kojima se može umesto čestice nalaziti i šupljina) van dvostruko zatvorene lјuske ( $CS$ -closed shell) određenog jezgra u okviru njegovih susednih jezgara ( $CS \pm 1$ ). Dvočestični matrični elementi rezidualne interakcije  $H_{res}$  predstavljaju uzajamnu interakciju valentnih nukleona posmatranih u ( $CS \pm 2$ ) susedima magičnog jezgra. U praksi se jednočestične energije dobijaju iz empirijski globalno podešenog centralnog potencijala harmonijskog oscilatora Woods-Saxonskog ili Yukawa tipa. Alternativno, moguće je odrediti ih na osnovu eksperimentalnih energija veze ( $E_v$ ) iz razlike

$$\varepsilon_j = E_v(CS \pm 1; I = j) - E_v(CS; \text{osnovno stanje}). \quad (3)$$

U formuli (3)  $j \equiv (n, l, j, t_z)$  označava jednočestična (ili sa šupljinom) osnovna ili pobjuđena stanja ( $CS \pm 1$ ) suseda u radijalnim i orbitalnim kvantnim brojevima i preko ukupnog momenta impulsa i izospinskog kvantnog broja.  $E_v$  podrazumevaju negativni predznak za razliku od ukupnih energija veze datih u masenim tablicama da bi se dobijale negativne vrednosti za vezane čestice i pozitivne vrednosti energija u slučaju šupljina. Evolucija jednočestičnih energija nukleona je određena monopolnim članom  $V^m$  rezidualne interakcije između nukleona pod uslovom da su zanemareni Kulonovski efekti. U slučaju da SPE nisu poznate za egzotična  $CS$  jezgra može da se iskoristi globalni fit  $V^m$  na eksperimentalne podatke iz koga bi se mogle proceniti nepoznate vrednosti SPE. Drugi globalni pristup određivanju SPE je Hartree-Fock metod srednjeg polja koji koristi šematske interakcije. Međutim, važno je primetiti da SPE određene različitim metodama nisu striktno ekvivalentne:

- globalni centralni potencijal datog oblika možda ne daje uvek realističnu raspodelu nukleona i/ili korelacija između nukleona na Fermi površi;
- eksperimentalno određene SPE ne moraju da odražavaju punu celokupnu spektroskopsku jačinu date  $j$  orbite;
- SPE dobijene iz modela srednjih polja ne moraju uvek da uzmu u obzir korelacije parnog ( $L = 0$ ), kvadrupolnog ( $L = 2$ ), ili oktopolnog ( $L = 3$ ) tipa, ali je u principu i njih moguće uključiti u modele

Zbog restrikcije na dvočestične interakcije, energija interakcije (dijagonalna i nejedagonalna) za mnogočestične konfiguracije može da se izradi preko otežane sume dvočestičnih matričnih elemenata. Postoje tri različita načina za određivanje ovih matričnih elemenata.

**Empirijske interakcije** se dobijaju iz eksperimentalnih podataka, u najjednostavnijem pristupu, iz energija veze  $CS$ ,  $CS \pm 1$  i  $CS \pm 2$  jezgara. U slučaju jedinstvene  $j$  ljudske:

$$\langle j^2 J | V | j^2 J \rangle = E_v(CS \pm 2; j^2, I = J) - E_v(CS; o.s.) - 2\epsilon_j, \quad (4)$$

gde je  $\epsilon_j$  definisano u (3) i može da se izvede generalizacija za neidentične dvočestične konfiguracije ( $j_1 j_2 J$ ) gde  $j_i$  označava nukleonske orbitale koje su sparene sa momentom impulsa  $J$ . Samo dijagonalni dvočestični matrični elementi se na ovaj način mogu dobiti, što ima za posledicu da je u modelnim prostorima sa više od jedne orbite mešanje orbita zanemareno.

Fitovanjem eksperimentalno dobijenih energija veze i eksperimentalnih energija određenih nuklearnih stanja moguće je dobiti tražene matrične elemente ako se pretpostavi **šematska interakcija** koja se može specificirati sa nekoliko parametara. Istorijски gledano, interakcije tipa Yukawa, Gausa, delta i površinskih delta tipova su igrale značajnu ulogu u evoluciji proračuna teorije ljudske. Ograničenja i simetrije koje se nameću na dvočestične matrične elemente od strane date analitičke funkcije i razne radikalne zavisnosti unose nedostatke u određivanju energija (uparivanja, gustina nivoa) i stepena elektromagnetskih prelaza (mešanje konfiguracija) dobijenih ovakvim pristupom modelu ljudske. Međutim, ovakve interakcije su uspešno korištene za proračunavanje bruto količina tipa mase, oblika, prečnika, gustina nivoa i jednočestičnih energija, ali su retko primenjivane kod detaljnije spektroskopije modela ljudske. [7]

**Realistične interakcije** se dobijaju iz eksperimentalnih podataka o nukleon-nukleon (NN) rasejanju preko efektivnih NN potencijala koji se fituju na rezultate. U standardnom višečestičnom pristupu potencijal NN interakcije  $V_{NN}$  se koristi za računanje nuklearne G-matrice koju je neophodno uvesti da bi se eliminisali efekti jakog odbijanja u  $V_{NN}$  za čestice na vrlo malim rastojanjima. Ovaj metod uvodi zavisnost od mase (A) u dobijene vrednosti dvočestičnih matričnih elemenata, zbog čega je neophodno vršiti proračune za svako jezgro pojedinačno. Pokazano je da ovako dobijeni matrični elementi daju vrlo tačne opise energetskih nivoa blizu zatvorenih ljudske. Međutim, proračuni teorije ljudske velikih razmara su pokazali da uprkos dobrim rezultatima blizu zatvorenih ljudske, realistične interakcije ne mogu da reprodukuju energije veze i evoluciju jednočestične strukture od jedne zatvorene ljudske ( $CS$ ) do sledeće ( $CS \pm 1$ ). Postoje dva razloga za ovaku situaciju:

- na eksperimentalne SPE utiču eksicitacije čestica-šupljina preko zatvorene ljudske koje slabe ili menjaju svoj karakter tokom kretanja kroz ljudsku
- fundamentalniji nedostatak je zanemarivanje sila tročestične interakcije pošto ih je ne moguće uvrstiti u proračune zbog trenutnih ograničenja kompjuterske snage.

Pošto je evolucija SPE kroz ljudske striktno određena monopolnim članom međučestične interakcije, ipak je moguće ovaj nedostatak nadoknaditi dodavanjem konstante dijagonalnim dvočestičnim matričnim elementima za svaki multiplet.

Što se tiče samih eksperimentalnih observabli, primećuje se da dijagonalizacija matrice hamiltonijana osim observabilne energije, daje podatke o talasnoj funkciji koju direktno ne možemo meriti. Podaci o talasnoj funkciji sa druge strane, mogu da se koriste da bi se procenile druge observable kao što su: spektroskopski faktori, brzine prelaza elektromagnetskih i  $\beta$ -raspada i statični momenti. Međutim, postoji opšte pravilo koje kaže da sve što nije u prostoru modela ne može da se pouzdano proračuna. Iz ovoga sledi da efektivni operatori koji se koriste u proračunima observabli i ne odnose se na energiju mogu biti skloni znatnoj renormalizaciji u zavisnosti od dostupnog modelnog prostora. Renormalizacija zavisi od nuklearnog stanja (orbitale) i energije i može da se radi na sličan način kao i za dvočestične matrične elemente. Na primer, u mnogim slučajevima je pogodno zameniti slobodne nukleonske konstante sprege za nadelektrisanje protona ( $\pi$ ) i neutrona ( $v$ )  $e_\pi$  i  $e_v$  za E2 interakcije,  $g$  faktore  $g_\pi^L, g_v^L, g_\pi^S, g_v^S$  za M1 interakcije i  $g_A/g_V$  za GT interakcije svojim efektivnim vrednostima, koje se dobijaju fitovanjem eksperimentalnih podataka za dati modelni prostor.

Dakle, očigledno je da je neophodno izabrati adekvatan modelni prostor radi dobijanja što boljih rezultata. U praksi, modeli ljudske „bez jezgra“ u ljudskama sa više harmonijskih oscilatora mogu da se primene samo na lakša jezgra ( $A \leq 12$ ) sa nerrenormalizovanom G-matricom. Za teže sisteme je neophodno pretpostaviti inertno jezgro i potrebno je koristiti efektivne rezidualne interakcije i operatore koji su upravo opisani. Sa modernim kodovima teorije ljudske proračuni bez skraćivanja unutar jedne ljudske predstavljene harmonijskim oscilatorom mogu da se vrše za  $0p$  ( $N = 1$ ,  ${}^4\text{He} - {}^{16}\text{O}$ ),  $1s, 0d$  ( $N = 2$ ,  ${}^{16}\text{O} - {}^{40}\text{Ca}$ ) i  $1p, 0f$  ( $N = 3, {}^{40}\text{Ca} - {}^{60}\text{Zn}$ ) ljudske. [7]

Uključivanje  $ph$ (čestica-šupljina) ekscitacija oko zatvorenih ljudske i orbitala „uljeza“ u glavnim  $jj$  ljudskama sa  $Z, N \geq 28$  u proračune zahteva određeno skraćivanje. Ono može da se postigne na više načina:

- ograničavanjem broja orbitala modela ljudske, poznato kao i vertikalno skraćivanje;
- ograničavanjem okupacionog broja unutar datog kompleta jednočestičnih orbita (horizontalno skraćivanje), koje se u orbitalama sa višim  $j$  često postiže skraćivanjem po „starešinstvu“ [8];
- ograničavanje po značajnosti konfiguracije, na primer zanemarujući komponente sa najmanje vezanim dijagonalnim matričnim elementima prilikom dijagonalizacije ili testiranjem značajnosti konfiguracije Monte Carlo simulacijama [9].

### 3.1.1 Empirijski model ljudske

Empirijski model ljudske (ESM-empirical shell model) se u praksi često koristi za interpretaciju eksperimentalnih podataka za jezgra bliska dvostruko zatvorenim (pod) ljudskama, radi ekstrapolacije osobina nuklearne strukture unutar i između bliskih većih ljudske i čak i za dodeljivanje spin-parnosti konfiguracija nuklearnim stanjima nekih egzotičnih jezgara. ESM ima sledeće osnovne karakteristike:

- minimalni modelni prostor, odnosno ljudske sa jednim  $j$ , podljudske sa niskim  $j$  ili konfiguracije sa malim brojem čestica;
- jednočestične energije (SPE) i dvočestični matrični elementi (TBME - two-body matrix elements) se dobijaju iz eksperimentalnih energija interakcije;
- nema mešanja konfiguracija.

Poslednje ograničenje se ne primenjuje u modelnim prostorima sa niskim  $j$  kao što su  $\pi v(0p)$  (22 TBME, 4 SPE),  $\pi v(1s0d)$  (78 TBME, 6 SPE),  $\pi v(0f_{7/2})$  (16 TBME, 2 SPE), ili  $\pi v(1p_{1/2}, 0g_{9/2})$  (26 TBME, 4 SPE), za koje je moguće uraditi slobodni fit parametara modela ljudske uključujući i nedijagonalne TBME. Trenutni limit ove metode je dostignut za  $\pi v(1p0f)$  modelni prostor koji sadrži 195 TBME i 8 SPE. Pretpostavljajući sile interakcije dva tela, energija interakcije (hamiltonijanov matrični element) unutar i između bilo kojih konfiguracija je dat sumom svih TBME sa težinskim koeficijentima koji podrazumevaju koeficijente sparivanja momenta impulsa i koeficijente frakcionalnog srodstva, koji dekupljuju dve čestične talasne funkcije preostalih nukleona u datoj konfiguraciji održavajući antisimetrizaciju. Interakcija valentnih čestica sa inertnim jezgrom se uračunava dodavanjem njihovih SPE, koje predstavljaju rešenja za  $H_0$  iz (2) za nezavisne čestice prilikom dijagonalne interakcije.

Uprkos svojoj jednostavnosti, ESM je vrlo uspešno predviđao ekscitacione i čak vezivne energije. Sa druge strane, ograničeni prostor modela i zanemarivanje mešanja konfiguracija imaju posledicu da talasne funkcije imaju samo marginalno preklapanje sa „pravim“ talasnim funkcijama, kao što su na primer talasne funkcije dobijene iz proračuna modela ljudske velikih razmara. Zbog toga, stepeni prelaza mogu da se reprodukuju na račun jako renormalizovanih jednočestičnih operatora za dozvoljene prelaze, dok se slabi ili zabranjeni prelazi često uopšte ne mogu adekvatno opisati. [7]

## 3.2 Nuklearni momenti

Ispravnost predviđanja modela ljski za konkretno jezgro se može proveriti preko određenih eksperimentalnih parametara kao što su: ekscitaciona energija, spin/parnost i magnetni i kvadrupolni nuklearni momenti. Nuklearni momenti uglavnom mogu da se iskoriste da se proveri da li su adekvatne parametrizacija modela i prostor modela. Odstupanja od predviđanja modela mogu da upute na prisustvo mešanja konfiguracija u druge orbite (što se ne uzima u obzir u ESM) ili mogu da pokažu da je neophodno bolje parametrizovati ili uvesti nove rezidualne interakcije između nukleona.

### 3.2.1 Nuklearni magnetni dipolni moment

Magnetni moment nuklearnog stanja spina  $I$  je dat sa  $\mu = gI\mu_N$ , gde je  $g$  nuklearni žiromagnetski odnos. Eksperimentalno dobijeni magnetni momenti se uvek izražavaju u jedinicama nuklearnog magnetona  $\mu_N$ . Određene eksperimentalne metode mere magnetni moment, dok neke mere nuklearni  $g$  faktor. Na oba načina je moguće odrediti nepoznati spin određenog stanja egzotičnog jezgra. Ovo se postiže poređenjem izmerenih vrednosti sa vrednostima za slična stanja ili poređenjem eksperimentalnog magnetnog momenta (podrazumevajući određenu vrednost spina) sa proračunatim vrednostima iz nekog modela.

Magnetni operator  $\bar{\mu}$  je jednočestični operator a magnetni dipolni moment  $\mu$  je očekivana vrednost od  $\bar{\mu}_z$ . M1 operator koji deluje na skup stanja  $|Im\rangle$  onda može da se piše kao suma jednočestičnih M1 operatora  $\bar{\mu}_z(j)$  od kojih svaki pojedinačno deluje na individualni valentni nukleon sa ukupnim momentom impulsa  $j$ :

$$\mu(I) \equiv \left\langle I(j_1, j_2, \dots, j_n), m = I \left| \sum_{i=1}^n \bar{\mu}_z(i) \right| I(j_1, j_2, \dots, j_n), m = I \right\rangle. \quad (5)$$

Jednočestični magnetni moment  $\mu(j)$  za valentni nukleon oko dvostruko magičnog jezgra (magična jezgra su posebno stabilna jezgra koja poseduju „magičan“ broj neutrona: 8, 20, 28, 50, 82 ili 126) je jednoznačno definisan kvantnim brojevima  $l$  i  $j$  okupirane jednočestične orbite [11]:

$$\text{za neparni proton: } \begin{cases} \mu = j - \frac{1}{2} + \mu_p & \text{za } j = l + \frac{1}{2} \\ \mu = \frac{j}{j+1} (j + \frac{3}{2} - \mu_p) & \text{za } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (6)$$

$$\text{za neparni neutron: } \begin{cases} \mu = \mu_n & \text{za } j = l + \frac{1}{2} \\ \mu = -\frac{j}{j+1} \mu_n & \text{za } j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (7)$$

Ovi jednočestični momenti se računaju koristeći momente slobodnih protona i neutrona ( $\mu_p = +2.793$ ,  $\mu_n = -1.913$ ) i zovu se Schmidtovi momenti. Unutar jezgra, na magnetne momente protona i neutrona očigledno deluje njihova sredina (prisustvo ostalih nukleona), zbog čega se koriste efektivni momenti protona i neutrona ( $g$  faktori) za računanje vrednosti jednočestičnih momenata. [10]

Među korekcije Schmidtovih momenata spada uticaj struja razmena mezona kao i efekti polarizacije jezgra prvog i drugog reda [11]. Sve ove korekcije mogu međusobno da se dopunjaju ili poništavaju, u zavisnosti od konkretnog slučaja. Uglavnom se proračuni vrše za masene regije oko magičnih ili dvostruko magičnih jezgara, pa je neophodno vršiti merenja magnetnih momenata za stanja u dvostruko magičnim +1 jezgrima. Odstupanja ovih vrednosti od Schmidt vrednosti bi onda trebala da slede u potpunosti iz efekata polarizacije jezgara i efekata struja razmene mezona na operator dipolnog momenta, a ne iz konfiguracionog mešanja.

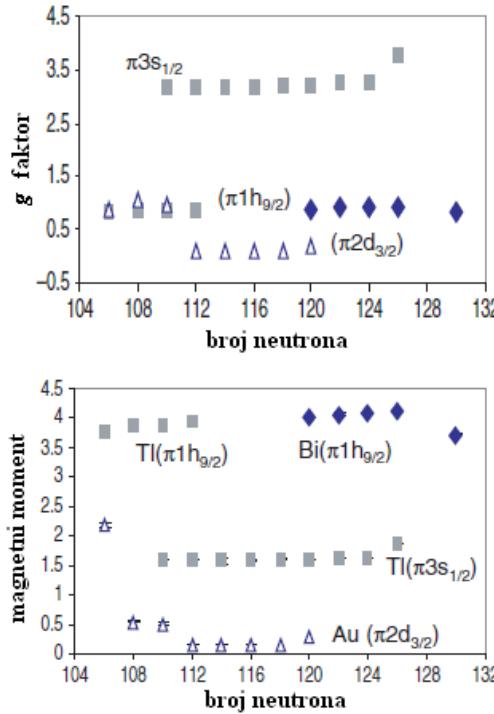
Iz činjenice da je operator magnetnog momenta jednočestični operator, moguće je izvesti neka pravila „aditivnosti“ za magnetni moment „složenog“ nuklearnog stanja, pod uslovom da ono može da se opiše (u jednostavnom modelu) sa nekoliko čestica (i/ili šupljina) i inertnim jezgrom. Nuklearni momenti n-čestične (m-šupljinske) konfiguracije se lako mogu izračunati iz (5) razlaganjem talasne funkcije određenog nuklearnog stanja sa spinom  $J$  u njene jednočestične komponente (koristeći Clebsch-Gordonove koeficijente [25] u slučaju dve čestice i koeficijente frakcionalnog srodstva za više čestica [12]). Za nuklearno stanje opisano slabim sparivanjem protona i neutrona, magnetni moment može da se izračuna preko:

$$\mu(J) = \frac{J}{2} \left[ \frac{\mu(J_\pi)}{J_\pi} + \frac{\mu(J_\nu)}{J_\nu} + \left( \frac{\mu(J_\pi)}{J_\pi} - \frac{\mu(J_\nu)}{J_\nu} \right) \frac{J_\pi(J_\pi+1) - J_\nu(J_\nu+1)}{J(J+1)} \right]. \quad (8)$$

Nuklearni magnetni momenti imaju veliku osetljivost na popunjenošć orbita valentnim nukleonima (ili šupljinama). Dakle, magnetni momenti omogućavaju dobru proveru čistoće određene nuklearne konfiguracije. Oni su jako osetljivi na orbite u kojima se nesparene čestice kreću ali vrlo su slabo osetljivi na broj uparenih čestica i šupljina (pod uslovom da su sparene tako da im se spinovi potiru). Uticaj 2p–2h eksitacija (čestica-šupljinu) na magnetne momente je poznat kao polarizacija jezgra drugog reda. Magnetni momenti nisu posebno osetljivi na kvadrupolne interakcije između jezgra i čestica (koje često podrazumevaju povećanu deformaciju jezgra), za razliku od kvadrupolnih momenata koji su izuzetno osetljivi na ovakve interakcije. Zbog ovoga je magnetni moment konstantan za određeni lanac izotopa i iz istih razloga magnetni momenti nisu previše osetljivi na to da li je orbita „normalno“ popunjena ili ima „uljeza“ (u slici sfernog modela ljski one se mogu smatrati eksitovanim stanjem čestica-šupljina).

Sa druge strane, magnetni momenti su vrlo osetljivi na mešanje spin-flip matričnih elemenata u talasnu funkciju, kao što su na primer konfiguracije tipa  $|\pi(l_{j-1/2}l_{j+1/2}^{-1}); 1^+\rangle$  (poznate kao efekti polarizacije jezgra prvog reda) i one jako utiču na magnetni moment [14]. Treba primetiti da ovaj tip konfiguracije često uključuje 1p–1h eksitaciju preko međuprostora dve magične ljske (čime malo doprinose talasnoj funkciji), ali ipak imaju ogroman uticaj na magnetne momente ovih nuklearnih stanja.

Magnetni moment jezgra sa neparnim masenim brojem može da odražava orbitu okupiranu nesparenim nukleonom, pod uslovom da jezgro može da se opiše sa relativno čistom jednočestinom talasnog funkcionom. Zapravo, nuklearni  $g$  faktor je taj koji sadrži informaciju o orbiti, a ne celokupni magnetni moment. Ovo je ilustrovano primerom datim na Slici 8. pod (a) i (b) u kojem su upoređeni eksperimentalni magnetni momenti i  $g$  faktori osnovnih stanja jezgara sa neparnim masenim brojem oko  $Z = 82$  magične ljske. [10]



Slika 8. Eksperimentalni magnetni momenti i  $g$  faktori osnovnih stanja jezgara sa neparnim masenim brojem oko  $Z = 82$  magične ljske. [15,16 i 17]

Slika 8. (a) prikazuje  $g$  faktoare osnovnih stanja neparnih Au ( $Z = 79$ ), Tl ( $Z = 81$ ) i Bi ( $Z = 83$ ) izotopa, kao i nekih izomernih  $9/2^-$  „uljeznih“ stanja kod Tl izotopa. Proračunati jednočestični  $g$  faktor za izotope Bi, koji uzima u obzir polarizacione efekte jezgra prvog reda i uticaj mezonskih struja, ima vrednost od  $g_{\text{calc}}(\pi 1h_{9/2}) = 0.91$ , koja se dobro slaže sa eksperimentalnim vrednostima i mnogo je veća od Schmidt vrednosti ( $g_{\text{Schmidt}} = 0.58$ ) [14]. Proračunati  $g$  faktori za izotope Tl, kod kojih u talasnoj funkciji dominira uticaj protonske šupljine u  $\pi 3s_{1/2}$  orbiti, se dobro slažu sa eksperimentalnim vrednostima  $g_{\text{calc}}(\pi 3s_{1/2}) = 3.08$ , a kod njih su uzeti u obzir 1p–1h polarizacioni efekti jezgra. Postoji samo blago povećanje  $g$  faktora za  $N = 126$  izotop, što ilustruje činjenicu da u ovom jezgru sa zatvorenom neutronskom ljskom na proton manje utiču efekti polarizacije jezgra.

Što se tiče  $9/2^-$  izomernih stanja u Tl izotopima sa manjkom neutrona, njihovi  $g$  faktori se vrlo dobro slažu sa  $g$  faktorima  $9/2^-$  stanja od Bi izotopa. Ovo je prvenstveno dokaz da je glavna konfiguracija ovih stanja  $|\pi h_{9/2} (2h)_0\rangle$ , koja predstavlja 1p–1h jezgrom ekscitovano stanje (odnosno takozvano stanje „uljez“ zato što je orbita  $9/2$  deformisana tako da upada u niže orbite pozitivne parnosti ispod  $Z = 82$ ). Ovo je takođe primer činjenice da  $g$  faktor nije jako osetljiv na deformacije orbita. Takođe, pošto su protonski  $g$  faktori skoro konstantni preko širokog opsega izotopa za oba elementa, vidi se njihova mala osetljivost na efekte polarizacije jezgra drugog reda.

Na Slici 8. (b) su upoređeni magnetni momenti ovih stanja. Magnetni moment zavisi i od spina i od  $g$  faktora. Sve dok su i spin i  $g$  faktor konstantni neće doći do drastične promene konfiguracije valentnih protona. Nagli skok vrednosti  $\mu$  je znak da je došlo do strukturne promene. Primer za ovakvu promenu se može videti sa slike između  $N = 106$  i  $N = 108$  i ona nastaje zbog promene spina (pošto je za  $^{185}\text{Au}_{106}$   $I = 5/2$  a za  $^{187}\text{Au}_{108}$  i  $^{189}\text{Au}_{110}$  je  $I = 1/2$ ), iako  $g$  faktori pokazuju da je i dalje ista orbita popunjena. [10]

### 3.2.2 Nuklearni električni kvadropolni moment

Spektroskopski kvadropolni moment  $Q_s$  nuklearnog stanja sa spinom  $I$  predstavlja meru odstupanja raspodele naelektrisanja jezgra od sferne raspodele. Operator električnog kvadropolnog momenta  $\bar{Q}$  se definiše kao

$$\bar{Q} = e \sum_{k=1}^A (3z_k^2 - r_k^2), \quad (9)$$

gde je  $e$  naelektrisanje a  $(z_k, r_k)$  su prostorne koordinate k-tog nukleona [11]. Spektroskopski kvadropolni moment se dobija kao očekivana vrednost od  $\bar{Q}_z$  i definiše se preko formule

$$Q_s(I) \equiv \langle I, m=I | \bar{Q}_z | I, m=I \rangle \equiv \sqrt{\frac{I(2I-1)}{(2I+1)(2I+3)(I+1)}} \langle I | \bar{Q}_z | I \rangle. \quad (10)$$

On može da se izrazi i kao funkcija redukovanih matričnih elemenata koristeći Wigner–Eckartovu teoremu [12], po kojoj se odmah vidi da za stanja sa spinom  $I = 1/2$  spektroskopski kvadropolni moment postaje nula (iako mu je sopstveni moment različit od nule). U slici modela ljske, talasna funkcija  $|Im\rangle$  određenog nuklearnog stanja je određena konfiguracijom valentnih čestica. Prema tome, suma po svim  $A$  nukleonima u (9) se redukuje na sumu po valentnim nukleonima. Zbog ovoga slobodno nukleonska naelektrisanja ( $e_\pi = 1$  i  $e_v = 0$ ) moraju da se modifikuju u efektivna naelektrisanja  $e_{ef}^\pi$  i  $e_{ef}^v$ , da bi se uzeli u obzir uticaji čestica–jezgro i čestica–čestica rezidualnih interakcija i specifičnih konfiguracionih mešanja koja nisu uzeta u obzir u talasnoj funkciji.

E2 operator se često izražava kao funkcija sfernih tenzorskih komponenti  $Y_2^0(\theta_k \varphi_k)$ :

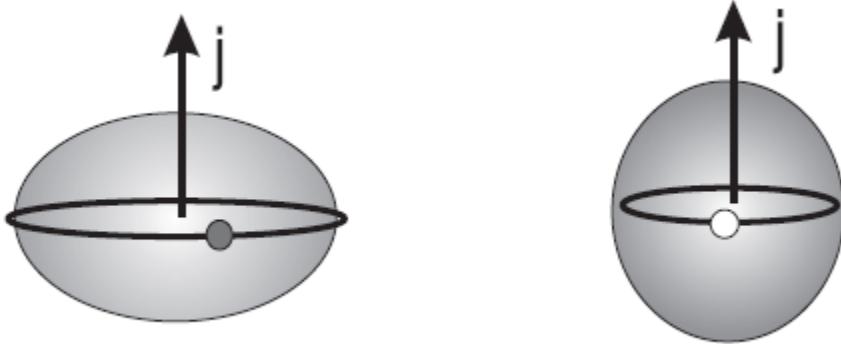
$$\bar{Q} = \sum_{i=1}^n \bar{Q}_z(i) = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_{i=1}^n e_{ef}^i r_i^2 Y_2^0(\theta_i, \varphi_i), \quad (11)$$

gde je  $n$  broj valentnih nukleona. Pošto je kvadropolni operator jednočestični operator, kvadropolni moment višeivalentnog čestičnog stanja može da se izrazi preko jednočestičnih momenata, primenjujući pravila razlaganja ugaonog momenta [13]. Jednočestični kvadropolni moment  $Q_{j,c.}(j)$  nukleona u orbiti sa spinom  $j$  zavisi od radijalnih i angularnih osobina te orbite:

$$Q_{j,c.} = -e_j \frac{2j-1}{2j+2} \langle r_j^2 \rangle, \quad (12)$$

gde je  $\langle r_j^2 \rangle$  srednja kvadratna vrednost poluprečnika orbite  $(n, l, j)$  date čestice. Čestica koja se kreće van zatvorene ljske onda ima negativni kvadropolni momenat i može da se interpretira kao da polarizuje sferno jezgro prema spljoštenoj deformaciji. Ako se unutar orbite nalazi šupljina, kvadropolni moment menja znak ( $e_j$  (šupljina) =  $-e_j$  (čestica)). Može se primetiti da slobodni neutroni nemaju naelektrisanje, odnosno  $e_v = 0$ , pa samim tim ne mogu da indukuju jednočestični kvadropolni moment. Međutim, neutroni unutar jezgra interaguju sa okolnim nukleonima čime mogu da polarizuju jezgro, sa rezultatom da neutroni imaju vrednost efektivnog naelektrisanja različitu od nule. [10]

Pošto je energija jezgra minimalna pri maksimalnom preklapanju nukleona iz jezgra sa valentnim česticama (ili šupljinama), čestica (šupljina) će polarizovati jezgro prema spljoštenoj (izduženoj) deformaciji kao što može da se vidi na Slici 9. Primeri izračunatih jednočestičnih kvadrupolnih momenata za Pb region mogu da se nađu u [21] za stanja sa jednom česticom ili šupljinom u okolini dvostruko magičnog  $^{208}\text{Pb}$  jezgra. Proračunata su efektivna naelektrisanja uzimajući u obzir konkretne interakcije sparivanja čestica i jezgra u okviru jedne mikroskopske teorije.



Slika 9. Grafički prikaz čestice koja se nalazi u orbitali  $j$  i polarizuje jezgro prema spljoštenoj deformaciji sa negativnim spektroskopskim kvadrupolnim momentom (levo) i šupljina u istoj orbiti zbog koje bi nastala izdužena deformacija jezgra (desno). [18]

Nadeno je dobro slaganje sa eksperimentalnim kvadrupolnim momentima za stanja  $CS \pm 1$ , kao što može da se vidi iz Tabele 1. i Slike 10.(a). Na slici 10 (b), efektivni jednočestični kvadrupolni momenti su proračunati koristeći univerzalno efektivno naelektrisanje za protone  $e_{\pi}^{ef} = 1.5 e$  i za neutrone  $e_{\nu}^{ef} = 0.95 e$ . Ovi efektivni momenti se dobro slažu sa svim eksperimentalnim vrednostima, što pokazuje da je u ovom masenom regionu moguće koristiti jedno univerzalno efektivno naelektrisanje za protone i neutronе. Međutim, vrlo je poželjno preciznije merenje  $\pi 1i_{13/2}$  kvadrupolnog momenta, kao i dobijanje eksperimentalne vrednosti za  $\pi 2f_{7/2}$  kvadrupolni moment da bi se nedvosmisleno mogla isključiti orbitalna zavisnost protonskog efektivnog naelektrisanja.

Kvadrupolni momenat je vrlo koristan za proučavanje deformacija jezgara. Za jako deformisana aksijalno simetrična jezgra, izmereni (spektroskopski) kvadrupolni moment  $Q_s$  može da se dovede u vezu sa sopstvenim kvadrupolnim momentom  $Q_0$  relacijom:

$$Q_s = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0. \quad (13)$$

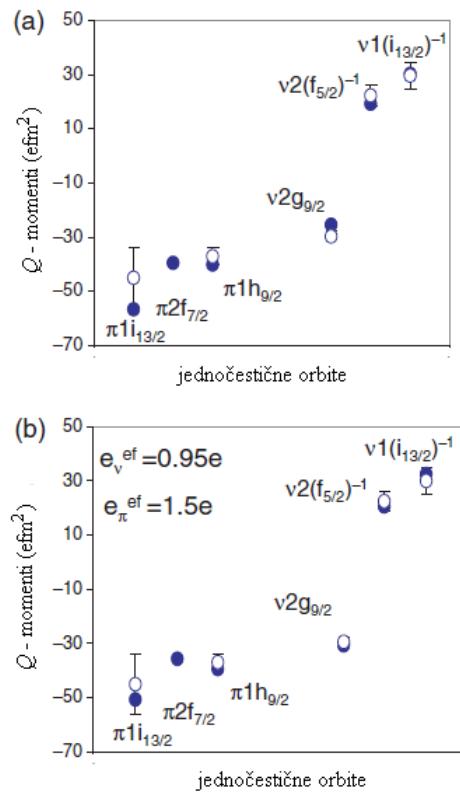
Ova formula važi pod pretpostavkom da nuklearni spin ima dobro definisanu orijentaciju u odnosu na osu simetrije deformacije (jaka sprega). U tom slučaju,  $K$  predstavlja projekciju ukupnog spina  $I$  na osu simetrije deformisanog jezgra. U modelu tečne kapi, sopstveni kvadrupolni moment je povezan sa deformacionim parametrom  $\beta_2$  preko:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} eZR^2 \beta_2 \left\{ 1 + \pi^2 \left( \frac{a}{R} \right)^2 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta_2 \right\}. \quad (14)$$

Formula (14) uzima u obzir korekciju zbog površinske debljine ( $a = 0.54$  za Pb region) i nuklearni radijus se uzima kao  $R = 1.2 \text{ A}^{1/3} \text{ fm}$ . Član površinske korekcije se često zanemaruje zato što ima malu vrednost, posebno kod teških jezgara.

Tabela 1. Efektivna proračunata naelektrisanja uzimajući u obzir polarizaciju jezgra  $e_{\text{ef}}(\text{rač})$  uzeta iz [21]. Srednje kvadratne vrednosti poluprečnika orbita su računate koristeći Hartree-Fock radijalnu talasnu funkciju. Koristeći (12),  $e_{\text{ef}}(\text{rač})$  i radijalne talasne funkcije dobijaju se teoretske vrednosti jednočestičnih kvadrupolnih momenata.  $Q_{\text{ef}}$  su dobijeni koristeći  $e_{\pi}^{\text{ef}}$  i  $e_{\nu}^{\text{ef}}$ . Eksperimentalne vrednosti su zaključene na osnovu izomernih stanja kvadrupolnih momenata oko  $^{208}\text{Pb}$ .

Jednočestične orbite		$\langle r^2 \rangle$	$e_{\text{ef}}(\text{rač})$	$Q_{\text{teo}}$ (efm $^2$ )	$Q_{\text{ef}}$ (efm $^2$ )	$Q_{\text{eksp}}$ (efm $^2$ )
Protoni	$1i_{13/2}$	42.2	1.68	-56.8	-50.6	-45(11)
	$2f_{7/2}$	35.55	1.66	-39.3	-35.6	
	$1h_{9/2}$	36.36	1.52	-40.1	-39.7	-37.0(2.6) -41.5(1.5)
Neutroni	$2g_{9/2}$	41.75	0.835	-25.4	-28.7	-29.3(1.6)
	$(2f_{5/2})^{-1}$	35.98	-0.945	19.4	19.4	22.6(3.7)
	$(1i_{13/2})^{-1}$	40.25	-0.946	30.5	30.4	30(5)



Slika 10. Eksperimentalni kvadrupolni momenti izomernih jednočestičnih stanja oko  $^{208}\text{Pb}$  jezgra upoređeni sa proračunatim jednočestičnim momentima iz Tabele 1. (a) korišćena efektivna naelektrisanja za individualne orbite[21], (b) korišćena univerzalna efektivna naelektrisanja za protone  $e_{\pi}^{\text{ef}} = 1.5 \text{ e}$  i za neutrone  $e_{\nu}^{\text{ef}} = 0.95 \text{ e}$ .[10]

## 4 OSNOVNI PRINCIPI MERENJA STATIČNIH NUKLEARNIH MOMENATA

Statični nuklearni momenti se mere preko interakcije nuklearne raspodele naelektrisanja i nuklearnog magnetizma sa elektromagnetskim poljima u neposrednoj okolini jezgra. Ovo se može odnositi na elektromagnetna polja indukovana atomskim elektronima ili polja indukovana od strane svih okolnih elektrona i obližnjih jezgara za jezgra koja su implantirana u kristal, što je uglavnom praćeno uticajem dodatnog spoljašnjeg magnetnog polja.

Interakcija raspodele naelektrisanja jezgra, nuklearnog magnetnog momenta i nuklearnog kvadrupolnog momenta sa spoljašnjim poljima su interakcije između dva skalara, dva vektora i dva tenzora, respektivno:

- Radijalna raspodela naelektrisanja jezgra utiče na interakciju elektrona u elektronskom omotaču, što dovodi do pomeraja u nivoima fine strukture elektrona. Ovaj energetski pomak je različit za svaki izotop (kao i za svaki izomer) i poznat je kao „izotopski pomeraj“.
- Vektor magnetnog dipola  $\mu$  interaguje sa dipolnim magnetnim poljem  $B$ . Energija ove interakcije je određena skalarnim produktima ova dva vektora.
- Električni kvadrupolni moment  $Q_2^n$ , tensor drugog ranga, gde je spektroskopski moment  $Q_s$  komponenta nultog reda tog tenzora, interaguje sa izvodom drugog reda električnog polja, koji predstavlja tensor gradijenta električnog polja. [18]

### 4.1 Hiperfina struktura atoma

#### 4.1.1 Optički izotopski pomak

Informacije o srednjim kvadratnim vrednostima prečnika raspodele naelektrisanja jezgra koje se razlikuju za svaki izotop se mogu dobiti iz izotopskih pomaka njihovih optičkih spektralnih linija. Neka se uzme da su  $A$ ,  $A'$  i  $m_A$ ,  $m_{A'}$  maseni brojevi i atomske mase izotopa koji se razmatraju. Onda će za atomski prelaz  $i$  izotopski pomak, odnosno razlika između frekvencija optičkih prelaza oba izotopa, biti dat sa:

$$\delta\nu_i^{A,A'} = \nu_i^A - \nu_i^{A'} = F_i \delta \langle r^2 \rangle^{A,A'} + M_i \frac{m_{A'} - m_A}{m_{A'} m_A}. \quad (15)$$

Ovo znači da su i pomak polja (prvi član) i maseni pomak (drugi član) faktorizovani u električni i nuklearni deo. Poznavanje elektronskih faktora  $F_i$  (konstanta pomaka polja) i  $M_i$  (konstanta masenog pomaka) omogućava dobijanje vrednosti  $\delta\langle r^2 \rangle$  nuklearne raspodele naelektrisanja. Ovi atomski parametri moraju da se izračunaju teorijski ili poluempirijski.

