



UNIVERZITET U NOVOM SADU  
PRIRODNO-MATEMATIČKI  
FAKULTET  
DEPARTMAN ZA FIZIKU



# **Priprema NICOLE opreme za LTNO eksperiment**

**- master rad -**

Mentor:

**dr Jovana Nikolov**

Kandidat:

**Miloš Travar**

Novi Sad, Septembar 2018.



*"The important thing is not to stop questioning. Curiosity has its own reason for existence. One cannot help but be in awe when he contemplates the mysteries of eternity, of life, of the marvelous structure of reality. It is enough if one tries merely to comprehend a little of this mystery each day."*

*"Old Man's Advice to Youth: 'Never Lose a Holy Curiosity.'"*

LIFE magazine (2<sup>nd</sup> of May, 1955) p. 64

- Albert Einstein

*"There are only two ways to live your life. One is as though nothing is a miracle. The other is as though everything is a miracle."*

- Albert Einstein

# SADRŽAJ

Predgovor ..... 1

I DEO (Teorijski "background" LTNO eksperimenata) ..... 2

Razvoj LTNO eksperimenata kroz istoriju ..... 3

1. Nuklearni momenti ..... 10

1.1 Monopolni, dipolni i kvadrupolni momenti .....	12
1.2 Srednji kvadrat nanelektrisanja jezgra .....	14
1.3 Magnetni dipolni moment .....	16
1.4 Električni kvadrupolni moment .....	22
1.4.1 Sopstveni (unutrašnji) kvadrupolni moment .....	22
1.4.2 Opservabilni kvadrupolni moment .....	25
1.5 Osnovni principi merenja nuklearnih momenata .....	28
1.5.1 Elektromagnetna polja u atomu .....	28
1.5.1.1 Optički izotopski pomeraj .....	28
1.5.1.2 Fina i hiperfina struktura .....	30
1.5.1.2.1 Fina struktura .....	30
1.5.1.2.2 Hiperfina struktura .....	32
1.5.2 Spolja primenjena magnetna polja .....	37
1.5.2.1 Električna kvadrupolna interakcija ( $QI$ ) .....	38
1.5.2.2 Magnetna dipolna interakcija .....	39
1.5.2.3 Kombinovane statičke interakcije .....	40

2. Nuklearne orijentacije ..... 42

2.1 Elektromagnetični prelazi .....	42
-------------------------------------	----

2.1.1 Emisija $\gamma$ zračenja .....	43
2.1.1.1 Klasičan pristup emisiji $\gamma$ zračenju .....	46
2.1.1.2 Kvantno-mehaničko shvatanje $\gamma$ zračenja .....	49
2.1.1.3 Selekcionalna pravila i multipolne smeše .....	54
2.1.1.3.1 Selekcionalna pravila .....	54
2.1.1.3.2 Multipolne smeše .....	55
2.1.1.4 Ugaona distribucija emisije $\gamma$ zračenja .....	57
2.2 Orijentacija jezgara .....	58
2.2.1 Polarizacija, orijentacija i usmeravanje jezgara .....	59
2.2.2 Orijentacija u čvrstom telu na niskim temperaturama .....	60
2.3 Merenje nuklearnih orijentacija .....	64
2.4 Formalizam nuklearnih orijentacija .....	65
2.4.1 Ugaoni distribucioni koeficijenti, $A_\lambda$ .....	67
2.4.1.1 $\gamma$ raspad .....	68
2.4.1.2 $\beta$ raspad .....	69
2.4.2 Orijentacioni koeficijenti, $B_\lambda$ .....	73
2.4.3 Efekat neregistrovanih prelaza, $U_\lambda$ .....	75
2.4.4 "Fraction in good sites", $f$ .....	76
2.4.5 Efekat izazvan konačnim dimenzijama detektora, $Q_\lambda$ .....	78
2.5 Hiperfine interakcije .....	79
2.5.1 Poreklo hiperfinog polja .....	79
2.5.2 Hiperfina anomalija .....	81
 3. Dinamika nuklearnih orijentacija .....	82
3.1 Relaksacija .....	82
3.1.1 Naseljenost nuklearnih podstanja .....	83
3.1.2 Vremenska skala relaksacije .....	84
3.1.3 "Korringa" konstanta .....	84
3.1.4 "On line" implantacija .....	85
3.2 NMR – Nuklearna Magnetna Rezonanca .....	85
3.2.1 Osnovne postavke .....	85
3.2.2 Spin jezgra u spoljašnjem magnetnom polju .....	85
3.2.3 Spinski prelazi .....	86
3.2.4 Hemski pomak .....	88

---

3.2.5 Skalarno sprezanje .....	89
3.2.6 Dipol – dipol interakcije .....	90
3.2.7 Uticaj magnetnog polja na <i>NMR</i> signal .....	91
3.2.8 <i>NMR</i> u <i>LTNO</i> .....	93
3.2.8.1 Širina rezonance.....	93
3.2.8.2 Frekventna modulacija.....	95
3.2.8.3 Hiperfino poboljšanje.....	96
3.2.8.4 "Skin-depth", debljina površinskog sloja .....	97
3.3 "Brute-Force" orijentacije .....	98
<b>II DEO (<i>NICOLE</i>) .....</b>	<b>99</b>
<i>ISOLDE</i> Postrojenje .....	100
<b>4. <i>NICOLE</i> eksperiment .....</b>	<b>107</b>
4.1 Uvod.....	110
4.2 Kriogene metode .....	110
4.2.1 $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ "dilution refrigerator" .....	111
4.2.1.1 Idejna postavka .....	112
4.2.1.2 Komponente "dilution refrigerator"-a.....	114
4.2.1.3 "Dilution" jedinice .....	116
4.2.1.4 "Top-Loading" .....	120
4.3 Termometrija u <i>LTNO</i> .....	121
4.3.1 Osnovni koncepti <i>NO termometrije</i> .....	121
4.3.2 $\gamma$ <i>NO termometrija</i> .....	122
4.3.3 Praktična $\gamma$ <i>NO termometrija</i> .....	128
4.3.3.1 Merenje distribucije $W(\theta)$ i utvrđivanje temperature $T$ .....	129
4.3.3.1.1 Određivanje ugaone distribucije $W(\theta)$ .....	129
4.3.3.1.2 Određivanje temperature $T$ .....	131
4.4 Priprema uzorka .....	133
4.4.1 Termalna difuzija .....	133
4.4.2 "On Line" implantacija .....	134

---

4.4.3 Matrica .....	136
4.4.3.1 Gvožđe .....	136
4.4.3.2 Nikl .....	137
4.4.4 Proizvodnja i razdvajanje radioizotopa.....	137
4.4.4.1 Tanke mete .....	137
4.4.4.2 Debele mete .....	138
4.5 Primena <i>NMR</i> .....	138
4.6 Detektorska postavka .....	139
4.6.1 $\gamma$ detektori .....	139
4.6.1.1 Germanijumski detektori .....	140
4.6.2 $\beta$ detektori .....	141
4.6.2.1 $\beta$ detektori na niskim temperaturama.....	142
4.6.2.2 $\beta$ detektori na sobnim temperaturama.....	143
4.7 Priprema <i>NICOLE</i> aparature.....	144
4.7.1 Opis <i>NICOLE</i> aparature.....	144
4.7.2 "Start-up" proces.....	146
4.7.3 Pumpanje tečnog azota i helijuma; cirkulacija $^3\text{He}$ gasa .....	148
4.7.3.1 Proces punjenja tečnim azotom .....	150
4.7.3.2 Proces punjenja tečnim helijumom i cirkulacija $^3\text{He}$ gasa.....	152
Zaključak .....	155
LITERATURA .....	156
Biografija.....	164



## Predgovor

---

U uvodnim rečima ovog rada pružiću sebi slobodu prvenstveno da iskažem zahvalnost ljudima koji su odigrali veoma važnu ulogu u mom dosadašnjem obrazovanju, kao i motivisanju i ubedljivanju da je fizika, prevashodno nuklearna fizika, jedna veoma mlada, izuzetno jedinstvena i prosperitetna naučna disciplina koja tek treba da se otvori i pokaže svetu svoj pun potencijal, a potom će ukratko izložiti tematiku ovog rada i ono što on ima za cilj postići.

Naime, iako je mnogo veoma stručnih i profesionalnih ljudi uticalo na moje dosadašnje obrazovanje, posebnu pažnju i zahvalnost dugujem dvema osobama. Prvo i najiskrenije poštovanje i zahvalnost dugujem svojoj porodici na podršci i verovanju tokom svojih studija, prvenstveno svom ocu, koji mi je kao jedan mlad i ambiciozan pionir istraživač otvorio širok vidik fizike i njenih perspektiva. Međutim, isto toliko poštovanja i zahvalnosti dugujem i svom profesoru i mentoru, *dr Jovani Nikolov*, na njenom ulaganju, žrtvovanju i trudu kako u mom obrazovanju tako i u osiguravanju da u tom procesu usavršavanja ne skrenem sa puta gde tome nije mesto. Takođe, zahvaljujući ovoj osobi ostvaren je jedan od mojih fizičarskih snova koje svi mi mlađi budući fizičari delimo, a to je poseta i rad na jednom od eksperimenata u okviru CERN kolaboracije. Za kraj moram spomenuti i *prof. dr Natašu Todorović* koja je takođe imala izuzetan uticaj u razvoju moje želje za daljim učenjem i usavršavanjem u ovoj oblasti fizike, ali moram izraziti zahvalnost i izneti pohvale i svim ostalim profesorima i asistentima katedre za nuklearnu fiziku na *Prirodno-matematičkom fakultetu* u Novom Sadu, jer imaju razvijen jedan izuzetno profesionalan, ali i zanimljiv odnos sa svojim studentima tokom njihovog podučavanja čudesima nuklearnog sveta.

Sam rad je temeljen na *NICOLE* eksperimentu, koji se nalazi u okviru *ISOLDE* hale u CERN-u već dugi niz godina. Rad je prevashodno podeljen u dva dela, gde je u prvom delu detaljno obrađena teorijska pozadina nisko-temperaturnih nuklearnih orientacija (*LTNO* – eng. „*Low-Temperature Nuclear Orientation*“) uključujući detaljan opis nuklearnih momenata, kao i formalizma i dinamike nuklearnih orientacija, dok je drugi deo rada posvećen samom eksperimentu i njegovoj aparaturi, u kom je dat koncizan opis svih tehničkih aspekata rada na jednom ovakovom postrojenju. Naime, u drugom delu rada će izneti detaljan opis svog rada, kao i rada mog prijatelja i kolege, *Andreja Vraničara* (trenutno studenta doktorskih studija na *Prirodno-matematičkom fakultetu* na *Univerzitetu u Novom Sadu*), tokom našeg boravka u CERN-u, prilikom čega smo imali privilegiju i čast da sarađujemo i učimo od jednog izuzetnog naučnika i čoveka, *Takashi Ohtsubo-a*, koji se trenutno vodi kao redovan profesor na *Niigata University Faculty of Science, Department of Science* u Japanu. Ovom prilikom bih izrazio i duboku zahvalnost prema ovom čoveku na njegovom strpljenu i volji da prenese na nas što je više moguće znanja tokom našeg zajedno provedenog vremena na *NICOLE*-u.

Ovaj rad ima za cilj da pruži čitaocu bolje shvatanje i poimanje u svet nuklearnih pojava, prvenstveno izučavanja nekih od najfundamentalnih osobina u ovom svetu putem nisko-temperaturnih orientacija, i istog da eventualno zainteresuje za dalji rad i posvećenost ovoj oblasti, jer uistinu zna biti izuzetno zahvalna disciplina ukoliko joj se pristupi na pažljiv, pametan i precizan način.

## I DEO

♦ Teorijski ”background” LTNO eksperimenata ♦

(Low-Temperature Nuclear Orientation)

## Razvoj LTNO eksperimenata kroz istoriju

Ranih 1930tih godina došlo je značajnog otkrića u ispitivanju i dobijanju sve nižih mogućih temperatura putem *adijabatske demagnetizacije*<sup>1</sup> paramagnetsnih soli. Sa kompatibilnim paramagnetskim solima, prethodno ohlađenim pumpanjem tečnog helijuma na temperature približno  $\cong 1[K]$ , u relativno jakim magnetnim poljima reda  $\cong 1[T]$ , bilo je moguće *adijabatskom demagnetizacijom* postići temperature milikelvinskog opsega.

Već su rane 1934. godine *Cornelis Jacobus Gorter* i *Nicholas Kurti* zajedno sa *Franz Simon-om* nezavisno predložili upotrebu nuklearnih magnetnih momenata kao sredinu postizanja stabilnih niskih temperatura u dve etape demagnetizacije kriostata, u kojima bi se prethodno hlađenje na temperature reda  $\sim 10^{-2}[K]$  postizalo *adijabatskom demagnetizacijom* kompatibilne paramagnetske soli. Mala vrednost *nuklearnog magnetnog dipolnog momenta* nalazi upotrebu kod korišćenja veoma jaka magneta, neophodnih za postizanje zadovoljavajuće nuklearne polarizacije, čak i na temperaturama od nekoliko stotih delova kelvina. Očekivani je ishod bio smanjenje temperature jezgra propraćeno demagnetizacijom na milikelvinski opseg. Kombinacija neophodnog nisko-temperaturnog predrashlađenja i jakog stabilnog magnetnog polja u odgovarajućoj zapremini činilo je ovu tehniku ekstremno teškom. Trebalo je 20 godina truda pre nego je nuklearna demagnetizacija realizovana prvi put od strane *Nicholas Kurti-a*. Ovo polje, koje je otvorilo nove zanimljive aspekte primene nuklearnog magnetizma u ultra-nisko-temperaturnim istraživanjima, je od interesa svima koji se odluče dalje posvetiti LTNO eksperimentima.

1948. godina je bila veoma značajna kako je u tom periodu izneto nekoliko važnih predloga, što je ponovo *LTNO* eksperimente stavilo u fokus pionira nuklearne fizike. *Albert Rose* i *Cornelis Jacobus Gorter* su te godine došli do zaključka da jezgra paramagnetsnih jona osete znatno jača unutrašnja magnetna polja (*hiperfini fenomen*). Oni su predložili korišćenje efekta orijentisanih jezgara na temperaturama postignutim *adijabatskom demagnetizacijom* paramagnetsnih soli. Iste je godine i *J. A. Spiers* predložio upotrebu ovih orijentisanih jezgara u ispitivanju direktnih distribucionih efekata u procesima nuklearnog raspada. Kasnije je *Albert Rose* pokazao da se polarizovana jezgra i polarizovani neutroni mogu iskoristiti u određivanju spinova koji učestvuju u nisko-energetskim nuklearnim reakcijama. *Albert Rose* i *Cornelis Jacobus Gorter* su shvatili da jaka unutrašnja magnetna polja koja potiču od paramagnetsnih jona mogu biti lako manipulisana u *adijabatskoj demagnetizaciji* upotrebot relativno slabih, tj. srednje-jaka magnetnih polja. Ukoliko tokom procesa demagnetizacije spoljašnje polje nije u potpunosti smanjeno do nule, niske se temperature i dalje postižu uz prisustvo nenarušenog unutrašnjeg magnetnog polja. Rezultat toga je da prema *Boltzmann-ovoј rasподели* (o kojoj će kasnije biti više reči) nuklearna podstanja bivaju nejednakno naseljena, i na račun toga uzorak ispoljava nuklearnu orijentaciju. *Brebis Bleaney* je malo kasnije predložio upotrebu monokristala paramagnetsnih soli sa anizotropnim magnetnim karakteristikama. U ovakovom se slučaju *adijabatska demagnetizacija* može u potpunosti izvesti ostavljajući unutrašnja magnetna polja duž preferirane ose kristala. Opet, jezgra se orijentišu, ali bivaju više *usmerena* nego *polarizovana* kako su oba pravca duž takve ose kristala ekvivalentni.

<sup>1</sup>*Adijabatska demagnetizacija* – Tehnika hlađenja bazirana na magnetizmu nesparenih elektrona; O ovoj tehnici biće više reči u drugom delu ovog rada.

U određenim hemijskim kompleksima i ne-kubičnim kristalnim strukturama moguće je prisustvo jakih elektičnih gradijenata *EFG* (eng. *''Electric Field Gradient''*). *Robert Pound* je skrenuo pažnju na činjenicu da se monokristali takvih materijala mogu koristiti za orijentaciju jezgara ukoliko se ohlade na dovoljno niske temperature.

Prvi uspešan *NO* (eng. *''Nuclear Orientation''*) eksperiment je sproveden na *University of Oxford* i *Leiden University* u periodu od 1950-1951. godine gde je korišćen  $^{60}\text{Co}$  implantiran u paramagnetični kristal. Direktna anizotropna distribucija  $\gamma$  zračenja od  $^{60}\text{Co}$  je implicirala da je uspešno postignuta orijentacija. Na *University of Oxford*, *Brebis Bleaney* je koristio monokristalnu kompoziciju ( $1\% \text{Co}, 12\% \text{Cu}, 87\% \text{Zn})\text{Rb}_2(\text{SO}_2)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  koja se može ohladiti na temperaturu reda  $\sim 0.01[\text{K}]$  adijabatskom demagnetizacijom. *C. J. Gorter* je sličan eksperiment sproveo koristeći monokristal ( $3.5\% \text{Co}, 96.5\% \text{Zn})(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ . Ubrzo nakon ovih prvih uspešnih eksperimenata anizotropije, razmatrana je linearna polarizacija zračenja iz jezgra  $^{60}\text{Co}$ . Nekoliko godina kasnije je *John C. Wheatley* demonstrirao postojanje kružne polarizacije. Na samom početku su fenomeni anizotropije i izotropije korišćeni kao *''alati''* u nuklearnoj spektroskopiji u ispitivanju izotopa paramagnetičnih elemenata, posebno kod  $3d$  i  $4f$  elemenata. Rani primeri su ispitivanja ugaone distribucije nekih izotopa retkih zemalja ( $^{114}\text{Ce}$ ,  $^{147}\text{Nd}$ ) od strane *Ernest Ambler-a*, i eksperimenti linearne polarizacije i ugaone distribucije zračenja jezgra  $^{60}\text{Co}$  od strane *Diddens-a*, kao i eksperimenti kružne polarizacije i ugaone distribucije zračenja jezgra  $^{52}\text{Mn}$  od strane *Huiskamp-a*. U svim ovim slučajevima korišćena je *hiperfina interakcija*, koja je inače posledica jakih unutrašnjih magnetnih polja paramagnetičnih kristala koji se koriste kao matrice za implantaciju jezgra uzorka. Uobičajeni materijal matrice u ovim eksperimentima bio je *cerijum-magnezijum-2-azot* ( $\text{CeMgN}_2$ ), koji se može relativno jednostavno ohladiti na milikelvisnu vrednost adijabatskom demagnetizacijom.

Postoji još nekolicina drugih kompatibilnih paramagnetičnih soli dostupnih za adijabatsku demagnetizaciju i eksperimente nuklearnih orijentacija. Međutim, u ranim danima eksperimenata nuklearnih orijentacija broj ovih dostupnih elemenata je bio veoma sužen i ograničen. Iz tog razloga su eksperimenti nuklearnih orijentacija izuzetno bili cenjeni samo kao egzotična i komplikovana metoda ispitivanja. Imajući to na umu fizičari koji su bili posvećeni nuklearnoj spektroskopiji su pokazivali veći interes kod eksperimenata ugaonih korelacija  $\gamma$  zračenja koje je imalo daleko šire primene, i koji su generalno bili dosta jednostavniji za izvođenje.

Sledeći bitan korak u usavršavanju tehnike nuklearnih orijentacija bio je separacija sistema za hlađenje od *''domaćina''* u kom je orijentacija postizana. Prvi metod indirektnog hlađenja uključivao je kontakt sa demagnetizovanom paramagnetičnom soli kroz metalne žice ili folije. Ovo je omogućilo upotrebu običnih magnetnih materijala, prethodno ohlađenih na veoma niske temperature, u eksperimentima nuklearnih orijentacija. *Grace* je demonstrirao da se jezgra  $^{60}\text{Co}$  mogu orijentisati u indirektno ohlađenom feromagnetičnom monokristalu kobalta. Takođe su i nuklearnim orijentacijama ispitivani antiferomagnetični monokristali od strane većeg broja grupa. *Daniels* je uspeo da poravna monokristale  $^{54}\text{Mn}$  u  $\text{MnCl}_2$  i  $\text{MnBr}_2$  ispod njihovih *Néel-ova temperaturna*<sup>2</sup>; *Miedena* je demonstrirao orijentaciju  $^{54}\text{Mn}$  i  $^{60}\text{Co}$  u indirektno ohlađenoj soli  $\text{Cs}_2\text{Fe}(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  u eksperimentima u kojima se vrši transfer toplotne energije između monokristala i ispitivane rashladne tečnosti (materije).

<sup>2</sup>*Néel-ova temperatura* – Temperatura ispod koje se mogu uočiti paramagnetična svojstva kod antiferomagnetičkih materijala; Veličina analogna Curie-jevoj temperaturi koja se vezuje za feromagnetične materijale.

U prvoj dekadi eksperimenata nuklearnih orijentacija je razmatrana mogućnost upotrebe orijentisanih jezgara u nuklearnim reakcijama. Prateći predlog dat od strane *Albert Rose-a*, *Jeremy Bernstein* je ispitivao interakcije polarizovanih termalnih neutrona sa polarizovanim jezgrima  $^{55}\text{Mn}$ . Predviđanje po kom je *efikasan presek* za neutronski zahvat bio zavistan od spina stanja koje se zahvata je ovde i prvi put eksperimentalno dokazano. *J. Dabbs* je vršio eksperimente proučavanja transmisije polarizovanih neutrona kroz metu od  $^{115}\text{In}$ . Jezgra  $^{115}\text{In}$  su bila polarizovana primenom spoljašnjeg magnetnog polja, dok je indijumska meta indirektno hlađena postrojenjem paramagnetne soli. Iako je stepen polarizacije  $^{115}\text{In}$  bio svega 2%, jasno je uočena zavisnost *efikasnog preseka* reakcije od spina neutrona i relativne orijentacije spina jezgra indijuma  $^{115}\text{In}$ , što je dalje dovelo do identifikacije spina zajedničkog stanja formiranog kao  $J = I + \frac{1}{2} = 5$ . Ovaj eksperiment je, pored toga što je otvorio nov vidik u fizici nuklearnih reakcija, prvi demonstrirao nuklearnu polarizaciju od strane spoljašnjeg magnetnog polja, koje se često naziva i "brute-force" orijentacijom, o kojoj će biti više reči na kraju prvog dela ovog rada (poglavlje 3.3).

*Louis D. Roberts* je prvi uspešno demonstrirao nuklearnu orijentaciju *hiperfinom interakcijom električnog kvadrupolnog momenta* u eksperimentu  $\alpha$  raspada jezgra  $^{233}\text{U}$  inkorporiranog, tj. implantiranog u površinski sloj monokristala ( $\text{UO}_2\text{Rb(NO}_3)_3$ ). Linearna struktura grupe  $U - O - U$  stvara ekstremno velik električni gradijent *EFG* na mestu jezgra  $^{233}\text{U}$ , takav da je postignuto detektabilno poravnanje na oko  $\sim 1[K]$ . Posmatrana anizotropija u ugaonoj distribuciji  $\alpha$  raspada je pokazala da  $\alpha$  čestice (ogoljeno jezgro  $^4\text{He}$ ) preferiraju vrhove elipsoidalnog jezgra  $^{233}\text{U}$  (ovo je jezgro izrazito deformisano sa pozitivnim *kvadrupolnim momentom* vrednosti  $\sim 3.663$ , čineći ovo jezgro *prolata* jezgom; osvrnuti se na *električni kvadrupolni moment*, poglavljje 1.4). Ista grupa fizičara je takođe demonstrirala da *fisioni fragmenti*, nakon zahvata neutrona od strane orijentisanog jezgra, prate neizotropnu ugaonu distribuciju.

*Chien-Shiung Wu* i njeni saradnici su demonstrirali korisnost nuklearnih orijentacija kao "alat" nuklearne fizike na jedan veoma dramatičan način u eksperimentima *neočuvanja parnosti*(!) u  $\beta$  raspodu upotreboom polarizovanih jezgara  $^{60}\text{Co}$ . *Tsung Dao Lee* i *Chen Ning Yang* su predložili, da usled nekonzervativnosti parnosti u slabim interakcijama, emisija  $\beta$  čestica iz polarizovanih jezgara ne bi trebala da poseduje ogledalsku simetriju. Tako su već u svojoj prvoj dekadi *LTNO* eksperimenti pokazali svoju vrednost kao značajna tehnika velike važnosti i široke primene.

### ♦ *Ekstenzija LTNO tehnika* ♦

U svojim prvim danima, nuklearne orijentacije su imale ozbiljne poteškoće. Pored toga što su bile praktično komplikovane i egzotične metode dostupne samo veoma malom i ograničenom broju laboratorija, mogle su se primeniti na samo određeni broj izotopa, koji su morali zadovoljiti neke uslove, kao što su:

- *Neophodna duga vremena poluraspara u cilju dobijanja dovoljne količine vremena za pripremu pogodnih uzoraka i vršenje samog eksperimenta;*
- *Uzorci koji se koriste moraju biti sposobni da postignu veoma niske temperature putem adijabatske demagnetizacije;*
- *Ovim uslovima, izotopi su ograničeni na paramagnetne jone (a to su elementi iz grupe gvožđa, retkih zemalja i aktinida).*

Dodatno, samo se male količine radioaktivnosti mogu koristiti zbog ograničenog toplotnog unosa (*zagrevanje radioaktivnošću*) koji bi mogao biti apsorbovan u samom uzorku dok se održava neophodna niska temperatura u razumnom vremenu vršenja eksperimenta.

Zbog ovih razloga, dok su ispitivane različite primene nuklearnih orijentacija u nuklearnoj spektroskopiji, koliko god je to bilo moguće sa ograničenim brojem dostupnih izotopa, uloženo je puno napora kako bi se proširio dijapazon ove tehnike.

Veoma važan prodor je načinjen otkrićem tj. shvatanjem da nečistoće u feromagnetnim matricama često osete veoma jako unutrašnje magnetno polje (*hiperfino polje*). *B. N. Samoilov* je prvi demonstrirao da se ova činjenica može iskoristiti u nuklearnim orijentacijama sa jezgrom zlata  $^{198}\text{Au}$  implantiranim u matrici gvožđa, Fe. Mnogi dijamagnenti joni implantirani u feromagnetne matrice su postali dostupni u eksperimentima nuklearnih orijentacija. Isprrva su samo ispitivana jezgra elemenata koji formiraju razređene legure sa ovim metalima, topljenjem ili termalnom difuzijom. Međutim, ubrzo su uvedene razne implantacione tehnike koje su omogućile ekstenziju i upotrebu isparljivih i nerastorljivih elemenata. Implantacija se može postići korišćenjem *masenog separatora* ili upotrebom *povratnog momenta jezgra* formiranog u nuklearnoj reakciji. Trenutna granica u razvoju metoda za nuklearnu spektroskopiju su reprezentovane *ON* ("*On Line*") sistemima sa masenim separatorima direktno kuplovanim tj. povezanim sa akceleratorima, sa reakcijom implantacije direktno unutar *NO* (eng. "*Nuclear Orientation*") *kriostata*. Ovakva postrojenja znatno smanjuju vreme pripreme uzorka, a ograničenje na period života izotopa je sada *relaksaciono vreme*, koje mora da protekne pre nego implantirano jezgro stupi u *termalnu ravnotežu* sa ostatom hladne matrice i orijentiše se. Stoga su izotopi perioda poluraspada od nekoliko sekundi postali dostupni za *LTNO* eksperimente.

Poslednjih godina porast u dostupnosti ne-kubičnih metalnih monokristala je doveo do velikog rasta u interesovanju izučavanja električnog gradijenta *EFG* na jezgrima u ovakvim sistemima, dok je nuklearno usmeravanje doprinelo u ovoj oblasti, noseći gradijente oba polja kao i *nuklearnog električnog kvadrupola*.

Sa druge strane, ispitivanje antiferomagnetnih materijala eksperimentima nuklearnih orijentacija se relativno sporo razvijalo. Raniji radovi *Daniels-a* u dielektričnim materijalima na prelazima metal-hlorida su pokazali da u slabim poljima *relaksaciona vremena* nuklearnog spina postaju veoma dugačka, tako da su najniže postignute nuklearne temperature bile reda  $\sim 100[mK]$ . Dramatična promena u eksperimentima nuklearnih orijentacija kod "*spin-flip*" prelaza je demonstrirana od strane *Turell-a*, a detaljnije izučavana od strane *Gorling-a*. Nedavno je pokazano da se *relaksaciona vremena* nuklearnih spinova drastično smanjuju u prelazima magnetnih faza čak i do faktora 6 redova veličine, dozvoljavajući time hlađenje do nižih temperatura ( $\sim 15[mK]$ ) sa većim stepenom orijentacije (*polarizacije*).

## ♦ Razvoj tehnike hlađenja ♦

Razvijeno je indirektno hlađenje metala i uzorka izoliranog kristala kontaktom sa demagnetizovanim paramagnetskim solima kako bi se stvorio sistem sposoban za dostizanje temperature ispod  $3[mK]$  i koji bi mogao da drži temperaturu stabilnom reda  $\sim 15[mK]$  i nekoliko sati. Uprkos ovim razvojima, paramagnetsko hlađenje je ostalo cikličan proces, sa varirajućim temperaturama i ograničenom snagom hlađenja. Situacija je znatno poboljšana po eksperimente nuklearnih orijentacija izumom  $^3He$ - $^4He$  "dilution refrigerator"-a krajem 1960ih godina, na kom je takođe baziran i eksperiment *NICOLE* (eng. "Nuclear Implantation into Cold On Line Equipment") koji će detaljnije biti opisan u drugom delu ovog rada. Tokom 1970ih godina rad  $^3He$ - $^4He$  "dilution refrigerator"-a je stabilno usavršavan tako da je već 1970. godine minimalna moguća temperatura bila reda  $\sim 20[mK]$ , koja je smanjena na ispod  $\sim 5[mK]$  do kraja dekade (koja je bila moguća čak i u relativno jednostavnim komercijalno dostupnim aparaturama). Snaga hlađenja je takođe usavršena i postala bolja od  $1[\mu W]$  na temperaturi od  $10[mK]$ . Stoga su eksperimenti nuklearnih orijentacija postali uspešni u kontrolisanim temperaturama koje su bile stabilne u određenim ograničenim vremenskim periodima. Staviše, načinjene su adaptacije  $^3He$ - $^4He$  "dilution refrigerator"-a koje su omogućile promenu uzorka bez narušavanja postignutog vakuma (putem "Cold Finger"-a), što je dalo pristup ubrzanim jonskim snopovima (kao što je snop prisutan u *ISOLDE* (eng. "Isotope Separation On Line Device") postrojenju u okviru CERN-a) koji su mogli direktno da pogađaju orijentisane uzorke održavane na temperaturama ispod  $20[mK]$ . Stoga je postala moguća *ON* ("On Line") priprema uzorka *jonskom implantacijom*, što je smanjilo prethodno ograničenje tehnike vremenom poluraspada uzorka sa nekoliko sati na nekoliko sekundi.

Postizanje još nižih temperatura od milikelvinske granice hlađenja obezbeđene  $^3He$ - $^4He$  "dilution refrigerator"-om je ponovo postala popularna i aktuelna ideja, ali sada sa novim materijalima koji ispoljavaju pojačan nuklearni magnetizam. Primeri takvih materijala su  $PrCu_6$  i  $PrNi_5$  u kojima jezgro  $^{141}Pr$  ispoljava pojačan magnetizam kao posledica *ne-Kramerovog J-multipla* ovog elementa retkih zemalja u ovim materijalima. Interakcije kristalnih električnih polja prigušuju bilo koje električne momente u odsustvu magnetnog polja. Međutim, primena magnetnog polja može mešati *J-stanja* stvarajući znatno jače magnetno polje na mestu jezgra, koje je direktno proporcionalno primenjenom polju, pri čemu faktor proporcionalnosti može biti i reda  $\sim 10$ . Posledično, veliki se deo nuklearne entropije može ukloniti primenom umerenih polja na temperaturama lako dostupnim  $^3He$ - $^4He$  "dilution refrigerator"-om, stvarajući time odlične početne uslove za demagnetizaciju spinskog sistema  $^{141}Pr$  na temperaturama ispod  $1[mK]$ . U odsustvu spoljašnjeg magnetnog polja, sopstvena nuklearna magnetna polja stvaraju rezidualne momente reda nekoliko desetih delova *Bohr-ovog magnetona* ( $\mu_B$ ). Nedavno je izgrađeno nekoliko sistema za eksperimente nuklearnih orijentacija sa poboljšanim fazama nuklearnog hlađenja. Legura  $PrNi_5$  je korišćena za postizanje temperature čak ispod  $0.5[mK]$ . Izgrađena je mala jedinica sposobna da sa ozračenim uzorkom bude ugrađena u postrojenje  $^3He$ - $^4He$  "dilution refrigerator"-a dajući uzorcima pristup temperaturama ispod  $2[mK]$ , održavajući ih na toj temperaturi i nekoliko sati.

Stoga su napravljeni veliki koraci koji su omogućili pristup i čak nižim temperaturama duže vreme i time omogućili upotrebu potpuno novih tehnika pripreme uzorka koje dodatno proširuju opseg dostupnih izotopa u eksperimentima nuklearnih orijentacija.

## ♦ Eksperimenti NMR-ON hiperfine interakcije ♦

Kombinacija *NMR-ON* (eng. "Nuclear Magnetic Resonance – On Line") znatno usavršava preciznost utvrđivanja *hiperfine interakcije* uz istovremeno održavanje sposobnosti rada sa veoma razređenim sistemima u cilju dobijanja signala iz specifičnog jezgra u sistemu. Stoga je dovoljno  $10^{12}$  jezgara sa periodom poluraspađa približno  $\sim 1$ [dan] da pruži *NMR-ON* signal i prinos *magnetnog hiperfinog cepanja* od nekoliko delova  $10^4$  procepa ili bolje.

Pored povećane preciznosti, kombinacija temperaturne zavisnosti eksperimenata nuklearnih orientacija i *NMR-ON rezonanci* može direktno dati doprinos nuklearnom spinu. Senzitivnost i korisnost metode je demonstrirana u eksperimentima na  $^{131}\text{I}$  implantiranom u Fe. Pored rezonance glavnog dela jezgra joda na potpuno supstancialnim (regularnim) mestima kristalne rešetke Fe, izmereno je i smanjanje magnetnog polja na pozicijama najbližih upražnjenih mesta, kao i električni gradijent *EFG* stvoren od strane upražnjene mesta, koji identificuje i diktira mesto simetrije. Oporavak, tj. *relaksacija* u ravnotežno stanje propraćeno rezonancama, kao i upotreba sofisticiranih pulsnih *NMR-ON* metoda, je učinilo moguće ispitivanje dinamike ansambla razređenih nuklearnih spinova u čvrstim materijalima.

## ♦ Dostignuća u nuklearnoj spektroskopiji i reakcijama ♦

Nuklearna spektroskopija je popularno polje fizike već nekoliko decenija, dok razvijanje teorijske pozadine nuklearnih modela u kombinaciji sa sofisticiranim spektroskopskim tehnikama sugerise na to da će aktivnost i interesovanje nuklearne spektroskopije nastaviti da raste. Jasno je da je razvoj poluprovodničkih detektora nuklearnoj spektroskopiji dao veliki podstrek, a već smo napomenuli širenje opsega izotopa dostupnih eksperimentima nuklearnih orientacija kako su kriogene tehnike napredovale, a samim tim i uvođenje novih materijala matrice za implantaciju uzoraka. Eksperimenti nuklearnih orientacija su u suštini tehnike brojanja *singlova* (nisu potrebne koïncidencije) koje daju informaciju o:

- *Spinovima stanja*;
- *Multipolnostima prelaza*;
- *Njihovog odnosa mešanja*;

što je veoma cenjeno u kompleksnim šemama raspada, i tamo gde su slabi prelazi od interesa.

*LTNO* tehnike su stoga intezivno korišćene u eksperimentima istraživanja anizotropije ugaone distribucije  $\gamma$  zračenja u cilju dobijanja informacije o pobuđenim stanjima i prelazima između njih. *LTNO* tehnika se razvila od posmatranja jednostavnih šema raspada sve do veoma komplikovanih slučajeva, kao što je to npr. slučaj sa jezgrom  $^{186}\text{Ir}$ , ili čak posmatranja  $\gamma$  spektra propraćenog zahvatom neutrona, kao što je to slučaj kod ispitivanja jezgra  $^{60}\text{Co}$ . U studijama nuklearne spektroskopije, linearna polarizacija je retko korišćena; trenutno joj se više pažnje pridodaje kao koristan dodatni "alat". Utvrđivanje *nuklearnih magnetnih dipolnih i električnih kvadrupolnih momenata* je veoma važno u ispitivanjima nuklearne strukture. *Magnetni dipolni momenti* nekoliko izotopskih grupa su sistematično ispitivani eksperimentima nuklearnih orientacija i *NMR-ON* tehnikama, a potom su poređeni sa predviđanjima određenih nuklearnih modela.

U poslednjem periodu, primena eksperimenata nuklearnih orijentacija u studijama fenomena nuklearnih reakcija je ispitivana upotrebom snopova različitih čestica. U mnogim slučajevima su primenjivani neutroni, često polarizovani, ali su takođe korišćeni *elektroni, a čestice i pioni*<sup>3</sup> kao projektili. Čisti primeri mono-izotopskih elementa su od glavnog interesa kao materijal mete. Međutim, ozbiljno ograničenje upotrebe snopova kod ovih eksperimenata je toplota koja je direktno vezana za snop nanelektrisanih čestica. Stoga, sistemi sa izuzetno jakim *hiperfinim interakcijama* su od izuzetne važnosti u realizaciji eksperimenata nuklearnih reakcija sa nisko-temperaturno orijentisanim jezgrima na relativno visokim temperaturama.

Ispitivani su razni aspekti neutronskih reakcija sa metom orijentisanih jezgara. Nekoliko instituta je ispitivalo i iznalo podatke o rezonancama neutronskih spinova i spinske zavisnosti neutronskog *efikasnog preseka*<sup>4</sup> korišćenjem polarizovanih jezgara i polarizovanih neutrona. Značajan primer je određivanje spinova velikog broja rezonanci jezgra <sup>235</sup>U. Emisija *fisionog fragmenta* nakon zahvata neutrona od strane orijentisanog jezgra je pružila informaciju o *fisionom procesu*. Interakcija brzih neutrona sa usmerenim jezgrima je korišćena u ispitivanju efekata nuklearnih deformacija u nuklearnim reakcijama. Radeno je takođe i na reakcijama sa nanelektrisanim česticama, posebno na polarizovanim jezgrima <sup>59</sup>Co i <sup>165</sup>Ho kao metama. Ispitivana ogromna dipolna rezonanca sa orijentisanim <sup>165</sup>Ho je pokazala lepu relaciju dva principijelna moda diplone rezonance i elipsoidnog oblika ovog jezgra (*prolata*).<sup>[1]</sup>

---

<sup>3</sup>Pion –  $\pi$  mezon, spada u grupu *hadrona* (čestice koje učestvuju u jakoj interakciji), i izgrađen je od jednog *kvarka* i jednog *anti-kvarka*; Može biti pozitivan, negativan i neutralan mezon.

<sup>4</sup>Efikasan presek – U nuklearnoj fizici, odnosno fizici čestica, pojam preseka se koristi u izražavanju verovatnoće odigravanja nekog procesa ili reakcije; Izražava se u jedinicama površine  $1[\text{barn}] = 10^{-28}[\text{m}^2]$ .

## 1. Nuklearni momenti

Struktura jezgra predstavlja odraz, odnosno način na koji *protoni* i *neutroni* (zajedničko *nukleoni*) interaguju u cilju formiranja vezanog stanja tj. samog jezgra. Merenje jednih ovakvih nuklearnih osobina je od izuzetne važnosti u cilju razumevanja samih interakcija koje vezuju protone i neutrone u vezana stanja u vidu jezgra posmatranog izotopa<sup>5</sup> masenog broja  $A$ <sup>6</sup>. Pored nekoliko stotina stabilnih i dugo-živećih jezgara danas ustanovljenih i pristunih svuda oko nas, smatra se da postoji još hiljade drugih nestabilnih od kojih je do dana današnjeg čak 2000 proizvedeno u nama danas dostupnim laboratorijskim uslovima. Za određeni deo ovih „veštački“ sintetisanih jezgara danas su tačno utvrđene neke od osnovnih osobina kao što su:

- *Period života;*
- *Masa;*
- *Tip raspada i energetska šema pobuđenih stanja;*
- *Spin;*

ali i ostali nuklearni momenti koji su temeljno izučavani.

Sve ove prethodno navedene osnovne osobine nam pružaju mogućnost da direktno ili indirektno izvučemo informaciju o samoj strukturi posmatranog jezgra, ali i o *jakoj interakciji*<sup>7</sup> koja drži jedan ovakav više-čestični sistem na okupu. Nama je omogućeno da uporednom eksperimentalno dobijenih podataka vezanih sa različita egzotična jezgra<sup>8</sup> sa propracunima različitih *nuklearnih modela* analiziramo predviđanja koja ovi modeli pružaju idući sve do ekstrema, ili da čak na ovaj način dobijemo mali nagoveštaj na koji bi se način ovi modeli i njihovi parametri mogli dalje upotpuniti i usavršiti kako bi se bolje slagali sa samim eksperimentom. Neke od ovih osobina su trenutačno osetljive i tokom samog sparivanja nukleona u jedinstven više-čestični sistem, dok ostale osobine pružaju daleko više informacija o samoj proton-neutron interakciji ili o nuklearnim deformacijama i ostalim fenomenima danas opservabilnim u jedinstvenom kvanto-mehaničkom svetu subatomskih razmara.

<sup>5</sup>Izotop(*i*) – Atomi istog hemijskog elementa (isti redni broj  $Z$ , tj. broj protona) koji se međusobno razlikuju po masenim brojevima  $A$  (u suštini varira broj neutrona  $N$  od izotopa do izotopa).

<sup>6</sup>Maseni broj  $A$  – Ukupan broj nukleaona unutar jezgra;  $A = Z(\text{protona}) + N(\text{neutrona})$ .

<sup>7</sup>Jaka interakcija – Jedna od 4 danas poznatih fundamentalnih interakcija čiji je reziduum (*nuklearna sila*) odgovoran za vezivanje nukleona unutar jezgra u jedinstven više-čestični sistem; Sama interakcija, čiji su prenosioci *gluoni*, se odvija između svih hardona, i odgovorna je za držanje nukleona na okupu kao jedne celine (nukleoni (proton i neutron) predstavljaju *barione* koji su sačinjeni od po tri *kvarka*).

<sup>8</sup>Egzotična jezgra – Veoma nestabilna jezgra koja se nalaze daleko od oblasti  $\beta$ -stabilnosti.

U razumevanju jedno-čestičnih struktura ili kolektivne prirode nuklearnih stanja, jasnu spoznaju njihovog ponašanja možemo shvatiti samo kroz izučavanje ključnog sastojka jedne ovakve celine – *nuklearnih statičkih momenata*. Pod pojmom nuklearnih momenata prevashodno se podrazumevaju njegovi *električni* i *magnetni momenti* (zajednički *elektromagnetni*) određenog reda, od kojih svaki diktira određenu presudnu osobinu koje posmatrano jezgro ispoljava. Tako imamo *magnetni dipolni moment* (drugi član u razvoju *vektorskog potencijala*<sup>9</sup>), inače osetljiv na jedno-čestičnu prirodu valentnog nukleona<sup>10</sup>, koji daje značajan doprinos u ukupnom *vektorskom potencijalu* i magnetnom polju okruženja samog jezgra, dok sa druge strane na primer *električni kvadrupolni moment* (treći član u razvoju *električnog (skalarnog) potencijala*<sup>11</sup>), koji je osetljiv na samu distribuciju nanelektrisanja unutar jezgra, jasno daje informaciju o deformaciji samog jezgra, tj. o stepenu odstupanja njegovog oblika od potpuno sferno-simetričnog. Već više od 40 godina se radi na istraživanju nuklearnih momenata radioaktivnih jezgara, sa vrhuncem tokom 70tih i 80tih godina prošlog veka, kako u njihovim osnovnim, tako i u nekim od *izomernih stanja*.

Od 1990tih godina, obnovljeno je interesovanje u merenju nuklearnih momenata, a razlog iza toga leži u činjenici da je u tom periodu postala moguća proizvodnja i odabir veoma egzotičnih jezgara u dovoljnim količinama ( $> 10^2 - 10^3 [s^{-1}]$ ). Očaravajuće nove karakteristike su uočene kod jezgara koja se nalaze daleko od *linije stabilnosti*<sup>12</sup>, jedna od najistaknutijih postojanje tzv. *”halo” struktura*<sup>13</sup> kod jezgara sa veoma asimetričnim odnosom broja protona i neutrona. Takođe je, kako sa eksperimentalnog tako i sa teorijskog aspekta, postojanje i gubljenje *magičnih brojeva*<sup>14</sup> predstavljalo temu i fokus nekolicine nedavnih istraživanja.<sup>[2]</sup>

---

<sup>9</sup>(vektorski, magnetni potencijal)  $\vec{A}$  – Neophodne su tri komponente za opis; Bezdimenzionala je veličina;  

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \left( \int \vec{j}(\vec{r}') dV + \frac{1}{r^2} \int \vec{j}(\vec{r}') \vec{r} \cdot \vec{r}' dV + \dots \right).$$

<sup>10</sup>Valentni nukleon – Nukleon van poslednje zatvorene ljske (temeljeno na *modelu ljsaka*).

<sup>11</sup>(skalarni, električni potencijal)  $V(\vec{r})$  –  

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} \left( \int \rho(\vec{r}') dV + \frac{1}{r} \int \rho(\vec{r}') r' \cos\theta dV + \frac{1}{r^2} \int \rho(\vec{r}') r'^2 \frac{1}{2} (3\cos^2\theta - 1) dV + \dots \right).$$

<sup>12</sup>Linija stabilnosti – Oblast stabilnih dugoživećih jezgara.

<sup>13</sup>”Halo” struktura – Jezgra koja van svog kora (eng. “core”) imaju tzv. *”halo”* orbitirajući proton ili neutron, što u velikoj meri povećava radijus jezgra u odnosu na onaj koji predviđa *model kapi*; ova jezgra formiraju ekstremne ivice u tabeli jezgara i imaju kratke periode života, ne prevazilazeći nekoliko milisekundi; Ovakva jezgra se ispituju neposredno nakon njihovog stvaranja u jonskom snopu.

<sup>14</sup>Magični broj – Eksperimentalno reprodukovani brojevi uzimanjem u obzir *model ljsaka*; Predstavljaju određeni broj nukleona kojima se data ljska zatvara i daje jezgru stabilniju strukturu u odnosu na ostala jezgra; Posebno su stabilna dvostruko magična jezgra, tj. ona koja imaju magičan broj i protona i neutrona.

## 1.1 Monopolni, dipolni i kvadrupolni momenti

Najveći deo onoga što mi danas znamo o nuklearnoj strukturi proizilazi iz proučavanja *elektromagnetne interakcije*, a ne *jake interakcije* nukleona sa okruženjem, koja je za dva reda veličine većeg inteziteta. Naime, kako *jaka interakcija* uspostavlja distribuciju i kretanje nukleona unutar jezgra, mi upotrebom raznih elektromagnetskih polja, koja imaju daleko slabiji efekat na kretanje nukleona nego što ima jaka sila nuklearnog okruženja, ispitujemo upravo distribuciju nukleona putem *jake interakcije* na račun upotrebe ovih elektromagnetskih polja, i na taj način merenjem ne dovodimo do ozbiljnijeg narušavanja posmatranog i ispitivanog jezgra. Upravo veličine koje mi danas oslovjavamo kao elektromagnetni momenti jezgra rezultiraju distribucijom *naelektrisanja* (koje jasno potiče od protona) i *struja* unutar samog jezgra.

Nama momenti od interesa koji su neophodni za dalje razumevanje nuklearnih fenomena sa kvantno-mehaničkog aspekta jezgra kao više-čestičnog sistema jesu *električni monopolni* i *kvadrupolni moment*, kao i *magnetni dipolni moment*.

Naime, *električni monopolni moment* predstavlja prvi član razvoja ukupnog *skalarnog* (električnog) *potencijala* (1.1) posmatranog u određenoj tački i rezultira iz ukupnog *naelektrisanja* jezgra<sup>15</sup>. Za razliku od prvog člana, drugi član u ovom razvoju tj. *električni dipolni moment*, kao i svaki drugi moment sa neparnom parnošću<sup>16</sup> mora isčeznuti!

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \left( \int \rho(\vec{r}') dV + \frac{1}{r} \int \rho(\vec{r}') r' \cos\theta dV + \frac{1}{r^2} \int \rho(\vec{r}') r'^2 \frac{1}{2} (3\cos^2\theta - 1) dV + \dots \right) \quad (1.1)$$

Sa druge strane, treći član u razvoju, tj. *električni kvadrupolni moment*, se pojavljuje samo u slučaju kada ova distribucija *naelektrisanja*, odnosno protona, unutar jezgra odstupa od sferne simetrije, i upravo vrednost ovog momenta ukazuje na stepen deformacije ispitivanog jezgra, odnosno odstupanje njegovog oblika od sferno-simetričnog.

Naravno, proizvoljna distribucija *naelektrisanja* i *struja* dovodi do stvaranja električnih i magnetskih polja koja se na karakterističan način menjaju u funkciji rastojanja. Uobičajeno je pridružiti distribuciji *naelektrisanja* i *struje* određene *elektromagnetne multipolne momente* koje karakteriše odgovarajuća prostorna zavisnost, i to:

- $\frac{1}{r^2}$  zavisnost jačine električnog polja sa rastojanjem, čiji je izvor određeni čist iznos *naelektrisanja* kojem pridružujemo *električni monopolni momenat*;
- $\frac{1}{r^3}$  promena električnog polja sa pridruženim *električnim dipolnim momentom*;
- $\frac{1}{r^4}$  promena električnog polja *kvadrupolnog momenta*, itd.

<sup>15</sup>Ukupno *naelektrisanje jezgra* –  $+ eZ$ ;  $Z$  – (redni broj) broj protona u jezgru,  $e$  – elementarno *naelektrisanje*, *naelektrisanje* ekvivalentno jednom protonu (elektronu) i iznosi  $e = 1.602176487(40) \times 10^{-19} [C]$ .

<sup>16</sup>Parnost – Transformacija u kojoj se vrši ogledalska refleksija prostornih koordinata ( $x, y, z$ ) u odnosu na tri uzajamno normalne ravni, tj.  $x \rightarrow -x, y \rightarrow -y, z \rightarrow -z$ ; Transformacija važi za *prave*, ali ne i *aksijalne* tj. *pseudo* vektore koji usled primjene operacije parnosti ne prelaze u sebi odgovarajući inverzni vektor, već zadržavaju originalne osobine (takav je npr. vektor spina, magnetne indukcije, orbitalnog momenta, itd.).

Na sličan način se ponašaju i *magnetni multipolni momenti*, sa izuzetkom prvog člana razvoja vektorskog (magnetenog) potencijala  $\vec{A}$  (1.2), budući da sa današnjeg aspekta razumevanja i poznavanja magnetnih pojava i svojstava materije *magnetni monopol* ne postoji, tako da polje za koje bi se očekivalo da potiče od *magnetenog monopola* (okarakterisano prostornom zavisnošću datom preko  $1/r^2$ ) ne postoji.

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \left( \int \vec{j}(\vec{r}') dV + \frac{1}{r^2} \int \vec{j}(\vec{r}') \vec{r}' \cdot \vec{r}' dV + \dots \right) \quad (1.2)$$

Elektromagnetna teorija nam uopšteno pruža mogućnost da izračunamo različite *električne* i *magnentne multipolne momente*, pri čemu isti pristup možemo primeniti i na jezgro, ali uz jednu bitnu razliku:

*Jezgro posmatramo kao kvantni objekat, a "jezikom" kvantne mehanike različite multipolne momente tretiramo u operatorskoj(matričnoj)<sup>17</sup> formi putem čega možemo doći do njihovih očekivanih vrednosti za različita nuklearna stanja!*

Naravno, ovako dobijene teorijske vrednosti možemo potom direktno poređiti sa eksperimentalno dobijenim vrednostima, i na taj način proveriti tačnost i konzistentnost u teorijskom predviđanju pojedinih modela i fenomena.

Ograničenje na postojanje određenih multipolnih momenata potiče iz simetrije jezgra i direktno je povezano sa već pomenutom operacijom parnosti. Naime, svaki elektromagnetni multipolni moment poseduje parnost određenu ponašanjem multipolnog operatora kada se pusti  $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$ . Parnost električnih momenata data je sa  $(-1)^L$ , dok je za magnentne momente parnost data putem  $(-1)^{L+1}$ , pri čemu  $L$  predstavlja *red momenta* ( $L = 0$  za *monopol*,  $L = 1$  za *dipol*,  $L = 2$  za *kvadrupol*,  $L = 3$  za *oktopol* itd.).

U slučaju računanja očekivane vrednosti posmatranog multipolnog momenta, moramo odrediti integral oblika:

$$\int \psi^* \eta \psi \, dV \quad (1.3)$$

gde  $\eta$  predstavlja odgovarajući *elektromagnetni operator*, dok je  $dV$  je element zapremine.

Pri tome, parnost talasne funkcije  $\psi$  ovde nije od velikog značaja iz prostog razloga jer se javlja dva puta pod integralom, jednom u regularnog obliku, a drugi put u kompleksno konjugovanom, tako da bez obzira na parnost talasne funkcije, bila ona *parna* ( $\psi \rightarrow +\psi$ ) ili *neparna* ( $\psi \rightarrow -\psi$ ), krajnji ishod ostaje nepromenjen. Međutim, ukoliko operator  $\eta$  ima *neparnu parnost*, tada je *integrand*<sup>18</sup> neparna funkcija koordinata i mora isčeznuti identički u simetričnim granicama integrala. Zbog toga svi staticki multipolni momenti neparne parnosti moraju nestati: *električni dipol*, *magnetni kvadrupol*, *električni oktopol*, itd.<sup>[3]</sup>

<sup>17</sup>*Operator* – U kvantno-mehaničkom svetu, observable, odnosno fizičke veličine se prikazuju operatorima koji predstavljaju skup funkcija koje za cilj imaju da prevedu sistem (objekat) iz jednog kvantnog stanja u drugo stanje; Dok se stanja tj. talasne funkcije "jezikom" kvantne mehanike prikazuju matricama kolona ili redova (u zavisnosti da li se radi o realnom ili dualnom prostoru), operatori se prikazuju matricama određenih dimenzija  $\{m \times n\}$ .

<sup>18</sup>*Integrand* – Pod-integralna funkcija, tj. izraz koji se integrali u posmatranim granicama.

## 1.2 Srednji kvadrat naelektrisanja jezgra

---

U atomskoj fizici, koja se prvenstveno bavi opisom elektronskog omotača, jezgro se uglavnom uzima i posmatra kao pozitivno tačkasto naelektrisanje naelektrisanja  $+eZ$  koje predstavlja "centar gravitacije" za jedan ovakav sistem elektrona. Masa jezgra, kao i njena veličina, veoma malo utiču na energetske nivoe atoma, a to se upravo ogleda u *izotopskim pomerajima*<sup>19</sup> (eng. "isotope shift") koji su za posmatranje dostupni samo visoko-rezolucionim tehnikama atomske spektroskopije. Konačna masa atomske jezgare daje porast maloj energiji uzmaka jezgra koja se zapaža kao "maseni pomeraj" između frekventnih prelaza atoma različitih izotopa. Ovaj fenomen se ne koristi kako bi se utvrdilo poreklo različitih nuklearnih osobina i karakteristika, kao ni nuklearne strukture jer se masa jezgra može direktno izmeriti sa velikim stepenom preciznosti.

Pored ovoga, razlog koji prouzrokuje *izotopski pomeraj* jeste taj jer se jezgro ne može posmatrati kao jednostavno tačkasto naelektrisanje, sa obzirom da je konačnih dimenzija, već se mora posmatrati kao proširena distribucija naelektrisanja koja se menja od jednog izotopa do drugog. Tradicionalno se ova pojava oslovjava sa *pomerajem nuklearne zapremine* (eng. "nuclear volume shift") ili *pomerajem polja* (eng. "field shift"). Grubo govoreći, proširenje naelektrisanja jezgra se može izraziti preko *radijusa naelektrisanja*  $R_p$ . Kako je ovo rastojanje nenulto, vezivna energija stvarnog tj. realnog atoma je manja od one koji poseduje hipotetički posmatran atom sa jezgrom kao tačkastim naelektrisanjem. Ovaj efekat naravno ne može biti direktno meren, jer ne postoji jezgro u vidu tačkastog naelektrisanja, ali je opservabilno u pomerajima pri frekventnim prelazima različitih izotopa za koje je  $R_p$  različito. Naravno, važi i obrnuto, tj. da se merenjem *izotopskih pomeraja* mogu dobiti informacije o razlici u radijusima ovih jezgara. Kako je *nuklearni radius* veličina veoma osetljiva na određene nuklearne strukture, kao što su to npr. *efekti ljusaka i deformacije*, kao takav postao je od izuzetne važnosti u istraživanjima ponašanja nuklearnih struktura.

Ukoliko jezgro tretiramo kao *kap tečnosti*<sup>20</sup>, gde su protoni ravnomerno tj. homogeno rasprostanjeni u celoj oblasti sfere jezgra, možemo prepostaviti da je *radius distribucije protona* tj. naelektrisanje  $R_p$  unutar jezgra, jednak radijusu koji odgovara distribuciji mase istog, tj. da je:

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (1.4)$$

gde je  $R_0$  empirijski dobijena vrednost i iznosi  $1.2 [fm]$ <sup>21</sup>, dok je  $A$  maseni broj tj. broj nukleona u jezgru (*Z protona + N neutrona*).

---

<sup>19</sup>*Izotopski pomeraj* (eng. "Isotope Shift") – Predstavlja malu promenu *hemijskog pomeraja* posmatranog između izotopa određenog molekula; Veoma su korisni prilikom ispitavanja određenih struktura i vezivanja istih, kao i u postavljanju spektralnog rasporeda; Više će reći o ovome biti kasnije u radu (poglavlje 3.2.4, str. 88).

<sup>20</sup>Ovakvo tretiranje jezgra proizilazi iz *modela kapi*, po kojem se jezgro posmatra kao naelektrisana kap nestišljive tečnosti, potpuno sferno-simetričnog oblika; Nukleoni u ovom modelu usled jakih veza gube svoju individualnost, pa se shodno tome najveći broj svojstava jezgra objašnjava njihovim kolektivnim kretanjem.

<sup>21</sup>*Femtometar* ( $[fm]$ ) – Jedinica za dužinu u fizici elementarnih čestica i nuklearnoj fizici;  $1[fm] = 10^{-15}[m]$ .

Do neke mere prerađen model bi napravio razliku između protona i neutrona, jer se radijusi protona  $R_p$  i radijusi neutrona  $R_n$  razvijaju na drugačiji način u funkciji svog broja. Ovo odstupanje se uračunava u *modelu kapi* koji se često koristi u interpretaciji podataka *izotopskih pomeraja* na nuklearne radijuse. Doduše, *model kapi* se može posmatrati samo kao linija vodilja, jer sasvim jasno zanimljiva fizika leži iza lokalnih odstupanja globalne formule prikazane izrazom (1.4).