Za nestabilne izotope optička spektroskopija visoke rezolucije predstavlja jedinstveni pristup dobijanju preciznih informacija o radijusu nuklearnog naelektrisanja, zato što je dovoljno osetljiva da može da se primeni na malim količinama (često kratkoživećih) radioaktivnih atoma proizvedenih u akceleratorskim postrojenjima. Druge tehnike su odgovarajuće samo za stabilne izotope za koje su dostupne masivnije mete. Kombinacijom ovih metoda koje daju razlike  $\delta\langle r^2 \rangle$  između različitih izotopa i metoda koje daju apsolutne vrednosti  $\langle r^2 \rangle$  za stabilne izotope, moguće je dobiti apsolutne vrednosti  $\langle r^2 \rangle$  za sva jezgra koja se nalaze u dometu proučavanja optičkom spektroskopijom.[18]

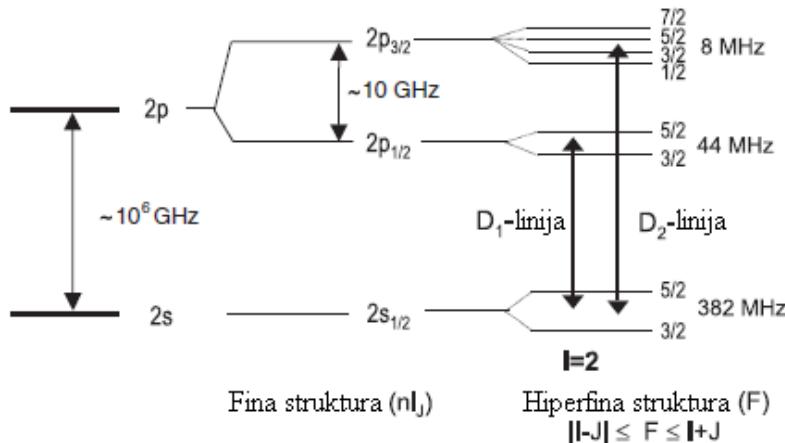
#### 4.1.2 Hiperfina struktura

Osim radijalne distribucije naelektrisanja jezgra (monopolni moment), još i multipolni elektromagnetični momenti višeg reda jezgra sa spinom  $I \neq 0$  utiču na atomske energetske nivoce. Interagujući sa multipolnim poljima elektrona u omotaču oni izazivaju dodatno cepanje nivoa što se naziva hiperfinom strukturom. Za sva praktična razmatranja je dovoljno posmatrati samo magnetno dipolnu i električno kvadrupolnu interakciju jezgra i elektrona iz omotača. Sva jezgra sa  $I \geq 1/2$  imaju magnetni moment. Sa druge strane, elektroni iz elektronskog omotača u stanjima sa ukupnim momentom impulsa  $J \neq 0$  stvaraju magnetno polje na mestu na kome se nalazi jezgro. Ovo daje energiju dipolne interakcije  $W_D = -\mu \cdot \mathbf{B}$ . Spektroskopski kvadrupolni moment jezgra sa  $I \geq 1$  interaguje sa gradijentom električnog polja koje proizvodi elektronski omotač u stanju sa  $J \geq 1$  preko relacije  $W_Q = eQ_s(\partial^2 V / \partial z^2)$ .

Za konkretni atomski nivo okarakterisan ukupnim momentom impulsa  $J$ , sprezanje sa nuklearnim spinom  $I$  daje novu vrednost ukupnog momenta impulsa  $F$  definisani preko zbiru ova dva vektora

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + \mathbf{J}, \quad (16)$$

što znači da se vrednost  $F$  kreće u intervalu  $|I - J| \leq F \leq I + J$ . Hiperfina interakcija uklanja degeneraciju  $F$  nivoa zbog čega nastaje cepanje na  $2J + 1$  ili  $2I + 1$  nivoa hiperfine strukture za  $J < I$  i  $J > I$ , respektivno (Slika 11).



Slika 11. Primeri atomske fine i hiperfine strukture za  $^7\text{Li}$ . Analogno sa natrijumom, atomski prelazi između  $^2S_{1/2}$  osnovnog stanja do prvih pobuđenih  $^2P$  stanja su obeleženi kao  $D_1$  i  $D_2$  linije. [18]

Koristeći kvantnomehanička pravila za sprezanje vektora može da se dobije izraz za energije hiperfine strukture svih  $F$  nivoa hiperfinog multipleta u odnosu na atomske nivoe fine strukture:

$$W_F = \frac{1}{2} AC + B \frac{\frac{3}{4} C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (17a)$$

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1). \quad (17b)$$

Unutar jednog multipleta, ove energije zavise od samo dva parametra, konstante magnetne dipolne interakcije  $A$  i konstante električne dipolne interakcije  $B$ . Oba ova parametra sadrže kao nuklearni član njihov respektivni nuklearni moment i kao elektronski član vrednost koja ne zavisi od izotopa, pa je za dati hemijski element u određenom atomskom stanju:

$$A = \mu_I B_e(0) / (I J), \quad (18a)$$

$$B = eQ_s V_{zz}(0). \quad (18b)$$

$B_e(0)$  je magnetno polje a  $V_{zz}(0)$  gradijent električnog polja elektronskog omotača na mestu jezgra.

Određivanje nuklearnih momenata preko hiperfine strukture je posebno odgovarajuće za radioaktivne izotope, zato što elektronski delovi (18a) i (18b), odnosno  $B_e(0)$  i  $V_{zz}(0)$ , su uglavnom poznati iz nezavisnih merenja momenata i hiperfine strukture stabilnih izotopa istih elemenata.

Ovde je implicitno prepostavljeno da su  $A$  i  $B$  jedini poznati parametri u formuli (17a). Međutim, za izotope koji su daleko od stabilnosti vrlo često nije poznata ni vrednost nuklearnog spina. Ova veličina, koja predstavlja jednu od osnovnih karakteristika jezgra, se direktno može odrediti merenjem hiperfine strukture: ili preko broja komponenti (za  $I < J$ ) ili iz njihovih relativnih rastojanja. [18]

## 4.2 Spoljno dovedena elektromagnetna polja

Kada se jezgro spina  $I$  implantira u čvrst ili tečan materijal, interakcija nuklearnog spina i njegove okoline više ne zavisi prvenstveno od elektrona u atomima. Za atom koji je ugrađen u gust medijum, interakcija atomskog jezgra sa elektromagnetskim poljima indukovanim od strane medijuma je mnogo jača od interakcije sa njegovim sopstvenim atomskim elektronima. Struktura rešetke medijuma u ovom slučaju ima najvažniju ulogu. Ova „hiperfina interakcija” se vidi u odgovoru sistema nuklearnih spinova prema unutrašnjim elektromagnetskim poljima medijuma, često u kombinaciji sa spoljašnje dovedenim (statičnim ili radiofrekventnim) magnetnim poljima. Zbog ovoga su „nuklearni hiperfini energetski nivoi” definisani kao svojstvena energetska stanja jezgra u ovakvoj kombinaciji polja. Najjednostavniji slučaj može biti samo jedno spoljašnje statično magnetno polje.<sup>1</sup>

### 4.2.1 Magnetna dipolna interakcija

Ako su atomi implantirani u kristalu sa strukturom kubne rešetke (na primer zapreminske centrirana ICC ili površinske centrirana FCC kubna rešetka), ne indukuje se gradijent električnog polja ako se jezgro nalazi na regularnoj poziciji rešetke (supstitucioni položaj). U ovom slučaju magnetni podnivoi  $m_I$  datog jezgra sa spinom  $I$  ostaju degenerisani.

Degeneracija može da se ukloni primenom statičnog magnetnog polja. Ono može da bude spoljašnje dovedeno polje, tipično reda od nekoliko stotina Gausa do nekoliko Tesla ( $1\text{ T} = 10^4\text{ G}$ ) ili unutrašnje hiperfino magnetno polje materijala domaćina, koje je tipično reda  $10 - 100\text{ T}$ . [18]

---

<sup>1</sup> U atomskim sistemima se uglavnom pravi razlika između „hiperfine strukture” nastale iz interakcije jezgra sa

Interakcija jezgra sa spinom  $\mathbf{I}$  koje se nalazi u statičnom magnetnom polju  $B_0$  može da se opiše Zemanovim Hamiltonijanom [19]:

$$H_B = -\frac{g_I \mu_N}{\hbar} \mathbf{I} \cdot \mathbf{B}_0 = -\omega_L I_z, \quad (19)$$

gde je  $\omega_L = g_I \mu_N B_0 / \hbar$  Larmorova frekvencija a  $g_I$  nuklearni  $g$  faktor. U koordinatnom sistemu u kome je  $z$  – osa paralelna sa magnetnim poljem (često se ovakav sistem naziva laboratorijski (LAB) sistem), magnetni podnivoi  $m_I$  spinskog operatora su svojstvena stanja Zemanovog Hamiltonijana. Energije Zemanovih nivoa su proporcionalne sa  $m_I$  (Slika 12a):

$$E_m = -\hbar \omega_L m_I. \quad (20)$$

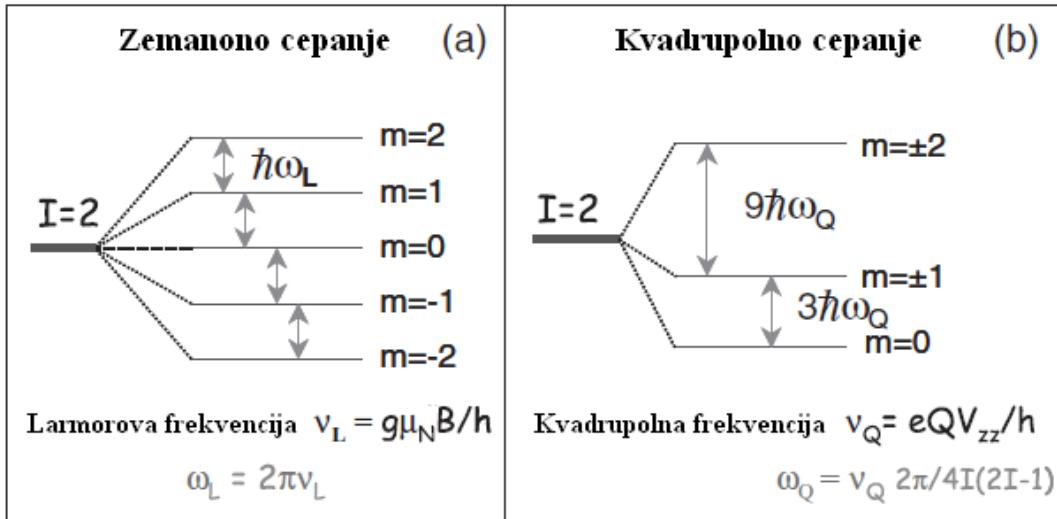
Ovakvo ekvidistantno cepanje Zemanovih nivoa je tipično reda od nekoliko 100 kHz do nekoliko MHz, u zavisnosti od jačine primjenjenog magnetnog polja i od jačine nuklearnog dipola, koju karakteriše  $g$  faktor. Razvijeno je nekoliko eksperimentalnih metoda za merenje ovakve Larmorove frekvencije radioaktivnih jezgara i njihovih izomernih stanja. Moguće je dobiti vrlo preciznu vrednost nuklearnog  $g$  faktora [18], pod uslovom da su dovoljno precizno poznate karakteristike magnetnog polja na mestu jezgra.

#### 4.2.2 Električna kvadrupolna interakcija

U materijalu koji nema kubnu strukturu rešetke, ugrađena jezgra interaguju sa gradijentom električnog polja (EFG-electric field gradient) koga indukuju atomi i elektroni u prvim susednim atomskim slojevima oko ugrađene primese. Ako se primesa nalazi na regularnoj poziciji u rešetki, indukovani EFG zadržava simetriju strukture rešetke (na primer u materijalu sa heksagonalnom gusto pakovanom struktrom rešetke, jezgro interaguje sa aksijalno simetričnim EFG čija je osa simetrije duž  $c$  – ose kristala, odnosno 0001 ose). Ako se primesni atom nalazi na intersticijalnoj ili nekoj poziciji povezanoj sa defektom u sklopu kristalne rešetke, simetrija indukovanih EFG-a može da se razlikuje od simetrije rešetke.

Jačina EFG-a je ista za sve izotope konkretnog elementa koji su ugrađeni na sličnim pozicijama kristalne rešetke. Stoga, ako se kvadrupolna frekvencija  $v_Q = eQ_s V_{zz} / \hbar$  izmeri za nekoliko različitih izotopa jednog elementa u kristalu, odnosi ovih frekvencija daju odnose njihovih kvadrupolnih momenata. Da bi se moglo izračunati absolutne vrednosti spektroskopskih kvadrupolnih momenata svih izotopa, potrebno je odrediti jačinu EFG-a  $V_{zz}$ . Ovo se na primer može postići korišćenjem vrednosti poznatog EFG-a (proračunatog ili izmerenog nekom drugom metodom). Sada je moguće vršiti i ab-initio proračune EFG-a za bilo koji tip nečistoće i bilo koji tip kristala. Pokazano je da je većina takvih proračuna ima preciznost od nekih 10%, pod uslovom da su dovoljno dobro poznati parametri kristalne rešetke [20]. Ovo je bitan korak u napred za merenje kvadrupolnih momenata. Na primer, takvi proračuni su pokazali da su neki ranije dobijeni kvadrupolni momenti za Fe izotope pogrešno procenjeni, zbog pogrešno određene vrednosti EFG-a u određenim kristalima.

Ako se monokristal koristi kao domaćin za implantaciju, orientacija ose simetrije kristala (a time i glavne ose EFG-a) će biti ista u celoj zapremini kristala, čime će za svako ugrađeno jezgro biti ista orijentacija i jačina EFG-a. Ako se polikristalni materijal iskoristi kao domaćin za implantaciju, svako ugrađeno jezgro će interagovati sa EFG-om iste jačine, ali sa nasumičnom orijentacijom svoje glavne ose. U ovom slučaju je neophodno vršiti integraciju po svim mogućim pravcima glavne ose u odnosu na izabran sistem reference. [18]



Slika 12. (a) Hiperfini nivoi jezgra koje se nalazi u statičnom magnetnom polju. Zemanovo cepanje je ekvidistantno i proporcionalno sa Larmorovom frekvencijom  $v_L$ . (b) Hiperfini nivoi jezgra ugrađenog u kristal sa gradijentom električnog polja. Cepanje nuklearnih nivoa nije ekvidistantno, a proporcionalno je sa kvadrupolnom frekvencijom  $v_Q$ . [18]

Hamiltonijan jezgra sa spinom  $I$  na koje deluje EFG je najlakše izraziti u odnosu na sistem glavne ose kristala (PAS-principal axis system) čija se  $z$  – osa podudara sa  $c$  – osom kristala. Za kristale sa aksijalno simetričnim EFG-om (parametar asimetrije  $\eta = 0$ ) duž  $z$  – ose PAS-a, važi formula [19]:

$$H_Q = \frac{\omega_Q}{\hbar} (3I_z^2 - I^2). \quad (21)$$

Magnetni nivoi  $m_I$  spinskog operatora predstavljaju dobra svojstvena stanja Hamiltonijana kvadrupolne interakcije. Njihova energija je degenerisana po  $m_I^2$  (Slika 12b):

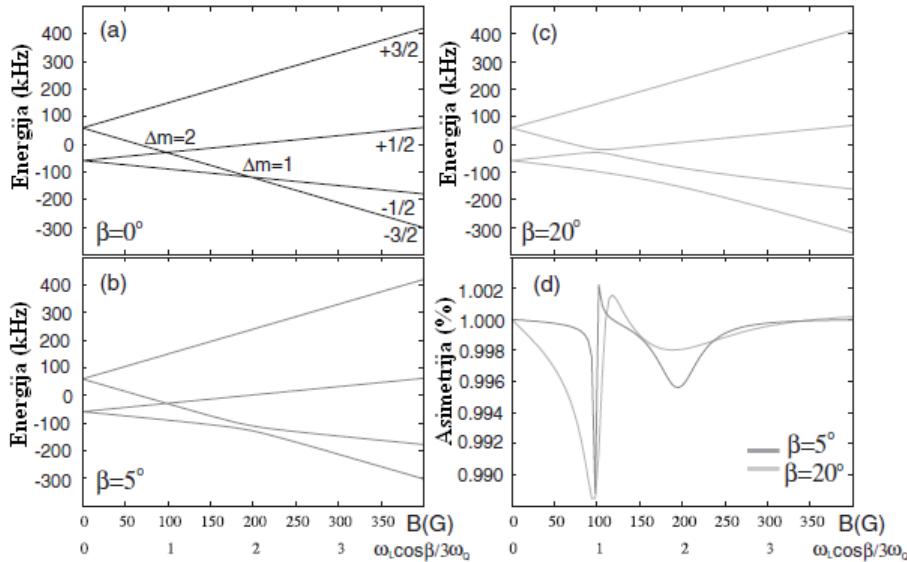
$$E_m = \hbar\omega_Q [3m_I^2 - I(I+1)], \quad (22)$$

i proporcionalna je kvadrupolnoj konstanti sprege  $\omega_Q = \frac{eQ_S V_{zz}}{4I(2I-1)\hbar}$  koja je povezana sa kvadrupolnom frekvencijom preko  $v_Q = 4I(2I-1)\omega_Q/2\pi$ .

$M_I$  nivoi jezgra koje interaguje sa EFG-om nisu ekvidistantni. Javlja se nekoliko različitih frekvencija prelaza, koje među sobom variraju u opsegu od 10 kHz do nekoliko MHz, u zavisnosti od jačine EFG-a i od nuklearnog spektroskopskog kvadrupolnog momenta. Za jezgra sa spinom  $I < 1$  ne dolazi do kvadrupolnog cepanja nivoa, što odgovara činjenici da očekivana vrednost koja definije spektroskopski kvadrupolni moment (10) postaje nula. Razvijeno je nekoliko eksperimentalnih metoda merenja kvadrupolnih frekvencija za radioaktivna jezgra i za njihova izomerna stanja. Tipična preciznost kvadrupolnih momenata dobijenih na osnovu ovako izmerenih frekvencija zavisi od toga koliko je dobro poznat EFG na poziciji jezgra u kristalnoj rešetki. Ona može da se kreće od 1% do 15%. [18]

### 4.2.3 Kombinovane statične interakcije

Kada i magnetno polje i gradijent električnog polja interaguju sa ugrađenim jezgrom, energija nuklearnih hiperfinih nivoa može analitički da se izračuna samo ako su ove interakcije aksijalno simetrične i u istoj ravni. U ovom slučaju će energija magnetnih podnivoa  $m_I$  prosto biti suma dipolnih i kvadrupolnih energija datih sa (20) i (21). Ako se ove energije predstave grafički kao funkcije jačine magnetnog polja (Slika 13.(a)), na ekvidistantnim pozicijama se dobija ukrštanje nuklearnih kvantnih nivoa.



Slika 13. Nuklearni hiperfini nivoi jezgra sa spinom  $I = 3/2$  na koga deluju kombinovano statična magnetna interakcija i aksijalno simetrična kvadrupolna interakcija: (a) kolinearna interakcija,  $\beta = 0^\circ$ ; (b) i (c) nekolinearne interakcije sa  $\beta = 5^\circ$  i  $\beta = 20^\circ$ , respektivno. (d) Rezonance posmatrane u ugaonoj raspodeli zračenja raspada orijentisanih radioaktivnih jezgara iz kojih se mogu izvesti zaključci o nuklearnom spinu i momenima.[22]

Ako su ove dve interakcije nekolinearne, potrebno je dijagonalizovati Hamiltonijan kombinovane interakcije da bi se mogle odrediti njegove svojstvene vrednosti. Hamiltonijan kombinovane interakcije može da se izrazi u odnosu na LAB sistem reference koji se bira tako da mu je  $z$  – osa paralelna statičnom polju. Onda se hamiltonijan kvadrupolne interakcije mora takođe izraziti u odnosu na ovaj sistem reference. Međutim, da bi se stekao bolji uvid u fizičko ponašanje ovakvog kombinovanog sistema interakcije, najjednostavnije je opisati kvadrupolnu interakciju u odnosu na PAS koji obrazuje uglove  $\beta$  i  $\gamma$  sa LAB sistemom reference [23]. U ovom slučaju kombinovani Hamiltonijan je dat sa:

$$H_{komb.} = -\omega_L I_z \cos \beta + \omega_L I_z \sin \beta + \frac{\omega_Q}{\hbar} (3I_z^2 - I^2). \quad (23)$$

Dijagonalizacijom ove matrice dobijaju se „mešana” svojstvena stanja u odnosu na izabrani sistem reference i dobijaju se energetski nivoi ovih „mešanih“ kvantnih stanja. Na Slici 13. (b) su prikazani proračunati energetske nivoi za nelinearnu kombinovanu interakciju sa uglom  $\beta = 15^\circ$  između kristalne  $c$  – ose i LAB sistema reference. Može se primetiti da se blizu mesta ukrštanja nuklearni nivoi u ovom slučaju međusobno odbijaju (u atomskoj fizici ovo je poznato kao anti-ukrštanje). Ovakva stanja se nazivaju stanja „mešovitih nivoa“ i može se pokazati da su populacije dva takva nivoa izjednačene. [18]

### 4.3 Spinska orijentacija radioaktivnih snopova i egzotičnih jezgara

Jedan od bitnih preduslova merenju nuklearnih momenata je poznavanje spinske orijentacije proučavanih jezgara. Ansambl jezgara je spinski orijentisan ako njihovi nuklearni spinovi imaju preferiran pravac orijentacije. Ako se definiše  $z$  – osa, spinska orijentacija može da se opiše u odnosu na ovu osu preko verovatnoće  $p_m$  da nuklearni spin ima projekciju  $|m\rangle$  na  $z$  – osu. Ako je  $z$  – osa istovremeno i osa simetrije orijentisanog ansambla ( $Z_{OR}$  osa na Slici 14), onda je orijentacija spinova u potpunosti određena verovatnoćama  $p_m$ . Za ansambl koji nije aksijalno simetrično orijentisan, formalizam matrice gustine mora da se koristi da bi se opisala orijentacija:

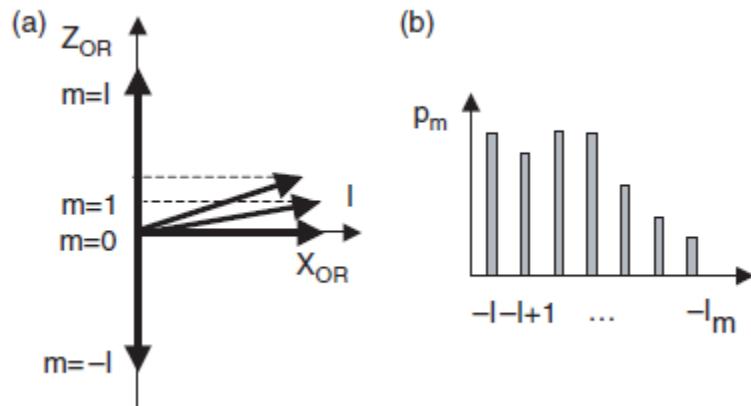
$$\rho_{mm'} = \langle m | \rho | m' \rangle. \quad (24)$$

Dijagonalni matrični elementi  $\rho_{m,m} = p_m$  predstavljaju populacije različitih projekcija spina i nedijagonalni elementi opisuju odnose između različitih  $m$  – stanja. Ova matrica gustine je povezana sa tenzorom gustine  $\rho_k^n$  preko [24]:

$$\rho_k^n = \sqrt{2k+1} \sum_m (-1)^{l+m} \begin{pmatrix} I & I & k \\ m & -m & n \end{pmatrix} \langle m | \rho | m' \rangle \quad (25)$$

i sa tenzorom orijentacije  $B_k^n = \sqrt{2I+1}\rho_k^{n*}$ .

U ugaonoj raspodeli radijacije koju emituje orijentisani ansambl, orijentacija spina će uvek biti opisana tenzorom orijentacije, zato što on omogućava laku transformaciju funkcije raspodele iz jednog koordinatnog sistema u drugi rotacijom po Eulerovim uglovima. Međutim, kada se priča o stepenu orijentacije, često se koristi drugačija terminologija u zavisnosti od tipa orijentacije. Sada će biti objašnjen odnos između komponenata orijentacionog tenzora i definicija „poravnjanja“ i „polarizacije“. [10]



Slika 14. (a) Vrednost projekcije nuklearnog spina  $I$  na izabranu  $z$  – osu se definije kao  $m$ . (b) U slučaju spinskog ansambla koji je aksijalno simetričan oko  $Z_{OR}$  ose, orijentacija je u potpunosti opisana verovatnoćama  $p_m$  koje predstavljaju verovatnoće okupiranja kvantnih stanja  $m$ . [10]

#### 4.3.1 Poravnjanje (alignment) A nuklearnih spinova.

Za ansambl spinova se smatra da je poravnat ako ima aksijalno simetričnu raspodelu spinova i ako postoji ogledalska simetrija u odnosu na ravan koja je normalna na ravan aksijalne simetrije. Ovo je ekvivalentno sa  $p_m = p_{-m}$  (Slika 15). Nuklearno poravnjanje je proporcionalno sa  $\sum_m (3m^2 - I(I+1))p_m$  i direktno je povezano sa tenzorom orijentacije drugog reda [24,25]:

$$\begin{aligned} B_2^0 &= \sqrt{2I+1} \sqrt{5} \sum_m (-1)^{I+m} \begin{pmatrix} I & I & 2 \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} p_m \\ &= \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{I(I+1)(2I+3)(2I-1)}} \sum_m [3m^2 - I(I+1)] p_m. \end{aligned} \quad (26)$$

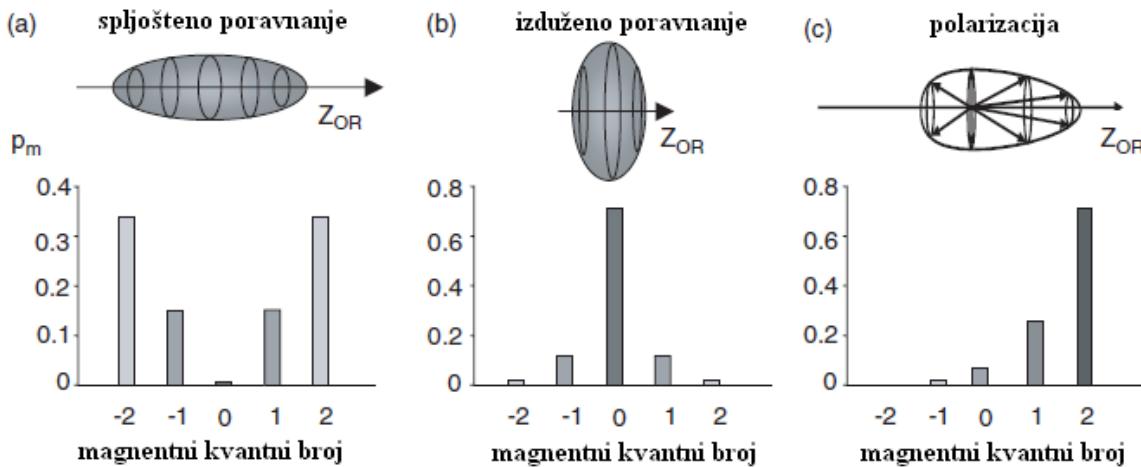
Normirano poravnjanje  $A$  se definiše kao:

$$A \equiv \frac{\sum_m \alpha_2(m) p_m}{|\alpha_2(\max)|} = \frac{\sum_m (3m^2 - I(I+1)) p_m}{|\alpha_2(\max)|}, \quad (27)$$

gde je  $\alpha_2(m) = 3m^2 - I(I+1)$ . Vrednost  $\alpha_2(\max)$  zavisi od toga da li je došlo do spljoštenog ili izduženog tipa poravnjanja.

U slučaju maksimalno izduženog poravnjanja  $A = -1$ , svi spinovi su orijentisani normalno u odnosu na  $z$ -osu, odnosno  $m = 0$  ili  $\pm \frac{1}{2}$ . U tom slučaju  $\alpha_2(\max)$  može da bude:

$$\begin{aligned} |\alpha_2(m=0)| &= I(I+1) && \text{za celobrojne vrednosti spina} \\ \left| \alpha_2(m=\pm\frac{1}{2}) \right| &= I(I+1) - \frac{3}{4} && \text{za polucele vrednosti spina} \end{aligned}$$



Slika 15. Različiti tipovi aksijalno simetričnih orijentacija. [10]

Za maksimalno spljošteno poravnanje  $A = +1$ , svi spinovi su usmereni duž  $z$  – ose tako da je  $m = I$ , a  $\alpha_2(\max)$  je:

$$|\alpha_2(m = I)| = I(2I - 1) \quad \text{za svaku vrednost spina}$$

Poravnanje je onda povezano sa tenzorom orijentacije drugog reda preko:

$$B_2^0 = \frac{\sqrt{5} |\alpha_2(\max)|}{\sqrt{I(I+1)(2I+3)(2I-1)}} A. \quad (28)$$

Treba napomenuti da je poravnat ansambl opisan orijentacionim tenzorima parnog ranga  $k$ :  $B_2^0, B_4^0, \dots$ . Tenzori neparnog ranga su jednaki nuli. U nekim slučajevima je moguće ograničiti se na najniži red, čime se orijentacija opisuje samo jednim parametrom  $A$ . Međutim, validnost ovakvog pristupa zavisi od slučaja do slučaja.

#### 4.3.2 Polarizacija $P$ nuklearnih spinova

Ansambl jezgara se smatra polarizovanim ako je sistem aksijalno simetričan sa narušenom gore/dole simetrijom duž glavne ose simetrije:  $p_m \neq p_{-m}$ . Nuklearna polarizacija je proporcionalna sa  $\sum_m mp_m$  i povezana je sa tenzorom orijentacije prvog reda preko:

$$\begin{aligned} B_1^0 &= \sqrt{2I+1} \sqrt{3} \sum_m (-1)^{I+m} \begin{pmatrix} I & I & 1 \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} p_m \\ &= \frac{-\sqrt{3}}{\sqrt{I(I+1)}} \sum_m mp_m. \end{aligned} \quad (29)$$

Normirana polarizacija se definiše tako da je  $P = +1$  ako su svi spinovi paralelni  $z$  – osi, a  $P = -1$  ako su svi spinovi antiparalelni  $z$  – osi:

$$P = \frac{\sum_m mp_m}{I}. \quad (30)$$

Na osnovu ovoga, veza između polarizacije i tenzora orijentacije prvog reda je:

$$B_1^0 = -\sqrt{\frac{3I}{(I+1)}} P. \quad (31)$$

Uglavnom se polarizovani ansambl opisuje pomoću parnih i neparnih tenzorskih komponenata, zato što su vrlo retki potpuno polarizovani ansamblji. Međutim, u ugaonoj distribuciji polarizovanog zračenja, na primer pri razmatranju asimetrije  $\beta$  – raspada, vrlo često se u obzir uzima samo tenzor gustine prvog reda. [10]

## 5 METODI PROIZVODNJE EGZOTIČNIH RADIOAKTIVNIH JEZGARA I METODI ORIJENTISANJA PROIZVEDENIH JEZGARA

### 5.1 Metodi proizvodnje egzotičnih radioaktivnih jezgara

Istraživanje karakteristika egzotičnih jezgara, u čemu proučavanje nuklearnih momenata ima važnu ulogu, je dostiglo svoj pun zamah pošto trenutno u pogonu ima nekoliko postrojenja koja proizvode radioaktivne jonske snopove (RJS) i daju fascinantne rezultate.

RJS postrojenja omogućavaju proizvodnju čistih snopova radioaktivnih jezgara u velikom opsegu energija (od meV do GeV), a moguće je podeliti ih na dva tipa: jedan je zasnovan na ISOL metodi produkcije i masene separacije, drugi na IF (in flight) metodi separiranja određenih visokoenergetskih uzmaknutih reakcionalih produkata koristeći spektrometre uzmaka postavljene iza mete. IF metod proizvodnje snopova može da se primeni u nekoliko energetskih režima, od okoline Kulonove barijere ( $\sim 5 \text{ MeV } \text{u}^{-1}$ ) koristeći reakcije inverznog fuzionog isparavanja pa sve do vrlo visokih energija koristeći reakcije projektilske fragmentacije ( $50\text{--}500 \text{ MeV } \text{u}^{-1}$ ).

Sa druge strane, mnoga merenja momenata radioaktivnih jezgara se i dalje vrše u direktnoj okolini mete, bez prethodne selekcionе procedure (oni se nazivaju „in-beam” eksperimentima). Ovakav pristup je na primer neophodan ako je potrebno proučavati karakteristike ekstremno kratkoživećih eksitovanih stanja. U ovom slučaju, radioaktivna jezgra se proizvode i zaustavljaju u meti (ili odmah posle nje) i sva radijacija koja se emituje na poziciji mete se registruje okolnim detektorima. Očigledno je da će u ovom slučaju, proučavanje veoma egzotičnih jezgara zahtevati napredne metode detekcije da bi se mogla ekstrahovati mala količina korisnih raspada iz velikog fluksa radijacije koja se dobija iz svih proizvedenih radioaktivnih vrsta jezgara. Takođe u ovom polju, značajnim internacionalnim naporima su napravljeni veliki sklopovi detektora (sa  $\gamma$  i  $\beta$  detekcijom i detekcijom čestica). Primeri su EUROBALL u Evropi i GAMMASPHERE u SAD-u.

#### 5.1.1 In-beam metodi proizvodnje za istraživanja nuklearnih momenata

Većina visokospinskih izomernih stanja za koja su rađena merenja nuklearnih momenata do sada, su proizvedena u reakcijama fuzionog isparavanja stabilnog snopa (ubrzanog do  $\sim 5 \text{ MeV } \text{u}^{-1}$ ) sa stabilnom metom. U takvoj reakciji, jezgro projektil vrši fuziju sa jezgrom iz mete iz čega nastaje novo jezgro koje se nalazi na granici stabilnosti. Novonastalo jezgro je proizvedeno u visokoeksitovanom stanju i prvenstveno smanjuje svoju energiju „isparavanjem” nekoliko čestica (uglavnom neutrona). Posledica ovoga je da se uglavnom proizvode jezgra sa manjkom neutrona. Ova rezidualna jezgra se prvo raspadaju emisijom statističkih  $\gamma$  zraka dok ne dođu do vrast linije (definisane kao stanje sa najvišim spinom za datu eksitacionu energiju), a nakon toga se raspadaju diskretnim  $\gamma$  prelazima duž vrast linije do osnovnog stanja. U mnogim ovakvim jezgrima, izomerna stanja se javljaju duž ove vrast linije, zbog čega je ovaj metod produkcije najprimereniji istraživanjima visokospinskih izomernih stanja. Izomerna stanja momenta impulsa do  $35 \hbar$  su do sada proizvedena ovakvima reakcijama. [10]

Važna prednost ove produkcione metode, povezana sa proučavanjem nuklearnih momenata, je činjenica da spinovi ovako proizvedenih izomernih stanja imaju preferiranu orientaciju: izomerni spinovi su uglavnom orijentisani normalno na osu snopa, iz čega nastaje pretežno spljošten ansambl nuklearnih spinova sa osom orijentacije duž linije snopa.

U reakcijama kulanovske eksitacije, gde se ili meta ili jezgro projektil eksituju kulanovim poljem svog partnera, eksitovana nuklearna stanja će takođe pokazati visok stepen spinske orijentacije. Ovaj produkcion metod je posebno koristan za istraživanje momenata jako deformisanih jezgara, pošto se članovi rotacionog pojasa osnovnog stanja lako eksituju ovakvom reakcijom.

### 5.1.2 ISOL tehnike proizvodnje radioaktivnih snopova

**Niskoenergetski snopovi (<100 keV).** Jedno od najstarijih postrojenja ovog tipa je ISOLDE u CERN-u o kome je već bilo dosta reči u prvom poglavlju gde je opisan način proizvodnje radioaktivnih snopova. U ISOLDE postrojenju je moguće proizvesti jezgra skoro svih tipova, ali i dalje postoji problem izvlačenja dobijenih radioaktivnih jezgara iz guste mete (površinske gustine  $\sim \text{g/cm}^2$ ) difuzijom. Ovim procesom je moguće dobiti samo radioaktivne vrste čija su vremena života reda nekoliko sekundi. Rešenje ovog problema se sastoji iz korišćenja drugačijeg (bržeg) reakcionog mehanizma za proizvodnju kratkoživećih izotopa, kao što su reakcije fuzionog isparavanja i reakcijom indukovane fisije na tankoj meti nakon čega se uzmaknuta radioaktivna jezgra hvataju u vodiču jona. Ovo se naziva metodom izotopske on-line separacije pomoću vodiča jona (IGISOL- ion-guide isotope separation on-line). Iako ovaj metod inače ima manji kvalitet snopa od metoda korišćenja ISOL jonskih izvora, skoriji napretci su poboljšali kvalitet njegove energetske rezolucije do ispod 1 keV. Ovo ima veliki značaj za primenu metoda kolinearne laserske spektroskopije na istraživanje momenata i radijusa ovih jonskih snopova.

**Naknadno ubrzani ISOL snopovi.** Ponovnim ubrzavanjem radioaktivnih snopova dobijenih iz ISOL postrojenja je moguće dobiti radioaktivne snopove sa dobrim jonsko-optičkim kvalitetom i energetskom rezolucijom, sa energijama između 1 i 5 MeV  $\text{u}^{-1}$ . Ovakvi snopovi su idealni za astrofizičke eksperimente i eksperimente proučavanja nuklearne strukture.

Prvi naknadno ubrzani radioaktivni snop je proizведен u Ciklotronu od Centre de Recherche na univerzitetu Louvain-la-Neuve u Belgiji 1989. Do sada su proizvedeni naknadno ubrzani ISOL snopovi energija oko 5 MeV  $\text{u}^{-1}$  korišćenjem dva ciklotrona. Druga postrojenja u evropi su GANIL u Francuskoj koji je 2001 proizveo svoj prvi naknadno ubrzani snop (1.67 s  $^{18}\text{Ne}$ ) i REX-ISOLDE o kojem je takođe bilo reči u prvom poglavlju. U Severnoj Americi, Holifield postrojenje za proizvodnju radioaktivnih jona kod OAK Ridge Nacionalnih Laboratorija, SAD je prve eksperimente izvršilo 1998 koristeći  $^{18}\text{F}$  snopove, naknadno ubrzane pomoću 25 MV Tandema.