Nuklearna veličina koja u dobroj meri reprezertuje *izotopski pomeraj* jeste *drugi radikalni momenat distribucije naelektrisanja jezgra*, tj. :

$$\langle r^2 \rangle = \frac{\int_0^R \rho(r) r^2 dr}{\int_0^R \rho(r) dr} \quad (1.5)$$

gde vidimo da imenoc jasno predstavlja samo čisto naelektrisanje jezgra ( $+eZ$ ). Ova veličina, nazvana *srednji kvadrat nuklearnog radijusa naelektrisanja* se može posmatrati kao *monopolni moment jezgra*. *Izotopski pomeraj* sadrži informaciju o promeni ove veličine u funkciji broja neutrona  $N$ . Za jezgra posmatrana kao kap nestišljive tečnosti (po *modelu kapi*) radijusa  $R$ , imamo da je:

$$\langle r^2 \rangle_{LD} = \frac{3}{5} R^2 = \frac{3}{5} R_0^2 A^{2/3} \quad (1.6)$$

što dalje dovodi do diferencijalnih efekata za male promene  $A$ :

$$\delta \langle r^2 \rangle_{LD} = \frac{2}{5} R_0^2 A^{-1/3} \delta A \quad (1.7)$$

Uglavnom su odstupanja u radijusima jezgara od onih koji su dobijeni ukoliko se jezgro posmatra kao kap tečnosti, otkrili interesantne karakteristike i svojstva nuklearnih struktura kao što su npr. razvoj neutronske (ili protonskih) ljsaka, zatvaranje istih, sparivanja i deformacije, itd. Kao zajednički fenomen se efekat deformacije već može inkorporirati u opis *modela kapi*.

Međutim, jezgra ne moraju biti nužno sfernog oblika. *Struktura ljsaka*<sup>22</sup> prouzrokuje deformisane ravnotežne oblike uglavnom u oblastima između magičnih brojeva protona i neutrona, tj. između oblasti zatvaranja pojedinih ljsaka. Konvencionalno se ova deformacija jezgra opisuje *kvadropulnim deformacionim parametrom*  $\beta$  definisanim preko ugaone zavisnosti dužine radijusa vektora do površine jezgra izraženim preko sfernih harmonika. U važnom slučaju rotacione simetrije ovo možemo izraziti upotreboom proširenog oblika jezgra na sferni harmonik oblika  $Y_{kq}$ , od kojih  $Y_{20}$  reprezentuje izraz za *kvadrupolnu deformaciju*:

$$R(\theta) = R_1 [1 + \beta Y_{20}(\theta)] \quad (1.8)$$

gde je  $R_1$  odabранo na taj način da je zapremina jezgra konstanta, tj. nezavisna od *deformacionog paramtera*  $\beta$ .

---

<sup>22</sup>Model ljsaka – Stvoren po analogiji sa elektronskim omotačem, ovaj model pokušava da opiše jezgro kao skup nukleona koji se kreću po orbitama tačno određenih energija; Za razliku od *modela kapi*, *model ljsaka* je zasnovan na pretpostavci o nukleonima kao nezavisnim česticama unutar jezgra, gde se oni slobodno kreću u polju nuklearnih sila, koje je po ovom modelu centralnog tipa.

Uz ove prethodno navedene definicije, *srednji kvadrat radijusa deformisanog jezgra* tada biva:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2 + \frac{3}{4\pi} R^2 \beta^2 \quad (1.9)$$

Uopštenije, bez ograničenja na oštru površinu jezgra, desna strana prethodnog izraza (1.9) preko *srednjeg kvadrata radijusa sfernog jezgra* koje ime istu zapreminu, biva:

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{sforno} + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_{sforno} \beta^2 \quad (1.10)$$

što nakon diferenciranja poprima oblik:

$$\delta \langle r^2 \rangle = \delta \langle r^2 \rangle_{sforno} + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_{sforno} \delta \beta^2 \quad (1.11)$$

Ovaj izraz pokazuje kako *promena deformacije* jezgra utiče na *promenu srednjeg kvadrata radijusa* jezgra. Ponovo treba obratiti pažnju na to da se sve prethodno pomenute veličine odnose na distribuciju nanelektrisanja (protona) unutar(!) jezgra, i to da *deformacioni parametar*  $\beta$  reprezentuje deformaciju nanelektrisanja koja je u direktnoj vezi sa distribucijom tog nanelektrisanja. Ovo je od izuzetne važnosti imati na umu prilikom upoređivanja eksperimentalno dobijenih podataka sa onim vrednostima koje odgovarajući nuklearni modeli predviđaju.<sup>[4]</sup>

## 1.3 Magnetni dipolni moment

Po klasičnoj analogiji, kružna kontura kroz koju protiče struja jačine  $i$ , koja zatvara površinu  $S$  poseduje *magnetni dipolni moment* čiji se intezitet može izraziti na sledeći način:

$$|\vec{\mu}| = iS \quad (1.12)$$

Ukoliko je posledica prisustva struje kretanje nanelektrisanja  $e$ , brzinom  $v$  po kružnici radijusa  $r$  (sa periodom  $2\pi r/v$ ), tada važi:

$$|\vec{\mu}| = \frac{e}{(2\pi r/v)} \pi^2 r = \frac{evr}{2} = \frac{e}{2m} |\vec{l}| \quad (1.13)$$

gde je  $|\vec{l}|$  klasični angуларни moment  $mvr$ .

Za razliku od klasične mehanike, u kvantnoj mehanici mi definišemo opservabilni magnetni moment koji odgovara pravcu sa najvećom komponentom od  $\vec{l}$ <sup>23</sup> koja iznosi  $m_l \hbar$ , pri  $m_l = +l$ .

<sup>23</sup>Veličina  $l$  ( $|\vec{l}| = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ ) se naziva *orbitalnim kvantnim brojem* i može imati samo celobrojne vrednosti  $0, 1, 2, 3, 4$ , itd.; Pomoću ovog broja se vrši kvantovanje *momenta impulsa* kvantnih objekata; Veličina  $m_l$  se naziva *magnetnim (orbitalnim) kvantnim brojem*, i ona vrši kvantovanje projekcije vektora *orbitalnog (angularnog) momenta* na posmatrani pravac; Uzima sve vrednosti od  $-l$  pa do  $+l$ ; U odnosu na taj posmatrani pravac (osu) postoji diskretan broj od  $2l + 1$  orientacija od kojih se ni jedna ne poklapa sa odabranim pravcem već zaklapa određeni ugao  $\theta$  sa njim.

Prema tome, prethodnu jednačinu (1.13) možemo prevesti direktno u kvantno-mehaničku formu kao:

$$\mu = \frac{e\hbar}{2m} l \quad (1.14)$$

gde se veličina  $\frac{e\hbar}{2m}$  naziva *magnetonom*<sup>24</sup>.

Kada posmatramo *nuklearni magnetni dipolni moment* koji se javlja kao posledica orbitanog kretanja nukleona, izraz (1.14) možemo zapisati u nešto konciznijoj formi kao:

$$\mu = g_l l \mu_N \quad (1.15)$$

gde  $g_l$  predstavlja tzv. *g-faktor* direktno povezan sa *orbitalnim angularnim momentom*  $\vec{l}$ . Za protone je  $g_l$  jednak jedinici, dok je on kod neutrona jednak nuli, imajući na umu da su neutroni elektro-neutralne čestice<sup>25</sup>, što implicira da orbitalno kretanje neutrona unutar jezgra ne doprinosi njegovom *magnetnom dipolnom momentu*.

Za razliku od *orbitalnog magnetnog dipolnog momenta*, koji smo do sada razmatrali i koji proizilazi iz činjenice orbitalnog kretanja (naelektrisanih) nukleona (protona), protoni i neutroni takođe poseduju i *sopstveni* tj. *unutrašnji (spinski) magnetni moment*, koji nema analogiju u klasičnoj fizici, ali koji se može izraziti u istoj formi kao i (1.15), tj. kao:

$$\mu = g_s s \mu_N \quad (1.16)$$

pri čemu je  $s = 1/2$  za protone i neutrone, dok je  $g_s$  veličina poznata još kao i *spinski g-faktor* i izračunava se rešavanjem relativističke kvantno-mehaničke jednačine<sup>26</sup>. U slučaju tačkaste čestice sa spinom<sup>27</sup>  $1/2$  kao što je npr. elektron, *Dirakova* jednačina daje za  $g_s = 2$ , a eksperimentalne vrednosti su gotovo konzistente sa ovom teorijski predviđenom vrednošću:  $g_s(\text{mereno}) = 2.0023$ . Jasno je da je razlika između eksperimenta i teorije ovde veoma mala i može se vrlo precizno izračunati korišćenjem viših redova razvoja tj. korekcija u kvantnoj elektrodinamici, tj. *QED* (eng. "Quantum Electrodynamics"').

<sup>24</sup>Magneton – U okviru atomske fizike, ubacivanjem mase elektrona u izraz  $\frac{e\hbar}{2m}$  dobija se *Bohr-ov magneton*, koji iznosi  $\mu_B = 5.7884 \times 10^{-5} [\text{eV}/T]$ ; Stavljujući masu protona u prethodno pomenut izraz dobija se *nuklearni magneton* koji iznosi  $\mu_N = 3.1525 \times 10^{-8} [\text{eV}/T]$ ; Imajući u vidu razlike u masama protona i elektrona, jasno važi  $\mu_N \ll \mu_B$ , tako da na račun toga atomski magnetizam dolazi daleko više do izražaja od nuklearnog magnetizma u različitim okolnostima.

<sup>25</sup>Neutron kao i proton (zajednički nukleoni) su složene čestice koje su izgrađene od po tri *kvarka* (koji je sa današnjeg aspekta poznavanja materije elementarna čestica); Obzirom da *kvarkovi* nose frakciju elementarnog nanelektrisanja, jasno je da je sumarno nanelektrisanja neutrona (dva *d(down)-kvarka* koji nose nanelektrisanje od  $-1/3e$  i jedan *u(up)-kvark* koji nosi nanelektrisanje od  $+2/3e$ ) jednak nuli, dok je sumarno nanelektrisanje protona (dva *u-kvarka* i jedan *d-kvark*) jednak jednom elementarnom nanelektrisanju  $e$ .

<sup>26</sup>Svi se *fermioni* (čestice sa polucelom vrednošću spina) u kvantno-mehaničkom svetu podvrgavaju *Dirac-ovoj talasnoj jednačini*, dok se *bozoni* (čestice sa celobrojnom vrednošću spina) podvrgavaju *Klein-Gordon-ovoj talasnoj jednačini*.

<sup>27</sup>Spin – Predstavlja fundamentalnu osobinu čestice, tj. njeno neotuđivo svojstvo kao što je to npr. neno nanelektrisanje; Spinski kvantni broj  $s$  kvantuje *spinski moment impulsa* posmatrane čestice, i kao i u slučaju *orbitalnog momenta impulsa* ovaj vektor ne može zauzeti bilo koju orijentaciju u prostoru, već može zauzeti diskretan broj od  $2s + 1$  orijentacija u odnosu na neki odabrani pravac.

Sa druge strane za slobodne nukleone su eksperimentalne vrednosti daleko od očekivanih vrednosti za tačkaste čestice obzirom da merenjem dobijamo:

$$\boxed{\text{za proton: } g_s = 5.5856912 \pm 0.0000022}$$

$$\boxed{\text{za neutron: } g_s = -3.8260837 \pm 0.0000018}$$

Iz ovoga se vidi jasno odstupanje od predviđene i eksperimentalno dobijene vrednosti za proton, ali ono što je još više iznenađujuće jesto to da neutron kao elektro-neutralna čestica ima nenulti(!) magnetni moment. Ovo je ujedno bio i prvi dokaz da neutroni i protoni nisu elementarne čestice<sup>28</sup> (kao što je to elektron), a sami *spinski magnetni momenti* neutrona i protona upravo potiču od struja stvorenih putem kretanja njihovih (naelektrisanih) konstituenata (*kvarkova*). Ono što se može na prvi pogled uočiti kod ovih odstupanja jeste to da su približno ista, kako za proton (eksperimentalna vrednost reda 5.6, teorijski predviđena 2) tako i za neutron (eksperimentalna vrednost reda -3.8, teorijski predviđena 0). Naime, kao što smo već napomenuli sa današnjeg aspekta poznavanja čestica, nukleone posmatramo kao sklop *tri kvarka*, pri čemu sabiranjem pojedinačnih magnetnih momenata *kvarkova* kao konstituenata nukleona direktno dobijamo *nukleonske magnetne momente*. Mereni magnetni dipolni moment nukleona iznosi:

$$\boxed{\text{za proton: } \mu = 2.792456 [\mu_N]}$$

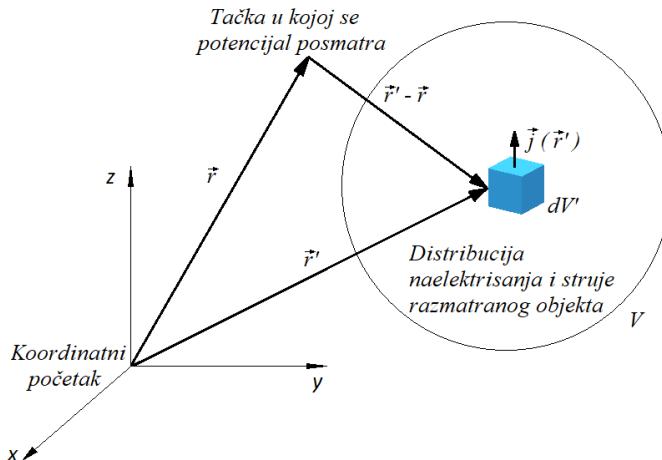
$$\boxed{\text{za neutron: } \mu = -1.9130418 [\mu_N]}$$

Negativna vrednost kod neutrona potiče iz činjenice da su njegovi vektori spina i magnetnog momenta antiparalelno orijentisani.

Ukoliko sada jezgro posmatramo kao više-čestično vezan sistem nukleona, jasno je da svi nukleoni koji se međusobno sparaju ne daju svoj doprinos ukupnom magnetnom momentu jezgra kao celine. U protivnom bismo se kod težih jezgara susretali sa magnetnim momentima od nekoliko desetina magnetona ( $[\mu_N]$ ), što u praksi naravno nije slučaj. Do sada nije posmatrano jezgro sa magnetnim dipolnim momentom većim od  $6[\mu_N]$ . Treba samo još napomenuti da jezgra sa spinom  $I = 0$  nemaju *magnetne dipolne momente*, tj  $\mu = 0$ , što se tumači kao generalni kvantno-mehanički rezultat.

Ukoliko se osvrnemo ukratko na klasičan elektromagnetizam kojim je *magnetni dipolni moment* i opisan, uz kvantno-mehaničku sliku magnetnog dipolnog momenta koji sledi nakon klasičnog opisa, pri razmatranju strujne distribucije date veličinom *gustine struje*  $\vec{j}(\vec{r})$ , unutar objekta koji zauzima neku konačnu zapreminu u prostoru (*slika 1*), gde vektor  $\vec{r}$  jasno određuje poziciju neke tačke objekta u odnosu na koordinatni početak, dobijamo da vektorska funkcija  $\vec{j}(\vec{r})$  daje veličinu i smer električne struje po jedinici zapremine  $dV$  u tački određenoj vektorom položaja  $\vec{r}$ .

<sup>28</sup>Isprva se smatralo za proton i neutron da su zajedno sa fotonom i elektronom elementarne čestice, međutim razvojem tehnologije i ubrzavanjem elektrona do energija reda  $20[GeV]$  i više, uočena je njihova interna struktura, čime su oni bili eliminisani iz "grupe" elementarnih čestica.



Slika 1: Distribucija struje unutar objekta konačne zapremine.<sup>[6]</sup>

Ranije već pomenuti vektorski potencijal  $\vec{A}(\vec{r})$  (izraz (1.2)) u posmatranoj tački određenoj vektorom položaja  $\vec{r}$  određujemo integracijom po svim prisutnim strujama posmatranog objekta na sledeći način:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}') dV'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (1.17)$$

dok magnetno polje možemo odrediti iz relacije:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \nabla \times \vec{A}(\vec{r}) \quad ^{29}(1.18)$$

Vektorski potencijal se dalje može napisati razvojem imenioca u podintegralnoj funkciji u obliku (1.2), odnosno:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{\mu} \times \vec{r}}{r^3} + \dots, \text{ gde je } \vec{\mu} = \frac{1}{2} \int \vec{r}' \times \vec{j}(\vec{r}') dV' \quad (1.19)$$

gde  $\vec{\mu}$  predstavlja magnetni dipolni moment odgovarajuće distribucije struje.

**NAPOMENA:** Naime, obzirom da gustina struje  $\vec{j}(\vec{r}')$  nije ništa drugo do proizvoda gustine nanelektrisanja i brzine nanelektrisanih čestica, tj. da je  $\vec{j}(\vec{r}') = \rho(\vec{r}') \vec{v}$ , sledi da podintegralna funkcija u (1.19) za  $\vec{\mu}$  uključuje i vektorski proizvod  $\vec{r}' \times \vec{v}$ , koji je u slučaju pojedinačne čestice mase  $m$  dat kao  $\frac{\vec{l}}{m}$ , gde je  $\vec{l}$  već pomenuti *angularni moment* posmatrane čestice (obratiti pažnju na fusnotu 23, str. 16).

Kako je u kvantno-mehaničkom svetu gustina nanelektrisanja data kao  $e|\psi(\vec{r}')|^2$ , uzimajući u obzir prethodnu napomenu kao i relaciju (1.19), možemo za magnetni dipolni moment dalje pisati:

$$\vec{\mu} = \frac{e}{2m} \int \psi^*(\vec{r}') \vec{l} \psi(\vec{r}') dV' \quad (1.20)$$

<sup>29</sup>Vektor magnetne indukcije reprezentovan vektorskim proizvodom vektorskog potencijala  $\vec{A}$  i nabla operatora (nabla operator  $-\nabla = \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1}, \dots, \frac{\partial}{\partial x_n} \right\} = \sum_{i=1}^n \vec{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i}$ ).

Iz (1.20) dalje imamo:

$$\mu_z = \frac{e}{2m} \int \psi^*(\vec{r}') l_z \psi(\vec{r}') dV', \text{ odnosno: } \mu_z = \frac{e\hbar}{2m} m_l \quad (1.21)$$

U eksperimentu ono što se zapravo(!) posmatra, tj. što je nama *opservabilno* nije ništa drugo do *z-komponente magnetnog momenta*  $\mu_z$ , koja odgovara maksimumu moguće vrednosti *z-komponente angулarnog momenta*. Kako nam je već od ranije poznato da magnetni kvantni broj  $m_l$  može poprimiti sve vrednosti od  $-l$  do  $+l$ , za maksimum moguće vrednosti tada biva:

$$\mu_{z_{\text{maksimum}}} = \frac{e\hbar}{2m} l \quad (1.22)$$

Kako prethodno pomenutu veličinu  $\mu_{z_{\text{maksimum}}}$  posmatramo u eksperimentu kao *magnetni dipolni moment*, često se navodi i bez indeksa kao  $\mu = \frac{e\hbar}{2m} l$ . Ukoliko sada primenimo ovu relaciju na pojedinačni nukleon, i uzmememo takođe u obzir i *sopstveni spin* nukleona, možemo izvršiti proširenje relacije (1.22) i time upotpuniti izraz, tako da sada imamo:

$$\vec{\mu} = (g_l \vec{l} + g_s \vec{s}) \frac{\mu_N}{\hbar} \quad (1.23)$$

Već je spomenuto da *g-faktori*  $g_l$  (*orbitalni*) i  $g_s$  (*spinski*) opisuju doprinos magnetnog momenta odgovarajućeg nukleona usled njegovog *orbitalnog i spinskog (sopstvenog) angулarnog momenta*, respektivno. Ovi *g-faktori* za nukleone iznose:

<i>g-faktor</i>	<i>proton (<math>p^+</math>)</i>	<i>neutron (<math>n^0</math>)</i>
$g_l$ , <i>orbitalni</i>	1	0
$g_s$ , <i>spinski</i>	5.5856912	-3.8260837

Navedene vrednosti *spinskog g-faktora* su dobijene eksperimentalno, dok se mora voditi računa prilikom merenja  $g_s$  za proton, jer ono mora biti mereno za *slobodan proton*(!) kako orbitalni moment ne bi davao svoj doprinos magnetnom momentu.

U slučaju opisa više-čestičnog sistema kakvo je jezgro, u obzir se moraju uzeti efekti koji potiču od svih nukleona zajedno, tj. :

$$\vec{\mu} = \sum_{i=1}^A [g_{l,i} \vec{l}_i + g_{s,i} \vec{s}_i] \frac{\mu_N}{\hbar} \quad (1.24)$$

Doduše, ne postoji jedinstvena teorija koja bi nam omogućila da rešavanjem jednačine (1.24) dođemo do *magnetnog dipolnog momenta* jezgra, obzirom da je interakcija i sparivanje između nukleona jako i da su nama relativne spinske orientacije još uvek nedovoljno poznate. Naravno, u određenim uslovima mogu se uvesti određene aproksimacije i pojednostavljenja bazirana na određenim nuklearnim modelima, kao što je to na primer slučaj sa *modelom ljusaka* gde se kod, na primer jezgra sa neparnim brojem nukleona, posmatra sparivanje  $A - 1$  nukleona u parove sa nultim spinom koji ne doprinose *ukupnom magnetnom dipolnom momentu*, već poslednji nespareni nukleon u potpunosti diktira vrednost *magnetnog dipolnog momenta* posmatranog jezgra, što ćemo malo detaljnije i prodiskutovati sada.<sup>[5]</sup>

U okviru modela *ljsaka*, osobine jezgara sa neparnim brojem nukleona blizu zatvaranja ljsaka se opisuju karakteristikama upravo preostalog nesparenog *valentnog* nukleona. Magnetni momenat jednog takvog nuklearnog stanja sa valentnim nukleonom u orbiti sa *ukupnim angularnim momentom*<sup>30</sup>  $j$  i *orbitalnim momentom*  $l$  se može izračunati u funkciji *g-faktora* slobodnog nukleona, i ovi se momenti nazivaju *Schmidt-ovim momentima*:

$$\mu\left(l + \frac{1}{2}\right) = \left[\left(j - \frac{1}{2}\right)g_l + \frac{1}{2}g_s\right]\mu_N \quad (1.25)$$

$$\mu\left(l - \frac{1}{2}\right) = \frac{j}{j+1} \left[\left(j + \frac{3}{2}\right)g_l - \frac{1}{2}g_s\right]\mu_N \quad (1.26)$$

U stvarnim jezgrima na magnetni moment nukleona naravno utiče i prisustvo preostalih nukleona. Ova se pojava može uračunati korišćenjem "efektivnih" *g-faktora* protona i neutrona kako bi se na adekvatan način proračunao *efektivni jedno-čestični magnetni moment*  $\mu(lj)^{eff}$  za nukleon u posmatranoj orbiti (ljesci). *Jedno-čestični spinski g-faktori* ( $g_s$ ) su sniženi na vrednost približno jednakoj 70% njihove vrednosti u slobodnom stanju u teškom jezgru, dok se u lakšim jezgrima eksperimentalne vrednosti bolje reprodukuju sa *slobodno-nukleonskim g-faktorima*.

Dipolni operator je *jedno-čestični* operator, što implicira da je magnetni operator  $\vec{\mu}$  *jedno-čestični* operator, tj. da je dipolni momenat  $\mu$  očekivana vrednost projekcije  $\mu_z$ . Kako se *M1* operator, koji deluje na skup stanja  $|lm\rangle$ , može pisati kao suma *jedno-čestičnih M1* operatora  $\vec{\mu}_z(j)$  od kojih svaki deluje pojedinačno na svaki individualni valentni nukleon ukupnog momenta impulsa  $j$ . U tom slučaju je *predviđena vrednost magnetnog dipolnog momenta* za posmatrano nuklearno stanje sa spinom  $I$  data kao:

$$\mu(I) = \langle I(j_1, j_2, j_3, \dots, j_n), m = I | \sum_{i=1}^n \mu_z(i) | I(j_1, j_2, j_3, \dots, j_n), m = I \rangle \quad (1.27)$$

Za nuklearno stanje sačinjeno od valentnih nukleona u orbitama  $j_i$  kuplovanih sa stanjem sa spinom  $I$ , mogu se izvesti neka generalna pravila aditivnosti za *magnetne momente* kao funkcija *jedno-čestičnih magnetnih momenata*, i to rastavljanjem talasne funkcije  $|I(j_1, j_2, j_3, \dots, j_n), m\rangle$  na svoje jedno-čestične komponente  $|j_i, m_i\rangle$ . U ovu se svrhu koriste *CG koeficijenti* za slučaj dve čestice, i koeficijenti "frakcionalnog srodstva" (eng. "fractional parentage") za slučaj više čestica u orbiti. Za nuklearno stanje opisano slabim kuplovanjem između protona i neutrona, magnetni moment se može izračunati na sledeći način:<sup>[7]</sup>

$$\mu(I) = \frac{I}{2} \left[ \frac{\mu_p}{j_p} + \frac{\mu_n}{j_n} + \left( \frac{\mu_p}{j_p} - \frac{\mu_n}{j_n} \right) \frac{j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)}{I(I+1)} \right] \quad (1.28)$$

---

<sup>30</sup>*Ukupan angularni momenat* – Nukleoni koji se kreću u centralnom potencijalu sa spinom  $\vec{s}$  i orbitalnim ugaonim momentom  $\vec{l}$  imaju *ukupan angularni moment* jednak sa  $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ ; Ovaj se moment ponaša na sličan način kao i momenti  $\vec{l}$  i  $\vec{s}$ , pri čemu je:  $\langle j^2 \rangle = \hbar^2 j(j+1)$ , i  $\langle j_z \rangle = \langle l_z + s_z \rangle = \hbar m_j$ , gde je  $m_j = (-j, -j+1 \dots j-1, j)$ , pri čemu je  $j$  *kvantni broj ukupnog angularnog momenta*; Ovakvo vektorsko sparivanje jasno sugerije na samo dve moguće vrednosti za  $j$ , a to su  $l + \frac{1}{2}$  i  $l - \frac{1}{2}$ ; Po analogiji sa spektroskopskom notacijom, vrednost kvantnog broja  $j$  se piše kao indeks uz simbol koji označava kvantni broj  $l$  ( $l = 0(s), 1(p), 2(d), 3(f), 4(g), 5(h), \dots$ ).

## 1.4 Električni kvadrupolni moment

### 1.4.1 Sopstveni (unutrašnji) kvadrupolni moment

*Kvadrupolni moment*, inače neizčezavajući moment poput *magnetnog dipolnog*, koji je generisan kretanjem klasičnog tačkastog nanelektrisanja  $e$ , ima formu  $e(3z^2 - r^2)$ . U slučaju čestice koja poseduje sfernu simetriju, jasno je da *električni kvadrupolni moment* iščezava, obzirom da je  $z^2 = x^2 = y^2 = \frac{r^2}{3}$  pa je shodno tome  $e(3z^2 - r^2) = e\left(3\frac{r^2}{3} - r^2\right) = 0$ . Međutim, u slučaju kretanja čestice po klasičnoj orbiti u ravni (na primer u *xy-ravni*), *kvadrupolni moment* iznosi  $Q = -r^2$ , za  $z = 0$ .

Sa kvantno-mehaničkog aspekta *kvadrupolni momenat* protona tj. odgovarajuća gustina verovatnoće njegovog pronalaženja, koji se javlja usled kretanja istog, se izražava kao:

$$eQ = e \int \psi^*(3z^2 - r^2)\psi dV \quad (1.29)$$

dok ova vrednost za neutron biva jednaka nuli,  $eQ = 0$ . Ukoliko je kvadrat modula talasne funkcije protona,  $|\psi|^2$ , *sferno-simetričan*, tada takođe ovaj moment iščezava i za proton. Međutim, ukoliko je  $|\psi|^2$  koncentrisano u *xy-ravni*, za  $z \cong 0$ , *kvadrupolni moment* biva približno jednak sa  $-\langle r^2 \rangle$ , dok je  $Q \sim +2\langle r^2 \rangle$  za  $|\psi|^2$  koncentrisano duž *z-ose* tj. za  $z \cong r$ .

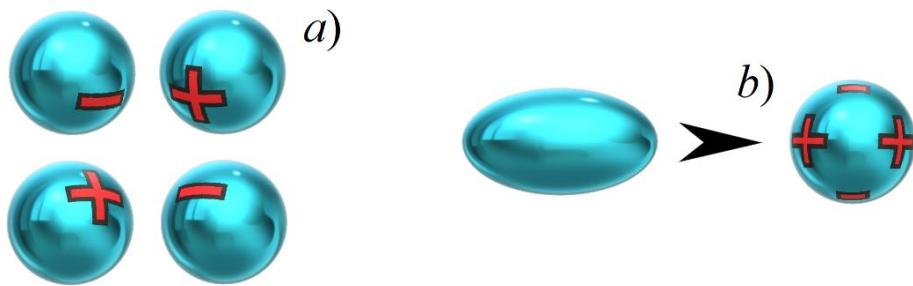
Treba imati takođe na umu, da svi spareni nukleoni (protoni) koji se kreću po *sferno-simetričnim orbitama* ne doprinose *ukupnom kvadrupolnom momentu*, nego da svoj doprinos daju samo nespareni valentni nukleoni (protoni) za koje se smatra da orbitiraju blizu same površine jezgra. Po toj prepostavci procenjeno je za modul *kvadrupolnog momenta* da je jednak sa  $|eQ| \leq eR_0^2 A^{\frac{2}{3}}$ , odakle se vidi da *kvadrupolni moment* varira od oko  $6 \times 10^{-30} [em^2]$  za laka jezgra, do oko  $50 \times 10^{-30} [em^2]$ <sup>31</sup> za teška jezgra.

Međutim, postoje jezgra sa *kvadrupolnim momentima* čije vrednosti daleko prevazilaze maločas pomenuti opseg. U tom slučaju jasno je da većina ili svi protoni zajedno u jezgru daju na neki način kolektivni doprinos *ukupnom kvadrupolnom momentu*, pa i na račun toga imaju znatniju vrednost *kvadrupolnog momenta*. Doduše kod ovakvih jezgara ne važi prepostavka o *sferno-simetričnom koru*<sup>32</sup> (eng. "core") jezgra sparenih nukleona, kako *kor* u određenim jezgrima može imati statički nesfern oblik koji rezultuje velikim *električnim kvadrupolnim momentom*.

Vraćanjem na *sliku 1* (str. 19) i posmatranjem distribucije nanelektrisanja nekog konačnog objekta, kao što je to jezgro, razvojem izraza (1.1) se vidi da treći član razvoja upravo odgovara *električnom kvadrupolnom momentu*, koji je jasno prisutan kod sistema kao što je sistem ilustrovan na *slici 2*.

<sup>31</sup>Barn – Jedinica uobičajena za izražavanje površine u nuklearnoj fizici;  $1[barn] = 10^{-28} [m^2]$ .

<sup>32</sup>Kor – Po *kolektivnom modelu*, koji proizilazi iz kombinacije *modela kapi* i *modela ljusaka*, svako jezgro ima svoj centralni deo tzv. *kor* (eng. "core") u kom su svi nukleoni spareni, i koji po pravilu ima multi *kvadrupolni momenat*, dok oko *kora* orbitira izvestan broj nukleona koji su odgovorni za sve osobine posmatranog jezgra.

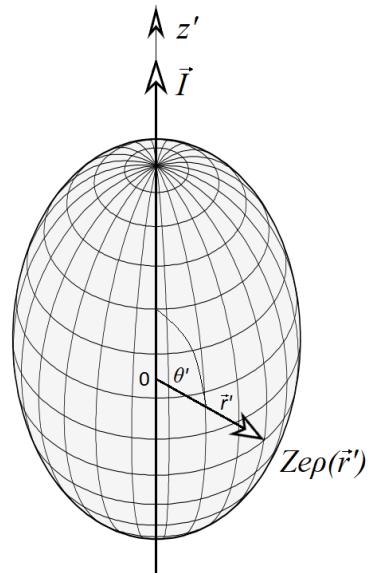


*Slika 2:* Dva primera sistema sa *električnim kvadrupolnim momentom*:  
*a)* 4 tačkasta nanelektrisanja sa karakterističnom raspodelom kao na slici;  
*b)* Uniformna distribucija pozitivnog nanelektrisanja elipsoidnog oblika, što je ekvivalentno u električnom smislu sferi uniformnog pozitivnog nanelektrisanja sa dodatnim pozitivnim i negativnim nanelektrisanjima.<sup>[9]</sup>

Sa klasičnog aspekta, za jezgro sa simetrijom oko  $0z'$ -ose, koja je u njemu ujedno i fiksirana (*slika 3*), *električni kvadrupolni moment* se može definisati kao:

$$eQ_0 = \int \rho(\vec{r}') r'^2 (3\cos^2\theta' - 1) dV' \quad (1.29)$$

Obzirom da na ovaj način definišemo *kvadrupolni momenat* u odnosu na  $0z'$ -osu koja je fiksirana za jezgro, a koja ujedno i odgovara osi nuklearnog spina  $I$ , ovakav *kvadrupolni momenat* shvatamo kao *sopstveni* tj. *unutrašnji*<sup>33</sup> *električni kvadrupolni moment* posmatranog jezgra, koji se bitno razlikuje od *opservabilnog kvadrupolnog momenta* o kojem će biti reči nešto malo kasnije.



*Slika 3:* Aksijalno simetrično jezgro sa osom simetrije oko ose  $0z'$  i spinom  $I$  orijentisanim u istom smeru kao ova osa.<sup>[9]</sup>

<sup>33</sup>U kvantno-mehaničkom svetu, zbog neodređenosti koje vladaju u kvantnim sistemima, istovremeno je moguće meriti samo modul i projekciju na jednu osu kvantno-mehaničkih vektora.

Ukoliko se osvrnemo natrag na relaciju (1.29) vidimo da integral sadrži ukupno nuklearno naelektrisanje, pa shodno toj činjenici deleći i levu i desnu stranu elemenetanim naelektrisanjem  $e$  prethodno pomenute relacije dobijamo veličinu koju oslovjavamo kao *kvadrupolni moment* i čija je jedinica sada jasno jedinica površine, tj. :

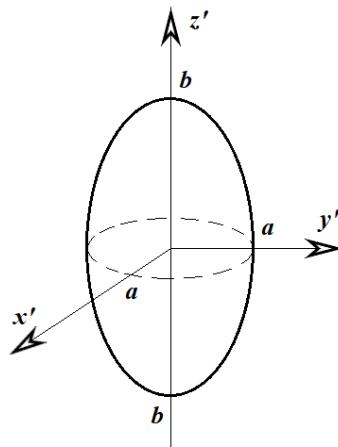
$$Q_0 = \frac{1}{e} \int \rho(\vec{r}') r'^2 (3\cos^2\theta' - 1) dV' \quad [\text{barn ili } (10^{-28} m^2)] \quad (1.30)$$

U slučaju homogeno naelektrisanog elipsoida prikazanog na *slici 4*, koji je definisan jednačinom:

$$\frac{x'^2 + y'^2}{a^2} + \frac{z'^2}{b^2} = 1 \quad (1.31)$$

*električni kvadrupolni moment* se svodi na:

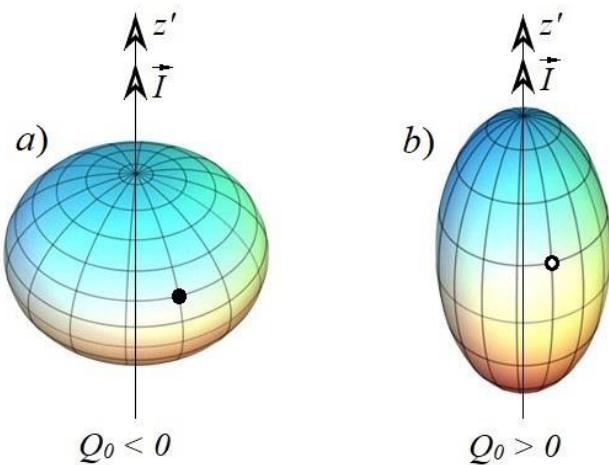
$$Q_0 = \frac{1}{e} \frac{2}{5} Z \cdot e (a^2 - b^2), \quad \text{tj.} \quad Q_0 = \frac{2}{5} Z (a^2 - b^2) \quad (1.32)$$



Slika 4: Rotacioni elipsoid.<sup>[9]</sup>

Ono o čemu nam *kvadrupolni momenat* pruža informaciju jeste o obliku samog jezgra. Naime, ukoliko *kvadrupolni moment* ima vrednost jednaku nuli, to znači da je distribucija naelektrisanja unutar jezgra *sferno-simetrična* pa je samim tim i fizički oblik jezgra *sferan*, dok u protivnom, ukoliko je *kvadrupolni moment* nenulti, jezgra poseduju određenu deformaciju i nisu više sfernog oblika. Ukoliko je *sopstveni kvadrupolni moment*  $Q_0 > 0$ , jezgra poprimaju ''izdužen'' oblik<sup>34</sup> koji zovemo *prolata* (eng. ''prolate''), što znači da je u izrazu (1.29) veličina  $r'^2(3\cos^2\theta' - 1)dV' = 3z' - r'^2$  u srednjem *pozitivna*. Sa druge strane, ukoliko je  $3z' - r'^2$  *negativno*, manja je gustina naelektrisanja duž pravca *z'-ose*, što odgovara ''spljoštenom'' obliku<sup>35</sup> jezgra koji zovemo *oblata* (eng. ''oblate''). Ovi deformisani oblici jezgra ilustrovani su na *slici 5*.

<sup>34</sup> i <sup>35</sup> *Prolata* – Može se zamisliti kao kada bismo polove lopte uhvatili i isteglili u suprotnim smerovima, čime bismo dobili oblik nalik na jaje; *Oblata* – U ovom slučaju bismo polove lopte pritisnuli jedan ka drugom, i time dobili oblik nalik na palačinku.



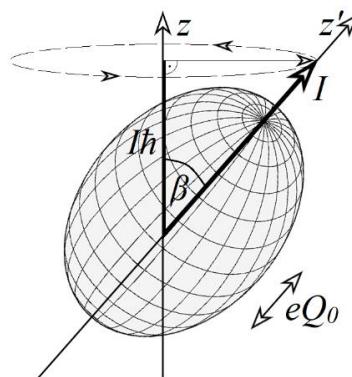
Slika 5: Aksijalno simetrična jezgra sa  $z'$ -osom kao osom simetrije koja takođe odgovara i osi nuklearnog spina  $I$  posmatranog jezgra; a) Kod jezgra koje je deformisano na taj način da izgleda kao *oblata* javlja se višak protona izvan zatvorenih ljesaka, što je prikazano popunjjenim kružićem; b) Kod jezgra koje je deformisano na taj način da izgleda kao *prolata* javlja se nedostatak protona koji bi popunio ljsku, što je prikazano belim kružićem koji reprezentuje protonsku šupljinu.<sup>[9]</sup>

### 1.4.2 Opervabilni kvadrupolni moment

*Opervabilni kvadrupolni moment*  $Q_I$  predstavlja očekivanu vrednost kvadrupolnog operatora:

$$Q(I, m_I) = \int \psi_{I, m_I}^*(\vec{r}) (3z^2 - r^2) \psi_{I, m_I}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (1.33)$$

u stanju  $(I, m_I = I)$ , gde magnetni kvantni magnetni broj  $m_I$  ( $m_I = -I, \dots, +I$ ) ima svoju maksimalnu vrednost, tj.  $Q_I \equiv Q_I(I, m_I = I)$ . Kako nije moguće osu nuklearnog spina,  $0z'$ , u potpunosti usmeriti da bude kolinearna sa eksternom osom  $0z$  fiksiranom u prostoru, koja je obično definisana spoljašnjim električnim poljem (što je posledica kvantovanja ovih veličina), opervabilni kvadrupolni moment biva manji(!) od sopstvenog (unutrašnjeg) kvadrupolnog momenta koji se javlja kao posledica deformisanog jezgra. Detaljno ilustrovana razlika između opervabilnog i sopstvenog kvadrupolnog momenta prikazano je na slici 6.



Slika 6: Projekcija ukupnog anguleranog momenta jezgra  $I$  na prostorno fiksiran koordinatni sistem.<sup>[9]</sup>

Koordinatni sistem sa osama  $x'$ ,  $y'$  i  $z'$  je vezan za jezgro, dok je koordinatni sistem sa osama  $x$ ,  $y$ , i  $z$  fiksiran laboratorijski sistem, pri čemu je osa  $z'$  kolinearna sa vektorom spina jezgra  $I$  i zajedno sa njim precesira oko  $z$ -ose laboratorijskog sistema. Dakle, na ovoj slici su *sopstveni angularni moment* jezgra, tj. spin jezgra  $I$ <sup>36</sup> i njegov *sopstveni kvadrupolni moment*  $Q_0$  definisani u odnosu na  $z$ -osu fiksiranu za samo jezgro. Sa druge strane, vrednosti koje merimo, tj. nama opservabilne(!) veličine su  $I\hbar$  i  $Q_I$  koje se odnose na  $z$ -osu fiksiranu u prostoru, nezavisno od samog jezgra. Ukoliko je  $\beta$  ugao između  $z$  i  $z$ -ose, onda vezu između *sopstvenog (unutrašnjeg) i opservabilnog kvadrupolnog momenta* možemo izraziti kao:

$$Q_I = \frac{1}{2}(3\cos^2\beta - 1)Q_0 \quad (1.34)$$

Sa *slike 6* vidimo da važi:

$$\cos\beta = \frac{I\hbar}{|\vec{I}|} = \frac{I\hbar}{\hbar\sqrt{I(I+1)}} = \frac{I}{\sqrt{I(I+1)}} \Rightarrow \cos^2\beta = \frac{I^2}{I(I+1)} \quad (1.35)$$

Ubacujući izraz (1.35) u (1.34) dalje dobijamo:

$$Q_I \equiv Q_I(I, m_I = I) = \frac{1}{2}\left(\frac{3I^2}{I(I+1)} - 1\right)Q_0 = \frac{3I^2 - I(I+1)}{2I(I+1)}Q_0 \quad (1.36)$$

$$Q_I = \frac{3I^2 - I^2 - I}{2I(I+1)}Q_0 = \frac{2I^2 - I}{2I(I+1)}Q_0 = \frac{I(2I-1)}{2I(I+1)}Q_0, \text{ za } I \neq 0. \quad (1.37)$$

Odakle sledi:

$$Q_I = \frac{2I-1}{I(I+1)}Q_0 \quad (1.38)$$

**NAPOMENA:** Za  $I = 0$ ,  $Q_I$  iščezava, jer u ovom slučaju ne postoji osa koja bi bila određena nuklearnim spinom  $I$ , pa nema ni definisane ose simetrije. Iz prethodne relacije (1.38) direktno sledi da je  $Q_I = 0$  čak i kada je  $I = \frac{1}{2}$ , iako  $Q_0$  može biti različito od nule.

Znak od  $Q_I$  odgovara znaku  $Q_0$ , tj. negativan je u slučaju za *oblata* jezgro, i pozitivan za jezgro *prolatu*. Takođe je lako zaključiti da se za velike vrednosti spina  $I$ , vrednost  $Q_I$  približava vrednosti  $Q_0$ . Treba voditi računa o tome da se veza prikazana relacijom (1.38) odnosi samo na vezu *sopstvenog i opservabilnog kvadrupolnog momenta* u slučaju kada je *sopstveni kvadrupolni moment* jezgra uzrokovani jednim nukleonom (npr. jedan proton viška, ili jedan proton manjka u odnosu na zatvorene ljske), kao što je to već ilustrovano na *slici 5*.

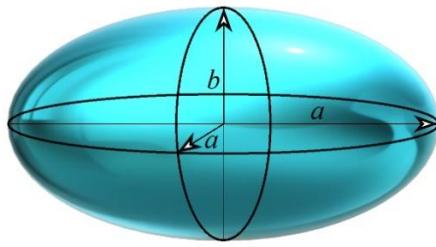
Sa klasičnog aspekta, za sferoidna jezgra (*slika 7*) za koja je pretpostavljena uniformna distribucija nanelektrisanja, za *sopstveni (unutrašnji) kvadrupolni moment*  $Q_0$  važi:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5}}ZeR^2\beta \quad (1.39)$$

gde je  $\beta$  *deformacioni parametar*:

$$\beta = \frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}}\frac{\Delta R}{R}, \quad \Delta R = b - a, \quad R = \frac{a+b}{2} \quad (1.40)$$

<sup>36</sup>Spin jezgra  $I$  – Dobija se sabiranjem ukupnih momenata impulsa pojedinačnih nukleona:  $\vec{I} = \sum_{i=1}^A \vec{j}_i$ , gde je  $\vec{j}_i = \vec{l}_i + \vec{s}_i$ ; Vrednosti su mu kvantnovane kao i kod drugih momenata ( $\hbar\sqrt{I(I+1)}$ ), dok su projekcije na  $z$ -osu određene magnentnim kvantnim brojem  $m_I = -I, \dots, +I$ , što znači da ima ukupno  $2I + 1$  mogućih orijentacija.

Slika 7: Sferoidno jezgro.<sup>[9]</sup>

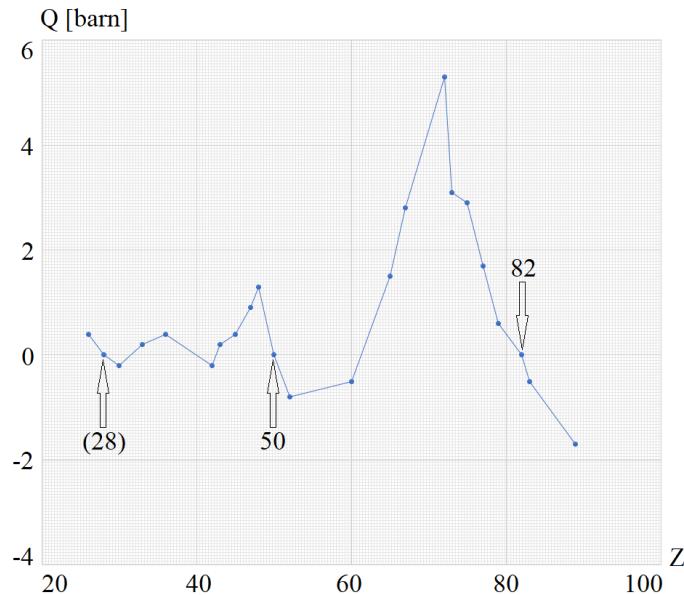
Sada se veza između *opservabilnog*  $Q_I$  i *sopstvenog (unutrašnjeg)*  $Q_0$  kvadrupolnog momenta jezgra sa neparnim masenim brojem može izraziti kao:

$$Q_I = \frac{I}{(I+1)(2I+3)} Q_0; \quad \text{za } I = 0 \text{ ili } I = \frac{1}{2} \Rightarrow Q_I = 0 \quad (1.41)$$

dok je za parno-parna jezgra:

$$Q_I = -\frac{I}{2I+3} Q_0, \quad \text{sa } I = 0, 2, 4, \dots \quad (1.42)$$

Neke od eksperimentalnih vrednosti za *kvadrupolni moment* grafički su ilustrovane na *slici 8*, gde je interesantno posmatrati prelazak od pozitivnih ka negativnim vrednostima u okolini rednog broja  $Z$ , ili broja neutrona  $N$ , koja je jednaka nekom od *magičnih brojeva*<sup>37</sup>. Sa aspekta *modela lјusaka* interesantno je takođe još primetiti da jezgra sa popunjениm lјuskama imaju *kvadrupolni moment* skoro jednak nuli, što znači da su ova jezgra *sferno-simetrična*.<sup>[8]</sup>

Slika 8: Eksperimentalno dobijene vrednosti kvadrupolnog momenta u funkciji rednog broja  $Z$ .<sup>[9]</sup>

<sup>37</sup>To su vrednosti 2, 8, 20, 50, 82 i 126; Moguće je ovim brojevima dodati i broj 28, obzirom na činjenicu da jezgra sa ovolikim brojem protona ili neutrona zatvaraju podljusku  $1f_{7/2}$  koja ima veću energetsку razliku do preostalih članova četvrte lјuske od uobičajene energetske razlike između dva podnivoa u okviru jedne lјuske, te shodno tome jezgra sa ovolikim brojem protona ili neutrona ispoljavaju neke osobine kao magična jezgra; Magični broj 126 se odnosi samo na neutrone kako u prirodi ne postoji element sa tolikim brojem protona, jer egzistenciju istog ograničava *spontana fisijsa* do koje bi došlo usled prisustva tolikog nanelektrisanja unutar jezgra.

## 1.5 Osnovni principi merenja nuklearnih momenata

*Staticki nuklearni momenti jezgra, srednji kvadrat naelektrisanja, magnetni dipolni i električni kvadrupolni moment* (detaljno opisani u prethodnim poglavljima), se mere putem interakcija distribucije nuklearnog naelektrisanja i magnetizma sa elektromagnentim poljima u neposrednom okruženju samog jezgra. Ova elektromagnetna polja mogu biti indukovana od strane orbitirajućih elektrona ili od strane grupe elektrona i susednog jezgra koje boravi kraj jezgra uzorka implantiranog u kristalnu rešetku, i to uglavnom uz kombinaciju prisustva spoljašnjeg magnetnog polja.

Interakcija tri nuklearna momenta najnižeg multipolnog reda sa okolnim poljima predstavlja interakciju između dva skalara, dva vektora i dva tenzora, respektivno:

- Radijalna distribucija nuklearnog naelektrisanja utiče na interakcije sa naelektrisanjem orbitirajućih elektrona, stvarajući ukupan *pomeraj* (eng. "shift") u nivoima elektronske *fine strukture*. *Energija pomeraja* (eng. "energy shift") je različita za svaki izotop (ali i za svaki *izomer*<sup>38</sup>) i naziva se "*izotopski (izomerski) pomeraj*" (eng. "isotope (isomer) shift").
- Vektor *magnetnog dipolnog momenta*  $\vec{\mu}$  interaguje sa dipolnim magnetnim poljem  $\vec{B}$ . Energija ove interakcije je definisana skalarnim proizvodom ova dva vektora.
- *Električni kvadrupolni moment*  $Q_2^n$ , tensor ranga 2, sa *opservabilnim kvadrupolnim momentom*  $Q_I$  kao komponentom nultom reda tenzora, interaguje sa drugim izvodom električnog polja, dajući tensor gradijenta električnog polja.

### 1.5.1 Elektromagnetna polja u atomu

#### 1.5.1.1 Optički izotopski pomeraj

Kao što je već ranije rečeno, podatak o izotopskim razlikama u okviru *srednjeg kvadrata naelektrisanja nuklearnog radijusa* je sadržan u *izotopskom pomeraju* optičkih spektralnih linija. Ukoliko su  $A$ ,  $A'$ ,  $m_A$  i  $m_{A'}$  maseni brojevi i atomske mase posmatranih izotopa respektivno, tada se za atomski prelaz i *izotopski pomeraj*, na primer razlika u prelazu optičkih frekvekvencija oba izotopa, može pisati:

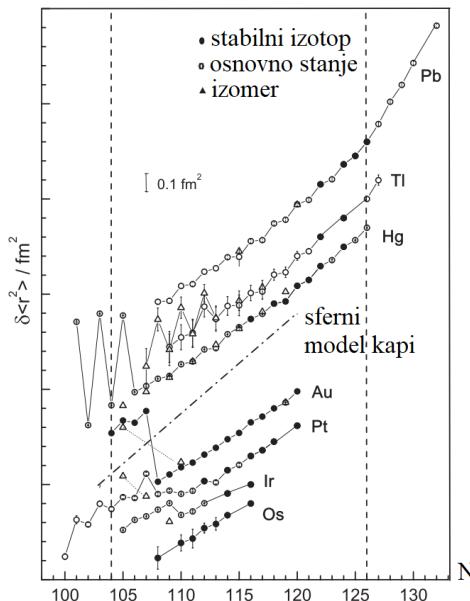
$$\delta\nu_i^{A,A'} = \nu_i^{A'} - \nu_i^A = F_i \delta\langle r^2 \rangle^{A,A'} + M_i \frac{m'_A - m_A}{m'_A m_A} \quad (1.43)$$

<sup>38</sup>*Izomer (izomerno stanje)* – Dugo-živeća pobuđena stanja jezgra; Karakteristično vreme života iznosi od  $10^{-6} [s]$  pa sve do  $10^{-6} [godina]$ ; Za sve postojeće *izomere* karakteristično je da se prelaz odvija između stanja kod koji je razlika u spinovima bar  $3[\hbar]$ .

Ovo znači da su i *pomeraj polja* (prvi član) i *pomeraj mase* (drugi član) faktorizovani, tj. razloženi u *elektronski* i *nuklearni deo*. Poznavajući elektronske faktore  $F_i$  (*konstante pomeraja polja*) i  $M_i$  (*konstante pomeraja mase*) nam omogućava da izrazimo koliko je  $\delta\langle r^2 \rangle$  raspodele naelektrisanja jezgra. Ovi atomski parametri se dobijaju teorijskim ili poluempirijskim putem.

Za nestabilne izotope *visoko-rezolucionana optička spektroskopija* predstavlja jedinstven pristup u dobijanju precizne informacije o vrednosti radijusa nuklearnog naelektrisanja, iz prostog razloga jer je dovoljno osetljiva kako bi se mogla primeniti kod kratko-živećih radioizotopa (perioda života od nekoliko minuta) dobijenih u akceleratorskim postrojenjima. Ostale su tehnike pogodne samo za stabilne izotope za koje su dostupne velike mete. Električno rasejanje elektrona daje čak informacije o distribuciji naelektrisanja, dok se *spektroskopija x zracima* na mionima<sup>39</sup> bavi sistemima za koje se absolutni pomeraj meri u odnosu na tačkasto jezgro. Stoga, obe metode daju absolutne vrednosti  $\langle r^2 \rangle$ , a ne samo razlike  $\delta\langle r^2 \rangle$ . Eventualno, kombinacija absolutnih radijusa za stabilne izotope i razlike u radijusima za radioaktivne izotope pruža absolutni radius za jezgro preko celog intervala koji je dostupan optičkoj spektroskopiji.

Tipični redovi veličine za *maseni pomeraj* su reda [GHz] (za luke elemente rednog broja  $Z \approx 10$ ) i 10[MHz] (za teške elemente rednog broja  $Z \approx 80$ ). Kako *laserska spektroskopija* daje rezoluciju bolju od  $10^{-8}$  na skali optičke frekvencije reda  $5 \times 10^{14}[\text{Hz}]$ , ona na ovim vrednostima može izaći na kraj sa ovako malim efektima. Ovo je ujedno i razlog zbog čega su podaci *izotopskih pomeraja* za razlike  $\delta\langle r^2 \rangle$  toliko precizni. Za lanac izotopa, efekti nuklearnih struktura su često veoma jasno i lako uočljivi. Ovi se efekti ogledaju u odstupanjima i neregularnostima u (relativnom) radijusu naelektrisanja, čak iako (apsolutna) vrednost  $\delta\langle r^2 \rangle$  može da ispašta zbog slabog poznavanja atomskih konstanti  $F_i$  i  $M_i$ .



Slika 9: Izotske promene u srednjem kvadratu radijusa naelektrisanja za region olova ( $Z \leq 82$ ). Velike neregularnosti se mogu uočiti kod jako neutron-deficijentih izotopa što odgovara velikoj deformaciji.<sup>[10]</sup>

<sup>39</sup>Mion – Fundamentalna čestica oko 200 puta masivnija od elektrona, sa periodom života svega  $2.2[\mu\text{s}]$ .

Primer izotopskih promena u *srednjem kvadratu radijusa naelektrisanja* dobijenih putem računa iz optičkih *izotopskih pomeraja* dato je na *slici 9*. Ovde je data kompilacija za elemente blizu magičnog broja protona od  $Z = 82$ , od kojih mnogi imaju manji broj neutrona od magičnog broja  $N = 126$ . Ovi su podaci dobijeni putem nekoliko eksperimenata koji su koristili različite metode *laserske spektroskopije*. Pozivajući se na relaciju (1.10), krive ne prikazuju samo regularni porast  $\langle r^2 \rangle_{sforno}$  sa porastom neutrona, već dodatno pokazuju kako izražene efekte nuklearne deformacije. Na slici je lepo ilustrovano variranje između blisko sferičnih *oblata* i jako deformisanih *prolata* za neutron-deficijentne izotope zlata i olova. Neki od fenomena, kao što su različiti nagibi za radijus naelektrisanja olova iznad i ispod  $N = 126$ , su objašnjeni samo nekoliko godina kasnije od kada je eksperiment urađen.<sup>[11]</sup>

### **1.5.1.2 Fina i hiperfina struktura**

#### 1.5.1.2.1 Fina struktura

Kako se vremenom tehnologija sve više i više razvijala, uočeno je u optičkim spektrima atoma da neke linije imaju složenu strukturu, tj. da se sastoje od više linija veoma bliskih energija. U tom smislu najpoznatiji primer jeste čuveni natrijum, kod koga su precizna merenja potvrdila da se u spektru natrijuma žuta linija sastoji od dve komponente<sup>40</sup>. Sasvim je jasno zašto je trebalo neko izvesno vreme u razvoju eksperimenta i tehnologije kako bi se ove dve linije zasebno uočile, a ne kao jedna celina. Sama pojava stanja veoma bliskih energija dobila je naziv *fina struktura* optičkih spektara, a objašnjenje pojave leži u činjenici interakcije *spinskog magnetnog momenta elektrona sa magnetnim poljem koje nastaje usled orbitalnog kretanja samog elektrona*, te se stoga energija ove interakcije može izraziti kao:

$$E_f = -\vec{\mu}_s \vec{H}_l \quad (1.44)$$

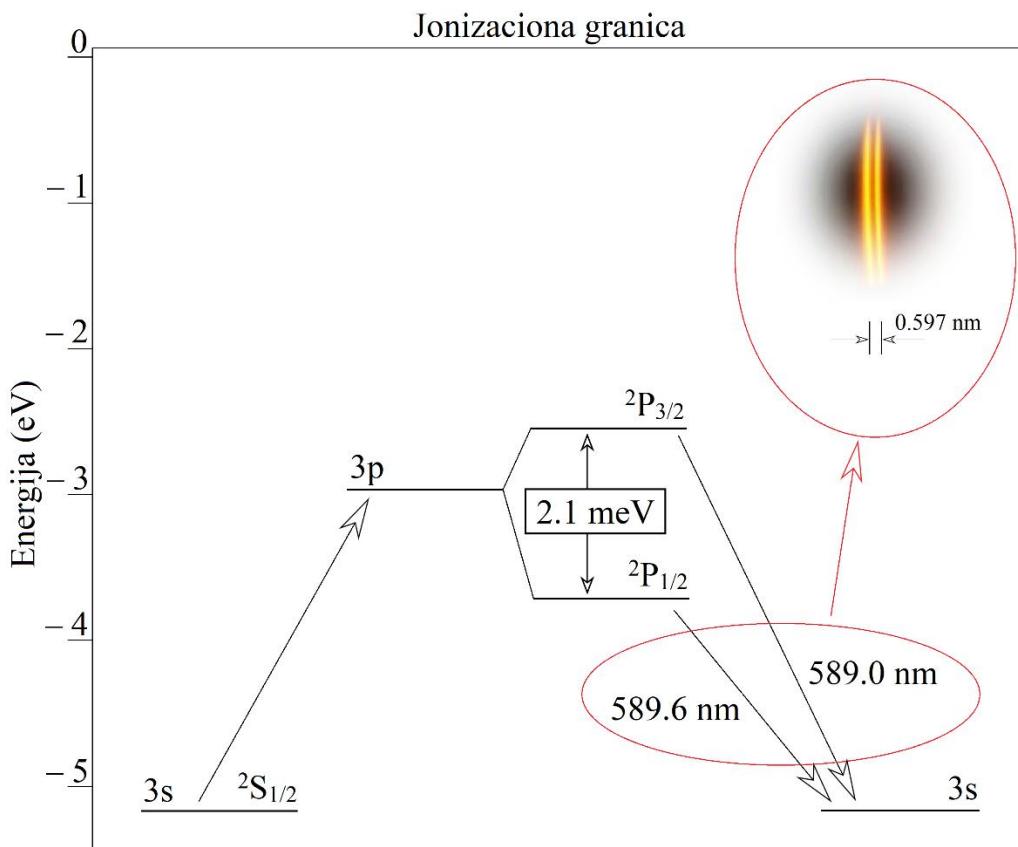
koja poprima onoliko različitih vrednosti koliko *spinski magnetnim moment* elektrona ima mogućih orijentacija ( $2s + 1$  mogućih orijentacija određene spinskim vrednošću elektrona ( $s = 1/2$ )) u njegovom posmatranom magnetnom polju. Najjednostavnije je posmatrati atom kod kog postoji samo jedan elektron van poslednje zatvorene ljske. Opšte je poznato da atomi sa zatvorenim elektronskim ljskama ne poseduju rezultujući moment impulsa, a samim tim ni magnetni moment. Međutim, situacija se znatno komplikuje ukoliko atom ima nekoliko elektrona van poslednje zatvorene ljske jer dolazi kako do posebnog sprezana *spinskih*, tako i do posebnog sprezanja *orbitalnih momenata impulsa*<sup>41</sup>.

---

<sup>40</sup>Komponente žute linije natrijuma su talasnih dužina  $589.0[nm]$  i  $589.6[nm]$ .

<sup>41</sup>Russell-Saunders-ova sprega – Za slučaj elektrona, pogotovo kod lakših elemenata, koji se kreću u jaku izraženom polju centralnog tipa dolazi do zasebnog sprezanja *spinskih* momenata tj.  $\vec{S} = \sum_{i=1}^Z \vec{s}_i$ , i *orbitalnih* momenata  $\vec{L} = \sum_{i=1}^Z \vec{l}_i$  u ukupan moment impulsa svih elektrona zajedno, koji se dobija kao vektorski zbir vektora ukupnog *spinskog* i *orbitalnog* momenta  $\vec{S}$  i  $\vec{L}$  kao:  $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$ ; Ovakav način sprezanja je primećen i kod izvesnog broja lakih jezgara za nuklearne kod kojih bi se nuklearni potencijal mogao smatrati poljem centralnog tipa.

Objašnjenje ove *fine interakcija* lako možemo objasniti upravo na primeru već pomenutog natrijuma. Naime, jedanaesti valentni elektron, koji se nalazi u  $3s$  stanju ( $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$ ) može da prelazi na viša energetska stanja ukoliko mu se saopšti tj. dovede određeni iznos energije sa strane. Ta viša energetska stanja, prilikom interakcije *spinskog magnetnog momenta* pomenutog valentnog elektrona sa *magnetnim poljem* prouzorkovanog njegovim orbitalnim kretanjem, mogu imati po dva različita iznosa energije, shodno tome kakva je orijentacija *spinskog magnetnog momenta* elektrona u odnosu na pravac njegovog polja, *paralelna* ili *antiparalelna*, što u suštini dovodi do cepanja linije u optičkom spektru kao što je ilustrovano na *slici 10*. Kod natrijuma žuti dublet potiče od prelaza elektrona sa  $3p$  orbitale nazad na  $3s$  orbitalu. Na tom "pobuđenom" elektronskom stanju tj. orbiti  $3p$ , elektron poseduje orbitalni moment od  $1[\hbar]$  ( $l = 1(p)$ ), pa i shodno tome u zavisnosti kako magnetno polje orijentiše njegov spin postoje dve moguće vrednosti od  $1/2[\hbar]$  (*antiparalelna* orijentacija orbitalnog i spinskog momenta,  $l - s$ ) i  $3/2[\hbar]$  (*paralelna* orijentacija orbitalnog i spinskog momenta,  $l + s$ ). Ovo "cepanje"  $3p$  nivoa na dva podnivoa ( $3p_{3/2}$  i  $3p_{1/2}$ ) dovodi do toga da elektron na ovoj orbitali usled *fine interakcije* može imati dva različita energetska sadržaja, koji se međusobno razlikuju za energetski iznos od samo(!)  $2.1[meV]$  ( $0.0021[eV]$ ). Jasno je da će i na račun toga prelazi sa ovih podstanja  $3p$  nivoa imati različite talasne dužine, što se u optičkom spektru konačno uočava kao dve veoma bliske linije (jasno je da što je energetska razlika između podnivoa veća to je i razlika u talasnim dužinama dubleta, tripleta, itd. veća, i obrnuto).



Slika 10: Ilustrovan efekat *fine interakcije* natrijumovog žutog dubleta.<sup>[13]</sup>

### 1.5.1.2.2 Hiperfina struktura

Dodatnim usavršavanjem tehnologije i izoštavanjem slike tj. popravljanjem rezolucije spektroskopskih uređaja kojima su izučavani optički spektri atoma i kojima je uočeno prisustvo *fine strukture*, ustanovljeno je da i ove komponente nisu jednostavne prirode već da i one poseduju neku svoju substrukturu, te da se i one sastoje od komponenti, još bližih talasnih dužina i energija nego što je to među komponentama *fine strukture*, a sam naziv ove pojave dodatnog cepanja linija u spektrima danas je u fizici poznat pod imenom *hiperfina struktura*. Po analogiji sa *finom strukturom*, kod koje, kao što je već objašnjeno u prethodnom poglavlju, dolazi do cepanja linije usled interakcije *spinskog magnetnog momenta elektrona* sa *magnetnim poljem* koje nastaje usled njegovog orbitalnog kretanja, bilo je razumljivo prepostaviti da do *hiperfine interakcije*, tj. dodatnog cepanja, dolazi usled interakcije *spinskog magnetnog momenta* sa još nekim *dodatnim poljem znatno manjeg inteziteta* (preko hiljadu puta manjeg inteziteta) što je proizašlo iz još mnogo manjih energetskih razlika između stanja *hiperfine strukture*. 1928. godine Wolfgang Pauli je izneo hipotezu da to polje potiče od samog jezgra, koje kao jedan nanelektrisan sistem, može imati magnetni moment samo ukoliko ima i sopstveni moment implusa, tj. spin ( $I \neq 0$ ). Stoga, do prepostavke da jezgro posede spin, a samim tim i magnetni moment, proizašlo je iz proučavanja *hiperfine strukture* optičkih spektara. Ono što je Wolfgang Pauli na prvu ruku predložio bilo je to da bi proton mogao imati *spinski magnetni moment* i čiji bi intezitet bio jednak *nuklearnom Bohr-ovom magnetonu*, koji je manji od *elektronskog Bohr-ovog magnetona* za oko 1800 puta (na račun razlike u masama protona i elektrona; fusnota 24, str. 17). Po njemu, ukupan magnetni momenat jezgra dobio bi se sumiranjem pojedinačnih magnetnih momenata protona, što bi u finalnom ishodu dalo magnetno polje koje je za tri reda veličine manjeg inteziteta od magnetnog polja uzrokovano elektronskim kretanjem. Iako je W. Pauli-jev predlog nakon kasnijih saznanja predstavljao samo pojednostavljen slučaj zbrajanja i dobijanja ukupnog magnetnog momenta jezgra, precizna spektroskopska merenja su pokazala da je na spektralne linije efekat *hiperfine interakcije* oko hiljadu puta slabiji od efekta *fine interakcije*.

Stoga, iako preko hiljadu puta slabiji od magnetnog momenta atoma, magnetni moment jezgra putem *hiperfine interakcije* vrši dodatni uticaj na linije optičkih spektara, što je posledica njegove interakcije sa magnetnim poljem stvorenim od strane elektrona. Slično kao i kod energije *fine interakcije* (1.44), energija *hiperfine interakcije*, tj. magnetnog momenta jezgra i ukupnog magnetnog polja koje stvaraju elektroni, se može izraziti kao:

$$E_{hf} = -\vec{\mu}_I \vec{H}_e \quad (1.45)$$

**NAPOMENA:** Treba imati u vidu da su magnetni momenti jako jezgra tako i atoma kao celine prvenstveno određeni njihovim *momentima impulsa*!

Od ranije znamo da se magnetni moment jezgra prikazuje kao:

$$\vec{\mu}_I = \mu_N g_I \vec{I} \quad (1.46)$$

gde je  $g_I$  *žiromagnetni odnos* dok je  $\mu_N$  *nuklearan Bohr-ov magneton*. Slično se može pokazati i da je magnetno polje koje stvaraju elektroni:

$$\vec{H}_e = A \vec{J} \quad (1.47)$$

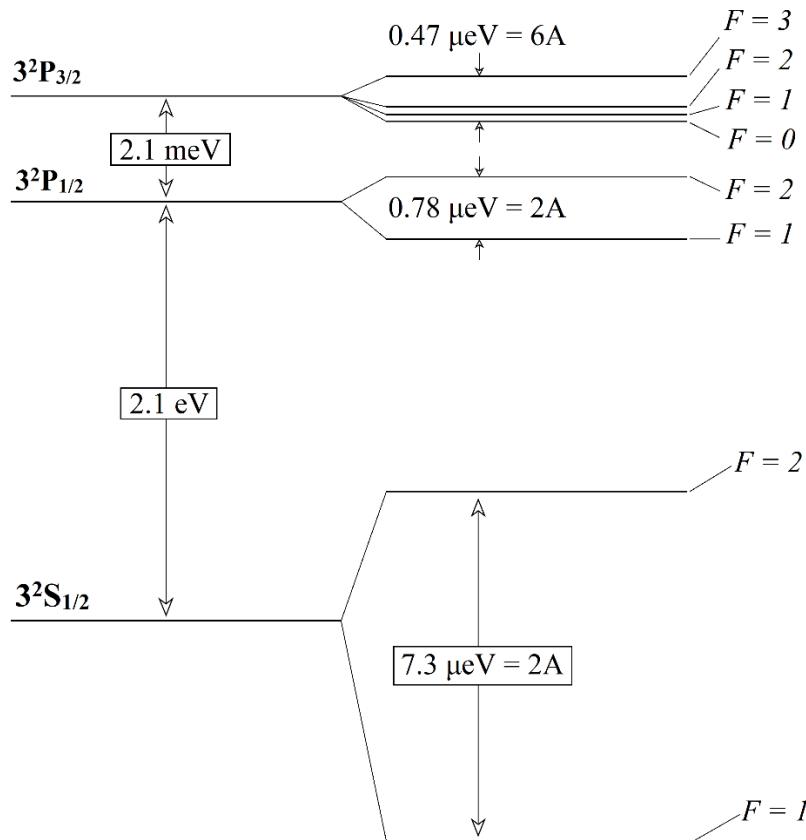
Konstanta  $A$ , koja zapravo zavisi od određenog broja atomskih, ali i nuklearnih karakteristika, određuje absolutnu vrednost magnetnog polja koje potiče od elektrona i može se odrediti metodama kvantne mehanike. Konačno, lako se može videti da je energija *hyperfine interakcije* određena momentima impulsa jezgra i atoma (tj. svih elektrona):

$$E_{hf} = C \vec{I} \cdot \vec{J} \quad (1.48)$$

gde  $C$  sadrži sve konstante prethodno figurisane u izrazima (1.46) i (1.47). Iz ovog izraza se jasno vidi da svakoj pojedinačnoj vrednosti skalarnog proizvoda između momenta impulsa jezgra i atoma odgovara po jedan energetski nivo. Koliko mogućih vrednosti energije *hyperfine interakcije* možemo imati, a samim tim i koliko može postojati energetskih stanja, zavisi isključivo od toga na koji način su se ovi momenti međusobno spregnuli. *Ukupan moment impulsa* nekog elementa dobija se kao vektorski zbir *elektronskog i nuklearnog momenta*, tj. :

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \quad (1.49)$$

Po pravilima sabiranja kvantno-mehaničkih vektora, ukupan moment impulsa  $\vec{F}$  može da poprimi sve vrednosti od  $I + J$  do  $|I - J|$  tj.  $|I - J| \leq F \leq I + J$ . Kako je za određeno jezgro njegov spin konstanta veličina, koliko će različitih vrednosti energije *hyperfine interakcije* biti zavisi isključivo od momenta impulsa atoma. Na *slici 11* ilustrovan je efekat *hyperfine interakcije* na prvom pobuđenom i osnovnom stanju natrijuma.



Slika 11: Hiperfino cepanje prvog pobuđenog i osnovnog stanja natrijuma.<sup>[13]</sup>

Sa slike 11 se može uočiti da je razlika između dva  $p$  podnivoa nastala kao rezultat *fine interakcije* reda veličine  $2.1[\text{meV}]$  (što je takođe slučaj razmatran u prethodnom poglavlju, ilustrovan na *slici 10*). Kako je intezitet *hiperfine interakcije* oko hiljadu puta slabiji od interakcije *fine strukture*, energetska razlika između *hiperfinih stanja* je reda  $\sim[\mu\text{eV}]$ . Ta izuzetno mala razlika u energijama *hiperfinih stanja* odgovara desetom, ili čak stotom delu nanometra, po kojima se razlikuju talasne dužine susednih *hiperfinih F stanja*, i stoga spektroskopski uređaji moraju imati izuzetno dobru rezoluciju kako bi bili u stanju da uoče ovaku malu razliku u talasnim dužinama emitovane svetlosti, a samim tim i substrukturu *fine strukture* tj. *hiperfine strukture*.

Moment impulsa jezgra  $^{23}\text{Na}$  iznosi  $3/2[\hbar]$ . Drugim rečima, to znači da će se osnovno stanje natrijuma, kod kog je jedan valantan elektron u stanju  $3S_{1/2}$ , usled sprezanja momenta impulsa atoma i jezgra pocepati na dva podnivoa, kojima će odgovarati ukupan moment impulsa  $F = I + J = 3/2 + 1/2 = 2$  i  $F = I - J = 3/2 - 1/2 = 1$ . Na potpuno isti način, ostajući konzistentni sa pravilima sabiranja kvantno-mehaničkih vektora, možemo dobiti da će se prvo pobuđeno stanje  $3p$ , koje je *fini interakcija* podelila na podstanja  $3P_{3/2}$  i  $3P_{1/2}$ , još dodatno podeliti usled *hiperfine interakcije*, gde će od podnivoa  $3P_{1/2}$  nastati dva *hiperfini stanja* sa vrednostima ukupnog momenta impulsa od  $F = 2$  i  $F = 1$ , dok će se podnivo  $3P_{3/2}$  *hiperfinom interakcijom* podeliti na 4 podstanja sa ukupnim momentom impulsa od  $F = 3$ ,  $F = 2$ ,  $F = 1$  i  $F = 0$ , kao što je to ilustrovano na *slici 12*.

Najstariji metod za određivanje momenta impulsa jezgra sastojao se upravo u prebrojavanju energetskih podnivoa nastalih putem *hiperfine interakcije*. Kako ukupan moment impulsa atoma može da poprimi vrednosti u intervalu od  $I + J$  do  $I - J$  lako se može videti da u slučaju kada je  $J > I$ , ukupan moment impulsa atoma  $F$  može imati ukupno  $2I + 1$  mogućih celobrojnih vrednosti, što znači da se neki posmatrani nivo putem *hiperfine interakcije* pocepa na  $2I + 1$  energetskih stanja. U ovom se slučaju do podatka o vrednosti momenta impulsa jezgra  $I$  može doći jednostavnim prebrojavanjem ovih energetskih stanja, a to se može postići ukoliko se utvrdi tačan broj prelaza sa viših energetskih stanja na posmatrani nivo. Dakle, neophodno je prebrojati koliko ima *hiperfinih komponenti* neke optičke linije pa se na osnovu tog broja i izbornih pravila sabiranja može rekonstruisati na koliko se energetskih stanja posmatrani nivo pocepa. Izborna pravila nam govore da su mogući samo oni prelazi kod kojih je  $\Delta F = 0$  i  $\Delta F = \pm 1$ .

Sa druge strane, kada je  $J < I$ , prethodno opisan metod se ne može koristiti(!). U tom slučaju se pribegava tehnicu merenja energetske razlike između *hiperfinih komponenti* neke linije u optičkom spektru. Iz izraza (1.48) vidi se da *energija hiperfine interakcije* isključivo zavisi od skalarnog proizvoda vektora momenta impulsa jezgra i svih elektrona zajedno, tj.  $\vec{I} \cdot \vec{J}$ . Do vrednosti ovog skalarnog proizvoda se može doći na poprilično lagan način. Naime, uzimajući u obzir relaciju (1.49) i prostim kvadriranjem iste dobijamo da je:

$$(\vec{F})^2 = (\vec{I})^2 + 2\vec{I} \cdot \vec{J} + (\vec{J})^2 \quad (1.50)$$

odakle se skalarni proizvod  $\vec{I} \cdot \vec{J}$  može izraziti kao:

$$\vec{I} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2} \left[ (\vec{F})^2 - (\vec{I})^2 - (\vec{J})^2 \right] \quad (1.51)$$

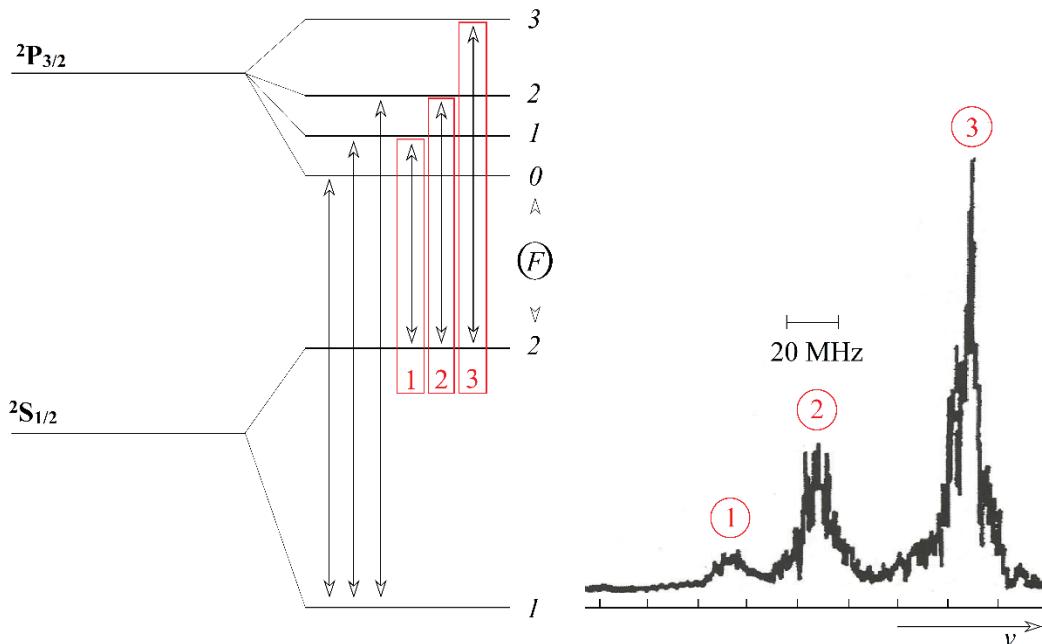
što konačno daje:

$$\vec{I} \cdot \vec{J} = \frac{1}{2} \hbar [F(F - 1) - I(I - 1) - J(J - 1)] \quad (1.52)$$

Ukoliko ovako dobijenu vrednost skalarnog proizvoda  $\vec{I} \cdot \vec{J}$  uvrstimo natrag u izraz (1.48) dobićemo relaciju putem koje je moguće izračunati vrednosti energije *hyperfine interakcije*. Kako je, kao što smo već rekli, vrednost spina nekog posmatranog jezgra konstanta veličina, za određeni energetski nivo za koji znamo moment impulsa svih elektrona, pojedinačna energetska stanja nastala putem *hyperfine interakcije* će se po svojoj energiji  $E_{hf}$  razlikovati samo zbog toga što imaju različite vrednosti ukupnog momenta impulsa  $F$ . Iz ove dve relacije, (1.48) i (1.52), se veoma jednostavno dobija da se dva susedna *hyperfina stanja*, opisana kvantnim brojevima  $F$  i  $F - 1$ , razlikuju za iznos energije jednak sa:

$$\Delta E_{hf} = CF \quad (1.53)$$

Na *slici 12* prikazani su prelazi između *hyperfinitih stanja*  $3P_{3/2}$  i  $3S_{1/2}$  natrijuma, a takođe se vidi i profil jedne od dve komponente žute linije dubleta.



*Slika 12: Hiperfini prelazi natrijuma i izgled profila jedne od linija žutog dubleta; Merenjem energetske razlike između ovih pikova lako se može dobiti vrednost  $F$ , iz koje se dalje može dobiti i vrednost momenta impulsa jezgra.<sup>[13]</sup>*

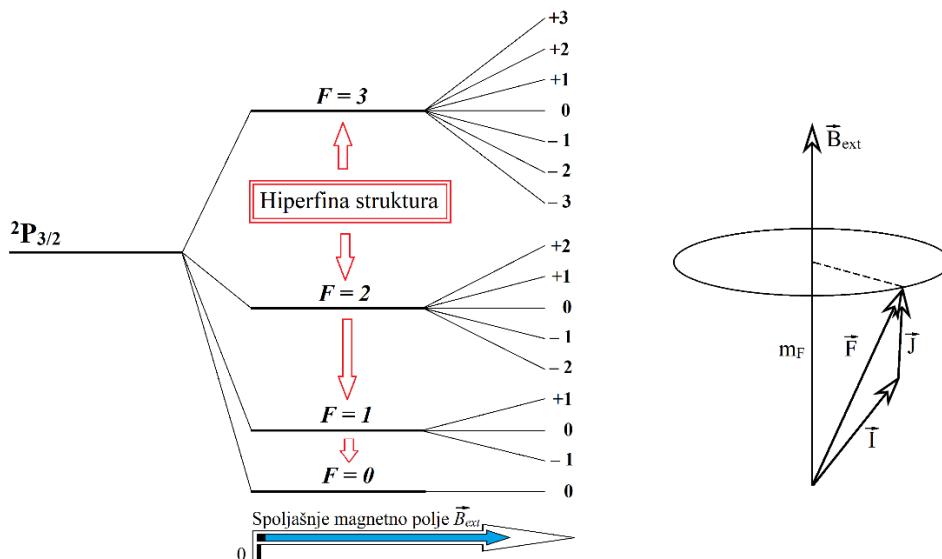
Poznato nam je iz kvantne mehanike da se jedno energetsko stanje nekog kvantnog objekta, koji poseduje nanelektrisanje i moment impulsa, cepta na dva ili više energetskih podnivoa samo u slučaju kada je taj objekat pod uticajem spoljašnjeg magnetnog polja. Usled interakcija takvog polja i magnetnog momenta samog objekta dolazi do njegove preorientacije u odnosu na preferentnu osu, pri čemu svaka od mogućih orijentacija poseduje drugačije iznose energije. Ukoliko spoljašnjeg polja nema, ne uočavaju se energetske razlike tj. u prelazima koje posmatramo nećemo uočiti razlike između različitih orijentacija magnetnog momenta posmatranog objekta. Shodno eksperimentalnim potrebama, spoljašnje se magnetno polje po potrebi može isključiti i ponovo uključiti.

Međutim, u slučaju *fine i hiperfine interakcije* o kojima smo do sad pričali, magnetna polja koja nastaju kao posledica orbitalnog kretanja elektrona, kao i spinski magnetni momenti elektrona i samog jezgra su nepromenljivi i konstantno prisutni, i stoga nemamo mogućnost da ih "isključimo" po potrebi, što znači da će u jednom atomu, kao razmatranom nanelektrisanom kvantnom objektu sa magnetnim momentom, energetska stanja uvek biti razdvojena na podnivoe usled *fine i hiperfine interakcije*!).

Same eksperimentalne mogućnosti optičke spektroskopije, u oblasti merenja momenta impulsa jezgra, mogu se znatno proširiti upotrebom spoljašnjih magnetnih polja. Sve do sada opisano, efekat *fine i hiperfine interakcije*, odvijaju se u samom atomu bez prisustva spoljašnjih polja. Međutim, ukoliko atom postavimo u neko spoljašnje magnetno polje  $\vec{B}_{ext}$ , energija interakcije sa tim poljem bi se mogla opisati kao:

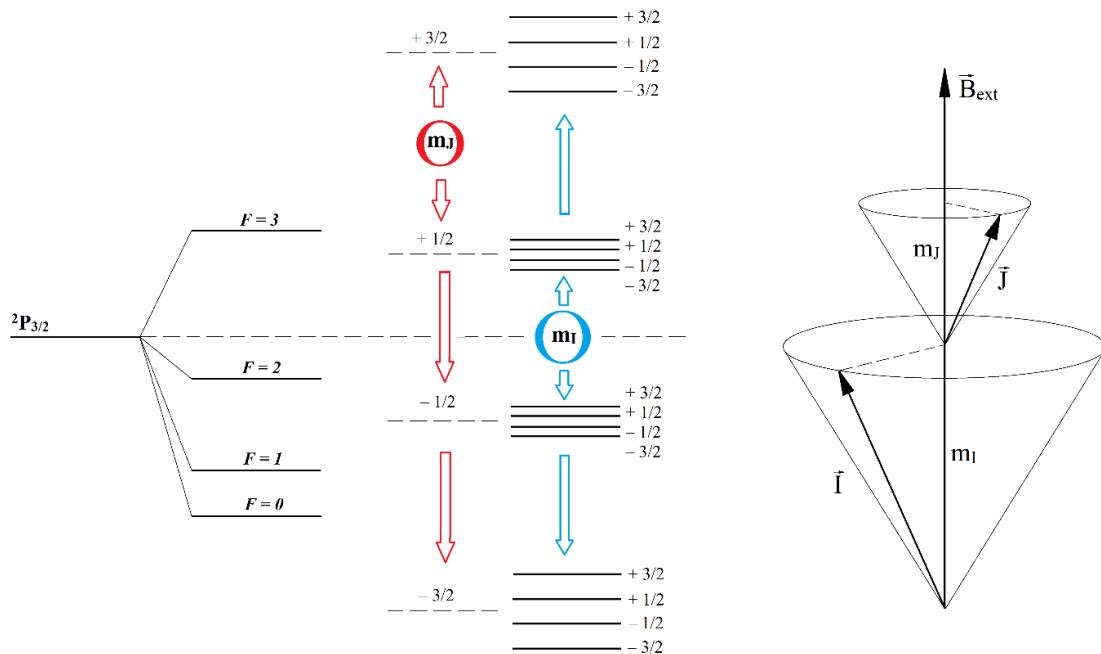
$$E_{ef} = C\vec{I} \cdot \vec{J} - \vec{\mu}_J \vec{B}_{ext} - \vec{\mu}_I \vec{B}_{ext} \quad (1.54)$$

Iz ove relacije može se videti da i *elektronski i nuklearni* magnetni moment interaguje sa spoljašnjim magnetnim poljem  $\vec{B}_{ext}$ . Ukoliko upotrebimo slabo magnetno polje, koje sa magnetnim momentom atoma znatno slabije interaguje nego što to čine jezgro i atom, tako da je  $\vec{\mu}_J \vec{B}_{ext} \ll C\vec{I} \cdot \vec{J}$ , neće doći do pucanja veze između atomskog i nuklearnog momenta impulsa. U tom se slučaju održava ukupni moment impulsa  $\vec{F}$ , koji se u odnosu na spoljašnje magnetno polje ponaša kao i svaki drugi kvantno-mehanički vektor. Ovaj vektor ukupnog momenta impulsa atoma  $\vec{F}$  kao celina vrši precesiono kretanje oko pravca spoljašnjeg polja, kao što je ilustrovano na *slici 13*. To u suštini znači da će svaki *hiperfini nivo* atoma, opisan kvantnim brojem  $F$  imati ukupno  $2F + 1$  mogućih orientacija u odnosu na osu kolinearnu sa vektorom spoljašnjeg magnetnog polja  $\vec{B}_{ext}$ . To takođe znači da će i svako od posmatranih  $F$  stanja dodatno podeliti na  $2F + 1$  podnivoa, a energetska razlika između tih podnivoa će biti linearno zavisna od intenziteta spoljašnjeg magnetnog polja  $\vec{B}_{ext}$  (*slika 13*). Sasvim je jasno da što se primeni jače spoljašnje polje to će biti i veća energetska razlika između podnivoa nastalih cepanjem *hiperfine strukture* na dodatna podstanja. Ovaj se fenomen naziva *Zeeman-ov efekat*.



*Slika 13:* Primer cepanja *hiperfinih stanja* kod natrijuma ( $2P_{3/2}$ ) usled *Zeeman-ovog efekta*.<sup>[13]</sup>

Sa druge strane, ukoliko je jačina spoljašnjeg magnetnog polja tolika da je njegova interakcija sa  $\vec{\mu}_J$  istog reda veličine kao i *hiperfina interakcija*  $C\vec{I} \cdot \vec{J}$ , dolazi do pucanja veze između vektora  $\vec{I}$  i  $\vec{J}$ , tako da vektor  $\vec{F}$  prestaje da egzistira(!). U tom slučaju imamo dva potpuno nezavisna vektora  $\vec{I}$  i  $\vec{J}$  koji bivaju preorientisani spoljašnjim magnetnim poljem, na taj način da oba vektora nastavljaju precesiono da se kreću oko pravca spoljašnjeg magnetnog polja  $\vec{B}_{ext}$ . To u suštini znači da će oba vektora  $\vec{I}$  i  $\vec{J}$  imati  $2I + 1$  i  $2J + 1$  mogućih prostornih orijentacija, respektivno. Tom prilikom  $F$  podnivoi u potpunosti iščezavaju, a posmatrano atomsko stanje se cepta na  $2J + 1$  novih energetskih podstanja, da bi se svako od njih rascepilo na još  $2I + 1$  podnivoa. Fenomen je poznat pod nazivom *Paschen-Back-ov efekat*, i ilustrovan je na *slici 14*, takođe na primeru natrijumovog  $2P_{3/2}$  energetskog stanja.<sup>[12]</sup>



*Slika 14: Paschen-Back-ov efekat natrijumovog  $2P_{3/2}$  energetskog stanja.*<sup>[13]</sup>

### 1.5.2 Spoljašnjena magnetna polja

Kada se jezgro sa spinom  $I$  implantira u čvrst ili tečni materijal, interakcije između nuklearnog spina i njegovog okruženja više ne predvode atomski elektroni. Za atom ugrađen u gustu sredinu, interakcija između atomskog jezgra i elektromagnetskog polja indukovanih od strane sredine je mnogo jača od interakcije jezgra sa atomskim elektronima. U ovom slučaju struktura rešetke sredine igra ključnu ulogu. Ova "hiperfina interakcija" se posmatra u odgovoru sistema nuklearnog spina na unutrašnje elektromagnetsko polje koje potiče od okružujuće sredine, a često i u kombinaciji sa spoljašnjim dovedenim (statičkim ili radio-frekventnim) magnetnim poljem. Ovo je razlog zbog čega se "hiperfini nuklearni nivoi" (eng. "nuclear hyperfine levels") definišu kao svojstvena stanja energije jezgra u kombinaciji sa ovim poljima. Najprostije bi bila primena samo spoljašnjeg statičkog magnetnog polja<sup>42</sup>.

<sup>42</sup>U atomskim sistemima se uobičajeno pravi razlika između "hypersfine strukture" koja se javlja usled interakcija između jezgra sa orbitirajućim elektronima i "Zeeman-ovog efekta" koji proizilazi iz mnogo slabije interakcije jezgra sa spoljašnjim poljima (detaljnije opisano u prethodnom poglavljju).

### **1.5.2.1 Električna kvadrupolna interakcija (QI)**

U materijalima sa ne-kubnom kristalnom rešetkom, ugrađena tj. implantirana jezgra interaguju sa gradijentom električnog polja *EFG* (eng. "EFG – *Electric Field Gradient*") stvorenim od strane atoma i elektrona u prvim atomskim slojevima oko implantirane nečistoće. Za nečistoću na supstancialnom tj. regularnom mestu u rešetki, indukovani gradijent električnog polja (*EFG*) poseduje simetriju kristalne strukture (na primer u materijalima sa gusto pakovanom heksagonalnom kristalnom rešetkom ("HCP – *Hexagonal-Close-Packed*")), jezgro interaguje sa aksijalno simetričnim gradijentom električnog polja (*EFG*) sa osom simetrije duž *c-ose* kristala, tj. 0001 osom). Ukoliko implantirana nečistoća završi na neintersticijalnom tj. neregularnom mestu u kristalu (povezano sa određenom deformacijom), tada se simetrija gradijenta električnog polja (*EFG*) može razlikovati u odnosu na simetriju kristalne rešetke.

Jačina gradijenta *EFG* je jednaka za sve izotope određenog elementa implantiranih na sličnim mestima u kristalu. Stoga se *kvadrupolna frekvencija*  $\nu_Q = \frac{eQ_s V_{zz}}{\hbar}$  meri za nekoliko izotopa jednog elementa u kristalu, iz čega dobijamo da odnos ovih frekvencija daje odnos njihovih *kvadrupolnih momenata*. Kako bi se utvrdila apsolutna vrednost za *opservabilne kvadrupolne momente* svakog izotopa, mora se odrediti jačina  $V_{zz}$  gradijenta *EFG*. Ovo se na primer može dobiti upotrebo već poznatog gradijenta *EFG* (izmerenog ili izračunatog putem neke druge metode). Danas je moguće raditi proračune gradijenta *EFG* na bilo kojoj nečistoći implantiranoj u bilo koji tip kristala. Pokazano je da je većina tih proračuna vrlo precizna sa tačnošću od oko  $\sim 10\%$ , imajući u vidu da su parametri rešetke dobro poznati. Ovo je veoma bitan korak unapred ka izračunavanju *kvadrupolnih momenata*, kako su na primer ovi proračuni pokazali da su neki ranije izvedeni *kvadrupolni momenti* gvožđa pogrešni, zbog lošeg utvrđivanja gradijenta *EFG* u nekim kristalima.

Ako se koristi samo jedan kristal (*monokristal*) kao matrica za implantaciju, orijentacija ose simetrije kristala (a samim tim i ose simetrije gradijenta *EFG*) je ista u celoj zapremini kristala, pa je stoga i jačina gradijenta *EFG* i njegova orijentacija za svako implantirano jezgro ista. Sa druge strane ukoliko se koristi *polikristalni* materijal (materijali izgrađeni od dva ili više različita kristala) kao matrica implantiranja, svako implantirano jezgro će interagovati sa gradijentom *EFG* iste jačine, ali nasumičnom orijentacijom principijelne ose. U ovom slučaju mora se izvršiti integracija po svim mogućim smerovima principijelne ose uzimajući u obzir odabran referentni okvir.

*Hamiltonian* jezgra sa spinom  $I$ , predstavljen preko gradijenta *EFG*, je najlakše izraziti u sistemu glavnih osa (eng. "PAS – *Principal Axis System*") koje ima *z-osi* duž *c-ose* kristala. Diskusiju ovde ograničavamo na kristale sa aksijalno simetričnim gradijentom *EFG* (asimetričan parametar  $\eta = 0$ ) duž *z-ose sistema glavnih osa*, tj. :

$$H_Q = \frac{\omega_Q}{\hbar} (3I_z^2 - I^2) \quad (1.44)$$

Magnetna stanja, okarakterisana magnetnim kvantnim brojem  $m_I$ , spinskog operatora su dobra svojstvena stanja *Hamiltonijana kvadrupolne interakcije*. Njihova energija je degenerisana po  $m_I^2$  kao:

$$E_m = \hbar\omega_Q [3m_I^2 - I(I+1)] \quad (1.45)$$

Energije su jasno direktno proporcionalne konstanti kvadrupolnog kuplovanja  $\omega_Q = \frac{eQ_S V_{zz}}{4I(2I-1)\hbar}$ , što je povezano sa kvadrupolnom frekvencijom  $v_Q = 4I(2I-1) \frac{\omega_Q}{2\pi}$ .

Nivoi  $m_I$  jezgra koji interaguju sa gradijentom *EFG* nisu(!) ekvidistantni. Dolazi do nekoliko frekventnih prelaza, koji variraju u intervalu od  $10[kHz]$  do nekoliko  $[MHz]$ , u zavisnosti od jačine gradijenta *EFG* i nuklearnog opservabilnog kvadrupolnog momenta. Za jezgro sa spinom manjim od 1 ( $I < 1$ ) ne dolazi do kvadrupolnog cepanja, što odgovara činjenici da iščezava očekivana vrednost koja definiše opservabilni kvadrupolni moment. Razvijeno je nekoliko eksperimentalnih metoda merenja kvadrupolnih frekvencija za radioaktivna jezgra i njihova izomerna stanja (fusnota 38, str. 28). Tipična preciznost kvadrupolnih momenata izražava se preko ovako merenih frekvencija u zavisnosti od toga koliko se dobro poznaje gradijent *EFG* na mestu posmatranog jezgra u kristalnoj strukturi i može da varira bilo gde od 1 do 15%.

### **1.5.2.2 Magnetna dipolna interakcija**

Ukoliko se atomi implantiraju u kristal sa kubnom kristalnom rešetkom (na primer zapreminski centriranu kubnu (eng. "BBC – Body-Centered-Cubic") ili površinski centriranu kubnu strukturu (eng. "FCC – Face-Centered-Cubic")) ne dolazi do stvaranja gradijenta *EFG* ukoliko je jezgro na supstitucijalnom položaju. U ovom slučaju i dalje ostaju degenerisana magnetna podstanja (definisana kvantnim magnetnim brojem  $m_I$ ) jezgra sa spinom  $I$ . Međutim, degeneracija se može otkloniti primenom statičkog magnetnog polja. Ovo može biti spolja primenjeno polje, tipično reda nekoliko *Gauss-a* pa sve do nekoliko *Tesla*<sup>43</sup>, ili putem unutrašnjeg hiperfinog magnetnog polja materijala matrice, koje je tipično reda od 10 do 100[T].

Interakcija jezgra sa spinom  $I$  u statičkom magnetnom polju  $B_0$  se opisuje Zeeman-ovim Hamiltonijanom:

$$H_B = -\frac{g_I \mu_N}{\hbar} I \cdot B_0 = -\omega_L I_z \quad (1.46)$$

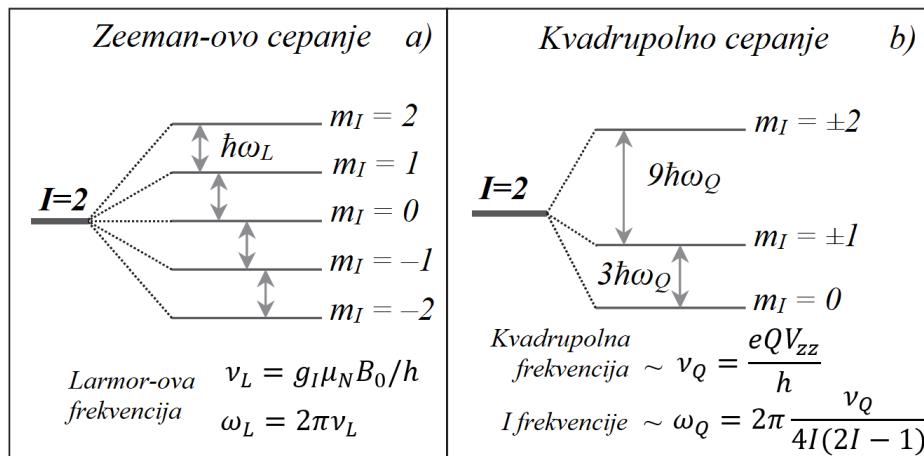
gde je  $\omega_L = \frac{g_I \mu_N B_0}{\hbar}$  Larmor-ova frekvencija<sup>44</sup>, a  $g_I$  je nuklearni *g-faktor*. U koordinatnom sistemu sa *z-osom* paralelnom sa pravcem magnetnog polja (često zvan i *laboratorijski sistem*), magnetna podstanja  $m_I$  operatora spina su svojstvena stanja Zeeman-ovog Hamiltonijana. Energije Zeeman-ovih nivoa su proporcionalne magnetnom kvantnom broju  $m_I$ :

$$E_m = -\hbar \omega_L m_I \quad (1.47)$$

Ovo ekvidistantno cepanje Zeeman-ovih nivoa je tipično reda nekoliko stotina [kHz] do nekoliko MHz, u zavisnosti od jačine primjenjenog magnetnog polja i jačine nuklearnog dipola, opisanog *g-faktorom*. Razvijeno je nekoliko eksperimentalnih metoda za merenje Larmor-ovih frekvencija radioaktivnih jezgara i njihovih izomernih stanja. Takođe se mogu veoma precizno izraziti *g-faktori*, ako je dobro poznata jačina magnetnog polja na mestu implantiranog jezgra.

<sup>43</sup>1Tesla[T] =  $10^4$ [Gauss]

<sup>44</sup>Larmor-ova frekvencija – Frekvencija precesiranja vektora spina oko svog ravnotežnog položaja; Brzina precesiranja, tj. frekvencija, jasno zavisi od jačine primjenjenog spoljašnjeg magnetnog polja.



Slika 15: a) Hiperfini nivoi jezgra smeštenog u statičko magnetno polje; Zeeman-ovo cepanje je ekvidistantno i proporcionalno Larmor-ovoj frekvenciji  $v_L$ ; b) Hiperfini nivoi jezgra implantiranog u kristal sa gradijentom EFG; Cepanje nuklearnih nivoa nije ni ekvidistantno, niti je proporcionalno kvadrupolnoj frekvenciji  $v_Q$ .<sup>[15]</sup>

### 1.5.2.3 Kombinovane statičke interakcije

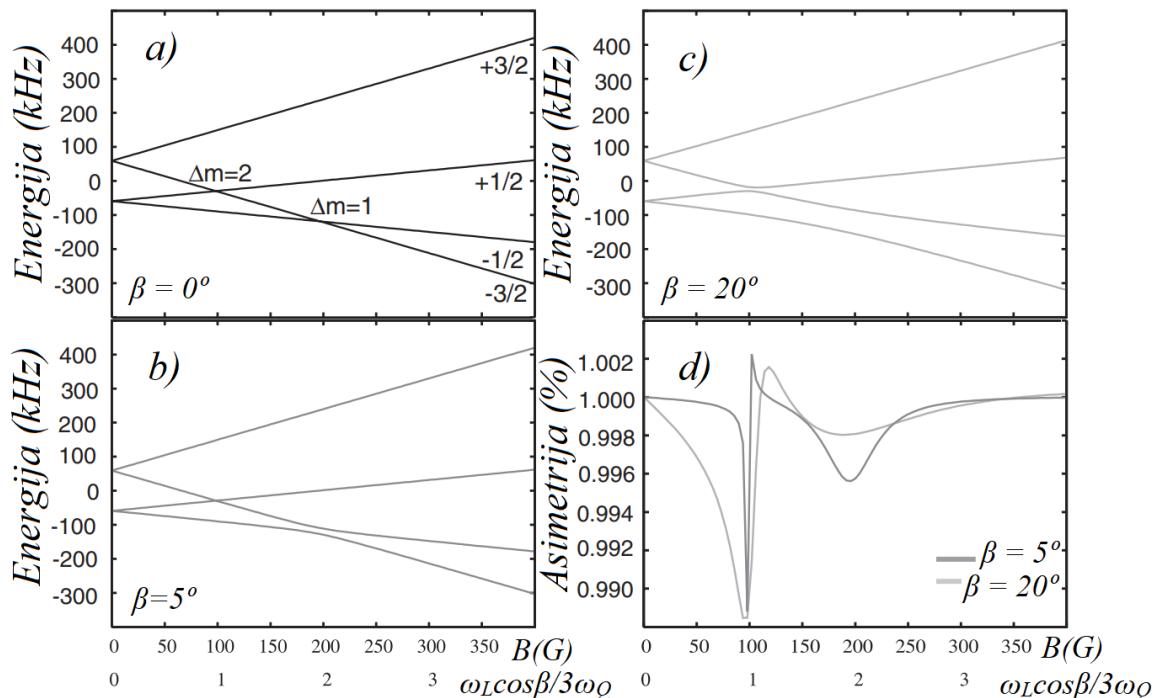
Kada istovremeno i gradijent magnetnog i gradijent električnog polja interaguju sa implantiranim jezgrom, energije nuklearnih *hiperfinih stanja* se mogu izračunati analitičkim putem samo ukoliko su ove interakcije aksijalno simetrične i međusobno poravnate. U ovom slučaju energija magnetnih podstanja  $m_I$  predstavljaju sumaciju *dipolnih* i *kvadrupolnih energija* (svojstvenih stanja odgovarajućih *Hamiltonijana*) date izrazima (1.47) i (1.45), respektivno. Prilikom grafičkog prikazivanja ovih energija u funkciji jačine magnetnog polja, dolazi do presecanja nuklearnih kvantnih nivoa na ekvidistantnim pozicijama.

Ukoliko su ove dve interakcije nekolinearne, potrebno je dijagonalizovati *Hamiltonijan kombinovanih interakcija* u cilju određivanja njegovih svojstvenih stanja. *Hamiltonijan kombinovanih interakcija* se može izraziti u odnosu na laboratorijski sistem kod kog je  $z$ -osa paralelna sa pravcem statičkog polja. U tom slučaju *Hamiltonijan kvadrupolnih interakcija* takođe mora biti izražen u ovim koordinatama. Međutim, kako bi se dobio bolji uvid fizičkog ponašanja sistema kombinovanih interakcija, najlakše je opisati *kvadrupolne interakcije* u sistemu glavnih osa, koje formiraju ugao  $(\beta, \gamma)$  u odnosu na laboratorijski sistem. U ovom se slučaju *Hamiltonijan kombinovanih interakcija* može izraziti kao:

$$H_{kombinova} = -\omega_L I_z \cos\beta + \omega_L I_z \sin\beta + \frac{\omega_Q}{\hbar} (3I_z^2 - I^2) \quad (1.48)$$

Diganolizacija ovakve matrice daje "pomešana" svojstvena stanja u odnosu na izabrani referentni koordinatni sistem i energetske nivoi ovih "mešanih" kvantnih stanja. Na slici 16.b energetski nivoi nekolinearnih kombinovanih interakcija su izračunati za neusklađeni ugao  $\beta = 5^\circ$  c-ose kristala u odnosu na laboratorijski koordinatni sistem. Može se primetiti da se blizu linije presecanja nuklearni nivoi međusobno poništavaju (fenomen poznat u atomskoj fizici kao *anti-presecanje* (eng. "anti-crossing")).

Za male uglove neusklađenosti, mogu se izraziti energetski nivoi ovih *anti-presecanja*. Ovo se radi u aproksimaciji drugog stepena korišćenjem *teorije perturbacija prvog reda*. Proračunata svojstvena stanja predstavljaju mešavinu "neperturbovanih"  $m_I$  podstanja i stoga se nazivaju *stanja pomešanih nivoa* (eng. "level-mixed states"). Može se pokazati da je u regionu mešanja nivoa zastupljenost oba nivoa jednaka. Ovo konačno daje porast u rezonantnoj promeni orientacije spina spinski-orientisanog ansambla, koji se može posmatrati kao rezonanca u ugaonoj distribuciji  $\gamma$  ili  $\beta$  orientisanih jezgra emitera. Simulacija ovakvih rezonanci *spin-polarizovanih snopova i reakcije projektil-fragmentacije* data je na *slici 16*. Sve od 80tih godina prošlog veka, ova se mešana stanja koriste u razvoju novih tehnika merenja momenata egzotičnih jezgara.<sup>[14]</sup>



*Slika 16: Hiperfini nivoi jezgra sa spinom  $3/2$  smeštenog u statičkom magnetnom polju uz kombinaciju aksijalno simetrične kvadrupolne interakcije:* a) kolinearne interakcije,  $\beta = 0^\circ$ ; b) i c) nekolinearne interakcije sa  $\beta = 5^\circ$  i  $\beta = 20^\circ$ , respektivno; Presecanje ili mešanje hiperfinih nivoa se odvija na dobro definisanim vrednostima za odnos frekvencija uključenih interakcija ako je  $\frac{\omega_L}{2\pi\nu_Q} = \frac{3(m+m')\cos\beta}{4I(2I-1)}$ ; d) Na ovim pozicijama, rezonance se posmatraju u ugaonoj distribuciji raspada orientisanih radioaktivnih jezgara, iz kojih se mogu izraziti nuklearni spin i momenti.<sup>[15]</sup>

## 2. Nuklearne orientacije

---

Prilikom merenja raznih osobina jezgara dostupan je širok opseg eksperimentalnih tehnika. *Nisko-temperaturne nuklearne orientacije*<sup>45</sup> imaju za cilj da poravnaju grupu radioaktivnih jezgara, a potom da mere *karakterističnu ugaonu distribuciju* emitovanog zračenja. Na ovom mestu ćemo se detaljnije upoznati sa pojmovima koji prate nuklearne orientacije, počevši pre svega od detaljnog opisa elektromagnetičnih prelaza, pa sve do merenja nuklearnih orientacija i njihovog formalizma, gde su i objašnjeni svi parametri neophodni za merenje i izračunavanje odgovarajućih osobina jezgra upotreboti ove metode.

### 2.1 Elektromagnetni prelazi

---

Produkti radioaktivnih raspada ili određenih nuklearnih reakcija su jasno nova jezgra koja se često stvaraju u svojim pobuđenim stanjima. U slučaju kada je vezivna energija nukleona veća od energije pobude posmatranog jezgra, jezgro se viška energije oslobađa de-ekscitacijom iste putem elektromagnetičnih prelaza kao što su *interna konverzija* ili  $\gamma$  raspad. U suprotnom, ukoliko je energija pobude veća od vezivne energije nukleona, prilikom oslobađanja viška energije jezgro može emitovati jedan ili više nukleona putem određenih raspada u punom smislu te reči<sup>46</sup>. Dobru teorijsku osnovu prirode ponašanja elektromagnentne interakcije pružaju i klasična i kvantna elektrodinamika, pa su često početna tačka u istraživanju elektromagnentičnih prelaza jednog složenog više-čestičnog sistema (kao što je to jezgro) jasno formulisani zakoni koji proizilaze iz klasične i kvantne elektrodinamike. Kako je i dan danje jake interakcije između nukleona još uvek nedovoljno ispitano i shvaćeno, objašnjenje efekata koji se pojavljuju u tumačenju elektromagnetičnih prelaza su najčešće na zadovoljavajući način zamenjivani empirijskim podacima i činjenicama iz postojećih modela jezgra. Ovakav se pristup pokazao dobrim i adekvatnim, i kao takav je dao pouzdane rezultate u okviru tumačenja elektromagnetičnih pojava u jezgru.<sup>[16]</sup>

---

<sup>45</sup>*Nisko-temperaturne nuklearne orientacije – LTNO eng. "Low-Temperature Nuclear Orientation"*.

<sup>46</sup> $\gamma$  raspad se uslovno naziva raspadom; Pravilnije je reći da jezgra koja se viška energije oslobađaju ovim putem to vrše  $\gamma$  zračenjem; Naime, pod pojmom raspada se podrazumeva da dolazi do izvesne promene konstitucije samog jezgra, tj. da se jezgra pre i posle samog procesa oslobađanja viška energije putem određenog "raspada" međusobno razlikuju, tj. ne pripadaju više istom hemijskom elementu, kao što je to slučaj sa  $\alpha$  i  $\beta$  raspadom.

## 2.1.1 Emisija $\gamma$ zračenja

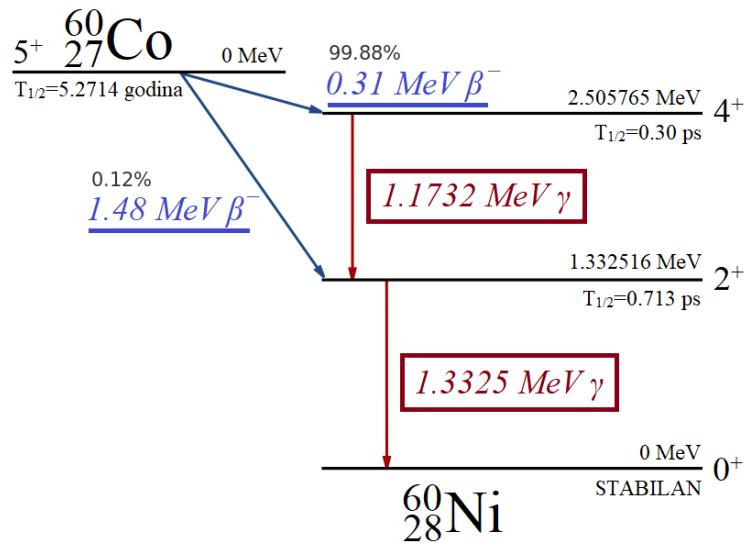
Prilikom emisije  $\gamma$  zračenja, jezgro se viška energije oslobađa emisijom  $\gamma$  fotona prilikom čega se "spušta" u niže energetsko stanje ili čak svoje osnovno stanje sa nultom energijom pobude. Imajući u vidu da je energetska razlika između susdenih nivoa pobuđenog jezgra reda [MeV], talasna dužina emitovanog fotona prilikom prelaza jezgra između ovih nivoa je reda:

$$\lambda = \frac{hc}{E} = \frac{1240 \text{ [eV} \cdot \text{nm]}}{1 \text{ [MeV]}} = 1.24 \times 10^{-3} \text{ [nm]} \quad (2.1)$$

Fotoni koji nastaju na ovaj jedinstven način de-ekscitacijom pobuđenih stanja jezgra nazivamo *gama ( $\gamma$ ) kvatnima*. Ukoliko se zanemari energija koju jezgro dobija u vidu uzmaka, energija  $\gamma$  fotona prilikom jednog ovakvog prelaza biće jednaka razlici energija početnog (inicijalnog) i konačnog (finalnog) stanja, tj. :

$$E_\gamma = E_i - E_f \quad (2.2)$$

gde je sa  $E_i$  prikazana energija *inicijalnog*(i) stanja, dok je sa  $E_f$  prikazana energija *finalnog*(f) stanja.  $\gamma$  raspad uglavnom biva propraćen dodatnim raspadom, kao što su  $\alpha$  ili  $\beta$  raspadi, jer se često jezgro nakon de-ekscitacije najčešće i dalje nalazi u nekom od svojih pobuđenih stanja. Tako na primer jezgro koje je  $\beta$  emiter, najčešće nakon  $\beta$  raspada pređe u potomka koji je u nekom od pobuđenih stanja, dok se taj potomak prestalog viška energije oslobađa emitovanjem jednog ili više  $\gamma$  fotona čime prelazi u svoje osnovno stanje. Na *slici 17* prikazan je  $\beta$  raspad  $^{60}\text{Co}$  u pobuđena stanja  $^{60}\text{Ni}$  koji se skoro trenutačno putem emisije  $\gamma$  zračenja oslobađa energije pobude i spušta u svoje osnovno stabilno stanje, imajući na umu da su pobuđena stanja ovog izotopa nikla kratko-živeća<sup>47</sup>.



Slika 17: Šematski dijagram raspada  $\beta$  emitera  $^{60}\text{Co}$ .

<sup>47</sup>U praksi se  $\gamma$  zračenje pripisuje jezgru  $^{60}\text{Co}$  i svakom drugom jezgru koje se inicijalno raspada, nevezano za navedeni primer, ali uvek treba imati na umu da  $\gamma$  kvanti potiču od pobuđenog jezgra potomka koje se formiralo raspadom jezgra pretka bilo  $\alpha$  ili  $\beta$  raspadom, koje se spušta u osnovno stanje upravo emisijom  $\gamma$  fotona.

Svako pobuđeno stanje, obzirom da je reč o nestabilnom stanju, ima svoju odgovarajuću energetsku širinu  $\Gamma^{48}$ . Tipična vremena pobuđenih stanja su reda  $10^{-12}[\text{s}]$ , mada postoje izuzetci koji se u pobuđenim stanjima mogu zadržati od nekoliko sekundi pa sve do nekoliko godina, i tada se radi o tzv. *izomernim jezgrim*, već pomenutim do sada (fusnota 38, str. 28). Razlog iza ove pojave leži u činjenici da kao i za svaki drugi kvantni fenomen, pa tako i za  $\gamma$  prelaze postoje određena izborna pravila, koji nam govore o izrazito maloj verovatnoći prelaza između energetskih stanja kod kojih vlada velika spinska razlika. Jednostavan primer ove pojave je jezgro  $^{93}\text{Nb}$  čije se prvo pobuđeno stanje, sa spinom  $1/2$ , raspada  $T_{1/2} = 13.6[\text{godina}]$  kako je spinska vrednost osnovnog stanja  $9/2$ , pa na račun toga postoji velika spinska razlika između ova dva stanja ( $9/2 - 1/2 = 4[\hbar]$ ). To znači da bi jedan ovakav  $\gamma$  prelaz zahtevao odnošenje angularnog momenta od  $4[\hbar]$  od strane  $\gamma$  fotona, što je veoma malo verovatno, pa i iz toga proizilazi dug vek života ovog pobuđenog stanja  $^{93}\text{Nb}$ . Još jedan od mogućih načina da se jezgro oslobođi viška energije jeste putem *interne konverzije*<sup>49</sup>, ali se mi u ovom radu nećemo puno osvrnati na ovu pojavu. Takođe, ukoliko jezgro raspolaže dovoljnom količinom energije u svom pobuđenom stanju, viška iste se može oslobođiti i kroz proces poznat pod nazivom *interna kreacija para*<sup>50</sup>.

U nekom najprostijem razmatranju ove pojave možemo povući analogiju nuklearnih prelaza između jedno-čestičnih stanja (okarakterisanih svojstvima tog nesparenog nukleona) sa atomskim prelazima uzrokovanim prelazima elektrona između različitih elektronskih energetskih nivoa. U suštini radi se o istom tipu zračenja, tj. *elektromagnetnom*, mada su dodeljeni različiti nazivi tj.  $\gamma$  zračenje u slučaju nuklearnih prelaza i *rendgensko*, odnosno  $x$ , zračenje u slučaju atomskih prelaza, koji se jedino razlikuju po mestu svog nastanka. Stoga je jednostavno zamisliti da kako elektron kao nanelektrisana čestica prelazom između energetskih stanja dovodi do emisije *elektromagnetskog zračenja*, da tako i proton dovodi do istog u slučaju odgovarajućih nuklearnih prelaza. Doduše, ovi jedno-čestični prelazi ne uključuju samo protone, već uključuju i neutrone kao neutralne čestice koje takođe mogu da dovedu do emisije zračenja, što se sa klasičnog shvatanja može objasniti time da oni ipak, iako kao neutralne čestice, nose određeni magnetni moment, koji je kao što je objašnjeno u prethodnim poglavljima o statickim nuklearnim momentima, uzrokovan unutrašnjom strukturon samog neutrona (prisetimo se da je neutron složena čestica izgrađena iz dva *d-kvarka* i jednog *u-kvarka* koji iako sumiranjem daju nulto nanelektrisanje, svojim kretanjem unutar samog neutrona dovode do stvaranja njegovog magnetnog momenta).

<sup>48</sup>*Radijativna širina  $\Gamma$*  – Moguće je definisati vreme ( $T_{1/2}$ ) za koje će polovina jezgara, koja se nalaze u pobuđenom stanju, preći u osnovno ili niže energetsko stanje i ova veličina je proporcionalna sa vrednošću srednjeg života pobuđenog stanja ( $\tau$ ); Po Heisenberg-ovojoj relaciji neodređenosti, svakom energetskom stanju koje egzistira određeni vremenski period, pripisuje se i neodređenost sa kojom se ta energija može izračunati, a ta se neodređenost u energiji naziva *radijativnom širinom* u skladu sa relacijom  $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ .

<sup>49</sup>*Interna konverzija* – U ovom procesu, višak energije kojim posmatrano jezgro raspolaže, direktno biva predat jednom od orbitirajućih elektrona koji potom bivaju izbačeni iz atoma, tako da ne dolazi do emisije  $\gamma$  kvanata.

<sup>50</sup>*Interna kreacija para* – Ukoliko jezgro raspolaže energijom pobude većom od  $2m_e c^2$  (u sistemu centra masa) može doći i do formiranja para *elektron-pozitron* u blizini samog jezgra kako bi se i impuls u jednom ovakovom procesu mogao očuvati, čime se jezgro oslobađa viška svoje energije.

U  $\gamma$  raspodu važe zakoni održanja energije, impulsa i angularnog momenta, tj. ove veličine moraju biti očuvane.