Svi ISOL-proizvedeni radioaktivni snopovi nisu spinski orijentisani i mogu se proizvesti samo elementi sa dovoljno dugačkim vremenima života (tipično reda milisekundi u zavisnosti od konkretne kombinacije mete i jonskog izvora). Za precizna merenja nuklearnih momenata na ovim radioaktivnim snopovima, koristeći na primer  $\beta$ -NMR metode, neophodno je polarizovati ovako dobijene radioaktivne snopove. Postoji nekoliko tehnika koje ovo omogućavaju i biće više reči o njima u drugom delu ovog poglavlja. [10]

### 5.1.3 IF metode proizvodnje snopova radioaktivnih jezgara

Merenje nuklearnih momenata egzotičnih kratkoživećih nuklearnih stanja (perioda poluraspada reda od 100 ns do 100 ms) zahteva metode brze spinske orientacije kombinovane sa metodama brze proizvodnje i selekcije snopova egzotičnih jezgara. Pošto neke nuklearne reakcije automatski obezbeđuju spinski orijentisan ansambl egzotičnih radioaktivnih jezgara, očigledno je da bi jedan od najelegantnijih načina proučavanja momenata retko proizvedenih jezgara bio preko IF metode selekcije, sa time da se tokom selekcionog procesa održava spinska orientacija.

In-flight separacija egzotičnih jezgara je moguća ako reakcioni produkti imaju dovoljno energije da uzmaknu iz mete u kojoj su proizvedeni. Ovo se dešava ako primarni snop koji indukuje nuklearnu reakciju ima dovoljno visoku energiju i/ili ako je masa projektila veća od mase jezgara u meti. Raznovrsnost reakcionih produkata iz ovakve reakcije je relativno visoka (slično ISOL šemi) i neophodno je naći metod biranja određenih egzotičnih jezgara među preostalim neželjenim jezgrima koja su proizvedena. Zbog velike brzine uzmaka reakcionih produkata i činjenice da se uzmak odvija u smeru prema napred, jasno je da je IF masena separacija idealna za separaciju jezgara od interesa na brz način iz glavnog snopa i od ostalih reakcionih produkata. IF masena separacija se primenjuje u dva energetska opsega: oko kulanove barijere i nakon intermedijarnih i visokoenergetskih reakcija projektilske fragmentacije.

**IF separacija u okolini Kulonove barijere.** U opsegu energija od  $5\text{--}10 \text{ MeV } \text{u}^{-1}$  koristi se, na primer, inverzna reakcija fuzionog isparavanja radi proizvodnje pretežno egzotičnih jezgara na strani sa manjkom neutrona na tablici nuklida, blizu protonske drip-linije. Različite vrste masenih spektrometara mogu da se koriste za izdvajanje jezgara od interesa iz snopa i od drugih reakcionih produkata, na primer koristeći separator uzmaka na bazi dipola CAMEL u Legnaro Nacionalnoj laboratoriji u Legnaro, Italiji, koristeći kombinovani magnetni i elektrostatici maseni spektrometar kao što je FMA u Argonne Nacionalnoj Laboratoriji u SAD-u, ili koristeći gasom-punjeni separator uzmaka RITU u Jyväskylä u Finskoj.

Prednost korišćenja ovakvih aparata u poređenju sa in-beam eksperimentima je mogućnost vršenja nisko-fonskih eksperimenata sa egzotičnim jezgrima i izomernim stanjima na fokalnoj ravni spektrometra uzmaka. Druga opcija je da se postavi niz  $\gamma$  – detektora visoke efikasnosti oko pozicije mete ispred separatora uzmaka i da se zahteva uslov koincidencije između detektovanog  $\gamma$  – zraka i konkretnog uzmaknutog jona identifikovanog iza spektrometra uzmaka. Ovaj metod obeležavanja kao i tehnika obeležavanja uzmaka raspada, omogućava dobijanje  $\gamma$  spektara koji sadrže samo zračenje od jezgra koje nas interesuje.

Postoje dva ograničenja koja otežavaju vršenje merenja nuklearnih momenata jezgara u fokalnoj ravni spektrometra uzmaka, iako bi takva merenja imala veliku korist od uslova smanjenog fona. Prvo ograničenje je povezano sa brojem izomera (ili nuklearnih osnovnih stanja) koja stižu do fokalne ravni, drugo je povezano sa činjenicom da za merenja momenata nuklearnih stanja sa tipičnim vremenima života od  $10^{-7}\text{s} – 1\text{s}$ , neophodno je imati spinski orijentisan ansambl. Štaviše, postoji optimalni uslov izražen preko ova dva parametra, koji određuje da li je uopšte moguće vršiti merenje momenata: ako je stopa detektovanja raspada ( $\text{s}^{-1}$ ) pomnožena sa detektovanom promenom u anizotropiji na kvadrat reda ( $0.1\text{--}1 \text{ s}^{-1}$ ), onda je moguće vršiti merenje. Neophodne karakteristike snopa koji ulazi u separator uzmaka će onda tako zavisiti od efikasnosti korišćenog sistema detekcije ( $\beta$  ili  $\gamma$  – detekcija) kao i od stepena spinske orientacije koja je prisutna u uzmakom–separisanom ansamblu. [10]

Problem koji se odnosi na spinsku orijentaciju je da uzmaknuta jezgra nisu u potpunosti oslobođena od svojih elektronskih omotača nakon što uzmaknu iz mete. U ovim slobodnim atomima dolazi do hiperfine interakcije elektronskog omotača i jezgra. Zbog ove orijentacije, nasumično orijentisani elektronski spinovi će smanjiti nuklearnu spinsku orijentaciju do određene vrednosti. Dalje smanjivanje atomske spinske orijentacije (a time i nuklearne spinske orijentacije) nastaje zbog interakcije jakog električnog dipola ( $10^3$  puta jači od nuklearnog dipola) sa magnetnim dipolnim poljima masenog separatora. Zbog ovoga je potrebno osmisliti način ponovnog uvođenja spinske orijentacije nakon selekcione procedure.

**IF separacija nakon intermedijarnih i visokoenergetskih reakcija projektilske fragmentacije.** Pri visokim energijama snopa ( $> 100 \text{ MeV u}^{-1}$ ), periferna interakcija između teškog projektila i jezgra mete indukuje raspadanje brzog projektila u raznovrsne sekundarne jone koji su lakši od snopa. Fragmentacijom stabilnog jezgra bogatog neutronima (od kojih je najteže  $^{238}\text{U}$ ) moguće je proizvesti jezgra ekstremno bogata neutronima skoro bilo kog elementa i slično se dobijaju jezgra blizu protonске drip-linije fragmentacijom stabilnog izotopa koji je bogat protonima. Efikasni preseci za projektilsku fragmentaciju se u današnje vreme mogu dobro reprodukovati i vrednosti im drastično padaju prilikom oduzimanja/dodavanja sve više neutrona približavajući se drip-linijama (tipično za red veličine po neutronu). Još jedan efikasan način proizvođenja jezgara veoma bogatih neutronima određenih elemenata je projektilska fisija. Nedavno, više od 100 izotopa je identifikovano u eksperimentu od samo nekoliko dana koristeći proces projektilske fisije pomoću fragmentnog separatora uzmaka u GSI-Darmstadt.

Na srednjim energijama snopa ( $40\text{--}80 \text{ MeV u}^{-1}$ ) proces projektilske fragmentacije se takmiči sa ostalim reakcijama kao što su: reakcije transfera, nukleon pick-up reakcija i slične. Računanje efikasnog preseka reakcije je komplikovanije i donekle manje pouzdano (što se tiče dobijenih apsolutnih vrednosti). Međutim, postoji vrlo intuitivna i moćna alatka za procenjivanje ponašanja ovih sekundarnih snopova proizvedenih i selektovanih u nekoliko IF projektilsko-fragmentacionih postrojenja širom sveta, a poznata je kao LISE kod.

U ovakvim IF projektilsko-fragmentacionim postrojenjima, sekundarni snop se pročišćava koristeći ahromatični (ili dvostruko ahromatični) maseni separator visoke rezolucije, kao što je LISE u GANIL-u, Caen, Francuska, zatim A1200 u NSCL-u, Michigan, SAD koji je skoro unapređen u A1900, onda FRS u GSI Darmstadt-u, Nemačka i RIPS u RIKEN-u, Tokijo, Japan. Ekstremno čisti snopovi egzotičnih radioaktivnih jezgara mogu da se proizvedu pri relativno visokim intenzitetima, posebno ako se dalje pročišćavanje vrši pomoću filtera brzine, kao što je WIEN-filter u GANIL-u. Za neke primene se preferiraju „kokteli” egzotičnih radioaktivnih jezgara niskih intenziteta, a takvi snopovi mogu lako da se dobiju, u zavisnosti od podešavanja i karakteristika aparata za selekciju izotopa.

Određeni važni aspekti vezani za radioaktivne snopove proizvedene IF metodama projektilske fargmentacije imaju direktni uticaj na eksperimente koji sa njima mogu da se vrše. Ovi radioaktivni snopovi imaju vrlo visoke energije (od 40 do nekoliko  $100 \text{ MeV u}^{-1}$ ) sa slabom energetskom rezolucijom i kvalitet snopa je relativno slab: postoji velika „fleka” snopa u fokalnoj tački dimenzija  $(1 \times 2) \text{ cm}^2$  na srednjim energijama, a na visokim energijama njena površina je barem  $(5 \times 5) \text{ cm}^2$ .

Prednost fragmentacionih snopova je da su oni inherentno spinski orijentisani zbog same reakcije fragmentacije i što većina jezgara (barem nisko masenih) fragmentnih snopova biva kompletno odvojena od svojih elektronskih omotača, zbog čega se reakcijom indukovana spinska orijentacija zadržava sve do fokalne tačke u kojoj snop može da se implantuje za potrebe istraživanja nuklearnih momenata. [10]

## 5.2 Metodi orijentisanja proizvedenih jezgara i primena na radioaktivne nuklearne snopove

**Spinska orijentacija ISOL snopova.** (a) Veoma efikasna metoda dobijanja radioaktivnog snopa visokopolarizovanih jezgara alkalnih i zemnoalkalnih elemenata je metod optičkog pumpanja. Nuklearna polarizacija tipičnih vrednosti od 30-50% može da se dostigne ovom metodom koja se zasniva na hiperfinoj interakciji između elektronskog spina  $J$  i nuklearnog spina  $I$ . Atomski elektroni se polarizuju interakcijom atomskog (ili jonskog) snopa sa kružno polarizovanim laserskim snopom. Naknadnom rezonantnom ekscitacijom i raspadom elektrona koristeći rezonantne laserske fotone, atom (jon) završava u visokopolarizovanom stanju nakon nekoliko procesa ekscitacije/raspada (odakle je i nastao termin „optičko pumpanje“). Za ovo je potreban kolinearni lasersko-atomski (jonski) snop u jednom određenom nanelektrisanom stanju dok radioaktivni snop mora da ima vrlo dobru energetsku rezoluciju ( $\sim 1$  eV) da bi se smanjilo doplerovo širenje rezonantnih ekscitacionih linija. Prema tome, ovaj metod je povoljno primeniti na nisko-energetske snopove iz ISOL postrojenja, ili na jonski snop ili nakon razmene nanelektrisanja na snop neutralnih atoma. Postrojenje koje koristi kontinualne lasere uskog snopa i može da obezbedi lasersku svetlost u celokupnom vidljivom i bliskom UV spektru bi moglo da znatno poveća potencijal ove moćne metode, proširujući njenu primenljivost na više elemenata. Štaviše, primena metoda hlađenja jonskih snopova, koje su sada u punom razvoju, bi takođe mogla da proširi mogućnosti ove metode, posebno u kombinaciji sa produkcionim metodama koje daju radioaktivne snopove manjeg kvaliteta.

(b) Jedna od najstarijih metoda polarizovanja nuklearnih spinova je najverovatnije metod nisko-temperaturnih nuklearnih orijentacija (LTNO). Prvi put je korišćen u [26], gde su bili polarizovani nuklearni spinovi dugoživećeg izvora  $^{60}\text{Co}$ , da bi se pokazalo narušavanje parnosti  $\beta$  – raspada. Polarizacija se indukuje ugrađivanjem radioaktivnog jezgra u feromagnetski domaćina koji je ohlađen do ekstremno niskih temperatura (mK) i na kojeg deluje spoljašnje magnetno polje (0.01–0.1 T) koje je potrebno za orijentaciju internog hiperfinog polja (koje može da dostigne 10–100 T). Usled jakog Zemanovog cepanja koje indukuju statična magnetna polja i zbog niske temperature okoline, ansambl će preći u Boltzmanovu raspodelu nuklearnih spinova preko nedegenerisanih  $m$  – kvantnih stanja. Rezultat ovoga je da su spinovi polarizovani. Vreme potrebno za dostizanje Boltzmanovog ekvilibrijuma zavisi od relaksacionog vremena između spinova i rešetke od datog primesnog elementa u domaćinu. Ova vremena relaksacije su reda od nekoliko sekundi ili više, zbog čega radioaktivna jezgra koja mogu da se orijentišu ovom metodom moraju da imaju vremena života od nekoliko sekundi ili više. Za kratkoživeća radioaktivna jezgra (kraće od 1 h) neophodna je on-line implantacija egzotičnih radioaktivnih jezgara. Nekoliko on-line LTNO postrojenja je bilo u pogonu u poslednjih nekoliko decenija u različitim ISOL postrojenjima širom sveta. Jedno od njih je postrojenje NICOLE u CERN-u, koje je već spomenuto u prvom poglavlju. Pošto vreme života jezgara mora da bude relativno dugo, ova tehnika nije adekvatna za orijentisanje jezgara koja su dosta daleko od linije stabilnosti, gde vremena života postaju kraća. Tipične vrednosti polarizacije koje mogu da se dobiju su reda 20 – 80 %. [10]

(c) Metod koji je samo teorijski predložen, ali možda će biti dalje istražen u budućnosti, podrazumeva proizvodnju snopova polarizovanih jona direktno u sistemu jonskog izvora, konkretno koristeći laserski jonski izvor sa kružno polarizovanom laserskom svetlošću. Koristeći ovu tehniku, rezonantno ekscitovan i ionizovan snop jona se polarizuje tokom njegove rezonantne eksitacije koristeći kružno polarizovanu lasersku svetlost. Nuklearne polarizacije reda 10 –20 % bi mogle da se dostignu. Glavni problemi koji moraju da se reše vezano za ovu proceduru su povezani sa održavanjem nuklearne polarizacije tokom procesa masene separacije, sve do momenta implantacije.

**Spinska orijentacija naknadno ubrzanih ISOL snopova.** Tehnika koja je uspešno primenjena u samo nekoliko eksperimenata, ali koja bi mogla da se primeni za širok opseg radioaktivnih nuklearnih snopova proizvedenih različitim tipovima reakcija, je polarizacioni metod nagnute folije. Osnovna ideja je da kada atom (jon) prolazi kroz tanku foliju koja je nagnuta u odnosu na pravac snopa, elektronski spinovi jona koji napuštaju foliju postaju kružno polarizovani usled atomskih interakcija na površini folije. Kada snop dođe do vakuma, hiperfina interakcija između polarizovanih spinova atomskih elektrona i nuklearnih spinova će indukovati nuklearnu polarizaciju. Postavljajući više folija jednu za drugom na tačno određenim rastojanjima, nuklearna polarizacija dalje može da se pojača čime je moguće dostići vrednosti do 18% polarizacije. Dobijena nuklearna polarizacija je najveća za stanja sa visokim spinom, povećava se sa brojem folija i optimalna polarizacija se dostiže za ne prevelike brzine snopa (na oko  $E \sim 1 \text{ MeV } u^{-1}$  dobijena je polarizacija od 15%). Uzimajući u obzir sva ova razmatranja, ovaj metod je najprimereniji polarizovanju radioaktivnih snopova jezgara velikih spinova, na primer izomernih stanja egzotičnih jezgara koja su proizvedena preko fuzionog isparavanja i naknadno maseno separisana. Polarizacioni metod nagnute folije proizvodi čisto polarizovan snop: komponenta poravnavanja u tenzoru orijentacije je zanemarljivo mala. Dakle, samo eksperimenti koji su osetljivi na vektorsku polarizaciju ( $B_1^0$ ) mogu da se koriste u kombinaciji sa ovom metodom orijentacije spinova. Ovo je slučaj kod eksperimenata u kojima se posmatra asimetrija u  $\beta$  – raspodu kao i kod  $\gamma$  – LMR eksperimenata ili TDPAD merenja kvadrupolnih momenata (u narednom poglavlju će biti više reči o ovim metodama). U slučaju  $\beta$  – raspada zračenje narušava parnost, dok u slučaju detekcije  $\gamma$  – anizotropija primenjene interakcije moraju da narušavaju parnost. Treba napomenuti da su merenja kvadrupolnih momenata koja koriste polarizovane snopove osetljiva na znak kvadrupolnog momenta. Merenje g faktora izomernih stanja koja se raspadaju  $\gamma$  – raspadom ne može da se izvrši sa čisto polarizovanim ansamblom izomernih stanja. U egzotičnim jezgrima kod kojih će masena separacija biti ključni problem, polarizacioni metod nagnute folije može biti dobra alternativa proizvođenju orijentisanog radioaktivnog snopa. Takođe za radioaktivne snopove proizvedene ISOL metodom, posebno za izomerne snopove ali takođe i za snopove jezgara sa relativno velikim spinom, tehnika nagnute folije može sasvim dobro da se primeni. U ovom slučaju, naknadno ubrzanje radioaktivnih snopova je krucijalno za postizanje dovoljne energije potrebne za prolaženje višestruko naslaganih folija koje su neophodne za povećavanje nuklearne polarizacije. U ISOLDE je skoro pokušano da se iskoristi visokonaponska platforma za ubrzavanje ISOL snopova do  $20 \text{ keV } u^{-1}$ . Polarizacija od samo 0.7 % je izmerena za  $^{23}\text{Mg}$  ( $T_{1/2} = 11.3 \text{ s}$ ) jezgra ugrađena u domaćina Pt. Bitno je zapamtiti da u eksperimentima sa spinski orijentisanim jezgrima, održavanje nuklearne spinske orijentacije nakon implantacije od iste važnosti kao i proizvodnja same polarizacije. Efekti kao što su oštećenje od zračenja, implantaciono ponašanje ili relaksacija spina i rešetke vrlo lako mogu da smanje dobijenu polarizaciju nakon implantacije u kristal. [10]

**Spinski orijentisana jezgra dobijena iz reakcija polarizovanih snopova.** Radioaktivna jezgra proizvedena u nuklearnim reakcijama snopova polarizovanih elektrona, deuterijuma, neutrona i tricijuma, pokazuju veliki stepen polarizovanosti spinova. Međutim, radioizotopi koji su na ovaj način polarizovani, preko reakcija na stabilnim metama, se uglavnom javljaju samo blizu oblasti stabilnosti tablice nuklida.

**Reakcijom indukovana spinska orijentacija u reakcijama fuzionog isparavanja, transfera, projektilske fragmentacije i fisije.** Najlakši i najbrži način dobijanja spinski orijentisanog ansambla radioaktivnih jezgara je preko spinske orijentacije koja nastaje tokom samih reakcija iz kojih se dobijaju radioaktivna jezgra. Ovo je posebno značajno za proučavanje vrlo kratkoživećih nuklearnih (ekscitovanih) stanja.

- Izomeri proizvedeni reakcijom fuzionog isparavanja imaju visok stepen spinske orijentacije. Pokazano je da za sve (teško jonske,  $xn$ ) i (alfa,  $xn$ ) reakcije, spinsko poravnanje izomera može da se opiše Gausovom funkcijom raspodele

$$p_m = \frac{e^{-m^2/2\sigma^2}}{\sum_{m'} e^{-m'^2/2\sigma^2}},$$

tipične širine  $\sigma / I = 0.3 - 0.4$ , što odgovara visokom stepenu poravnjanja reda od 50 – 80 % i više. Mehanizam orijentacije u reakcijama fuzionog isparavanja je dobro poznat i može da se opiše na klasičan način prenosom impulsa longitudinalnog projektila u moment impulsa novonastalog jezgra. Ako se reakcioni produkti biraju pod uglom u odnosu na nadolazeći projektilski snop, moguće je dobiti spinski polarizovan ansambl, koji dostiže polarizacije do 40 %.

- U reakcijama transfera kombinovanim sa IF masenom separacijom, moguće je dostići visok stepen spinske orijentacije ( $\sim 30\text{--}40\%$ ) ali retko se ovakve reakcije koriste za istraživanje nuklearnih momenata egzotičnih jezgara. Razlog za ovo je činjenica da je prinos proizvodnje egzotičnih jezgara mnogo veći u intermedijarnim i visokoenergetskim reakcijama projektilske fragmentacije. Međutim, mnogo veća orijentacija dobijena u ovim nisko-energijskim reakcijama ne bi trebala da se zanemari, pošto je stepen orijentacije spinova jedan od najvažnijih faktora kod merenja nuklearnih momenata.
- Fragmenti proizvedeni u intermedijarnoj ili visokoenergetsкој reakciji projektilske fragmentacije su spinski poravnati (ako se biraju u pravcu kretanja primarnog snopa) ili spinski polarizovani (ako se biraju pod konačnim uglom u odnosu na pravac primarnog snopa). Tipične vrednosti koje se dostižu u ovom slučaju su 10–20 % spinske orijentacije. Međutim, ovaj mehanizam nije još u potpunosti objašnjen zbog čega i dalje nije moguće napraviti predviđanja optimalnih uslova i stepena orijentacije koji je moguće postići.
- Skorije, orijentacija spontanih fisionih fragmenata je proučavana i primenjena u merenjima izomernih g faktora za vrlo kratko-živeća stanja koristeći merenje vremenski integrisane perturbirane ugaone raspodele. Dobijena je izdužena spinska orijentacija čija se osa simetrije prostire duž fisione ose. [10]

## 6 METODE MERENJA MOMENATA RADIOAKTIVNIH JEZGARA

U ovom poglavlju će biti dat pregled najvažnijih trenutno dostupnih metoda merenja momenata radioaktivnih jezgara. Uglavnom će se razmatrati novije razvijene tehnike ili već ustanovljene metode koje su modifikovane i prilagodene novim produpcionim metodama, novim metodama orijentacije spinova ili vrlo efikasnim detektorskim sistemima koji su razvijeni u poslednjih nekoliko decenija. Više pažnje će biti posvećeno metodama kolinearne laserske spektroskopije i  $\beta$  – NMR, a u narednom poglavlju će biti navedeni i diskutovani rezultati nekoliko radova u kojima su ove metode korišćene.

### 6.1 Osnovni principi kolinearne laserske spektroskopije

Snopovi radioaktivnih jona dobijeni u ISOLDE postrojenju su izuzetno pogodni za ovaj konceptualno jednostavan metod visokorezolucione laserske spektroskopije: na dati jonski snop se superponira laserski zrak uskog snopa pomoću električnog deflektora. Ako je laser u rezonanci sa atomskim prelazom iz osnovnog stanja (linije resonance), dolazi do ekscitacije koja može da se detektuje posmatrajući fluorescentnu svetlost iz raspada nazad u osnovno stanje ili u neko novo stanje. Spektroskopske informacije se mogu dobiti menjanjem laserske frekvencije preko svih rezonanci.

Širina linije zavisi od Doplerovog širenja koje nastaje zbog termalnog kretanja atoma. Na osnovu Maxwell-Boltzmannove raspodele brzina za gas temperature  $T$ , optičke frekvencije  $v_0$  i atomske mase  $m$ , može da se dobije spektralna linija Gausovog oblika čija je Doplerova poluširina:

$$\delta\nu_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{8kT \ln 2 / m}. \quad (32)$$

Nezavisno od specifičnosti konkretne raspodele brzina (koja mnogo zavisi od uslova unutar jonskog izvora) račun se započinje od raspodele kinetičkih energija  $\delta E$  jona mase  $m$  koji napuštaju izvor [27]. Ovaj ansambl jona je izložen elektrostatičkom ubrzavajućem polju, pri čemu je ključno da svi joni dobijaju isto povećanje kinetičke energije  $eU$ , dok im početna energetska raspodela ostaje ista. Za brzine usmerene duž pravca snopa može da se izračuna raspon brzina preko:

$$\delta E = \delta \left( \frac{1}{2} mv^2 \right) = mv\delta v. \quad (33)$$

Pošto je  $\delta E = \text{const}$  ovo znači da se raspon brzina smanjuje dok se same vrednosti brzina povećavaju. Sada je Doplerov pomak za snopove koji se prostiru u istim ili suprotnim smerovima  $\Delta\nu_D = v_0\beta = v_0(\frac{v}{c})$  a Doplerova širina je  $\delta\nu_D = v_0\delta\beta = v_0(\frac{\delta v}{c})$ . [18]

Na osnovu ovih vrednosti Doplerovog pomaka i Doplerove širine dobija se:

$$\delta E = \frac{mc^2}{v_0^2} \Delta v_D \delta v_D, \quad (34)$$

odnosno proizvod Doplerovog pomaka i Doplerove širine predstavlja konstantu kretanja. Pomoću relacije  $v = \sqrt{2eU/m}$  za brzinu  $v$  kao funkciju ubrzavajućeg napona  $U$ , dobija se Doplerova širina kao:

$$\delta v_D = v_0 \frac{\delta E}{\sqrt{2eUmc^2}}. \quad (35)$$

Ako se ubace konkretne vrednosti u (35) dobija se Doplerova širina od oko 10 MHz za snop energetskog raspona od oko 1 eV. Ovde je iznenadujuća činjenica da je rezolucija bliska vrednosti prirodnog širenja spektralnih linija inherentno prisutna kod kolinearne laserske spektroskopije sa jonskim snopom koji je formiran elektrostatičkim ubrzanjem.

Postoji još jedna značajna posledica za spektroskopiju nad ograničenim brojem akceleratorski proizvedenih atoma. U rezonanci svi atomi snopa učestvuju u interakciji sa laserskom svetlošću i doprinose signalu. Na ovaj način se postiže visoka rezolucija sa maksimalnom mogućom eksitacionom efikasnošću. Ovo je razlika u odnosu na ostale tehnike koje eliminisu Doplerovo širenje koje su zasnovane na selekciji određene klase brzina atoma.

Do sad su se uglavnom razmatrali samo jednostruko nanelektrisani atomski joni. Međutim, sa spektroskopske tačke gledišta često je poželjno koristiti neutralne atome, zato što su njihova eksitovanja stanja na nižoj energiji i lakše su dostižu pomoću zračenja kontinualnih lasera uskog snopa.<sup>2</sup> Snopovi neutralnih atoma se lako dobijaju reakcijama razmene nanelektrisanja. Primarni jonski snop (joni  $X^+$ ) prolazi kroz celiju metalne pare koja sadrži neutralne atome ( $Y$ ), a reakcija



se odvija sa velikim efikasnim presekom reda  $10^{-14} \text{ cm}^2$  ako je proces energetski rezonantan, što znači da je defekt energije  $\Delta E$  manji od oko 1 eV. U ovoj situaciji je kinetički efikasni presek za sudare u kojima se menja impuls zanemarljiv, sa posledicom da se očuvavaju originalni kvalitet snopa i raspon kinetičkih energija.

Sa ovim su prikazani svi elementi kolinearne laserske spektroskopije. Sada je bitno razmotriti samu proceduru merenja. Skeniranje laserske frekvencije preko šeme hiperfine strukture konkretnog izotopa je relativno jednostavno. Međutim, određivanje izotopskog pomaka se zasniva na merenju razlike u frekvenciji između dva izotopa masa  $m_A$  i  $m_A'$  što uključuje i razliku u Doplerovim pomacima. [18]

---

<sup>2</sup> Eksperimenti zahtevaju korišćenje kontinualnih lasera čije zračenje ima širinu spektralnih linija i stabilnost frekvencija od oko 1 MHz. Za ceo opseg vidljive svetlosti (400–800 nm) ovo se postiže laserima sa organskim bojama. Talasne dužine u ultraljubičastom delu spektra do oko 270 nm se mogu dostići frekventnim dubliranjem. Za blisko infracrvene su najpogodniji Ti: Safirni laseri ili obični poluprovodnički diodni laseri.

Doplerski pomaknute frekvencije za snopove koji se prostiru u istom smeru (ili suprotnom smeru) su date sa

$$\nu = \nu_L \frac{1 \mp \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (37)$$

gde je  $\nu_L$  laserska frekvencija. Dakle, računanje razlike u frekvenciji između rezonanci dva izotopa  $A$  i  $A'$  zahteva poznavanje  $\beta_A$  i  $\beta_{A'}$ . Ako se uzme u obzir i da je

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{m^2 c^4}{(eU + mc^2)^2}} \approx \sqrt{\frac{2eU}{mc^2}}, \quad (38)$$

onda se vidi da je dovoljno znati mase izotopa  $m_A$  i  $m_{A'}$  i ubrzavajuće napone  $U_A$  i  $U_{A'}$ .

Pošto se naponi i Doplerovi pomaci ne mogu nikako eliminisati iz procene spektroskopskih podataka, mnogo je elegantnije isključivo se oslanjati na merenja napona bez podešavanja laserske frekvencije, nego podešavanjem doplerski pomaknute frekvencije koju vide atomi. Ovo „doplersko podešavanje“ se lako vrši naknadnim ubrzavanjem ili usporavanjem atomskog snopa uz pomoć električnog potencijala primjenjenog na oblast ekscitacije (u slučaju jona) ili na ćeliju za razmenu nanelektrisanja (u slučaju neutralnih atoma). Na fiksnoj i stabilisanoj laserskoj frekvenciji spektri se uzimaju kao funkcije napona u opsegu od nekoliko kV koji mora da se kontroliše i skenira sa rezolucijom boljom od 100 mV. Evaluacija podataka na frekventnoj skali se zasniva na (37) i (38), primjenjenim na različite izotope čije se rezonance pojavljuju pri istoj laserskoj frekvenciji za različite vrednosti  $\beta$ . Potrebno je znati primarni akceleratorski napon ( $\approx 60$  kV) i napon naknadnog ubrzanja sa preciznošću većom od  $10^{-4}$ , osim toga potrebno je znati i frekvencije optičkih prelaza i mase izotopa od interesa do preciznosti reda tablice nuklida.

### 6.1.1 Detekcija fluorescencije

Posmatranje fluorescentnih fotona iz spontanog raspada ekscitovanih stanja je standardna tehnika detektovanja optičkih rezonantnih ekscitacija u eksperimentima laserske spektroskopije. Za slabe snopove radioaktivnih izotopa ispitivane kolinearnom laserskom spektroskopijom potrebno je oslanjati se na brojanje pojedinačnih fotona pomoću fotomultiplikatora. Pošto je laserska frekvencija jako selektivna za jedan konkretni element, ovakva „optička“ detekcija je neosetljiva na kontaminacije snopa sa izobarama. Međutim, pošto je deo snopa koji emituje svetlost vrlo uzak, poprilično je teško sakupiti i detektovati fotone sa velikom efikasnošću. Glavni problem je fon laserske svetlosti koji prolazi kroz oblast interakcije i rasejava se u pravcu u kome se vrši posmatranje preko dijafragmi i ostalih komponenata uređaja, posebno od ulaznog i izlaznog prozora laserskog snopa. Tipična vrednost efikasnosti detekcije fluorescentnog fotona je oko  $10^{-3}$  sa fonom od oko 1000 odbroja u sekundi od rasejanih laserskih fotona. Dodatni fon može da nastane ekscitacijama prilikom sudara jona/atoma od 60 keV sa medijumom za razmenu nanelektrisanja. Osim toga, nakupljena radioaktivnost u samom uređaju može da dovede do značajnog nivoa fona. [18]

Očigledno je da granica osetljivosti, odnosno minimalni intenzitet snopa neophodan za merenje, zavisi od više parametara. Kao opšte pravilo, mogu se uzeti granice između  $10^5$  i  $10^7$  atoma/s, u zavisnosti od kompleksnosti samog atomskog spektra [28]. Samo u izuzetnim slučajevima takozvanih sistema sa dva nivoa, u kojima atomi mogu da se ekscituju više puta bez gubitaka preko „granajućih raspada“ eksitovanih stanja, su dovoljni bili intenziteti od  $10^4$  atoma/s.

Metodi suzbijanja fona, kao što je blokiranje laserske svetlosti pomoću filtera i vršenje detekcije za različite prelaze, su korišćeni sa dobrim rezultatima u nekoliko eksperimenata. Njihova zajednička mana je činjenica da osim smanjivanja količine fona, oni takođe smanjuju i vrednost signala. Samo jedan skoriji napredak obećava da obezbedi rigoroznije rešenje ovom problemu. Grupa za lasersku spektroskopiju u Jyväsklä je uvela kvadrupolni kuler za istovremeno dobijanje snopa niskog energetskog raspona sa grupisanom vremenskom strukturom. Zatim se posmatranjem ovako grupisanog snopa vrlo efikasno može eliminisati fon od zalučale svetlosti i radioaktivnosti koji je vremenski konstantan.

### 6.1.2 Ne-optička detekcija

Alternative povećanoj osetljivosti optičke detekcije su tražene u nekonvencionalnim šemama detekcije. Ideja se sastoji iz uvođenja procesa koji mogu da razlikuju atome koji jesu interagovali sa laserom od atoma koji nisu, a zatim mogu da prebroje te atome ili jone, ili da detektuju njihove radioaktivne raspade. Velika prednost detekcije masivnih čestica je efikasnost bliska 100% bez uticaja fona laserske svetlosti. Joni ili neutralni atomi od 60 keV koji udaraju u neku površinu mogu da se prebroje preko multiplikacije sekundarnih elektrona koje izazivaju. Za  $\beta$  – radioaktivnost se korise plastični scintilatori sa fotomultiplikatorima, a za  $\alpha$  – čestice se koriste silikonski detektori koji mogu i da prave oštru razliku između različitih energija raspada.

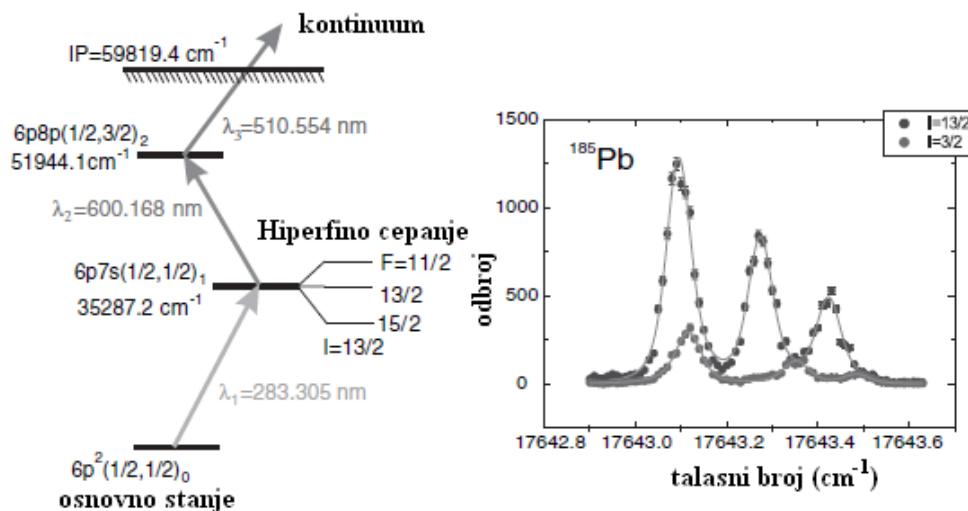
Ključ ne-optičke šeme detekcije je efikasno optičko pumpanje, odnosno prenošenje populacije iz početnog stanja u konačno atomsko stanje preko ponovljenih eksitacija i raspada. Za detekciju je neophodan proces koji diskriminiše između ovih stanja. Više ovakvih šema je predloženo i uspešno skorišćeno u eksperimentima. One se sve zasnivaju na zavisnosti efikasnih preseka od stanja prilikom sudara sa razmenom nanelektrisanja [29] ili se zasnivaju na specifičnostima  $\beta$  – raspada. Moguće šeme takođe zavise od karakteristika atomskih spektara zbog čega su veoma specifične za različite klase elemenata.

### 6.1.3 Rezonantna ionizaciona spektroskopija i jonski laserski izvor

Kolinearna laserska spektroskopija je fleksibilna i široko primenljiva alatka za vršenje eksperimenata sa nestabilnim izotopima, ali na njenu osetljivost jako utiče fon laserske svetlosti. Sa druge strane, metod koji omogućava efikasnu detekciju jona i pri tom očuvava nisku vrednost fona i zasniva se na postepenoj eksitaciji neutralnih atoma do ionizacionog kontinuma, se naziva rezonantnom ionizacionom spektroskopijom (RJS) [30]. RJS koristi jake impulsne lasere za postepenu eksitaciju velikog dela atoma do ionizacionog kontinuma. Štaviše, brojanje jona, često kombinovano sa masenom separacijom, omogućava efikasnu detekciju signala bez fona. Kada se RJS primeni na termalna ansambl atoma, rezolucija je ograničena Doplerovim širenjem (32). Ovo ne predstavlja problem za efikasnost procesa ionizacije, zato što je spektralna širina impulsnih lasera tipično takođe u opsegu GHz. Skromna rezolucija u merenjima velikih izotopskih pomaka i hiperfinih struktura može da bude i prednost, zato što se zbog nje ne mora skenirati laserska frekvencija u malim koracima preko širokih opsega. [18]

Postoji elegantan način kombinovanja spektroskopske metode sa konceptom „on-line” izotopske separacije. RJS princip čini osnovu laserskog jonskog izvora koji je postao sve više značajan za proizvodnju čistih snopova mnogih elemenata. Korišćenjem ovog jonskog izvora kao spektroskopskog alata izbegavaju se neizbežni gubici nastali iz dodatnih koraka u preparaciji uzoraka. Ovo zajedno sa efikasnošću i ekstremnom selektivnošću procesa ionizacije daje veoma visoku osetljivost koja se postiže kada se laserski jonski izvor „on-line” izotopskog separatora direktno koristi za spektroskopiju. Detekcija se prosti sastoji iz merenja stepena ionizacije kao funkcije laserske frekvencije. Jedino je neophodno kontrolisati i precizno izmeriti laserske frekvencije.

U zavisnosti od energije ionizacije i dostupnih intermedijarnih nivoa za proces postepene eksitacije, dva ili tri laserska snopa se koriste za ionizaciju atoma. U većini slučajeva, prvi korak eksitacije se koristi za spektroskopiju, iz koga se dobijaju željene informacije o karakteristikama jezgara. Ovo je demonstrirano na Slici 16. za osnovno stanje i izomerno stanje jezgra  $^{185}\text{Pb}$ . Viša eksitovana stanja mogu uglavnom da se biraju da budu manje osetljiva na izotopske efekte. Ovo znači da se samo laser za prvi korak mora podešavati preko opsega skeniranja koji pokriva hiperfine strukture i izotopske pomake.



Slika 16. Šema laserske ionizacije iz tri koraka za Pb izotope i hiperfine strukture dva izomerna stanja  $^{185}\text{Pb}$  indukovana skeniranjem laserske frekvencije u prvom koraku. [31]

Za maksimalnu efikasnost ionizacije je neophodna saturacija optičkih prelaza. Ovo je uglavnom problem za ionizacioni korak, zato što su efikasni preseci za fotoionizaciju mali, tipično reda  $10^{-18} \text{ cm}^2$ . U pogodnim situacijama moguće je dobiti autojonizujuća stanja koja se raspadaju u jon i slobodan elektron. Ove rezonance u kontinuumu odgovaraju dvoselektronskoj eksitaciji. Bez takvih rezonanci, može se oslanjati na veliku lasersku snagu, na primer koristeći jak pumpajući laserski snop za dostizanje kontinuma.

Koncept laserskog jonskog izvora zahteva lasere sa visokom stopom ponavljanja. Mora se voditi računa da svaki atom koji difuzijom napušta metu kroz izlaznu cev i koji treba da služi kao izvor jona, bude osvetljen sa barem jednim laserskim impulsom. U ISOLDE-u, dobri rezultati su postignuti sa laserima sa organskim bojama koje su pumpali laseri sa bakarnom parom pri stopi ponavljanja od 10 kHz. Jednostavnije alternative su Ti: Safirni laseri koji pumpaju frekventno duplirani Nd: YAG laseri. [18]

## 6.2 Metode merenja momenata osnovnih stanja egzotičnih jezgara dobijenih iz reakcija projektilske fragmentacije

### 6.2.1 Ugaona raspodela zračenja iz orijentisanih jezgara

Pravac u kome se odvija  $\beta$  – ili  $\gamma$  – raspad radioaktivnog nuklearnog stanja je određen pravcem spina tog stanja. Ugaona raspodela zračenja koje emituje ansambl spinski orijentisanih radioaktivnih jezgara vremena života  $\tau$ , u pravcu  $(\theta, \phi)$  u odnosu na izabran sistem reference (LAB sistem), je data sa [24]:

$$W(\theta, \phi, t) = e^{-t/\tau} \sum_{k,n} \sqrt{\frac{4\pi}{2k+1}} A_k(\gamma, \beta, \dots) U_k B_k^n(I, \omega_L, \omega_Q, t) Y_k^n(\theta, \phi). \quad (39)$$

U ovom izrazu,  $A_k$  predstavljaju radijacione parametre koji opisuju tip zračenja i njegove karakteristike (parametri asimetrije  $\beta$  – zračenja,  $\gamma$  – raspadi multipolarnosti M1, E2, ...), dok su  $Y_k$  sferni harmonici: oni zavise od položaja detektora  $(\theta, \phi)$  u odnosu na LAB sistem. Tenzor orijentacije  $B_k$  opisuje spinsku orijentaciju ansambla u odnosu na LAB sistem i vremenski zavisi od interakcije jezgra sa okolnim poljima. Da bi se mogao opisati uticaj konkretnе interakcije na orijentaciju spinova i sam intenzitet nuklearnog raspada, neophodno je izračunati tenzor gustine  $\rho_k^n$ , koji je povezan sa tenzorom orijentacije preko  $B_k^n = \sqrt{2I+1}\rho_k^{n*}$ . Pogodno je izraziti tenzor orijentacije kao funkciju početnog tenzora orijentacije  $B_k^n(I, t=0)$  (koji predstavlja orijentaciju pre nego što je nastala interakcija sa spoljašnjim perturbujućim poljima) i perturbacionog tenzora  $G_{kk}^{nn'}(\omega_L, \omega_Q, t)$ :

$$B_k^n(I, \omega_L, \omega_Q, t) = G_{kk}^{nn'}(\omega_L, \omega_Q, t) B_k^n(I, t=0). \quad (40)$$

Da bi se mogla uopšte posmatrati anizotropna raspodela zračenja, potrebno je da početna raspodela spinova bude anizotropna, što drugim rečima znači da je neophodno obezbediti spinski orijentisan ansambl kratkoživećih jezgara. Oni se mogu dobiti jednom od raznih metoda orijentisanja spinskih ansambla koje su prikazane u prethodnom poglavlju. [18]

### 6.2.2 $\beta$ – NMR merenja spinski polarizovanih fragmentnih snopova

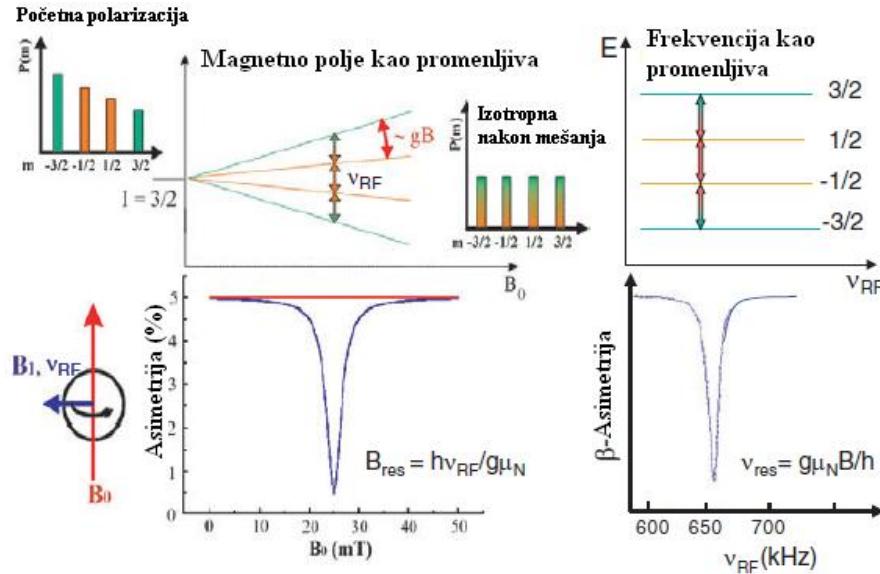
Prilikom  $\beta$  – NMR (nuklearna magnetna rezonanca) merenja projektilskih fragmenata egzotičnih jezgara, čist snop egzotičnog radioaktivnog izotopa se selektuje fragmentnim separatorom (tipična čistoća snopa varira između 70% i 99%). Ovaj snop se implantira u zaustavnom materijalu, koji se nalazi u statičnom magnetnom polju. Hamiltonian magnetne dipolne interakcije je  $H_B = -\mu B_0 = -h\nu_L I_z$  ako je  $z$  – osa izabrana duž pravca statičnog magnetnog polja. Energija  $m$  kvantnih stanja je onda linearna po  $m$ :  $E_m = -h\nu_L m$  i proporcionalna je sa Larmorovom frekvencijom (Slika 12). [10]

U NMR eksperimentima, statično magnetno polje se primjenjuje duž ose simetrije aksijalno simetričnog spinski orientisanog ansambla. Važno je održavati ovu spinsku orijentaciju nakon implantacije u kristala domaćina tokom barem jednog nuklearnog vremena života, ili barem ne dopustiti da se izgubi orijentacija preko interakcija sa „nekontrolisanim“ elektromagnetnim poljima. Dva tipa takvih interakcija koje narušavaju orijentaciju i često se javljaju nakon implantacije, su relaksacione interakcije spina i kristalne rešetke i interakcije sa EFG povezanim sa defektima u kristalu. Radi održavanja spinske orijentacije nakon implantacije važno je izabrati materijal domaćina u kome je relaksaciono vreme interakcije spina i rešetke duže od nuklearnog vremena života. Vremena relaksacije mogu da se kreću od  $10^{-4}$  s do nekoliko desetina sekundi.

Materijal domaćin mora da ima kubnu strukturu rešetke, da ne bi indukovao EFG na poziciji implantiranih izotopa. Mora se voditi računa da se element koji se ispituje dobro ugradi u izabrani kristal, tako da se ne indukuju EFG-ovi povezani sa defektima, kao na primer zbog vakancija u rešetki u okolini implantiranog jezgra. Hemijske osobine primesa i elementa domaćina u ovome igraju ulogu, kao što je njihova elektronegativnost i radijusi atoma [32].

Ako su svi izotopi izloženi istom homogenom magnetnom polju  $B_0$ , oni svi precesiraju sa istom Larmorovom frekvencijom i svi podležu istom Zemanovom cepanju nuklearnih  $m$  kvantnih nivoa (Slika 12). Različita kvantna stanja su nejednako popunjena usled spinske orijentacije izabranog ansambla. U NMR eksperimentu, implantovana radioaktivna jezgra su dodatno izložena radiofrekventnom (RF) magnetnom polju, koje je postavljeno normalno na statično magnetno polje. Dodajući RF polje  $B_1(t)$  u ravni normalnoj na statično polje, Hamiltonijan nije više aksijalno simetričan zbog čega  $|m\rangle$  stanja ne predstavljaju više svojstvena stanja hamiltonijana  $H$ . Može se pokazati [33] da će ovo narušavanje aksijalne simetrije izazvati mešanje populacija  $|m\rangle$  stanja ako se RF slaže sa Larmorovom frekvencijom. U tom momentu, populacije nivoa  $p_m$  su sve izjednačene. Ovakvo rezonantno narušavanje spinske orijentacije, koje nastaje kada se primenjena RF slaže sa Larmorovom frekvencijom  $\nu_L$  nuklearnih spinova (Slike 12. i 17), može da se vizualizuje preko  $\beta$  – raspada. Usled narušavanja parnosti  $\beta$  – raspada, polarizovani ansambl radioaktivnih jezgara će emitovati elektrone (ili pozitrone) u preferiranom smeru u odnosu na pravac spina [34]. Stoga će iz polarizovanog ansambla nastati asimetrična ugaona raspodela. Detektujući rezonantno narušavanje polarizacije u  $\beta$  – asimetriji, moguće je dobiti informacije o nuklearnom  $g$  faktoru. Takvo merenje može da se vrši u funkciji jačine statičnog magnetnog polja  $B_0$  (održavajući RF konstantnom) ili u funkciji primjenjenog RF (održavajući statično polje konstantnim, Slika 17).

U  $\beta$  – NMR eksperimentu, važno je da je ansambl spinski polarizovan, zato što narušavanje spinske polarizacije predstavlja trag iz koga može da se zaključi nuklearni  $g$  faktor. Zato što polarizovani ansambl podrazumeva selekciju fragmenata pod konačnim uglom u odnosu na pravac primarnog snopa, intenzitet polarizovanog fragmentnog snopa je smanjen za faktor  $\sim 5$  u odnosu na intenzitet sekundarnog snopa izabranog direktno u smeru u napred. Metod koji omogućava korišćenje spinski poravnatog fragmentnog snopa za istraživanje NMR-a u  $\beta$  – raspadu je predložen u [35], primenjujući dodatni EFG, pored statičnih i RF magnetnih polja. Može se pokazati da se kombinovanjem ovih interakcija spinsko poravnanje može rezonantno prevesti u polarizaciju spina što se manifestuje rezonantnim povećanjem asimetrije u  $\beta$  – raspadu. Osnova ove nove  $\beta$  – NMR – LMR metode je metod rezonantnog mešanja nivoa (LMR-level mixing resonance). [10]



Slika 17. Nuklearni  $g$  faktor može da se izvede iz merenja rezonantnog narušavanja asimetrije u  $\beta$ -raspadu polarizovanog ansambla koji je izložen statičnom RF magnetnom polju. [10]

### 6.2.3 Merenja $\beta$ – nuklearne kvadrupolne rezonance spinski polarizovanih fragmentnih snopova

Isti tip eksperimenta može da se izvrši, sa razlikom da se selektovani fragmentni snop zaustavi unutar materijala koji nema kubnu strukturu rešetke. U ovakvoj kristalnoj rešetci EFG se indukuje na poziciji implantiranog jezgra. Ovaj gradijent će interagovati sa raspodelom nadelektrisanja implantovanog jezgra koja nije sferna (što se manifestuje spektroskopskim kvadrupolnim momentom različitim od nule).

Ovde se takođe želi dostići povećana asimetrija  $\beta$  – raspada, ali u ovom slučaju su svojstvena stanja Hamiltonijana interakcije  $| -m \rangle$  i  $| m \rangle$  degenerisana. RF polje  $B_1(t)$  primenjeno u ravni normalnoj osi simetrije EFG-a će i ovde izazavati mešanje  $| m \rangle$  stanja, samo što u ovom slučaju RF  $\omega_{RF} = 2\pi\nu_{RF}$  treba da se poklopi sa jednom od frekvencija kvadrupolnog cepanja (za jednofotonske prelaze):

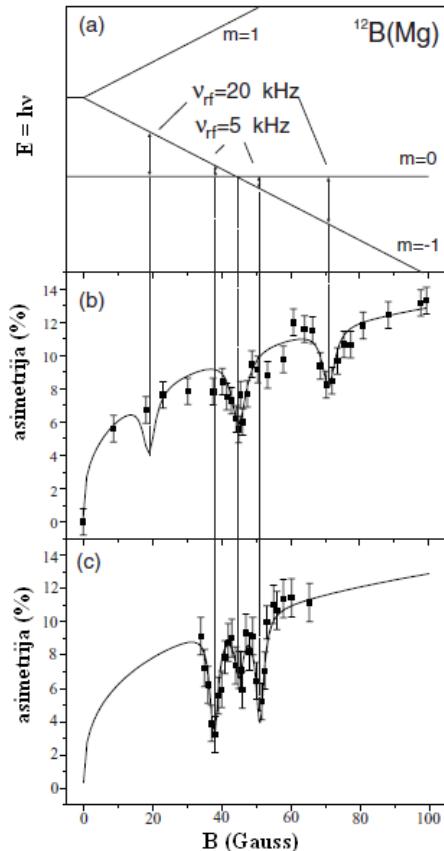
$$\Delta\omega_Q = 3(2m - 1)\omega_Q = \omega_{RF}. \quad (41)$$

U tom momentu, populacije nivoa  $p_m$  i  $p_{m+1}$  se izjednačavaju i ova promena spinske orientacije može da se detektuje u asimetriji  $\beta$  – raspada. Međutim, ako se zbog RF polja populacije  $| m \rangle$  i  $| m + 1 \rangle$  izjednače,  $p_{-m}$  i  $p_{-m-1}$  će se takođe izjednačiti zato što su  $\pm m$  nivoi degenerisani u slučaju čiste kvadrupolne interakcije. Dakle, promena polarizacije ( $p_m \neq p_{-m}$ ) može samo da se detektuje ako su spinovi polarizovani pre nego što dođe do RF interakcije. Narušavanje početne polarizacije onda može da se indukuje RF interakcijom koja će izmešati populacije nivoa sa  $\Delta m = 1$ . Tražeći rezonantne frekvencije  $\nu_{RF}$  na kojima se modifikuje spinska orientacija, moguće je izmeriti frekvenciju kvadrupolne interakcije koristeći relaciju (41). Ako se nekom drugom tehnikom može odrediti EFG, moguće je izvesti vrednost nuklearnog kvadrupolnog momenta  $Q_s$ . Eksperimentalna tehnika u kojoj se asimetrija  $\beta$  – raspada menja usled kvadrupolne interakcije, dok se ova promena meri kao funkcija primenjene RF se naziva metodom nuklearne kvadrupolne rezonance (NQR-nuclear quadrupole resonance). [10]

### 6.2.4 $\beta$ - LMR metoda

Rezonance koje se posmatraju u LMR eksperimentima nisu indukovane usled interakcije sa RF poljem, već usled namernog neporavnavanja magnetne dipolne i električne kvadrupolne interakcije [36]. Ova eksperimentalna tehnika ne zahteva dodatno RF polje radi unošenja izmena u spinskoj orijentaciji. Promena spinske orijentacije nastaje usled kvantomehaničkog „ukrštanja“ ili mešanja nivoa, koje nastaje u kvantnim ansamblima u kojima je narušena aksijalna simetrija. Iz sličnosti između dinamičnog i statičnog narušavanja simetrije može da se pokaže da primećene rezonance imaju slične karakteristike. Međutim, postoji nekoliko ključnih razlika.  $\beta$  - LMR metoda može da se primeni na čisto spiski poravnate ansamblove, dok  $\beta$  - NMR metoda zahteva spiski polarizovan ansambl. Kao što je i maločas rečeno prilikom diskutovanja  $\beta$  - NMR metode, zbog samog načina dobijanja spiski polarizovanog ansambla dolazi do redukcije intenziteta dobijenog snopa za faktor  $\sim 5$ . Za egzotična jezgra, ova činjenica može da odluči između izvodljivosti i neizvodljivosti eksperimenta.

Iz LMR krive je moguće dobiti odnos nuklearnih momenata:  $\mu_I / Q_s$ . Da bi se na osnovu ovog rezultata mogla izvesti vrednost kvadrupolnog momenta, potrebno je izmeriti nuklearni  $g$  faktor pomoću neke druge metode, na primer NMR metode primenjene na polarizovani fragmentni snop implantiran u kristalu sa kristalnom rešetkom koja nije kubna [35]. Na Slici 18.(a) su grafički prikazani nuklearni hiperfini nivoi za  $^{12}\text{B}$  ( $I = 1$ ) implantirani u monokristal MG sa heksagonalnom gusto pakovanom kristalnom rešetkom. [18]



Slika 18. (a) Hiperfini nivoi za  $^{12}\text{B}$  implantiran u monokristal Mg. (b) i (c) Rezonance posmatrane u asimetriji  $\beta$ -raspada usled mešanja nuklearnih nivoa i usled interakcije sa rezonantnim RF poljem. [35]

Za jačinu polja kod koje dolazi do ukrštanja nivoa,  $\beta$  – LMR se posmatra u asimetriji  $\beta$  – raspada kao funkcija jačine magnetnog polja (srednje rezonance na Slici 18. (b) i (c)). Statična polja za koje je primenjeno RF polje u rezonanci sa ansamblom su prikazana na Slici 18. (a), jednom za nižu i jednom za višu primjenjenu radiofrekvenciju. Pri ovim frekvencijama nastaju  $\beta$  – NMR rezonance koje su simetrično raspoređene oko  $\beta$  – LMR. Ovi podaci su dobijeni koristeći polarizovani snop  $^{12}\text{B}$  proizведен preko  $^{11}\text{B}$  (d,p) reakcije i selektovan pod uglom od oko  $40^\circ$  u odnosu na snop deuterona. Koristeći ovaj metod, moguće je bilo izmeriti momente osnovnih stanja spinski poravnatih  $^{18}\text{N}$  fragmenata, proizvedenih fragmentacijom  $^{22}\text{Ne}$  snopa u LISE fragmentnom separatoru u GANIL-u [37].

### 6.3 Vremenski diferencijalna perturbirana angularna distribucija (TDPAD) $\gamma$ – raspadajućih izomera

Spinski orijentisana izomerna stanja koja su implantirana u odgovarajući materijal domaćina će ispoljavati anizotropnu ugaonu raspodelu, pod uslovom da se orijentacija izomerskog ansambla održava tokom njegovog celog vremena života. Ako je gradijent električnog polja prisutan na mestu implantacije jezgra, nuklearna kvadrupolna interakcija će smanjiti spinsku orijentaciju i time merenu anizotropiju. Takođe, efekti relaksacije spinova (na primer Korringa relaksacija u metalima ili kvadrupolna relaksacija u prelaznim metalima) mogu da smanje ili u potpunosti ponište spinsku orijentaciju ansambla. Ako se domaćin implantacije postavi unutar jakog statičnog magnetnog polja (reda  $0.1$  –  $1\text{ T}$ ), anizotropija će se održati. Ako se polje primeni paralelno sa osom simetrije spinske orijentacije, moći će se izmeriti reakcijom indukovana spinska orijentacija. [18]

#### 6.3.1 TDPAD sa magnetnom interakcijom

Ako se statično magnetno polje postavi normalno u odnosu na osu aksijalne simetrije spinske orijentacije, Larmorova precesija izomernih spinova u primjenjenom polju može da se posmatra kao funkcija od vremena [39], pod uslovom da je period precesije istog reda veličine kao vreme života izomera (ili kraće od njega). Ovaj metod se naziva vremenski diferencijalnom perturbiranom angularnom distribucijom (TDPAD).

Formalni opis perturbirane angularne funkcije raspodele može da se izvede počevši od formula (39) i (40). Iz činjenice da  $\gamma$  – raspad ne narušava parnost, sledi da samo parni radijacioni parametri imaju vrednosti različite od nule. Osim toga, često se prepostavlja da su ( $k \geq 4$ ) članovi zanemarljivi, na osnovu čega se ugaona raspodela svodi na oblik:

$$W(\theta, \phi, t) = e^{-t/\tau} \left[ 1 + \sqrt{\frac{4\pi}{5}} A_k U_k \sum_n B_2^n(I, \omega_L t) Y_2^n(\theta, \phi) \right]. \quad (42)$$

Perturbacioni faktor koji opisuje Larmorovu precesiju nuklearnih spinova oko statičnog polja, je dat sa  $G_{22}^{nn}(t) = e^{-in\omega_L t}$ . Vremenski zavisna perturbirana spinska orijentacija, opisana u sistemu reference sa  $z$  – osom duž pravca magnetnog polja i  $x$  – osom duž pravca snopa je onda data sa:

$$B_2^0(t) = -\sqrt{\frac{1}{2}} B_2^0(t=0), \quad (43a)$$

$$B_2^2(t) = \sqrt{\frac{3}{8}} e^{-i2\omega_L t} e^{-i2\gamma} B_2^0(t=0). \quad (43b)$$

U formulama (43a) i (43b)  $B_2^0(t=0)$  predstavlja poravnanje u odnosu na osu simetrije orijentacije spinova u momentu implantacije. Ova osa se prostire duž pravca snopa za in-beam proučavana izomerna stanja, dok stoji pod uglom  $\gamma$  u  $xy$  – ravni u odnosu na pravac snopa za izomere proučavane nakon in-flight masene separacije.

Ako su detektori postavljeni u ravni normalnoj na pravac magnetnog polja ( $\theta = 90^\circ$ ) i približno pod  $90^\circ$  jedan u odnosu na drugog ( $\phi_1 \approx \phi_2 + 90^\circ$ ),  $R(t)$  funkcija u kojoj se ogleda Larmorova frekvencija, je data sa:

$$R(t) = \frac{W(\phi_1, t) - W(\phi_2, t)}{W(\phi_1, t) + W(\phi_2, t)} = \frac{3A_2 B_2^0(t=0)}{4 + A_2 B_2^0(t=0)} \sin(\phi_1 + \phi_2 - 2\omega_L t - 2\gamma). \quad (44)$$

Još od sedamdesetih, TDPAD metod je bio najvažniji metod merenja  $g$  faktora izomernih stanja proizvedenih i spinski poravnatih preko reakcija transfera i fuzione evaporacije, sa vremenima života koja se kreću između 10 ns do oko 100  $\mu s$ . U novije vreme, ovaj metod je takođe primenjivan na merenje  $g$  faktora izomernih stanja bogatih neutronima, koja ne mogu da se proizvedu starijim produkcionim metodama. U ovom slučaju reakcija projektilske fragmentacije je korišćena u kombinaciji sa visokorezolucionim dvostrukom ahromatičnim spektrometrom da bi se proizveo i selektovao poprilično čist snop spinski poravnatih izomera koji su bogati neutronima. [18]

### 6.3.2 TDPAD sa kvadrupolnom interakcijom

TDPAD metod može da se koristi i za merenje kvadrupolnih momenata ovih izomernih stanja, implantacijom u monokristalni ili polikristalni materijal sa kristalnom rešetkom koja nije kubna zbog čega će imati i statični EFG (u ovom slučaju se ne primenjuje nikakvo magnetno polje). Pri merenju kvadrupolne interakcije,  $2I$  kvadrupolne frekvencije se javljaju kao umnošci osnovne kvadrupolne konstante sprege  $\omega_0 = 3\pi\nu_Q/I(2I-1)$  za polucele spinove i  $\omega_0 = 3\pi\nu_Q/2I(2I-1)$  za celobrojne vrednosti spina. Oni se međusobno superponiraju u  $R(t)$  funkciji, što otežava korišćenje ovog metoda za merenje kvadrupolnih momenata visokospinskih izomernih stanja sa vremenima života dužim od 10  $\mu s$ . Za in-beam eksperimente, kvadrupolna  $R(t)$  funkcija je data sa:

$$R(t) = \frac{3A_2 B_2^0(t=0)}{4 + A_2 B_2^0(t=0)} \sum_n s_{2n} \cos(n\omega_0 t), \quad (45)$$

a koeficijenti  $s_{2n}$  se mogu naći u [40].

## 7 PREGLED RELEVANTNIH RADOVA KOJI DEMONSTRIRAJU PRIMENU METODA MERENJA NUKLEARNIH MOMENATA

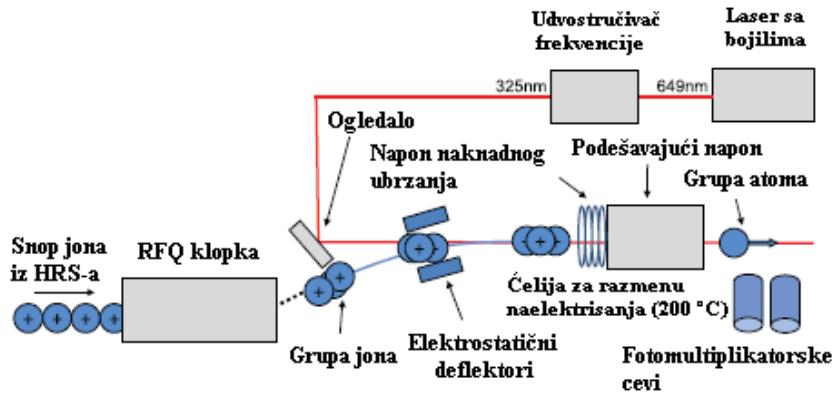
### 7.1 Eksperimentalno određivanje $I^\pi = 2^-$ osnovnog stanja za $^{72,74}\text{Cu}$ [41]

Jedna od glavnih primena metoda merenja nuklearnih momenata je proveravanje validnosti modela ljski preko upoređivanja izmerenih vrednosti momenata i nuklearnih spinova sa vrednostima dobijenim preko teorije ljski. Jezgra bogata neutronima koja okružuju  $Z = 28$  i  $N = 50$  zatvorene ljske predstavljaju dobru priliku za proveravanje modela ljski, jer imaju relativno jednostavnu strukturu pobuđenih stanja u odnosu na sparivanja čestica-čestica i čestica-šupljina. Neparno-neparni izotopi Cu su posebno primereni za testiranje ovih modela, jer su njihove osobine jako osetljive na proton-neutronske interakcije.

Skorija merenja preko  $\beta$  – raspada su uslovno dodelila osnovnom stanju (gs)  $^{72}\text{Cu}$  vrednost spina od  $I = 2$ . Problem kod ovakve vrednosti spina je što određeni proračuni modela ljsaka nisu bili u stanju da reprodukuju takvu vrednost gs spina, a osim toga vodeće  $\pi p_{3/2}$  konfiguracije izotopa  $^{71,73}\text{Cu}$  nisu kompatibilne sa ovakvom vrednošću spina. Alternativne konfiguracije koje bi mogle biti vodeće u talasnoj funkciji za ovakvu vrednost spina su:  $[\pi f_{5/2} \nu g_{9/2}^3]_{2-}$ ,  $[\pi p_{3/2} \nu p_{1/2}^{-1} \nu g_{9/2}^4]_{2+}$  ili  $[\pi p_{3/2} \otimes \nu g_{\frac{7}{2}}^3, \sigma = 3]$ . Observabla koja je naročito osetljiva na konfiguraciju koja dominira gs talasnom funkcijom je magnetni moment.

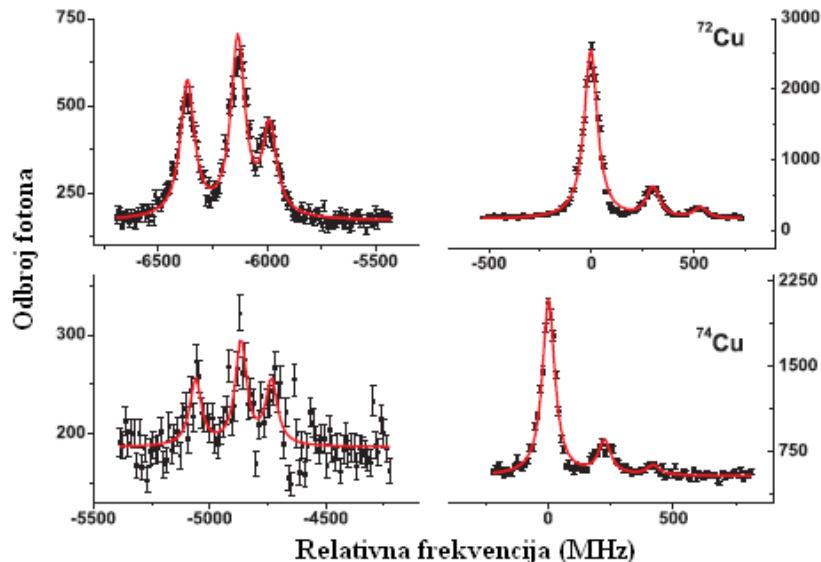
U ovom radu su vršena laserska spektroskopska merenja koja su jednoznačno izmerila spin osnovnog stanja i nuklearne momente  $^{72,74}\text{Cu}$ . Eksperiment je koristio postavku za kolinearnu lasersku spektroskopiju u ISOLDE-u radi potpunog razjašnjenja hiperfine strukture (hfs) od izotopa  $^{72,74}\text{Cu}$ .

Korišćen je  $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$  prelaz Cu (324.8 nm) da bi se postigla dovoljna osetljivost na nuklearni spin. Radioaktivni izotopi su proizvedeni koristeći jako asimetričnu fisionu reakciju indukovani 1.4 GeV protonima koji su udarali u debelu metu uranijum karbida ( $45 \text{ g/cm}^2$ ). Radioaktivni atomi su difundovali iz mete kroz uzanu cev, pri čemu su i cev i meta zagrejane do oko  $2000^\circ\text{C}$  da bi se povećala brzina toplotnog prenosa. Rezonantni laserski jonski izvor (RILIS) je korišćen za postepeno rezonantno lasersko jonizovanje Cu atoma unutar jonizatorske cevi. Proizvedeni joni su ubrzani sa 30 kV i maseno separirani pomoću separatora visoke rezolucije (HRS) pre nego što su ubrizgani u radiofrekventnu kvadrupolarnu (RFQ) linearu gasom napunjenu Paulijevu klopku (ISCOOL), koja je održavana na oko 100 V ispod ubrzavajućeg potencijala jonskog izvora. Joni su zarobljeni u ISCOOL-u do 100 ms i oslobođeni kao grupa vremenske „širine“ od  $25 \mu\text{s}$ . Grupa jona i laserski snop su nakon toga preklopljeni u zajedničkom pravcu prostiranja. Grupa jona je neutralizovana prolaskom kroz ćeliju sa natrijumovom parom zagrejanom do približno  $200^\circ\text{C}$ . Kontinualni laser sa organskim bojama je zaključan na talasni broj od  $15406.9373 \text{ cm}^{-1}$  i frekventno je dupliran u spoljašnjoj šupljini. Atomske fluorescentne rezonance su nađene primenjujući skenirajući napon na ćeliju sa parom natrijuma i doplerskim podešavanjem jona pre neutralizacije. Zatim su korišćene dve fotomultiplikatorske cevi za merenje prinosa fluorescentnih fotona u funkciji od podešavajućeg napona (Slika 19). Mereći signal preko kapije, prihvatajući fotone samo kada se atomska grupa nađe u okviru regiona sakupljanja svetlosti, odbroj fona povezan sa rasejanjem laserske svetlosti je smanjen za više od tri reda veličine. [41]

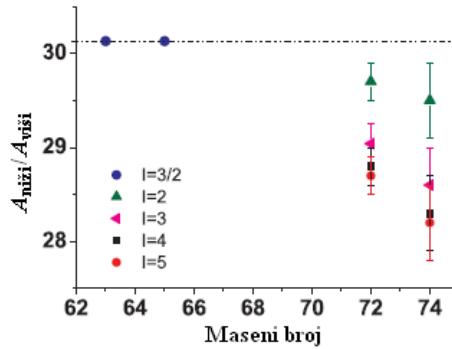


Slika 19. Šematski prikaz postavke laserske spektroskopije sa grupisanim snopom u ISOLDE. [41]

Tipični spektri fluorescencije za  $^{72}\text{Cu}$  i  $^{74}\text{Cu}$  su prikazani na Slici 20. Metoda najmanjih kvadrata je korišćena za fitovanje lorencovskih profila na dobijene vrednosti, na osnovu čega su procenjeni hfs koeficijenti  $A$  i  $B$  za različite vrednosti nuklearnog spina  $I$ . Pošto postoje 6 prelaza za  $^{72}\text{Cu}$  i  $^{74}\text{Cu}$ , automatski je isključena mogućnost spina vrednosti  $i I = 1$  na osnovu momenta impulsa. Odnos hfs koeficijenata  $A$  za osnovna i ekscitovana stanja duž lanca Cu izotopa je nezavisan od nuklearnog spina. Ovo omogućava upoređivanje različitih mogućnosti za spin  $^{72}\text{Cu}$  i  $^{74}\text{Cu}$  sa stabilnim izotopima, Slika 21. Za  $^{72}\text{Cu}$  i  $^{74}\text{Cu}$ , vrednost spina od  $I = 2$  daje odnos koji je konzistentan sa stabilnim izotopima. Nuklearni spin vrednosti  $I = 3$  (i viši) može da se isključi sa nivoom poverenja od  $4\sigma$  ili više za oba slučaja.  $A$  i  $B$  koeficijenti za  $I = 2$ , zajedno sa izvedenim momentima, su prikazani u Tabeli 2. Momenti su izvedeni u odnosu na  $^{65}\text{Cu}$ , koristeći  $A(^2S_{1/2}) = 6.284.405(5)$  MHz,  $B(^2P_{3/2}) = -25.9(6)$  MHz,  $\mu(^{65}\text{Cu}) = +2.3817(3)\mu_N$  i  $Q(^{62}\text{Cu}) = -19.5(4)$  efm $^2$ . [41]



Slika 20. Rezonantni fluorescentni spektri  $^{72,74}\text{Cu}$  mereni koristeći tehniku grupisanih snopova koja smanjuje vrednost fona koji nastaje usled odbora rasejane svetlosti unutar fotomultiplikatora. [41]



Slika 21. Grafički prikaz odnosa hfs A koeficijenata  $^2S_{1/2}$  i  $^2P_{3/2}$  stanja. Vrednosti stabilnih izotopa  $^{63,65}\text{Cu}$  su upoređene sa vrednostima dobijenim za  $^{72,74}\text{Cu}$  koristeći opcije  $I = 2,3,4,5$  za nuklearne spinove pri fitu na snimljene spekture. [41]

Tabela 2. Pregled izmerenih gs hiperfinih parametara  $^{72,74}\text{Cu}$  i izvedeni magnetni dipolni i električni kvadrupolni momenti. [41]

Izotop	$I$	$A(^2S_{1/2})$ (MHz)	$A(^2P_{3/2})$ (MHz)	$B(^2P_{3/2})$ (MHz)	$\mu_{\text{expt}}$ ( $\mu_N$ )	$Q$ (efm $^2$ )
$^{72}\text{Cu}$	2	-2666(2)	-89.8(6)	+10(2)	-1.3472(10)	+8(2)
$^{74}\text{Cu}$	2	-2113(5)	-71.6(11)	+34(4)	-1.068(3)	+26(3)

Uzimajući u obzir jednočestične protonske i neutronske orbite koje igraju glavnu ulogu u ovom regionu, postoje tri moguće konfiguracije protona i neutrona koje mogu da se spregnu i formiraju stanje sa spinom  $I = 2$  u šemi sa jediničnim starešinstvom<sup>3</sup>:  $(\pi f_{5/2} \otimes \nu g_{9/2})_{2-}$ ,  $(\pi p_{3/2} \otimes \nu p_{1/2}^{-1})_{2+}$  i  $(\pi f_{5/2} \otimes \nu p_{1/2}^{-1})_{2+}$ . Interpretacija izmerenih magnetnih momenata može pomoći da se odredi koja je od ovih tri mogućnosti glavna konfiguracija osnovnog stanja i samim tim i parnost osnovnog stanja. Prepostavljajući slabu spregu protona i neutrona i koristeći pravila aditivnosti za momente (8), moguće je izračunati vrednosti i znakove magnetnih momenata ove tri konfiguracije. Za jednostruko protonske i neutronske konfiguracije, korišćeni su respektivno slobodno nukleonski, efektivni i empirijski momenti i rezultati su prikazani u Tabeli 3. [41]

Tabela 3. Pregled magnetnih momenata izračunatih preko pravila aditivnosti za momente slobodnih nukleona, efektivne momente ( $g_s = 0.7g_s^{\text{slobodni}}$ ) i empirijske momente, koji su upoređeni sa momentima za  $^{72}\text{Cu}$ [-1.347(1)  $\mu_N$ ] i  $^{74}\text{Cu}$ [-1.068(3)  $\mu_N$ ]. [41]

Konfiguracija	$I$	$\mu_{\text{slobodni}}$ ( $\mu_N$ )	$\mu_{\text{efektivni}}$ ( $\mu_N$ )	$\mu_{\text{empirijski}}$ ( $\mu_N$ )
$\pi f_{5/2} \otimes \nu g_{9/2}^3$	$2^-$	-2.13	-2.06	-1.53( $^{75}\text{Cu}, ^{71}\text{Zn}$ )
$\pi p_{3/2} \otimes \nu p_{1/2}^{-1} g_{9/2}^4$	$2^+$	+4.43	+3.40	+2.35( $^{73}\text{Cu}, ^{67}\text{Ni}$ )
$\pi f_{5/2} \otimes \nu p_{1/2}^{-1} g_{9/2}^4$	$2^+$	+0.380	+1.07	+0.536( $^{75}\text{Cu}, ^{67}\text{Ni}$ )

<sup>3</sup> U empirijskom modelu ljske, starešinstvo se definije kao broj nukleona koji nije spregnut u  $J'$  par.