❖ Zakon održanja energije:

Ukoliko je  $E_i$  energija inicijalnog stanja ( $E_i = M_i c^2$ ), a  $E_f$  energija finalnog stanja posmatranog jezgra ( $E_f = M_f c^2$ ), tada važi da je:

$$E_i = E_f + E_\gamma + T_u \quad (2.3)$$

gde je  $E_\gamma$  energija emitovanog  $\gamma$  fotona, dok je  $T_u$  energija uzmaka jezgra. Jasno se vidi da je izraz (2.2) samo uprošćena verzija izraza (2.3).

❖ Zakod održanja impulsa:

Prema ovom zakonu imamo da je:

$$\vec{p}_\gamma + \vec{p}_u = 0, \text{ tj. } \vec{p}_\gamma = -\vec{p}_u \quad (2.4)$$

gde je  $\vec{p}_\gamma$  impuls emitovanog  $\gamma$  fotona, dok je  $\vec{p}_u$  impuls koje jezgro dobija nakon uzmaka. Iz relacije (2.4) sledi da su vektori impulsa  $\gamma$  fotona i uzmaka jezgra istog inteziteta i pravca, ali suprotnih smerova, tj. da je:

$$p_\gamma = p_u \quad (2.5a)$$

odnosno:

$$p_\gamma c = p_u c \quad (2.5b)$$

Kako je  $E_\gamma = p_\gamma c = p_u c$ , sledi  $p_\gamma = \frac{E_\gamma}{c}$ . Dalje je:

$$T_u = \frac{p_u^2}{2M_f} = \frac{E_\gamma^2}{2M_f c^2} \quad (2.6a)$$

Kako znamo da je energija mirovanja jednog nukleona reda:

$$938[MeV] \approx 10^3[MeV] \Rightarrow 2M_f c^2 \approx 2(A \times 10^3[MeV]) \quad (2.6b)$$

Obzirom da je  $E_\gamma \leq 5[MeV]$ , dobijamo:

$$T_u \leq \frac{25}{2A \times 10^3}[MeV] \quad (2.6c)$$

Za  $A = 10 \Rightarrow T_u \leq 0.00125[MeV] = 1.25[keV]$ , dok je za  $A = 100 \Rightarrow T_u \leq 0.000125[MeV] = 0.125[keV]$ ,  $\left( \frac{1.25[keV]}{5000[keV]} = 0.025\%, \frac{0.125[keV]}{5000[keV]} = 0.0025\% \right)$ , te se ovako male energije uzmaka jezgra najčešće i zanemaruju, pa možemo da pišemo:

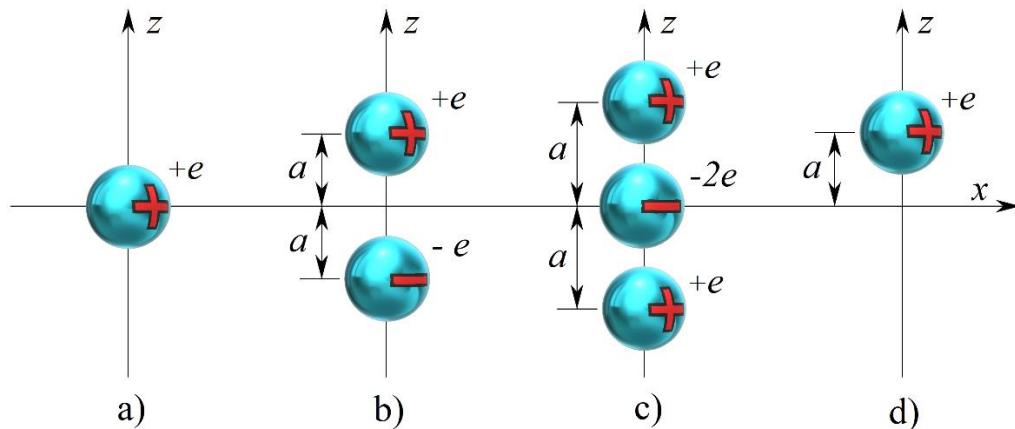
$$E_\gamma \approx E_i - E_f = (M_i - M_f)c^2 \quad (2.7)$$

Iako je energija uzmaka jezgra veoma mala i efektivno smanjuje energiju  $\gamma$  fotona koji u pojednostavljenom slučaju nosi energiju jednaku energetskoj razlici *inicijalnog i finalnog stanja*, postoje efekti kod kojih se uzmak jezgra ne može zanemariti, kao što je to slučaj na primer kod Mössbauer-ovog efekta.

### 2.1.1.1 Klasičan pristup emisiji $\gamma$ zračenju

Proces emisije  $\gamma$  zračenja može biti objasnjen principima klasične elektrodinamike. Kao što smo već u ranijim poglavljima objasnili, proizvoljna distribucija naelektrisanja može biti opisana putem statickih nuklearnih momenata: *električnog monopolnog* (srednjeg kvadrata radiusa naelektrisanja), *električnog dipolnog*, *električnog kvadrupolnog momenta*, itd. Neke od primera distribucije naelektrisanja koje odgovarajući momenti datog multiponog reda poseduju prikazani su na *slici 18*.

Na potpuno se isti način mogu opisati i magnetna polja, s tim da ovde treba reći da ona nastaju od strane distribucije *odgovarajućih struja*. Kao što znamo, za razliku od električnog polja kod kog se javlja *električni monopol*, u situaciji sa magnetnim poljem *monopolni* član ne postoji, pa je s tim na umu najniži multipolni član pridružen distribuciji struja predstavljen *magnetnim dipolnim momentom*, kod kojih kao i kod distribucije struje, postoje slični momenti višeg reda; *magnetni kvadrupol*, *magnetni oktupol*, itd.

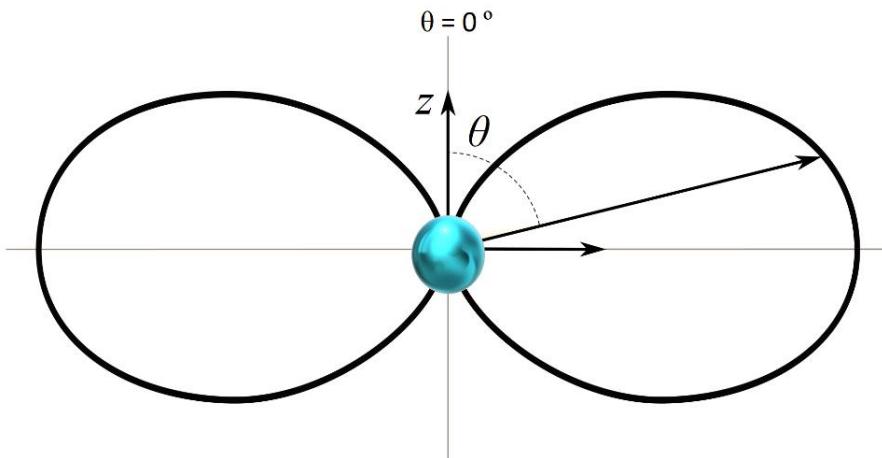


*Slika 18:* Neke od distribucija naelektrisanja karakterisane odgovarajućim multipolnim momentima; a) Naelektrisanje se nalazi u koordinatnom početku i ima *monopolni moment*  $e$ , ali nema i viših momenata; b) Distribucija koja ima *dipolni moment*  $p_z = 2ea$ , ali nema *monopolni* ili *kvadrupolni moment*; c) Kod ovakve distribucije *monopolni* i *dipolni moment* isčezavaju, ali preostaje *kvadrupolni moment*  $p_{zz} = 2ea^2$ ; d) Naelektrisanje je smaknuto za rastojanje  $a$  u odnosu na koordinatni početak, i u odnosu na njega ima *monopolni moment* vrednosti  $e$ , *dipolni moment*  $p_z = 2ea$  i *kvadrupolni moment*  $p_{zz} = 2ea^2$ .<sup>[19]</sup>

Dakle, emisiju elektromagnetskog zračenja možemo shvatiti kao posledicu promene distribucije naelektrisanja, odnosno promene distribucije struja, usled čega kažemo da dolazi do emisije zračenja *električnog* ( $E$ ), odnosno *magnetnog* ( $M$ ) tipa, respektivno. U tom smislu, kada distribucija naelektrisanja ili struja nije konstantna vremenom nego se menja, dolazi do stvaranja elektromagnetskog polja. Ukoliko ove distribucije variraju sa nekom frekvencijom  $\omega$  (npr. sinusoidalno), dolazi do stvaranja karakterističnog radiacionog polja iste frekvencije  $\omega$ .

Ako primera radi, posmatramo *električni dipol* lociran na  $z$ -osi, koji se sastoji od jednakih nanelektrisanja supotnih predznaka ( $\pm q$ ), jedno ispod a drugo iznad koordinatnog početka, vrednost *dipolnog momenta* koje ovakav sistem poseduje jednak je sa  $p = qz$ . Ukoliko ova nanelektrisanja osciluju sinusoidalno sa frekvencijom  $\omega$ , tada se trenutna vrednost *električnog dipolnog momenta* u posmatranom trenutku izražava kao  $p(t) = qzs \sin(\omega t)$ , pri čemu se generiše *električno dipolno zračenje*. Veoma slično ovome, ukoliko kod *magnetnog dipolnog momenta* postoji vremenska varijacija *magnetnog dipolnog momenta*, tj. ukoliko se on može u posmatranom trenutku izraziti kao  $\mu(t) = iA \sin(\omega t)$ , dolazi do stvaranja *magnetnog dipolnog zračenja*. U ovoj relaciji za *magnetni dipolni moment*, veličina  $A$  predstavlja površinu obuhvaćenu strujnom konturom, dok je  $i \sin(\omega t)$  vremenski zavisna jačina struje koja teče kroz konturu.

Sa klasičnog aspekta, *snaga dipolnog zračenja* izraženog kroz malu površinu  $\Delta S$  se u zavisnosti od ugla  $\theta$  između  $z$ -ose i pravca normalnog na  $\Delta S$ , menja kao  $\sin^2 \theta$ , što implicira da ni *električni* ni *magnetni dipol* ne zrače energiju duž svoje ose, odnosno  $z$ -ose, što je ilustrovano na *slici 19*.



*Slika 19:* Ugaona distribucija zračenja električnog dipola; Intezitet zračenja pod uglom  $\theta$  proporcionalan je dužini linije koja zaklapa ugao  $\theta$  sa  $z$ -osom.<sup>[19]</sup>

Zbog *principa korespondencije*<sup>51</sup>, ovo mora biti tačno i sa kvantno-mehaničkog aspekta. *Kvadrupolno zračenje*, kao i zračenje viših multipola će imati savim jasno drugačije ugaone distribucije. Na primer, kod *kvadrupolnog zračenja* intezitet će biti proporcionalan sa  $\sin^2(2\theta)$ . Stoga, merenjem ugaone distribucije zračenja može se ustanoviti i multipolnost zračenja, ali ne i sama parnost(!) radijacionog polja. Ipak, nasumična orijentacija spinskih osa jezgara ograničava utvrđivanje multipolnosti zračenja na bazi distribucije njegovog inteziteta.

<sup>51</sup>Princip korespondencije – Ovaj princip uspostavlja vezu između kvantne teorije i klasične fizike; Rezultati ispitivanja dobijeni kvantnom teorijom moraju kvantitativno odgovarati rezultatima dobijenim na osnovu klasične fizike, koja predstavlja samo granični slučaj kvantne.

Ono što je bitno razlikovati jeste da električna i magnetna polja istih multipolnosti imaju razlike parnosti! Putem merenja linearne polarizacije  $\gamma$  zračenja (pravca vektora električnog polja u odnosu na odabranu ravan) moguće je ustanoviti parnost radiacionog polja, tj. razlikovati električni i magnetni karakter zračenja iste multipolnosti. Tako recimo za posmatrani multipol, električna radijacija ima različitu parnost od magnetne (npr. *električna dipolna radijacija ima neparnu parnost*, dok *magnetna dipolna radijacija ima parnu parnost*).

Ukupna izračena snaga od strane *električnog dipola* (odnosno, ukupna energija u jedinici vremena) sa *dipolnim momentom* amplitudom  $p_*$  je:

$$P_e = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^3} p_*^2 \quad (2.8)$$

dok je za *magnetni dipol* sa magnetnom dipolnom amplitudom  $\mu_*$ , ukupna izračena snaga:

$$P_m = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^5} \mu_*^2 = \frac{\mu_0}{12\pi} \frac{\omega^4}{c^3} \mu_*^2 \quad (2.9)$$

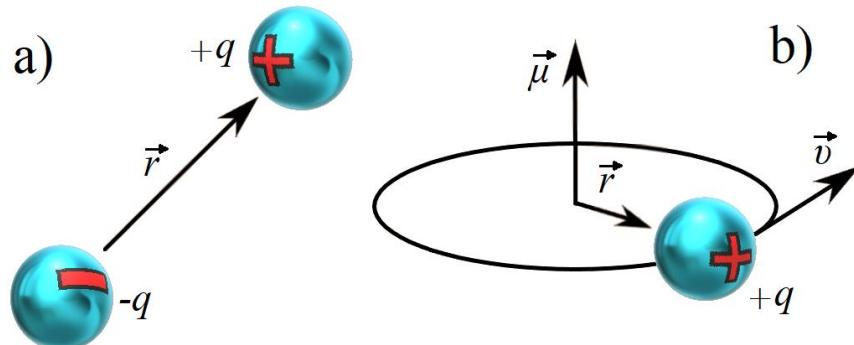
kako je  $\frac{1}{\epsilon_0} = c^2 \mu_0$ .

Kao što je već napomenuto, za generalizovanu distribuciju nanelektrisanja odnosno struja postoje viši redovi multipolnih momenata u odnosu na dipolne momente. Red multipolnog momenta  $L$  je definisan za *monopol* ( $L = 0$ ), za *dipol* ( $L = 1$ ), za *kvadrupol* ( $L = 2$ ), za *oktupol* ( $L = 3$ ), itd. Uopšteno gledano, snaga izračena kao posledica električnog momenta multipolnog reda  $L$ , pri frekvenciji oscilovanja  $\omega$ , se može izraziti kao:

$$P(\sigma L) = \frac{2(L+1)c}{\epsilon_0 L [(2L+1)!!]^2} \left( \frac{\omega}{c} \right)^{2L+1} (Q(\sigma L))^2 \quad (2.10)$$

gde je  $Q(\sigma L)$  amplituda oscilujućeg električnog ili magnetnog momenta, dok  $\sigma$  označava tip radijacije;  $\sigma \equiv E$  za *električni*, i  $\sigma \equiv M$  za *magnetni* tip radijacije.

Ispitivanjem simetrije parnosti na odgovarajući multipolni moment koji je odgovoran za produkciju posmatrane radijacije može se ispitati i parnost radiacionog polja. Primera radi, posmatrajući operaciju parnosti u slučaju *električnog i magnetnog dipolnog momenta* kao karakteristiku *električnog* odnosno *magnetnog dipola*, je ilustrovano na *slici 20*. U oba se slučaja radi o multipolnim momentima istog reda za koje je  $L = 1$ .



Slika 20: a) *Električni dipol* čiji je *električni dipolni moment* jednak sa  $q\vec{r}$ ;  
b) *Magnetni dipol* sa *magnetnim dipolnim momentom*  $\vec{\mu}$  proporcionalnim sa  $q\vec{r} \times \vec{v}$ .<sup>[19]</sup>

Sa slike 20 se lako može videti da prilikom primene operacije parnosti na *električni dipolni moment* dolazi do njegove transformacije iz  $q\vec{r}$  u  $-q\vec{r}$ , što znači da ne dolazi do očuvanja parnosti, tj. ova veličina ima *neparnu* (*negativnu*) parnost (ovakve veličine nazivamo *pseudo*, odnosno *aksijalnim* vektorima). Sa druge strane, primenom operacije parnosti na *magnetni dipolni moment* koji je direktno proporcional sa  $q\vec{r} \times \vec{v}$  transformiše se u  $q(-\vec{r}) \times (-\vec{v}) = q\vec{r} \times \vec{v}$ , pa shodno tome ne menja znak tj. poseduje *parnu* (*pozitivnu*) parnost (ovakve veličine nazivamo *pravim* vektorima). Dakle, za moment određene multipolnosti, radiaciono polje *električnog i magnetnog momenta* imaju suprotne parnosti. Uopšteno se za *parnost električnog multipolnog radiacionog polja multipolnosti L* piše:

$$\pi_{(EL)} = (-1)^L \quad (2.11)$$

dok se za *magnetno multipolno polje* piše:

$$\pi_{(ML)} = (-1)^{L+1} \quad (2.12)$$

Na osnovu toga, radijacija proizvedena električnim multipolnim momentom reda  $L$  se označava kao  **$EL$** , dok se magnetna multipolna radijacija označava kao  **$ML$** . Sama multipolnost je definisana kao  $2^L$  tako da za *dipol* imamo ( $L = 1$ )  $2^1 = 2$ , za *kvadrupol* ( $L = 2$ )  $2^2 = 4$ , za *oktupol* ( $L = 3$ )  $2^3 = 8$ , itd. Prikaz karakteristika radijacije multipolnosti  $L$  za nekoliko prvih redova datog multipolnog radiacionog polja navedeno je u *tabeli 1*.

<i>Tabela 1</i> <sup>[18]</sup>	<i>Multipolno zračenje</i>	<i>Multipolnost</i>	<i>Red multipolnog radiacionog polja (L)</i>	<i>Parnost</i>
<b><u>Električna radijacija</u></b>	<b>E1</b> ; električni dipol	$2^1 = 2$	1	-1
	<b>E2</b> ; električni kvadrupol	$2^2 = 4$	2	+1
	<b>E3</b> ; električni oktupol	$2^3 = 8$	3	-1
	<b>E4</b> ; električni heksadekapul	$2^4 = 16$	4	+1
<b><u>Magnetna radijacija</u></b>	<b>M1</b> ; magnetni dipol	$2^1 = 2$	1	+1
	<b>M2</b> ; magnetni kvadrupol	$2^2 = 4$	2	-1
	<b>M3</b> ; magnetni oktupol	$2^3 = 8$	3	+1
	<b>M4</b> ; magnetni heksadekapul	$2^4 = 16$	4	-1

### 2.1.1.2 Kvantno-mehaničko shvatanje γ zračenja

Kvantna teorija zahteva da zračenje stvoreno električnim ili magnetnim multipolom reda  $L$  bude emitovano u vidu diskretnih kvanata energije – *fotona*, od kojih svaki nosi energiju od  $E_\gamma = \hbar\omega$ . Shodno tome, verovatnoću prelaza za emisiju u jedinici vremena, tj. *konstantu raspada*  $\lambda$  možemo povezati sa izraženom snagom  $P(\sigma L)$ , datom preko relacije (2.10), kao (za slučaj *električnog i magnetnog multipolnog zračenja*, respektivno):

$$\lambda(EL) = \frac{P(EL)}{\hbar\omega} \quad \text{i} \quad \lambda(ML) = \frac{P(ML)}{\hbar\omega} \quad (2.13)$$

Stoga, za *električnu dipolnu radijaciju* važi:

$$\lambda_e = \frac{p_e}{\hbar\omega} = \frac{\frac{1}{12\pi\varepsilon_0 c^3} \frac{\omega^4}{p_*^2}}{\hbar\omega} \Rightarrow \lambda_e = \frac{\omega^3}{12\pi\varepsilon_0 \hbar c^3} p_*^2 \quad (2.14)$$

odakle dalje imamo:

$$\lambda_e = \frac{\omega^3}{12\pi\varepsilon_0 \hbar c^3} p_*^2 \frac{\hbar^3}{\hbar^3} = \frac{(\hbar\omega)^3}{12\pi\varepsilon_0 \hbar^4 c^3} p_*^2 = \frac{E_\gamma^3}{12\pi\varepsilon_0 \hbar^4 c^3} p_*^2 \quad (2.15)$$

Dok je na bazi sledeće relacije (2.16) moguće izraziti *srednje vreme života za proces emisije fotona*, u funkciji njegove energije:

$$\tau = \frac{1}{\lambda_e} = \frac{12\pi\varepsilon_0 \hbar^4 c^3}{E_\gamma^3} \frac{1}{p_*^2} \quad (2.16)$$

Radi jednostavnosti, podrazumevamo da imamo samo *z-komponentu* (vremenski zavisnog) *magnetnog dipolnog momenta*, čija je amplituda  $p_z$ , dok su ostale komponente nulte, tj.  $p_x = 0$  i  $p_y = 0$ , tako da je:

$$\lambda_e = \frac{E_\gamma^3}{12\pi\varepsilon_0 \hbar^4 c^3} p_z^2 \quad (2.17)$$

što znači da je *konstanta raspada*  $\lambda$  proporcionalna kvadratu amplitude *dipolnog momenta*. Da bismo prešli na sledeći korak u kvantno-mehaničkom smislu, moramo imati u vidu da emisija  $\gamma$  kvanta odgovara prelazu jezgra iz nekog inicijalnog u finalno stanje. Predviđanja verovatnoća za prelaz sa jednog na drugo stanje tokom emisije  $\gamma$  fotona sa kvantnog stanovišta je bazirano na modelu jedno-čestičnog *inicijalnog* i *finalnog* stanja. Pod jedno-čestičnim pristupom, npr. za prelaz električnog tipa, podrazumevamo da pojedinačni proton koji se kreće u kvazi-stacionarnoj orbiti unutar jezgra sa totalnim angularnim momentom  $L + 1/2$  (inicijalno stanje), vrši prelaz u stanje niže energije sa nultim orbitalnim angularnim momentom  $L$  (posedujući još uvek svoj sopstveni angularni moment, tj. spinski moment iznosa  $1/2$ ). Međutim, u takvoj se situaciji moramo zapitati na koje se stanje odnosi  $p_z$  koje figuriše u relaciji (2.17). Ovo nam pitanje nameće potrebu redefinisanja komponente  $p_z$  na taj način da njime oba stanja budu obuhvaćena. Sa klasičnog aspekta, za kontinualnu distribuciju nanelektrisanja  $\rho(\vec{r})$ , *električni dipolni moment* je izražen kao:

$$p_z = \int \rho(\vec{r}) z dV \quad (2.18)$$

Sada ćemo prepostaviti da su sve čestice u jezgru (izuzev jednog protona) simetrično raspoređene u odnosu na centar jezgra, i da *dipolni moment*, ukoliko postoji, potiče u celosti od nesparenog protona. Gustinu nanelektrisanja usled ovog protona možemo prikazati kao:

$$\rho(\vec{r}) = e\psi(\vec{r})\psi^*(\vec{r}) \quad (2.19)$$

gde je  $\vec{r}$  vektor položaja nesparenog protona, dok je  $\psi\psi^*$  normirana verovatnoća po jedinici zapremine da se nesparen proton nađe u tački određenoj sa  $\vec{r}$ . Kako bismo mogli da obuhvatimo i *inicijalno* i *finalno* stanje, prethodan izraz (2.19) nam govori da  $p_z$  reformulišemo za ovaj slučaj nesparenog protona na sledeći način:

$$p_{zif} = e \int \psi_f^*(\vec{r}) z \psi_i(\vec{r}) dV \quad (2.20)$$

Matrični element operatora  $p_{zif}$ , tj. *kvantno-mehanički dipolni moment*, uključuje vrstu otežane srednje vrednosti  $z$  koja se odnosi na inicijalno i finalno stanje, a koja karakteriše pomak naelektrisanja  $e$ , u smislu odstupanja od simetrične raspodele preostalog naelektrisanja. Stoga, podrazumevamo da energiju interakcije pridružene radijativnom prelazu možemo da izrazimo kao  $Eez$  (gde je  $E$  električno polje jezgra aproksimirano uniformnim poljem duž jezgra). Verovatnoća raspada po jedinici vremena, odnosno *konstanta raspada*  $\lambda$ , je proporcionalna kvadratu ovog matričnog elementa, što je u saglasnosti sa izrazom (2.17) u kom se javlja kvadrat amplitute *dipolnog momenta*. Dakle, iako su *statički električni dipolni momenti* jezgra jednaki nuli, matrični elementi *dipolnog momenta* (2.20), koji uključuju dva nuklearna stanja (inicijalno i finalno), često nisu jednaki nuli.

Na sličan se način moraju reformulisati i drugi *električni* i *magnetni multipolni momenti*. Nažalost, nismo u mogućnosti da izračunamo ove matrične elemente, jer to podrazumeva dobro poznavanje nuklearnih talasnih funkcija koje još nisu na dovoljno dobar način shvaćenje. Ipak se mogu načiniti neke grube procene bazirane na određenim modelima i tako npr. matrični element *električnog kvadrupola* u slučaju nesparenog protona ima oblik:

$$e \int \psi_f^*(3z^2 - r^2)\psi_i dV \quad (2.21)$$

i ne može biti veći od  $eR^2$ , gde je  $R$  nuklearni radius, mada može biti znatno manji od ove vrednosti.

Uzimajući sve do sada rečeno u obzir, *matrični element multipolnog operatora* možemo u opštem slučaju prikazati kao:

$$Q_{if}(\sigma L) = \int \psi_f^* Q(\sigma L) \psi_i dV \quad (2.22)$$

gde se integracija vrši po celokupnoj zapremini jezgra.

Ovde je  $Q(\sigma L)$  multipolni operator reda  $L$ , dok se  $\sigma$  odnosi na električni tip ( $E$ ) ili magnetni tip ( $M$ ) operatora, dakle  $\sigma = \{E \text{ ili } M\}$ . Uloga ovog operatora jeste da prevede jezgro iz stanja  $\psi_i$  u stanje  $\psi_f$ , uz istovremeno stvaranje fotona odgovarajuće energije, multiponog reda i parnosti. Sada možemo izraziti snagu multipolnog zračenja u formi koja odgovara izrazu (2.10), sa tim da se kvadrat amplitute multipolnog momenta  $(Q(\sigma L))^2$  zamenjuje kvadratom modula matričnog elementa multipolnog operatora  $[Q_{if}(\sigma L)]^2$ :

$$P(\sigma L) = \frac{2(L+1)c}{\epsilon_0 L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [Q_{if}(\sigma L)]^2 \quad (2.23)$$

*Konstantu raspada*  $\lambda$ , odnosno *verovatnoću za emisiju fotona u jedinici vremena*, za slučaj emisije multipolnog zračenja reda  $L$  i energije  $E_\gamma = \hbar\omega$  izražavamo kao funkciju matričnog elementa na sledeći način:

$$\lambda(\sigma L) = \frac{P(\sigma L)}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)c}{\epsilon_0 L [(2L+1)!!]^2 \hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} [Q_{if}(\sigma L)]^2 \quad (2.24)$$

Pri tome se kvadrat modula matričnog elementa multipolnog operatora još naziva i redukovana verovatnoća prelaza  $B(\sigma L)$ , tj.  $B(\sigma L) \equiv [Q_{if}(\sigma L)]^2$ .

Ovaj se izraz za *konstantu raspada* ne može dalje koristiti dok se ne izračuna matrični element  $Q_{if}(\sigma L)$ , a to zahteva dobro poznavanje talasnih funkcija *inicijalnih* i *finalnih* nuklearnih stanja. Ipak se mogu dobiti grube procene polazeći od sledećih prepostavki:

1. *Inicijalno(i)* i *finalno(f)* nuklearno stanje je dato jedno-čestičnom talasnom funkcijom:

$$\begin{aligned}\psi_i &= R_i(r)Y_{LM}(\theta, \phi) \\ \psi_f &= R_f(r)\end{aligned}$$

Pri tome, jasno je da se za *finalno* stanje podrazumeva da se nalazi u *s-stanju* ( $L = 0$ ) koje se time opisuje samo radijalnim delom.

2. Radijalni delovi talasnih funkcija *inicijalnog* i *finalnog* stanja  $R_i(r)$  i  $R_f(r)$  su konstantni po celoj zapremini jezgra, i nule su van njegovih granica.

Na osnovu ovakvih prepostavki moguće je izračunati matrične elemente  $Q_{if}(\sigma L)$ , odnosno *redukovane verovatnoće prelaza*  $B(\sigma L)$  za jedno-čestične prelaze. Upravo je *Weisskopf* sa početka 50tih godina prošlog veka izvršio procene *redukovanih verovatnoća prelaza* na bazi jedno-čestičnog *modela ljusaka*. Za slučaj prelaza *električnog tipa*, *jedno-čestična redukovana verovatnoća prelaza* data je kao:

$$B(EL) = \frac{e^2}{4\pi} \left( \frac{3R^L}{L+3} \right)^2 \quad (2.25)$$

dok je ona za *magnetne prelaze* data kao:

$$B(ML) = 10 \left( \frac{\hbar}{m_p c R} \right)^2 B(EL) \quad (2.26)$$

Ukoliko u prethodno definisane *Weisskopf-ove relacije* za nuklearni radijus ubacimo da je  $R = R_0 A^{1/3}$ , dobijamo sledeće izraze za *jedno-čestične redukovane verovatnoće prelaza*:

$$B(EL) = \frac{e^2}{4\pi} \left( \frac{3}{L+3} \right)^2 R_0^{2L} A^{2L/3} \quad (2.27)$$

$$B(ML) = \frac{10}{\pi} \left( \frac{e\hbar}{m_p c R} \right)^2 \left( \frac{3}{L+3} \right)^2 R_0^{2L-2} A^{(2L-2)/3} \quad (2.28)$$

Ukoliko uzmemo u obzir eksperimentalnu činjenicu za parametar nuklearnog radijusa ( $R_0 = 1.2 [fm]$ ), nalazimo da je odnos *Weisskopf-ovih redukovanih verovatnoća* takav da je uvek manji od jedinice, tj. da je:

$$\frac{B(ML)}{B(EL)} = 0.31 A^{-2/3} \quad (2.29)$$

što ukazuje na činjenicu da su *prelazi magnetnog tipa manje verovatni od prelaza električnog tipa istog multipolnog reda*(!). Izrazi (2.27) i (2.28) se mogu zameniti u izraz (2.24) kako bi se dobile jedno-čestične procene za verovatnoću emisije fotona u jedinici vremena, tj. *konstante raspada*  $\lambda(\sigma L) [s^{-1}]$ .

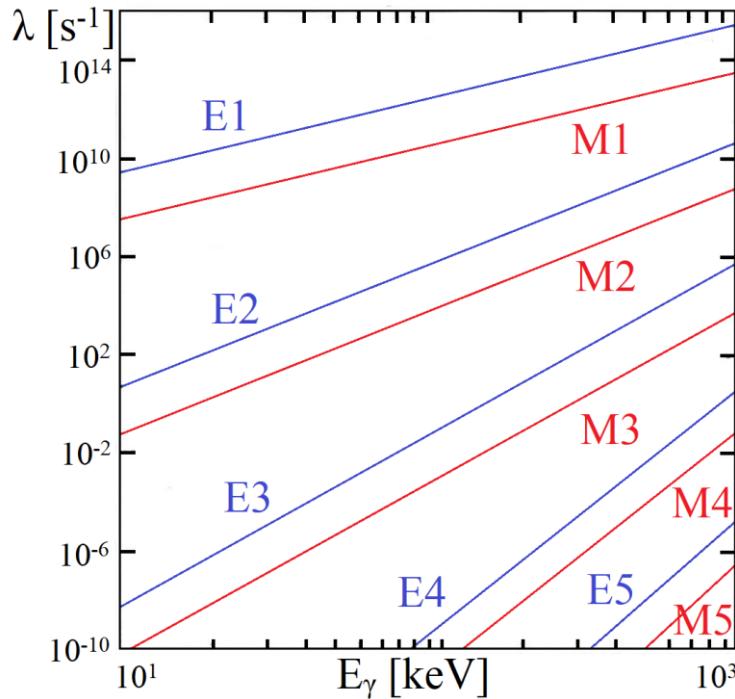
Dobijeni rezultati za *konstante raspada* u odnosu na emisiju  $\gamma$  zračenja, u funkciji multipolnosti  $L$ ,  $E_\gamma$  [MeV] i  $A$ , sve do multipolnog reda  $L = 5$  (za  $R_0 = 1.2$  [fm]) su sledeći:

<i>Električne multipolnosti</i>	<i>Magnetne multipolnosti</i>
$\lambda(E1) = 1.0 \times 10^{14} A^{2/3} E_\gamma^3$	$\lambda(M1) = 3.1 \times 10^{13} E_\gamma^3$
$\lambda(E2) = 7.3 \times 10^7 A^{4/3} E_\gamma^5$	$\lambda(M2) = 2.2 \times 10^7 A^{2/3} E_\gamma^5$
$\lambda(E3) = 34 A^2 E_\gamma^7$	$\lambda(M3) = 10 A^{4/3} E_\gamma^7$
$\lambda(E4) = 1.1 \times 10^{-5} A^{8/3} E_\gamma^9$	$\lambda(M4) = 3.3 \times 10^{-6} A^2 E_\gamma^9$
$\lambda(E5) = 2.4 \times 10^{-12} A^{10/3} E_\gamma^{11}$	$\lambda(M5) = 7.4 \times 10^{-13} A^{8/3} E_\gamma^{11}$

Na osnovu prethodno iznesenog, Weisskopf-ove jedno-čestične procene za verovatnoće prelaza u jedinici vremena  $\lambda(EL)$  i  $\lambda(ML)$  imaju sledeće karakteristike:

1. Za dati multipolni red  $L$ ,  $\lambda$  raste kao  $E_\gamma^{2L+1}$ ;
2. Za dati multipolni red  $L$ , magnetni prelaz je manje verovatan od električnog prelaza za faktor  $10 - 1000$ ;
3. Za datu energiju  $\gamma$  fotona, verovatnoća prelaza opada za faktor  $10^5 - 10^8$  za svaki porast multipolnog reda za 1.

Takođe, prisetimo se da veća vrednost *konstante raspada*  $\lambda$  podrazumeva veću verovatnoću prelaza, odnosno odgovara kraćem vremenu života ( $\tau = \frac{1}{\lambda}$ ) pobuđenog stanja u odnosu na emisiju fotona. Na slici 21 dat je grafički prikaz zavisnosti *konstante raspada* u odnosu na emisiju  $\gamma$  zračenja *električnog* i *magnetnog tipa* u funkciji energije fotona za različite multipolne redove (do petog reda,  $L = 5$ ), za jezgro masenog broja  $A = 125$ .<sup>[17]</sup>



Slika 21: Konstanta raspada  $\lambda$  za razne multipolnosti u funkciji energije emitovanog zračenja  $E_\gamma$  [keV].<sup>[19]</sup>

### **2.1.1.3 Selekcionalna pravila i multipolne smeše**

#### **2.1.1.3.1 Selekcionalna pravila**

Emisijom  $\gamma$  zračenja može da dođe do promene ukupnog momenta (spina) jezgra. Vektori spina *inicijalnog* stanja jezgra  $\vec{I}_i$ , spina *finalnog* stanja jezgra  $\vec{I}_f$  i momenta impulsa koji odnosi  $\gamma$  foton  $\vec{L}_\gamma$  su svi međusobno povezani jednostavnom relacijom koja je ništa više nego posledica zakona održanja momenta impulsa, prikazana kao:

$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{L}_\gamma \quad (2.30)$$

Pozivajući se na pravila sabiranja kvantno-mehaničkih vektora, možemo pronaći intezitet vektora momenta impulsa koji  $\gamma$  foton "iznosi" iz jezgra kao:

$$|I_i - I_f| \leq L_\gamma \leq I_i + I_f \quad (2.31)$$

Stoga se ukupan moment impulsa koji pripadne  $\gamma$  fotonu kreće u granicama između vrednosti zbiru i apsolutne vrednosti razlike spinova *inicijalnog* i *finalnog* stanja. Primera radi, ukoliko je moment impulsa *inicijalnog* stanja iznosio  $I_i = 3[\hbar]$ , a nakon emisije  $\gamma$  fotona prelazeći u *finalno* stanje iznosio  $I_f = 2[\hbar]$ , posmatrani emitovani  $\gamma$  foton bi mogao imati sve vrednosti momenta impulsa u intervalu od  $1[\hbar] \leq L_\gamma \leq 5[\hbar]$ . Ukoliko je foton odneo impuls od  $L_\gamma = 1[\hbar]$ , kažemo da se radi o *dipolnoj radijaciji*. To znači da je do emisije samog fotona došlo tokom procesa u kojem je nastupila promena *dipolnog električnog* ili *dipolnog magnetnog momenta*. Ukoliko foton odnosi impuls od  $L_\gamma = 2[\hbar]$ , radijacije biva *kvadrupolna*, tj. vremenska promena *električnog* ili *magnetnog kvadrupola* uzrokuje emisiju radijacije. Za slučaj  $L_\gamma = 3[\hbar]$  radi se *oktupolnom zračenju*, itd.

Međutim, u slučaju kada su spinska stanja *inicijalnog* i *finalnog* stanja identična, tj. kada je  $I_i = I_f$ , izborni pravilo definisano relacijom (2.31) dozvoljava mogućnost emisije  $\gamma$  fotona koji ne odnosi nikakav impuls iz jezgra, tj. za koji je  $L_\gamma = 0[\hbar]$ . Jedan bi ovakav prelaz odgovarao *električnom* ili *magnetnom monopolu*. Kako već znamo od ranije da sa današnjeg aspekta shvatanja i razumevanja elektromagnetizma *magnetni monopol* ne postoji(!), dok je *električni monopol* obično nanelektrisanje koje ne može da podlegne promeni tokom vremena, tj. nezavisno je od vremena, jasno je da monopolna emisija  $\gamma$  fotona ne postoji! Ovo implicira da upravo definisano selekcionalno pravilo (2.31) ima izuzetak, koje kaže da je za *monopolnu emisiju* tj.  $L_\gamma = 0[\hbar]$  prelaz zabranjen(!).

Kod parno-parnih jezgara, osnovno stanje ima spin  $I_i = 0^+$ , bez izuzetaka. Ukoliko bi se među pobuđenim stanjima jezgra, našlo stanje sa istom vrednošću spina, tj. za koje je  $I_f = 0^+$ , jasno je da između ta dva nivoa ne može doći do radijacionog prelaza sa emisijom  $\gamma$  fotona. Mada to ne znači u potpunosti da se ovaj prelaz ne može i dogoditi<sup>52</sup>.

<sup>52</sup>Zabranja koja važi za  $\gamma$  fotone (prelaz  $0^+ \rightarrow 0^+$ ) ne važi i za konverzije elektrona; Prelaz sa spinskog stanja  $0^+$  na spinsko stanje iste vrednosti,  $0^+$ , se zapravo može odvijati i to putem emisije konverzionog elektrona.

Znamo od ranije da se električno i magnetno polje ponašaju suprotno prilikom primene operacije parnosti (transformacija koordinata), tj. poseduju različite parnosti. Iz relacija (2.11) i (2.12) vidimo da za isti multiopolni red  $L$ , električni i magnetni prelazi imaju suprotne parnosti(!). Prelazi koji očuvavaju parnost su jasno prelazi  $M1, E2, M3, E4$ , itd., dok su prelazi koji narušavaju parnost prelazi  $E1, M2, E3, M4$ , itd. U tabeli 2 su na pregledan način prikazani primeri dozvoljenih  $\gamma$  prelaza na osnovu iznetih selektivnih pravila, odnosno multipolna zračenja koja se mogu emitovati u svakom prikazanom slučaju.<sup>[20]</sup>

Tabela 2<sup>[21]</sup>

$I_i$	$I_f$	<u>Promena parnosti?</u>	$L$	<u>Dozvoljeni prelazi</u>
$0^+$	$0^+$	Ne	/	Nijedan! (konvezioni elektron)
$1/2^+$	$1/2^-$	Da	1	$E1$
$1^+$	$0^+$	Ne	1	$M1$
$2^+$	$0^+$	Ne	2	$E2$
$3/2^-$	$1/2^+$	Da	1, 2	$E1, M2$
$5/2^+$	$1/2^-$	Da	2, 3	$M2, E3$
$2^+$	$1^+$	Ne	1, 2, 3	$M1, E2, M3$
$3/2^-$	$5/2^+$	Da	1, 2, 3, 4	$E1, M2, E3, M4$
$5/2^+$	$3/2^-$	Ne	1, 2, 3, 4	$M1, E2, M3, E4$

Takođe treba naglasiti da ne dominira kod svih prelaza isključivo jedan tip zračenja, te stoga možemo da govorimo o tzv. mešanim prelazima, kod kojih su verovatnoće za emisiju dva tipa zračenja uporedive. Tako na primer, selektivna pravila za  $\gamma$  emisiju za prelaz  $2^+ \rightarrow 2^+$  dozvoljavaju  $M1, E2, M3$  i  $E4$  multipolno zračenje, a sa *slike 21* vidimo da bi  $M1$  prelaz trebao da dominira. Međutim, ipak nije neuobičajeno da se u ovakvoj situaciji javi porast verovatnoće za emisiju  $E2$  zračenja, obzirom da spinsko stanje  $2^+$  često ispoljava kolektivne stepene slobode, te prema tome govorimo o mešanom  $M1 + E2$  prelazu. Naime, kolektivno stanje je okarakterisano kolektivnim kretanjem većeg broja nukleona, a posledica ovoga je da mnoštvo amplituda verovatnoća doprinosi matričnom elementu datim izrazom (2.22), od kojih svaka amplituda odgovara prelazu pojedinačnog nukleona iz njegovog *inicijalnog* stanja u *finalno*. Imajući u vidu da su kod kolektivnih stanja sve ove amplitude približno u fazi jedna sa drugom zbog koordinisanog kretanja učestvujućih nukleona, one teže da se pojačaju. Upravo ovo rezultira većom amplitudom (verovatnoćom) prelaza u odnosu na onu koja je očekivana za prelaz jednog nukleona, što znači da će *redukovana verovatnoća prelaza  $B(E2)$*  značajno premašiti jedno-čestičnu procenu.<sup>[22]</sup>

### 2.1.1.3.2 Multipolne smeše

Bazirano na nekoj jednostavnoj proceni verovatnoće, kao što su to npr. *Weisskopf-ove redukovane verovatnoće  $\gamma$  prelaza* u okviru jedno-čestičnog *modela ljudsaka*, zaključujemo da verovatnoća za radijacione prelaze veoma brzo opada sa porastom multipolnosti zračenja, odnosno porastom vrednosti  $L$ , kao što je to distukotvano u prethodnim poglavljima. Shodno tome, možemo očekivati da u prelazu figuriše samo jedna komponenta, i to ona sa najvećom verovatnoćom dešavanja, odnosno ona najmanjeg reda multipolnosti, tj. najmanje vrednosti  $L$ . Iako je doprinos ostalih komponenti po nepisanom pravilu zanemarljiv, struktura jezgra je ipak dosta složenija od one koja je predviđena *modelom ljudsaka*.

Naime, eksperimentalno je pokazano da postoji mnoštvo prelaza u kojima ne figuriše samo jedan tip prelaza jedne multipolnosti, nego skup više prelaza različitih tipova i različitih multipolnosti. Iz tog razloga uvodimo pojam *multipolnih smeša*, za slučaj kada postoje dve komponente od kojih ni jedna nema zanemarljiv intezitet. Primera radi, u slučaju kada u zračenju postoji i *električna kvadrupolna* i *magnetna dipolna* komponenta, kvadrat multipolne smeše, poznat još i kao *odnos mešanja*  $\delta$ , se definiše kao odnos broja prelaza *električnog kvadrupola* ( $E2$ ) i *magnetnog dipola* ( $M1$ ) u jedinici vremena, koji izražen preko verovatnoća ovih prelaza poprima oblik:

$$\delta^2 \left( \frac{E2}{M1}; I_i \Rightarrow I_f \right) = \frac{T(E2; I_i \Rightarrow I_f)}{T(M1; I_i \Rightarrow I_f)} \quad (2.32)$$

U relaciji su verovatnoće prelaza  $E2$  i  $M1$  date kao  $T(E2; I_i \Rightarrow I_f)$  i  $T(M1; I_i \Rightarrow I_f)$ , respektivno. Ove se verovatnoće mogu predstaviti i redukovanim matričnim elementima kao:

$$\delta^2 \left( \frac{E2}{M1}; I_i \Rightarrow I_f \right) = \frac{3}{100} k^2 \frac{B(E2; I_i \Rightarrow I_f)}{B(M1; I_i \Rightarrow I_f)} \quad (2.33)$$

odnosno, uvođenjem odgovarajućih matričnih elemenata imamo da je:

$$\delta^2 \left( \frac{E2}{M1}; I_i \Rightarrow I_f \right) = \frac{3}{100} k^2 \frac{|\langle I_f | M(E2) | I_i \rangle|^2}{|\langle I_f | M(M1) | I_i \rangle|^2} \quad (2.34)$$

Jasno se vidi iz prethodnih relacija da se *odnos mešanja*  $\delta$  dobija kao kvadratni koren nekih od izraza (2.32), (2.33) ili (2.34), pa je logično postaviti pitanje: *Koji predznak uzeti, + ili -?* Ukoliko pogledamo poslednji izraz (2.34), znak matričnog elementa elektromagnetskog prelaza (član u imeniku) nema fizički smisao jer zavisi jedino od proizvoljno izabrane relativne faze *inicijalnog* i *finalnog* stanja. Međutim, stvar se menja u slučaju količnika ovakva dva elementa (kao što je slučaj u razmatranom izrazu), jer se svako nuklearno stanje pojavljuje paran broj puta, pa samim tim i znak postaje nezavistan od izbora same faze, a može imati i fizički smisao. Odabran znak mora biti konzistentan sa znakom *multipolne smeše* koji je dođen eksperimentalnim merenjem ugaonih korelacija, pri čemu on zavisi od usvojene konvencije pri definisanju ose orientacije jezgra, kao i od nekih geometrijskih faktora koji se nalaze u okviru izraza za verovatnoću ugaonih distribucija. Primera radi, prema konvenciji predloženoj od strane *Krane-a* i *Steffen-a*, matrični elementi se uzimaju za obe multipolne komponente, kao i pozitivan koren desne strane jednačine:

$$\delta \left( \frac{E2}{M1}; I_i \Rightarrow I_f \right) = \frac{\sqrt{3}}{10} k \frac{|\langle I_f | M(E2) | I_i \rangle|}{|\langle I_f | M(M1) | I_i \rangle|} \quad (2.35)$$

odnosno:

$$\delta \left( \frac{E2}{M1}; I_i \Rightarrow I_f \right) = 0.835 E \frac{|\langle I_f | M(E2) | I_i \rangle|}{|\langle I_f | M(M1) | I_i \rangle|} \quad (2.36)$$

Energija  $E$  se izražava u [ $MeV$ ], element električnog kvadrupola u [ $e \cdot barn$ ], a matrični element *magnetnog dipola* u nuklearnim magnetonima ( $[\mu_N]$ ).

Naravno, predstavljene relacije ne važe isključivo za posmatran slučaj mešanja  $E2$  i  $M1$  prelaza, već se mogu prilagoditi za sve moguće slučajeve *multipolnih smeša* kada se pri radijacionom prelazu mogu uočiti dve komponente multipolnosti reda  $L$  i  $L + 1$ .<sup>[23]</sup>

### **2.1.1.4 Ugaona distribucija emisije $\gamma$ zračenja**

Kao što nam relacija (2.30) govori, prilikom de-ekscitacije jezgra sa pobuđenog na niže energetsko stanje putem emisije  $\gamma$  zračenja, svaki  $\gamma$  foton karakteriše određeni impuls koji on "iznosi" iz jezgra. Shodno tome, zračenje emitovano na ovaj način okarakterisano je *angularnim kvantnim brojem*  $L$ , ali i *magnetnim kvantnim brojem*  $M$ , a uslov je da zadovoljava (po analogiji sa (2.30)):

$$m_i = m_f + M \quad (2.37)$$

gde su  $m_i$  i  $m_f$  magnetni kvantni brojevi *inicijalnog* i *finalnog* stanja respektivno, koji definišu projekciju ukupnog momenta impulsa (spina) ovih stanja na preferentnu osu kvantovanja. U bilo kojoj detektovanoj  $\gamma$  liniji, svaka komponenta koja se javi između magnetnih podnivoa  $m_i \Rightarrow m_f$  ima svoju karakterističnu angularnu (ugaonu) distribuciju. U slučaju računanja energetskog transfera usled emisije elektromagnetskog zračenja u određenom posmatranom pravcu, koji zaklapa izvestan ugao ( $\theta$ ) sa osom kvantovanja različitih multipolnosti okarakterisanih kvantnim brojevima  $L$  i  $M$ , dobili bismo različite distribucije inteziteta zračenja  $F_L^M(\theta)$ . Za emisiju *dipolnog zračenja*, za koje je  $L = 1$ , ugaona distribucija emisije zračenja ovog multipolnog reda poprima oblik:

$$L = 1 \quad \begin{cases} F_1^0(\theta) = 3\sin^2\theta, & \text{za } M = 0 \\ F_1^{\pm 1}(\theta) = \frac{3}{2}(1 + \cos^2\theta), & \text{za } M = \pm 1 \end{cases} \quad (2.38)$$

Jasno je da je verovatnoća emisije  $\gamma$  kvanta iz bilo kog jezgra zavisna od ugla između spina stanja sa kog se vrši prelaz tj. emisija, i samog pravca emisije  $\gamma$  fotona. Međutim, u normalnim uslovima eksperimentalno nije moguće ustanoviti bilo kakvu anizotropiju u emisiji  $\gamma$  zračenja, iz prostog razloga jer su pri normalnim uslovima vektori ugaonog i magnetnog momenta nasumično orijentisani u prostoru. Sa kvantno-mehaničkog aspekta, sva magnetna podstanja  $(2I + 1)$  su podjednako naseljena što bi dalje značilo da je jednak broj jezgara koja imaju neku od mogućih komponenti ugaonog momenta (od  $+I$  do  $-I$  u  $[\hbar]$  jedinicama, koliko magnetni kvantni broj  $M$  poprima vrednosti) duž ose kvantovanja, koja je uglavnom definisana pravcem spoljašnjeg magnetnog polja. Do registrovanja prostorne anizotropije u intezitetu  $\gamma$  zračenja će doći samo u slučaju kada su sva magnetna podstanja nejednako naseljena, odnosno kada nisu jednakoverojatna. Jedan ovakav sistem se definiše kao *orijentisan sistem*, koji može biti orijentisan na dva načina:

1. Ako je veći broj spinova orijentisan tj. usmeren u jednom smeru ose kvantovanja, odnosno ako je različita naseljenost kvantnih stanja okarakterisana magnetnim brojevima  $-m$  i  $+m$ . U ovom slučaju kažemo da je sistem *polarizovan*.
2. Ukoliko je verovatnoća popunjenoosti podnivoa zavisna od  $m^2$  (a ovo se javlja pri interakciji jezgra sa gradijentom električnog polja (EFG)), tada je naseljenost podnivoa sa magnetnim kvantnim brojevima  $+m$  i  $-m$  podjednaka. U ovom slučaju kažemo da je sistem *usmeren*.

Jasno je da je za merenje prostorne anizotropije inteziteta  $\gamma$  zračenja u raznim pravcima neophodno orijentisati jezgra izvora zračenja, a ovo se može postići na nekoliko načina:

1. *Metod nisko-temperaturnih NO (LTNO)* – Primenom jakih magnetnih polja na veoma niskim temperaturama.
2. *Metod direkcionih ugaonih korelacija* – Ovom se metodom određuje verovatnoća emisije dva suksesivna (kaskadna<sup>53</sup>) zraka iz jezgra pod određenim uglom, bez obzira na njihovu polarizaciju.
3. *Nuklearne reakcije* – Postoje razne nuklearne reakcije izazvane česticama dobro definisanih smerova i polarizacije, koje se mogu iskoristiti za orijentisanje jezgra.

Da bi se ugaona distribucija  $\gamma$  zračenja mogla izračunati ili da bi se iz izmerene anizotropije dobila željena informacija karakteristike strukture posmatranog jezgra, pored ugaone zavisnosti za pojedine prelaze sa magnetnih podstanja, potrebno je osim karakteristika emitovanog zračenja poznavati i relativnu popunjenošću svakog od naseljenih podnivoa.<sup>[24]</sup>

## 2.2 Orijentacija jezgara

---

Kao što znamo spin je jedna od najfundamentalnijih karakteristika materije na kvantnom nivou. U okviru jezgra, spin određuje i diktira ponašanje samog jezgra u okviru mnogih pojava, te je stoga neophodno razmatrati pojave poput:

- *Ugaone distribucije zračenja iz jezgra sa određenim pravcem spina;*
- *Stvaranje sistema(ansambla) jezgara sa orijentisanim spinom.*

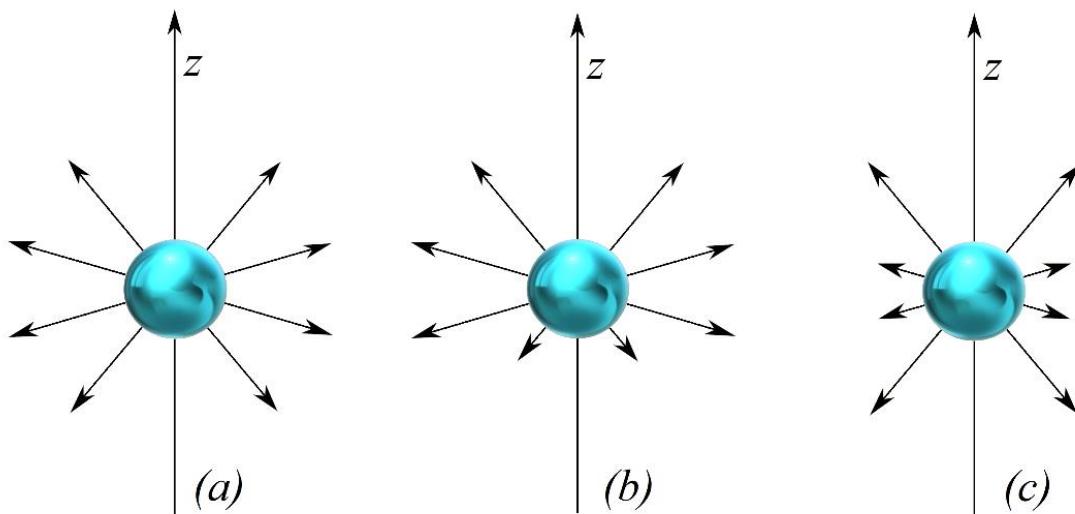
Tehnika opisana u ovom radu za određivanje spina i magnetnog momenta pobuđenih stanja dopunjuje prethodno korišćene metode za određivanje ovih karakteristika kod osnovnog stanja, pri čemu treba naglasiti da mnoge ranije upotrebljene metode određuju takođe, sisteme orijentisanih jezgara.

---

<sup>53</sup>*Kaskadni prelaz*, ili *Kaskada* – Predstavljaju  $\gamma$  prelaze kod kojih u veoma kratkom vremenskom intervalu jedan prelaz sledi za drugim; Uglavnom se multipolnosti ovih prelaza mere metodom ugaonih korelacija, zasnovanih na koincidentnom merenju ovakvih  $\gamma$  prelaza.

## 2.2.1 Polarizacija, orijentacija i usmeravanje jezgara

Radioaktivni izvor bez prisustva spoljašnjeg polja emituje čestice ili kvantne zračenja izotropno u prostoru. Ukoliko aktivna jezgra imaju spin  $I$  (samim tim i magnetni moment  $\mu_I$ ), do izotropne emisije zračenja dolazi ukoliko su vektori spina  $\vec{I}$  i magnetnog momenta  $\vec{\mu}_I$  nasumično orijentisani u prostoru. Jasno je, da u smislu posmatranja pojedinačnog jezgra, ugaona distribucija zračenja nije izotropna u odnosu na njegovu spinsku osu. Sa kvantnomehaničkog aspekta, izotropna raspodela zračenja znači da za neku osu (*z-osa, slika 22*) sa zanemarljivo malim spoljašnjih magnetnim poljem u celoj grupi postoji isti broj jezgara sa komponentama ukupnog momenta impulsa  $I, (I-1), \dots, -(I-1), -I$  (u  $[\hbar]$  jedinicama) duž te ose. Ukoliko je spoljašnje magnetno polje jednako nuli, magnetna podstanja imaju istu energiju, te postoji degeneracija u odnosu na magnetni kvantni broj  $m_I$ .



*Slika 22:* Nuklearna magnetna podstanja; *z-osa* je osa kvantovanja, a strelice pokazuju dozvoljene smerove orijentacije spina; Dužina strelica označava broj jezgara u skupu sa određenom orijentacijom; Pretpostavljeno je da raspodele imaju aksijalnu simetriju oko *z-ose*; a) Neorientisan skup čestica; b) Orientisan skup čestica-polarizovan; c) Orientisan skup čestica-usmeren.<sup>[25]</sup>

Međutim, ukoliko naseljenost podstanja  $P(m_I)$  zavisi od vrednosti magnetnog kvantnog broja  $m_I$ , za sistem se kaže da je *orientisan* (*slika 22 b) i c)*). U slučaju da je veći broj spinova orijentisan u jednom smeru (npr. "pozitivnom" smeru *z-ose*, tj.  $+z$ ) nego u suporotnom smeru ( $-z$ ), naseljenosti podstanja sa magnentim kvantnim brojem  $m_I = +I$  ( $P(+m_I)$ ) nije ista kao i naseljenost podstanja okarakterisanog magnetnim kvantim brojem  $m_I = -I$  ( $P(-m_I)$ ), te se za takav sistem (ansambl) jezgara kaže da je *polarisan* (*slika 22 b*). Sa druge strane, ukoliko naseljenost datog podstanja  $P(m_I)$  zavisi samo od  $m_I^2$  tako da je  $P(+m_I) = P(-m_I)$ , kažemo da je sistem usmeren (*slika 22 c*), pri čemu raspodela naseljenosti  $P(m_I)$  ima jednak broj jezgara usmerenih u suprotnim smerovima tako da je naseljenost nepolarizovana, međutim, ipak je orientisana u odnosu na *z-osu*, jer naseljenost spinskih stanja nije podjednaka.

Polarizacija  $P$ , nekog sistema se može definisati kao:

$$P = \frac{1}{I} \sum_I m_I P(m_I) \quad (2.39)$$

i ona označava višak čestica sa spinom usmerenim u jednom smeru. U posebno jednostavnom slučaju sistema jezgara sa spinom  $\frac{1}{2}$ , od kojih je  $N_1$  usmereno "na gore" ( $m_I = +\frac{1}{2}$ ), imamo:

$$P\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{N_1}{N_1+N_2}; \quad P\left(-\frac{1}{2}\right) = \frac{N_2}{N_1+N_2} \quad (2.40)$$

U opštem slučaju možemo definisati i relaciju (2.41) koja određuje vrednost polarizacije  $P$  između stanja  $+1$  i  $-1$ . *Usmeravanje* za razliku od *polarizacije* ima smisla samo za jezgra sa spinom većim od  $\frac{1}{2}$ , kao što je to recimo za jezgra sa spinom 1.

$$P = \frac{2}{N_1+N_2} \left( \frac{1}{2} N_1 - \frac{1}{2} N_2 \right) = \frac{N_1-N_2}{N_1+N_2} \quad (2.41)$$

Do orijentacije može doći:

- U sistemu jezgara od atoma koji su međusobno vezani u kristalnoj rešetki;
- Kod sudara slobodnih snopova;
- U gasovima na niskim pritiscima.