Za vrednosti empirijskih jednočestičnih momenata su uzeti eksperimentalni momenti  $^{73}\text{Cu}(3/2^-)$ ,  $^{75}\text{Cu}(5/2^-)$ ,  $^{71}\text{Zn}(9/2^+)$  i  $^{67}\text{Ni}(1/2^-)$ . Emprijski momenti neparno-neparnih izotopa se dobro uklapaju sa svojim eksperimentalnim vrednostima ako predložene konfiguracije čine glavni član u talasnoj funkciji. Za obe konfiguracije sa pozitivnom parnošću, proračunati momenti imaju pozitivan predznak. Stoga, negativan znak eksperimentalnog magnetnog momenta isključuje gs konfiguraciju pozitivne parnosti kojom dominira  $\nu p_{1/2}$  ekscitovan preko  $N = 40$ . Sa druge strane, znak i vrednosti proračunatih empirijskih momenata za  $\pi f_{5/2} \otimes \nu g_{9/2}$  konfiguraciju se dobro uklapaju sa izmerenim momentima za  $^{72,74}\text{Cu}$ , na osnovu čega je predložena negativna parnost za oba osnovna stanja.

Parnost i sastav gs talasne funkcije dalje mogu da se prouče poređenjem izmerenih momenata sa proračunima modela ljudski. Poređenja su vršena sa dva modela ljudski velikih razmara JUN45 i jj44b. Za jj44b interakciju, proračunati magnetni i kvadrupolni momenti za najniže  $2^-$  stanje  $^{72}\text{Cu}$  i  $^{74}\text{Cu}$  se relativno dobro slažu sa eksperimentalnim vrednostima, što potvrđuje da je talasna funkcija ovih nivoa, izračunata na oko 200 keV, najbliža gs talasnoj funkciji. Obema talasnim funkcijama dominira proton u  $\pi f_{5/2}$  orbiti i neparni neutron u  $\nu g_{9/2}$  orbiti. Za JUN45 interakciju, varijanta  $2^-$  nivoa  $^{72}\text{Cu}$  sa višom energijom (za nekih 600 keV u odnosu na gs) dominirana sa  $\pi f_{5/2}$  ima odgovarajuće vrednosti kvadrupolnih momenata u odnosu na eksperimentalno dobijene vrednosti, iz čega sledi da njena talasna funkcija dovoljno dobro opisuje posmatrano osnovno stanje. U slučaju  $^{74}\text{Cu}$ , slaganje je najbolje za nisko  $2^-$  stanje, čijom talasnom funkcijom takođe dominiraju protoni u  $\pi f_{5/2}$  orbiti. Ovi rezultati pokazuju da su nuklearni momenti osetljiva provera talasne funkcije nuklearnih stanja i omogućavaju da se posmatranom stanju pridruži računski dobijen nivo.

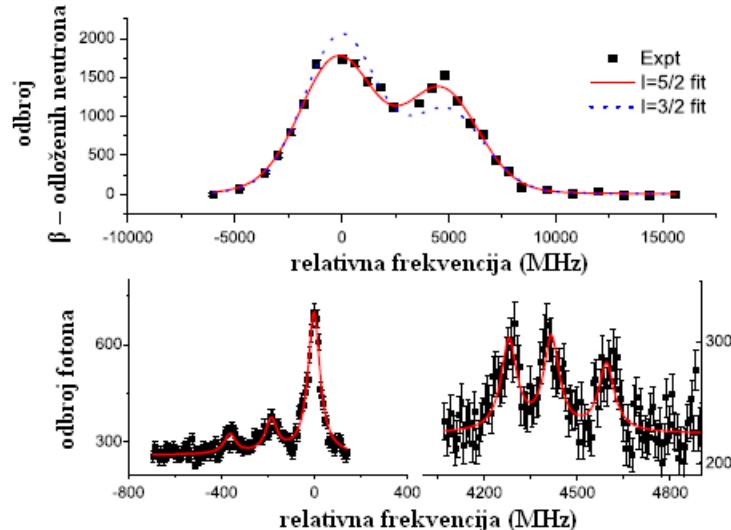
Dakle, ni interakcije modela ljudski ni proračuni zasnovani na pravilima aditivnosti za sparene nukleone ne predviđaju  $I^\pi = 2^+$  stanje sa negativnim magnetnim momentom za ove izotope. Obratno, svi proračuni za  $I^\pi = 2^-$  gs stanje predviđaju negativni magnetni moment, sa vrednostima koje se relativno dobro slažu sa eksperimentalnim. Iz ovoga se može zaključiti da osnovna stanja  $^{72}\text{Cu}$  i  $^{74}\text{Cu}$  oba imaju negativnu parnost povezану sa dominantnom  $\pi f_{5/2} \otimes \nu g_{9/2}$  konfiguracijom. [41]

## 7.2 Nuklearni spinovi i magnetni momenti $^{71,73,75}\text{Cu}$ : Inverzija $\pi 2p_{3/2}$ i $\pi 1f_{5/2}$ nivoa u $^{75}\text{Cu}$ [42]

Jedan od trenutnih važnih problema nuklearne fizike je utvrđivanje kako se nuklearna struktura ljudske menja u jezgrima bogatim neutronima. Eksperimentalno određivanje nuklearnih spinova osnovnih i eksitovanih stanja i osobina njihovih talasnih funkcija (preko spektroskopskih faktora, magnetnih momenata, kvadrupolnih momenata...) predstavlja važan korak u istraživanju evolucije strukture ljudske. Potpuno razumevanje evolucije nisko energetskih struktura je važno za razvoj jakih teorija nukleon-nukleonske interakcije koji bi mogle da se široko primene na veće oblasti tablice nuklida.

U ovom radu su vršena „in-source” (unutar izvora) i kolinerna laserska spektroskopska merenja hiperfine strukture Cu izotopa bogatih neutronima do  $^{75}\text{Cu}$ , odakle su određeni nuklearni spinovi osnovnih stanja  $I$  i magnetni momenti  $\mu$ . Radioaktivni izotopi  $^{71,73,75}\text{Cu}$  su proizvedeni koristeći jako asimetričnu fisionu reakciju indukovani 1.4 GeV protonima koji su udarali debelu metu uranijum karbida ( $45 \text{ g/cm}^2$ ). Radioaktivni atomi su difundovali iz mete kroz uzanu cevu, pri čemu su i cev i meta zagrejane do oko 2000 °C radi povećanja brzine topotnog prenosa. [42]

Rezonantni laserski jonski izvor (RILIS) je korišćen za postepeno rezonantno lasersko ionizovanje Cu atoma unutar jonizatorske cevi. Dvostepena ionizaciona šema je koristila  $327.4 \text{ nm } ^2S_{1/2} - ^2P_{1/2}$  prelaz praćen sa  $287.9 \text{ nm } ^2P_{1/2} - ^2D_{3/2}$  prelazom do autojonizujućeg stanja. U in-source fazi eksperimenta, RILIS laser za prvi korak je korišćen u režimu uskog propusnog opsega (1.2 GHz), čime se moglo razrešiti  $^2S_{1/2}$  hiperfino cepanje  $^{75}\text{Cu}$ . Rezonantno proizvedeni  $^{75}\text{Cu}$  joni su ubrzavani do 30 keV i maseno separirani. Zatim su implantovani u Mainz neutronski dugački brojač gde je detektovana njihova  $\beta$  – odložena neutronska emisija. Ovim je postignuta odlična diskriminacija od  $^{75}\text{Ga}$  izobarne kontaminacije, pošto u njoj ne postoji  $\beta$  – odložen neutronski kanal.  $^2S_{1/2}$  hfs je izmerena snimajući odbroj neutrona kao funkciju frekvencije lasera prvog koraka. Posmatrano cepanje hfs (gornji deo Slike 22) je jednako sa  $A(^2S_{1/2})(I + 1/2)$ , pri čemu hiperfini faktor  $A$  zavisi od nuklearnog  $g$  faktora. Fitovanjem ovih podataka dobija se  $I = 5/2$  i  $A(^2S_{1/2}) = 1.55(7)$  GHz. Zajedno sa referentnim vrednostima za  $^{65}\text{Cu}$ , ovo odgovara momentu od  $0.99(4) \mu_N$ . Na osnovu ovih rezultata je znatno smanjen region skeniranja za merenja visokorezolucionom kolinearnom laserskom spektroskopijom.

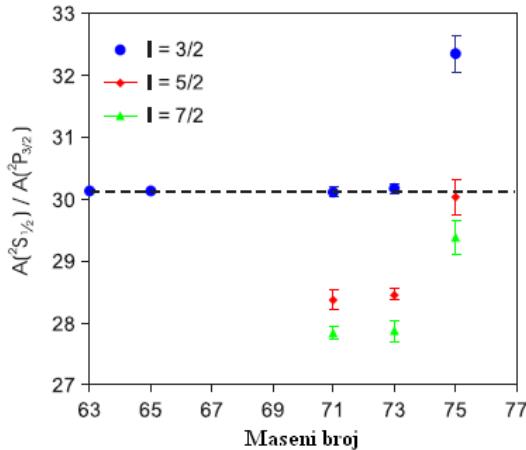


Slika 22. In-source i kolinearna laserska spekroskopska hfs za  $^{75}\text{Cu}$ . Gornji deo: in-source spektar koji prikazuje najbolje fitove za  $I = 3/2$  i  $I = 5/2$  koristeći model rezonantne ionizacije [43]. Donji deo: Fluorescentni spektri  $^{75}\text{Cu}$  sa najboljim fitom za  $I = 5/2$ . Lev i desni spektri su odvojeni hfs-om osnovnog stanja, koja se vidi kao dva pika u gornjem spektru. [42]

U drugoj fazi ovog eksperimenta, korišćena je postavka za kolinearnu lasersku spektroskopiju radi vršenja visokorezolucionih merenja kojima su razjašnjene hfs atomske osnovnih i pobuđenih stanja  $^{71,73,75}\text{Cu}$ . Korišćena je linearna gasom punjena radiofrekventna kvadrupolna Paulijeva klopka (ISCOOL) za grupisanje i hlađenje snopa radioaktivnih jona. ISCOOL je postavljen iza visokorezolucionog separatora na platformi visokog napona koja se održavala na vrednosti od 30 kV. Zaustavni napon je u toku 100 ms primenjen na krajnju ploču ISCOOL-a za vreme sakupljanja radioaktivnih jona. Zatim, brzim prebacivanjem napona krajnje ploče u napon platforme, jonski ansambl je oslobođen kao grupa tipične vremenske „širine“ od  $25 \mu\text{s}$ . U kontinualnom režimu, u kome je krajnja ploča držana na naponu platforme, efikasnost transmisije kroz uređaj od 70 % je postignuta. Grupa jona i laserski snop su nakon toga preklopljeni u zajedničkom pravcu prostiranja. Grupa jona je neutralizovana prolaskom kroz celijsku sastavu natrijumovom parom zagrejanom do približno  $230^\circ\text{C}$  preko sudara sa razmenom nanelektrisanja. [42]

Napon je primjenjen na čeliju sa parom za podešavanje brzine jona i njihovo dovođenje u rezonancu sa laserom. Rezonance su locirane mereći prinos fotona kao funkciju podešavajućeg napona sa dve fotomultiplikatorske cevi (PMT). Mereći signal preko kapije, prihvatajući fotone samo kada je atomska grupa u okviru regiona sakupljanja svetlosti, odbroj fona povezan sa rasejanjem laserske svetlosti je smanjen za više od tri reda veličine. Kontinualni laser sa organskim bojama je zaključan na talasni broj od  $15406.9373\text{ cm}^{-1}$  i frekventno je dupliran u spoljašnjoj šupljini.

U donjem delu Slike 22. Prikazani su visokorezolucioni hfs podaci za  $^{75}\text{Cu}$ , skenirani preko  $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$  prelaza (324.8 nm). Broj hfs prelaza i njihovo relativno cepanje zavisi od nuklearnog spina  $I$  i hiperfinih parametara atomskih osnovnih i ekscitovanih stanja. Pošto postoji više od tri hiperfine komponente, može da se isključi nuklearni spin od  $I = 1/2$ . Nuklearni spinovi  $^{71,73,75}\text{Cu}$  izotopa su određeni nalaženjem najboljeg fita za njihove hiperfine parametre, pretpostavljajući nuklearne spinove od  $I = 3/2, 5/2$  i  $7/2$ . Za svaki mogući spin, fitovani odnosi  $A(^2S_{1/2})/A(^2P_{3/2})$  su poređeni sa stabilnim izotopima  $^{63,65}\text{Cu}$  na Slici 23. Ako se ignorisu zanemarljivo male hiperfine anomalije, ovaj odnos bi morao biti konstantan duž izotopskog lanca nezavisno od vrednosti nuklearnog spina. Za  $^{71,73}\text{Cu}$  odnos za  $I = 3/2$  je konzistentan sa odnosom iz stabilnih izotopa. Za  $^{75}\text{Cu}$  odnos za  $I = 3/2$  odstupa za  $5\sigma$  od posmatranog trenda dok je odnos za  $I = 5/2$  konzistentan sa njim. Pregled  $A$  i  $B$  faktora je prikazan u Tabeli 4. Magnetni momenti su izvedeni u odnosu na  $^{65}\text{Cu}$ , koristeći  $A(^2S_{1/2}) = 6.284.405(5)$  MHz i  $\mu(^{65}\text{Cu}) = +2.3817(3)\mu_N$ .



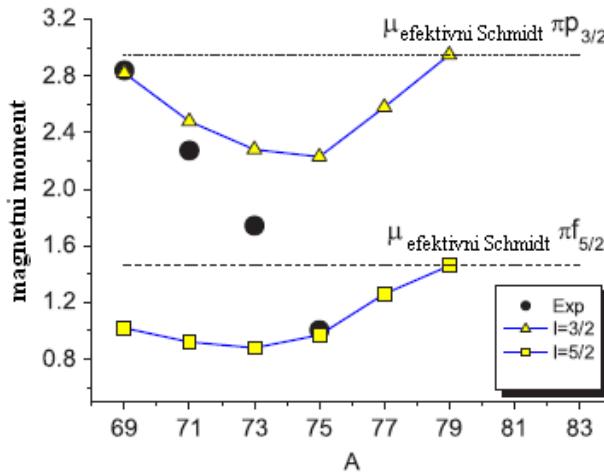
Slika 23. Odnosi atomskih gs i ekscitovanih stanja  $A$  faktora izvedenih iz najboljeg fita na eksperimentalne hiperfine spektre, podrazumevajući različite vrednosti spina za gs stanja  $^{71,73,75}\text{Cu}$ . [42]

Tabela 4. Pregled izmerenih nuklearnih gs spinova, magnetnih momenata i hiperfinih parametara. Magnetni momenti  $^{71}\text{Cu}$  se dobro slažu sa vrednostima dobijenim  $\beta - \text{NMR}$  merenjima  $\mu = 2.28(1)$ . [42]

Izotop	I	$\mu_{\text{exp}} (\mu_N)$	$A(^2S_{1/2})$ (MHz)	$A(^2P_{3/2})$ (MHz)	$B(^2P_{3/2})$ (MHz)
$^{71}\text{Cu}$	$3/2$	+2.2747(8)	+6002(2)	+199.6(8)	-25.3(14)
$^{73}\text{Cu}$	$3/2$	+1.7426(8)	+4598(2)	+152.4(3)	-26.5(10)
$^{75}\text{Cu}$	$5/2$	+1.0062(13)	+1593(2)	+53.0(9)	-36(2)

Nakon ovoga, moguće je vršiti poređenje eksperimentalno dobijenih magnetnih momenata sa teorijski proračunatima (Slika 24). Efektivni jednonukleonski  $g_s$  faktor ( $g_s = 0.7g_s$  slobodni) je korišćen koji blisko reprodukuje  $^{69}\text{Cu}$  vrednost. [42]

Povećana devijacija između teorije i eksperimenta nastaje prema  $^{73}\text{Cu}$ . Moguće objašnjenje može da predstavlja povećana kolektivnost u  $3/2^-$  gs koja nije adekvatno uračunata u teoriji. Međutim, male  $B(E2)$  vrednosti za raspad iz  $5/2^-$  u  $3/2^-$  osnovno stanje u  $^{71,73}\text{Cu}$  sugeriju da ova osnovna stanja nisu ekstremno kolektivna. U trenutnom proračunu, već značajan deo (30%) talasne funkcije  $^{73}\text{Cu}$  sadrži sprezanje sa  $\nu(2^+, 4^+)$  vibracionim ekscitacijama, sa 83% protona u  $\pi 2p_{3/2}$  orbitali. Precenjivanje proračunatog  $^{73}\text{Cu}$  momenta je verovatnije povezano sa precenjenom  $1/2^-$  energijom u teorijskom modelu. Zaista, smanjivanje jednočestične energije  $\pi 2p_{3/2}$  bi smanjilo vrednost proračunate  $1/2^-$  energije nivoa, a istovremeno bi dovelo do većeg učešća  $p_{1/2} \otimes \nu(2^+)$  konfiguracije u talasnoj funkciji osnovnog stanja. Ovo bi značajno snizilo vrednost izračunatog magnetnog momenta.



Slika 24. Poređenje eksperimentalnih  $3/2^-$  i  $5/2^-$  magnetnih momenata sa proračunima modela Ijuski i efektivne Schmidtove vrednosti za  $g_s^{ef} = 0.7 g_s^{slobodni}$ . [42]

Magnetni moment dobijen iz modela Ijuski za  $^{75}\text{Cu}$  se dobro slaže sa svojom eksperimentalnom vrednošću. Talasna funkcija osnovnog stanja za  $^{75}\text{Cu}$  je dominirana protonom u  $\pi 1f_{5/2}$  orbitali (90%), ali i sa znatnom frakcijom talasne funkcije koja je sparena sa  $\nu(2^+)$  vibracionim ekscitacijama (36%). Relativno kolektivna priroda osnovnog stanja je dalje izražena preko devijacije od efektivne Schmidt procene magnetnih momenata (Slika 24).

Cu izotopi sa neparnim A imaju jednostavnu strukturu, sa jednim protonom van  $Z = 28$  zatvorene ljske. Njihova osnovna stanja sa  $I^\pi = 3/2^-$  do  $^{71}\text{Cu}$  su dominirana  $\pi 2p_{3/2}$  konfiguracijom neparnog protona, što je zaključeno iz njihovih magnetnih momenata. Isti spin i parnost su predloženi za  $^{73}\text{Cu}$  na osnovu merenja  $\beta -$  raspada. U ovom radu su ustanovljeni spinovi osnovnih stanja do  $^{75}\text{Cu}$  sa vrednošću spina od  $5/2^-$  za sam  $^{75}\text{Cu}$ . Spin osnovnog stanja i magnetni moment za  $^{75}\text{Cu}$  su vrlo dobro reprodukovani proračunima modela Ijuski velikih razmara koji su zasnovani na jezgru  $^{56}\text{Ni}$ . Sa spektroskopskim faktorom od 90% za  $\pi 1f_{5/2}$  orbitu, ustanovljena je inverzija između  $\pi 1f_{5/2}$  i  $\pi 2p_{3/2}$  jednočestičnih stanja. Uslovno su dodeljeni spinovi izomernim stanjima  $^{75}\text{Cu}$ , sugerujući dalje smanjivanje  $1/2^-$  energije. Ovaj trend nije reproducovan teorijski. Takođe, proračunati  $3/2^-$  magnetni momenti progresivno odstupaju od eksperimentalnih vrednosti. Zajedno ova odstupanja bi mogla da ukazuju na neki fizički mehanizam koji je zanemaren u trenutnim interakcijama modela Ijuski, što poziva na dalja teorijska i eksperimentalna istraživanja. [42]

### 7.3 Nuklearni spinovi, magnetni momenti i kvadrupolni momenti Cu izotopa od $N = 28$ do $N = 46$ ; ispitivanje efekata polarizacije jezgra [44]

Ključno pitanje istraživanja nuklearne strukture je održanje takozvanih „magičnih” brojeva prilikom udaljavanja od stablnih konfiguracija. Jezgra u blizini zatvorenih ljski su važna za testiranje teorije modela ljsaka. Posebno interesantna oblast je okolina magičnog broja  $Z = 28$  protona pošto se on kreće od dvostruko magičnog  $^{56}\text{Ni}$ , sa strane nuklearne tablice sa manjkom neutrona, do dvostruko magičnog  $^{78}\text{Ni}$  koji je bogat neutronima, na 14 izotopa daleko od stablinosti. Štaviše, on uključuje i polumagičnu zatvorenu podljusku na  $N = 40$ , koja je povezana sa izmenom parnosti između  $p_f$  ljske i  $g_{9/2}$  orbitale. U direktnoj vezi sa ovim jezgrima su izotopi bakra, čija su osnovna stanja dominirana jednim protonom koji je u sprezi sa osnovnim jezgom nikla.

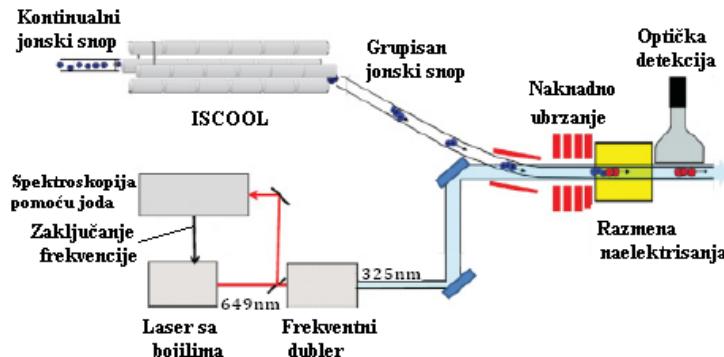
U ovom radu, izmereni su magnetni i kvadrupolni momenti izotopa između  $^{61}\text{Cu}$  i  $^{75}\text{Cu}$ . Eksperiment je izvršen pomoću postavke za kolinearnu lasersku spektroskopiju COLLAPS u ISOLDE. Radioaktivni izotopi su proizvedeni preko 1.4 GeV ubrzanih protona koji su udarali u  $45 \text{ g/cm}^2$  debelu metu od uranijum karbida. Prosečna jačina struje protonskog snopa je bila  $1.8 \mu\text{A}$ . Radioaktivni atomi su transportovani iz zagrejane mete procesima efuzije i difuzije kroz tanku kapilarnu cev, gde su postepeno rezonantno ionizovani sa RILIS-om. Korišćena je dvostepena ekscitaciona šema sa  $327.4 \text{ nm } 3d^{10}4s^2S_{1/2} \rightarrow 3d^{10}4p^2P_{1/2}$  prelazom, praćenim sa  $287.9 \text{ nm}$  prelazom u autojonizujuće stanje. Joni su zatim ubrzani i maseno separirani, koristeći ili Separator izotopa opšte svrhe (GPS) ili Visokorezoluconi izotopski separator (HRS). Joni bakra i laserski snop su nakon toga preklopljeni u zajedničkom pravcu prostiranja pomoću elektrostatickih deflektora (Slika 25). Joni su neutralizovani u ćeliji za razmenu nanelektrisanja sa natrijumovom parom zagrejanom do oko  $220^\circ\text{C}$ . Nakon toga, atomski snop je mogao rezonantno da se eksituje iz  $^2S_{1/2}$  atomskog osnovnog stanja do svog  $^2P_{3/2}$  stanja sa talasnom dužinom prelaza od  $324.754 \text{ nm}$ . Fluorescencija je snimljena sa dve fotomultiplikatorske cevi (PMT). Umesto skeniranja laserske frekvencije, podešavajući napon naknadnog ubrzavanja od  $\pm 10 \text{ kV}$  je primenjen na ćeliju za razmenu nanelektrisanja radi postizanja uslova za rezonancu neutralnih atoma bakra preko Doplerovog podešavanja.

Kao i za većinu egzotičnih izotopa, jačine struje snopova su bile previše male da bi mogle da se registruju sa Faradejevom posudom. Umesto toga, intenziteti snopova su određeni iz eksperimentalnih efikasnosti. Za stabilni  $^{65}\text{Cu}$  snop, eksperimentalna efikasnost je data sa

$$\epsilon_{COLLAPS} = \frac{N_{COLLAPS}}{N_{FC}}, \quad (46)$$

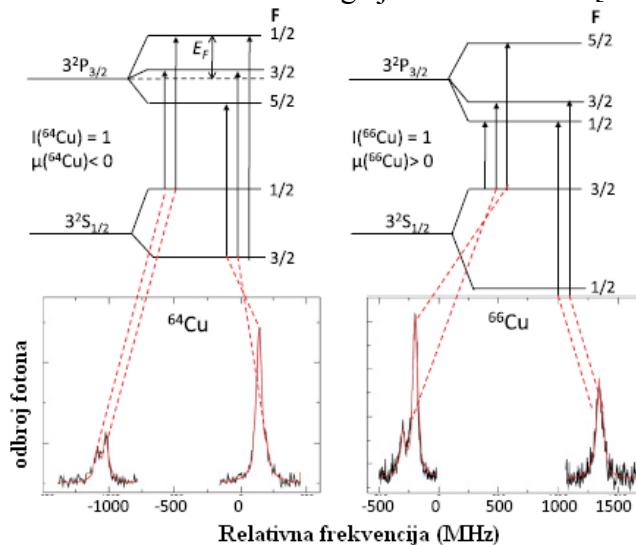
gde  $N_{COLLAPS}$  predstavlja broj rezonantnih fotona u sekundi posmatranih preko PMT u najjačoj hiperfinoj komponenti, a  $N_{FC}$  predstavlja broj jona po sekundi snimljenih u Faradejevoj posudi postavljenoj iza masenog separatora. Ova eksperimentalna efikasnost, koja je tipično bila  $1 : 10000$ , je onda iskorišćena za računanje stope proizvodnje ostalih izotopa. U prva dva puštanja snopa, radioaktivni snop je ubrzan do 50 keV i maseno separiran sa GPS-om. Sa kontinualnim snopom jona, optička detekcija rezonantne fluorescencije je ograničena na snopove jona od nekoliko  $10^6 \text{ pps}$  (particles per second – čestica po sekundi), zbog rasejanja laserske svetlosti. [44]

Nakon instaliranja ISCOOL-a iza HRS-a, merenja su mogla biti proširena na egzotičnije izotope intenziteta od nekoliko  $10^4$  pps. Postavljanjem kapije na PMT brojač fotona, značajno je poboljšan kvalitet snimljenih rezonanci, skraćeno je vreme skeniranja i omogućeno je proučavanje egzotičnijih izotopa.



Slika 25. Eksperimentalna postavka COLLAPS kolinearne laserske spektroskopije. [44]

Laserski sistem se sastojao iz Ar jonskog lasera Coherent 699 CW prstenastog lasera sa organskim bojama. Dve metode su korišćene za korekciju mogućih driftova laserske frekvencije tokom eksperimenta. U eksperimentima sa kontinualnim snopom i GPS masenim separatorom, referentni izotop je skeniran prilikom skeniranja svakog radioaktivnog izotopa, brzim menjanjem masene selekcije GPS magneta. Pošto menjanje mase kod HRS magneta nije dovoljno brzo, tokom eksperimenata sa ISCOOL-om frekvencija lasera sa organskim bojama je zaključana na liniju joda od  $15\text{--}406.9373\text{ cm}^{-1}$  koristeći saturacionu spektroskopiju sa moduliranoj frekvencijom. Egzaktna frekvencija je merena sa frekventnom bombom Menlo Systema i frekventni drift od manje od 500 kHz (ili  $2 \times 10^{-5}\text{ cm}^{-1}$ ) je registrovan tokom eksperimenta. Spectra-Physics WaveTrain frekventni dubler sa spoljašnjom šupljinom je korišćen za generaciju drugih harmonika. Tipična vrednost laserske snage je bila 1–2 mW. [44]



Slika 26. Gornji deo: Hiperfino cepljanje  $^2S_{1/2}$  i  $^2P_{3/2}$  nivoa za nuklearni spin  $I = 1$ . Hiperfina energija  $E_F$  je data u odnosu na energiju fine strukture. Donji deo: Hiperfini spektri za  $^{64}\text{Cu}$  i  $^{66}\text{Cu}$ . Predznak magnetnog i kvadrupolnog momenta je jednoznačno određen preko pozicija i relativnih intenziteta rezonanci. [44]

Nakon merenja, prvo je određen predznak nuklearnog momenta iz izmerenih hiperfinih spektara, kao što je prikazano na Slici 26. Za  $^{64}\text{Cu}$  i  $^{66}\text{Cu}$ . U slučaju vrednosti spina 1, 5 dozvoljenih prelaza mogu da se indukuju između osnovnog stanja i eksitovanih hiperfinih nivoa. Fitovanje spektara je vršeno preko lorencovskih funkcija pretpostavljajući jednake širine pikova sa intenzitetima pikova kao slobodnim parametrima. Relativne pozicije pikova su određene na osnovu (17a). Ostali parametri fita su bili hiperfini parametri  $A$  ( $^2S_{1/2}$ ),  $A$  ( $^2P_{3/2}$ ), i  $B$  ( $^2P_{3/2}$ ) i težinski centar hiperfine strukture. Fit je vršen sa pretpostavljenom vrednošću nuklearnog spina. Za fitovanje spektara je korišćen ROOT skript sa MINUIT fit paketom. Rezultati fita za sve izomere i izotope su dati u Tabeli 5.

Tabela 5. Rezultati kolinearne laserske spektroskopije za bakarna osnovna i izomerna stanja. Za dugoživeća izomerna stanja su navedene i ekscitacione energije. Dobijene vrednosti za  $^{63,65}\text{Cu}$  se dobro slažu sa literaturom. Za  $^{62,64,66}\text{Cu}$  odnos hiperfinih parametara je fiksiran na vrednost iz literature od 30.13(2). [44]

Izotop	$I^\pi$	Ex (keV)	$A(^2S_{1/2})$ (MHz)	$A(^2P_{3/2})$ (MHz)	$B(^2P_{3/2})$ (MHz)
$^{61}\text{Cu}$	$3/2^-$	0	+5564(3)	+185.5(10)	-28(3)
$^{62}\text{Cu}$	$1^+$	0	-1508(5)	fiksirano	-1(3)
$^{63}\text{Cu}$	$3/2^-$	0	+5867.1(5)	+194.5(11)	-28.0(6)
$^{64}\text{Cu}$	$1^+$	0	-856.6(15)	fiksirano	+9.6(12)
$^{65}\text{Cu}$	$3/2^-$	0	+6284.0(7)	+208.4(2)	-25.9(4)
$^{66}\text{Cu}$	$1^+$	0	+1117(3)	fiksirano	+7(2)
$^{67}\text{Cu}$	$3/2^-$	0	+6634.1(11)	+220.2(5)	-23.1(9)
$^{68}\text{Cu}^g$	$1^+$	0	+9472.4(19)	+313.0(7)	-11(2)
$^{68}\text{Cu}^m$	$6^-$	722	+761.8(4)	+25.40(16)	-59(2)
$^{69}\text{Cu}$	$3/2^-$	0	+7489(2)	+248.7(15)	-20(2)
$^{70}\text{Cu}^g$	$6^-$	0	+901.5(3)	+30.06(13)	-37.8(14)
$^{70}\text{Cu}^{m1}$	$3^-$	101	-4438.1(18)	-147.7(7)	-18(6)
$^{70}\text{Cu}^{m2}$	$1^+$	242	+7037(6)	+234.4(17)	-16(4)
$^{71}\text{Cu}$	$3/2^-$	0	+6002(2)	+199.6(8)	-25.3(14)
$^{72}\text{Cu}$	$2^-$	0	-2666(2)	-89.8(6)	+10(2)
$^{73}\text{Cu}$	$3/2^-$	0	+4598(2)	+152.4(3)	-26.5(10)
$^{74}\text{Cu}$	$2^-$	0	-2113(5)	-71.6(11)	+34(4)
$^{75}\text{Cu}$	$5/2^-$	0	+1593(2)	+53.0(9)	-36(2)

Hiperfina anomalija između  $^{63}\text{Cu}$  i  $^{65}\text{Cu}$  je procenjena na ispod  $5 \times 10^{-5}$ , što je za red veličine manje od greške vršenih merenja. Odnos hiperfinih parametara  $A$  ( $^2S_{1/2}$ ) /  $A$  ( $^2P_{3/2}$ ) se očekuje da bude konstantan duž lanca izotopa, pod uslovom da je adekvatno pretpostavljena vrednost nuklearnog spina. Ovo je prikazano na Slici 27. za nuklearne spinove date u Tabeli 5. Svi eksperimentalni odnosi se slažu sa vrednošću iz literature od 30.13(2), koja je označena horizontalnom linijom. Fitovanje sa drugaćijim pretpostavkama za spin je dovelo do znatnih odstupanja od ovog prosečnog odnosa i omogućilo je sigurno određivanje gspinova egzotičnih izotopa  $^{71-75}\text{Cu}$ . Izvedeni izotopi za ostale izotope se dobro slažu sa vrednostima iz literature. Za neparno-neparne izotope  $^{62,64,66}\text{Cu}$ , statistike u spektrima nisu dozvolile fit sa slobodnim  $A$  parametrima, zbog čega su ovi spektri fitovani sa parametrima fiksiranim na 30.13.