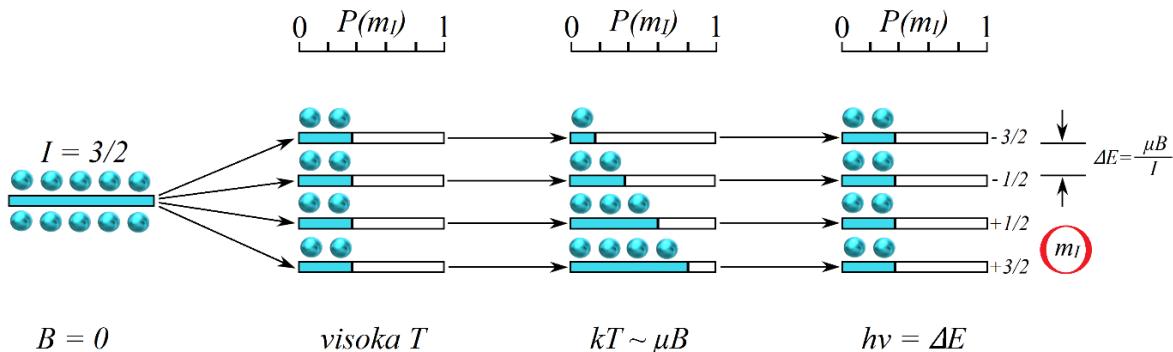
Iako magnetna polja mogu biti prisutna u aparaturi za proizvođenje orijentacija, ona nisu od velikog značaja za samo postojanje orijentacije. Detekcija orijentacije pre svega zavisi od prirode sistema, naime, orijentisan sistem obično pokazuje izvesnu anizotropiju u emisiji zračenja, dok se orijentisani snopovi najbolje proučavaju u eksperimentima rasejanja ili magnetnog skretanja. Kod skoro svih pojava vezanih za orijentaciju, važnu ulogu igra interakcija između spinskog sistema jegara i atomske okoline (*hiperfina interakcija*).<sup>[26]</sup>

## 2.2.2 Orijentacija u čvrstom telu na niskim temperaturama

U osnovi, metod upotrebe niske temperature radi dobijanja orijentacije jezgra se svodi na formiranje niza energetskih stanja u čvrstom telu, koji su okarakterisani različitim vrednostima  $m_I$  u odnosu na preferentnu osu kvantovanja. U tom smislu nastaje nejednaka naseljenost podnivoa jezgra spina  $I$ , ukoliko se između spinskog stanja i kristalne rešetke u procesu prenosa energije uspostavi termalna ravnoteža, tj. *Boltzmann-ova raspodela* (2.43). Pri tome se niz energetskih stanja može stvoriti bilo primenom spoljašnjeg ili unutrašnjeg magnetnog polja, koja su prisutna i postoje u čvrstim telima. Samo rastojanje dobijenih energetskih stanja primenom jednog ovakvog magnetnog polja je izuzetno malo, tek reda  $10 \left[ \frac{neV}{T} \right]$ , i shodno tome prosečna energija od oko  $10[neV]$  odgovara temperaturi od samo:

$$\Delta E = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{I} \quad (2.42)$$

Ukupna nuklearna orijentacija može se postići ekstremnim hlađenjem uzorka (kao što se to radi u *NICOLE* eksperimentu), u tom smislu da prosečna termalna energija  $kT$  bude istog reda kao i rastojanje između energetskih stanja, prikazanih na *slici 23*.



*Slika 23:* Primer nuklearnog stanja sa spinom  $I = 3/2$  u magnetskom polju, gde dolazi do cepanja ovog nivoa na podnivoe, okarakterisane magnetnim kvantnim brojevima  $m_I$ ; Sa smanjenjem temperature, naseljenost podnivoa polako postaje nejednaka; Međutim, primenom rezonantnog radiofrekventnog magnetskog polja ( $h\nu = \Delta E = \frac{\mu B}{I}$ ) naseljenost podnivoa se ponovo izjednačava; **NAPOMENA:** Slika je čisto ilustrativnog karaktera, "loptice" ne predstavljaju stvaran broj nukleona, niti je relativna naseljenost podnivoa  $P(m_I)$  egzaktno ilustrovana; Slika se bazira na boljem razumevanju i shvatanju uticaja magnetskog polja pri niskim temperaturama na naseljenost podnivoa.<sup>[28]</sup>

Iz prethodnih poglavlja znamo da se prilikom interakcije jezgra (sa nenultim spinom) sa magnetskim poljem podrazumeva cepanje njegovih nivoa, npr. putem *Zeeman-ovog efekta*. Kao što je na *slici 23* ilustrovano, na sobnoj temperaturi svi su podnivoi podjednako naseljeni, iz prostog razloga jer je termalna energija značajno veća od energije cepanja (*slika 24*). Međutim, snižavanjem temperature, "niži" podnivoi, tj. podstanja manjih energija, se naseljavaju u većim iznosima. Naseljenost sistema (ansambla) jezgara za različita stanja okarakterisana sa  $m_I$ , data je već pomenutom *Boltzmann-ovom raspodelom*:

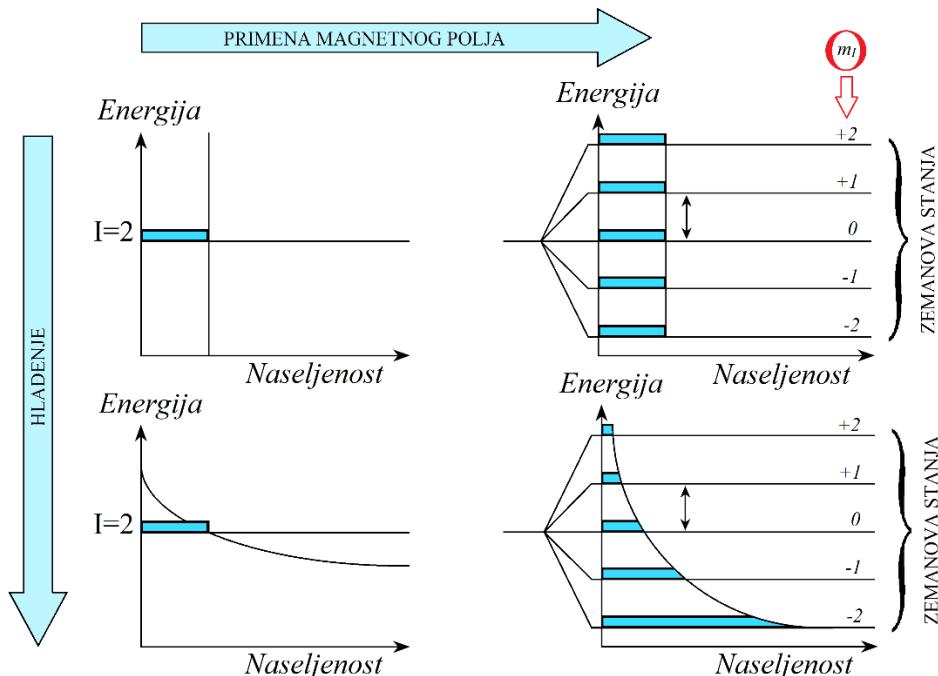
$$P(m_I) = \frac{e^{\frac{m_I \Delta E}{kT}}}{\sum_{m_I} e^{\frac{\Delta E}{kT}}} \quad (2.43)$$

gde je  $\Delta E = \frac{\mu B}{I}$  energetska razlika između dva uzastopna podnivoa (*slika 23*), dok je  $B$  jačina primjenjenog magnetskog polja.

Kako bi se postigao zadovoljavajući nivo polarizacije, termalna energija  $kT$  mora biti istog reda veličine kao i *Zeeman-ovo cepanje*  $\frac{\mu B}{I}$ . Ovaj uslov zahteva jaka magnetska polja (jačine oko  $\sim 10[T]$  ili jača) i ekstremno niske temperature (reda  $\sim [mK]$ ). Potrebna niska temperatura se obično dobija *adijabatskom demagnetizacijom*<sup>54</sup>, koristeći pogodan kristal u koji su implantiraju jezgra koja treba orijentisati.<sup>[27]</sup>

<sup>54</sup>Adijabatska demagnetizacija – Tehnika hlađenja u kojoj se promena magnetskog polja u magnetičnom materijalu koristi kako bi se ostvario adijabatski proces hlađenja (proces u kom je razmena topoteke sa spoljašnjom sredinom zanemarljiva); Najniže praktično dobijene temperature, reda  $0.01[mK]$ , postignute su upotrebom  $^3He$ - $^4He$  "dilution refrigerator"-a (helijumski sistem hlađenja), baziranog na *adijabatskoj demagnetizaciji*, kakav se koristi i u *NICOLE* eksperimentu (detaljan opis procedure hlađenja ovom metodom biće obrađen u drugom delu ovog rada).

1948. godine, *Albert Rose* i *Cornelis Jacobus Gorter* su nezavisno predložili korišćenje velikih unutrašnjih magnetnih polja ( $B_i \approx 10 - 100[T]$ ) koja postoje kod paramagnetičnih jona, umesto jakih spoljnih polja<sup>55</sup>, za dobijanje odgovarajuće i željene orientacije sistema jezgara. Ukoliko na primer unutrašnje polje potiče od samo jednog elektrona, tada se na niskoj temperaturi spin jezgra može orijentisati spoljnim magnetnim poljem jačine svega 0 – 0.5[T], zbog velikog magnetnog momenta elektrona. U tom će slučaju spin jezgra pratiti spin elektrona usled *hyperfine interakcije*, tako da se javlja polarizacija u termalnoj ravnoteži. Naravno, niske temperature pri tome mogu da uslove znatno veću polarizaciju od one koja se postiže direktnom metodom usled izuzetno velike vrednosti polja  $B_i$ , što rezultuje povećanjem rastojanja između podnivoa okarakterisanih različitim stanjima magnetnog kvantnog broja  $m_I$ . Ista ta unutrašnja polja su vezana *hyperfine cjevanjem* kod *elektronske paramagnetične rezonance (EPR)*<sup>56</sup>. Jezgra dijamagnetičnih elemenata se mogu orijentisati *hyperfine interakcijom* u feromagnetičnim metalima kao što su gvožđe i nikl. Implantacijom ispitivanih jezgara u feromagnetične matrice uzrokuju se *hyperfina polja* nečistoća (implantiranih jezgara) koja su paralelna (ili antiparalelna) u odnosu na lokalnu magnetizaciju, i kreću se do nekoliko stotina [Tesla] u zavisnosti od kombinovanih nečistoća i matrice u koju je izvršena implantacija. Tipični feromagnetični materijali se mogu lako namagnetisati do potpune saturacije upotreboom relativno slabih polja, jačine svega 0.1 do 0.5[T] (upotreboom malih superprovodnih magneta).



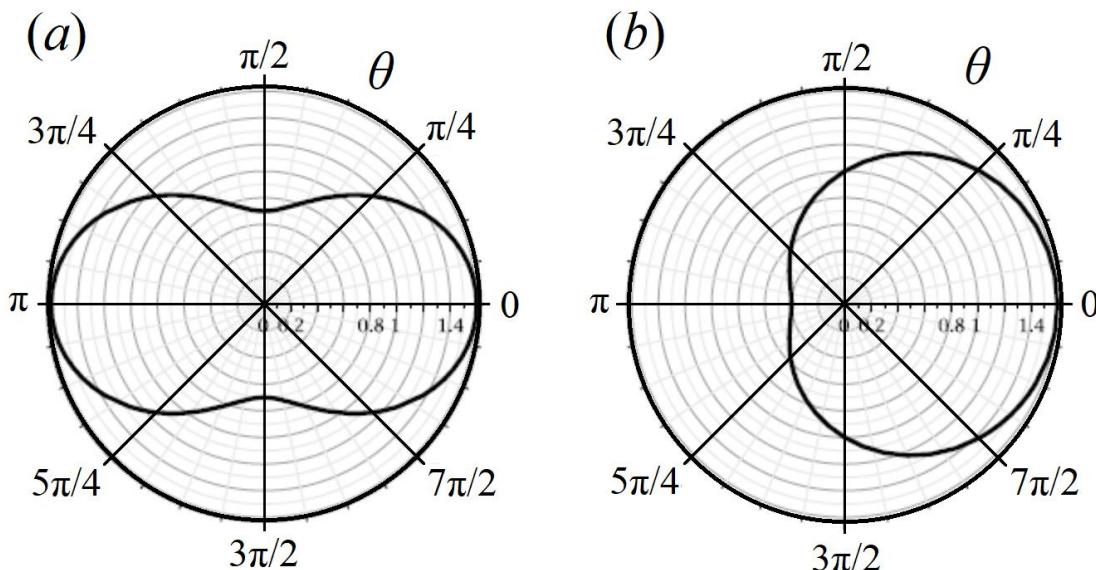
Slika 24: Princip nisko-temperaturnih nuklearnih orijentacija (LTNO): Jezgro sa spinom  $I = 2$  i nuklearnim magnetnim momentom  $\mu_I$  u magnetnom polju jačine  $B$  ima ukupno  $m_I$  različitih podnivoa (u datom primeru imamo 5 podnivoa;  $2I + 1 = 5$ ), sa energetskom razlikom  $\mu B / I$  između podnivoa; U slučaju kada je temperatura dovoljno niska, najniži podnivo biva najnaseljeniji; Naseljenost je data Boltzmann-ovom raspodelom (2.43).<sup>[28]</sup>

<sup>55</sup>Velikim superprovodnim magnetima moguće je primeniti polje jačine 10[T], koje često nije dovoljno jako, i koje za sobom nosi neke očekivane tehničke probleme.

<sup>56</sup>Elektronska paramagnetična rezonanca (EPR eng. "*Electron Paramagnetic Resonance*") – Predstavlja tehniku spektroskopije koja se bavi proučavanjem materijala sa nesparenim elektronima; Osnovni koncept rada je isti kao i kod *Nuklearne Magnete Rezonance (NMR* eng. "*Nuclear Magnetic Resonance*"), sa razlikom da se kod EPR-a pobuđuju spinovi elektrona, a ne protona; Naime, spareni elektroni poništavaju svoje magnetne momente, pa jasno sa tim i spinsku rezonancu pokazuju samo molekuli/atomi sa nesparenim elektronima; Sa obzirom da elektroni imaju znatniji magnetni moment od jezgara, u EPR je potrebno slabije polje i veća frekvencija.

Takođe, treba spomenuti i metodu *hfs* (eng. "hyperfine structure") orijentacije, predloženu od strane *Robert Pound-a* i *Brebis Bleaney-a*, kod koje se koristi monokristal sa anizotropijom električnog polja. Ovde se orijentacija javlja ili kao posledica interakcije gradijenta električnog polja *EFG* i kvadrupolnog momenta jezgra (*Robert Pound*), ili kao posledica indirektne interakcije između momenta elektrona i jezgra preko električnog polja kristala (*Brebis Bleaney*). Kako ovde nema prisustva spoljašnjeg magnetnog polja, energija nekog određenog stanja ostaje nepromenjena pri obrtanju oba spina (i jezgra i elektrona), tako da stanja sa jednakim, a suprotnim predznakom, sa magnetnim kvantnim brojem  $m_I$  imaju iste energije. Shodno tome se ova metoda može primeniti samo za spinska stanja kod kojih je spin veći od  $1/2$  i tada daju, pri termalnoj ravnoteži na temperaturi reda do  $0.1[K]$ , usmeravanje jezgra, a ne polarizaciju<sup>57</sup>!. Kako ugaona raspodela emisije  $\gamma$  zračenja sa određenog stanja jezgra obuhvata samo parne stepene funkcije  $\cos\theta$ , usmerena jezgra daju istu krivu anizotropije, kao i jezgra sa odgovarajućom polarizacijom, ali se simetrije, kao one koje se nalaze kod eksperimenata neodržanja parnosti, na ovaj način ne mogu detektovati.<sup>[29]</sup>

Bez obzira koje se metoda polarizacije koristi, polarizovana radioaktivna jezgra više nemaju izotropnu distribuciju, nego ona sada biva anizotropna. Emisija  $\gamma$  zračenja se manifestuje u istom smeru kao i smer magnetnog polja, ali i u suprotnom smeru, dok se kod  $\beta$  zračenja ne posmatra isti slučaj<sup>57</sup>. Tipična ugaona distribucija  $\gamma$  i  $\beta$  zračenja prikazana je na slici 25.



Slika 25: Tipične ugaone distribucije  $\gamma$  (a) i  $\beta$  (b) zračenja, u funkciji ugla između pravca emisije i ose orijentacije,  $\theta$ .<sup>[28]</sup>

<sup>57</sup>U  $\beta$  zračenju, i u eksperimentima u kojima je razmatrano moguće narušenje simetrije parnosti, veći deo  $\beta$  čestica (oko 70%) emitovano je u smeru suprotnom smeru spina jezgra  $I$  (a samim tim i magnetnog polja), što ima diktirnu posledicu neodržanja parnosti u ovom raspadu, dok se ona očuvava u elektromagnetskim interakcijama ( $\gamma$  zračenje), kao što se i može videti sa slike 25.

## 2.3 Merenje nuklearnih orijentacija

Razmatranjem usamljenog, nestabilnog jezgra, sa definisanim osom simetrije, uočava se da prilikom svog raspada, jezgro emituje česticu, odnosno kvant zračenja pod određenim uglom u odnosu na osu simetrije. Ponavljanjem ovog procesa više puta, u opštem slučaju nalazimo da ugaona distribucija emitovanog zračenja nije izotropna u odnosu na ovu osu. Naime, u slučaju ansambla jezgara pri normalnim uslovima, emisija zračenja bi bila izotropna iz prostog razloga nasumične orijentacije spinova jezgara, tj. razmatrali bismo jedan *nepolarizovan* sistem jezgara.

Egzaktna ugaona distribucija emitovanog zračenja predstavlja funkciju *inicijalnog* i *finalnog* nuklearnog stanja, kao i samog tipa raspada. U praksi nije moguće potpuno polarizovati jezgro koje se ispituje. Takođe, prisetimo se ranije iznetih činjenica, da na konačno niskim temperaturama u magnetnom polju, naseljenost podnivoa je opisana *Boltzmann-ovom raspodelom* prikazana izrazom (2.43). Iz ovog je razloga veoma bitno pratiti temperaturu u toku eksperimenta, kao i u obzir uzeti sam stepen *polarizacije*.

Postoji nekoliko mogućih načina merenja, a neki od njih su:

- Primena Nuklearne Magnetne Rezonance (NMR – eng. ’’Nuclear Magnetic Resonance’’) – U ovim se eksperimentima meri deljenje podnivoa, odnosno njihovo međusobno rastojanje. Princip merenja leži u određivanju frekvencija na kojima jezgro postiže rezonancu u radiofrekventnom polju:  $h\nu = \Delta E = gB\mu_N$ . U *NMR-ON* (*ON* – ’’On Line’’) eksperimentima na orijentisanim jezgrima, može se detektovati apsorbovana rezonantna energija koja se manifestuje kao ukupno smanjenje (redukovanje) nuklearne polarizacije. Nuklearni *g-faktori* se u *hiperfinim poljima* mogu izračunati, a ukoliko je poznat i spin jezgra, proračunom se može odrediti i nuklearni magnetni moment. Važi i obrnuto, dobro poznato jezgro se može koristiti za merenje *hiperfinog polja*.
- Nuklearni magnetni moment se takođe može meriti i ispitivanjem anizotropije zračenja u funkciji temperature. Ova se tehnika smatra relativno netačnom, ali se pomoću nje mogu odrediti spin i moment jezgra. Ovde se temperaturna zavisnost može kombinovati sa eksperimentom *nuklearne magnetne rezonance* u slučaju kada je nuklearni spin jezgra nepoznat.
- Informacije o multipolnostima prelaza u toku raspada, spin i parnost osnovnog stanja jezgra pretka kao i spin i parnost jezgra potomka, mogu se dobiti *detaljnim merenjem ugaone distribucije zračenja*.<sup>[30]</sup>

## 2.4 Formalizam nuklearnih orijentacija

Uopšteno, izraz za izmerenu ugaonu distribuciju zračenja orijentisanog radioaktivnog jezgra može se prikazati kao:

$$W(\theta) = 1 + f \sum_{\lambda} B_{\lambda} U_{\lambda} A_{\lambda} Q_{\lambda} P_{\lambda} (\cos \theta) \quad (2.44)$$

Veličine koje figurišu u ovom izrazu su:

➤ ***W(θ), Ugaona distribucija***

- Definiše se kao  $W(\theta) = \frac{N_{cold}(\theta)}{N_{warm}(\theta)}$ , gde veličine  $N_{cold}(\theta)$  i  $N_{warm}(\theta)$  predstavljaju odbroje detektora u određenom energetskom opsegu: 1) "cold" u slučaju kada su jezgra polarizovana, na temperaturama od svega nekoliko [mK]; 2) "warm" u slučaju kada su jezgra nepolarizovana, na temperaturi 4.2[K] ili iznad.

➤  **$\lambda$**

- Uzima maksimalnu vrednost  $2 \cdot \Delta I$ ;
- Kod zabranjenih  $\beta$  raspada uzima vrednost  $\lambda = 1$ ;
- U  $\gamma$  raspadu, obzirom da se parnost očuvava u elektromagnetnim interakcijama,  $\lambda$  poprima samo parne(!) vrednosti.

➤ ***A<sub>λ</sub>, Ugaoni distribucioni koeficijent***

- Koeficijenti koji opisuju raspodelu emisije uzimajući u obzir nuklearne ose;
- Zavise od posmatranog prelaza.

➤ ***B<sub>λ</sub>, Orientacioni koeficijenti***

- Opisuju prosečnu vrednost polarizacije sistema (ansambla) jezgara;
- Definišu stepen nuklearne orijentacije;
- Zavise od hiperfine interakcije  $\mu B$  i temperature.

➤ ***U<sub>λ</sub>, Efekat neregistrovanih prelaza***

- Ovi koeficijenti opisuju redukciju polarizacije, odnosno de-orientacije izvazvane nedetektovanim prelazima koji prethode detektovanom raspadu.

➤ ***f, "Fraction in good sites"***

- Opisuje udeo jezgara koja osete punu vrednost hiperfine interakcije.

➤  **$Q_\lambda$ , Efekat konačnih dimenzija detektora**

- Ovim koeficijentima se u finalni račun uvodi efikasnost detekcije, kao i konačne dimenzije samih detektora.

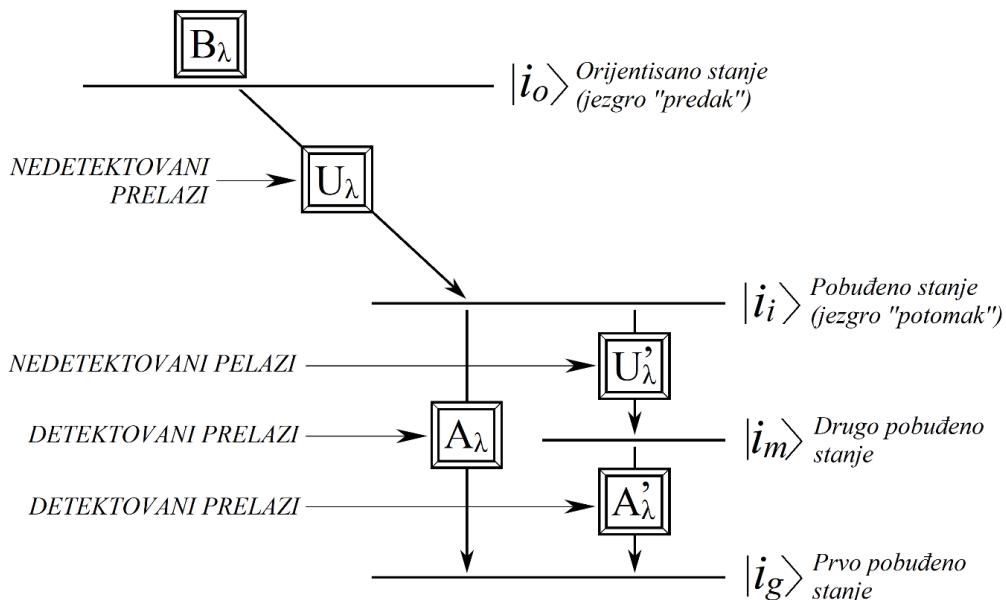
➤  **$P_\lambda$**

- Legendre-ovi polinomi.

➤  **$\theta$**

- Predstavlja polarni ugao koji međusobno zaklapaju osa simetrije i pravac emisije zračenja.

Jasno je da parametri  $A_\lambda$ ,  $B_\lambda$ ,  $U_\lambda$  i  $P_\lambda$  u sebi sadrže ''fiziku'' i da predstavljaju osnovu za interakciju, dok parametri  $f$  i  $Q_\lambda$  zavise samo od eksperimentalne, tj. ''tehničke opreme''. Uticaj navedenih parametara ilustrovan je na *slici 26*.



Slika 26: Šema nuklearanog raspada, sa dva moguća kanala raspada; Prelazi su označeni odgovarajućim faktorima nuklearnih orientacija.<sup>[32]</sup>

U slučaju da nema intermedijalnih perturbacija između orijentisanih stanja i detektovanih prelaza, koeficijent  $U_\lambda$  uzima vrednost 1, dok u slučaju da postoje dve ili više intermedijalnih perturbacija pre detektovanog prelaza, kao što je to na primer kod prelaza sa pobuđenog stanja  $|i_i\rangle$  na osnovno stanje  $|i_g\rangle$ , tj.  $|i_i\rangle \rightarrow |i_g\rangle$ , koeficijent deorientacije se dobija kao proizvod koeficijenata deorientacije za svaki prelaz ponaosob. Detaljan opis svih prethodno navedenih koeficijanta i parametara ćemo sada malo detaljnije obrazložiti.<sup>[31]</sup>

## 2.4.1 Ugaoni distribucioni koeficijenti, $A_{fi}$

U opisu pojava u okviru kvantnog sveta, kao što je na primer prelaz jezgra iz jednog (*inicijalnog*) u drugo (*finalno*) stanje, glavnu ulogu u praksi(!) igra prva aproksimacija u teoriji perturbacija i verovatnoća prelaza, poznata još i pod nazivom *Fermi-evo zlatno pravilo*:

$$W_{f \rightarrow i}(T) = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_0^T dt \langle f | \hat{H} | i \rangle e^{i\omega_{fi}t} \right|^2 \quad (2.45)$$

Ukoliko je za posmatrani prelaz  $W_{f \rightarrow i} \neq 0$ , radi se o tzv. "dozvoljenom" (dopuštenom) prelazu, dok u protivnom, prelaz za koji je  $W_{f \rightarrow i} = 0$  predstavlja "zabranjen" prelaz. Sasvim je jasno da u slučaju kada je matrični element jednak nuli, tj. kada je  $\langle f | \hat{H} | i \rangle = 0$ , prelaz biva sigurno zabranjen, pa shodno tome zaključujemo da njegova vrednost, koja zavisi od odnosa simetrije sistema i same simetrije perturbacije koja prevodi sistem iz *inicijalnog* u *finalno* stanje, igra krucijalnu ulogu. Takođe treba napomenuti da je u slučaju  $\langle f | \hat{H} | i \rangle \neq 0$  najčešće je i  $W_{f \rightarrow i} \neq 0$ , ali to ne mora uslovno biti tako. Ovi zaključci važe samo za *Fermi-evo zlatno pravilo*, tj. za prvu aproksimaciju, tako da je sasvim moguće da prelaz koji je zabranjen ovom aproksimacijom, bude dozvoljen nekom aproksimacijom višeg reda.

U sređenoj i uprošćenoj formi, verovatnoća prelaza u jedinici vremena može biti prikazana kao:

$$\tilde{W}_{f \rightarrow i} = \frac{W_{f \rightarrow i}}{T} = \frac{2\pi}{\hbar} |A_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i \pm \hbar\omega) \quad (2.46)$$

U svim fizičkim sistemima u praksi, ili *inicijalna* ili *finalna* stanja pripadaju neprekidnom (ili kvazi-neprekidnom) delu spektra. U tom se slučaju merenje svodi na određivanje *ukupne (totalne) verovatnoće prelaza* u sva moguća stanja koja imaju i blisku energiju, a i daju iste matrične elemente  $A_{fi}$ . Da bismo tu verovatnoću i dobili, trebali bismo da prosumiramo prethodnu relaciju (2.46) po svim stanjima sa tim osobinama, i eventualno je usrednjiti po svim bliskim *inicijalnim* stanjima.

U slučaju da se radi o *finalnim* stanjima u kvazi-neprekidnom delu spektra, sumiranje po energijama prelazi u integral. Pri tome se takođe uvodi i pojам *gustine konačnih stanja*  $\rho(E_f)$ , što predstavlja broj stanja date vrste po jedinici energije  $E_f$ . Na taj način dobijamo:

$$\tilde{W}_{f \rightarrow i}^{total} = \int \tilde{W}_{f \rightarrow i} \rho(E_f) dE_f = \frac{2\pi}{\hbar} |A_{fi}|^2 \rho(E_i \pm \hbar\omega) \quad (2.47)$$

gde uslov  $E_f = E_i \pm \hbar\omega$  predstavlja *zakon održanja energije*(!). Znak "+" govori o tome da se prelaskom u *finalno* stanje energija gubi (emisija), dok znak "-" znači da je  $E_f < E_i$ , pa sistem prima energiju (apsorpcija).

Naravno, ista priča važi i u posmatranju prelaska jezgra iz *inicijalnog* u *finalno* energetsko stanje, gde opet polaznu tačku igra *Fermi-evo zlatno pravilo*. Obzirom da se o ovim stanjima ništa ne zna, *ukupna verovatnoća prelaza* se izražava kao suma otežana naseljenošću posmatranih stanja, tj. kao:

$$W(I_i \rightarrow I_f) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{m_i, m_f} P(m_i) |\langle I_f m_f | \hat{H} | I_i m_i \rangle|^2 \rho(E_f) \quad (2.48)$$

*Hamiltonijan interakcije i gustina konačnih stanja* moraju biti eksplisitno objašnjeni pre bilo kakve diskusije. Oni prevashodno zavise od tipa interakcije, tj. od perturbacije koja sistem prevodi iz jednog u drugo stanje: kod nisko-temperaturnih nuklearnih orijentacija (*LTNO* eksperimenata, kao što je *NICOLE*), ovo označava nuklearni raspad koji prati emisiju  $\gamma$  fotona ili  $\beta$  čestice.<sup>[31a]</sup>

### **2.4.1.1 $\gamma$ raspad**

U  $\gamma$  raspodu, koji se odvija pod dejstvom elektromagnetne interakcije, za koju znamo da očuvava parnost(!), značajni su samo parni ugaoni distribucionalni koeficijenti,  $A_\lambda$ . Takođe od ranije znamo, da ugaona distribucija  $\gamma$  zračenja zavisi od multipolnosti i tipa samog zračenja, odnosno od multipolnosti prelaza (*električnog* ili *magnetcnog* tipa) i od ugaonog (angularnog) momenta *inicijalnog* i *finalnog* stanja, odnosno od njihovih spinova. U opštem slučaju, neophodno je u obzir uzeti dva najniža dozvoljena reda multiplnosti polja  $\gamma$  zračenja,  $M(L)$  parnosti  $(-1)^L$  i  $E(L+1)$  sa parnošću  $(-1)^{L+1}$ . Podsetimo se, da selepciono pravilo (2.30) određuje dozvoljenje vrednosti momenta koji će  $\gamma$  kvant "izneti" iz jezgra prilikom emisije. Relativan odnos ova dva tipa prelaza multipolnosti  $L$  (za *magnetcni*) i  $L+1$  (za *električni*) definisan je *odnosom mešanja*  $\delta$  (datog izrazima (2.35) i (2.36)), dok je njihov relativni intezitet dat *kvadratom odnosa mešanja*  $\delta^2$  (da izrazima (2.32), (2.33) i (2.34)). Veoma su retki prelazi sa značajnom trećom komponentom, sa obzirom da verovatnoća prelaza jako brzo opada sa porastom multipolnog reda, što se i može videti sa *slike 21 (NAPOMENA)*: Na slici je prikazana funkcionalna zavisnost *konstante raspada* u funkciji energije; prisetimo se da je veza *konstante raspada i perioda poluživota*:  $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ , gde  $T_{1/2}$  predstavlja *period poluraspada* posmatranog radioaktivnog jezgra). Za zračenje datog karaktera (*električnog* ili *magnetcnog*), odnos prelaza opadne za faktor od  $\sim 10^5$  po jedinici porasta multipolnosti  $L$  za faktor 2, pa se stoga članovi višeg reda mogu i odbaciti.

U  $\gamma$  raspodu, matrični element prelaza koji figuriše u *Fermi-jevom zlatnom pravilu* (2.48) se može napisati u malo drugačijoj formi kao:

$$\langle I_f m_f | \vec{J}_N \vec{A}_{LM}^{(\pi)*} | I_i m_i \rangle \quad (2.49)$$

Ovaj matrični element daje pun opis elektromagnetne interakcije nuklearne struje  $\vec{J}_N$  sa multipolnim poljem  $\vec{A}_{LM}^\pi$ , karaktera  $\pi$  (*električnog* ili *magnetcnog* tipa) i multipolnosti reda  $L$ . Redukovani matrični elementi definisani su *Wigner-Eckart-ovom teoremom*<sup>58</sup>:

$$\langle I_f m_f | \vec{J}_N \vec{A}_{LM}^{(\pi)*} | I_i m_i \rangle = (-1)^{L-M+I_f-m_f} \times \begin{pmatrix} I_f & L & I_i \\ -m_f & M & m_i \end{pmatrix} \langle I_f | \vec{J}_N \vec{A}_L^\pi | I_i \rangle \quad (2.50)$$

Dok je *odnos mešanja*  $\delta$  redukovanih elemenata definisan kao:

$$\delta = \frac{\langle I_f | \vec{J}_N \vec{A}_{L'}^{(\pi')} | I_i \rangle}{\langle I_f | \vec{J}_N \vec{A}_L^\pi | I_i \rangle} \quad (2.51)$$

<sup>58</sup>Wigner-Eckart-ova teorema – Daje definiciju ireducibilnog (sfornog) tenzorskog operatora u bazisu svojstvenih stanja angularnog momenta kao proizvod redukovanih matričnih elemenata i *CG koeficijenta*<sup>59</sup>.

<sup>59</sup>CG (Clebsch-Gordan) koeficijenti – Definišu prelaz iz jednog bazisa u drugi, tako da *CG koeficijenti* bivaju elementi unitarne matrice; Ukoliko su *CG koeficijenti* realni, onda su oni elementi ortogonalne matrice.

$L'$  u (2.51) je definisano kao  $L' = L + 1$ . Može se uočiti da je mešanje redukovanih matričnih elemenata (2.51) koherentno, tj. zajedničko, obzirom da se ova matrična elementa istovremeno javljaju u svakom jezgru. Prema tome, dolazi do pojave parametara interferencije u *koeficijentima ugaonih distribucija*  $A_\lambda$ :

$$A_\lambda = \frac{F_k(LL'I_fI_i) + 2\delta F_k(LL'I_fI_t) + \delta^2 F_k(LL'I_fI_i)}{1+\delta^2} \quad (2.52)$$

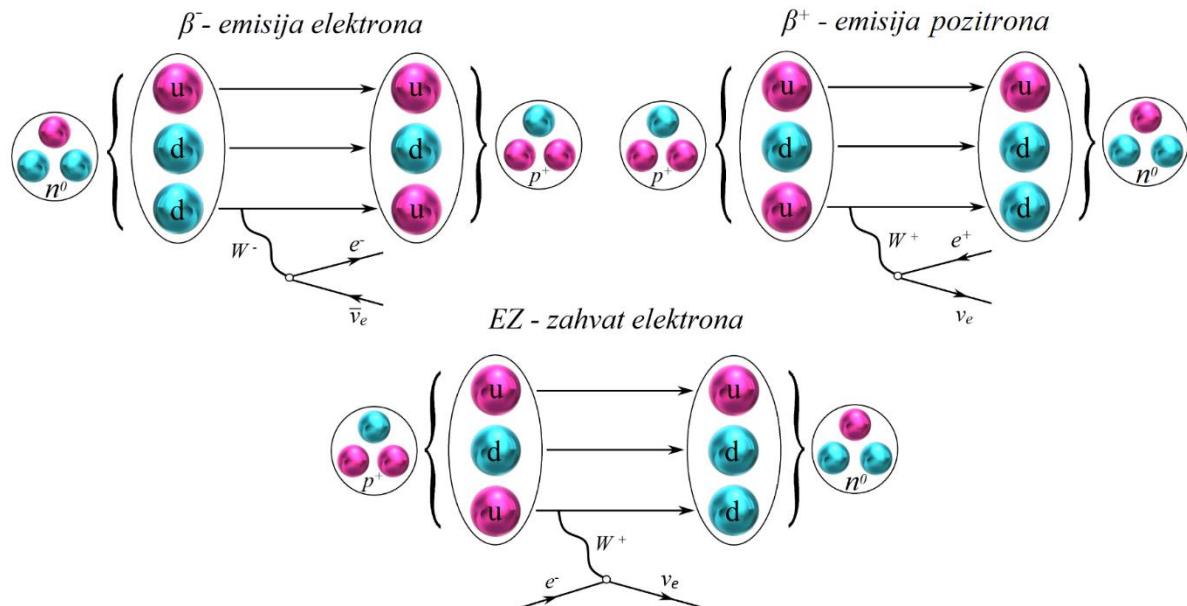
gde su koeficijent  $F$  definisani kao:

$$F_\lambda(LL'I_fI_i) = (-1)^{I_i+I_f+1}(\hat{L}\hat{L}'\hat{I}_i\hat{\lambda}) \begin{pmatrix} L & L' & \lambda \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & \lambda \\ I_i & I_i & I_f \end{Bmatrix} \quad (2.53)$$

Za nas su od posebnog interesa čisti *γ prelazi*, tj. prelazi sa doprinosom komponente samo jednog multipolnog reda (ne posmatramo multipolne smeše). Očekivana asimetrija u ovom slučaju zavisi samo od spinova, koji ove prelaze čine veoma korisnim u određivanju temperature uzorka ili *frakcione konstante f*.

#### 2.4.1.2 $\beta$ raspad

Pod pojmom  $\beta$  raspada podrazumevaju se procesi u kojima se jezgro viška svoje energije oslobađa emisijom  $\beta$  čestice (negativne  $\beta$  čestice tj. elektrona, i pozitivne  $\beta$  čestice, tj. pozitrona) ili zahvatom orbitalnog elektrona. Naravno da svaki  $\beta$  raspad prorati i emisija odgovarajućeg neutrina, tj. antineutrina, što prirodu  $\beta$  spektra čini kontinualnom. Mogući kanali putem  $\beta$  raspada ilustrovani su na slici 27.



Slika 27: Mogući kanali  $\beta$  raspada prikazani Feynman-ovim dijagramima<sup>60</sup>.<sup>[32]</sup>

<sup>60</sup>Feynman-ovi dijagram – U teoriji perturbacija daju algoritam u svojoj grafičkoj formi po kojoj se izračunavaju amplitude verovatnoća posmatranih procesa, tj. predstavljaju "precice" za izračunavanje preseka (u kvantno-mehaničkom tumačenju, preseci definišu verovatnoće) raznih fizičkih procesa; Shvatamo ih kao šematski instrument čiji je glavni zadatak da pomogne u proceni i tumačenju fizičkih procesa koje reprezentuju.

Bez obzira o kom se kanalu raspada radi, fundamentalna interakcija koja diktira odvijanje  $\beta$  raspada je slaba interakcija, koja menja jedan aromat (vrstu; postoji ukupno 6 aromata) kvarka u drugi, i čiji su prenosioci virtuelne čestice  $W^\pm$  bozoni, koji uparuju dve lake čestice, elektron (ili pozitron) i (anti)neutrino – uz jezgra koja se raspadaju, i  $Z^0$  bozon.

Zahvat elektrona se ne detektuje direktno kao što se detektuju  $\beta^-$  i  $\beta^+$  raspadi, već se detektuje indirektno posredstvom *karakterističnih zraka* emitovanih sruštanjem elektrona niz nivoe usled popunjavanja mesta zahvaćenog elektrona. Karakter ovih zraka ne zavisi od samog jezgra i njegovog nuklearnog stanja, nego je u potpunosti određen elektronskim stanjem samog atoma. Shodno tome, u ispitivanju u eksperimentima nisko-temperaturnih nuklearnih orijentacija, zahvat elektrona ne predstavlja ''korisnu'' interakciju.

Kako  $\alpha$  i  $\gamma$  raspad karakteriše diskretan energetski spektar, *finalno stanje* koje se dobija nakon raspada je dvo-čestično (jezgro +  $\alpha$  čestica/ $\gamma$  kvant). Shodno tome, jasno je da za dati prelaz energija odbijene čestice ima fiksiranu i nedvosmisленu vrednost. Međutim, za razliku od ovih raspada, u  $\beta$  raspadima *finalno stanje* je tro-čestično, pri čemu se uvodi dodatni stepen slobode koji se dodeljuje odgovarajućem (anti)neutrinu. Prema tome, spektri  $\beta$  raspada su kontinualnog karaktera, obzirom da se energija realizovana u raspadu deli u bilo kom mogućem odnosu između novonastale  $\beta$  čestice (elektron/pozitron) i odgovarajućeg (anti)neutrina. Ovaj kontinualni karakter je predstavljao ''čudnu'' činjenicu, jer se za  $\beta$  čestice pretpostavljalo da takođe imaju diskretan karakter (kao što je to slučaj kod  $\alpha$  i  $\gamma$  raspada), a da energija koju  $\beta$  čestica odnosi u realizovanom raspadu treba biti jednak razlici energetskih stanja koja poseduju učesnici na početku i po okončanju raspada. Objasnjenje kontinualnog karaktera dao je Wolfgang Ernst Pauli 1930. godine, objašnjavajući fenomen time da se u  $\beta$  raspodu emituje još jedna čestica, kasnije nazvana neutrinom, koja je sa današnjeg aspekta spoznaje materije jedna od 17 fundamentalnih čestica.<sup>[31]</sup>

Kada je reč o selepcionim pravilima, prelaze možemo kategorizovati u dve vrste:

### 1. Dozvoljeni $\beta$ raspad:

U ovim raspadima leptoni ne nose orbitalni moment, tj.  $l = 0$ , a taj je uslov ispunjen u slučaju kada se  $\beta$  čestica i odgovarajući (anti)neutrino formiraju veoma blizu samog centra jezgra. U tom je slučaju ukupni orbitalni moment jednog takvog sistema jednak nuli, tj.  $L = 0$ , pa shodno tome ukupan moment impulsa može biti ili  $S = 0$  ili  $S = 1$  (znajući da su  $\beta$  čestice (elektron/pozitron) kao i (anti)neutrino *fermioni*, tj. čestice koje nose spin  $1/2$ , tj.  $s = 1/2$ ) u zavisnosti od toga na koji način su orijentisani spinski momenti  $\beta$  čestice i (anti)neutrina: paralelno ( $S = 1$ ) ili antiparalelno ( $S = 0$ ). Za slučaj antiparalelne orijentacije, ukupan moment impulsa takvog sistema ide u nulu kako je  $S$  i  $L$  jednako nuli, tj.  $J = L + S = 0$ , čime imamo *singletno stanje*, i ovi se prelazi nazivaju *Fermi-jevim prelazima*. Dok u suprotnom, za paralelnu orijentaciju, ukupan moment sistema ide u jedinicu kako je  $S = 1$  i  $L = 0$ , tj.  $J = L + S = 1$ , čime imamo *tripletno stanje*, i ovi se prelazi nazivaju *Gamow-Teller-ovim prelazima*. Selepciono pravilo, koje proizilazi iz zakona održanja momenta impulsa u kvantnomehaničkom svetu, daje striktnu vezu spinova *inicijalnih* i *finalnih* stanja sa ukupnim spinom sistema emitovanih čestica kao:

$$|\vec{I}_f - \vec{I}_i| \leq S \leq |\vec{I}_f + \vec{I}_i| \quad (2.54)$$

Obzirom na vrednosti momenta impulsa  $S$ , iz prethodno navedenog uslova (2.54) može se videti da se dozvoljeni prelazi dešavaju samo kada razlika spinova  $\Delta I = I_f - I_i$  uzima vrednost 0 ili  $\pm 1$ . Lako se vidi da se *Fermi-jev prelaz* odvija samo u slučaju kada je  $\Delta I = 0$ , tj. kada je  $I_f = I_i$ . Takođe je važno napomenuti da za obe vrste dozvoljenih prelaza, i *Fermi-jevih* i *Gamow-Teller-ovih*, ne dolazi do promene parnosti(!), tj. da *inicijalno* i *finalno* stanje jezgra mora biti iste parnosti. Ovo potiče iz činjenice da je parnost sistema  $\beta$  čestice – (anti)neutrina izražena preko  $(-1)^L$ , a kako je ukupan orbitalni moment impulsa čestica koje se emituju jednak nuli ( $L = 0$ ), shodno tome je i  $(-1)^L = (-1)^0 = +1$ .<sup>[31b]</sup>

Za slučaj *Gamow-Teller-ovih (GT) prelaza*, za koje je  $\Delta I = I_f - I_i = \pm 1$ , doprinos daju samo *GT* matrični elementi, tj.:

$$A_1(\beta^\pm) = \mp \frac{2}{3} \frac{p}{E} F_1(11I_f I_i) \quad (2.55)$$

1. Za  $I_f = I_i - 1$ , distribucija  $\beta$  čestica data je izrazom:

$$W_{\beta^\pm}(\theta) = 1 \mp \frac{v}{c} \sqrt{\frac{I_i+1}{3I_i}} B_1(I_i) \cos(\theta) \quad (2.56)$$

2. Za  $I_f = I_i + 1$ , distribucija  $\beta$  čestica je data izrazom:

$$W_{\beta^\pm}(\theta) = 1 \pm \frac{v}{c} \sqrt{\frac{I_i}{3(I_i+1)}} B_1(I_i) \cos(\theta) \quad (2.57)$$

Kada  $I_f \neq I_i$ , mogu se dogoditi i *Fermi-jevi* i *Gamow-Teller-ovi prelazi*. Koeficijenti ugaone distribucije se u tom slučaju mogu izraziti kao:

$$A_1(\beta^\pm) = \mp \frac{2}{3} \frac{p}{E} \frac{F_1(11II) + y F_1(01II)}{1+y^2} \quad (2.58)$$

dok je celokupan izraz za ugaonu distribuciju izražen kao:

$$W_{\beta^\pm}(\theta) = 1 + \frac{v}{c} \frac{1}{1+y^2} \left\{ \frac{\mp 1}{\sqrt{3I(I+1)}} + \frac{2}{\sqrt{3}} y \right\} B_1(I) \cos(\theta) \quad (2.59)$$

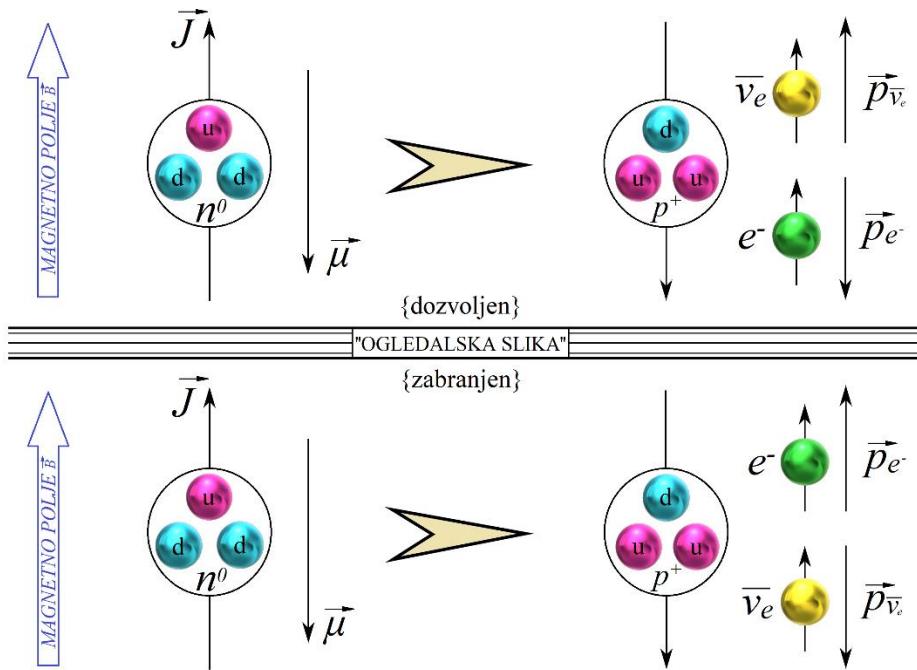
gde je sa  $y$  obeležen *odnos mešanja*:

$$y = \frac{C_V \langle 1 \rangle}{C_A \langle \sigma \rangle} \quad (2.60)$$

Predznak koeficijenata  $A$  u  $\beta$  raspodu je veoma teško odrediti. Uglavnom se razmatra jednostavan *GT prelaz*, gde je za nulti ukupan orbitalni moment sistema  $\beta$  čestice i (anti)neutrina ( $L = 0$ ), spin usmeren naviše kod neutrona koji u raspodu prelazi u proton, sa spinom usmerenim na dole, slika 28. Laboratorijske ose definisemo primenom magnetnog polja indukcije  $\vec{B}$ . Interakcija sa magnetnim dipolom neutrona je  $\mathcal{H} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ , pa je *inicijalno* stanje  $\vec{\mu}$  orijentisano *antiparalelno* sa  $\vec{B}$ . Znamo (poglavlje 1.3, str. 18) da je *g-faktor* neutrona  $-3.286$ , što nam govori da je  $\vec{\mu}$  *antiparalelno* sa njegovim spinom,  $\vec{s}$ . Stoga, u *finalnom* stanju proton mora imati spin usmeren naniže, dok elektron i antineutrino moraju imati spinove usmerene naviše. Znamo takođe da se parnost u slabim interakcijama ne očuvava<sup>61</sup>.

<sup>61</sup>Posledica narušenja parnosti zahteva da se postulira da antineutrino uvek ima desni (pozitivan) *helicitet*<sup>62</sup>, dok elektron ( $\beta$  čestica) ima levi (negativan) *helicitet*;

<sup>62</sup>*Helicitet* – Predstavlja projekciju spina čestice duž pravca njenog kretanja; Shodno tome on može uzeti dve vrednosti: *desni helicitet (pozitivan)* za *paralelnu* orijentaciju spina i impulsa čestice, i *levi helicitet (negativan)* za *antiparalelnu* orijentaciju spina i impulsa čestice.

Slika 28:  $\beta$  raspad polarizovanog neutrona.<sup>[32]</sup>

U skladu sa prethodno pomenutim činjenicama neodržanja parnosti u procesima uslovljenim *slabim interakcijama*, kao što je to  $\beta$  raspad, možemo zaključiti da elektron u posmatranom raspadu polarizovanog neutrona (ovde razmatramo slučaj negativnog  $\beta$  raspada) mora biti emitovan u smeru suprotnom od smera magnetnog polja  $\vec{B}$ , a to dalje implicira da su koeficijenti  $A_1 B_1$  negativni. Kod neutrona u spoljašnjem magnetnom polju koeficijent  $B_1$  je negativan, dok je koeficijent  $A_1(\beta^-)$  pozitivan.<sup>[31]</sup>

## 2. Zabranjeni $\beta$ raspad:

U ovim raspadima leptoni odnose određeni angуларni moment iz jezgra, tj.  $l \neq 0$ . U ovom se slučaju moraju uključiti viši članovi razvoja talasne funkcije. Prvi od zabranjenih prelaza, *jednostruko zabranjeni prelaz*, odvija se na taj način da je ukupan orbitalni moment impulsa  $\beta$  čestice i (anti)neutrina jednak jedinici, tj.  $L = 1$ . Neparnu vrednost momenta impulsa koju iz jezgra iznese jedan ovakav dvo-čestični sistem ukazuje na to da dolazi do promene parnosti, tj. da se *inicijalno* i *finalno* stanje jezgra međusobno razlikuju po parnosti. Promena momenta impulsa  $\Delta I = I_f - I_i$  u ovom slučaju može biti jednaka sa 0,  $\pm 1$  i  $\pm 2$ . Svakim narednim stepenom zabrane, verovatnoća  $\beta$  raspada se drastično smanjuje.<sup>[31b]</sup>

Jasno je da se često razmatraju samo zadovoljavajuće aproksimacije zbog složenosti celokupnog formalizma. Kod *Coulomb-ove* ili  $\xi$  *aproksimacije* prepostavlja se da je:

$$(\alpha Z)^2 \ll 1 \text{ i } \xi = \frac{\alpha Z}{2R} \gg E_0 \quad (2.61)$$

gde je  $\alpha$  konstanta *fine strukture*,  $Z$  je redni broj jezgra pretka,  $R$  je radijus u jedinicama *redukovane Compton-ove talasne dužine*<sup>63</sup>, a  $E_0$  je ukupna energija u jedinicama  $m_e c^2 = 0.511 [MeV]$ . U ovom slučaju, koeficijenti  $A_1$  prvih zabranjenih prelaza za  $I_f = I_i$  ili  $I_i \pm 1$  sada zadržavaju isti oblik kao kod dozvoljenih prelaza datih relacijom (2.58).

<sup>63</sup>Redukovana Compton-ova talasna dužina  $\rightarrow \lambda_c = 3.86 \cdot 10^{-13} [m]$

Ugaoni distribucionalni koeficijenti za raspade sa  $I_f = I_i \pm 2$  imaju sledeći oblik:

$$A_1(\beta^\pm) = \pm \frac{p}{E} \frac{q^2 + 0.6p^2}{q^2 + p^2} F_1(22I_f I_i) \quad (2.62)$$

U ovoj je relaciji moment (anti)neutrina predstavljen kao:

$$q = \frac{(E_0 - E)}{c} \quad (2.63)$$

Orbitalni moment  $L = 1$  za par leptona uvodi više koeficijente  $A_2$  i  $A_3$ . Ovi su koeficijenti uglavnom zanemarljivi, osim u retkim specijalnim slučajevima.

## 2.4.2 Orijentacioni koeficijenti, $B_\lambda$

*Ugaono distribucionim koeficijentima* je opisan samo sam raspad u odnosu na *inicijalno stanje*. Sam naziv kaže, *orijentacioni koeficijenti* opisuju *orijentaciju sistema jezgara u odnosu na laboratorijsku osu* (koju definišemo magnentnim poljem koje orijentiše sam sistem (ansambl)). Zapravo, ovi koeficijenti definišu stepen polarizacije ansambla jezgara, i predstavljaju funkciju *hyperfine interakcije*  $\mu B$  i temperature uzorka. Ovi su koeficijenti jedini član relacije (2.44) zavisni od temperature, i kao takvi često mogu biti odvojeni od ostalih parametara ove relacije. U slučaju relativno visoke temperature  $T$  u odnosu na temperaturu interakcije  $T_{int} = \frac{\mu B}{IK}$ , ansambl je neorientisan i  $B_\lambda \rightarrow 0$ . Međutim kako se temperatura snižava, u trenutku kada ona postane mala u odnosu na  $T_{int}$ ,  $B$  koeficijenti teže konačnim graničnim vrednostima. Obzirom da je u tom slučaju temperatura  $T$  uporediva sa  $T_{int}$ , u obzir je neophodno uzeti i temperaturu pri računanju  $B_\lambda$ .

*Hamiltonian hiperfine interakcije* dat je kao:

$$\mathcal{H} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.64)$$

dok je energetska razlika između susednih stanja:

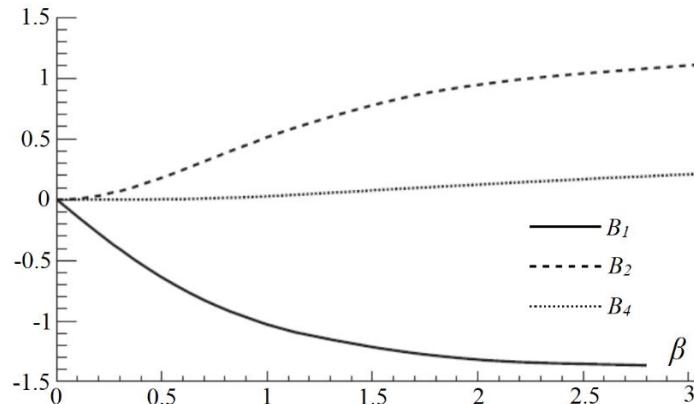
$$\Delta_M = gB_z = \frac{\mu B_z}{I_0} \quad (2.65)$$

Kao posledica *magnetne dipolne interakcije* opisane izrazom (2.64), nivo sa ukupnim momentom impulsa  $J$  ( $L + S$ ) se cepta na  $2J + 1$  podnivoa okarakterisanih magnetnim kvantnim brojevima  $m_J = -J, -J + 1, \dots, +J - 1, +J$ . Naseljenosti ovih podstanja su okarakterisane *Boltzmann-ovom raspodelom*, data izrazom (2.43). Ovde su *orijentacioni parametri*  $B_\lambda$  u direktnoj vezi sa parametrima naseljenosti  $P(m_J)$  kao:

$$B_\lambda = [(2\lambda + 1)(2J + 1)] \sum_{m_J} (-1)^{J+m_J} \begin{pmatrix} J & J & \lambda \\ -m_J & m_J & 0 \end{pmatrix} P(m_J) \quad (2.66)$$

*Wigner-ov* 3-j simbol ograničava  $\lambda$  na maksimalnu vrednost od  $2J$ . Kod dozvoljenih  $\beta$  raspada (gde dvo-čestični sistem ne odnosi angularni moment, tj.  $L = 0$ ) relevantni su samo *orijentacioni koeficijenti* prvog reda tj.  $B_1$  koeficijenti, dok su za  $\gamma$  raspade bitni samo parni koeficijenti (u praksi su to uglavnom koeficijenti  $B_2$  i  $B_4$ ).

Kako red  $B_\lambda$  raste, tako mora i temperatura  $T$  opadati kako bi faktor posmatranog reda u (2.44) značajno doprineo opaženoj anizotropiji. Na *slici 29* prikazana je temperaturna zavisnost koeficijenata  $B_1$ ,  $B_2$  i  $B_4$  za stanje  $J = 2$ .



Slika 29: Temperaturna zavisnost orijentacionih koeficijenata  $B_1$ ,  $B_2$  i  $B_4$  za nuklearno stanje sa ukupnim momentom impulsa  $J = 2$  prikazano kao funkcija  $\beta = \frac{T_{int}}{T}$ , gde je  $T_{int}$  energetska razlika dva međusobna podstanja podeljena Boltzmann-ovom konstantom  $k$ .<sup>[32]</sup>

Treba napomenuti da je ovako opisana polarizacija preko orijentacionih parametara  $B_\lambda$  adekvatna samo ukoliko je uspostavljena termalna ravnoteža između ispitivanih jezgara u ansamblu i matrice kristalne rešetke u koju su oni implantirani. U suprotnom se mora u obzir uzeti i nepotpuna relaksacija jezgara.

Parametri  $B_\lambda$  mogu biti prikazani i relacijom:

$$B_\lambda(I_0) = \lambda I_0 \frac{\sum_{m_I} (-1)^{I_0+m_I} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m_I & m_I & 0 \end{pmatrix} e^{\frac{m_I \Delta_M}{kT}}}{\sum_{m_I} e^{\frac{m_I \Delta_M}{kT}}} \quad (2.67)$$

Analitički izraz za orijentacioni koeficijent  $B_1$  dat je kao:

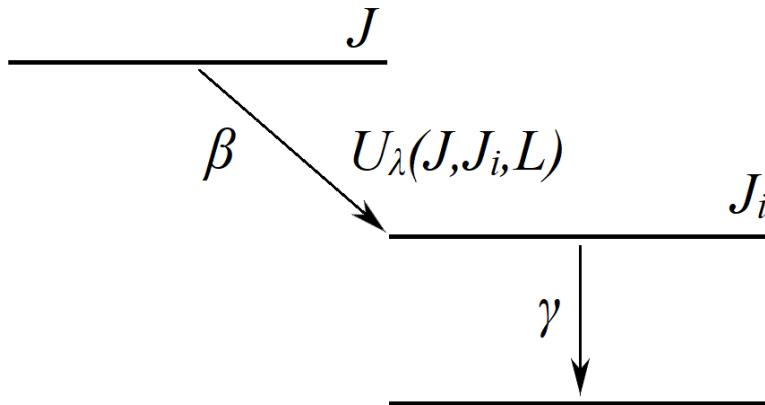
$$B_1(I_0) = \left[ \frac{3}{I_0(I_0+1)} \right]^{\frac{1}{2}} \left[ \frac{1}{2} \coth \frac{\Delta_M}{2kT} - \frac{2I_0+1}{2} \coth \frac{(2I_0+1)\Delta_M}{2kT} \right] \quad (2.68)$$

U ovoj se relaciji postavlja opet pitanje polariteta. Ovde je  $B_1$  negativno samo kada je  $\Delta_M$  pozitivno. Šta raditi za slučaj gvožđa i nikla koji se koriste kao implantacione matrice, a kod kojih je *hiperfini polje* negativno? U tom se slučaju pribegava ili redefinisanju laboratorijskih osa ili se preciznije definiše izraz (2.68). Druga opcija unosi manje zabune, a takođe pokriva i slučajeve sa negativnim *g-faktorima*, kada je *dipolni magnetni moment*  $\vec{\mu}$  antiparalelan vektoru spina jezgra  $\vec{I}$ .

Iz izraza energetske razlike susednih podstanja u magnetnom polju (2.65) vidimo da se poprimaju negativne vrednosti za neutron, kako on ima negativni magnetni moment, dok uzima pozitivne vrednosti za protone. Zadržavanjem pomenutog predznaka vidimo da su za neutrone orijentacioni parametri  $B_1$  pozitivni (spin paralelan  $z$ -osi), a za protone negativni (spin antiparalelan  $z$ -osi). Ukoliko je interakcija hiperfinog polja negativna, zadržavanje svih predznaka u relaciji (2.68) rezultuje odgovarajućim polaritetom koeficijenata  $B_1$ .

### 2.4.3 Efekat neregistrovanih prelaza, $U_\lambda$

Česta je pojava da *inicijalno* stanje registrovanog prelaza nije i orijentisano stanje. Naime, detektovano zračenje ne mora uslovno poticati sa samo orijentisanih stanja  $J$  već se može desiti da ono potiče i sa nekog međustanja  $J_i$  koje je dostignuto putem jednog ili više neregistrovanih prelaza. Na *slici 30* je prikazan tipičan primer  $\gamma$  prelaza kome prethodi  $\beta$  ili drugi  $\gamma$  prelaz.



Slika 30: Gubitak anizotropije zabeleženog  $\gamma$  prelaza, određen koeficijentima  $U_\lambda(JJ_iL)$ .<sup>[32]</sup>

U slučaju kada se ukupan moment impulsa posmatranog stanja  $J$  razlikuje od ukupnog momenta impulsa međustanja  $J_i$ , tj. kada je  $J \neq J_i$ , dolazi do delimičnog narušavanja orijentacije. Upravo se ovo narušenje, tj. gubitak polarizacije, opisuje koeficijentima neregistrovanih prelaza  $U_\lambda$  koji predstavljaju funkciju  $J, J_i$  i multipolnog reda  $L$  međuprelaza. Kada postoji kaskada više stanja pre samog dostizanja nivoa  $J_i$ , ili ukoliko se nivo  $J_i$  sastoji od različitih stanja, moraju se kombinovati različiti koeficijenti neregistrovanih prelaza za uračunavanje i ovih efekata.

Primera radi, prilikom posmatranja jezgra antimona-130 ( $^{130}\text{Sb}$ ) u *NMR* eksperimentu, orijentisano stanje je ujedno i osnovno stanje antimona, sa periodom poluraspada od  $T_{\frac{1}{2}} = 6.3[\text{min}]$ . Antimon je  $\beta$  emiter, a prilikom raspada prelazi u pobuđeno stanje telura-130 ( $^{130}\text{Te}$ ), koje se kao  $\gamma$  emiter pobuđene energije oslobođa relativno brzo emisijom  $\gamma$  zračenja. Redosled ovih raspada ilustrativno je prikazan *slikama 26 i 30*.

Tehnički uslovi ograničavaju posmatranje ovih mogućih raspada, i sa tog aspekta je mnogo lakši monitoring  $\gamma$  zračenja, dok se  $\beta$  zračenje često zanemaruje. Bilo kako bilo, period poluraspada *inicijalnog* stanja  $|I_i\rangle$ , tj. njegovo vreme života je ekstremno kratko pre  $\gamma$  raspada; mnogo redova kraće od perioda relaksacije potrebnog da ovo stanje stupi u termalnu ravnotežu sa *hiperfinim* magnetnim poljem. Orijentacija *inicijalnog* stanja detektovanog na primeru jezgra antimona-130 je određena orijentacijom njegovog dugo-živećeg osnovnog stanja (prisetimo se da je osnovno stanje antimona ujedno i njegovo orijentisano stanje), ali je perturbovana njegovim neregistrovanim  $\beta$  raspadom. Ovaj neregistrovan prelaz između *orijentisanog* i *inicijalnog* stanja ima tendenciju da poveća naseljenost magnetnih podnivoa, prilikom čega dovodi do atenuacije anizotropije registrovanih prelaza.

Shodno prethodno navedenim činjenicama,  $U_\lambda$  koeficijenti opisuju kao posledicu neregistrovanih prelaza deorijentaciju *inicijalnog* stanja. Za čist prelaz multipolnog reda  $L$ , kod kog nema mešanja sa prelazima drugih multipolnosti i tipa, koji se odigrava između stanja  $|I_1\rangle$  i  $|I_2\rangle$ , *koeficijenti deorijentacije* mogu se definisati kao:

$$U_\lambda(I_1 I_2 L) = (-1)^{I_1 + I_2 + L + \lambda} \hat{I}_1 \hat{I}_2 \begin{Bmatrix} I_1 & I_2 & \lambda \\ I_2 & I_1 & l \end{Bmatrix} \quad (2.69)$$

Treba uočiti da se za *Fermi-jeve prelaze* tj. prelazi kod kojih dvo-čestični sistem ne odnosi angularni moment, a *raspade* koji takođe ne uključuju angularne momente tj. za koje je  $L = 0$ , i raspade putem unutrašnje konverzije ( $m_l = 0$ ), ne može promeniti relativna naseljenost. Upravo je ovo razlog zbog kod su *deorijentacioni parametri* ovih prelaza jednaki jedinici, tj. za koje je  $U_\lambda = 1$ .

Naravno, *deorijentacioni parametri* mogu imati daleko složeniju strukturu. U prethodnom primeru razmatran je čist prelaz. Međutim, prilikom prelaza može postojati više od jedne komponente prelaza, tj. postoje prelazi sa mešanjem multipola koji se sastoje iz dve ili više komponenti (prisetimo se da verovatnoća prelaza drastično opada sa porastom multipolnog reda za faktor 1, tako da je već prisustvo treće komponente veoma retko). Obzirom da je polarizacija osobina grupe nezavisnih jezgara, *deorijentacioni koeficijenti*  $U_\lambda$  se mogu prikazati kao inkoherentna otežana suma:

$$U_\lambda(I_1 I_2) = \sum_L \frac{U_\lambda(I_1 I_2 L) |\langle I_2 || L || I_1 \rangle|^2}{\sum_L |\langle I_2 || L || I_1 \rangle|^2} \quad (2.70)$$

Zatim, putanja od *orijentisanog* stanja  $|I_0\rangle$  do *inicijalnog* stanja  $|I_i\rangle$  može sadržati kaskadu od više od jednog prelaza. U ovom se slučaju deorijentacija prikazuje proizvodom *deorijentacionih koeficijenata*  $U_\lambda$  svakog prelaza ponaosob, na primer:

$$U_\lambda(I_0 \dots I_i) = U_\lambda(I_0 I_1) \cdot U_\lambda(I_1 I_2) \cdot \dots \cdot U_\lambda(I_{i-1} I_i) \quad (2.71)$$

Treba naglasiti da i *inicijalno* stanje može biti naseljeno na nekoliko različitih načina. Obraćanjem pažnje na relaciju (2.70), deorijentaciju definišemo kao inkoherentnu otežanu sumu mogućnosti:

$$U_\lambda(I_0 \dots I_i) = \sum_n \omega_n [U_{\lambda n}(I_0 \dots I_i)] \quad (2.72)$$

gde su inteziteti grananja normirani na taj način da je  $\sum_n \omega_n = 1$ .

Za kraj još samo treba napomenuti i to da se ne pojavljuju u svakom eksperimentu neregistrovani prelazi, odnosno, da proračun anizotropije ne mora uvek uslovno sadržati *deorijentacione koeficijente*  $U_\lambda$ .

#### **2.4.4 "Fraction in good sites", $f$**

Koeficijent  $f$ , tj. *udeo jezgara koja osećaju punu vrednost hiperfinog polja*, opisuje sveobuhvatno smanjenje anizotropije nezavisno od temperature, za razliku od *orijentacionih koeficijenata*, koji su u vezi sa mikroskopskom pozicijom jezgra unutar folije matrice u koju se ispitivana jezgra implantiraju.

*LTNO* eksperimenti se uglavno oslanjaju na činjenicu da će *hiperfini polje* obezbediti dovoljno jako unutrašnje magnetno polje koje je neophodno za adekvatnu orijentaciju ansambla jezgara na ekstremno niskim temperaturama koje se mogu postići sa današnjeg aspekta razvita tehnologije i koje se kreću u milikelvinskom opsegu. Jezgra implantiranog uzorka osećaju puno dejstvo *hiperfinog polja* samo ukoliko zauzimaju supstitucionu (regularna) mesta u „idealnoj“ kristalnoj rešetki. Sam kvalitet kristalne rešetke i broj atoma koji okružuju njene „*loše*“ delove prevashodno zavisi od metode pripreme uzorka i hemijske interakcije implantiranih jezgara (koja predstavljaju nečistoće u „*čistoj*“ kristalnoj rešetki) sa atomima matrice. Ovi „*loši*“ delovi mogu biti same ivice kristala ili pak neki drugi defekt u rešetki, ili intersticijalna (neregularna) mesta između tačaka u rešetki.

Uzorci pripremljeni putem *termalne difuzije*<sup>64</sup> često poseduju veliki *udeo jezgara koja u potpunosti oseti hiperfini polje*, tj. kod kojih je veličina  $f$  približna jedinici, odnosno 100%. Na veoma visokim temperaturama kristalna rešetka matrice očvrstne oko atoma nečistoće.

Sa druge strane, uzorci pripremljeni implantacijom imaju manju vrednost  $f$ . Primera radi, ukoliko se iskoristi energija od oko 40 – 60[keV] po jednom jonu, koja je u suštini dovoljna za implantaciju jezgra nečistoće na oko 1000 atomskih mesta u matrici, ta ista energija je dovoljnog reda da značajno poremeti samu strukturu kristalne rešetke. Zaista, nije trivijalno praktično izvesti da se implantirano jezgro nalazi na „*dobrom*“ mestu rešetke. U praksi je poznatno da kod hladno-implantiranih uzoraka negde od oko 80% jezgara uzorka oseti *hiperfini polje* u potpunosti, tj. za koje je  $f \approx 0.8$ .

Svaki implantirani jon stvara deo tzv. „*oštećenja*“ rešetke oko upadne tačke, pod nazivom „*tačka topljenja*“. Na veoma niskim temperaturama, ovaj se deo izuzetno brzo hlađi, pa ga stoga zovemo „*zaledenim*“ delom. Jon projektil nastavlja pored zone topljenja, i konačno se zaustavlja tek posle 10 – 100 mesta u rešetki dalje od „*oštećenog*“ dela. Finalni deo trajektorije uključuje zamenu lanca sudara, koji ostavlja intersticijalni defekt u rešetki na nekim desetak mesta dalje. *Hiperfini polje* nije osetno na defekte koji su za 4 – 5 mesta udaljeni dalje. Na višim se temperaturama zona topljenja sporije hlađi, što daje više vremena oštećenju da se raširi u rešetki, tj. da se prenese dalje. Ovo rezultira širom zonom topljenja, a sam implantirani jon u ovom slučaju ima veću verovatnoću da se nađe u blizini „*lošeg*“ dela rešetke, ili čak unutar njega.

Ova prethodna podele rešetke na „*dobre*“ i „*loše*“ delove je veoma uprošćen prikaz. Može postojati i više različitih rešetki, svaka sa različitim *hiperfinim poljem*, s tim da kada deo jezgara u velikoj meri zauzme dobre supstancialne delove, nije potrebno detaljnije razmatrati manji deo jezgara koji se nađe na nezgodnim mestima, pa i shodno tome opisani model „*sve ili ništa*“ zadovoljava potrebe opisa.

U slučaju pripreme uzorka implantacijom, mora se voditi računa o tome da joni ne pogađaju oštećene delove izazavne drugim implantacijama. Visoka doza zračenja će oštetići kristal u znatnoj meri, što otežava implantiranim jonima da nađu „*dobre*“ delove. Prethodno opisana „*zona topljenja*“ se uglavnom prostire duž stotinjak mesta u rešetki, odnosno na rastojanje od oko  $\sim 10[\text{nm}]$ . Ako uzmemo ovu vrednost kao minimalno rastojanje, maksimalna doza koja se može tolerisati je  $10^{12}[\text{cm}^{-2}]$ .

<sup>64</sup>*Termalna difuzija* – Predstavlja izotropni proces ugradnje jezgara u kristalnu rešetku matrice; Zahteva visoke temperature i nedestruktivna je za razliku od implantacione tehnike pripreme uzorka; Više će reći o ovoj tehnici, kao i o ON implantaciji, biti u drugom delu rada.

U takozvanim *ON* eksperimentima<sup>65</sup>, obično se koristi snop inteziteta  $10^6 \left[ \frac{\text{jona}}{\text{s}} \right]$  implantiran u površinu od  $(0.5 - 1) [\text{cm}^2]$ , pa se folija sa jednim uzorkom može kontinualno koristiti nekoliko dana.

U opštem se slučaju *frakcija jezgara koje u potpunosti osete hiperfino polje* može odrediti merenjem anizotropije poznatog  $\gamma$  prelaza u lancu raspada izotopa koji se ispituje, ili u lancu raspada nekog drugog izotopa istog elementa. Ukoliko je registrovana anizotropija manja od očekivane, ovaj se koeficijent može dobiti fitovanjem relacije (2.44) na eksperimentalne podatke, uzimanjem da je frakcija  $f$  slobodan parametar ( $0 < f \leq 1$ ).

Iako je prethodno opisan način zgodan za određivanje *frakcije jezgara koje potpuno osete hiperfino polje*  $f$  posredstvom  $\gamma$  raspada, postoje i drugi načini za određivanje ovog koeficijenta. Ukoliko nije dostupan ni jedan pogodan  $\gamma$  prelaz, frakcija  $f$  se može odrediti i iz  $\beta$  anizotropije *Gamow-Teller-ovih prelaza* sa visokim energetskim pikom.

#### **2.4.5 Efekat izazvan konačnim dimenzijama detektora, $Q_\lambda$**

Ovim koeficijentima se u obzir uzimaju svi efekti koji su u direktnoj vezi sa postavkom detektora, a kao rezultat dovode do određenog narušenja, odnosno degradacije anizotropije. Konačne dimenzije kako detektora, tako i uzorka, imaju tendenciju da smanje registrovanu anizotropiju, kao i samo rasejanje čestica. Putanje nanelektrisanih čestica remeti i spoljašnje magnetno polje putem *Lorentz-ove sile* kojom to polje deluje na ove čestice, i shodno tome ugao detekcije u odnosu na orijentacione ose više nije isti kao i originalni ugao emisije  $\theta$ . Putanje  $\beta$  čestica i  $\gamma$  zraka na putu od izvora do detektora bivaju poremećene na razne načine.

Do sada su opisani svi koeficijenti neophodni za račun kod idealne ugaone distribucije, ne uračunavajući tehnički nedostatak, kao:

$$W_{idealno}(\theta) = 1 + f \sum_{\lambda} B_{\lambda} U_{\lambda} A_{\lambda} P_{\lambda}(\cos\theta) \quad (2.73)$$

U običajenoj geometriji za *LTNO* eksperiment, prostorni ugao prema detektorima iz izvora je izuzetno mali i stoga se često može zanemariti. Međutim, ugao pod kojim se posmatra izvor od strane detektora je znatniji, i mora se u računu uzeti u obzir. Eksperimentalna, tj. merena ugaona distribucija  $W_{eksperimentalno}(\theta)$  se može dobiti intergaljenjem idealne distribucije  $W_{idealno}(\theta)$  po celoj zapremini detektora. U prethodno opisanom izrazu za idealnu distribuciju (2.73), jedino *Legendre-ovi polinomi*  $P_{\lambda}(\cos\theta)$  sadrže ugaonu zavisnost. Odnos  $W_{eksperimentalno}(\theta)$  i  $W_{idealno}(\theta)$  leži jedino u geometriji detektorskog sistema, i u potpunosti je nezavistan od fizike koja stoji iza posmatranog raspada. Zbog toga se moraju uvesti koeficijenti  $Q_{\lambda}$ , koji u finalni račun upravo uvode *konačnu ugaonu pokrivenost detektora*, i koji su konstanti za određenu eksperimentalnu postavku:

$$W_{eksperimentalno}(\theta) = 1 + f \sum_{\lambda} B_{\lambda} U_{\lambda} A_{\lambda} P_{\lambda}(\cos\theta) \quad (2.74)$$

---

<sup>65</sup>ON – ''On Line'' eksperimenti, direktno na upadnom snopu.

Koefficijenti  $Q_\lambda$  koji opisuju *efekte izazvane konačnim dimenzijama detektora* su izračunati i tabelarno prikazani u tabelama Camp i Van Lehr [Camp, Van Lehr, 1969]. Primera radi, tipičan germanijumski ( $HPGe^{66}$ ) detektor izuzetne čistoće sa relativnom efikasnošću od 25% može imati cilindrični kristal prečnika 50[mm] i dužine 50[mm]. U ovom slučaju su  $Q_2 = 0.9677$  i  $Q_4 = 0.8951$ .

Za detektore nanelektrisanih čestica situacija se znatno komplikuje. U magnetnom polju se čestice kreću po spiralnim putanja, što zavisi od same energije čestice i jačine magnentog polja, kao i od početne trajektorije čestice. Apsorbujući materijal, konkretno materijal samog uzorka, takođe ima veliki uticaj. Naime, za eksperimente koji zavise od dobrog poznavanja  $W_{idealno}(\theta)$ , neophodno je eksplicitno izračunati koeficijente  $Q_\lambda$  za svaki slučaj.<sup>[31]</sup>

## 2.5 Hiperfine interakcije

Kao što je već rečeno, za potrebe *LTNO* eksperimenata neophodna su izuzetno jaka magnetna polja. Kako je ova polja veoma teško tehnički razviti upotrebom superprovodnih magneta, pribegava se eksploraciji već opšte poznatog i dobrog opisanog *hiperfinog mehanizma* u feromagnetnim metalima (za upotrebu u *LTNO* eksperimentima (kao što je *NICOLE*) ponavljamo, gvožđe i nikl su najpogodniji). Naravno i drugi magnetni materijali mogu biti upotrebljeni, ali metali imaju odličnu toplotnu provodljivost i sa veoma malo truda mogu biti zalemljeni na "Cold Finger" (deo aparature koji nosi foliju sa uzorkom; o ovome će biti više reči u drugom delu rada), a to im daje mogućnost da se lako ohlade do veoma niskih temperatura (milikelvinskog opsega).

### 2.5.1 Poreklo hiperfinog polja

Ovaj je fenomen detaljno opisan u poglavlju 1.5.1.2.2 (str. 32), a sada ćemo opisati i komponente ove interakcije. Naime, spin-orbitalna kretanja elektrona unutar atoma dovode do stvaranja sile koja deluje na samo jezgro, a ova interakcija pomenuta dva tela, sastoji se iz četiri dela:

- *Orbitalno kretanje elektrona;*

Polje koje se u jezgru javlja kao posledica orbitalnog kretanja elektrona sa angularnim momentom  $\vec{l}_i$  definisano je *Ampère-ovim zakonom*:

$$\vec{B}_{l_i} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{r} \wedge \vec{v}}{r^3} dq = -\frac{\mu_0}{4\pi} 2\mu_B \vec{l}_i \langle r_{l_i}^{-3} \rangle \quad (2.75)$$

Gde je  $r_{l_i}$  poluprečnik orbite elektrona, dok je  $\mu_B$  *Bohr-ov magnetom*. Kako u istoj podljasici svi elektroni imaju istu usrednjenu vrednost  $\langle r_{l_i}^{-3} \rangle$ , potpuno zatvorene elektronske ljudske ne doprinose jačini ovog polja  $B_{l_i}$ .

<sup>66</sup>HPGe – *High Purity Germanium* ili *Hyper-pure Germanium*.

➤ Spin elektrona; elektroni ''izvan'' jezgra;

Definisanjem radijus vektora  $\vec{r}$  između jezgra i elektrona sa spinom  $\vec{s}_i$ , gde je  $\vec{r}_o$  ort, tj. jedinični vektor vektora  $\vec{r}$ , spin svakog elektrona daje doprinos ukupnom polju kao:

$$\vec{B}_{s_i} = \frac{\mu_0}{4\pi} g_s \mu_B \frac{\vec{s}_i - 3(\vec{s}_i \cdot \vec{r}_o) \vec{r}_o}{\langle r_{l_i}^{-3} \rangle} \quad (2.76)$$

Zatvorene ili poluzatvorene atomske podljske imaju sfernu distribuciju gustine spina, tako da za ovaj slučaj prethodna relacija (2.76) ne važi.  $g_s$  je *spinski žiromagnetski odnos elektrona*, tj. *spinski g-faktor*, i iznosi 2.002.

➤ Spin elektrona; elektroni ''unutar'' jezgra;

Kod tačkastog jezgra, doprinos daju samo s-elektroni iz prostog razloga jer u okviru jezgra imaju nenultu talasnu funkciju. Ukoliko uzmemo da je talasna funkcija elektrona aproksimativno uniformna duž okvira jezgra, i ako spinski gustinu magnetizacije obeležimo kao  $\vec{M}_{0i} = -g_s \mu_B \vec{s}_i |\psi_{s_i}(0)|^2$ , magnetno polje će biti:

$$\vec{B}_{c_i} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{8\pi \vec{M}_{0i}}{3} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{8\pi}{3} g_s \mu_B \vec{s}_i |\psi_{s_i}(0)|^2 \quad (2.77)$$

Ovaj je izraz poznat još kao i *Fermi-jev kontaktni izraz*.

➤ Polarizacija jezgra;

Prethodno pomenuta tri dela potiču iz teorije jednog elektrona. Ovi delovi ipak ne uračunavaju registrovanje jakih magnetnih *hiperfinih interakcija* u nekim jonima (primer:  $Mn^{+2}$  ( $3d^5$ ,  $L = 0$ ,  $S = 5/2$ ) koji je sferski jon u kom nepotpunjena valentna ljska  $3d$  uopšte ne doprinosi vrednostima  $B_l$ ,  $B_s$  ili  $B_c$ ). Osnovno stanje atoma teži da ima maksimalan broj elektrona sa *paralelnim* spinovima<sup>67</sup>. Ukupna polarizacija valentnih elektrona dovodi do popunjavanja orbitala paralelnim spinovima, tako da se dobiju drugačije distribucije gustine u odnosu na one sa *antiparalelnim* spinovima. Ovaj efekat dovodi do toga da s-elektroni u ljskama u polju utiču na kontakt polje  $B_c$ , i poznat je kao *polarizacija jezgra* (eng. ''core-polarisation''):

$$\vec{B}_c = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{8\pi}{3} g_s \mu_B \vec{s} \sum_{ns} (|\psi_{ns}^\uparrow(0)|^2 - |\psi_{ns}^\downarrow(0)|^2) \quad (2.78)$$

Ova se polarizacija može javiti u svim atomima ili ionima, ali elektroni iz  $d$  ljske imaju najveći efekat. Za  $3d$  i  $4d$  jone, vrednost  $B_c$  je aproksimativno proporcionalna broju nesparenih elektrona, gde  $3d$  elektroni doprinose sa  $-11[T]$  svaki, a  $4d$  elektroni sa  $-37.5[T]$  svaki.

<sup>67</sup>Hundovo pravilo – Orbitale koje se nalaze na istom podnivou popunjavaju se na taj način da prvo svaka primi po jedan elektron istog spina, a tek onda dolazi do sparivanja sa elektronima suprotno orijentisanih spinova.

## 2.5.2 Hiperfina anomalija

Do sada je jezgro razmatrano kao tačkasto telo u poređenju sa veličinom talasne funkcije elektrona. Za  $B_l$  i  $B_s$  komponente ova aproksimacija i dalje važi. Ipak,  $B_c$  može znatno varirati preko zapremine jezgra, pa se u ovom slučaju energija interakcije mora prikazati kao:

$$E_c = - \int \vec{B}_c(\vec{r}) \cdot \vec{\mu}_l(\vec{r}) dr \quad (2.79)$$

gde  $\vec{\mu}_l(\vec{r})$  definiše *gustinu nuklearne magnetizacije*. Različiti izotopi posmatranog elementa mogu imati veoma različite nuklearne radijuse, što utiče na različita efektivna *hiperfina polja*.

$$\frac{E_{c1}}{E_{c2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} (1 + \Delta) \quad (2.80)$$

Ovde je veličina  $\Delta$  poznata još i kao *hiperfina anomalija* i najčešće je vrlo mala, manja od 1%. Samo u nekim veoma retkim slučajevima gde se spinski i orbitalni doprinosi *dipolnih nuklearnih momenata* praktično poništavaju, *hiperfina anomalija*  $\Delta$  dostiže vrednosti do oko 10%.<sup>[33]</sup>

### 3. Dinamika nuklearnih orijentacija

U ovom delu rada ćemo detaljno opisati i razmotriti fenomen *relaksacije*, kao i *relaksaciona vremena* kristalne rešetke ispitivanog uzorka u kombinaciji sa materijalom matrice u koju je jezgro uzorak implantirano, kao i njegov uticaj na merenja u *LTNO* eksperimentima. *Relaksacija* je pre svega pojava preko koje se definiše vreme neophodno implantiranim jezgrima da stupe u termalnu ravnotežu sa ostatkom kristalne rešetke matrice koja ih okružuju. Pored pomenutog fenomena, ukratko ćemo i opisati *NMR* tehniku sa svim detaljima vezanim za eksperimentalno izvođenje u kombinacije i sa *LTNO*. Primena *NMR* jasno podrazumeva upotrebu još jednog, radiofrekventnog, magnetnog polja i uspostavljanje rezonance između ovog polja i unutrašnjeg polja ispitivanih jezgara (*hiperfinog polja*), što će u okviru ovog poglavlja biti i detaljno obrazloženo.

#### 3.1 Relaksacija

U okviru *LTNO* metode, pod pojmom *relaksacije* se uglavnom podrazumeva vreme neophodno kako bi implantirana jezgra uzorka stupila u termalnu ravnotežu sa ostatkom kristalne rešetke matrice koja ih okružuje, a to vreme je *vreme relaksacije spin-rešetka*  $T_1$ . Ovi eksperimenti rade sa veoma razređenim primesama, pa je i iz tog razloga veoma izražen efekat interakcije primesa sa matricom. Na znatno većim koncentracijama, interakcije između primesa dobijaju značajniju ulogu i u tim se slučajevima u obzir mora uzeti i *vreme relaksacije spin-spin*  $T_2$ .

Do danas izmere vrednosti *vremena relaksacije spin-rešetka*, tj.  $T_1$  variraju u opsegu od nekoliko milisekundi ( $[ms]$ ) sve do nekoliko sati ( $[h]$ ) u zavisnosti od same kombinacije rešetke i primese, kao i od primenjene temperature na kristal. U sistemima za hlađenje *ON* ("On Line") izučavanjem kratko-živećih radioizotopa, veoma je važno dobro poznavati vremena, a posbeno odnos relaksacionog vremena  $T_1$  i perioda života izučavanog radioizotopa, tj. da li je vreme  $T_1$  znatno kraće od radioizotopovog perioda poluraspada, jer se u jednom ovakovom slučaju stepen polarizacije drastično smanjuje. U *ON-LTNO* eksperimentima radi se sa temperaturama milikelvinskog reda, od  $10 - 20[mK]$  pa i niže, a ispitivano jezgro implantirano u feromagnetnu matricu uglavnom ima veoma sličnu temperaturu *hiperfine interakcije*:

$$kT_{int} = \Delta E = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{I} \quad (3.1)$$

Ukoliko su ovi uslovi ispunjeni, *vreme relaksacije*  $T_1$  se uglavnog kreće u intervalu od 10 do 100 [ $s$ ].

### 3.1.1 Naseljenost nuklearnih podstanja

Naseljenost nuklearnih podstanja može biti objašnjena putem jednostavnog seta jednačina koje se izvode iz:

$$\frac{dP_m}{dt} = \sum_n (W_{n \rightarrow m} P_n - W_{m \rightarrow n} P_m) \quad (3.2)$$

U izrazu (3.2) sa  $P_m$  je obeležena naseljenost podstanja  $|m\rangle$ , dok je  $W_{n \rightarrow m}$  verovatnoća, tj. odnos prelaza iz podstanja  $|n\rangle$  u podstanje  $|m\rangle$ . Naseljenosti podnivoa detaljno su opisani u poglavljju 2.2 (str. 58). Obzirom da se *relaksacija* odvija isključivo putem *dipolne interakcije*, jedini dozvoljeni tj. mogući prelazi, za koje je verovatnoća različita od nule, su:

$$W_{m+1 \rightarrow m} = \frac{\Delta E}{2kC_k} \frac{\frac{I(I+1)-m(m+1)}{-\Delta E}}{1-e^{\frac{-\Delta E}{kT_L}}} \quad (3.3)$$

$$W_{m \rightarrow m+1} = \frac{\Delta E}{2kC_k} \frac{\frac{I(I+1)-m(m+1)}{-\Delta E}}{e^{\frac{-\Delta E}{kT_L}} - 1} \quad (3.4)$$

U prethodno opisanim verovatnoćama prelaza,  $C_k$  predstavlja *"Korringa"* konstantu (koja će kasnije biti detaljno opisana) koja zavisi od integrala elektronskih stanja u blizini *Fermi-jevog nivoa*<sup>68</sup>. *Hebel-Slichter-ova jednačina* definiše  $T_1$  otežanu vrednost verovatnoće prelaza:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{2} \frac{\sum_{m,n} W_{m \rightarrow n} (E_m - E_n)^2}{\sum_n E_n^2} \quad (3.5)$$

gde je  $E_m \Rightarrow m\Delta E$  energija magnentne interakcije podstanja  $|m\rangle$ . Uvrštavanjem izraza (3.3) i (3.4) u (3.5) za  $T_1$  dobijamo:

$$T_1 = \frac{2C_k}{T_{int}} \tanh \frac{T_{int}}{2T_L} \quad (3.6)$$

Prethodna relacija (3.6) se može svestri na *"Korringa"* relaciju pod uslovom da se uvede gornja granica temperature  $T_L > T_{int}$ :

$$T_1 T_L = C_k \quad (3.7)$$

Ovako opisan pristup se susreće sa dva problema:

1. *LTNO eksperimenti, kao i što sam naziv implicira, nikad ne rade na visokim temperaturama,*
2. *Podrazumeva se da se naseljenost podstanja može opisati termodynamičkom temperaturom, dok je u praksi realna vremenska zavisnost relaksacije praćena multi-eksponencijalnom funkcijom definisanom "Korringa" konstantom  $C_k$ .*

<sup>68</sup>*Fermijev nivo* – Predstavlja termin koji se koristi u opisu vrha skupa energetskih stanja na temperaturi apsolutne nule ( $0[K]$ ); Koncept potiče iz *Fermi-Dirac-ove statistike*, po kojoj *fermioni* (koji se pokoravaju *Pauli-jevom principu isključenja*) ne mogu da egzistiraju na identičnim energetskim stanjima, pa i shodno tome na temperaturi apsolutne nule, prvo popunjavaju najniža energetska stanja, formirajući time oblast poznatu još i pod nazivom *"Fermi sea"* (u bukvalnom prevodu *Fermi-jevo more*), gde je *Fermi-jev nivo* gornja površina ove oblasti u kojoj *fermioni* nemaju dovoljnu količinu energije da se izdignu iznad nje.

### **3.1.2 Vremenska skala relaksacije**

Bez obzira na relativno složen proces same *relaksacije*, moguće je definisati efektivnu vremensku konstantu koja kvalitativno opisuje metodu dostizanja ravnoteže. Ovu je konstantu moguće izraziti u funkciji merljivih parametara nuklearne orijentacije kao:

$$B_2(\tau_{SLR}) - B_2(\infty) = \frac{B_2(0) - B_2(\infty)}{2} \quad (3.8)$$

gde  $\tau_{SLR}$  predstavlja *spin-rešetka relaksaciono vreme* (eng. "spin-lattice relaxation"). Za eksperimentalno dobijene procene za  $\tau_{htl}$  (eng. "high-temperature limit") i  $\tau_{ltl}$  (eng. "low-temperature limit"), koje figurišu u relaciji (3.9), pronađeno je veoma dobro slaganje sa  $\tau_{SLR}$  kod visoko- i nisko-temperaturnih granica:

$$\tau_{htl} = \frac{4}{3} \frac{C_K}{T_L} \quad \text{i} \quad \tau_{ltl} = \frac{3.3}{I + \frac{1}{2}} \frac{C_K}{T_L} \quad (3.9)$$

U slučaju kada je  $T_{int} \sim T_L$ , uzimanjem da je  $\tau_{SLR} = \min(\tau_{htl}, \tau_{ltl})$  možemo proceniti vrednosti relaksacionih vremena  $\tau_{SLR}$ .

### **3.1.3 "Korringa" konstanta**

U dosadašnjem opisuje *relaksacije*, jasno se vidi da je *relaksaciono vreme* zavisno od ove konstante. "Korringa" konstanta je eksperimentalno dobijena za veliki broj izotopa koji se kao matrice koriste za implantaciju izotopa koji se ispituju. U slučaju da je za izabran izotop "Korringa" konstanta nepoznata, ona se može dobiti jednostavnim ekstrapoliranjem poznatih rezultata.

Ova je konstanta obrnuto proporcionalna kvadratu interakcije. U najvećem broju slučajeva može se pretpostaviti da je u posmatranom izotopu matrice *hiperfino polje* jednako za sve izotope ispitivanog elementa. Intezitet interakcije u ovom slučaju zavisi isključivo od *nuklearnog g-faktora* i može se izraziti kao:

$$g_N^2 C_K = K_1 \text{ (primesa, matrica)} \quad (3.10)$$

gde se konstanta  $K_1$  odnosi na posmatranu kombinaciju primesa-matrica. Uopštavanjem ove relacije na taj način da se uključi i *hiperfina interakcija* dobija se:

$$T_{int}^2 C_K = K_2 \text{ (matrica)} \quad (3.11)$$

gde se konstanta  $K_2$  odnosi na posmatrani izotop koji služi kao matrica za implantaciju. Za slučaj gvožđa, kao izotopa matrice, izraz (3.11) je poprilično tačan za većinu slučajeva kada se uzme da je  $K_2(Fe) = 1.4 \cdot 10^{-4} [sK^3]$ . Definisana relacija može poslužiti kao dobar "alat" ukoliko za ispitivani element nema nikakvih podataka o relaksaciji.

### **3.1.4 ''On line'' implantacija**

U ON (''On Line'') implantaciji kratko-živećih radioizotopa, period poluraspada može biti uporediv sa vrednošću  $\tau_{SLR}$ . Naseljenost nivoa može postići tzv. ''sekularnu ravnotežu'' uz stabilnu i konstantnu implantaciju, a to u suštini znači da naseljenost odgovarajućih podstanja dostiže stabilno stanje negde između inicijalne naseljenosti i naseljenosti u termalnoj ravnoteži. Pri tome je u ovakvoj situaciji stepen nuklearne orijentacije atenuiran nekoliko puta, što zavisi od odnosa perioda poluraspada ispitivanog radioizotopa i vremena  $\tau_{SLR}$ .<sup>[34]</sup>

---

## **3.2 NMR – Nuklearna Magnetna Rezonanca**

---

U ovom delu rada ćemo prvo dati kratak opis *NMR* tehnike i principe na kojima je zasnovana, a potom ćemo videti koju je primenu našla u *LTNO* eksperimentima i na koji se način koristi u kombinaciji sa njima.

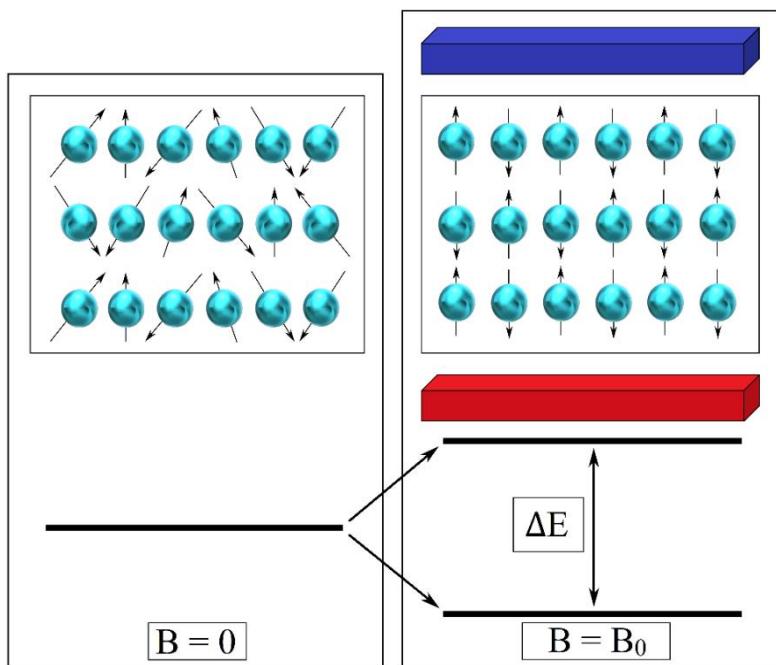
### **3.2.1 Osnovne postavke**

*NMR* je prevashodno disciplina spektroskopije koja pruža mogućnost detektovanja signala atoma iz različitih pozicija u molekulu i pri tome je sposobna da svaki signal dovede u vezu sa nekom od poznatih spinskih interakcija, kao glavnim izvorima podataka o molekulskoj strukturi i njihovoј dinamici.

Znamo od ranije da jezgra koja poseduju neparan broj protona i/ili neutrona sigurno imaju nenultu vrednost spina (obzirom da nisu svi nukleoni spareni), a samim tim i njemu pridruženi magnetni moment, koji čine njegove fundamentalne karakteristike. U protivnom, po jedno-čestičnom modelu jezgra, parno-parna jezgra nemaju spin, a samim tim ni magnetni moment, kao što je slučaj kod npr. jezgara  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ , itd. Međutim, za svaki hemijski element sa parnim brojem protona, moguće je naći njegov izotop sa nepranim masenim brojem, odnosno neparnim brojem neutrona, iz kog je moguće detektovati *NMR* signal, kao što je slučaj kod npr. jezgara  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{17}\text{O}$ , itd.

### **3.2.2 Spin jezgra u spoljašnjem magnetnom polju**

U odsustvu magnetnog polja spin jezgra zauzima proizvoljnu orijentaciju, a energija posmatranog stanja ne zavisi od te orijentacije. Međutim, ukoliko se jezgro unese u magnetno polje dolazi do orijentacije vektora spina, poput magnente igle kompasa u Zemljinom magnetnom polju. Poznavajući pravila knatno-mehaničkog sveta, u magnetnom polju su moguće samo diskrette orijentacije vektora spina  $\vec{I}$ , čiji je ukupan broj  $2I + 1$ , i gde je svaka orijentacija okarakterisana određenim magnetnim spiskim brojem  $m_I$ . U najjednostavnijem slučaju imali bismo spin vrednosti  $\frac{1}{2}$  koji se jasno u spoljašnjem magnetnom polju može orijentisati samo *paralelno* ili *antiparalelno* u odnosu na pravac tog polja. Međutim, obzirom da jezgro poseduje i druge, mehaničke momente, magnetno polje u stvari ne obara vektore spina već ih navodi na precesiono kretanje oko ose, definisane pravcem primjenjenog polja, pod određenim uglom, pri čemu je frekvencija precesiranja jednaka rezonantnoj frekvenciji.



*Slika 31:* Izvan magnetnog polja, nuklearni spinovi su nasumično orijentisani, dok je spinska magnetna energija jednaka nuli; U magnetnom polju se spinovi orijentišu, ali zbog kvantne prirode polja, samo u smeru polja ili suprotno od polja, čime se i energija posmatranog nivoa cepta na dva podstanja, pri čemu *paralelna* orijentacija ima različitu energiju od *antiparalelne*.

Jasno je da energija koju će spinska stanja imati u svojim orijentisanim pravcima zavisi i od ugla koji vektor spina zaklapa sa primjenjenim poljem. Obzirom da svakom uglu odgovara određena energija, time su i moguća energetska stanja nuklearnog spina diskretno podeljenja na dobro definisane podnivoe, pri čemu energetski procep između podnivoa zavisi kako od prirode spinova, tako i od jačine primjenjenog polja (što je polje jače, i cepanje je znatnije, tj. energetska razlika između spinskih podnivoa biva veća).

### 3.2.3 Spinski prelazi

Moguć je prelaz sa prethodno opisanih podnivoa dejstvom elektromagnetskih talasa, ali samo u slučaju kada kvant elektromagnetskog polja nosi energiju jednaku razlici energetskih ponivoa. Iz *rezonantnog uslova* (izraz 3.14), odnosno uslova jednakosti energija, sledi da u datom magnetnog polju prelaze mogu da stimulišu samo elektromagnetski kvanti određenih energija. U slučaju kada se energije kvanta i razlika između podnova poklope, onda i spin ima istu verovatnoću da se nađe u nekom od dozvoljenih stanja, odnosno drugim rečima dolazi do *rezonance*. Samim tim je ova naučna disciplina dobila naziv *Nuklearna Magnetska Rezonanca*, pre svega zbog:

- NUKLEARNA; jer se radi o nuklearnim spinovima;
- MAGNETNA; jer su u pitanju prelazi magnetnog tipa;
- REZONANCA; zato što se elektromagnetskim talasima spiski sistemi dovode u rezonancu.

Poznavajući dobro Boltzmann-ovu raspodelu (2.43), naseljenost nižih spinskih stanja je veća od naseljenosti viših spinskih stanja, pa je stoga krajnji rezultat postizanja *rezonance* zapravo apsorpcija radiotalasa. *NMR* spektar predstavlja sliku uređenu po frekvencijama apsorbovanih talasa u konstantnom spoljašnjem magnetnom polju, pri čemu je intezitet spektralne linije u posmatranom delu spektra direktno proporcionalan broju spinskih stanja i jačine primjenjenog spoljašnjeg magnetnog polja.

Energija magnetnog momenta  $\vec{\mu}$  na isti se način izražava i računa kao i energija makroskopskog dipola u odgovarajućem polju. Naime, energija je jednaka negativnom skalarnom proizvodu vektora polja i momenta, odnosno, proizvodu *indukcije magnetnog polja* i *projekcije magnetnog dipolnog momenta* duž pravca polja (u *NMR* tehnici se za pravac magnetnog polja uglavnom uzima pravac duž  $z$ -ose):

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (3.12)$$

Zbog kvantne prirode spinskog magnetnog momenta, samo su dve orijentacije moguće i to sa projekcijama  $\mu_z = +\frac{\mu}{2}$  i  $\mu_z = -\frac{\mu}{2}$  pa je shodno tome razlika između spinskih stanja:

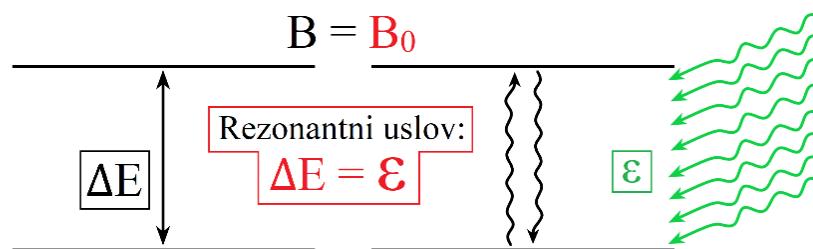
$$\Delta E = \mu B_0 \quad (3.13)$$

Sa druge strane, znajući kako energiju fotona diktira njegova frekvencija, tj.  $\varepsilon = \hbar\omega$ , *rezonatni uslov* možemo prikazati kao:

$$\Delta E = \varepsilon \quad (3.14)$$

iz kog dalje možemo izvući frekvenciju elektromagnetskog talasa koji može izazvati rezonancu:

$$\omega = \frac{\mu}{\hbar} B_0 \quad (3.15)$$



*Slika 32:* U magnetnom polju spinska stanja imaju diskrete vrednosti energija; Fotoni (kvantni elektromagnetski polja) mogu da stimulišu prelaze između ovih stanja u slučaju kada nose energiju jednaku energetskoj razlici između njih.

Obzirom da se preko Planck-ove konstante izražava ugaoni moment čestice, to se odnos magnetnog i ugaonog momenta naziva *žiromagnetnim odnosom* i obeležava se sa  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{\mu}{\hbar} \quad (3.16)$$

U tom se slučaju glavna jednačina *NMR* tehnike najčešće piše u obliku:

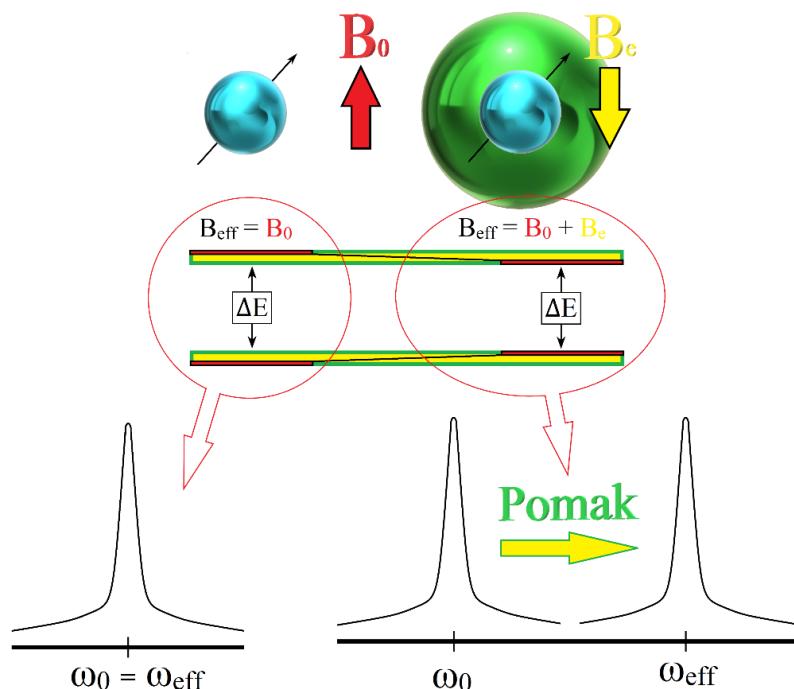
$$\omega = \gamma B_0 \quad (3.17)$$

koja se često još naziva i *Larmor-ova relacija*, gde je  $\omega$  *Larmor-ova frekvencija*.

Zaključujemo da je rezonantna frekvencija direktno proporcionalna indukciji primjenjenog polja. To je dakle frekvencija koja izaziva *rezonancu* u nuklearnom sistemu preko koje detektujemo prisustvo spinova. Kako se žiromagnetski odnos razlikuje od izotopa do izotopa, svaki od njih ima svoju sopstvenu frekvenciju u datom magnetnom polju.

### **3.2.4 Hemijski pomak**

U idealnom bi slučaju svako jezgro u homogenom spoljašnjem polju trebalo imati samo jednu rezonantnu liniju tačno određene frekvencije. Međutim, položaj spektralne linije, odnosno rezonantne frekvencije, ne zavisi samo od jačine primjenjenog magnetnog polja, već zavisi i od hemijskog jedinjenja u kojem se posmatrano jezgro nalazi. Vrlo je brzo uočeno da je *hemijski pomak*, tj. pomeranje spektralne linije pod uticajem hemijskog okruženja, direktna posledica zaklanjanja jezgra orbitirajućim elektronima. Naime, ovde se elektronske orbitale mogu zamisliti kao mikroskopske strujne konture koje stvaraju sopstveno magnetno polje, koje u određenoj meri zaklanja spoljašnje magnetno polje na mestu ispitivanog jezgra. Ovo lokalno polje jasno zavisi od elektronskog okruženja posmatranog jezgra, tj. od hemijske sredine u kojoj se nalazi, a samim tim zavisi i njegova *rezonantna frekvencija*.

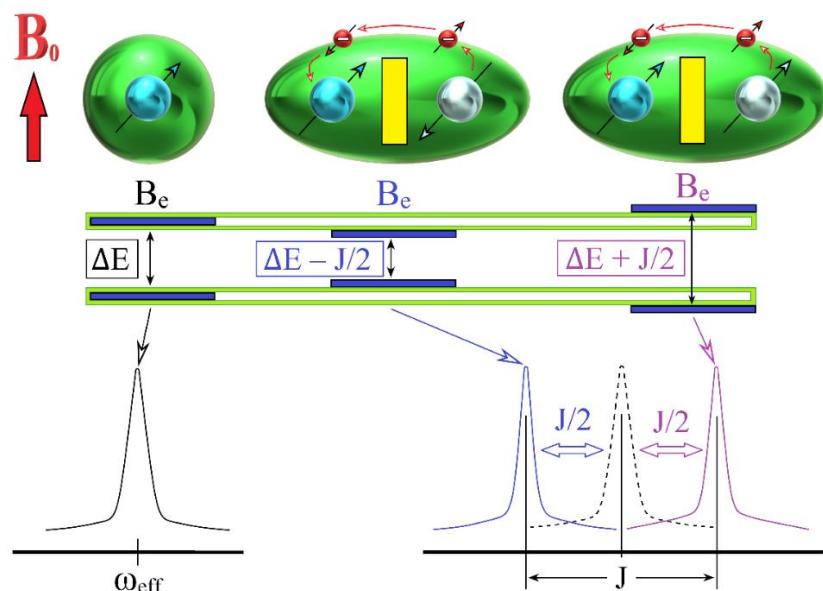


*Slika 33:* U spoljašnjem magnetnom polju  $B_0$ , ogoljeno jezgro bi imalo frekvenciju  $\omega_0$ ; Doduše, kako je jezgro okruženo elektronima, efektivno polje  $B_{eff}$  je nešto drugačije od  $B_0$  kako elektroni svojim magnetnim poljem „zaklanjavaju“ punu vrednost polja  $B_0$ , pa će shodno tome i frekvencija jezgra u okruženju elektrona biti nešto drugačija; Kako polje elektrona koje zaklanja spoljašnje polje zavisi od elektronskog omotača, koji je direktno vezan za hemijsko okruženje jezgra, time je i ovaj pomak dobio naziv „*hemijski pomak*“; U spektru se to ispoljava pomeranjem spektralne linije, dok se u energetskom smislu menja razlika između spinskog podstanja.

Ovaj je pomak direktno proporcionalan spoljašnjem magnetnom polju, a zavisno od vrste jezgra njegova vrednost se kreće u intervalu od nekoliko milionitih pa do nekoliko hiljaditih delova primjenjenog spoljašnjeg polja. Tako su primera radi, za jezgra vodonikovog atoma tipični hemijski pomaci reda  $0 - 10[\text{ppm}]$  ( $\text{ppm}$  – "parts per million"), dok za jezgro ugljenika  $^{13}\text{C}$  hemijski pomak iznosi  $0 - 240[\text{ppm}]$ .

### **3.2.5 Skalarno sprezanje**

U spektrima visokog razlaganja, pored *hemijskog pomaka*, uočeno je i cepanje spektralnih linija. Kako je ovo cepanje uočeno samo u sistemima sa više spinova, jasno je da je ovo cepanje posledica *spin-spin interakcije*. Naime, kako se cepanje javlja i u izotropnim sredinama, interakcija ne može biti vektorskog tipa, zbog čega je i dobila naziv *skalarno sprezanje*. Takođe, obzirom da do *skalarnog sprezanja* dolazi samo između spinova koji se nalaze u istom molekulu, jasno je da su ovde elektroni važni posrednici, s tim da je interakcija jača što je veća verovatnoća da se orbitalni elektron nađe na položaju jezgra, što implicira da interakcija raste sa porastom s-karaktera orbitale.

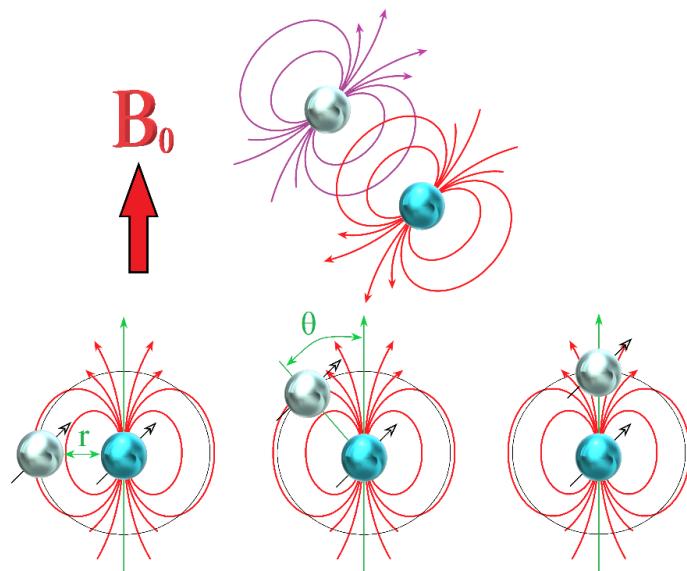


Slika 34: U kombinacijici spoljašnjeg i lokalnog magnetnog polja, spin izolovanog jezgra ima frekvenciju  $\omega_{\text{eff}}$ ; Međutim, u molekulu su jezgra okružena elektronskim parovima, koji se uvek sparuju suprotno orijentisanim spinova po *Pauli-jevom principu isključenja* (u istom kvantnom stanju ne mogu postojati dva fermiona sa sva četiri ista kvantna broja); Polarizacija jezgra se prenosi na elektron u njegovoj blizini, a preko elektronskog partnera u molekulskoj orbitali i na drugi nuklearni spin, i na taj način lokalno magnetno polje oko posmatranog spina zavisi od orijentacije drugog, neposmatranog jezgra; U zavisnosti od orijentacije nevidljivog spina, efektivno polje na mestu posmatranog spina postaje nešto manje ili nešto veće od polja koje bi tu bilo da nevidljivog spina nema; Ovo se u energetskim nivoima ispoljava kao promena energetske razlike između nivoa, dok se u spektru zapaža kao pomeranje linija; Ukupan efekat je da se prvobitna singletna linija cepe na dve, dajući time dublet.

Obzirom da i elektron nosi spin, kada se nađe dovoljno blizu jezgra, stupa u interakciju sa nuklearnim spinom. Stoga, energija elektrona postaje zavisna od njegove orientacije u odnosu na nuklearni spin, dok važi i obrnuto, energija nuklearnog spina je zavisna od orientacije elektrona. Kako se u zatvorenoj orbitali elektron sa svojim partnerom sparuje spinski *antiparalelno* prateći *Pauli-jev princip isključenja*, time i spin "udaljenog" elektrona preko svog elektronskog pratnera oseća interakciju sa jezgrom. Istovremeno, "udaljeni" elektron interaguje sa drugim jezgrom, svojim susedom, pa je ukupan efekat da lokalno polje na položaju jednog jezgra zavisi od orientacije drugog jezgra sa kojim deli elektrone u molekulu. Ukoliko postoji  $n$  ekvivalentnih spinova, tada se spektralna linija suseda cepa na  $2nI + 1$  komponenata. Kada  $n$  identičnih protona cepa liniju suseda, broj komponenata na koji se linija suseda cepa kao i relativni inteziteti multipleta se mogu odrediti *Pascal-ovim trouglom*. Ova je interakcija kvantne prirode i nema klasičnog analoga. Prostire se trenutno i umnogome komplikuje spektar povećavajući broj linija, ali takođe i povećava broj informacija koje se iz spektra mogu izvući.

### 3.2.6 Dipol – dipol interakcije

Iako je i ova interakcija suštinski kvantne prirode, može se opisati klasičnim predstavama kao interakcija mikroskopskih magnetnih dipola. Radi jednostavnosti, posmatrajmo izolovan sistem para spinova vrednosti  $\frac{1}{2}[\hbar]$ . Ovde se nuklearni spin može shvatiti kao minijaturni magnet, koji se pod uticajem spoljašnjeg magnetnog polja orijentiše ili *paralelno* ili *antiparalelno* u odnosu na pravac tog magnetnog polja.



Slika 35: Nuklearni spin možemo posmatrati kao magnetni dipol oko kog se prostire odgovarajuće magnetno polje; U spoljašnjem polju, spinovi se diskretno orijentišu i precesiraju, pa se sa rastojanja mnogo većeg od dipola i u vremenu mnogo dužem od precessionog perioda vidi usrednjeno spinsko polje (donji deo slike); U tom slučaju, lokalno polje na mestu posmatranog spina koje potiče od drugog jezgra (spina), zavisi od njihovog međusobnog rastojanja, i ugla koji međuspinski vektor zaklapa sa pravcem spoljašnjeg polja; Efektivno polje na položaju jezgra jednak je zbiru lokalnog i spoljašnjeg polja.

Stoga, lokalno magnetno polje na mestu posmatranog spina zavisi od geometrijske raspodele i orijentacije susednih spinova. Kao što je *električni dipol* okružen električnim poljem, tako je i *magnetni dipol* okružen svojim magnetnim poljem, pri čemu je polje svakog dipola (na rastojanju mnogo većem od dimenzije dipola) obrnuto proporcionalno trećem stepenu rastojanja od centra dipola. Kako je dimenzija *magnetnog dipola* zanemarljivo mala u odnosu na rastojanja među njima, geometrijska slika se najlakše može opisati putem *međuspinskih vektora*, a to su vektori koji imaju početak na položaju jednog spina, a kraj na položaju drugog spina. U tom se slučaju rastojanje između spinova opisuje intezitetom međuspinskog vektora, dok je ugao pod kojim se spinovi nalaze jednak uglu koji taj vektor zaklapa sa spoljašnjim magnetnim poljem. U zavisnosti od orijentacije susednog spina, lokalno polje će biti nešto slabije ili jače u odnosu na spoljašnje polje, dok se interakcija prostire kroz prostor, bez obzira na prisustvo hemijskih veza. U makroskopskom uzorku se otprilike polovina spinova nalazi u jačem, a polovina u slabijem polju od spoljašnjeg, kako je broj *paralelnih* spinova skoro jednak broju *antiparalelnih*. Stoga, *dipol-dipol interakcije* dovode do cepanja spektralne linije, pri čemu veličina cepanja zavisi od ugla koji *međusinski vektor* zaklapa sa pravcem spoljašnjeg magnetnog polja. Ova interakcija je izuzetno važna za ispitivanje sistema u čvrstom stanju kod kog su geometrijski odnosi među spinovima konstanti. Na primer, iz zavisnosti cepanja linije od ugla pod kojim je kristal orijentisan spoljašnjim magnetnim poljem, može se odrediti relativan položaj spinova u kristalu, kao i njihovo međusobno rastojanje.

### **3.2.7 Uticaj magnetnog polja na NMR signal**

Pozivajući se na osnovnu jednačinu tehnike *NMR*, tj. *rezonantni uslov* (3.14), vidimo da je frekvencija jednakata porizvodu primjenjenog spoljašnjeg magnetnog polja i žiromagnetskog odnosa, pa shodno tome zaključujemo, da je za datu spinsku vrednost, *rezonanta frekvencija* direktno proporcionalna jačini tj. indukciji primjenjenog polja. Stoga, svaka promena polja u prostoru ili vremenu se direktno odražava na *rezonantu frekvenciju*, a samim tim i na *signal*.