Na osnovu  $A$  i  $B$  faktora iz Tabele 5, mogu se odrediti magnetni dipolni i električni kvadrupolni momenti svih izotopa i izomera preko vrednosti za referentni izotop:

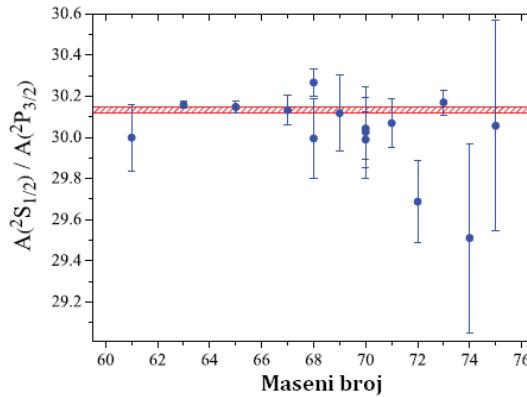
$$\mu = \frac{AI}{A_{ref} I_{ref}} \mu_{ref}, \quad (47)$$

$$Q = \frac{B}{B_{ref}} Q_{ref}. \quad (48)$$

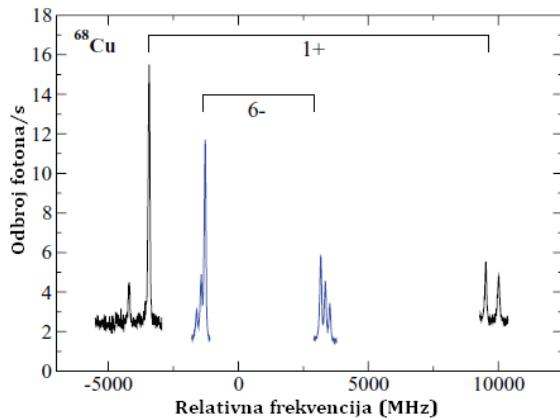
Kao reference su korišćene vrednosti iz literature za stabilne  $^{65}\text{Cu}$  izotope, sa  $A$  ( $^2S_{1/2}$ ) = 6.284.405(5) MHz,  $B$  ( $^2P_{3/2}$ ) = -25.9(6) MHz,  $\mu$ ( $^{65}\text{Cu}$ ) = +2.3817(3)  $\mu_N$  i  $Q$ ( $^{62}\text{Cu}$ ) = -19.5(4) efm $^2$ . Izvedeni magnetni dipolni i električni kvadrupolni momenti su prikazani u Tabeli 6. i upoređeni su sa ranijim rezulatima. Sve navedene vrednosti (osim  $^{66}\text{Cu}$ ) se slažu sa literaturom, ali u većini slučajeva sama preciznost određenih vrednosti je znatno poboljšana. Za  $^{66}\text{Cu}$  predznak magnetnog momenta je ranije nekorektno dodeljen i sada je otkriveno da je njegov znak ipak pozitivan. Kao što je prikazano na Slici 26. za  $^{64,66}\text{Cu}$ , predznak magnetnog momenta određuje ređanje hiperfinih nivoa, što se direktno posmatra preko intenziteta i pozicija rezonanci. Za  $^{68}\text{Cu}$  i  $^{70}\text{Cu}$ , niskoležeći izomeri su primećeni, koji su u prethodnim radovima bili identifikovani. Njihovi momenti su određeni in-source laserskom spektroskopijom koja je dala vrednosti sa vrlo malom preciznošću, jer je samo razrešeno hiperfino cepanje njihovih osnovnih stanja. Pomoću kolinearne laserske spektroskopije svi prelazi mogu da se razreše (Slika 28). Na taj način, greška određivanja magnetnih momenata je smanjena za tri reda veličine i osim toga moguće je dobiti vrednosti kvadrupolnih momenata. [44]

Tabela 6. Nuklearni momenti, izvedeni u odnosu na stabilni  $^{65}\text{Cu}$ , pokazuju odlično slaganje sa vrednostima iz literature. [44]

Izotop	$I^\pi$	$\mu_{\text{exp}} (\mu_N)$	$\mu_{\text{lit}} (\mu_N)$	Ref.	$Q_{\text{exp}} (e \text{ fm}^2)$	$Q_{\text{lit}} (e \text{ fm}^2)$	Ref.
$^{57}\text{Cu}$	$3/2^-$		+2.582(7)	[51]			
$^{59}\text{Cu}$	$3/2^-$		+1.910(4)	[51]			
			+1.891(9)	[52]			
$^{61}\text{Cu}$	$3/2^-$	+2.1089(11)	+2.14(4)	[15]	-21(2)		
$^{63}\text{Cu}$	$3/2^-$	+2.2236(4)	+2.22329(18)	[15]	-21.1(7)	-21.1(4)	[15]
$^{65}\text{Cu}$	$3/2^-$		+2.38167(25)	[15]		-19.5(4)	[15]
$^{67}\text{Cu}$	$3/2^-$	+2.5142(6)	+2.54(2)	[55]	-17.4(8)		
$^{69}\text{Cu}$	$3/2^-$	+2.8383(10)	+2.84(1)	[54]	-14.7(16)		
$^{71}\text{Cu}$	$3/2^-$	+2.2747(8)	+2.28(1)	[56]	-19.0(16)		
$^{73}\text{Cu}$	$3/2^-$	+1.7426(8)			-20.0(10)		
$^{75}\text{Cu}$	$5/2^-$	+1.0062(13)			-26.9(16)		
$^{58}\text{Cu}$	$1^+$		+0.479(13)	[53]			
$^{60}\text{Cu}$	$2^+$		+1.219(3)	[15]			
$^{62}\text{Cu}$	$1^+$	-0.3809(12)	-0.380(4)	[15]	0(2)		
$^{64}\text{Cu}$	$1^+$	-0.2164(4)	-0.217(2)	[15]	+7.2(9)		
$^{66}\text{Cu}$	$1^+$	+0.2823(8)	-0.282(2)	[15]	+5.6(13)		
$^{68}\text{Cu}^g$	$1^+$	+2.3933(6)	+2.55(8)(19)	[43]	-8.2(13)		
$^{68}\text{Cu}^m$	$6^-$	+1.1548(6)	+1.26(7)(55)	[43]	-44.0(19)		
$^{70}\text{Cu}^g$	$6^-$	+1.3666(5)	+1.58(9)(57)	[43]	-28.5(14)		
$^{70}\text{Cu}^{m1}$	$3^-$	-3.3641(15)	-3.54(8)(34)	[43]	-13(4)		
$^{70}\text{Cu}^{m2}$	$1^+$	+1.7779(15)	+1.89(4)(14)	[43]	-12(3)		
$^{72}\text{Cu}$	$2^-$	-1.3472(10)			+8(2)		
$^{74}\text{Cu}$	$2^-$	-1.068(3)			+26(3)		

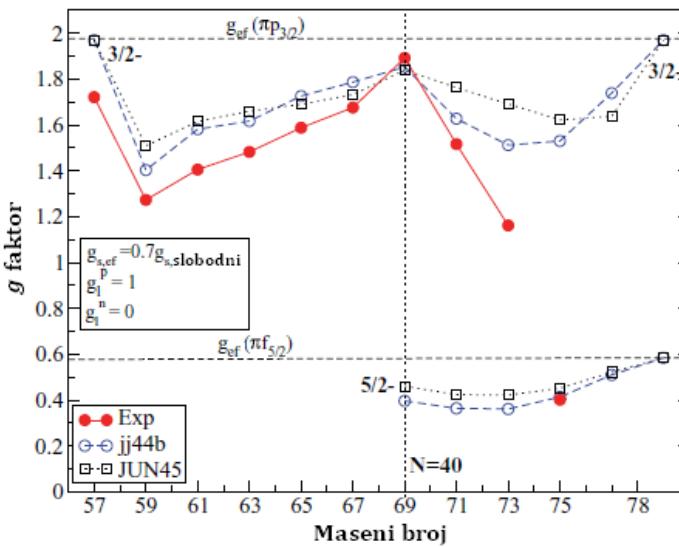


Slika 27. Odnosi  $A$  faktora dobijeni fitovanjem hiperfinih spektara sa njihovim dodeljenim nuklearnim spinovima. Sve vrednosti se slažu sa vrednošću iz literature od 30.13(2) (horizontalna linija). [44]



Slika 28. Hiperfini spektar za  $^{68}\text{Cu}$ . Prikazane su linije prelaza za osnovno i izomerno stanje. [44]

Sledeći važan korak, je poređenje magnetnih momenata i kvadrupolnih momenata dobijenih merenjem za lanac Cu izotopa sa proračunima u produženom modelnom prostoru koji uključuje i  $g_{9/2}$  orbitalu, koju je neophodno uključiti radi dobijanja dobrih rezultata. Razvijene su dve efektivne interakcije modela ljudsaka za  $f5pg9$  modelni prostor čija osnova je jezgro  $^{56}\text{Ni}$ , koje ne uključuju u sebe eksitacije protona i neutrona preko  $N = Z = 28$ . Prva interakcija je  $jj44b$  i ona je određena fitovanjem jednočestičnih energija i dvočestičnih matričnih elemenata na podatke iz nizova nikla i bakra duž  $N = 50$  izotona. Stoga bi ova interakcija trebala da pruži dobre rezultate za ovde prezentovane izotope bakra. Sa druge strane, JUN45 interakcija je fitovana na eksperimentalne podatke 69 jezgara sa masama od  $A = 63$  do  $A = 96$  u gornjoj  $p\ell$  ljestvi, izuzimajući sve izotope nikla i bakra. Prvo će biti upoređeni rezultati za neparne  $A$  Cu izotope, čijim gs momentima dominira neparan proton na  $\pi p_{3/2}$  ili  $\pi f_{5/2}$  nivou. U narednom delu će biti razmatrane osobine neparno-neparnih Cu izotopa, koje u potpunosti zavise od sparivanja preostalog protona sa neutronima u  $f5pg9$  prostoru. [44]

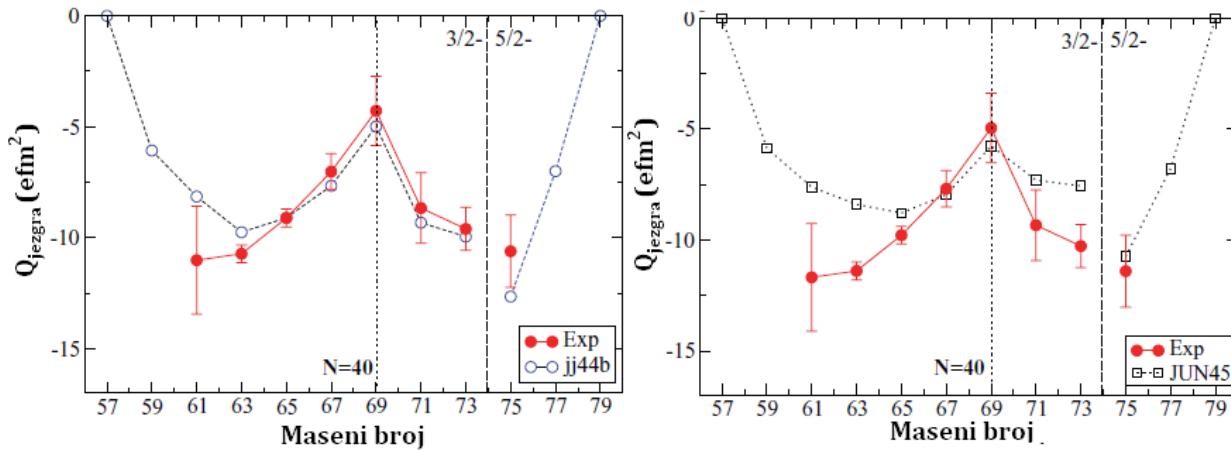


Slika 29. Eksperimentalni  $g$  faktori (puni krugovi) upoređeni sa proračunima (otvoreni simboli) koji koriste  $jj44b$  i JUN45 interakcije. Korišćen je efektivni spinski  $g$  faktor  $0.7 g_{s,\text{slobodni}}$ . [44]

**Cu izotopi sa neparnim A.** Na Slici 29. g faktori Cu izotopa sa neparnim A su upoređeni sa g faktorma izračunatim preko dve razmatrane teorijske interakcije. Pošto su g faktori jako osetljivi na orbitalnu okupaciju nesparenih nukleona, ovakvo poređenje sa proračunima daje dobru proveru modela. Eksperimentalni g faktori za  $^{57}\text{Cu}$  ( $N = 28$ ) i  $^{69}\text{Cu}$  ( $N = 40$ ) su najbliži efektivnoj jednočestičnoj vrednosti za  $\pi p_{3/2}$  konfiguraciju. Ovo navodi na magične ljske pri  $N = 28$  i  $N = 40$ . Zaista, u magičnim jezgrima se talasna funkcija osnovnog stanja može aproksimirati čistom jednočestičnom konfiguracijom zbog čega njihov g faktor odgovara čistoj konfiguraciji. Činjenica da se  $N = 40$  ovde pojavljuje kao magični broj, sa osobinama zatvorene ljske, nije povezana samo sa veličinom energetske razlike između  $vp_{1/2}$  i  $vg_{9/2}$  jednočestičnih nivoa. Magično ponašanje uglavnom nastaje zbog promene u parnosti, koja ne dozvoljava  $M1$  eksitacije iz  $pf$  orbita negativne parnosti u  $vg_{9/2}$  orbitalu pozitivne parnosti.

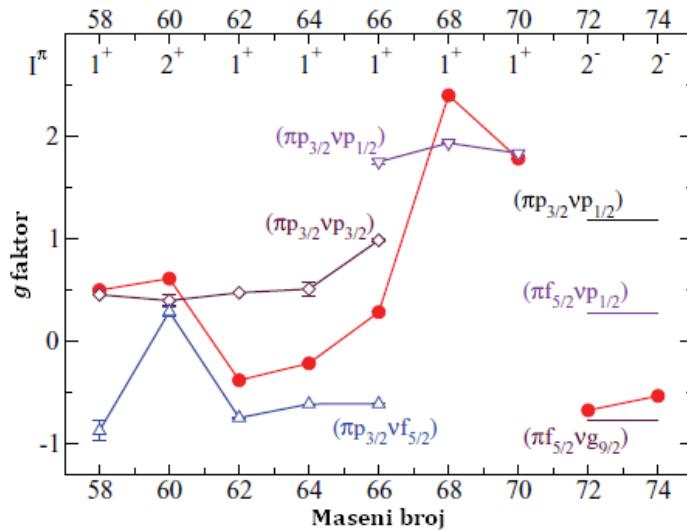
Jedan efekt koji se može proučiti preko kvadrupolnih magnetnih momenata, jeste polarizacija jezgra. Da bi se uporedili eksperimentalni kvadrupolni momenti sa teorijski dobijenim i uočili efekti polarizacije jezgra, potrebno je izračunati kvadrupolni moment samog jezgra. Ovo se postiže uzimanjem razlike između spektroskopske vrednosti  $Q_s$  (eksperimentalne ili izračunate) i jednočestičnih momenata  $Q_{j.c.}$  neparnog protona:  $Q_{jezgra} = Q_s - Q_{j.c.}$ .

Za ove jednočestične kvadrupolne momente ( $Q_{j.c.}$ )  $3/2^-$  stanja se uzima efektivna proračunata vrednost za  $^{57}\text{Cu}$ , dok se za  $5/2^-$  stanja uzima efektivna proračunata vrednost za  $^{79}\text{Cu}$ . Zaista, ovi izotopi nemaju valentne neutrone čime je  $Q_{j.c.} = e_\pi Q_p$  ( $Q_p$  je vrednost kvadrupolnog momenta nesparenog protona). Izvedene eksperimentalne i izračunate polarizacije jezgara su prikazane sa Slici 30. Vidi se da kako se neutroni dodaju ili oduzimaju od  $N = 40$ , nastaju jaki efekti polarizacije jezgra. Ovi efekti su slični sa obe strane  $N = 40$ : ista je vrednost polarizacije jezgra za  $^{75}\text{Cu}$  kao i za  $^{63}\text{Cu}$ . Jj44b interakcija dobro reprodukuje trend polarizacije jezgra. Deluje da malo precenjuje polarizaciju za  $^{75}\text{Cu}$ , međutim potrebno je više merenja jezgara koja su bogata neutronima da bi se ovo potvrdilo. Prema strani sa manjom neutronom, izgleda da je polarizacija podcenjena kod  $^{61}\text{Cu}$ . Međutim, preciznija eksperimentalna vrednost i preciznije određivanje efektivnog protonskog nanelektrisanja je neophodno da bi se ovo potvrdilo. Za JUN45 interakciju, polarizacija jezgra je tako podcenjena za sve izotope dalje od  $^{67,69}\text{Cu}$ , i pri dodavanju i oduzimanju neutrona iz  $N = 40$ . Podešavanjem efektivnih nanelektrisanja se nije postiglo bolje slaganje sa eksperimentom. [44]



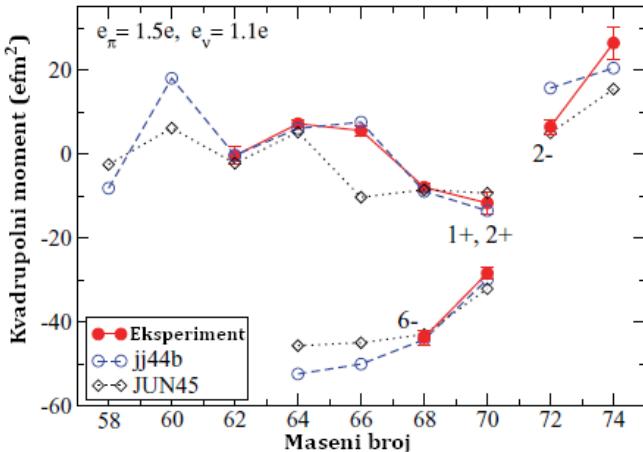
Slika 30. Eksperimentalni kvadrupolni momenti polarizacije jezgra poređenji sa momentima dobijenim preko jj44b(levo) i JUN45 (desno). [44]

**Cu izotopi sa parnim A.** Struktura ovih izotopa je dominirana sprezanjem neparnog protona u jednoj od  $\pi 2p_{3/2}1f_{5/2}2p_{1/2}$  orbita sa nesparenim neutronom u jednoj od dostupnih neutronskih orbita. Ovo se može lepo ilustrovati poređenjem eksperimentalnih  $g$  faktora za  $1^+$ ,  $2^+$ , i  $2^-$  stanja u  $^{58-74}\text{Cu}$  sa empirijskim vrednostima dobijenim preko pravila aditivnosti za momente (8), koristeći eksperimentalne  $g$  faktore susednih parno-neparnih nikla i cinka i neparno-parnih izotopa bakra. Kao što se vidi na Slici 31, poređenje ovih empirijskih  $g$  faktora sa eksperimentalnim vrednostima daje informacije o čistoći nuklearnih stanja.  $^{58}\text{Cu}$  jasno dominira ( $\pi p_{3/2} \otimes vp_{3/2}$ ) konfiguracija, dok za  $^{60}\text{Cu}$  empirijski  $g$  faktori ne omogućavaju donošenje zaključka o strukturi.  $^{62}\text{Cu}$  i  $^{64}\text{Cu}$  imaju dominantnu ( $\pi p_{3/2} \otimes vf_{5/2}$ ) strukturu. Za predznak  $g$  faktora  $^{66}\text{Cu}$  je ustanovljeno da je pozitivan, u kontrastu sa pređašnje određenom vrednošću. Ovo ilustruje da  $^{66}\text{Cu}$  ima jako mešano osnovno stanje, sa znatnom okupacijom  $vp_{1/2}$  orbitale.  $1^+$  stanja od  $^{68}\text{Cu}$  i  $^{70}\text{Cu}$  pokazuju ( $\pi p_{3/2} \otimes vp_{1/2}$ ) karakter. Za izotope  $^{72,74}\text{Cu}$  koji su bogati neutronima, spin osnovnog stanja je određen kao  $I = 2$ , a na osnovu određenog negativnog znaka magnetnog momenta zaključeno je da osnovno stanje mora imati dominantnu ( $\pi f_{5/2} \otimes vg_{9/2}$ ) konfiguraciju.



Slika 31. Eksperimentalni  $g$  faktori osnovnih stanja  $^{58-74}\text{Cu}$  upoređeni sa empirijskim  $g$  faktorima koristeći aditivne relacije za jednostavne proton-neutronske konfiguracije. Pozitivan znak  $^{66}\text{Cu}$  otkriva jako mešanu talasnu funkciju osnovnog stanja. [44]

Konačno, vršeno je poređenje eksperimentalnih kvadrupolnih momenata neparno-neparnih Cu izotopa sa vrednostima dobijenim preko jj44b i JUN45 interakcija (Slika 32). Ista efektivna nanelektrisanja su korišćena kao i za neparne izotope Cu. Jj44b interakcija uspešno reprodukuje sve kvadrupolne momente, osim za  $2^-$  nivo u  $^{72,74}\text{Cu}$  gde je malo veće odstupanje. JUN45 interakcija relativno dobro reprodukuje momente, ali daje pogrešan znak i preveliku vrednost za kvadrupolni moment osnovnog stanja  $^{66}\text{Cu}$ . Ovo verovatno sledi iz činjenice da je  $vp_{1/2}$  okupacija u  $^{66}\text{Cu}$  precenjena u ovom proračunu, što je primećeno iz  $g$  faktora. Povećana  $vp_{1/2}$  okupacija dozvoljava pojačane korelacije  $vp_{3/2}f_{5/2}$  nivoa, što dovodi do veće vrednosti kvadrupolnog momenta. [44]



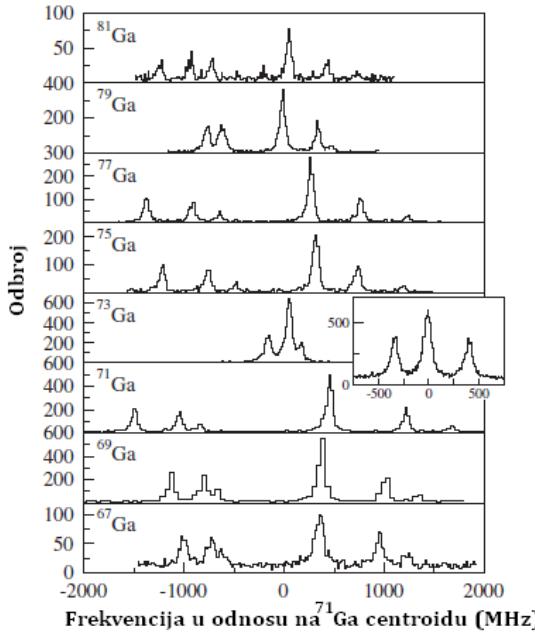
Slika 32. Eksperimentalni kvadrupolni momenti neparno-neparnih Cu izotopa upoređeni sa proračunima. [44]

## 7.4 Nuklearni spinovi i momenti Ga izotopa otkrivaju nagle struktурне промене između $N = 40$ i $N = 50$ [45]

U ovom radu su vršena merenja nuklearnih spinova i momenata za Ga izotope od  $N = 36$  do  $N = 50$  zatvorene ljske pomoću kolinearne laserske spektroskopije. Prvi put su za ove izotope određeni gs spinovi, čime su otkrivenе nagle promene u nuklearnoj strukturi koje nisu ranije bile primećene. Ga izotopi imaju tri protona van  $Z = 28$  ljske. U normalnom poretku po teoriji ljsaka, ova tri protona bi okupirala  $\pi p_{3/2}$  nivo, što bi dovelo do spina osnovnog stanja od  $I = 3/2$  za sve Ga izotope sa neparnim  $A$ . Međutim, ranija istraživaja Cu izotopa su navela na zaključak da u ovom regionu može doći do menjanja poretku popunjavanja orbitala protonima, što je navelo potrebu za detaljno proučavanje Ga izotopa.

U eksperimentalnoj fazi rada, fisioni fragmenti su proizvedeni u debeloj  $UC_x$  meti ( $45 \text{ g/cm}^2$ ) koristeći 1.4 GeV protone pri prosečnoj jačini struje snopa od  $\sim 2 \mu\text{A}$ . Proton-neutronski konverter je korišćen za suzbijanje proizvodnje Rb. Prinos Ga izotopa je selektivno povećan za faktor od 100 koristeći Rezonantni laserski jonski izvor (RILIS), zatim su izotopi ekstrahovani i ubrzani do 30 keV i maseno separisani. Joni su ohlađeni i grupisani pomoću ISCOOL-a nakon čega su dovedeni do postavke za kolinearnu lasersku spektroskopiju. Jonski snop je neutralizovan prolaskom kroz čeliju sa natrijumovom parom i preklopljen je sa laserskim snopom radi rezonantnog ekscitovanja Ga atoma. Podešavajući potencijal primjenjen pre neutralizacije je služio za doplersko pomeranje laserske frekvencije, omogućavajući skeniranje hfs rezonanci. Linije od 417.3 nm za  $4p^2P_{3/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$  prelaz i 403.4 nm za  $4p^2P_{1/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$  prelaz su proučavane koristeći 0.1–0.4 mW svetlost iz frekventno dubliranog titanijum-safirnog lasera, zaključanog pomoću interferometra za stabilizirajući helijum-neonski laser. Joni su akumulirani u ISCOOL-u svakih 50 ms pre otpuštanja. Kapija od  $6 \mu\text{s}$ , koja je obeležavala vreme interakcije lasera i grupisanih jona, je primenjena na fotonski signal radi smanjivanja vrednosti fona za faktor od  $\sim 10^4$ .

Na Slici 33. su prikazani uzorci spektara snimljenih na 417.3 nm liniji za  $^{67,69,71,73,75,77,79,81}\text{Ga}$  i 403.4 nm linija za  $^{73}\text{Ga}$ . Celokupne hiperfine strukture (hfs) su fitovane na podatke koristeći metod najmanjih kvadrata na osnovu kog su dobijena magnetna hfs konstanta  $A$  i kvadrupolna hfs konstanta  $B$  viših i nižih nivoa i od izotopskog pomeraja. Fitovi su napravljeni za različite spinove i na osnovu njihove analize su utvrđeni odgovarajući spinovi.[45]



Slika 33. Optički spektri za  $^{67,69,71,73,75,77,79,81}\text{Ga}$ , mereni na 417.3 nm  $4p^2P_{3/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$  liniji i 403.4 nm  $4p^2P_{1/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$  spektar za  $^{73}\text{Ga}$  (dodatak). [45]

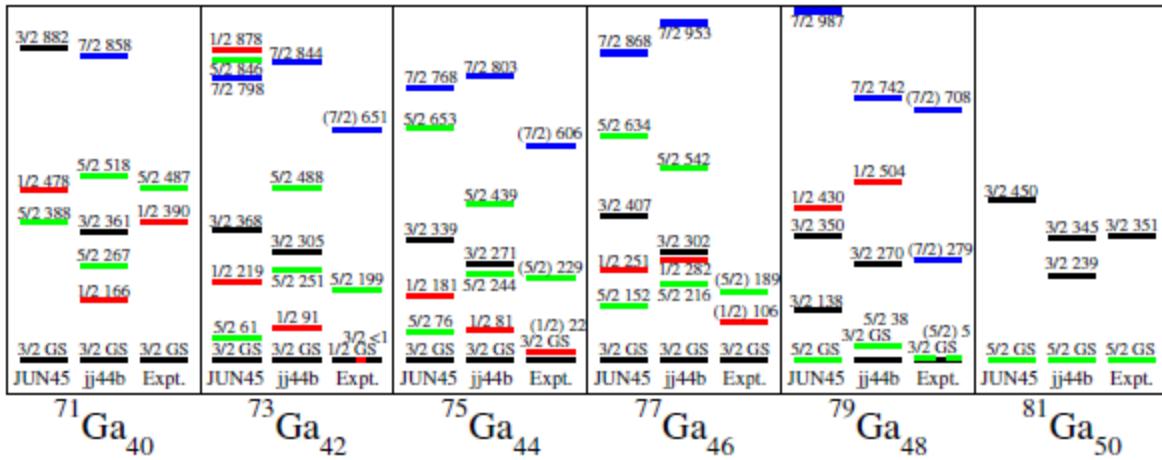
U prethodnim radovima gs spin od  $I = 3/2$  je dodeljen svim osnovnim stanjima do  $^{79}\text{Ga}$ , iako samo uslovno za  $^{77}\text{Ga}$  i  $^{79}\text{Ga}$ . Spektri za  $^{67,69,71}\text{Ga}$  jasno otkrivaju gs spin od  $I = 3/2$ . Kao što može da se vidi sa Slike 33, spektar od  $^{73}\text{Ga}$  je primetno drugačiji. Nuklearni spin od  $I = 3/2$  su predašnje dodelili Vergnes *et al.* [46], ali snimljena hfs je inkompatibilna sa takvom vrednošću spina. Drugo merenje, na 403.4 nm  $4p^2P_{1/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$  liniji, je zbog toga izvedeno za  $^{71,73,77,79}\text{Ga}$  radi poređenja. Samo tri pika su primećena za  $^{73}\text{Ga}$  (dodatak na Slici 33) što je jedino moguće za nuklearni spin od  $I = 1/2$ . Da je  $I = 3/2$  stanje bilo pristuno u snopu, pik bi trebao biti primećen oko 300 MHz, kao za  $^{71,75}\text{Ga}$ . Stoga primećena  $^{73}\text{Ga}$  hfs mora da potiče od njegovog osnovnog stanja kome se jednoznačno može dodeliti vrednost spina od  $I = 1/2$ .

Za  $^{75,77}\text{Ga}$  gs spin od  $I = 3/2$  je potvrđen ovim merenjima. Podrobnija analiza je bila neophodna za dodeljivanje spinova  $^{79,81}\text{Ga}$ . Njihove hiperfine strukture su fitovane podrazmevajući različite spinove, ograničavajući intenzitete pikova do Racah vrednosti i hfs koeficijente na fiksiran odnos  $A(^2S_{1/2}) / A(^2P_{3/2}) = +5.592(9)$ , koji predstavlja otežanu srednju vrednost odnosa ostalih neparnih Ga izotopa. Na osnovu fitova je zaključeno da dolazi do promene gs spinova od  $^{79}\text{Ga}$  do  $^{81}\text{Ga}$ , iz  $I = 3/2$  do  $I = 5/2$ . Koeficijenti hiperfine strukture  $A$  i  $B$  izvedeni iz podataka za dati spin bez ograničenja na intenzitete pikova ili hfs odnose su prikazani u Tabeli 7. Vrednosti za  $^{67,69,71}\text{Ga}$  su konzistentne sa prethodnim merenjima. Odnos  $A$  faktora za  $^{79}\text{Ga}$  (prepostavljajući  $I = 5/2$ ) je  $5.73(4)$  (Tabela 7), što odstupa za više od  $3\sigma$  od otežane srednje vrednosti ostalih izotopa. Ovo je još jedan dokaz da je gs spin  $^{79}\text{Ga}$   $I = 3/2$ . Za  $^{81}\text{Ga}$ , prepostavljajući gs spin od  $I = 3/2$ , odnos  $A$  faktora je veći za  $6.01(4)$ , što je ekvivalentno odstupanju od  $10\sigma$ .

Proračuni modela ljusaka za energetske nivoe i nuklearne momente su izvedeni koristeći dve efektivne interakcije: JUN45 i jj44b koje su obe razvijene za ( $p_{3/2}f_{5/2}p_{1/2}g_{9/2}$ ) modelni prostor sa jezgrom od  $^{56}\text{Ni}$ . Slika 34. Prikazuje poređenje predviđenih nivoa ispod 1 MeV sa eksperimentalnim nivoima i spinovima uzetim iz [45] i literature. [45]

Tabela 7. Hfs koeficijenti  $4s^2 5s^2 S_{1/2}$  i  $4s^2 4p^2 P_{3/2}$  stanja određeni na osnovu fita bez ograničenja na intenzitet pikova i hfs odnosa. Spinovi su određeni iz analize najmanjih kvadrata. Rezultati za  $^{79}\text{Ga}$ , pretpostavljajući  $I = 5/2$  i za  $^{81}\text{Ga}$  ( $I = 3/2$ ) su dati radi kompletnosti. [45]

$A$	$I$	$A(^2S_{1/2})$ (MHz)	$A(^2P_{3/2})$ (MHz)	$B(^2P_{3/2})$ (MHz)
67	3/2	+979.7(2.5)	+175.8(1.0)	+73(4)
69	3/2	+1069.5(1.5)	+191.5(9)	+63(2)
71	3/2	+1358.2(1.6)	+242.8(7)	+39(2)
73	1/2	+332(3)	+60.7(1.3)	0
75	3/2	+973.1(1.5)	+173.6(9)	-104.9(1.3)
77	3/2	+1070.6(1.2)	+191.8(5)	-76.7(1.5)
79	3/2	+555.0(1.4)	+98.3(9)	+58.2(1.5)
79	5/2	+369.5(0.6)	+64.5(4)	+118.6(2.1)
81	3/2	+831.2(1.6)	+138.4(8)	-43.4(1.8)
81	5/2	+555.6(1.3)	+98.9(4)	-17.7(2.7)



Slika 34. Eksperimentalni nivoi za  $^{71-81}\text{Ga}$  poređeni sa nivoima proračunatim koristeći jj44b i JUN45 interakciju. Osnovna stanja  $^{71,75,77,79}\text{Ga}$  su izmerena sa spinom  $I = 3/2$  (crne linije), dok  $^{73}\text{Ga}$  i  $^{81}\text{Ga}$  imaju spin osnovnog stanja od  $I = 1/2$  (crveno) i  $I = 5/2$  (zeleno), respektivno. [45]

Prvo se može posmatrati evolucija  $1/2^-$  i  $5/2^-$  nivoa između  $N = 40$  i  $N = 50$ . Eksperimentalno,  $1/2^-$  nivo ima minimalnu energiju u  $^{73}\text{Ga}$  gde on postaje osnovno stanje. Obe efektivne interakcije reprodukuju snižavanje ovog nivoa prema  $N = 42, 44$ , ali on ostaje na 90 keV kod jj44b interakcije i na 220 keV kod JUN45 interakcije. Uzimajući u obzir da je talasna funkcija ovog  $1/2^-$  stanja jako mešana (što ilustruje činjenicu da je ovo kolektivna struktura) slaganje sa teorijom je izvanredno dobro. Kolektivna priroda  $1/2^-$  stanja u  $^{71,73}\text{Cu}$  izotonima je posmatrana preko njihovih velikih prelaznih momenata u  $3/2^-$  osnovno stanje. Upravo ovo kolektivno  $1/2^-$  stanje postaje osnovno stanje u  $^{73}\text{Ga}$ . Snižavanje  $5/2^-$  nivoa od  $N = 40$  do  $N = 50$  reprodukuju obe interakcije, ali inverziju spina na  $N = 50$  korektno predviđa samo jj44b interakcija, koja takođe pokazuje generalno veće slaganje sa eksperimentalnim trendom. Za JUN45  $5/2^-$  nivo je sistematski na preniskim energijama i inverzija između  $3/2^-$  i  $5/2^-$  nivoa nastaje već kod  $^{79}\text{Ga}$ .

Tabela 8. Prikazuje momente izvedene iz hfs koeficijenata koristeći poznati magnetni moment i kvadrupolni moment  $^{71}\text{Ga}$  kao referentne vrednosti. Teoretski momenti dobijeni iz obe interakcije, za najniži nivo koji se slaže u spinu, su takođe date. Efektivni  $g_s^{ef} = 0.7g_s^{slobodni}$  je korišćen za magnetne momente, dok su efektivna nanelektrisanja  $e_p^{ef} = 1.5e$ ,  $e_n^{ef} = 1.1e$  korišćena za obe interakcije (JUN45 i jj44b). [45]

Tabela 8. Magnetni momenti  $\mu$ , i električni kvadrupolni momenti  $Q_s$ , dobijeni iz hfs koeficijenata  $A(4s^25s^2S_{1/2})$  i  $B(4s^24p^2P_{3/2})$ . Momenti od  $^{71}\text{Ga}$  su korišćeni za kalibraciju. Navedena su i teoretska predviđanja za momente najnjižih stanja sa vrednostima spina koje se poklapaju sa eksperimentalnim vrednostima. [45]

$A$	$I$	$\mu_{\text{expt}} (\mu_N)$	$\mu_{\text{JUN45}} (\mu_N)$	$\mu_{\text{jj44b}} (\mu_N)$	$Q_{s,\text{expt}} (e \text{ b})$	$Q_{s,\text{JUN45}} (e \text{ b})$	$Q_{s,\text{jj44b}} (e \text{ b})$
67	3/2	+1.848(5)	+1.588	+2.079	+0.198(16)	+0.256	+0.117
69	3/2	+2.018(4)	+1.715	+2.284	+0.171(11)	+0.236	-0.112
71	3/2	+2.56227(2)	+2.188	+2.203	+0.106(3)	+0.192	-0.244
73	1/2	+0.209(2)	-0.130	-0.176	0	0	0
75	3/2	+1.836(4)	+2.441	+2.093	-0.285(17)	-0.149	-0.256
77	3/2	+2.020(3)	+2.463	+2.146	-0.208(13)	-0.203	-0.147
79	3/2	+1.047(3)	+2.543	+2.070	+0.158(10)	-0.207	-0.057
79 <sup>a</sup>	3/2	...	+0.832	+1.320	...	+0.161	+0.038
81	5/2	+1.747(5)	+1.461	+1.477	-0.048(8)	+0.044	-0.035

<sup>a</sup>Proračunati prvi ekscitovani  $3/2^-$  nivo.

Detalji o sastavu talasne funkcije osnovnog stanja se mogu zaključiti iz izmerenih nuklearnih momenata. Magnetni moment od  $^{71}\text{Ga}$  je najbliži vrednosti efektivnog jednočestičnog momenta  $g_{ef}(\pi p_{3/2}) = +2.96 \mu_N$ , iz čega sledi da neparan broj protona u  $\pi p_{3/2}$  orbiti formira vodeću konfiguraciju u talasnoj funkciji  $^{71}\text{Ga}$ . Za  $^{67,69}\text{Ga}$  i  $^{75,77}\text{Ga}$  izotope, njihovi momenti se približavaju  $\pi f_{5/2}$  efektivnoj jednonukleonskoj vrednosti ( $= +1.46 \mu_N$ ), što pokazuje da ovi izotopi imaju više mešanu konfiguraciju. Suprotan znak njihovih kvadrupolnih momenata sugerise znatno različitu strukturu, koja možda sledi iz pražnjenja  $p_{3/2}$  orbitale. Normalna  $\pi(p_{3/2}^3)$  konfiguracija ima pozitivni kvadrupolni moment ali  $\pi(p_{3/2}^1)$  ima negativni kvadrupolni moment. Ovo navodi na zaključak da je u  $^{75,77}\text{Ga}$  talasna funkcija osnovnog stanja dominirana  $\pi(p_{3/2}^1)$  konfiguracijom neparnih čestica, u kojoj su dva protona ekscitovana u više protonske orbite. Ovo je potvrđeno JUN45 proračunima, koji reprodukuju primećenu inverziju znaka kvadrupolnih momenata i u kojima je dominantna  $\pi(p_{3/2}f_{5/2}^2)$  gs konfiguracija. Inverzija znaka se javlja oko  $^{73}\text{Ga}$ , gde je osnovno stanje kolektivno  $1/2^-$ . Ovo je posledica slabe degeneracije  $f_{5/2}$  i  $p_{1/2}$  efektivnih jednočestičnih nivoa što indukuje velike van dijagonalne kvadrupolne matrične elemente i vrlo izmešanu talasnu funkciju. Merenje momenata  $B(E2)$  i  $B(M1)$  prelaza iz osnovnog u viša stanja bi trebalo da obezbedi dodatne dokaze za jačanje kolektivnosti u ovim  $N = 42, 44, 46$  Ga izotopima. U slučajevima  $^{69-71}\text{Ga}$ , gde jj44b kvadrupolni momenti imaju suprotan znak od eksperimentalnih kvadrupolnih momenata (Tabela 8), 20%–30% mešanje talasne funkcije drugog ekscitovanog stanja u gs talasnu funkciju je dovoljno da reprodukuje njihove eksperimentalne magnetne momente. Ovo ilustruje kako su eksperimentalni momenti jako osetljivi na suptilne efekte mešanja između nisko ležećih stanja sličnog spina i parnosti. Energija nivoa je manje osetljiva na egzaktnu kompoziciju talasne funkcije.

Za  $^{79}\text{Ga}$ , koji takođe ima  $I = 3/2$ , neslaganje između eksperimentalnih momenata i JUN45 i jj44b proračuna je znatno veće nego za ostale izotope. Eksperimentalni magnetni moment je znatno niži i izmereni kvadrupolni moment ima suprotan znak u odnosu na oba proračuna. Mnogo bolje slaganje sa eksperimentalnim vrednostima se postiže u svakom slučaju koristeći izračunate momente „drugog“ (ili „prvog ekscitovanog“)  $3/2^-$  stanja u  $^{79}\text{Ga}$ , koje se pojavljuje, respektivno, na 270 keV (jj44b) i 350 keV (JUN45). Ove vrednosti su takođe prikazane u Tabeli 8. Eksperimentalni nuklearni  $g$  faktori ( $g = \mu / I$ )  $^{79}\text{Ga}$  i  $^{81}\text{Ga}$  su egzaktно jednaki (+ 0.698 i + 0.699 respektivno) i blisku su efektivnoj jednočestičnoj  $\pi f_{5/2}$  vrednosti ( $= +0.58$ ). Ovo pokazuje da je talasna funkcija osnovnog stanja  $^{79}\text{Ga}$  dominirana neparnim brojem protona u  $\pi f_{5/2}$  orbitali. [45]

Kod obe interakcije gs i prvi eksitovani  $3/2^-$  nivoi imaju mešanu talasnu funkciju sa  $|1\rangle = \pi(f_{5/2}^3)$  i  $|2\rangle = \pi(p_{3/2}f_{5/2}^2)$  kao glavnim članovima. Konfiguracija  $|2\rangle$  je dominantna u talasnoj funkciji osnovnog stanja za oba proračuna (50% i 78% za jj44b i JUN45, respektivno). Ova talasna funkcija ne reprodukuje eksperimentalne momente, što sugerira da talasna funkcija osnovnog stanja  $^{79}\text{Ga}$  ima  $\pi(f_{5/2}^3)$  kao glavnu komponentu.

## 7.5 Merenja spina i magnetnog momenta $^{31}\text{Mg}$ : dokazi za jako deformisano „uljezno“ osnovno stanje [47]

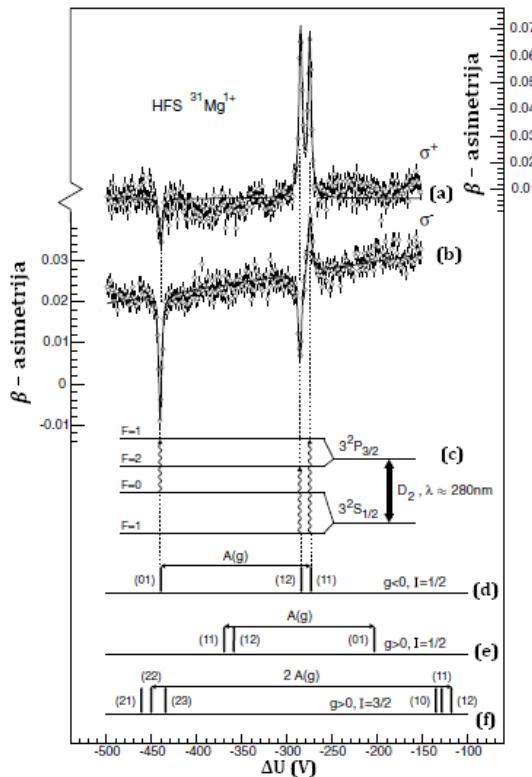
Opšte prihvaćeni model ljsaka nailazi na poteškoće u određenim egzotičnim delovima tablice nuklida gde se rupe između ljsaka i magični brojevi drugačije ponašaju u odnosu na stabilnije oblasti. Jedan takav region je takozvano „ostrvo inverzije“ locirano oko  $Z = 10\text{--}12$  i magičnog  $N = 20$ , gde su nuklearna osnovna stanja znatno deformisani nego što se očekuje za polumagična jezgra. Ovakvo ponašanje može da se objasni narušavanjem uobičajenog redosleda popunjavanja jednočestičnih nivoa sa neutronima koji okupiraju  $pf$  ljsku pre nego što se niža  $sd$  ljska u potpunosti napuni.

U ovom radu su izvršena merenja spina osnovnog stanja i magnetnog momenta egzotičnog parno-neparnog jezgra  $^{31}\text{Mg}$  ( $Z = 12$ ,  $N = 19$ ). Ranije zabeležena anomalna vremena života i intenziteti grananja u njegovom  $\beta$ -raspadu nisu nikad bili objašnjeni, iako je visoka gustina energetskih nivoa ukazivala na prisustvo „uljeznih“ stanja na niskim eksitacionim energijama. Međutim, jednoznačno određivanje spina i parnosti je potrebno za utvrđivanje koegzistencije normalnih stanja  $sd$  ljske sa 1p-1h i 2p-2p „uljezni“ stanjima. Pored spina osnovnog stanja i parnosti, vrednost i predznak magnetnog momenta pružaju direktnе informacije o neparno neutronskoj konfiguraciji.

Spin i magnetni moment  $^{31}\text{Mg}$  su mereni kombinujući rezultate dve eksperimentalne tehnike, zasnovane na atomskoj hiperfinoj strukturi i interakciji jezgra sa spoljašnjim magnetnim poljem. Obe metode se oslanjaju na optički polarizovanim snopovima  $^{31}\text{Mg}^+$  jona koji su implantirani u kristal, gde se detektuje ugaona asimetrija u  $\beta$ -raspadu. Eksperimenti su izvršeni u ISOLDE, CERN kod postavke za kolinearnu lasersku spektroskopiju. Snop  $^{31}\text{Mg}$  jona je proizведен bombardovanjem debele UC<sub>2</sub> mete sa 1.4 GeV protonima ( $1.2 \times 10^{13}/\text{s}$  u proseku) iz CERN-ovog PS Boostera.  $^{31}\text{Mg}$  je selektivno laserski ionizovan pomoću rezonantnog laserskog jonskog izvora (RILIS). Joni su ubrzavani do 60 keV, nakon čega je maseno separiran  $^{31}\text{Mg}^+$  snop tipičnog intenziteta  $1.5 \times 10^5$  jona/s (sa manje od 5% kontaminacije od površinski ionizovanog  $^{31}\text{Na}$ ) usmeren do postavke za kolinearnu lasersku spektroskopiju. Period poluraspara  $\beta$ -raspada je izmeren i slaže se sa ranije objavljenom vrednošću od 250(30) ms.

Joni  $\text{Mg}^+$  su polarizovani preko optičkog Zeemanovog pumpanja sa kružno polarizovanim laserskim snopom koji se prostirao duž jonskog snopa. Osa polarizacije paralelna sa laserskim snopom je održavana slabim usmeravajućim magnetnim poljem koje je delovalo duž zone interakcije. Talasna dužina lasera je nameštena na vrednost doplerski pomerene rezonance za  $D_2$  liniju ( $3s^2S_{1/2} \leftrightarrow 3p^2P_{3/2}$ ;  $35760.88 \text{ cm}^{-1}$ ). Oko 15 mW UV snage ( $\lambda \approx 280 \text{ nm}$ ) je dobijena preko dublera frekvencije u spoljašnjoj šupljini, koji je povezan sa izlazom kontinualnog lasera sa organskim bojama (Pyrromethene 556) koga je pumpao Ar<sup>+</sup> laser. Menjanjem brzine jona, primenjujući podešavajući visoki napon na zonu interakcije, hiperfina struktura je skenirana. [47]

Optički indukovane rezonance su posmatrane preko asimetrije  $\beta$  – raspada polarizovanih jezgara  $^{31}\text{Mg}$ , nakon implantacije u MgO monokristal postavljen u transverzalnom magnetnom polju  $B$ . Koincidentni odbroji iz dva  $\beta$  – teleskopa (od kojih se svaki sastojao iz dva tanka plastična scintilatora), postavljenih na  $0^\circ$  i  $180^\circ$  u odnosu na magnetno polje, omogućilo je dobijanje normirane asimetrije  $\beta$  – raspada  $[N(0^\circ) - N(180^\circ)]/[N(0^\circ) + N(180^\circ)]$ .

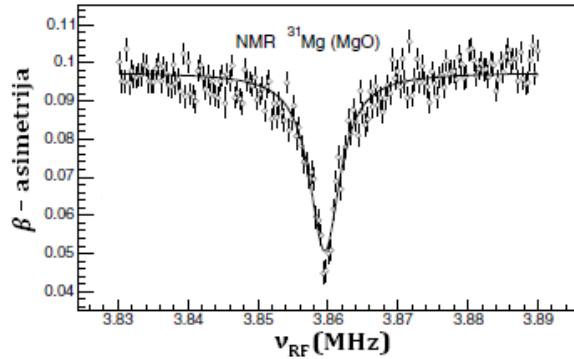


Slika 35. Spektri hiperfine strukture  $\sigma^+$  /  $\sigma^-$  optički polarizovanih  $^{31}\text{Mg}^+$  jona, izmereni na osnovu asimetrije nuklearnog  $\beta$  – raspada nakon implantacije u MgO. (c) Hiperfina struktura za  $D_2$  liniju podrazumevajući nuklearni spin  $I = 1/2$ . (d)–(f) Simulirani spektri podrazumevajući  $I = 1/2$  ili  $I = 3/2$ , koristeći apsolutni  $g$  faktor izmeren sa NMR. Dozvoljeni prelazi su obeleženi sa ukupnim momentom impulsa  $F$  osnovnog i ekscitovanih stanja hiperfinih nivoa. [47]

Na Slici 35. (a) i (b) asimetrija  $\beta$  – raspada je prikazana u funkciji skeniranog ubrzavajućeg napona, za levo ( $\sigma^-$ ) i desno ( $\sigma^+$ ) polarizovanu lasersku svetlost. Osim promena znaka u rezonantnim amplitudama, koje zavise od detalja procesa optičkog pumpanja, pozicije linija se jasno mogu shvatiti na osnovu različitih hiperfinih komponenti  $F$  atomskih osnovnih i ekscitovanih stanja (Slika 35. (c)). Na primer, cepanje između nivoa elektronskog  $J = 1/2$  osnovnog stanja je jednako  $\Delta\nu(x) = A(x)[I(x) + 1/2]$  i zavisi od nuklearnog spina  $I$ . Hiperfina konstanta  $A(x)$  zavisi od nuklearnog  $g$  faktora i izotopski nezavisnog magnetnog hiperfinog polja  $H_e$ ,  $A(x) = g(x)\mu_N H_e/J$ . Radi simuliranja pozicija linija, hiperfina polja koja indukuju  $^2S_{1/2}$  i  $^2P_{3/2}$  elektronska stanja moraju biti poznata. Njihove karakteristike se mogu izvesti iz hfs podataka stabilnog izotopa  $^{25}\text{Mg}$ . Vrednost njegove  $3s^2S_{1/2}$  magnetne hfs konstante je  $A_{g,s}(^{25}\text{Mg}) = -596.254376(54)$  MHz. Znajući vrednost spina od  $I = 5/2$  i magnetni moment  $\mu = -0.85545(8)\mu_N$  za  $^{25}\text{Mg}$ , hiperfine konstante za  $^{31}\text{Mg}$  mogu da se izvedu sa nuklearnim  $g$  faktorom kao parametrom. Uzimajući izmeren  $g$  faktor sa negativnim ili pozitivnim znakom, dobija se  $A_{g,s}(^{31}\text{Mg}) = \pm 3079.4(8)$  MHz. [47]

Za vrednost spina  $I = 1/2$  ovo daje pozicije linijski prikazane na Slici 35. (d) i (e) Dobro slaganje (d) sa posmatranim cepanjem linijski jasno pokazuje da je spin osnovnog stanja  $I = 1/2$  i da je  $g$  faktor negativan. Bilo koja druga pretpostavka spina bi podrazumevala mnogo veće cepanje, kao što je prikazano na Slici 35. (f) za primer  $I = 3/2$ . Spin  $I = 1/2$  se takođe ogleda u činjenici su samo tri rezonance detektovane prilikom skeniranja hiperfine strukture. Sada prihvaćeni  $g$  faktor samo treba da se potvrди merenjem nuklearne magnetne rezonance.

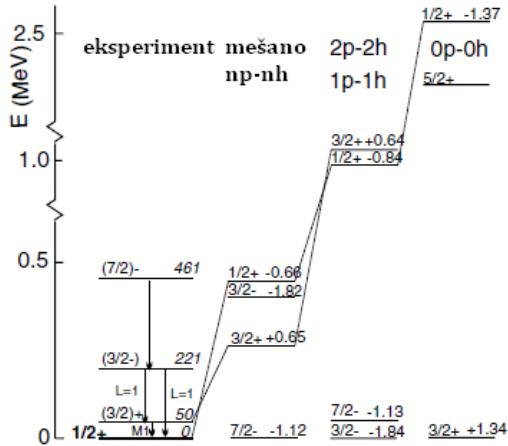
Maksimalna polarizacija  $^{31}\text{Mg}$  snopa se postiže sa  $\sigma^+$  svetlošću, sa naponom doplerovskog podešavanja fiksiranim na rezonantnu vrednost (12) prelaza prikazanog na Slici 35. (d). Ovako dobijena polarizacija se koristi pri NMR merenju  $^{31}\text{Mg}$  implantiranog u MgO. Rezonantno narušavanje nuklearne polarizacije se indukuje RF magnetnim poljem Larmorove frekvencije  $v_L = g\mu_N B/h$ . Rezonance se zabeležavaju merenjem  $\beta$  – asimetrije kao funkcije primjene RF frekvencije, kao što je prikazano na Slici 36. Ukupno je deset merenja izvršeno sa različitim RF snagama i uzeta je statistička srednja vrednost preko rezonantnih pozicija da bi se dobila vrednost Larmorove frekvencije  $v_L(^{31}\text{Mg}) = 3859.73(18)$  kHz. Radi kalibriranja magnetnog polja, izmeren je NMR spektar polarizovanog snopa  $^8\text{Li}$  koji je bio implantiran u isti MgO kristal:  $v_L(^8\text{Li}) = 1807.03(2)$  kHz. Iz obe Larmorove frekvencije i koristeći  $g(^8\text{Li}) = 0.826780(9)$ , dobijena je apsolutna vrednost  $g$  faktora. Ova vrednost mora da se koriguje zbog dijamagnetske zaštite, koristeći podatke iz Raghavanove tabele, čime se dobija  $|g(^{31}\text{Mg})| = 1.761(3)$ . Greška uzima u obzir mogući  $5 \times 10^{-5}$  drift magnetnog polja tokom perioda od 48 h između merenja i slične nesigurnosti usled moguće razlike u pozicijama snopova koji su implantirani u kristal. Ova vrednost, sa negativnim predznakom, daje simuliranu hiperfinu strukturu sa Slike 35.(d), potvrđujući ne samo spin osnovnog stanja  $^{31}\text{Mg}$  kao  $I = 1/2$ , ali takođe negativnost magnetnog momenta, odnosno  $\mu(^{31}\text{Mg}) = -0.88355(15)\mu_N$ . Predznak i vrednost magnetnog momenta potvrđuju pozitivnu parnost dodeljenu ovom  $I = 1/2$  nivou.



Slika 36. Tipični  $\beta$  – NMR rezultati za  $^{31}\text{Mg}$  implantiran u MgO. [47]

Na osnovu dobijenog spina i parnosti  $I^\pi(^{31}\text{Mg}) = 1/2^+$ , moguće je uslovno dodeliti spinove i parnosti prvim ekscitovanim nivoima  $^{31}\text{Mg}$  (Slika 37) koristeći dodele na osnovu multipolarnosti koje su napravili Klotz *et al.* [48]. Nivo negativne parnosti na 461 keV je najverovatnije  $I^\pi = 7/2^-$  „uljezno“ stanje, koje je skoro potvrđeno iz merenja vremena života 240 keV  $\gamma$  – raspada.

Energetska šema je poređena sa skorijim proračunima modela ljusaka na Slici 37. Prvo, poredjeni su proračuni vršeni sa USD interakcijom, u kojima su protoni i neutroni samo u  $sd$  ljusci sa pozitivnom parnošću. Najniže  $1/2^+$  stanje je u ovom slučaju predviđeno na oko 2.5 meV iznad normalnog  $3/2^+$  osnovnog stanja (obeleženog sa 0p-0h na Slici 37). [47]



Slika 37. Parcijalna eksperimentalna šema energetskih nivoa  $^{31}\text{Mg}$ , sa novim dodeljenim spinovima i parnostima, upoređenim sa proračunima ANTOINE i MCSM. Magnetni momenti teorijskih nivoa su prikazani sa desne strane (u jedinicama  $\mu_N$ ). [47]

Kompletno neslaganje sa eksperimentalnom visokom gustinom nivoa ispod 500 keV, uključujući stanja pozitivne i negativne parnosti, navodi na potrebu uključivanja neutronskih ekscitacija u  $pf$  ljesku negativne parnosti. Takvi proračuni u  $sd-pf$  modelnom prostoru su vršeni na dva načina.

Sa ANTOINE kodom modela ljesaka, koji koristi konvencionalnu direktnu dijagonalizaciju Hamiltonjana u punom valentnom prostoru, proračuni su izvršeni za ceo  $sd-pf$  prostor. Stanja „uljeza“ su dobijena blokiranjem, respektivno, jedan ili dva neutrona u  $pf$  ljesci ( $1p\text{-}1h$ ,  $2p\text{-}2h$  na Slici 37), što daje niskoležeća stanja pozitivne i negativne parnosti ispod 1 MeV. Dok su  $1p\text{-}1h$  stanja predviđena da se javljaju daleko ispod  $2p\text{-}2h$  stanja (suprotno od eksperimentalne situacije), ovi proračuni ipak predviđaju korektan redosled unutar svakog dubleta ( $1/2^+$  ispod  $3/2^+$  i  $3/2^-$  ispod  $7/2^-$ ). Proračunat magnetni moment (koristeći slobodnonukleonske  $g$  faktore) čistih  $2p\text{-}2h$   $1/2^+$  stanja „uljeza“ se dobro slaže sa eksperimentalnom vrednošću ( $\mu = -0.84\mu_N$  u poređenju sa  $\mu_{\text{exp}} = -0.88355\mu_N$ ), sugerujući da je talasna funkcija posmatranog osnovnog stanja bliska  $2p\text{-}2h$  „uljeznom“ stanju. Najniže  $1/2^-$  stanje leži oko 1.5 MeV i ima pozitivan magnetni moment  $\mu = +1.54\mu_N$ .

Drugi grupa proračuna, koji uključuju mešanje između normalnih i „uljeznih“  $np\text{-}nh$  konfiguracija, je vršena sa Monte Carlo modelom ljesaka (MCSM) u  $sd\text{-}p_{3/2}f_{7/2}$  prostoru („mešano  $np\text{-}nh$ “ na Slici 37). Interakcija ovog modelnog prostora je opisana u [49] i iskorišćena je za opisivanje više različitih jezgara, od kojih je većina imala dominantno „uljeznu“ niskoležeća stanja. Dok ovi proračuni sa mešanim nivoima bolje reprodukuju visoku gustinu nivoa ispod 500 keV, oni takođe ne mogu da reprodukuju korektan poredak „uljeznih“ stanja. Magnetni moment  $1/2^+$  nivoa ( $\mu = -0.66\mu_N$ ), dominiran sa više od 90%  $2p\text{-}2h$  „uljezni“ konfiguracija, pokazuje slabije slaganje sa eksperimentom od čistog  $2p\text{-}2h$  stanja izračunatog sa ANTOINE modelom. Ovo pokazuje osetljivost magnetnih momenata na male promene u konfiguraciji, usled razlika u modelnom prostoru i jednočestičnim energijama.

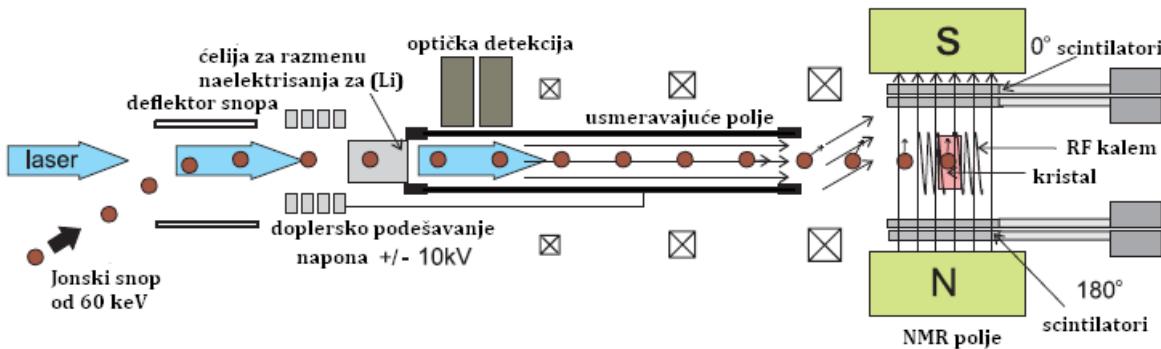
Cinjenica da ANTOINE proračuni sa čistim „uljeznim“ stanjima predviđaju korektni poredak unutar svakog dubleta i daju bolji magnetni moment od MCSM proračuna, može dovesti do poboljšanja teorijskih interakcija, posebno u njihovim monopolnim i izospinskim delovima. Razmaci između  $1p\text{-}1h$  i  $2p\text{-}2h$  stanja su blisko povezani sa  $N = 20$  razmakom između  $sd\text{-}pf$  ljesaka. Smanjivanje ovog razmaka od  $^{40}\text{Ca}$  do  $^{32}\text{Mg}$  je drugačije za  $sd\text{-}pf$  interakciju (od 7.5 do

5.3 MeV) i  $sd - p_{3/2}f_{7/2}$  interakciju (od 6 do 4 MeV). Bolje slaganje MCSM proračuna sa visokom eksperimentalnom gustom nivoa je pokazatelj da je zaista razmak između ljsaka jako redukovani kod Mg izotopa. Ovako redukovani razmak stvara ekstenzivne ekscitacije čestica-rupa iz  $sd$  ljske u  $pf$  ljsku, čineći  $^{31}\text{Mg}$  podložnim na deformaciju i indukujući skoru degeneraciju  $1\text{p}-1\text{h}$  i  $2\text{p}-2\text{h}$  stanja. Zapravo, u slici Nilssonovog modela, [200]  $1/2^+$  Nilssonovu orbitu okupira poslednji neutron iz  $^{31}\text{Mg}$  indukujući veliku izduženu deformaciju. Ovo je potvrđeno proračunima modela ljsaka, gde su kvadrupolni momenti mešanih  $np-nh$  i čistih  $2\text{p}-2\text{h}$  stanja dobijeni kao  $Q(3/2+) = -13.6$  i  $-14.6 \text{ e fm}^2$  respektivno, sa momentima prelaza  $B(E2;3/2^+ \rightarrow 1/2^+) = 85$  i  $87 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$ . Ove  $E2$  veličine su konzistentne sa izduženo deformisanim  $K = 1/2$  pojasom koji ima sopstvenu kvadrupolni moment  $Q_0 \sim 65 \text{ fm}^2$  i deformaciju  $\beta \sim +0.44$ . [47]

## 7.6 Spinovi osnovnih nuklearih stanja i magnetni momenti $^{27}\text{Mg}$ , $^{29}\text{Mg}$ i $^{31}\text{Mg}$ [50]

Izotopi Mg koji su bogati neutronima leže unutar granica „ostrva inverzije“, zbog čega određivanje njihovih osnovnih karakteristika kao što su nuklearni spinovi i momenti može da pruži bitne informacije o ovom nuklearnom regionu. U ovom radu, izotopi  $^{27}\text{Mg}$  su proučavani putem kolinearne laserske spektroskopije koristeći fluorescentnu detekciju, a kratkoživeći  $^{29}\text{Mg}$  i  $^{31}\text{Mg}$  su proučavani nuklearnom magnetnom rezonancom sa detektovanjem  $\beta$  – asimetrija ( $\beta$  – NMR) uz nuklearnu polarizaciju postignutu optičkim pumpanjem. Eksperiment je izvršen u ISOLDE, CERN. Mg jezgra su proizvedena fragmentacijom  $^{238}\text{U}$  u meti od uranijum karbida usled udara 1.4 GeV protonskog snopa, koji je pristizao svake 1.2 s u  $2.5 \mu\text{s}$  grupama koje su se sastojale od maksimalno  $3 \times 10^{13}$  protona. Nakon difuzije iz mete, Mg atomi su selektivno ionizovani pomoću RILIS-a, ubrzani do 60 keV i dovedeni kroz Magnet opšte svrhe do eksperimentalne postavke. Mg izotopi su proučavani sa kontinualnim laserskim snopom u 279.635 nm i 280.353 nm prelazima jednostrukim nanelektrisanim jona iz osnovnog  $3s^2S_{1/2}$  stanja do jednog od dva najniža ekscitovana  $3p^2P_{1/2,3/2}$  stanja ( $D_1$  i  $D_2$  linije).

Eksperimentalna postavka je šematski prikazana na Slici 38. Ispitivani jonski snop se usmerava u uređaj preko elektrostatickog deflektora da bi mogao da se preklopi sa laserskom svetlošću, koja direktno ulazi kroz kvarcni prozor. Nakon prolaska jonskih i optičkih elemenata snop stiže do mesta na kome se naknadno ubrzava sa podešavajućim naponom maksimalne vrednosti  $\pm 10 \text{ kV}$  koji se u koracima primenjuje na četiri cilindrične elektrode. [50]



Slika 38. Postavka kolinearne laserske spektroskopije i  $\beta$  – NMR. [50]

Kontinualni laserski sistem se sastoji iz  $\text{Ar}^+$  lasera (Coherent Innova 400) koji optički pumpa pri 6 W, u modu višestruko vidljivih linija (uglavnom 488 i 514 nm), prstenasti laser sa organskim bojama (Coherent 699-21). Snaga prstenastog lasera je oko 100–200 mW na 670 nm (sa DCM bojom kao aktivnim medijumom) za referentna  $\beta$  – NMR merenja na  ${}^8\text{Li}$  i 0.5–1 W na 560 nm (sa Pyrromethene 556 bojom) za  $\text{Mg}^+$ . U ovom slučaju svetlo je dodatno frekventno duplirano u spoljašnjoj šupljini (Spectra-Physics Wavetrain).

Za merenja optičkom detekcijom, laserska svetlost se linearno polarizuje i ulazni prozor se namešta na Brewsterov ugao radi minimiziranja gubitaka na refleksiju i fon od rasejane svetlosti. Detekcija rezonanci se odvija u prvih 20 cm izolovanog regiona, u kome se fluorescentno svetlo reflektuje sa jedne strane od cilindričnog ogledala, a sa druge strane se stvara 1:1 slika snopa na dva ulazna prozora fotomultiplikatora pomoću konvergentnih sočiva. U ovoj konfiguraciji za oba posmatrana prelaza  $\text{Mg}^+$  u proseku je postignuta efikasnost od jednog detektovanog fotona iz 15 000 jona dobijenih iz ISOLDE, u odnosu na fon od oko 3000 fotona po sekundi za tipični laserski intenzitet od 1mW, zbog čega nastaje zanemarljivo širenje  $D_1$  i  $D_2$  linija od  $\text{Mg}^+$ .

Prilikom detektovanja  $\beta$  – asimetrija, koristi se kružno polarizovano lasersko svetlo u procesu optičkog pumpanja radi postizanja polarizacije nuklearnih spinova. Kružna polarizacija se postiže korišćenjem UV polarizatora i četvrt-talasne ploče. U ovoj konfiguraciji svetlost ulazi u vakuumski uređaj preko kvarcnog prozora postavljenog normalno na pravac prostiranja snopa. Optičko pumpanje se odvija u celom izolovanom području. Kvantizaciona osa za  $\sigma^+$  ili  $\sigma^-$  rezonantnu apsorpciju se uspostavlja slabim ( $B \approx 0.5$  mT) longitudinalnim magnetnim poljem, koje je zaštićeno od spoljašnjih magnetnih polja sa  $\mu$  – metalnom folijom. Zatim, joni stižu do ivičnog polja 0.3 T NMR magneta, sa linijama polja normalnim na pravac snopa, gde dolazi do rotacije i do adijabatskog razdvajanja nuklearnih i elektronskih spinova.

Konačno, joni se implantuju u adekvatni kristal postavljen u centar magneta i elektroni iz  $\beta$  – raspada se detektuju u dva para tankih plastičnih scintilatora, postavljenih na  $0^\circ$  i  $180^\circ$  u odnosu na magnetno polje. Kada su joni u rezonanci sa laserskom svetlošću, spinovi se polarizuju i intenziteti emitovanih  $\beta$  – čestica su anizotropni u prostoru pri čemu je njihova ugaona raspodela data sa:

$$W_\beta(\theta) = 1 + a_\beta(v/c)P_t \cos \theta. \quad (49)$$

Ovde je  $a_\beta$  parametar asimetrije  $\beta$  – raspada koji zavisi od promene spina u raspadu,  $\theta$  je ugao između pravca emitovanja čestica i magnetnog polja, a  $v$  je brzina emitovanih elektrona. Veličina koja se meri je  $A_{\text{exp}} = [N(0^\circ) - N(180^\circ)]/[N(0^\circ) + N(180^\circ)]$ , gde  $N(0^\circ)$  i  $N(180^\circ)$  predstavljaju koincidentne  $\beta$  – odbroje u scintilatorima oba detektora. U slučaju merenja hiperfine strukture, asimetrija  $\beta$  – raspada se posmatra kao funkcija napona primjenjenog na oblast optičkog pumpanja. Za NMR merenja sa druge strane, napon je podešen na hiperfinu komponentu koja daje najveći stepen asimetrije i podešavajuće radiofrekventno polje, normalno na statično magnetno polje, se primenjuje na implantacioni kristal. Ovo oscilatorno polje generiše RF struja koja teče kroz kalem postavljen oko kristala domaćina. [50]

Kao i do sada, vrednosti magnetnih momenata se mogu dobiti na osnovu hiperfinih parametara  $A$  i  $B$  i vrednosti magnetnog momenta referentnog izotopa (preko formule (47)), dok se same vrednosti hiperfinih parametara dobijaju fitovanjem lorencovskih raspodela na spekture hfs. Drugi način određivanja elektromagnetskih momenata jezgara, je preko NMR merenja. Mereći NMR signal ispitivanog izotopa i referentnog izotopa istog hemijskog elementa poznatog  $\mu_{\text{ref}}$ , moguće je odrediti nepoznati  $g$  faktor koristeći relaciju

$$|g_I| = |g_{\text{ref}}| \frac{\nu_L}{\nu_{\text{ref}}} \quad (50)$$

odakle se dobija magnetni moment preko  $\mu_I = g_I I \mu_N$ .

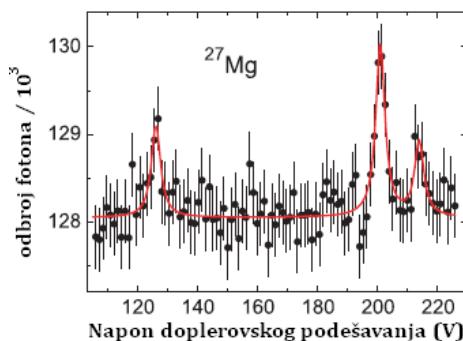
Hiperfina struktura  $^{25}\text{Mg}$  je korišćena kao referenca za sva merenja hiperfine strukture. Njene rezonance su optički detektovane u  $D_1$  i  $D_2$  prelazima. Iz njih, vrednosti  $A$  faktora su nađene za sve posmatrane atomske nivoe  $^{25}\text{Mg}$ , što je prikazano u Tabeli 9.  $A(^2S_{1/2})$  se dobro slaže sa preciznom vrednošću iz literature od  $A(^{25}\text{Mg}, ^2S_{1/2}) = -596.254376(54)$  MHz, koja je dalje korišćena kao referenca u formuli (47) zajedno sa poznatim magnetnim momentom  $\mu_I(^{25}\text{Mg}) = -0.85545(8) \mu_N$ .  $A$  faktori eksitovanih nivoa, kao i  $B(^2P_{3/2}) = +24.4(10)$  MHz, su prvi put ovde izmereni.

Tabela 9. Izmereni faktori hiperfine strukture  $A$  za  $^{25,27,29,31}\text{Mg}$ , sa potvrđenim tabelarnim vrednostima spina i novim prepostavljenim spinom  $I = 1/2$  za  $^{31}\text{Mg}$ . [50]

Izotop	Spin	$A(^2S_{1/2})$	$A(^2P_{1/2})$	$A(^2P_{3/2})$
$^{25}\text{Mg}$	5/2	-596.5(3)	-102.7(4)	-18.7(3)
$^{27}\text{Mg}$	1/2	-1431(5)	-253(6)	-
$^{29}\text{Mg}$	3/2	+1130(5) <sup>a</sup>	-	+35(2) <sup>a</sup>
$^{31}\text{Mg}$	1/2	-3082(4)	-530(7)	-95.2(14)

<sup>a</sup>Nesigurnost uračunava nerešenu kvadrupolnu interakciju prepostavljajući mogući opseg  $|B(^2P_{3/2})| < 20$  MHz.

$^{27}\text{Mg}$  je proučavan optičkom detekcijom za  $D_1$  prelaz. Sa ISOLDE prinosom proizvodnje od oko  $10^8$  jona po sekundi primećene su tri hiperfine komponente (Slika 39), što potvrđuje indirektno dodeljenu vrednost spina od  $I = 1/2$  iz literature. Relativni položaji rezonanci odgovaraju negativnom magnetnom momentu (za pozitivni  $\mu_I$  bi se dobila ogledalska slika date strukture). Zasnovano na tri nezavisna skupa podataka prosečni  $A$  faktor osnovnog stanja je  $A(^{27}\text{Mg}, ^2S_{1/2}) = -1431(5)$  MHz (Tabela 9). Koristeći relaciju (47) i  $^{25}\text{Mg}$  kao referencu, dobijeni su  $g_I(^{27}\text{Mg}) = -0.8214(30)$  i  $\mu_I(^{27}\text{Mg}) = -0.4107(15) \mu_N$ . [50]

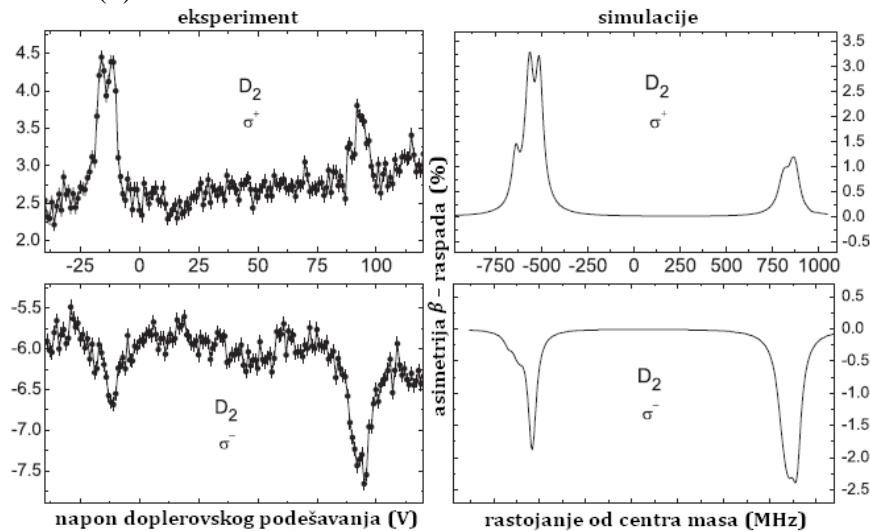


Slika 39. Hiperfina struktura  $D_1$  prelaza za  $^{27}\text{Mg}$ . [50]

Merenja nad  $^{29}\text{Mg}$ , sa prinosom proizvodnje od  $6 \times 10^6$  jona/s, su vršena koristeći detekciju  $\beta$  – raspada implantovanog uzorka. Korišćena je kubna rešetka MgO, zbog čega je dobijeno duže vreme relaksacije (oko 500 ms) i viša prosečna asimetrija u odnosu na druge testirane kristale. Međutim, maksimalna primećena asimetrija  $\beta$  – raspada za  $^{29}\text{Mg}$  je bila samo 2%. Ovo se slaže sa malim parametrom asimetrije  $a_\beta = 15\%$  koji je izračunat koristeći poznate stepene grananja i podrazumevajući čist Gamow-Teller prelaz. Štaviše, hiperfino pumpanje za jezgra sa spinom  $I = 3/2$  snižava moguću dostupnu polarizaciju  $P_I$  do ispod 40%, a 1.3s dugačak period poluraspada  $^{29}\text{Mg}$  je skoro tri puta duži od relaksacionog vremena MgO; dakle, značajan deo raspadajućih jezgara će biti nepolarizovan i doprinosiće izotropnom fonu.

Na Slici 40, pored eksperimentalne hiperfine strukture, prikazani su rezultati simulacija optičkog pumpanja, koje su vršene za spin od  $I = 3/2$  i pozitivan magnetni moment. Ove simulacije uzimaju u obzir parametar asimetrije, period poluraspada, relaksaciono vreme, kao i ugao detekcije i vreme obzervacije od jedne sekunde. Slaganje relativnih amplituda i pozicija hiperfinih komponenti u odnosu na centar mase hiperfinog multipleta je veoma dobro. Ovo potvrđuje spin i otkriva da je predznak magnetnog momenta pozitivan. Apsolutne vrednosti amplituda su takođe slične, sa najvećom očekivanom asimetrijom od 3.5% koja u eksperimentu dostiže 2%.

U Tabeli 9. Su prikazani izvedeni hfs faktori  $A$  za  $^{29}\text{Mg}$ . Rezolucija i statistika nisu dovoljno dobre da bi se detektovao faktor  $B$ ; stoga je u fitovima  $B$  variran između -20 i 20 MHz, što je povećalo nesigurnost  $A$  faktora. Opet koristeći referentne vrednosti i jednačinu (47), dobija se  $g_I(^{29}\text{Mg}) = +0.649(3)$ .



Slika 40. Izmerena hiperfina struktura (levo) i simulacije (desno)  $D_2$  prelaza  $^{29}\text{Mg}$  ( $I = 3/2, \mu_I > 0$ ). Simulirani spektri su dati na frekventnoj skali koja odgovara naponskoj skali pravih spektara. Eksperimentalna osnovna linija nije na nuli zbog pomaka koji je nastao usled instrumentalne asimetrije. [50]

Otežana srednja vrednost dva  $\beta$  – NMR merenja daje Larmorovu frekvenciju  $v_L(^{29}\text{Mg}) = 1424.1(9)$  kHz. Rezonanca za referentni Li je nađena na  $v_L(^7\text{Li}) = 1806.932(13)$  kHz, a dobijena je na osnovu otežane srednje vrednosti četiri nezavisna spektra. Koristeći (50) uz poznato  $g_I(^7\text{Li}) = +0.826780(9)$  i odgovarajuće dijamagnetične korekcije za Mg i Li dobijeno je  $g_I(^{29}\text{Mg}) = +0.6520(4)$  gde su sistematske nesigurnosti zanemarljive. Pozitivan predznak  $g_I$  je određen iz relativnih pozicija pikova hiperfine strukture. Izveden  $g_I$  se slaže sa manje preciznim rezultatom dobijenim iz hiperfinog cepanja. Sa potvrđenim spinom od  $I = 3/2, \mu_I(^{29}\text{Mg}) = +0.9780(6) \mu_N$ . [50]

Izotop  $^{31}\text{Mg}$  je takođe izučen pomoću merenja hiperfine strukture detekcijom asimetrija u  $\beta$  – raspadu, kao i pomoću  $\beta$  – NMR merenja. U proseku  $1.5 \times 10^5$  jona/s je stiglo od ISOLDE i implantirano je u kristal MgO, gde su registrovane asimetrije u raspadu do 7%. Ponovo je vršeno poređenje izmerenog spektra hiperfine strukture za  $D_2$  prelaz sa simulacijom. Kao i za  $^{29}\text{Mg}$ , simulacija je uzela u obzir relaksaciono vreme, ugao detekcije, vreme posmatranja (750 ms), sa nepoznatim parametrom simetrije  $|a_\beta|$  nameštenim na 100%. Predznak od  $a_\beta$  je morao biti negativan da bi se adekvatno moglo reprodukovati primećene raspodele. Za vrednost spina od  $I = 1/2$  simulacija je vrlo dobro reprodukovala vrednosti pozicija, relativnih amplituda i znakova primećenih rezonanci. Sa druge strane, izmerena asimetrija je za faktor 5-6 niža od predviđene vrednosti; zbog ovoga je faktor asimetrije  $|a_\beta|$  veći od 20%.

NMR merenja su vršena sa najjačim naponom akceleracije, sa komponentom asimetrije od 7%. Korišćene su amplitude RF polja od oko  $30 \mu\text{T}$ , što odgovara struji od  $0.15 \text{ A}$  u kalemu. Analiza desetine izmerenih spektara daje za prosečnu Larmorovu frekvenciju  $v_L(^{31}\text{Mg}) = 3859.65(15) \text{ kHz}$ . Koristeći istu referentnu Larmorovu frekvenciju Li kao i za  $^{29}\text{Mg}$   $v_L(^8\text{Li}) = 1806.932(13) \text{ kHz}$  zajedno sa dijamagnetskim korekcijama za Li i Mg, apsolutna vrednost  $g$  faktora postaje  $|g_I(^{31}\text{Mg})| = 1.7671(3)$ . Konačna greška uključuje sistematske doprinose koje uzimaju u obzir mogući drift magnetnog polja između merenja nad  $^{31}\text{Mg}$  i  $^8\text{Li}$  i nesigurnosti položaja snopa u odnosu na kristal.