► Svakom magnetu odgovara jedna rezonanta frekvencija;

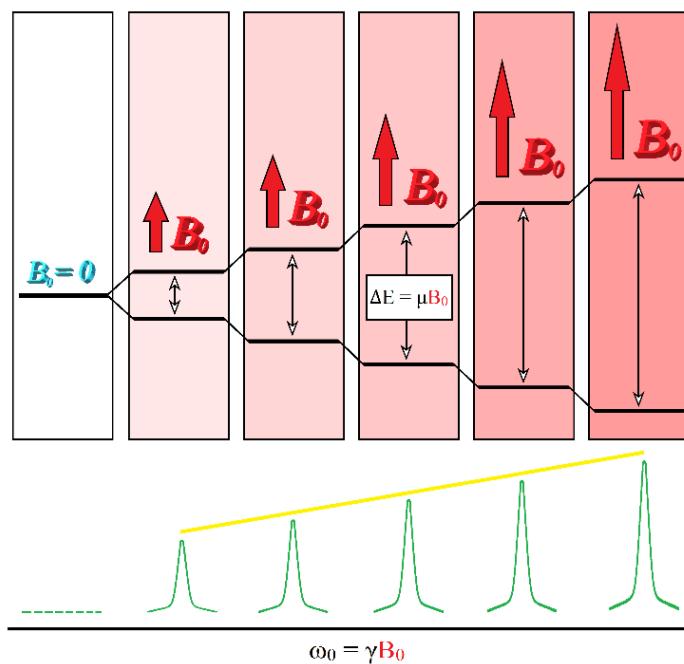
Da bi do polarizacije ansambla jezgara uopšte i došlo, jedan takav spinski sistem mora biti unet u statičko magnetno polje  $B_0$ , pa je jasno da je magnet koji omogućava to polje jedan od osnovnih komponenti *NMR* uređaja.

Ukoliko jedan isti spinski sistem unosimo u različita magnetna polja, tada će jezgra u svakom polju obrazovati uvek onoliko diskretnih nivoa koliko odredi spinska vrednost posmatranih jezgara, ali se sa porastom indukcije polja opežaju dve promene:

1. Razlika među energetskim nivoima raste kao direktna posledica proporcionalnosti magnetnog dipola i magnetne indukcije;
2. Povećava se razlika u naseljenosti saglasno sa Boltzmann-ovom raspodelom (2.43).

Ova se dva efekta eksperimentalno ispoljavaju:

1. Porastom rezonantne frekvencije sa porastom polja;
2. Porastom veličine signala sa porastom polja.



*Slika 36: NMR signal u magnetu sa rastućom indukcijom; Kako indukcija spoljašnjeg magnetnog polja raste, time raste i energetska razlika između nivoa, a posledično tome i jačina signala kao i rezonantna frekvencija.*

► *U magnetu sa promenljivom indukcijom frekvencije su ''razmazane'';*

Ukoliko se koristi jedan magnet, kojim se polje kontinualno menja sa jednog kraja magneta na drugi, tada je za mali tačkasti uzorak rezonantna frekvencija zavisna od položaja uzorka u magnetu. Međutim, ukoliko je uzorak cilindar čija se osa poklapa sa pravcem gradijenta ovog polja, tada *signal* iz svakog segmenta ima sopstvenu frekvenciju, dok je *rezultujući signal* razmazan po celom domenu frekvencija, pri čemu sa porastom frekvencije raste i *veličina signala*.

Ovde odmah uočavamo pogodnost da na osnovu *rezonantne frekvencije* mi možemo da lociramo ovaj tačkasti uzorak, ukoliko znamo na koji se način indukcija polja menja unutar samog magneta. Međutim, ovakav eksperiment u kom se polje magneta menja od nulte vrednosti do neke maksimalne je vrlo nepraktičan, obzirom na to da je *signal* poprilično slab na niskim frekvencijama.

► *U magnetu sa linearno-gradijentnim poljem frekvencija se direktno preslikava u odabranu koordinatu;*

U cilju poboljšanja osetljivosti kako bi signal bio što jači, eksperiment je najbolje izvoditi u magnetu sa što većom indukcijom kojem se naknadno dodaju mali magneti pomoću kojih se indukcija linearno menja sa koordinatom oko centralne vrednosti. U tom smislu, glavnom magnetu se dodaju manji magneti koji u njemu stvaraju gradijent magnetne indukcije. I u ovom slučaju kao i u prethodnom, *rezonantna frekvencija* tačkastog uzorka zavisi od njegovog relativnog polažaja u magnetu, ali sa obzirom da je promena magnetnog polja sa jednog kraja magneta na drugi relativno mala, signal iz svakog dela magneta za dati tačkasti uzorak biće isti. Međutim, ukoliko se umesto tačkastog izvora koristi uniformni uzorak, tada će *rezonantne frekvencije* biti razmazane unutar nekog frekventnog opsega.

Ovde je naravno važno uočiti to da je u linearno-gradijentnom polju *rezonanca* proporcionalna prostornoj koordinati duž gradijenta, što znači da se svakoj koordinati može pridružiti odgovarajuća frekvencija, dok *NMR signal* na dатој frekvenciji zavisi od broj spinova na odgovarajućoj koordinati. Stoga dolazimo do zaključka da u *NMR* eksperimentu u linearno-gradijentnom spoljašnjem polju, intezitet *signala* na dатој frekvenciji odgovara koncentraciji spinova na dатој koordinati. To u suštini implicira na činjenicu da registrovanjem *NMR signala* uzorka zatvorenog u crnoj kutiji možemo utvrditi koncentraciju spinova u raznim delovima uzorka bez otvaranja kutije, tj. preko *NMR signala* iz gradijenta polja mi možemo da dobijemo informaciju o raspodeli spinova.<sup>[35]</sup>

### **3.2.8 NMR u LTNO**

*NMR* tehnika ima prevashodno za cilj da izmeri energetski procepi između magnetnih podnivoa stvorenih putem *hiperfine interakcije*. Na jezgra uzorka se primenjuje dodatno radiofrekventno magnetno polje, a na *rezonantnoj frekvenciji*  $\nu$ , tj. kada je  $h\nu$  jednako energiji između pocepanih nivoa, radiofrekventni fotonii stimulišu prelaze između posmatranih podnivoa. Shodno tome, naseljenosti naglo opadaju i rastu, a samim tim se i postignut stepen polarizacije značajno smanjuje. *Rezonance* se ovde detektuju kao ukupno smanjenje anizotropije zračenja prilikom raspada jezgra uzorka, a *rezonantna frekvencija* je data kao:

$$h\nu = \Delta E = B_n \frac{\mu}{I} = g\mu_N B_n \quad (3.12)$$

Ovde je sa  $B_n$  opisano magnetno polje koje jezgro oseća, a koje se može izraziti kao:

$$B_n = B_{hf} + B_{app}(1 + K) \quad (3.13)$$

sa  $B_{hf}$  je opisan *intezitet hiperfinog polja*, dok je sa  $B_{app}$  opisano *spoljašnje primenjeno magnetno polje* koje je neophodno kako bi se kristalna rešetka matrice polarizovala. U prethodnoj relaciji parametar  $K$  predstavlja "Knigh" pomeranje, koje se javlja kao popravka na polarizaciju provodnih elektrona kada je implantaciona matrica metal. "Knigh" pomeranje za primenjeno magnetno polje  $B_{app}$  je uglavnom manje od 10%, dok za *hiperfini polje*  $B_{hf}$  nema značajniji uticaj. Obzirom da se u *LTNO* eksperimentima radi sa ekstremno niskim temperaturama (milikelvinskog reda), što je definisano praktičnim ograničenjima primenjivanog kriogena, gde je temperatura interakcije  $T_{int} = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{k} \sim 10[mK]$ , *NMR* frekvencije su obično reda 100[MHz], i može se pisati:

$$\nu = \frac{T_{int}[mK]}{I} \cdot 20.837 \left[ \frac{MHz}{mK} \right] \quad (3.14)$$

#### **3.2.8.1 Širina rezonance**

*FWHM*<sup>69</sup> rezonance je uglavnom oko 2% u odnosu na centralnu frekvenciju pika. Sama širina linije registrovane u spektru ima dva dela:

1. *Homogeno proširenje*; unutrašnja širina *NMR* linije usamljenog jezgra;
2. *Nehomogeno proširenje*; varijacija *NMR* frekvencije među jezgrima u uzorku.

<sup>69</sup>*FWHM – Full Width at Half Maximum*; definiše širinu pika (neodređenost energije) na polovini njegove visine.

❖ *Homogeno proširenje*

Ovde se podrazumevaju dva efekta. Prvi predstavlja "ograničeno vreme života nuklearnog stanja" koje dovodi do proširenja prema Heisenberg-ovom principu neodređenosti (fusnota 48, str. 44). Drugi efekat diktira postojanje malih oscilacija u energijama nuklearnih podnivoa, izazvane interakcijom između magnetnog dipolnog momenta jezgra i oscilujućeg radiofrekventnog magnetnog polja. Ovaj je efekat poznat još i kao "proširenje snage" (eng. "power broadening") kako je proporcionalan intezitetu NMR polja, čiji neophodan intezitet u jezgru iznosi uglavnom  $\sim 10^{-7} [T]$ , i tada je proširenje snage  $\sim 1 [Hz]$ .

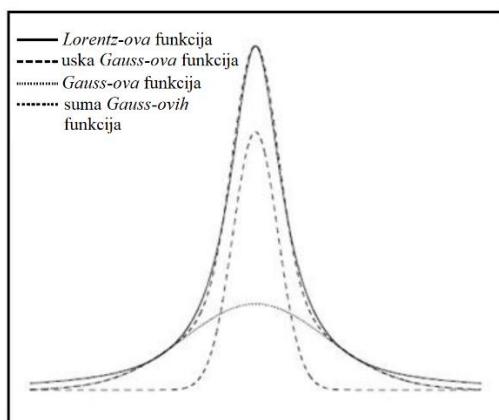
❖ *Nehomogeno proširenje*

Ovo je proširenje izazvano *nasumičnim promenama* jačine lokalnog hiperfinog polja kroz matrični materijal. Ove promene nastaju usled *primesa, nesavršenosti i nepravilnosti* u kristalnoj rešetki materijala u koji se implantiraju jezgra koja se ispituju. U svim ON-NMR eksperimentima, nehomogeno proširenje je daleko zastupljenije od homogenog.

Tačan oblik rezonante linije sa sobom donosi i određene polemike. Pojedini eksperimenti prikazuju rezonance sa linijom koja prati *Lorentz-ovu formu*, dok ne postoji fizički razlog koji opravdava fitovanje podataka prema ovakvoj zavisnosti. Može se takođe pokazati da merenja ansambla jezgara više različitih, ali nezavisnih sistema, na koje pojedinačno utiču razdvojene i nasumične perturbacije, uvek pokazuju trend *Gauss-ove distribucije*. Ove se činjenice mogu objasniti postuliranjem dve različite vrste kristalne rešetke:

1. *One koje ispoljavaju polje jačine blizu prosečne vrednosti, na koje deluju male proizvoljne perturbacije;*
2. *One kod kojih je jačina polja podložna jakim promenama u odnosu na prosečnu vrednost.*

Sumiranjem dve *Gauss-ove funkcije* različitih širina dobija se *Lorentz-ov oblik*. Na slici 37 vidi se da su ove linije prema oblicima veoma slične. U nuklearnoj nauci detalji oblika rezonance nisu od velikog značaja, mada u eksperimentima fizike čvrste materije metodom LTNO njen oblik igra značajnu ulogu.



Slika 37: Suma dve Gauss-ove funkcije daje Lorentz-ovu funkciju.<sup>[37]</sup>

### **3.2.8.2 Frekventna modulacija**

*NMR* ima više različitih modova primene. Za svrhe *LTNO* eksperimenata izuzetno je važno koja će se modulacija koristiti. Takođe se u obzir mora uzeti i prethodno opisan pojam *širine rezonance*. Prisetimo se da je rezontanta linija za usamljeno jezgro reda  $\sim 1[\text{Hz}]$ , dok je ukupna širina reda  $\sim 1[\text{MHz}]$ . Dodatno radiofrekventno polje koje se u koristi u *NMR* tehnici sa jednom frekvencijom (npr. kontinualna talasna) stimulisaće samo frakciju ukupnog broja jezgara (samo jedno jezgro na  $10^6$  jezgara) i jasno je da je u ovakvim uslovima praktično nemoguće detektovati *rezonancu*. *Proširenjem snage NMR-a* na interval različitih frekvencija, tj. upotreboru *frekventne modulacije*, moguće je dobiti vidljiv efekat. Tri najbitnije karakteristike vezane za ovu modulaciju su *frekvencija*, *amplituda* i *oblik* linije.

❖ *Frekvencija:*

Ukoliko je *vreme modulacije* znatnije od *vremena relaksacije*, jezgra se mogu reorientisani<sup>70</sup>, čime se gubi svrha modulacije. Takođe, ako je frekvencija modulacije prevelika, razmak između radiofrekventnih opsega postaje širi od *homogene širine rezonance*. Ova dva uslova ograničavaju frekvenciju na interval od 0.1 do 1[Hz]. U praksi se javlja i nestabilnost frekvencije oscilatora koja utiče značajno na ekspanziju navedenog intervala, pa su stoga zadovoljavajuće i *frekventne modulacije* u intervalu od 0.1[Hz] do 1[MHz].

❖ *Amplituda:*

Kriogene karakteristike aparature koja se u eksperimentu koristi postavlja strogu granicu na snagu radiofrekventnog polja. Kako se u obzir mora uzeti dostizanje maksimalnog narušenje polarizacija, kao i da se mora očuvati niska temperatura, a samim tim i visok stepen polarizacije na frekvencijama koje su daleko od rezonantne, uvek se kompromisno utvrđuje količina snage polja koja će se iskoristiti. Ova modulacija umanjuje snagu radiofrekventnog polja, čime se drastično smanjuje snaga koja je dostupna pojedinim jezgrima. Stoga, širina ove modulacije predstavlja još jedan faktor koji se mora uračunati, pri čemu se mora napraviti ravnoteža između izučavanja velikog broja jezgara i posedovanja dovoljne gustine snage da bi se ova jezgra mogla stimulisati ovim poljem na zadovoljavajući način. Širina frekvencije ove modulacije koja se najčešće koristi je od  $\pm 0.5[\text{MHz}]$  do  $\pm 1.0[\text{MHz}]$ .

❖ *Oblik:*

U ovoj modulacije treba izbegavati sinusoiladni oblik talasne funkcije. Cilj je da se snaga radiofrekventnog polja rasporedi među jezgrima što je moguće ravnomernije, što implicira da se za tu svrhu koristi *trouglasta modulacija*.

<sup>70</sup>Jezgra prvenstveno izgube polarizaciju, pa se potom ponovo orijentisu.

U slučaju da širina linije postane ekstremno velika, frakcija jezgara čija se frekvencija nalazi unutar intervala *frekventne modulacije* postaje veoma mala. Stoga se smanjuje indukovana promena u nuklearnoj polarizaciji, što dalje implicira da će detektovan *NMR* signal biti u velikoj meri smanjen. Iz tog razloga je veoma važno u što je moguće većoj meri ublažiti promene intenziteta *hiperfinog polja* u samom uzorku. Kristal matrice mora biti što je moguće čistiji, pa se u tu svrhu uglavnom koriste materijali izuzetne čistoće. Poseban akcenat se stavlja na proveru savršenosti rešetke, posebno u blizini površine gde se jezgra uzorka implantiraju, a kasnije u drugom delu ovog rada ćemo detaljnije opisati tehnike implantacije i pripreme za različite kombinacije matrica-uzorak.

### **3.2.8.3 Hiperfino poboljšanje**

Jedan od nedostataka upotrebe radiofrekventnog polja jeste stvaranje vrtložnih struja<sup>71</sup> u bliskim metalnim delovima kristotata, što posledično zagreva uzorak, a samim tim i narušava njegov stepen polarizacije. Za magnetno polje koje deluje paralelno sa ravnom površinom jačine  $B = B_1 \sin(\omega t)$ , curenje snage dato je izrazom:

$$\frac{\text{snaga}}{\text{jedinica površine}} \left[ \frac{W}{m^2} \right] = \frac{\rho B_1^2}{2\delta\mu^2} \quad (3.15)$$

gde je sa  $\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}}$  predstavljena *debljina površinskog sloja* materijala, dok je  $\omega$  *ugaona frekvencija* radiofrekventnog polja. *Magnetna permeabilnost* na frekvenciji  $\omega$  obeležena je kao  $\mu = \mu_r\mu_0$ , dok je sa  $\rho$  predstavljena *otpornost* metala.

Na temperaturama koje se postižu kod *LTNO* eksperimenata ( $\sim 10[mK]$ ) snaga hlađenja čak i najvećih kriostata je izuzetno mala, svega  $1[\mu W]$ . Ovako mali kapacitet hlađenja bi bio u potpunosti uništen zagrevanjem uzorka vrtložnim strujama koje se javljaju usled radiofrekventnog polja da ne postoji efekat *”hiperfinog poboljšanja”*. Mehanizam ovog efekta može povećati jačinu primjenjenog *NMR* polja čak za faktor  $\sim 100$ , što sa druge strane smanjuje radiofrekventno zagrevanje i do reda  $\sim 10^4$ .

*Hiperfino poboljšanje* je relativno jednostavan efekat:

Ovaj efekat uključuje polje koje vrši polarizaciju  $B_{app}$  primjeno u kombinaciji sa normalno postavljenim radiofrekventnim poljem  $B_{NMR} = B_1 \sin(\omega t)$ . Amplituda polja  $B_{NMR}$  je značajnije manja od amplitude primjenjenog polja  $B_{app}$ , pa se shodno tome rezultujuće polje može posmatrati kao vektorsko polje sa konstantnom amplitudom koja varira između uglova  $\pm \arctan\left(\frac{B_1}{B_{app}}\right) \approx \frac{B_1}{B_{app}}$ . Osa polarizacije folije sa uzorkom prati spoljašnje polje polarizacije, a samim tim takođe varira i vektor jačine *hiperfinog polja* između sličnih uglova.

<sup>71</sup>*Vrtložne struje* – Poznate još i pod nazivom *Foucault-ove struje*, nastaju indukcijom napona u provodniku kada se to polje oko provodnika menja; Do promene ovog polja dolazi onda kada se provodnik kreće u konstantnom magnetnom polju, ili kada miruje u promenljivom polju; Prema *Lorentz-ovom zakonu*, ove struje svojim postojanjem proizvode magnetno polje koje se suprostavlja polju koje ih izaziva.

Ukoliko se vektor *hiperfinog polja* razloži na statičku i oscilatornu komponentu dobija se da je amplituda radiofrekventne komponente:

$$\frac{B_{HF}}{B_{app}} \cdot B_1 \sin(\omega t) \quad (3.16)$$

pa je shodno tome ukupno radiofrekventnog polje čije dejstvo osećaju jezgra prisutna u urorku:

$$B_{RF} = B_{NMR} \left( 1 + \frac{B_{HF}}{B_{app}} \right) \quad (3.17)$$

U prethodnoj relaciji *faktor poboljšanja*  $\left( 1 + \frac{B_{HF}}{B_{app}} \right)$  može drastično povećati vrednost radiofrekventnog polja za čak dva reda veličine. Naravno, treba naglasiti da je izuzetno važno da se ovo polje primeni na odgovarajućim uglovima u odnosu na polje polarizacije. Obzirom da intezitet *hiperfinog polja* nije proporcionalan intezitetu polja polarizacije, ne dolazi do povećanja inteziteta radifrekventnog polja kada je  $B_{NMR}$  paralelno sa  $B_{app}$ .

### **3.2.8.4 "Skin-depth", debljina površinskog sloja**

Prilikom prodiranja u foliju sa uzorkom, snaga radiofrekventnog polja opada po eksponencijalnom zakonu, tako da je karakteristično rastojanje, tj. *debljina površinskog sloja* (eng. "skin – depth"), data relacijom:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu_r\mu_0}} \quad (3.18)$$

Tipična *debljina površinskog sloja* materijala u koji se vrši implantacija je reda  $\sim [\mu m]$  za feromagnetni materijal, kakav se uglavnom koristi u *LTNO* eksperimentima (uglavnom su to izotopi gvožđa i nikla). Ovo nije slučaj sa implantiranim izvorima jer se sva jezgra nalaze do maksimalno  $10[nm]$  dubine u odnosu na površinu. Ipak, ukoliko se uzorak priprema metodom *termalne difuzije*, ova veličina postavlja strogu granicu na debljinu uzorka.<sup>[36]</sup>

### 3.3 "Brute-Force" orijentacije

---

Pod pojmom *BFO*<sup>72</sup> tehnike podrazumevamo orijentacije usled spoljašnjih magnetnih polja postignutih superprovodnim magnetima (inteziteta čak i preko 100[T], dok su u nisko-temperaturnim, milikelvinskim kristalima, ograničeni na 10[T]), a ne putem *hiperfinog polja* ili *kvadrupolnih interakcija* (*QI* – eng. "*Quadrupole Interactions*") u ne-kubičnim monokristalima. *BFO* se radije koristi za detekciju asimetrije  $\beta$  zračenja nego kao primjenjen alat u ispitivanju samog  $\beta$  raspada. Sama primena *NMR* tehnike u eksperimentima *BFO* je mnogo teža, obzirom na nedostatak *hiperfinog poboljšanja* i znatno strožijih temperatura. Kao posledica ovog javlja se dosta uža rezonantna linija, čak 100 puta manja u poređenju sa onom koja se dobija u eksperimentima sa *hiperfinim poljem*, što je jasno određeno *kvadrupolnim interakcijama* sa matricom i nehomogenošću polja koje vrši polarizaciju.

Napredno je razmatrati upotrebu  $\beta$  asimetrije kao "alat" detektovanja nuklearne polarizacije u *BFO* eksperimentima u poređenju sa konvencionalnim merenjima  $\gamma$  anizotropije, iz razloga jer se  $\beta$  asimetrijom direktno mere orijentacioni parametri  $B_1(I)$ . Sa dostupnim vrednostima  $B/T$ ,  $B_1(I)$  je znatno veće od vodećeg terma  $\gamma$  anizotropije  $B_2(I)$ . Za tipično jezgro sa spinom 2 ( $I = 2$ ) kod kojeg je  $\mu/I = 1[\mu_N]$  pod umerenim uslovima  $B/T = 275[T/K]$ , vrednosti termova su  $B_1 = 0.14$  i  $B_2 = 0.008$ .

Stoga, slučajevi koji daju jedva prepoznatljive orijentacione efekte u  $\gamma$  emisiji mogu postati poprilično dostupni prelaskom na  $\beta$  detekciju. Privlačnost u veće merenim efektima je bar parcijalno pomereno fokusiranjem  $\beta$  čestica u jakom polju putem *BFO* tehnike. Ovo stvara atenuaciju  $\beta$  asimetrije. *BFO* merenja na indijumu-114 implantiranom u Cu i Ag su vršena od stranje *Nuytten-a*. U ovom eksperimentu, korekcioni faktori rasejanja i fokusiranja su procenjeni na 0.16(2) i 0.45(5), respektivno. Iako je kvantitativna analiza  $\beta$  asimetrije *BFO* tehnikom relativno komplikovana, ipak se sa relativno često velikim koeficijentima  $A(\beta^\pm)$  i dalje smatra da postoji određeni dobitak koji na primer može da učini *NMR* merenja na ovakvim *BFO* sistemima znatno jednostavnijim.

Još jedna prednost tehnike merenja  $\beta$  asimetrije upotrebom samo spoljašnjeg magnetnog polja jeste utvrđivanje predznaka nuklearnih magnetnih dipolnih momenata, koji se ne može naći niti merenjem anizotropije  $\gamma$  zračenja, niti *NMR-ON* tehnikom (čak ni u slučaju primene varirajućih polja).<sup>[38]</sup>

---

<sup>72</sup>*BFO* – eng. "*Brute-Force Orientation*"

## II DEO

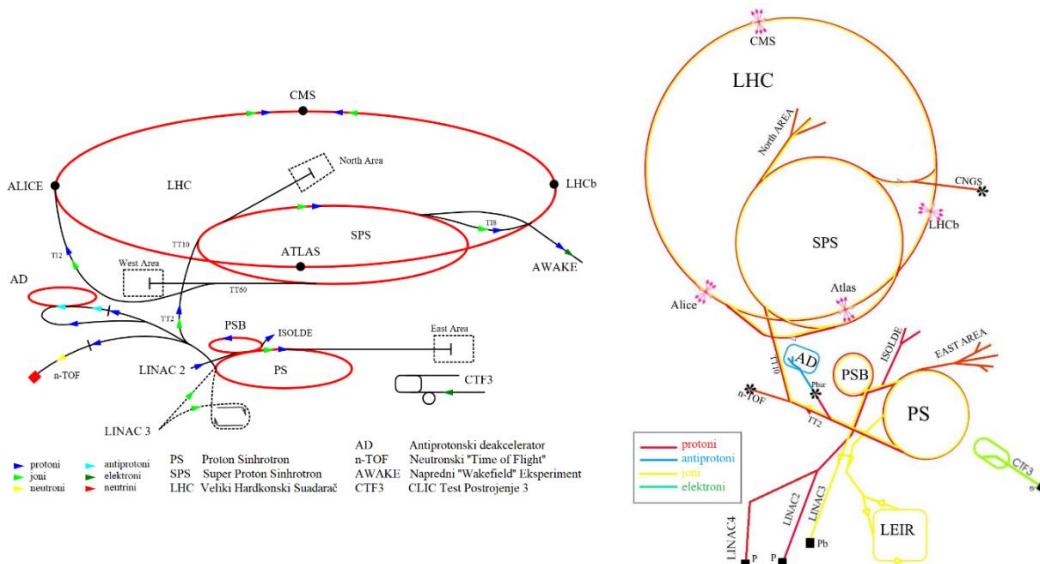
♦ NICOLE ♦

(Nuclear Implantation into Cold On Line Equipment)

## ISOLDE Postrojenje

Još su davne 1951. godine *O. Kofoed-Hansen* i *K-O. Nielsen* demonstrirali moguću "On Line" (ON) proizvodnju kratko-živećih radioizotopa. Naime, oni su eksperimentisali na kratko-živećim radioizotopima plemenitih gasova koji su bili proizvedeni direktnim kuplovanjem mete (ozračene protonima) sa izotopskim separatorom. Evropska zajednica nuklearnih fizičara inspirisana ovim eksperimentima predložila je izgradnju eksperimenta širokih potreba pomoću kog će se proizvoditi kratko-živeći radioizotopi i koji će biti povezan na *SC* (*Synchro-Cyclotron*; *Sinhro-Ciklotron*) u CERN-u. 1964. godine projekat je odobren, a nepune tri godine kasnije, 1967. godine je i izведен prvi eksperiment kupljan sa *ISOL* separatorom, pod nazivom *ISOLDE* (*Isotope Separation On Line Device*). Brzim tehnološkim razvojem započelo je pravljenje jonskih izvora kao meta koje su otvarale nov pristup ka sve više i više elemenata.

Tokom perioda od 1972. do 1974. godine, izvršena je enormna nadogradnja interziteta *SC* snopa, dok je u isto vreme sproveden program unapređivanja *ISOLDE-a* koji je doveo do formiranja *ISOLDE 2*. Jak intezitet i veliki obim proizvedenih izotopa označio je da je *ISOLDE* postao glavni kompleks u kome se obavljaju eksperimenti na radioizotopima. Sinhro-ciklotron je sa radom završio 1991. godine, a odlučeno je u CERN-u da se aktivnosti *ISOLDE-a* premeste i direktno kupljuju na snop *PSB-a* (*Proton Synchrotron Booster*). Sazidana je nova eksperimentalna hala, a 1991. godine započeli su prvi eksperimenti u *ISOLDE PSB-u*. Krajem 90tih godina predloženo je da se i snop na izlazu *ISOLDE-a* ubrzava u vidu post-akceleratora, čime je i izgrađen *REX ISOLDE* akcelerator, koji je 2001. godine započeo sa radom.



Slika 38: CERN akceleratorski kompleks.

Danas *ISOLDE-om* upravlja osoblje CERN-a i on predstavlja deo CERN akceleratorskog kompleksa. Prvih decenija označen je bio kao eksperiment koji vodi *ISOLDE* kolaboracija, koja i dalje ima značajnu ulogu u oblikovanju naučnog programa u okviru *ISOLDE-a* i tehničkog razvoja.<sup>[39]</sup>

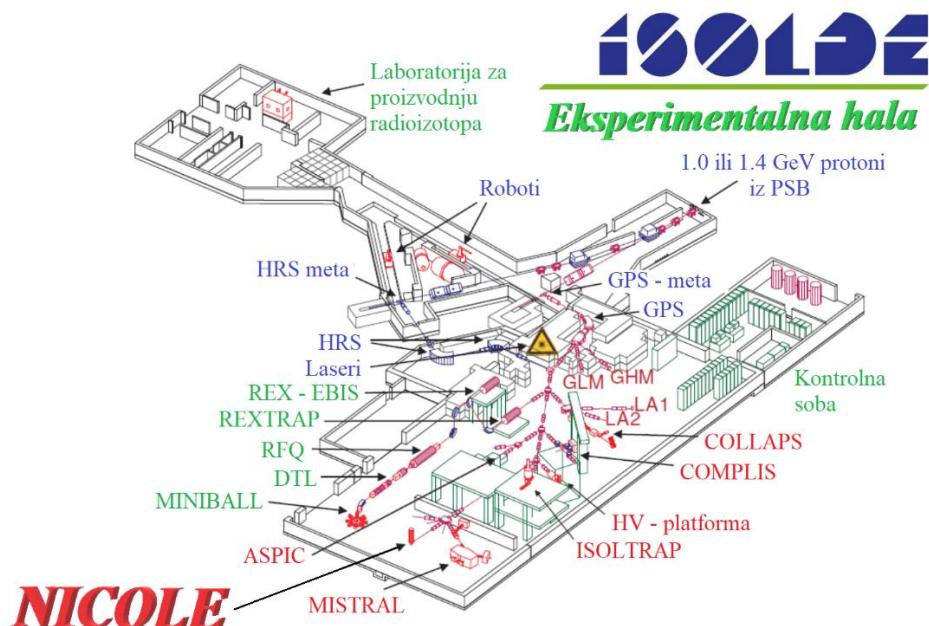
*ISOLDE* postrojenje prevashodno za cilj ima proizvodnju radioizotopa nuklearnim reakcijama *fragmentacije*, *spalacije* ili *fisije* na gustoj meti koja se bombarduje  $\sim 1.4[GeV]$  protonskim snopom *PSB-a*. Ovako dobijeni nestabilni produkti nuklearnih reakcija napuštaju metu, koja se drži na visokim temperaturama, idući dalje ka jonskom izvoru iz kog se putem određenih hemijsko-selektivnih procesa izvlače kao radioaktivni jonski snop, koji u najvećem broju slučajeva dostiže intezitete koji se nigde drugde u svetu ne mogu postići. U pojedinim slučajevima laserska ionizacija određenih elemenata pored toga što omogućava dalju selekciju može obezbediti i snop pripremljen u odgovarajućem *izomernom stanju*. Ovo je jedinstveno sredstvo stvaranja jona direktno kuplovano sa jakim masenim separatorima iz kojih se radioaktivni snopovi velikog inteziteta izdvajaju i koji često poseduju visoku izobarsku i izotopsku čistoću.

*ISOLDE* ima dva *ON* ("On Line") separatora sa nezavisnim sistemima rada:

1. *General Purpose Separator, GPS* – Separator opšte namene, pušten u pogon 1992. godine; Ima jedan magnet za savijanje i elektro-statičku razvodnu stanicu pomoću koje je omogućeno istovremeno izvlačenje tri snopa na koje se vrši masena separacija (linija centralne mase, niske mase i visoke mase).
2. *High Resolution Separator, HRS* – Separator visoke rezolucije, još tzv. "offline" separator; Sadrži dva magneta za savijanje koji poseduju optičko-jonski sistem za korekciju višeg rada; Ima stepen masene rezolucije veći od 5000, i dostupan je za testove i kalibracije bez prisustva snopa;

Razvojem *REX ISOLDE-a*, kao post-akceleratorskog sistema, otvorene su mogućnosti ispitivanja novih oblasti sa radioaktivnim jonskim snopovima većih energija. *REX* je u mogućnosti da ubrza jone atomskih masa i do  $A = 140$  i više, sa efikasnošću od nekoliko procenata prinosa jonskog izvora. U periodu od 2007. do 2009. godine je nadograđen u smislu da može da omogući energiju koja dostiže prag *Coulomb-ove barijere* za širok opseg jezgara.

Kao što je već napomenuto, *ISOLDE* se protonskim snopom snadbeva iz *PS Booster-a* (*PSB*), koji se sastoji od četiri mala sinhrotrona koji prvenstveno ubrzavaju protone dovedene iz *LINAC-a* do energija od  $\sim 1[GeV]$  pre nego što ih sproveđe dalje u CERN-ov *Proton-Sinhrotron (PS)*. *PSB* pruža po jedan paket od  $3.2 \times 10^{13}$  protona svake  $1.2[sec]$ . Premeštanjem *ISOLDE-a* iz  $\sim 600[MeV]$  DC protonskog snopa u CERN *SC-u* do nove infrastrukture, sa kratkim impulsom protona visoke gustine i sa niskom frekvencijom je znatno povećalo vreme oslobađanja stvorene radioaktivnosti iz mete, što je prvenstveno povećalo proizvodnju kratko-živećih radioizotopa zbog čega su snopovi ujedno i više grupisani. Ovo takođe omogućavana "bez-fonske" eksperimente među snopovoima znajući da neutroni, kao glavni izvor "background"-a, nestanu u prvih  $100[ms]$  nakon pulsa. Tehnika bombardovanja mete koja je razvijena u *SC ISOLDE-u* u najvećem broju slučajeva može direktno da se primeni na novi snop. Protonski snop *PSB-a* se do *ISOLDE* zona sa metama dovodi putem podzemne transferne linije, koja snadbeva dva različita izotopska separatora, jedan smešten direktno ispred linije snopa, a drugi smaknut iza krivine od  $400[mrad]$  (slika 39). Savijajući magneti ovih separatora omogućavaju istovremeno korišćenje oba separatora uz deljenje vremena rada. Ovi su separatori smešteni na taj način da se snop iz bilo kojeg od njih može dovesti u zajednički sistem distribucije sa kojim su skoro svi eksperimenti u *ISOLDE* hali povezani.



Slika 39: ISOLDE postrojenje.

U prostorijama u kojima su smeštene *ISOLDE* mete je oduvek zahtevana posebna pažnja bezbednosti. Ne samo što su ovde bili, a i mogu biti visoki nivoi radioaktivnosti, uvek postoji mogućnost lokalnog curenja velike količine radioaktivnosti iz sistema meta, pa je shodno tome posvećena velika pažnja bezbednosti novog dizajna. Najbitniji korak u bezbednosti na radu jasno je bio odvajanje dela u kom se radi sa radioaktivnim materijalima, kojem se pristupa specijalnim ulazom namenjim samo za ovaj deo, od prostorije eksperimenta, kojoj fizičari imaju pristup.

Kako bi se prostor u eksperimentalnoj hali najefikasnije iskoristio, konstruisana je *centralna linija snopa* koja omogućava korišćenje jona iz bilo kojeg od dva pomenuta separatora (*GPS* i *HRS*). Snopovi se spajaju elektrostatičkim deflektorima cilindričnog oblika, koji su iskombinovani sa kondenzatorom sa paralelnim pločama koji konačno usmerava snop u *centralnu liniju snopa*.<sup>[40]</sup>

Danas se eksperimenti *ISOLDE-a* uglavnom fokusiraju na modernu fiziku nuklearne strukture. Energetski opseg radioizotopa koji se isputuje kreće se u opsegu od  $\sim 10^{-6}$  [eV] po nukleonu (kao što je to slučaj kod *LTNO – NICOLE* eksperimenta) pa sve do  $\sim 3$  [MeV] po nukleonu (u slučaju post-akceleratorskog snopa *REX – ISOLDE*). Glavni pravci istraživanja u *ISOLDE* postrojenju su:

➤ *Fizika nuklearnih struktura:*

- ❖ Precizno određivanje mase jezgra;
- ❖ Merenje radijusa nanelektrisanja jezgra, spinova i nuklearnih momenata;
- ❖ Utvrđivanje karakteristika pobuđenih nuklearnih stanja;
- ❖ "Shell" ljske;
- ❖ Evolucija oblika i koegzistencija jezgara;
- ❖ Fenomen *linije stabilnosti*, uključujući "halo" efekat;
- ❖ Modovi egzotičnih radioaktivnih raspada.

➤ *Nuklearna astrofizika:*

- ❖ Mase i poluživot jezgara;
- ❖ Osobine raspada, uključujući i emisije zakasnelyih  $\beta$  čestica;
- ❖ Efikasni preseci nisko-energetskih reakcija.

➤ *Atomska fizika:*

- ❖ Atomska struktura radioaktivnih elemenata;
- ❖ Pomeranje energija  $x$  zraka;
- ❖ Preplitanje atomskih nuklearnih procesa.

➤ *Fizika čvrstog stanja:*

- ❖ Površinska i "bulk" ispitivanja materijala;
- ❖ Difuziona dinamika;
- ❖ Poluprovodnici;
- ❖ Spintronika.

➤ *Biološke nauke:*

- ❖ Radioizotopi u medicinskoj dijagnostici i terapiji;
- ❖ Biohemija.

➤ *Fundamentalne interakcije:*

- ❖ Osobine neutrina;
- ❖ Skalarni bozoni;
- ❖ CKM (*Cabbibo – Kobayashi Maskawa*) matrice;
- ❖ Narušenje simetrije parnosti i inverzije vremena.<sup>[41]</sup>

Neki od eksperimenata i delova *ISOLDE* postrojenja su:

❖ ***MINIBALL***

- Predstavlja niz  $\gamma$  detektora koji su osmislili nemački, belgijski i francuski fizičari. Ima osam klastera detektora gde se svaki klasa sastoji od po tri posebno inkapsuliranih šestostruko segmentisanih germanijumskih detektora visoke čistoće (*HPGe*). Ova segmentacija je od izuzetne važnosti jer pruža visok stepen granularnosti koja je neophodna za smanjivanje *Doppler-ovog širenja*  $\gamma$  zraka, emitovanog iz jezgra koja se kreću brzinama i do desetog dela brzine svetlosti, do prihvatljivo niskih vrednosti. Pored ovoga, nova tehnologija korišćena kod *MINIBALL-a* podrazumeva držanje detektorskog sistema pod ultra-visokim vakuumom unutar tankog aluminijumskog kanistera, koja nudi mogućnost zamene pojedinih detektora iz klastera unutar zajedničkog djuarovog suda.

## ❖ WITCH

- Eksperiment koji za glavni cilj ima proveravanje postojanja uticaja *skalarne ili tensorske interakcije u  $\beta$  raspadu*. Ova se informacija može dobiti na osnovu oblika energetskog spektra uzmaka. Naime, centralnu ulogu u ovom eksperimentu igra kombinacija dvostrukе *Penning-ove klopke* koja skladišti radioaktivne jone koji podležu  $\beta$  raspadu i spektrometar retardacije koji meri energiju uzmaka jona potomka. Prva klopka usporava i hladi jone koji pristižu iz *ISOLDE*, dok ih druga klopka skladišti, prilikom čega se obe klopke nalaze u magnetnom polju indukcije  $9[T]$ . Nakon  $\beta$  raspada, joni napuštaju klopku, a ispituje se energija onih jona koji se emituju u pravcu sprektrometra pomoću elektro-statičkog *retardacionog potencijala*. Magnetno polje u oblasti ravni retardacione analize iznosi  $0.1[T]$ . Sam rad retardacionog spektrometra zasnovan je na principu *adijabatske invarijantnosti magnetnog fluksa* i sličan je  $\beta$  spektrometrima koji se koriste u merenju masa mirovanja neutrina. Joni koji prođu kroz ravan retardacije se ponovo ubrzavaju do energija od oko  $\sim 10[keV]$ , a potom bivaju fokusirani na detektor sa mikrokanalnom pločom koji sadrži anodu sa linijom za kašnjenje radi povećane osetljivosti utvrđivanja položaja. Menjanje *retardacionog potencijala* preko odgovarajućeg opsega pruža mogućnost merenja spektra jonskog uzmaka sa izuzetno visokom preciznošću iz kog se tražene informacije mogu dobiti.

## ❖ ISOLTRAP

- Predstavlja maseni spektrometar, koji se koristi u svrhe merenje visoke preciznosti na kratko-živećim radioizotopima. Precizna određivanja energija veza za jezgra koja se nalaze daleko od *linije stabilnosti*, uključuje jezgra koja su proizvedena sa stepenom od  $100 \left[ \frac{jon}{s} \right]$  i sa periodima poluraspada daleko manjim od  $100[ms]$ . Masena moć razlaganja dostiže  $10^7$  što odgovara energiji od  $10[keV]$  za srednje teška jezgra, dok su merne nesigurnosti dobijenih masenih vrednosti manje od  $10^{-8}$ . Po funkcionalnosti je *ISOLTRAP* separator podeljen u tri dela: 1) *Linearno radiofrekventna kvadrupolna klopka* koja služi za hlađenje, usporavanje i sakupljanje jonskog snopa od  $60[keV]$  koji dolazi iz *ISOLDE-a*; 2) *Cilindrična Penning-ova klopka ispunjena gasom* koja služi za izobarnu separaciju i čišćenje jonskog snopa putem maseno-selektivnog gasnog hlađenja; 3) *Hiperbolična Penning-ova klopka* za visoko precizna merenja ciklotronske frekvencije i mase uskladištenih jona.

❖ **REX – ISOLDE**

- Koristi metod umnožavanja naelektrisanja radi povećanja količine naelektrisanja jona pre njihovog ubrizgavanja u linearni akcelerator. Ovo umnožavanje daje pristup oblasti većih atomskih masa, do koje se ne bi moglo dospeti ubrzavanjem jednostruko naelektrisanih jona. Pored ovoga, veoma važan zadatak *REX-ISOLDE-a* jeste ispitivanje strukture jezgara izotopa Na, Mg, K i Ca bogatih neutronima u blizini zatvorenih neutronskih ljudskih (20 i 28) preko Coulomb-ove ekscitacije i reakcijama transfera neutrona sa vrlo efikasnim detektorom čestica i  $\gamma$  zraka, *MINIBALL*.

❖ **CRIS**

- Novo postrojenje posvećeno merenjima kolinearnom rezonantnom ionizacionom spektroskopijom. Ovde se impuls snopa atoma rezonantno ionizuje skenirajući frekvenciju preklapajućeg impulsno-pojačanog kontinualnog laserskog snopa. Ovako efikasna atomsko-laserska interakcija pored toga što obezbeđuje visoko-rezoluciono snimanje *hyperfine strukture*, takođe omogućava i znatno smanjenje vrednosti fona prilikom detekcije jona u poređenju sa običnom kolinearnom laserskom spektroskopijom.

❖ **COLLAPS**

- Koristi različite tehnike detekcije u cilju dobijanja informacija o *hyperfinoj strukturi i izotopskim pomerajima*. Najčešća je metoda kolinearna laserska spektroskopija gde se fluorescentno svetlo, koje emituju ekscitovani atomi, detektuje fotomultiplikatorima, dok druge metode koriste optičko pumpanje, na primer, u pobuđena stanja koja imaju nižu energiju ionizacije ili radi menjanja naseljenosti nivoa u zavisnosti od nuklearne polarizacije. U ovom se slučaju radi merenja koristi  *$\beta$ -NMR* tehnika.

❖ **LA1 i LA2**

- Ovo su dve linije snopa u *ISOLDE-u*, koje se koriste za razne primene raznih snopova radioaktivnih jona kod kratkoročnih eksperimenata. Ovo su uglavnom postavke eksperimenata spektroskopije raspada koje se mogu sastaviti za par dana, i u pogonu bivaju nekih nedelju dana pre nego što se ponovo demontiraju.

❖ **NICOLE**

- Eksperiment kojim ćemo se mi detaljnije pozabaviti u ovom radu. Za cilj ima da između ostalog, izmeri i *magnetne dipolne momente* putem orijentacije ansambla jezgara na izuzetno niskim temperaturama i pomoću *ON β-Nuklearne Magnetne Rezonance (β-NMR)*. Egzotična jezgra koja se ispituju, i koja su dobijena iz *ISOLDE-a*, se implantiraju uglavnom u foliju od čistog gvožđa (mada nikl isto radi dobar, čak i bolji posao za određene slučajeve kombinacije matrica-uzorak) koja se lemi za "Cold Finger"  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  "dilution refrigerator"-a koji ima sposobnost da spusti temperaturu sistema na milikelvinski opseg. Ovde se postavljaju  $\beta$  detektori na  $0^\circ$  i  $180^\circ$  u odnosu na osu orijentacije van ove postavke, blizu samog uzorka, čime se i meri stepen polarizacije. Ovde se magnetna rezonanca postiže variranjem radiofrekventnih oscilacija i posmatranjem promena u asimetriji ugaone distribucije zračenja.

❖ **ASPIC**

- Predstavlja aparaturu koji se koristi u svrhe ispitivanja fizike površina i granica materijala u čvrstom stanju. Ovom se polju fizike u poslednje vreme pridodaje puno pažnje, posebno kada je reč o primeni metalnog magnetizma na ultra-tanke slojeve. Od fundamentalnog su interesa informacije o magnetnim osobinama koje variraju od sloja do sloja ultra-tankih multi-slojnih sistema ili čak od atoma do atoma u jednom sloju. Prema tome, lokalne strukture i električne osobine površina i granica merene na atomskoj skali su u centru pažnje mnogih ispitivanja. Jedna je linija snopa kuplovana na *ISOLDE* separator i ona je dizajnirana za rad sa ultra-visokim vakuumom<sup>73</sup>, što je preduslov za eksperimente proučavanja osobina površina i tankih slojeva.<sup>[42]</sup>

<sup>73</sup>Ultra-visoki vakuum, UHV – eng. "Ultra-High Vacuum"

## 4. NICOLE eksperiment

*NICOLE* postrojenje našlo je svoje mesto u okviru *ISOLDE* hale već nekoliko decenija. Ovaj eksperiment prevashodno koristi tehnike *"On Line"* nisko-temperaturnih nuklearnih orijentacija (*LTNO*) (čiji je formalizam opisan u prvom delu ovog rada), u cilju merenja određenih fundamentalnih karakteristika, prvenstveno magnetičnih dipolnih momenata orijentisanog ansambla jezgara na ekstremno niskim temperaturama (milikelvinskog reda). Ono što eksperimenti nuklearnih orijentacija imaju za cilj jeste poravnanje spina ansambla jezgara upotrebom izuzetno jakih magnetnih polja koja variraju u opsegu od 20 do 200[T], i da potom mere *ugaonu distribuciju emitovanog zračenja* iz koje je dalje moguće izvući velik broj korisnih informacija vezanih za ispitivana jezgra kao što su to npr. *prirode multipola* u posmatranim nuklearnim prelazima, iz kojih je dalje moguće izvući *vrednost spinskih stanja* kao i njihovih *parnosti* u šemi jednog ovako posmatranog prelaza. Upotrebom opisane tehnike nuklearne magnetne rezonance (*NMR*, poglavlje 3.2, str. 85) na orijentisanim jezgrima je takođe moguće izvući informaciju i precizno odrediti vrednosti *g-faktora* jezgara u osnovnim stanjima, preko kog se na jednostavan način može izvući i izračunati vrednost *nuklearnog magnetnog dipolnog momenta*. Određivanje egzaktnih vrednosti ovih momenata su od izuzetne važnosti jer pružaju mogućnost direktnе provere talasne funkcije, i kao takvi predstavljaju idealan *"alat"* za proveru nuklearnih modela.



Slika 40: NICOLE aparatura u ISOLDE-u (sa prikazom dovodnog dela snopa).

Eksperimentalno dobijene vrednosti *magnetnih dipolnih momenata* zahtevaju izuzetnu tačnost imajući na umu da su to relativno "male" vrednosti, sa relativnom greškom koja ne prelazi  $10^{-3}$ . Ovim rečeno, *NICOLE* eksperiment nudi mogućnost dobijanja vrednosti nekih od najbitnijih veličina u svetu nuklearne fizike, ali isto tako iziskuje mnogo truda i ulaganja, i može biti neoprostiv eksperiment ukoliko se njegovom opremom ne rukovodi na adekvatan način. *NICOLE* (što i samo ime implicira, eng. "Nuclear Implantation into Cold On Line Equipment") predstavlja metodu *ON-LTNO* ("ON line – Low-Temperature Nuclear Orientation") uz posebnu primenu *NMR* tehnike u cilju detektovanja narušenja anizotropije ugaone distribucije emitovanog zračenja uzorka prethodno implantiranog u matricu feromagnetskog materijala na ekstremno niskim temperaturama. Naravno, da bi se uslov "male relativne greške" ( $< 10^{-3}$ ) mogao i ispuniti, svaki deo eksperimentalne tehnike mora biti u mogućnosti da obezbedi dobijanje rezultata sa već pomenutom tačnošću, a neke od karakteristika predstavljaju *vremena relaksacije, kvalitet detekcionog sistema, jačina hiperfinog polja i interakcije, "On Line"* i *"Off Line"* količina radioizotopa koji su na raspolaganju, itd.

U cilju dobijanja odgovarajućih radioizotopa nama od interesa za eksperiment, koristi se postojeća infrastruktura *ISOLDE-a*, opremljena izuzetno jakim protonskim snopom iz *PSB-a*, dvama masenih separatora (*GPS* i *HRS*), odgovarajućim metama, itd. Samo merenje se radi na *NICOLE*  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  "dilution refrigerator" sistemu za hlađenje, pomoću kog se u "On line" uslovima mogu ostvariti neverovatno niske temperature, idući u milikelvinski opseg ispod  $10[mK]$ . Zanimljiva činjenica, ukoliko se uzme u obzir da se u trenutku odvijanja eksperimenta nigde više ne radi na postizanju ovakvih temperatura, uzimajući prosečnu temperaturu Kosmosa od nekih  $2.9[K]$ , *NICOLE* eksperiment predstavlja jednu od najhladnjih tačaka u celom Univerzumu. U cilju detektovanja narušenja anizotropije zračenja koriste se generatori radiofrekventnih talasa, dok se za samu detekciju  $\gamma$  i  $\beta$  zračenja uzorka koristi adekvatan broj detektora o kojima će biti više reči nešto malo kasnije.

Srce *NICOLE* tj. *LTNO* aparature predstavlja  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  "dilution refrigerator" sistem hlađenja, na koji ćemo staviti poseban akcenat u sledećem poglavlju. Naime, u stabilnom režimu rada ovaj sistem pruža mogućnost postizanja temperatura reda  $\sim 5[mK]$  upotreborom izotopa tečnog helijuma  $^3\text{He}$ / $^4\text{He}$ . Mešanjem ova dva izotopa helijuma i hlađenjem njihove smeše na temperature ispod  $900[mK]$ , dolazi do separacije ove smeše na dve komponente tj. faze:

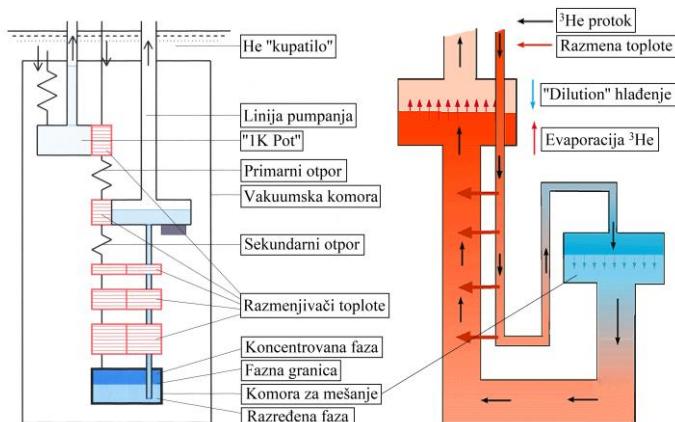
- 1.  $^3\text{He}$  "rich" (bogatu) fazu, tj. koncentrovanu fazu, i
- 2.  $^3\text{He}$  "poor" (siromašnu) fazu, tj. razređenu ("dilution") fazu.

Na ovim temperaturama, da bi došlo do transporta  $^3\text{He}$  iz *koncentrovane* u *razređenu fazu* neophodno je uložiti određenu energiju. Po analogiji tečnosti koja isparava, prelazak  $^3\text{He}$  iz jedne u drugu fazu oslobađa određenu količinu toplove. U slučaju konstantog održavanja ovog procesa, tj. uspostavljanja  $^3\text{He}$  cirkulacionog procesa, dobija se efektan proces hlađenja oblasti u kojoj je došlo do separacija faza, a to je oblast *komore za mešanje* (MC – eng. "Mixing Chamber"), pri čemu je uzorak koji je implantiran u foliji (uglavnom od gvožđa ili nikla) u direktnom termalnom kontaktu sa ovom komorom preko bakarnog "Cold Finger"-a.

Osnovni koraci u procesu hlađenja sistema na temperature reda nekoliko milikelvina su sledeći:

- ❖ Prvenstveno treba uspostaviti visok vakuum u svim komorama sistema (IVC<sup>74</sup>, OVC<sup>75</sup>, itd.) kako bi se izbegao termalni kontakt različitih komponenti aparature koji bi u toku samog eksperimenta trebali biti na različitim temperaturama;
- ❖ Potom se ceo sistem prvo treba ohladiti na temperaturu tečnog azota njegovim pumpanjem, na temperaturu od 77[K];
- ❖ Tečnim helijumom <sup>4</sup>He se potom hlađi glavni deo u kojem se helijum skladišti i meša, zatim se hlađi magnet i uređaj za hlađenje do temperature od 4[K];
- ❖ Zatim se pumpa rezervoar napunjen tečnim helijumom, deo pod nazivom "1K Pot", čime se komora za mešanje, deo u kojem se vrši razređivanje, hlađi do 1[K],
- ❖ Pomoću "1K Pot"-a se potom može kondenzovati smeša <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He,
- ❖ Za kraj procesa se započinje upumpanje ove smeše.

Kako bi se ova temperatura održala, neophodno je uspostaviti zatvoren ciklus. Ovaj uslov je ilustrovan na slici 41.



Slika 41: Zatvoren ciklus <sup>3</sup>He-<sup>4</sup>He "dilution unit"-a.

Dakle, NICOLE predstavlja ON-LTNO sistem hlađenja koji radi uz kombinaciju spoljašnjih magnetnih polja i hiperfine interakcija u cilju orijentisanja ansambla jezgara. Sam deo u nazivu, ON tj. "On Line", ukazuje na to da je ceo sistem direktno kuplovan sa snopom, te se kao takav, radioaktivni snop direktno može implantirati u ohlađenju foliju sa uzorkom. Time se implantacija i merenje mogu vršiti istovremeno, što omogućava rad sa kratko-živećim radioizotopima, što je uglavnom limitirano vremenom relaksacije radioaktivnog jona koji je iskorišćen kao matrica. Još jedna prednosti direktnog kuplovanja na snop jeste ta da se jezgro može implantirati i u hladnu foliju, čime je u velikoj meri povećana frakcija jezgara koja osete punu vrednost hiperfine interakcije, tj.  $f$  (poglavlje 2.4.4, str. 76). Mana direktnog kuplovanja na snop jeste ta da fizički nije dostupno dovoljno mesta za same detektore odmah ispred folije sa uzorkom, a samim tim je i veza zadnjeg dela uređaja i linije snopa poprilično kompleksa.<sup>[43]</sup>

<sup>74</sup>IVC – Inner Vacuum Chamber; Deo unutar glavnog kupatila (MB – eng. "Main Bath").

<sup>75</sup>OVC – Outer Vacuum Chamber; Deo koji okružuje "Nitrogen Jackets"; Više i detaljnije o komponentama NICOLE aparature biće iznete na kraju ovog dela rada.

## 4.1 Uvod

---

Svaki eksperimentalac koji se interesuje i odluči se dalje posvetiti nuklearnim orijentacijama će nužno uložiti puno truda u savlađivanju i usavršavanju tehničkih aspekata aparature neophodnih za postizanje niskih temperatura, jakih magnetnih polja, pouzdane detekcije nuklearne radijacije, dobro okarakterisanih uzoraka nuklearnih orijentacija, i, u mnogim slučajevima, kontrolisanog radiofrekventnog polja (RF) na mestu uzorka. Naravno, razvoj tehnika nuklearnih orijentacija je propraćen, a često i ograničen, razvojem maločas pomenutih tehničkih aspekata; tehnički razvoj čak ima i neke primere podstaknute potrebama eksperimenata nuklearnih orijentacija. U ovom delu rada ukratko ćemo opisati neke od tehničkih razvoja koji su posebno bili značajni i brzi u periodu posle 1965. godine.

Kriogeni aspekti su sa posebnom pažnjom opisani u knigama *White-a* i *Lounasmaa-a*, dok je sam pojam *adijabatske demagnetizacije* sa posebnom pažnjoj opisan od strane *Hudson-a*. Razni aspekti termalizacije i termometrije su uključeni u seriju izdanja *“Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry”* kao i u *“Proceedings of Ultralow Temperature Symposia”*. Samo poimanje pripreme uzorka u ovim eksperimentima je u velikoj meri otpremljeno u vidu tradicije ovih eksperimenata, sadržane u mnogim radovima i u sakupljenom iskustvu mnogih laboratorijskih. Sa druge strane, detekcija nuklearnog zračenja (posebno onog koje nije  $\gamma$  zračenje) kao i dizajn radiofrekventnog (RF) sistema se mora u određenoj meri osloniti na komercijalno dostupnu opremu. Mi ćemo probati da sumiramo neke razvoje koji su načinjeni u okviru eksperimenata nuklearnih orijentacija i koji su posebno prilagođeni njihovim potrebama. U tom smislu detaljnije ćemo dati opis *NICOLE* eksperimenta i njegovih osnovnih postavki.

## 4.2 Kriogene metode

---

Trenutno, esencijalno su razvijene tri metode sposobne za postizanje temperatura veoma malih vrednosti, ispod vrednosti ograničene pumpanjem kriostata sa  $^3\text{He}$  tj.  $250[\text{mK}]$ , a to su:

➤ *Adijabatska demagnetizacija ansambla paramagnetičnih momenata:*

- Ova metoda, primenjena na električne momente paramagnetičnih soli, je nekoliko decenija stara. Praktično su svi eksperimenti nuklearnih orijentacija u periodu pre 1960-tih godina koristili ovu metodu hlađenja uzorka, bilo upotrebom uzorka koji su sami činili medijum hlađenja, bilo kroz indirektni kontakt hlađenja putem topotne veze. Poslednjih godina tehnički je postalo izvodljivo ohladiti ansambl nuklearnih spinova demagnetizacijom, a time i postići temperature u ultra-nisko-temperaturnom intervalu čak i ispod  $1[\text{mK}]$ . Ova metoda, koja se bazira na upotrebi *hiperfini poboljšanih sredina* za hlađenje, je već našla svoju primenu u eksperimentima nuklearnih orijentacija, i bez sumnje će i nastaviti sa time.

➤ *Adijabatska kompresija  $^3\text{He}$  – ''Pomeranchuk'' efekat:*

- Ova metoda ima sposobnost da ohladi  $^3\text{He}$  ćeliju na temperature ispod  $2[\text{mK}]$ , ali je njena primena u hlađenju drugih materijala otežana zbog problema termalnih kontaka. Bila je korisna u ispitivanju superfluidnih faza  $^3\text{He}$ , ali nije primenjivana u eksperimentima nuklearnih orijentacija, a verovatno i neće biti u bliskoj budućnosti.

➤  *$^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  ''Dilution Refrigerator'':*

- Metoda hlađenja primenjivana u *NICOLE* eksperimentu. Inače, idejna postavka ove metode predložena je još davne 1950. godine, dok je eksperimentalno realizovana 1966. godine, od kada je počela u velikoj meri da se koristi praktično u svim oblastima fizike niskih temperatura. Principijelna prednost ove metode hlađenja je u kontinualnom hlađenju preko dužeg vremenskog perioda, što je poslednjih godina još povećano razvojem razređenih (''dilution'') jedinica koje mogu da pruže baznu (osnovnu) temperaturu ispod  $5[\text{mK}]$ . Štaviše, ''dilution'' kriostati su komercijalno dostupni već dugi niz godina, pa sa time nije neophodna složena radionica i ''ulaganje i žrtvovanje'' u savlađivanju tehničkih ''kako-da'' aspekata i nepotrebnog napora, za razliku od ostalih metoda hlađenja koja do neke mere koriste samoproizvedenu opremu.