Vrednost nuklearnog spina može jednoznačno da se odredi kombinovanjem rezultata hiperfine strukture i NMR. Za cepanje između podnivoa  $F = I + 1/2$  i  $F' = I - 1/2$  osnovnog stanja  $J = 1/2$  dobija se  $\Delta E = A(I + 1/2)$ , gde se  $A$  faktor može izraziti preko  $g_I$  i odnosa  $A / g_I$  za referentni izotop, što daje

$$I = \frac{\Delta E}{g_I} \frac{g_{ref}}{A_{ref}} - 1/2. \quad (51)$$

Vrednost energetskog cepanja osnovnog stanja  $^{31}\text{Mg}$  je  $\Delta E = -3082(4) \text{ MHz}$ , a referentni podaci su korišćeni od  $^{25}\text{Mg}$ . Na ovaj način vrednost spina od  $I = 1/2$  potvrđuje vrednost dobijenu na osnovu hiperfine strukture. Štaviše, sama raspodela rezonanci hiperfine strukture odgovara negativnom  $A$  faktoru, odakle je  $\mu_I(^{31}\text{Mg}) = -0.88355(15) \mu_N$ .

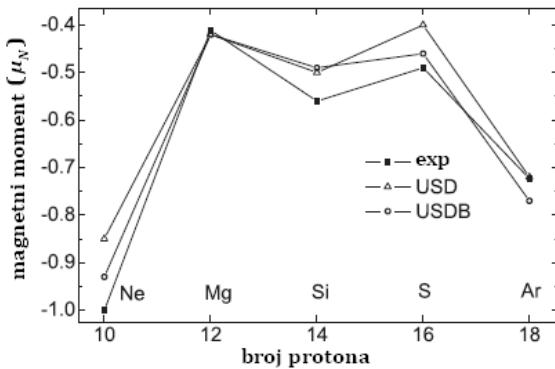
U nastavku, rezultati merenja (sumirani u Tabeli 10) su upoređeni prvo sa jednočestičnom slikom koju karakterišu čiste jednonukleonske konfiguracije i Schimdtovi magnetni momenti. Zatim su vršena poređenja sa rezultatima od nekoliko simulacija modela Ijusaka koje sve tretiraju  $^{16}\text{O}$  kao inertno jezgro. Prvi korišćen proračun modela Ijusaka se zasniva na „univerzalnoj“ rezidualnoj  $sd$  interakciji i zove se USD i njegova novija verzija USDB. Obe interakcije su pravljene za jezgra sa  $sd$  ljudskom i ograničavaju valentne protone i neutrone u ovu glavnu ljudsku. Drugi proračuni su napravljeni specifično za „ostrvo inverzije“. Oni dozvoljavaju valentnim protonima i neutronima da popunjavaju punu  $sd$  ljudsku i deo orbita  $pf$  ljudske. Prvi od ovih proračuna je zasnovan na rezidualnoj interakciji poznatoj kao SDPF.SM, čijom modifikacijom se dobija SDPF.NR interakcija. Druga grupa proračuna koristi rezidualnu interakciju poznatu kao SDPF-M i njenu modifikaciju SDPF-M’.

**Magnetni moment  $^{27}\text{Mg}$ .** U jednočestičnom modelu ljudske osnovno stanje  $^{27}\text{Mg}$  formiraju četiri protona u  $d_{5/2}$  orbiti koji su spareni sa spinom 0 i jedan neutron u  $s_{1/2}$  orbiti sa spinom i parnošću  $1/2+$ , čemu odgovara Schmidtova vrednost od  $-1.91 \mu_N$ . Dobijeni rezultat za spin od  $1/2$  se sa ovim slaže što ukazuje na pozitivnu parnost i potvrđuje ranije rezultate. [50]

Tabela 10. Konačni utvrđeni spinovi osnovnih stanja i magnetni momenti ispitivanih izotopa. [50]

Isotope	$I$	$\mu_I (\mu_N)$
$^{27}\text{Mg}$	1/2	-0.4107(15)
$^{29}\text{Mg}$	3/2	+0.9780(6)
$^{31}\text{Mg}$	1/2	-0.88355(15)

Vrednost merenog magnetnog momenta  $\mu_I$  odstupa od izmerene jednočestične vrednosti i sa njom se slaže samo u znaku. Vrednost magnetnog momenta  $^{27}\text{Mg}$  je osim toga manja od vrednosti njegovih izotona sa parnim  $Z$ , ali oni se svi mogu dobro opisati korišćenjem USD proračuna modela lјusaka (Slika 38). Međutim, ne dolazi do značajnog poboljšanja prilikom korišćenja novije verzije, USDB, pošto je u tom slučaju slaganje bolje za neke izotone, ali lošije za ostale. Neutronska ( $d_{5/2}$ ) $^6s_{1/2}$  konfiguracija je dominantna kod osnovnih stanja svih jezgara sa Slike 41, iako njena zastupljenost varira od 30 % kod  $^{27}\text{Mg}$ ,  $^{29}\text{Si}$  i  $^{31}\text{S}$  do 50% kod  $^{25}\text{Ne}$  i  $^{33}\text{Ar}$ .



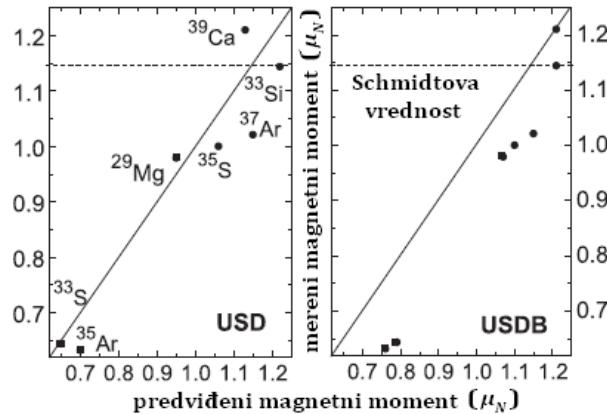
Slika 41. Teoretski i eksperimentalni magnetni momenti za  $N = 15$  izotone sa parnim  $Z$ . [50]

**Magnetni moment od  $^{29}\text{Mg}$ .** U jednočestičnoj slici karakteristike osnovnog stanja  $^{29}\text{Mg}$  bi trebalo da zavise samo od jednog nesparenog neutrona u  $d_{3/2}$  lјusci. Ovo implicira  $I^\pi = 3/2^+$ , što se slaže sa eksperimentalno izmerenim spinom i spinom i parnosti iz literature. Odgovarajuća Schmidt vrednost,  $+1.146 \mu_N$ , je bliska izmerenoj vrednosti. Međutim, slaganje nije savršeno što sugerije da ulogu igra mešanje nuklearnih konfiguracija.

Na Slici 42. grafički su prikazani magnetni momenti od  $^{29}\text{Mg}$  i ostalih jezgara sa parnim  $Z$  i jednim nesparenim neutronom (ili šupljinom) u  $d_{3/2}$  lјusci (na primer  $N = 17$  ili  $19$ ). Eksperimentalni rezultati za  $^{29}\text{Mg}$  i svi  $N = 19$  izotoni su bliski Schmidt vrednosti, dok ostali  $N = 17$  izotoni imaju manje magnetne momente. Proračuni preko USD interakcije dobro reprodukuju ove eksperimentalne rezultate. Oni takođe pokazuju da očekivana jednočestična neutronska konfiguracija čini 80% talasne funkcije osnovnog stanja u  $N = 19$  izotonima i oko 50% u  $N = 17$  izotonima. U slučaju  $^{29}\text{Mg}$  dodatne konfiguracije koje se mešaju su različite od  $^{33}\text{S}$  i  $^{35}\text{Ar}$ , što objašnjava razlike u njihovim magnetnim momentima. Malo iznenađujuća je činjenica da je slaganje generalno lošije za USDB interakciju, koja precenjuje sve prikazane momente.

Sa druge strane, poređenjem eksperimentalnih i teoretski dobijenih energetskih nivoa, zaključeno je da i USDB i USD predviđaju  $3/2^+$  kao osnovni nivo. Osim njih i SDPF-M interakcija koja je uračunala mešanje nivoa i dopuštala do pet neutrona u  $p_{3/2}$  i  $f_{7/2}$  orbite, kao i SDPF.SM interakcija u kojoj su stanja „uljeza“ dobijena blokiranjem jednog ili dva neutrona u punoj  $pf$  lјusci, obe predviđaju  $3/2^+$  za osnovni nivo. [50]

Iz dobrog slaganja proračuna i eksperimenta zaključuje se da osnovno stanje  $^{29}\text{Mg}$  može vrlo dobro da se opiše postojećim rezidualnim interakcijama koristeći samo  $sd$  ljsku i slobodno nukleonske  $g$  faktore. Dakle, vidi se da ovo jezgro leži van „ostrva inverzije“.



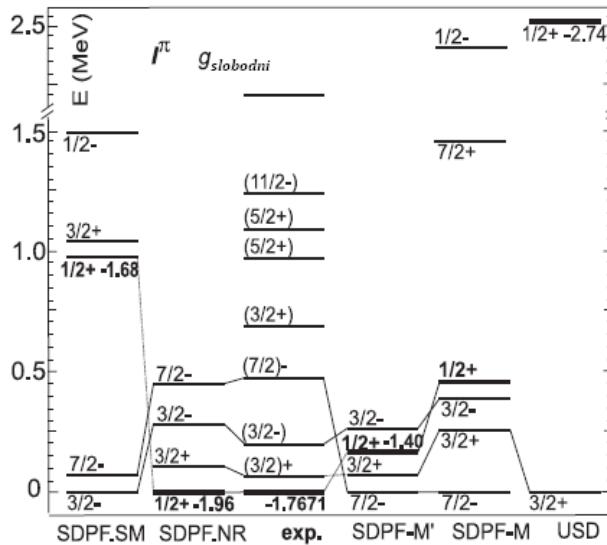
Slika 42. Teoretski i eksperimentalni magnetni momenti jezgara sa parnim  $Z$  i neparnim  $N$  sa jednim nesparenim neutronom u  $d_{3/2}$  ljsuci ( $N = 17$  ili  $19$ ). [50]

**Magnetni moment i spin  $^{31}\text{Mg}$ .** Za egzotičniji  $^{31}\text{Mg}$  ekstremna jednočestična predviđanja su ista kao i za  $^{29}\text{Mg}$ , pošto su zasnovane na jednom neuparenom neutronu u  $d_{3/2}$  orbiti. Međutim, izmeren spin od  $I = 1/2$  isključuje mogućnost ovakve jednostavne slike. Jedno moguće objašnjenje za ovu razliku bi bilo da je mereno stanje zapravo dugoživeće izomerno stanje, međutim  $\beta - \gamma$  – istraživanja su isključile mogućnost takvog dugoživećeg stanja u  $^{31}\text{Mg}$ . Spin osnovnog stanja od  $1/2$  takođe može da objasni izvedeni negativni predznak faktora asimetrije  $a_\beta$ : za  $I = 1/2$  izmereni stepeni grananja za raspad  $^{31}\text{Mg}$  u eksitovana stanja  $^{31}\text{Al}$  zajedno sa dodeljenim spinovima  $^{31}\text{Al}$  na osnovu teorije ljsaka daju  $a_\beta \approx -25\%$ .

Postoji nekoliko mogućih objašnjenja za neočekivan spin  $1/2$  osnovnog stanja, čak i ako se samo pretpostave neutronske eksitacije, pošto velika  $d_{5/2}-s_{1/2}$  protonska praznina opravdava zanemarivanje protonskih eksitacija. Prvi očigledni kandidat je neutronska konfiguracija pozitivne parnosti  $s_{1/2}(d_{3/2})^4$ , koja predstavlja jedini način za zadržavanje unutar  $sd$  ljske. Sve ostale mogućnosti podrazumevaju prelazak neutra na  $pf$  ljsku, kao što je konfiguracija  $(s_{1/2})^2 d_{3/2}(f_{7/2})^2$ . Kako bi se utvrdio korektni scenario i parnost osnovnog stanja, vršeno je poređenje merenih eksitacionih energija i  $g$  faktora sa teorijskim proračunima (Slika 43).

Od svih razmotrenih proračuna, samo jedan se u potpunosti slaže sa eksperimentom: on koristi SDPF.NR interakciju i uključuje  $sd-f_{7/2}p_{3/2}$  neutronske orbite. SDPF.NR je modifikacija SDPF.SM, koja ima cilj da pruži najbolji opis  $^{31}\text{Mg}$  stanja bez menjanja opisa nekih susednih jezgara, kao što su  $^{33}\text{Mg}$  i  $^{35}\text{Si}$ . Činjenica da ona predviđa  $1/2^+$  osnovno stanje sa  $g_I = -1.97$  je vrlo pozitivan rezultat, ali još će se videti da li ona može adekvatno da predvodi rezultate unutar i u okolini „ostrva inverzije“, kao što su spin i  $g$  faktor  $^{33}\text{Mg}$ , koji implicira skoro čisto  $2p-2h$  osnovno stanje, ili veliki  $g$  faktor  $^{34}\text{Al}$ , koji sugerise smanjivanje ne samo  $N = 20$  već i  $N = 28$  razmaka između ljsaka. Međutim, čak i sa otvorenim pitanjem predviđanja  $I = 1/2^+$  stanja ispod konfiguracija negativne parnosti, jasno je da  $^{31}\text{Mg}$  ima „uljezno“ osnovno stanje zbog čega pripada „ostrvu inverzije“. [50]

U smislu kolektivnog modela, bogati niskoenergetski spektar  $^{31}\text{Mg}$  jasno ukazuje na deformisano osnovno stanje, u kome je neutronska rupa sparena sa deformisanim jezgrom  $^{32}\text{Mg}$  ( $N = 20$ ). U Nilssonovom modelu lјuske,  $1/2^+$  osnovno stanje za  $N = 19$  odgovara  $1/2^+[200]$  konfiguraciji koja dolazi iz  $d_{3/2}$  sferne orbite, iznad  $1/2^-$  [300] orbite sfernog  $f_{7/2}$  stanja. Proračuni sa potencijalom harmonijskog oscilatora pokazuju da  $K = 1/2^+$  orbita se ukršta sa  $K = 1/2^-$  za deformacioni parametar  $\beta \approx 0.4$ , što znači da je osnovno stanje  $^{31}\text{Mg}$  jako deformisano. Eksperimentalni  $g$  faktor ovakvog  $1/2^+$  stanja je takođe dobro reproducovan za vrlo veliki deformacioni parametar od  $\beta \approx 0.5$  što daje  $g_I = -1.78$ . Ovaj rezultat podržava interpretaciju osnovnog stanja  $^{31}\text{Mg}$  kao jako deformisane strukture koja rezultuje iz prelaska neutrona iz  $sd$  u  $p\ell$  lјusku.



Slika 43. Izmerene i predviđene ekscitacione energije, spinovi, parnosti i  $g$  faktori za osnovno stanje i najniža ekscitovana stanja  $^{31}\text{Mg}$ . Za proračune  $p\ell$  lјuske „uljezna“  $1/2^-$  stanja su takođe prikazana. Za SDPF.NR interakciju su samo nivoi do 500 keV prikazani. [50]

## 8 ZAKLJUČAK

Osnovni cilj ovog rada je bio predstavljanje ključnih ideja jedne zanimljive oblasti nuklearne fizike koja se bavi proučavanjem magnetnih i kvadrupolnih momenata nuklearnih jezgara. U uvodnom delu je dat opis ISOLDE postrojenja u CERN-u, u kome se vrše neki od najvažnijih eksperimenata iz ove oblasti. Zatim su definisani nuklearni magnetni i kvadrupolni momenti, nakon čega su uvedeni i neki osnovni principi merenja datih momenata kao što su hiperfina struktura, spoljašnja elektromagnetna polja, spinska orijentacija ansambla i ostali. Opisani su osnovni metodi proizvođenja i orijentisanja snopova radioaktivnih jezgara neophodnih za vršenje merenja momenata. Nakon toga, predstavljene su najvažnije metode koje se koriste za merenje nuklearnih magnetnih i kvadrupolnih momenata uključujući metode merenja nuklearnih momenata kolinearnom laserskom spektroskopijom i preko  $\beta$  – NMR merenja. Konačno, izvršen je pregled određenih eksperimentalnih radova koji su koristili ove metode, na osnovu kojih je bilo moguće videti mogućnosti i rezultate korišćenja ovih metoda za merenje nuklearnih magnetnih i kvadrupolnih momenata.

Prvi razmotreni eksperimentalni rad [41] je demonstrirao primenu kolinearne laserske spektroskopije na merenje nuklearnih magnetnih i kvadrupolnih momenata izotopa  $^{72,74}\text{Cu}$ . U njemu je prvi put opisana i šematski prikazana osnovna postavka za kolinearnu lasersku spektroskopiju u ISOLDE i opisan je eksperimentalni postupak dobijanja vrednosti nuklearnih magnetnih i kvadrupolnih momenata preko fluorescentnih spektara i hiperfinih konstanti izotopa  $^{72}\text{Cu}$  i  $^{74}\text{Cu}$ . Na osnovu ovog eksperimenta, izotopima  $^{72}\text{Cu}$  i  $^{74}\text{Cu}$  je dodeljen spin negativne parnosti  $I^\pi = 2^-$  za njihova osnovna stanja. Ova dodata je bila moguća na osnovu slaganja eksperimentalno dobijene vrednosti za magnetne momente ovih izotopa sa vrednostima koje su bile predviđene teorijski, što predstavlja jedan važan način primenjivanja ovih metoda za dobijanje informacija o osnovnim karakteristikama nuklearnih jezgara. Takođe je zaključeno da talasnom funkcijom osnovnog stanja dominira konfiguracija  $\pi f_{5/2} \otimes \nu g_{9/2}$ . Utvrđivanje dominantnih konfiguracija talasnih funkcija osnovnih stanja jezgara je još jedna važna primena ovih metoda.

U [42], dobijeni su nuklearni spinovi i magnetni momenti izotopa  $^{71,73,75}\text{Cu}$  koristeći in-source lasersku spektroskopiju i kolinearnu lasersku spektroskopiju. Kombinacija ove dve metode je bila korisna jer je na osnovu podataka o hiperfinoj strukturi iz in-source merenja bilo moguće znatno smanjiti region skeniranja za merenja visokorezolucionom kolinearnom laserskom spektroskopijom. Na osnovu dobijenih eksperimentalnih vrednosti za spin i magnetni moment osnovnog stanja  $^{75}\text{Cu}$ , zaključeno je da je došlo do inverzije između  $\pi 1f_{5/2}$  i  $\pi 2p_{3/2}$  jednočestičnih stanja kod  $^{75}\text{Cu}$ . Osim toga, dobijeni su dokazi o snižavanju  $1/2^-$  energetskog nivoa što se ne uklapa sa proračunima modela Ijusaka. Još jedna stvar koja se ne uklapa sa proračunima je progresivno odstupanje magnetnih momenata  $3/2^-$  stanja  $^{71,73}\text{Cu}$  od proračunatih vrednosti. Ovakva odstupanja eksperimentalnih rezultata od teorijskih proračuna sugerisu na mogućnost zanemarivanja određenih fizičkih mehanizama od strane teorije, što poziva na nova istraživanja. Otkrivanje nedostataka u teorijskim proračunima predstavlja još jednu bitnu korist metoda merenja nuklearnih momenata.

Rezultati merenja spinova osnovnih stanja i magnetnih i kvadrupolnih momenata izotopa bakra od  $^{61}\text{Cu}$  do  $^{75}\text{Cu}$  koristeći kolinearnu lasersku spektroskopiju su razmotreni u [44]. Eksperimentalne vrednosti magnetnih momenata su upoređene sa teorijskim i zaključeno je da je neophodno uključiti ekscitacije preko  $Z = 28$  i  $N = 28$  ljudski u teorijske prostorne modele.

Kolektivnost i nastanak polarizacije jezgara između  $N = 28$  i  $N = 50$  su ispitani preko kvadrupolnih momenata osnovnih stanja Cu izotopa sa neparnim A. Nije primećena povećana kolektivnost  $^{71,73,75}\text{Cu}$  izotopa u poređenju sa  $^{63,65,76}\text{Cu}$  izotopima, što je u suprotnosti sa zaključcima iz ranijih B (E2) merenja nad Ni izotopima. Poređenjem vrednosti kvadrupolnih momenata sa teorijskim vrednostima je zaključeno da jj44b interakcija dobro opisuje posmatranu polarizaciju jezgra prilikom udaljavanja od  $N = 40$ , dok JUN45 interakcija sistematski podcenjuje nastanak kolektivnosti. Proveravanje efekata polarizacije jezgara, odnosno deformacije jezgara, predstavlja važnu primenu rezultata metoda merenja nuklearnih kvadrupolnih momenata.

Nuklearni spinovi, magnetni dipolni i električni kvadrupolni momenti su izmereni za Ga izotope sa neparnim A u opsegu A = 67–81 pomoću kolinearne laserske spektroskopije u [45]. Anomalni spinovi osnovnog stanja  $^{73}\text{Ga}$  ( $I = 1/2$ ) i  $^{81}\text{Ga}$  ( $I = 5/2$ ), kao i promena znaka kvadrupolnih momenata  $^{75,77,79}\text{Ga}$ , ukazuju na promene u strukturi ljudske od  $N = 42$  nadalje. Poređenje ovih eksperimentalnih podataka sa proračunima u  $f_{5/2}pg_{9/2}$  modelnom prostoru koristeći dve efektivne interakcije je demonstriralo jak uticaj  $\pi$  ( $f_{5/2}$ ) orbitale na talasne funkcije osnovnih stanja za jezgra sa  $N = 42$  pa nadalje. Korišćenje izmerenih nuklearnih momenata i spinova za proučavanje evolucije strukture ljudsaka predstavlja važnu primenu ovih metoda.

Merenje spina i magnetnog momenta  $^{31}\text{Mg}$  je vršeno u [47], kombinovanjem metode kolinearne laserske spektroskopije i  $\beta$  – NMR merenja. Spin i parnost osnovnog stanja  $^{31}\text{Mg}$  su određeni kao  $I^{\pi} = 1/2^+$  i određena je nova energetska šema za  $^{31}\text{Mg}$  sa uslovnim dodelama spinova i parnosti najnižih eksitovanih stanja. Proveravanje i utvrđivanje energetskih šema za nepoznate izotope predstavlja važnu primenu metoda merenja nuklearnih momenata. Osim ovoga, u [47] je takođe ustanovljeno da proračuni koji koriste interakcije modela ljudski za  $sd$ - $pf$  prostor ne mogu da reprodukuju eksperimentalni poredak energetskih nivoa, ali da oni predviđaju primećenu koegzistenciju 1p-1h i 2p-2h „uljeznih“ konfiguracija pri niskim eksitacionim energijama. Na osnovu poređenja eksperimentalnog magnetnog momenta sa proračunima za čista „uljezna“ stanja i mešane talasne funkcije ukazuju na to da je  $1/2^+$  osnovno stanje skoro čisto 2p-2h „uljezno“ stanje, koje je po Nilssonovom modelu povezano sa jako deformisanim [200]  $1/2^+$  nivoom.

U poslednjem prikazanom radu [50], spinovi osnovnog stanja i magnetni momenti izotopa  $^{27}\text{Mg}$ ,  $^{29}\text{Mg}$  i  $^{31}\text{Mg}$  bogatih neutronima su mereni laserskom i  $\beta$  – NMR spektroskopijom. Dobijena hiperfina struktura  $^{27}\text{Mg}$  je potvrdila prethodno dodeljenu vrednost spina i ukazala je na magnetni moment čija su vrednost i predznak približne sa parnim Z,  $N = 15$  izotonima i dobro se slaže sa mnogočestičnim proračunima unutar  $sd$  ljudske. Istraživanja kratkoživećeg  $^{29}\text{Mg}$  su takođe ukazala na vrednosti spina i magnetnog momenta koje se slažu sa proračunima ograničenim na konfiguracije unutar  $sd$  ljudske. Međutim, za  $^{31}\text{Mg}$ , koji je proučavan istim metodama kao i  $^{29}\text{Mg}$ , dobija se neočekivana vrednost spina i magnetnog momenta, na osnovu kojih ovaj izotop spada u „ostrvo inverzije“. Po teoriji je ovo stanje objašnjeno sa samo dva neutrona u  $pf$  ljudsci. Rezidualne interakcije modela ljudski koje reprodukuju „ostrvo inverzije“ preko smanjenja praznine između ljudski na  $N = 20$  i dodatnom energijom od povećanih protonsko-neutronskih korelacija dobro opisuje osobine  $^{31}\text{Mg}$ . Međutim, ostaje problem sa predviđanjem  $1/2^+$  kao osnovnog stanja. Noviji teorijski pristupi, koji uključuju finije rezidualne

interakcije i proračune sa mešanjem u punoj *p*f ljesuci, bi trebali da poprave ovu situaciju. Oblasti u kojima dolazi do specifičnih promena u modelu ljesaka kao što je „ostro inverzije“ predstavljaju jedno od ključnih polja primena metoda merenja nuklearnih momenata.

Dakle, vidi se da dobijene eksperimentalne vrednosti nuklearnih magnetnih momenata, spinova i kvadrupolnih momenata imaju raznovrsne primene: testiranje mogućnosti teorije da predvidi osnovne karakteristike nuklearnih jezgara, utvrđivanje dominantnih nuklearnih konfiguracija talasnih funkcija osnovnog stanja jezgra, otkrivanje nedostataka teorijskih dobijenih energetskih šema jezgara, utvrđivanje stepena deformacije jezgara pomoću kvadrupolnih momenata, proučavanje evolucije nuklearne strukture ljeske uključujući pojave „uljeznih“ stanja i mešanja nuklearnih konfiguracija, utvrđivanje energetskih šema ranije neproučavanih izotopa i proučavanje specifičnih oblasti tablice nuklida kao što je „ostro inverzije“.

Daljim usavršavanjem ovih metoda kao i kvaliteta i intenziteta samih radioaktivnih snopova neophodnih za vršenje ovakvih merenja, omogućice se izučavanje još egzotičnijih i nestabilnijih jezgara radioaktivnih izotopa čime će se produbiti naše shvatanje nuklearne strukture. Sa većim napretkom eksperimentalnih aparatura postizće se manje merne nesigurnosti, što se može postići i kombinovanjem različitih metoda kao što su kolinearna laserska spektroskopija i  $\beta$  – NMR. Takođe, u budućnosti se očekuje bolje slaganje sa teorijskim proračunima usled povećanih kompjuterskih kapaciteta koji će omogućiti proračune sa većim brojem čestica i interakcija, što će smanjiti broj neophodnih aproksimacija u teorijskim modelima ljesaka.

## LITERATURA

- [1] <http://isolde.web.cern.ch/isolde/>
- [2] <http://www-w2k.gsi.de/chemsep02/>
- [3] M. Mukherjee *et al.*, **ISOLTRAP: An on-line Penning trap for mass spectrometry on short-lived nuclides**, Eur. Phys. J. A 35, 1-29 (2008)
- [4] V.Yu. Kozlov *et al.*, *The WITCH experiment: Towards weak interactions studies: Status and prospects*, (Parksville 2006), Trapped charged particles and fundamental physics\* 15-22
- [5] <http://fys.kuleuven.be/iks/nm/the-cris-project-at-isolde-cern>
- [6] *Nuclear Physics News*, Vol. 20, No. 4, (2010)
- [7] H. Grawe: „*Shell Model from a Practitioner’s Point of View*”. *The Euroschool Lectures on Physics With Exotic Beams*, Vol. 1, uredili J. Al-Khalili i E. Roeckl, Lect. Notes Phys. 651 (Springer, Berlin Heidelberg, 2004) pp. 33-75
- [8] E. Caurier, M. Rejmund, H. Grawe: Phys. Rev. C **67**, 054310 (2003)
- [9] T. Otsuka *et al.*, Nucl. Phys. A **704**, 21c (2002)
- [10] G. Neyens: *Reports on Progress in Physics* **66**, 633–689 (2003); erratum p. 1251
- [11] B. Castel i I. S. Towner *Modern Theories of Nuclear Moments (Oxford Studies in Nuclear Physics)* vol 12, ed P E Hodgson (Oxford: Clarendon, 1990)
- [12] A. de-Shalit i I. Talmi *Nuclear Shell Theory* ed H. S. W. Massey (New York: Academic, 1963)
- [13] K. L. G. Heyde *The Nuclear Shell Model* 2nd edn (Berlin: Springer, 1990)
- [14] N. A. F. M. Popelier i P. W. M. Glaudemans Z. Phys. A **329** 275 (1988)
- [15] P. Raghavan At. Data Nucl. Data Tables **42** 189 (1989)
- [16] N. Stone *Table of nuclear moments* At. Data Nucl. Data Tables **90** 75–176 (2005)
- [17] M. R. Pearson *et al.*, J. Phys. G **26** 1829 (2000)
- [18] R. Neugart i G. Neyens, Lect. Notes Phys. **700**, 117 (2006)
- [19] E.N. Kaufmann i R.J. Vianden: Rev. Mod. Phys. **51**, 161–214 (1979)
- [20] P. Blaha, P. Dufek, K. Schwarz and H. Haas: Hyperfine Interactions **97/98**, 3 (1996)
- [21] H. Sagawa i A. Arima Phys. Lett. B **202** 15 (1988)
- [22] M. Fujioka *et al.*, Hyperfine Interactions **15/16**, 1017 (1983)
- [23] R. Coussement *et al.*, Hyperfine Interactions **23**, 273 (1985)
- [24] R. M. Steffen i K. Alder *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy* (Amsterdam:North-Holland, 1975)
- [25] D. Brink M. i G. R. Satchler *Angular Momentum* (Oxford: Clarendon, 1968)
- [26] C. Wu *et al.*, Phys. Rev. C **105** 1413 (1957)
- [27] R. Neugart: “*Collinear Fast-Beam Laser Spectroscopy*”. Iz: *Progress in Atomic Spectroscopy – Part D*, ed. H.J. Beyer i H. Kleinpoppen (Plenum Press, New York, 1987) pp. 75–126
- [28] R. Neugart: Hyperfine Interactions **24-26**, 159 (1985)
- [29] P. Lievens *et al.*, Nucl. Instrum. Methods B **70**, 532 (1992)
- [30] V.S. Letokhov: *Laser Photoionization Spectroscopy* (Academic Press, Orlando, 1987)

- [31] A.N. Andreyev *et al.*, Eur. Phys. J. **14**, 63 (2002); H. De Witte, Ph.D. Thesis, (Leuven, 2004)
- [32] W. Hume-Rothery, R. E. Smallman i C. W. Haworth *Structure of Metals and Alloys* (London: Institute of Metals, 1969)
- [33] E. Matthias *et al* Phys. Rev. A **4** 1626, (1971)
- [34] H. Postma i N. J. Stone (ed) *Low Temperature Nuclear Orientation* (Amsterdam: North-Holland, 1986)
- [35] N. Coulier *et al.*, 1999 Phys. Rev. C **59** (1935)
- [36] G. Neyens, R. Nouwen and R. Coussement: Nucl. Instrum. Methods A **340**, 555 (1994)
- [37] G. Neyens *et al.*, Phys. Lett. B **393**, 36 (1997)
- [38] G. Neyens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 497 (1999)
- [39] G. Goldring i M. Hass: “Magnetic Moments of Short-Lived Nuclear Levels”. Iz: *Treatise on Heavy Ion Science, Vol. 3*, ed. D.A. Bromley (Plenum, New York 1985) pp. 539–581
- [40] E. Dafni *et al.*, Atomic Data and Nuclear Data Tables 23, 315 (1979)
- [41] K. T. Flanagan *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 041302(R) (2010)
- [42] K. T. Flanagan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103** 142501(2009)
- [43] S. Gheysen, G. Neyens i J. Odeurs, Phys. Rev. C **69**, 064310 (2004)
- [44] P. Vingerhoets *et al.*, Phys. Rev. C **82**, 064311 (2010)
- [45] B. Cheal *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 252502 (2010)
- [46] M. N. Vergnes *et al.*, Phys. Rev. C **19**, 1276 (1979)
- [47] G. Neyens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 022501 (2005)
- [48] G. Klotz *et al.*, Phys. Rev. C **47**, 2502 (1993)
- [49] T. Otsuka *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **47**, 319 (2001)
- [50] M. Kowalska *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 034307 (2008)
- [51] T. E. Cocolios *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 102501 (2009)
- [52] V. V. Golovko *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 014312 (2004)
- [53] T. E. Cocolios *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 014314 (2010)
- [54] J. Rikovska *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1392 (2000)
- [55] J. Rikovska and N. J. Stone, Hyperfine Interact. **129**, 131 (2000)
- [56] N. Stone et al., Phys. Rev. C 77, 014315 (2008)

## BIOGRAFIJA



Ivan Budinčević je rođen 22.01.1987 u Novom Sadu. Završio je osnovnu školu „Đorđe Natošević“ i gimnaziju „Isidora Sekulić“ takođe u Novom Sadu. Po završetku gimnazije upisao se na studije fizike na Departmanu za fiziku Prirodno-Matematičkog fakulteta u Novom Sadu. U toku studija učestvovao je na nekoliko studentskih konferencija ICPS (International Conference of Physics Students). Diplomirao je u septembru 2010. na Katedri za nuklearnu fiziku sa temom „Kalibracija efikasnosti germanijumskog detektora i poređenje eksperimentalnih rezultata sa rezultatima dobijenim programskim paketom Geant-4“. Master studije je upisao u oktobru 2010. godine.

UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

<i>Redni broj:</i>	
<b>RBR</b>	
<i>Identifikacioni broj:</i>	
<b>IBR</b>	
<i>Tip dokumentacije:</i>	Monografska dokumentacija
<b>TD</b>	
<i>Tip zapisa:</i>	Tekstualni štampani materijal
<b>TZ</b>	
<i>Vrsta rada:</i>	Master rad
<b>VR</b>	
<i>Autor:</i>	Ivan Budinčević
<b>AU</b>	
<i>Mentor:</i>	dr Miroslav Vesković, redovni profesor
<b>MN</b>	
<i>Naslov rada:</i>	Metode merenja nuklearnih magnetnih dipolnih i električnih kvadrupolnih momenata
<b>NR</b>	
<i>Jezik publikacije:</i>	srpski (latinica)
<b>JP</b>	
<i>Jezik izvoda:</i>	srpski/engleski
<b>JI</b>	
<i>Zemlja publikovanja:</i>	Republika Srbija
<b>ZP</b>	
<i>Uže geografsko područje:</i>	Vojvodina
<b>UGP</b>	
<i>Godina:</i>	2011
<b>GO</b>	
<i>Izdavač:</i>	Autorski reprint
<b>IZ</b>	
<i>Mesto i adresa:</i>	Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
<b>MA</b>	
<i>Fizički opis rada:</i>	8 poglavlja/86 strana/56 citata/10 tabela/15 slika/29 grafika/
<b>FO</b>	
<i>Naučna oblast:</i>	Fizika
<b>NO</b>	
<i>Naučna disciplina:</i>	Nuklearna fizika
<b>ND</b>	
<i>Predmetna odrednica/ ključne reči:</i>	Magnetni dipolni momenat, električni kvadrupolni momenat, spin jezgra, kolinearna laserska spektroskopija, $\beta$ – NMR, ISOLDE
<b>PO</b>	
<i>UDK:</i>	Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu
<b>ČU</b>	
<i>Važna napomena:</i>	nema
<b>VN</b>	
<i>Izvod:</i>	Osnovni cilj ovog rada je bio upoznavanje sa ključnim idejama metoda merenja nuklearnih magnetnih dipolnih i električnih kvadrupolnih momenata, razmatranjem osnovnih principa na kojima se zasnivaju ove metode i diskutovanjem rezultata njihove eksperimentalne primene. Navedeni rezultati su preuzeti iz eksperimenta koji su vršeni u ISOLDE postrojenju, CERN.
<b>IZ</b>	

## Ključna dokumentacijska informacija

---

*Datum prihvatanja teme od NN veća:* 07.06.2011  
**DP**

*Datum odbrane:* 20.06.2011  
**DO**

*Članovi komisije:*  
**KO**

*Predsednik:* dr Ištvan Bikit, redovni profesor  
*član:* dr Miroslav Vesović, redovni profesor, mentor  
*član:* dr Božidar Vujičić, redovni profesor

UNIVERSITY OF NOVI SAD  
FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

<i>Accession number:</i>	
<b>ANO</b>	
<i>Identification number:</i>	
<b>INO</b>	
<i>Document type:</i>	Monograph publication
<b>DT</b>	
<i>Type of record:</i>	Textual printed material
<b>TR</b>	
<i>Content code:</i>	Master Thesis
<b>CC</b>	
<i>Author:</i>	Ivan Budinčević
<b>AU</b>	
<i>Mentor/comentor:</i>	Miroslav Veskić, Ph.D, full professor
<b>MN</b>	
<i>Title:</i>	Methods of measuring nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments
<b>TI</b>	
<i>Language of text:</i>	Serbian (Latin)
<b>LT</b>	
<i>Language of abstract:</i>	English
<b>LA</b>	
<i>Country of publication:</i>	Republic of Serbia
<b>CP</b>	
<i>Locality of publication:</i>	Vojvodina
<b>LP</b>	
<i>Publication year:</i>	2011
<b>PY</b>	
<i>Publisher:</i>	Author's reprint
<b>PU</b>	
<i>Publication place:</i>	Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
<b>PP</b>	
<i>Physical description:</i>	8 chapters/86 pages/56 literature /10 tables/15 pictures/29 graphs/
<b>PD</b>	6 poglavlja/60 str.
<i>Scientific field:</i>	Physics
<b>SF</b>	
<i>Scientific discipline:</i>	Nuclear Physics
<b>SD</b>	
<i>Subject/ Key words:</i>	Magnetic dipole moment, electric quadrupole moment, nuclear spin, collinear laser spectroscopy, $\beta$ – NMR, ISOLDE
<b>SKW</b>	
<i>Holding data:</i>	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
<b>UC</b>	
<i>Note:</i>	none
<b>HD</b>	
<i>Abstract:</i>	The goal of this work was studying the key concepts of the methods of measuring nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments, by focusing on the basic principles on which these methods are based and by reviewing and discussing the results of their experimental applications. The featured results were taken from experiments conducted at the ISOLDE facility, CERN.
<b>AB</b>	

*Accepted by the Scientific Board:* 07.06.2011  
**ASB**  
*Defended on:* 20.06.2011  
**DE**  
*Thesis defend board:*  
**DB**  
*President:* Ištvan Bikit, Ph.D, full profesor  
*Member:* Miroslav Vesković, Ph.D, full profesor, mentor  
*Member:* Božidar Vujičić, Ph.D, full profesor