#### **4.2.1 $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$ ''dilution refrigerator''**

Davne 1960. godine, izgrađeni su prvi kriostati koji su pratili tada predložen originalan koncept hlađenja putem izazivanja prelaska atoma  $^3\text{He}$  iz razređene (''dilution'') faze u fazno-razdvojenu mešavinu  $^3\text{He}$  i  $^4\text{He}$ , dok su ubrzo potom usledile kako primene tako i nadogradnje i usavršavanja.

Najkorisniji i najvažniji napredak od 1975. godine je bez nedoumice uvođenje razmenjivača toplote od sinterovanog srebra<sup>76</sup>, od strane *Frossati-a* i *Thoulouze-a*. Bazna, odnosno osnovna temperatura ''dilution refrigerator''-a je određena putem 3 faktora:

1. Transportovana toplota od strane povratnog  $^3\text{He}$  (a moguće i od cirkulisanog  $^4\text{He}$ );
2. Viskozno grejanje usled kretanja atoma  $^3\text{He}$  (uglavnom na delu razređene (''dilution'') faze);
3. Opretećenje spoljašnjeg zagrevanja.

<sup>76</sup>Sinterovanje – Predstavlja tehniku okrupnjavanja sitno-zrnog materija, zagrevanjem na temperaturu površinskog topljenja, na kojoj se zrna grupišu u čvrste, ali porozne angolomerate, tzv. ''SINTER''.

Prva dva faktora su direktno proporcionalna *cirkulacionoj stopi*  $\dot{n}$  (najčešće izražena u  $[\mu\text{mol}/\text{s}]$ ) i zavise od dizajna "dilution unit"-a, tj. "dilution" jedinice, a posebno od razmenjivača topote i konekcionih linija. Snaga hlađenja je takođe proporcionalna *cirkulacionoj stopi*  $\dot{n}$ , a u idealnom slučaju proporcionalna je i sa  $T_{MC}^2$ , gde je  $T_{MC}$  temperatura koja vlada u *komori za mešanje*  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  ( $MC$  – eng. "Mixing Chamber"). Stoga, za dato topotno opterećenje, postoji *optimalna stopa cirkulacije* koja daje minimalne temperature (i još jedna *optimalna stopa cirkulacija* koja daje maksimalnu stopu hlađenja za temperature veće od *osnovne (bazne) temperature*).

Generalno, velika je prednost imati širok opseg *cirkulacionih stopa*, a danas najsavremeniji "dilution refrigerator"-i, kako komercijalni tako i samo-proizvedeni, su dizajnirani da omoguće *stopu cirkulacije* i od nekoliko stotina  $[\mu\text{mol}/\text{s}]$ . Raniji "dilution refrigerator"-i iz perioda od 1968. do 1975. godine su uglavnom građeni tako da su mogli obezbediti *cirkulacionu stopu* od nekoliko desetina  $[\mu\text{mol}/\text{s}]$ . Iz tog razloga današnje "dilution" jedinice imaju znato veće konekcione cevi, a i ukupna zapremina mešavine  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$  je znatnija. Danas su dostupne komercijalne jedinice koje obezbeđuju kontinualnu *baznu temperaturu* ispod  $5[\text{mK}]$ , upotreboom razmenjivača topote od sinterovanog srebra razvijenih od strane ranije pomenutih *Frossati-a* i *Thoulouze-a*. Ukratko ćemo opisati "spoljašnje" komponente "dilution refrigerator"-a (sistemi rukovanja gasa, djuari i dodaci), a potom dati kratak uvid u konstrukciju modernih "dilution" jedinica, sa naglaskom na esencijalne smernice dizajna komponenti neophodnih za postizanje i održavanje rada niskih temperatura.<sup>[44]</sup>

#### 4.2.1.1 Idejna postavka

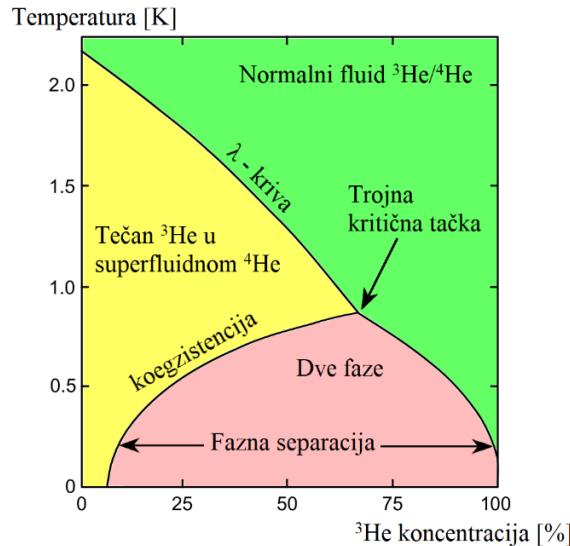
${}^4\text{He}$  na atmosferskom pritisku ključa na temperaturi od  $4.2[\text{K}]$ , dok dodatno upumapanje  ${}^4\text{He}$  ovu temperaturu može smanjiti na iznos od svega  $1.2[\text{K}]$ , i upravo ova temperatura predstavlja *bazu*, tj. *osnovnu temperaturu* "dilution refrigerator" sistema za hlađenja. Naime, deo uređaja sa ovom temperaturom se najčešće naziva "1K Pot" (ili "1K Cold Plate"), što ukazuje na komoru koja u sebi skladišti superfluidni helijum. Ono po čemu se "dilution refrigerator" razlikuje od ostalih metoda postizanja ekstremno malih temperatura jeste ta da se u ovom sistemu hlađenja kod temperatura manjih od  $0.7[\text{K}]$  snaga hlađenja više ne obezbeđuje putem evaporacije, nego razređenjem tečnog  ${}^3\text{He}$  u tečnom  ${}^4\text{He}$  unutar  $MC$  ("Mixing Chamber", *komora za mešanje*, slika 41). Na temperaturama ispod  $0.87[\text{K}]$ , mešavina ova dva *helijumska izotopa* se razdvaja na dve komponente, a to su (ponavljamo):

- *Koncentrovana faza* – Dominanto sačinje od izotopa  ${}^3\text{He}$ ,
- *Razređena ("dilution") faza* – Dominanto sačinjena od izotopa  ${}^4\text{He}$ .

pri čemu koncentrovana faza pluta na vrhu razređene(!).

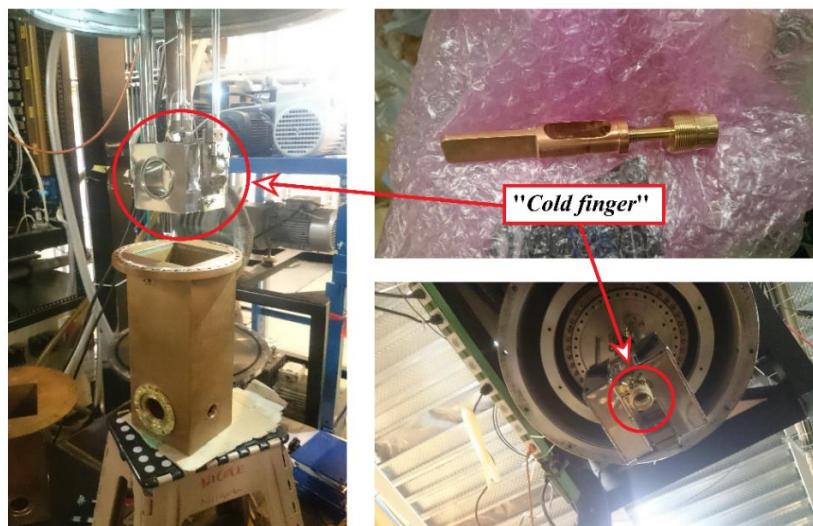
Fazni dijagram koji karakteriše specifične osobine mešavine ova dva izotopa helijuma prikazan je na *slici 42*. Naime, može se zapaziti da koncentracija  ${}^3\text{He}$  u "dilution" fazi zadržava konstantu vrednost od 6.4% kako se temperatura približava vrednosti apsolutne nule ( $0[\text{K}]$ ). Na ovako niskim temperaturama, pritisak pare  ${}^4\text{He}$  je "virtuelno" nula, i on se u tom slučaju ponaša kao inertan gas, dok za razliku od njega,  ${}^3\text{He}$  zadržava značajniju vrednost pritiska i pruža mogućnost pumpanja iz "dilution" faze prilikom čega izaziva prelazak preko fazne granice većeg dela  ${}^3\text{He}$  iz koncentrovane faze.

Upravo ova endotermna "evaporacija" (ne u punom smislu te reči) izotopa helijuma  $^3\text{He}$  preko granica razređene ("dilution") i koncentrovane faze obezbeđuje snagu hlađenju.  $^3\text{He}$  koji biva uklonjen iz "dilution" faze se ponovo kondenzuje i vraća u koncentrovanu fazu "sistom rukovanja gasa" (He cirkulacioni sistem, *slika 41*), čime se stvara ciklični proces cirkulisanja helijuma.

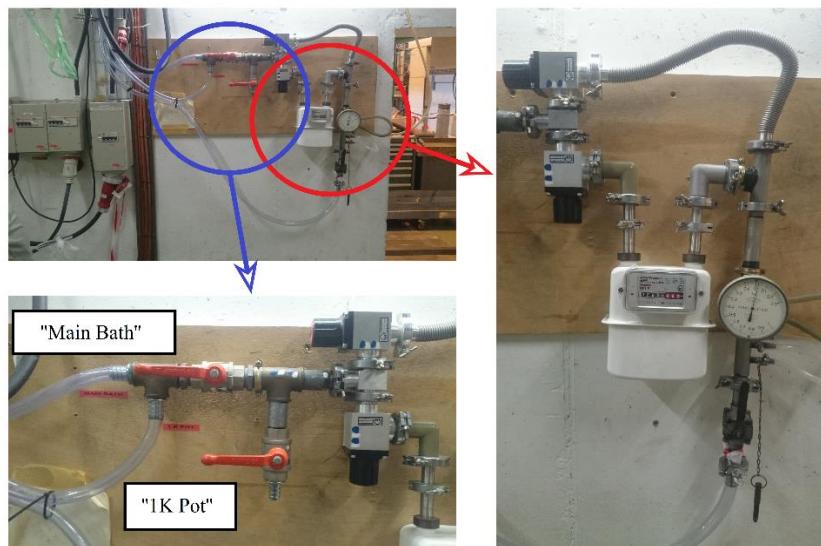


*Slika 42:* Fazni dijagram mešavine tečnih helijumovih izotopa,  $^3\text{He}$  i  $^4\text{He}$ .<sup>[47]</sup>

Naravno, jedan "dilution" sistem hlađenja je znatno kompleksniji od "jedne posude unutar koje se nalazi mešavina helijumovih izotopa  $^3\text{He}$  i  $^4\text{He}$  sa priključenom linijom za pumpanje i za povratni ciklus". Neophodan je izuzetno kompleksan sistem razmenjivača toplote, koje ćemo malo kasnije detaljnije opisati, kako bi se smeša koja se vraća iznova rashladila pre nego što uđe u samu *komoru za mešanje* ("Mixing Chamber"), unutar koje dolazi do razređivanja. Unutar same *komore za mešanje* nalazi se i posuda sa sinterovanim srebrom, koja za cilj ima da obezbedi termalni kontakt između same smeše helijuma i "Cold Finger"-a (prikazan na *slici 43*) za koji se uzorak pričvršćuje lemljenjem.



*Slika 43:* "Cold Finger".



*Slika 44:* Sistem cirkulacije izotopa  $^4\text{He}$  – povratna (“*recovery*”) linija, koja za cilj ima da  $^4\text{He}$  koji isparava iz “*Main Bath*”-a vraća natrag i skladišti, kako bi se gubitci sveli na minimalno moguće.

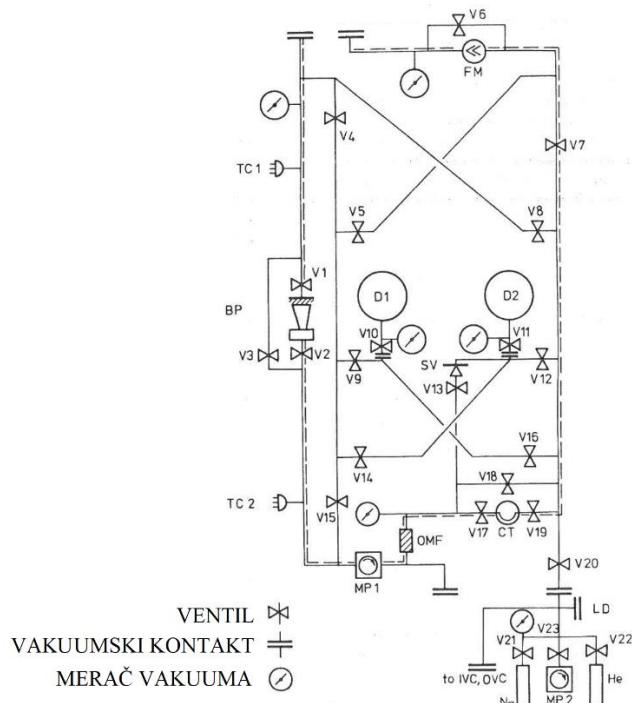
Sama jedinica je okružena topotnim štitom koji se nalazi na temperaturi od  $0.7[K]$ , i koji je zaštićen od zračenja temperature okoline “*kupatilom*” (eng. “*bath*”) sa tečnim helijumom na temperaturi od  $4.2[K]$  i omotačem azota na temperaturi od  $77[K]$  (“*Nitrogen Shield*”). Naravno *bazna*, tj. *osnovna temperatura* koja se može postići ne zavisi samo od dizajna kriostata, već i od topote koja se na sam kriostat sa spolja primenjuje. Jasno je da tokom *NMR* eksperimenta, radiofrekventno polje stvara vrtložne struje koje dodatno zagrevaju uzorak, kao što je i opisano u prvom delu ovog rada. Jasno je da “*On Line*” uređaji za hlađenje moraju imati otvor kroz koji radijacija može proći kako bi dospela do “*Cold Finger*”-a (vidi se na *slici 43*, leva slika/donji deo, jasno se uočava otvor na štitu “*Cold Finger*”-a), odnosno uzorka, pa shodno tome u nekim slučajevima može i sam intezitet “*On Line*” snopa da izazove zagrevanje uzorka. Takođe je unutar same komore za mešanje postavljen jedan mali grejač (termometar) koji se koristi za ispitivanje temperaturne zavisnosti (o termometriji u *LTNO* će biti više reči u narednim poglavljima), što znači da je praktično jednostavnije varirati dotok topote do uzorka, nego samu snagu hlađenja čitavog sistema.<sup>[46]</sup>

#### **4.2.1.2 Komponente “dilution refrigerator”-a**

Fiksiran djuar sa otklonjivom dodatnom konfiguracijom nije preporučljiv za “*dilution*” kriostat iz prostog razloga jer postoji veliki broj vakuumskih kontakata, dok je unutrašnjost “*dilution*” jedinice potrebno održavati čistom, bez potencijalnih kontaminacija(!). Zbog kontinualnog rada, u “*dilution*” kriostatima je veoma važna što manja stopa isparavanja He, kao i razumno dugo vreme držanja djuara na željenim temperaturama (u periodu od bar  $24[h]$ ).

Sistem rukovanja gasa kod “*dilution*” kriostata je razumno komplikovaniji od onog kod demagnetizacionog kriostata, zbog potrebe skladištenja, čišćenja i cirkulacije He gasa za dalji rad aparature. Na *slici 45* je ilustrovan simetrični dizajn koji ima dva skladišna mesta za skladištenje He mešavine. Ova *skladišna mesta*,  $^3\text{He}$  kondenzujuća linija i linija kontinualnog pumpanja su simetrično organizovane kako bi olakšale kondenzovanje i čišćenje He mešavine.

Sigurnosti ventil (SV – eng. "Safety Valve") je neophodan kako bi se spremio ili gubitak mešavine ili oštećenje na sistemu za pumpanje u slučaju blokade na "Cold Traps" (CT), otkazivanje sistema pre-hlađenja na 1[K] ("1K Pot" ili "1K Cold Plate"), ili gubitak tečnog helijuma  $^4\text{He}$  u 4.2[K] "kupatilu" (eng. "bath"); ovde bi trebalo biti podesivo omogućavanje različitih operacionih uslova, tj. uslova rada i bilo bi poželjno imati električne kontakte u cilju gašenja drugih delova sistema za pumpanje ili paljenje alarma u slučaju narušavanja pritiska. Najkritičnije komponente sistema za rukovanje gasom su cirkulacione pumpe za  $^3\text{He}$ , koje, zajedno sa linijom pumpanja između sistema rukovanja gasa i dodatka, i kapilara u "dilution" jedinici, određuju *cirkulacionu stopu*  $n$ , koja predstavlja krucijalni parametar rada kriostata. Neophodna je velika pumpa na gorivo, uz podršku mehaničke pumpe kapaciteta uglavnom oko  $40[\text{m}^3/\text{h}]$ , za stope od nekoliko stotina  $[\mu\text{mol}/\text{s}]$  korišćene u modernim kriostatima.



*Slika 45:* Sistem rukovanja gasa korišćen kod "dilution" kriostata; Ovaj "Berlin" dizajn je sličan komercijalno dostupnim sistemima, ali ima neke dodatne karakteristike za pogodniji i fleksibilniji rad; Svako od mesta za skladištenje gasa,  $D1$  i  $D2$ , sadrži kompletan helijum, i otklonjiva su sa svojim sopstvenim meračima pritiska i ventilima ( $V10$ ,  $V11$ ) putem brzo-odvojivih delova opreme; *OMF* (eng. "Oil-Filter Mist") i *CT* (eng. "Cold Trap") se koriste u svrhu čišćenja cirkulatornog  $^3\text{He}$ ; Iskprekidanom linijom ilustrovan je put cirkulacije gasa u normalnim uslovima rada; *FM*-om obeležen je merač protoka gasa; Obratiti pažnju na simetričan dizajn.<sup>[45]</sup>

Sistem rukovanja gasa, posebno pumpe, bi trebalo biti mehanički izolovan od kriostata u cilju izbegavanja *vibracionog zagrevanja*. Stoga mora biti napravljen kompromis za konekcione linije pumpi, koje bi trebale biti kratke za najveću propusnost (najveći dobitak), ali bi trebale zadržati kompenzovane mehove i vibraciono učvršćenje kako bi se smaljilo mehaničko kuplovanje. Idealno, sistemi rukovanja gasa bi trebali biti montirani nezavisno od kriostata, sa mogućtvom mehaničkih pumpi u posebno odvojenoj sobi.

Električna izolacija kriostata je takođe poželjna ukoliko se radi sa osetljivim merenjima, iako je ovo poprilično skupo i relativno nepotrebno u eksperimentima nuklearnih orijentacija.

Pored delova prikazanih na *slici 45*, sistem rukovanja gasa sadrži u sebi i pomoćni sistem visokog vakuma za pumpanje unutrašnje i spoljašnje vakuumskе komore (*IVC (Inner Vacuum Chamber)*) i *OVC (Outer Vacuum Chamber)*), kao i mehaničku pumpu (bar kapaciteta od  $30[m^3/h]$ ) za pumpanje  $1[K]$  faze predrashlađivanja.

Koriste se indijumski dihtunzi (*slika 46*) gde god je moguća olakšana demontaža i modularna nadogradnja koja je od posebnog značaja kada se traži curenje vakuma. Žičani delovi bi trebali biti na sobnoj temperaturi, kako oni predstavljaju čest izvor curenja.

Predrashlađivač na temperaturu od  $1[K]$  u ''*dilution*'' kriostatu ispunjava tri funkcije:

- *Inicijalna kondenzacija He mešavine (za koju je neophodan veliki kapacitet hlađenja, posebno u modernim jedinicama velikih zapremina);*
- *Kondenzovanje cirkulacionog  $^3\text{He}$  tokom normalnog rada;*
- *Hlađenje topotognog štita koji okružuje celu jedinici i koji ima zadatak da smanji topotno curenje, posebno usled razmene ostatka gasa.*

Otpornik montiran na donjem delu topotnog štita može predstavljati osetljiv indikator kvaliteta *IVC* vakuma. Kako se razmena gasa (eng. ''*exchange gas* '') koristi samo za inicijalno hlađenje na temperaturu od  $4.2[K]$ , korisno je ispumpati *IVC* simultano sa pumpanjem gasa vani. Ovo se radi pomoću grejača na ''*1K štitu*'' ili preko *predrashlađivača*, pomoću kog se temperatura od oko  $\sim 10[K]$  može održati tokom pumpanja.

Usled više-namenske upotrebe  $1[K]$  predrashlađivača, korisno je imati dva ulaza na  $4.2[K]$  kupatila, oba opremljena sa ventilima i oba aktivirana sa gornje ivice. Predrashlađivač bi trebao imati kapacitet zapremine tečnosti od nekoliko hiljada [ $cm^3$ ] kako bi se mogao koristiti kao kriostat pumpanja kupatila tokom inicijalne kondenzacije, i u ovu se svrhu puni otvaranjem velikog ulaza. Kasnije tokom normalnog rada, predrashlađivač bi trebao raditi kao kontinualni isparavač ili ''*Cold Plate*'', koji smanjuje kapacitet hlađenja i kontinualno dopunjavanje pomoću kapilarnog otpora u cevi sekundarnog (drugog) ulaza. Za praćenje rada jedinice i rešavanje mogućih problema, poželjno je imati otporničke termometre na svakoj temperaturnoj fazi. Za merenje performansi neophodni su *merač protoka gase He, grejač preciznosti komore mešanja, i detektor curenja* (''*Leak Detector* '') kalibriran za  $^3\text{He}$  i  $^4\text{He}$ .

#### 4.2.1.3 ''Dilution'' jedinice

Zbog svoje kompleksnosti izgradnje i potrebe specijalizovanih radionica, ''*dilution*'' jedinice (''*unit*'') predstavljaju verovatno jednu od boljih kupovima laboratorijskih komora. Izgradnja sopstvene ''*dilution*'' jedinice (izuzev jednostavne jedinice sa samo kontinualnim razmenjivačem topote dizajniranim da dostigne temperature od  $20 - 35[mK]$ ) može veoma jednostavno i sama postati predmet istraživanja, i kao takva može rezultovati velikim odlaganjima i kašnjenjem. Ukoliko se ''*dilution*'' jedinica pravi samostalno, preporučuje se i dalje modularna konstrukcija, upotrebom zavarenih spojeva, sa indijumskim dihtunzima (*slika 46*) gde god je to moguće. Potraga za curenjem vakuma, a samim tim i topote u ''*dilution*'' jedinici zna biti izuzetno neoprostivo i nedarežljivo.



Slika 46: Primer indijumskog dihtunga.

Ukratko ćemo opisati dizajn ''*dilution*'' jedinice, sa posebnim isticanjem važnih faktora za optimalni rad, propraćeno *Forssati-jevim* dizajnom. Šematski prikaz ovog tipa ''*dilution*'' jedinice sa razmenjivačima toplote od sinterovanog srebra dat je na *slici 47*.

Osnovna relacija upravljanja rada ''*dilution*'' jedinice jeste izraz *balansa entropije*, tj. snaga hlađenja prikazana kao:

$$\frac{\dot{Q}}{\dot{n}} = (94.5T_{MC}^2 - 12.5T_C^2) \left[ \frac{J}{mol} \right] \quad (4.1)$$

gde je  $\dot{Q}$  ukupno toplotno curenje iz komore za mešanje u [W], dok je  $\dot{n}$  cirkulaciona stopa  ${}^3\text{He}$  u [ $\mu\text{mol}/\text{s}$ ],  $T_{MC}$  je temperatura komore za mešanje (MC – eng. ''Mixing Chamber''), a  $T_C$  je temperatura procirkulisanog  ${}^3\text{He}$  koji ulazi u komoru za mešanje. Takođe su ubaćene i brojne konstante koncentrovanih i ''*dilute*'' (razređenog)  ${}^3\text{He}$  (tj. njegovih faza).

Izraz (4.1) prikazuje kvadratnu zavisnost temperature. Relacija protoka topline može biti rešena za slučaj savršenih razmenjivača topline (npr. zanemarujući viskozno zagrevanje i longitudinalno provođenje) prepostavljajući inverznu zavisnost trećeg stepena temperature za termalni otpor između tečnog helijuma i sinterovanog razmenjivača datog materijala kao:

$$T_{MC}^2 = 6.4R_{Km} \frac{\dot{n}}{\sigma} + 1.22 \times 10^{-2} \frac{\dot{Q}}{\dot{n}} \quad (4.2)$$

gde je  $\sigma$  helijmski sinterovana kontaktna površina u [ $\text{m}^2$ ],  $R_{Km}$  je srednja termalna otpornost u  $\left[ \frac{\text{m}^2 \text{K}^4}{\text{W}} \right]$ ,  $T_{MC}$  je dato u [K],  $\dot{Q}$  u [W] i  $\dot{n}$  u [ $\text{mol}/\text{s}$ ].

Ubacivajući procenjene vrednosti za  $\dot{Q}$  i  $\dot{n}$  u prethodni izraz (4.2), i zanemarivanjem prvog terma (tj. prepostavljanje kompletne razmene topline ili beskonačne kontakte površine), moguće je proceniti vrednosti teorijski ostvarljivih  $T_{MC}$ . Merenja sa sinterovanim srebrom su pokazala da su termalni otpori na visokim temperaturama proporcionalni sa  $T^{-3}$ , dok pokazuju zavisnost  $T^{-2}$  za najveći deo temperaturnog opsega koji je od interesa za dizajn ''*dilution*'' jedinice, a ispoljavaju zavisnost  $T^{-1}$  na stabilnim, relativno nižim temperaturama.

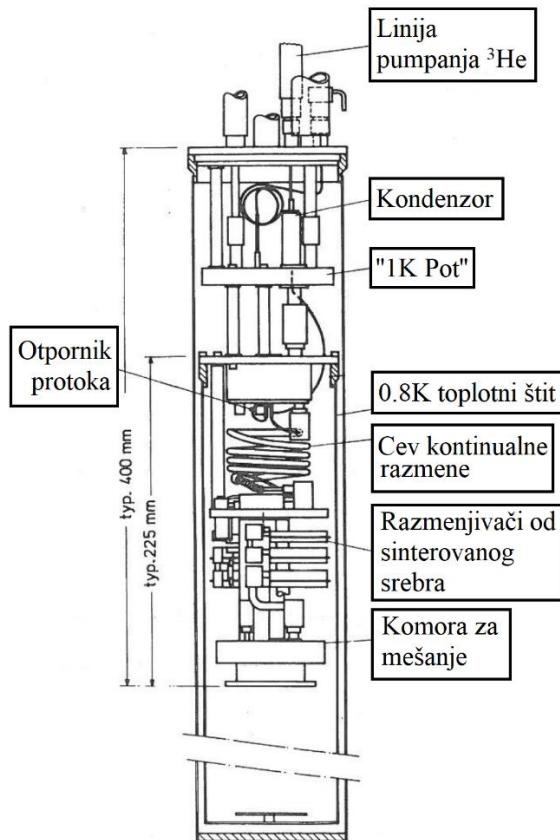
Upotrebotom izmerene  $T^{-2}$  zavisnosti, prethodna relacija (4.2) sada postaje:

$$T_{MC} = 6.1R'_{Km} \frac{\dot{n}}{\sigma} + 0.11 \left( \frac{\dot{Q}}{\dot{n}} \right)^2 \quad (4.3)$$

Prvi korak u dizajniranju ''*dilution*'' jedinice je procena:

- *Očekivanog topotnog izlaza  $\dot{Q}$ ;*
- *Željene bazne, tj. osnovne temperature  $T_{MC}$ ;*
- *Cirkulacione stope  $\dot{n}$ , koja je suštinski ograničena dostupnim (finansijskim) prihodima, obzirom da zavisi od brzine pumpanja sistema rukovanja gasa (cirkulacionog sistema) i količine  $^3\text{He}$  u skladišnoj jedinici.*

Ubacivanjem ovih vrednosti u prethodnu relaciju (4.3), kao i merene vrednosti  $R'_{Km}$  ( $27.8 \left[ \frac{m^2 K^4}{W} \right]$ ), možemo proceniti neophodnu vrednost oblasti razmene topote  $\sigma$ . Kombinovanjem sa poznatim karakteristikama sinterovanog srebra (površinska debljina  $1.8 \left[ \frac{m^2}{g} \right]$ , gustina  $5 \left[ \frac{g}{cm^3} \right]$ ) dobija se neophodna zapremina sintera. Uzimajući srednju vrednost debljine sinterovanog sloja od  $1[mm]$  (debeli slojevi su neefikasni zbog loše termalne provodljivosti tečnog helijuma u malim kanalima) i biranjem širine razmenjivača (tipično oko  $10[mm]$  za slobodne kanale kvadrata poprečnog preseka  $20 - 40[mm]$  za sinterovan sloj), možemo izračunati totalnu neophodnu dužinu ''lanca'' sinterovanih razmenjivača.



*Slika 47: Komercijalna ''dilution'' jedinica koja koristi razmenjivače topote od sinterovanog srebra; Veliki poprečni presek protoka dozvoljava velike cirkulacione stope; Minimalne kontinualne temperature rada se kreću u intervalu od  $4 - 6[mK]$ ; Predrashlađivanje se postiže preko ''1K Pot''-a, koji hladi kondenzator; Razmena topote je omogućena putem cevi kontinualne razmene i topotnim razmenjivačima.<sup>[45]</sup>*

Do ove tačke, svi su parametri dizajna sinterovanih razmenjivača topote popravljeni, osim debljine slobodnih kanala za svaki razmenjivač. Optimalne vrednosti debljina kanala moraju se dobiti uzimajući u obzir *viskozno zagrevanje i longitudinalnu provodljivost*, koji su do sada bili zanemareni, pri čemu će *viskozno zagrevanje* zavisiti od otpora slobodnih kanala, a samim tim i njihove debljine  $D$ , dok će *longitudinalna provodljivost* zavisiti od odnosa poprečnog preseka prema dužini. U cilju izvođenja optimizacije, temperature na vrhu prvog razmenjivača su procenjene upotrebom tipičnih vrednosti performansa razmenjivača koncentričnih cevi:  $T_{Concentrated} = 70[mK]$ ,  $T_{Dilute} = 25[mK]$ ; za koncentrovane i ("*dilution*") razređene faze, respektivno (vrednost od  $25[mK]$  reprezentuje dobijeno  $T_{MC}$ , upotrebom samo razmenjivača koncentričnih cevi). Korišćenjem ponovljenih primena izraza (4.1) i (4.3), dobijamo vrednosti  $T_{Dilute}$  i  $T_{Concentrated}$  na izlazu svakog razmenjivača (deljenjem lanca na pogodan broj pojedinačnih razmenjivača, tipično od 4 do 6).

Tipična vrednost od  $\frac{\dot{Q}}{\dot{n}} = 2 \times 10^{-4} \left[ \frac{J}{mol} \right]$ , koja korespondira vrednostima  $\dot{n} = 150 \left[ \frac{\mu mol}{s} \right]$  i  $\dot{Q} = 30[nW]$ , može se upotrebiti u izrazu (4.3). Uzimajući procenjenje temperaturne profile, *Frossati* je izračunao optimalne vrednosti debljine kanala pretpostavljajući da je totalno curenje topote iz komore za mešanje posledica *viskoznog zagrevanja i longitudinalna provodljivosti*, i prvenstveno je jednako pretpostavljenom topotnom ulazu.

Izraz koji opisuje zagrevanja iz ovih izvora dat je kao:

$$\dot{Q} = \dot{Q}_{viskoznost} + \dot{Q}_{provodljivost} = \left( \frac{12L}{D^4} \right) \eta V_{mol}^2 \dot{n}^2 + \left( \frac{D^2}{L} \right) \kappa \Delta T \quad (4.4)$$

koji se može minimizirati kako bi se dobole optimalne vrednosti za debljinu  $D$ .

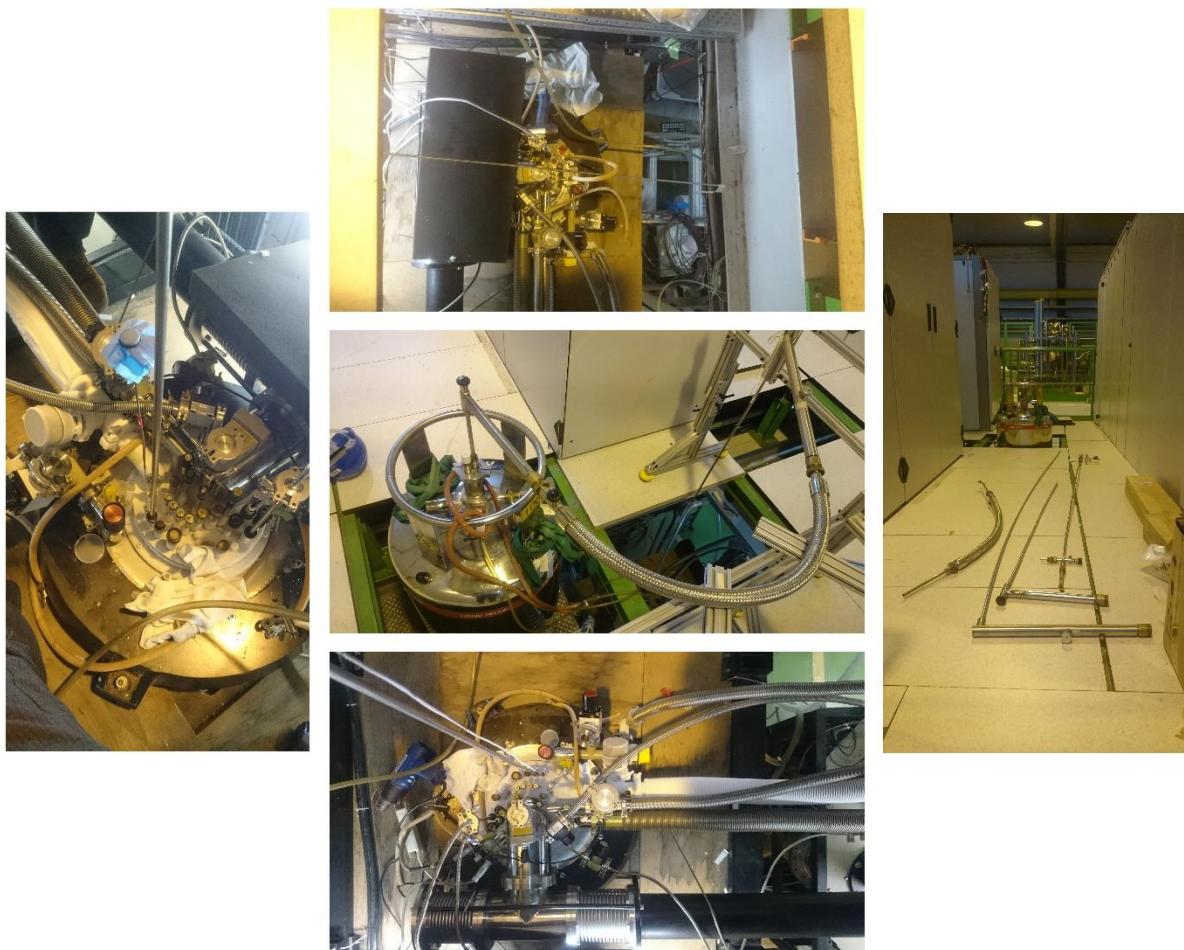
Ubacivanjem vrednosti *viskoznosti*  $\eta$  i *provodljivosti*  $\kappa$  za  ${}^3\text{He}$  i razređeni rastvor, i uzimanjem u obzir  $T^{-2}$  zavisnost viskoznosti, i  $T^{-1}$  zavisnost provodljivosti u račun, sa intergracijom preko celog intervala temperatura  $dT$ , dobijamo kao:

$$D_{opt} = \left\{ \frac{(CL^2 \dot{n}^2)}{(T_{in} + T_{out})^2 \ln\left(\frac{T_{in}}{T_{out}}\right)} \right\}^{\frac{1}{6}} \quad (4.5)$$

sa vrednostima  $C = 0.217$  za razređenu stranu i  $C = 0.0085$  za koncentrovani stranu  ${}^3\text{He}$  u *komori za mešanje*,  $D$  i  $L$  u  $[cm]$ ,  $\dot{n}$  u  $[mol/s]$ , a  $T$  u  $[K]$ . Konačno, prilagođavaju se i pretpostavljeni parametri (zapremina sintera, totalna dužina razmenjivača) u cilju dobijanja proračunatog *curenja topote*  $\dot{Q}$  manjeg ili jednakog prvenstveno pretpostavljenoj vrednosti. Rezultat je set dizajniranih parametara koji u principu omogućavaju dostizanje temperature do opsega od oko  $\sim 2[mK]$ . Razmena topote se skoro u potpunosti može izvršiti povećanjem dužine lanca razmenjivača, ali će eventualno biti postavljena granica na najmanju moguću temperaturu kao posledica uslova *viskoznog zagrevanja* i uslova *longitudinalne provodljivosti*, koji postaju značajniji na niskim temperaturama i ne mogu simultano biti eliminisani.<sup>[44]</sup>

#### 4.2.1.4 "Top-Loading"

Sam naziv sugerisiće da se, kod "Top-Loading" sistema za hlađenje, svako dodatno snadbevanje aparature rashladnom tečnošću, ili potrebom za zamenon nekog dela, vrši sa gornje strane. Upravo je *NICOLE* jedan takav uređaj postavljen u *ISOLDE* hali u CERN-u. Naime, "Cold Finger" (slika 43, str. 113) za koji se uzorak pričvršćuje je direktno kuplovan sa komorom za mešanje navojem sa zavrtnjem, čime je omogućeno relativno brzo uklanjanje i zamena uzorka bez otvaranja i demontiranja celog kriostata. Tokom dopunjavanja sistema tečnim azotom i helijumom, cirkulacija smeše je zaustavljena, ali "IK Pot" i većina drugih delova sistema i dalje ostaje na temperaturi od  $\sim 1[K]$ . Sifon, dizajniran na taj način da omogući predrashlađivanje tečnim helijumom, služi da se pomoću njega ukloni "Cold Finger", sa ciljem izbegavanja naglog zagrevanja komore za mešanje. Nov uzorak se potom veoma lako može ubaciti sa gornje strane i ohladiti do bazne, odnosno *osnovne temperature* u proseku za manje od 3[h].<sup>[48]</sup>



Slika 48: Prikaz gornjeg dela ("Top-Loading") *NICOLE* sistema za hlađenje, uz neke faze hlađenja (pumpanje tečnog helijuma  ${}^4\text{He}$  u glavno kupatilo (eng. "Main Bath")).

## 4.3 Termometrija u LTNO

Jedan od fundamentalnih problema koji se javlja u nisko-temperaturnoj fizici jeste precizno određivanje temperature uzorka. Na svu sreću, tehnike nuklearnih orijentacija nam pružaju jedan od najdirektnijih i najpreciznijih sredstava u merenju temperatura ispod 1[K]. Naime, u metodi nuklearnih orijentacija, koje esencijalno predstavljaju merenje stepena orijentacije ansambla nuklearnog spina u termodinamičkoj ravnoteži, temperatura je izvedena preko Boltzmann-ovog faktora, i u principu je apsolutna. Stoga, merenje anizotropije zračenja, bilo  $\gamma$ ,  $\beta$  ili  $\alpha$  zračenja, iz ansambla orijentisanih radioaktivnih jezgara ima isti potencijal prinosa apsolutnoj temperaturi kao i rasejanje ili apsorpcija fotona ili čestica od strane orijentisane nuklearne mete. Međutim, temperatura postignuta/dobijena putem *NO* (eng. *"Nuclear Orientation"*) termometra je temperatura ansambla nuklearnih spinova, a ne temperatura rešetke u koju su jezgra ispitivanog uzorka implantirana. Ukoliko je za cilj merenje temperature rešetke, onda *SLR* (eng. *"Spin – Lattice Relaxation"*) relaksaciono vreme mora biti relativno kratko.

U najvećem broju slučajeva *NO termometrije* korišćeni su termometri anizotropije  $\gamma$  zračenja. Pored toga što su primarni termometri, ova vrsta *NO termometra* ima mnoštvo prednosti, kao što su:

- *Uglavnom su fizički mali i sačinjeni od metala, pa se time mogu lako zavarivati za eksperimentalnu aparaturu, ostvarujući time dobar termalni kontakt;*
- *Za neke NO termometre je sopstveno grejanje usled radioaktivnosti poprilično malo (< 0.03[nW]);*
- *Nemaju potrebu za žicama;*
- *Izlazna vrednost je digitalna, a neophodna oprema za brojanje je relativno jeftina.*

Štaviše, neki mogu da rade kako u odsustvu, tako i u prisustvu magnetnog polja. Iako su  $\gamma$  NO termometri korišćeni u mnogim nisko-temperaturnim eksperimentima, kao što je slučaj i sa NICOLE, kalibracija sekundarnih termometara i njihov razvoj na nisko-temperaturnoj skali je predmet nekoliko istraživačkih grupa, a upotreba još nije široka koliko bi mogla biti.

### 4.3.1 Osnovni koncepti NO termometrije

Stepen orijentacije ansambla jezgara sa spinom  $I$  se može odrediti na razne načine. Najuopšteniji opis je dat u smislu spinske gustine matrice  $\rho$  sa  $(2I + 1)^2$  matričnih elemenata. Za ansambl nuklearnih spinova sa cilindričnom simetrijom, osa simetrije je ujedno i osa kvantovanja spinskog sistema, dok je matrica  $\rho$  dijagonalna matrica sa elementima  $(2I + 1)$ . Ovi dijagonalni matrični elementi  $\rho_{mm}$ , su samo *relativne naseljenosti*  $P(m_I)$  nuklearnih spinskih podstanja okarakterisana magnetnim spinskim kvantnim brojem  $m_I$  koji uzima vrednosti  $-I, -I + 1, \dots, I - 1, I$ . Često je pogodno raditi sa *orientacionim parametrima*  $B_\lambda$  (poglavlje 2.4.2, str. 73), koji su u smislu gustine matrice definisani kao:

$$B_\lambda(I) = (2I + 1)^{\frac{1}{2}} \rho_0^\lambda(I) = \sum_{m=-I}^{+I} (-1)^{I-m} [(2\lambda + 1)(2I + 1)]^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} I & I & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} P(m) \quad (4.6)$$

Iako postoje različite metode u proizvođenju ansambla orijentisanih spinova (kao npr. tehnikom *NMR* menjanja relativne naseljenosti  $m$ -podstanja), u ovom opisu ćemo se fokusirati samo na one metode kod kojih je spinski ansambl u termodinamičkoj ravnoteži (poseban akcenat stavljamo na *NICOLE* eksperiment, koji takođe može biti vršen u kombinaciji sa  $\beta$ -*NMR* tehnikom). Ovde je naseljenost definisana *Boltzmann-ovom raspodelom* (2.43):

$$P(m_l) = \frac{e^{\frac{-E_m}{kT}}}{\sum_m e^{\frac{-E_m}{kT}}} \quad (4.7)$$

gde je  $E_m$  energija nuklearnih podstanja definisanih kvantnim brojem  $m$ ,  $k$  je *Boltzmann-ova konstanta*, a  $T$  je apsolutna temperatura. Na temperaturama gde je  $T \gg E_m/k$  naseljenosti su esencijalno jednake i date su preko  $(2I+1)^{-1}$  (samo na temperaturi  $T = \infty$  naseljenosti su potpuno identične). Za temperature  $T \leq E_m/k$  naseljenosti bivaju nejednake, rezultujući nuklearnim orijentacijama, sa time da što je temperatura niža, veći je i stepen orijentacije (vratiti se na *sliku 23* gde je ilustrovana ova naseljenost u zavisnosti od temperature, str. 61).

Stoga, celokupna teorijska osnova termometrije nuklearnih orijentacija leži u izrazima (4.6) i (4.7); jedan izraz određuje vrednosti nenultih *orientacionih parametara*  $B_\lambda(I, T)$  za spinski ansambl u termodinamičkoj ravnoteži gde je poznata energija spinskih podstanja  $E_m$ , i odavde se dobija jedinstvena vrednost apsolutne temperature. Sa kojom preciznošću se može odrediti vrednost temperature umnogome zavisi od preciznosti poznavanja energija  $E_m$  i sa kojom tačnošću su izmereni orijentacioni koeficijenti  $B_\lambda(I, T)$ . Ujedno, ovi koeficijenti sadrže sve *statističke i sistematske greške* merenja.

Često je slučaj da je merenje koje je vršeno na spiskom ansamblu zavisno od više od jedne vrednosti *orientacionog parametra*; međutim, poznavajući energije  $E_m$ , svaki nenulti parametar  $B_\lambda$  će dati svoj doprinos temperaturi. Onda kada je temperatura poznata, svi ostali parametri  $B_\lambda$  su jedinstveno određeni.

### **4.3.2 $\gamma$ NO termometrija**

Normalizovana ugaona distribucija  $\gamma$  zračenja emitovanog iz aksijalno simetričnog orijentisanog spiskog ansambla data je kao:

$$W(\theta) = \sum_{\lambda=0}^{\lambda_{max}} B_\lambda(I) U_\lambda A_\lambda Q_\lambda P_\lambda(\cos\theta) \quad (4.8)$$

gde je  $\theta$  ugao između pravca emisije  $\gamma$  zračenja i ose orijentacije. (Detaljan opis ugaone distribucije dat je u prvom delu rada, poglavlje 2.4, str. 65.)

Generalno, šeme raspada radioaktivnih jezgara korišćenih u *NO termometriji* su dovoljno poznate (npr. šema raspada  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ), tako da su nesigurnosti u *ugaonim distribucionim koeficijentima*  $A_\lambda$  i *efektima neregistrovanih prelaza*  $U_\lambda$  relativno male u poređenju sa ostalim greškama sa kojima se susrećemo tokom utvrđivanja temperature. Dodatno, vreme života svih međustanja koja "hrane" posmatrano  $\gamma$  zračenje je uglavnom dovoljno malo (manje od  $10^{-10}[\text{s}]$ ) zbog čega nema potrebe za uračunavanjem atenuacionih koeficijenata.

Najčešće se koriste  $NaI(Tl)$  i  $Ge$  detektori u ovim merenjima. Na svu sreću, oba su tipa detektora dostupni sa cilindričnom simetrijom, koja umnogome pojednostavljuje račun za efekte konačnih dimenzija detektora  $Q_\lambda$ , prilikom čijeg računa se prepostavljaju idealni eksperimentalni uslovi, kao npr. uniformnost efikasnosti detektora i tačno poznavanje rastojanja detektor-izvor. Generalno,  $NaI(Tl)$  detektori zadovoljavaju ove prepostavke bolje od  $Ge$  detektora. Za dobro definisani geometriju upotreboom  $NaI(Tl)$  detektora, mogu se očekivati *Monte-Carlo* izračunati koeficijenti  $Q_\lambda$ , sa tačnošću do oko  $\sim 0.1\%$ , dok je za  $Ge$  detektore tačnost nešto lošija. Takođe je moguće da se, kada je to i neophodno, eksperimentalno utvrde vrednosti parametara  $Q_\lambda$  za određenu geometriju i detektor.

Prilikom izvođenja ugaone distribucije  $W(\theta)$  prepostavili smo da je radioaktivni uzorak tačkast izvor. Iako u principu ovo nije slučaj, u praksi se može dovoljno dobro aproksimirati; npr. uzorak može biti relativno mali u poređenju sa njegovim rastojanjem do detektora.

Parametri nuklearnih orijentacija  $B_\lambda(I, T)$  za naš ansambl radioaktivnih jezgara izведен je kombinacijom izraza (4.6) i (4.7) kao:

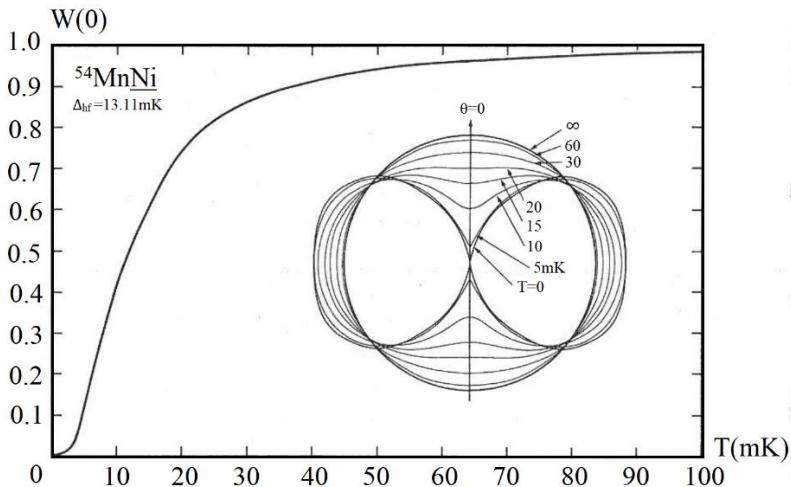
$$B_\lambda(I, T) = \frac{\sum_{m=-I}^{+I} (-1)^{I-m} [(2\lambda+1)(2I+1)]^{\frac{1}{2}} \times \begin{pmatrix} I & I & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} e^{\frac{-E_m}{kT}}}{\sum_m e^{\frac{-E_m}{kT}}} \quad (4.9)$$

Jednom kada su vrednosti energija  $E_m$  poznate,  $m$ -podstanja (samim tim naravno i vrednosti spinova  $I$ ), parametri  $B_\lambda(I, T)$  se mogu izračunati u funkciji temperature. Potom, za poznatu šemu raspada i geometriju detektora, uobičajeno će jedno merenje ugaone distribucije  $W(\theta)$  rezultovati jedinstvenom vrednošću temperature za radioaktivno jezgro. Za većinu zračenja najveće promene u distribuciji  $W(\theta)$  u funkciji temperature se dešavaju na uglovima od  $\theta = 0$  ili  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , pa su time uglavnom merene i distribucije  $W(0)$  i  $W\left(\frac{\pi}{2}\right)$ . Na slici 49 prikazane su vrednosti distribucije  $W(0)$  u funkciji temperature uz neke vrednosti distribucija  $W(\theta)$  (u funkciji različitih temperatura) za  $\gamma$  liniju  $835[keV]$   $^{54}\text{MnNi}$  termometra. Moguće je pod određenim uslovima, na primer kada termovi  $\lambda = 2$  i  $\lambda = 4$  imaju različite predznake, da merenje  $W(\theta)$  na samo jednom uglu ne rezultira jedinstvenom vrednošću temperature, u kom se slučaju merenja moraju raditi pod drugim uglom. Međutim, za termometre nuklearnih orijentacija koji nas zanimaju, distribucija  $W(\theta)$  je jedno-brojčana vrednost u funkciji temperature bilo na uglu  $\theta = 0$  ili na  $\theta = \frac{\pi}{2}$ .

Energetski nivoi  $E_m$  termometara nuklearnih orijentacija se mogu izračunati uzimajući za prepostavku da je oblik *Hamiltonijana hiperfine interakcije* dat kao:

$$\mathcal{H} = -\mu \cdot B_{eff} + P \left[ I_z^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right] \quad (4.10)$$

gde je  $\mu$  nuklearni magnetni dipolni moment,  $B_{eff}$  je efektivno magnetno polje na mestu jezgra, dok je  $P = \left[ \frac{3e^2 q Q}{4I(2I-1)} \right]$  konstanta kvadrupolnog kuplovanja za koaksijalnu kvadrupolnu interakciju ( $QI$  – eng. *”Quadrupole Interaction”*). Veličine  $eq$  i  $Q$  predstavljaju gradijent električnog polja (EFG) i električni kvadrupolni moment, respektivno. Efektivno polje na mestu jezgra uključuje i hiperfino polje kao i primenjeno i demagnetizaciono polje (koje zavisi i od magnetizacije i od oblika samog uzorka).



Slika 49:  $W(0)$  na  $\gamma$  liniji  $835[\text{keV}]$   $^{54}\text{MnNi}$  termometra u funkciji temperature; Na slici je ilustrovana ugaona distribucija u funkciji različitih temperatura.<sup>[50]</sup>

Svojstvena stanja gore definisanog *Hamiltonijana*, tj. vrednosti energija  $E_m$  date su kao:

$$E_m = \left(\frac{\mu}{I} B_{eff}\right) m + P \left[m^2 - \frac{1}{3} I(I+1)\right] \quad (4.11)$$

Za sistem gde je prisutna samo *magnetna dipolna interakcija (Zeeman)*, postoji  $2I + 1$  ekvidistantnih nivoa razdeljenih energijom od  $\frac{\mu}{I} B_{eff}$ . Najniži energetski nivo je okarakterisan magnetnim spiskim kvantnim brojem od  $m_I = +I$  kada je  $\mu B_{eff}$  pozitivno, i  $m_I = -I$  kada je  $\mu B_{eff}$  negativno.

Kada je prisutna samo *kvadrupolna interakcija* (uglavnom kod ne-kubičnih monokristala),  $\pm m_I$  stanja su degenerisana sa  $I + 1$  podnivoa za celobrojno  $I$ , i  $I + \frac{1}{2}$  za polucelo  $I$ . Energetska razlika ovih stanja je definisana putem  $|P|(2|m| - 1)$ , gde  $m$  poprima vrednosti od  $I$  do  $1$  ili  $\frac{3}{2}$  u zavisnosti da li je spin celobrojan ili poluceo. Najniža energetska stanja su  $m = 0$  i  $m = \pm \frac{1}{2}$  za celobrojni spin i poluceli, respektivno, kada je  $P$  pozitivno, i  $m = \pm I$  kada je  $P$  negativno.

Za slučaj kada su obe interakcije pristune, i *magnetna dipolna* i *električna kvadrupolna interakcija*, postoji  $2I + 1$  ne-ekvidistantnih nivoa. Redosled nivoa je i dalje definisan predznakom  $\mu B_{eff}$  kao i u *Zeeman-ovom* slučaju. Energetsko razdvajanje je definisano preko  $\left|\frac{\mu B_{eff}}{I}\right| + P(2m - 1)$ , gde  $m$  ide od  $I$  do  $-(I - 1)$ .

Najpreciznije sredstvo merenja *hiperfinog cepanja* za razređene radioaktivne sisteme je putem *NMR* tehnike. Kada je prisutna *Zeeman-ova*, ili *Zeeman-ova i kvadrupolna interakcija*, može se koristiti tehnika *NMR-ON*. Na primer, u pogodnom slučaju termometra  $^{54}\text{MnNi}$  i  $^{60}\text{CoCo}(hcp)$ <sup>77</sup>, *Zeeman-ovo cepanje* je izračunato *NMR-ON* tehnikom i iznosi 0.1%. Za sistem sa samo *kvadrupolnom interakcijom*, idealna bi bila upotreba *ON Nuklearne Kvadrupolne Rezonance (NQR-ON)*; međutim, još nije eksperimentalno realizovana. Moguće je utvrditi *hiperfino cepanje* ne-rezonantnim tehnikama, kod kojih tačnost uglavnom nije bolja od 1%.

<sup>77</sup>hcp – Gusto pakovana heksagonalna rešetka; "HCP – eng. *Hexagonal-Close-Packed*"

Konačna tačnost merenja temperature zavisi takođe i od toga da li postoji jedna *osa kvantovanja* za sve spinove i koliko je precizno poznat ugao  $\theta$  između ove ose i detektora. Nesigurnosti u vrednostima ovog ugla zbog nekompletne magnetne saturacije mogu biti uzrokovane nedovoljno primjenjenim poljima, oblikom uzorka i kontamiranim uzorcima. Generalno, za većinu *NO termometara*, merenje apsolutne temperature može biti učinjeno sa preciznošću od 1%. Za neke *NO termometre*, stepen nesigurnosti može biti redukovani do 0.5%, a u nekim slučajevima, u ograničenim temperaturnim intervalima, i do 0.1%. Takode je bitno napomenuti još dve opšte karakteristike *NO termometara*. Prva karakteristika je *korisno vreme života NO termometra*, koje iznosi otprilike od 2 do 3 perioda poluraspada uključenog radioizotopa. Stoga za termometre date u tabeli 3, *korisno vreme života* se kreće u opsegu od 1.5 do 2.2[*godina*] (za  $^{57}\text{Co}$ ) pa sve do 2400 do 3600[*godina*] (za  $^{166\text{m}}\text{Ho}$ ). Druga bitna karakteristika je *koristan temperaturni opseg i senzitivnost NO termometra*.

<u><math>\gamma</math> termometar</u>	$\Delta_{hf}$ [mK]	$\frac{P}{k}$ [mK]	$E_\gamma$ [keV]	$T_L$ [mK] Donja granica	$T_H$ [mK] Gornja granica	$T_{max}$ [mK] Maksimalna senzitivnost	$\dot{Q}_\beta$ [ $nW/\mu Ci$ ]
$^{54}\text{MnFe}$	-9.119(14)	0	834.8	1.8	51	7.2	0.031
$^{54}\text{MnNi}$	-13.112(5)	0	834.8	2.6	74	10.4	
$^{57}\text{CoFe}$	-14.178(3)	0	122.1 136.5	6.5[76] <sup>a</sup> 2.9	40[76] <sup>a</sup> 90	16.3 12.4	0.10
$^{57}\text{CoNi}$	-5.922(19)	0	122.1 136.5	2.8[1.7] <sup>a</sup> 1.2	17[32] <sup>a</sup> 37	6.8 5.2	
$^{60}\text{CoFe}$	-7.967(2)	0	1173.2 1332.5	1.8 1.8	66 66	9.0 9.0	0.57
$^{60}\text{CoNi}$	-3.315(2)	0	1173.2 1332.5	0.8 0.8	27 27	3.7 3.7	
$^{60}\text{CoCo(hcp)}$	-6.0725(24)	-0.0022(4)	1173.2 1332.5	1.3 1.3	50 50	6.9 6.9	
$^{166\text{m}}\text{HoHo(hcp)}$	137.0(5)	-0.6(6)	711.7 810.3	57 32	1250 750	300 137	0.25
<i>Sa <sup>a</sup> su prikazani normalizirani inteziteti</i>							

Nuklearne karakteristike izotopa $\gamma$ NO termometara								
<u>Izotop</u>	$E_\gamma$ [keV]	Multipol	$\delta$	%	$U_2$	$U_4$	$A_2$	$A_4$
$^{54}\text{Mn}$	834.8	<i>E2</i>	—	1.00	0.828079	0.417856	-0.597615	-1.069046
$^{57}\text{Co}$	122.1	<i>E2/M1</i>	+0.120(2) <sup>b</sup>	0.86	0.874818	0.580289	0.141692	0.010013
	136.5	<i>E2</i>	—	0.11	0.874818	0.580289	-0.534523	-0.617214
$^{60}\text{Co}$	1173.2	<i>M3/E3</i>	-0.0008(11)	1.00	0.939374	0.797724	-0.446855	-0.305820
	1332.5	<i>E3</i>	—	1.00	0.703731	0.227128	-0.597614	-1.069046
$^{166\text{m}}\text{Ho}$	711.7	<i>M2/E1</i>	-0.001(3)	0.59	0.969228	0.897506	0.283(2)	0.001(3)
	810.3	<i>E2/M1</i>	-22.3(7)	0.64	0.925{2} <sup>c</sup>	0.767{2} <sup>c</sup>	0.084(3)	0.563(5)
<i>Sa <sup>b</sup> su dati efekti nesigurnosti <math>\delta</math></i>								
<i>Sa <sup>c</sup> su prikazane greške koje se ne uračunavaju u račun koeficijenata <math>U_\lambda</math> i <math>A_\lambda</math></i>								

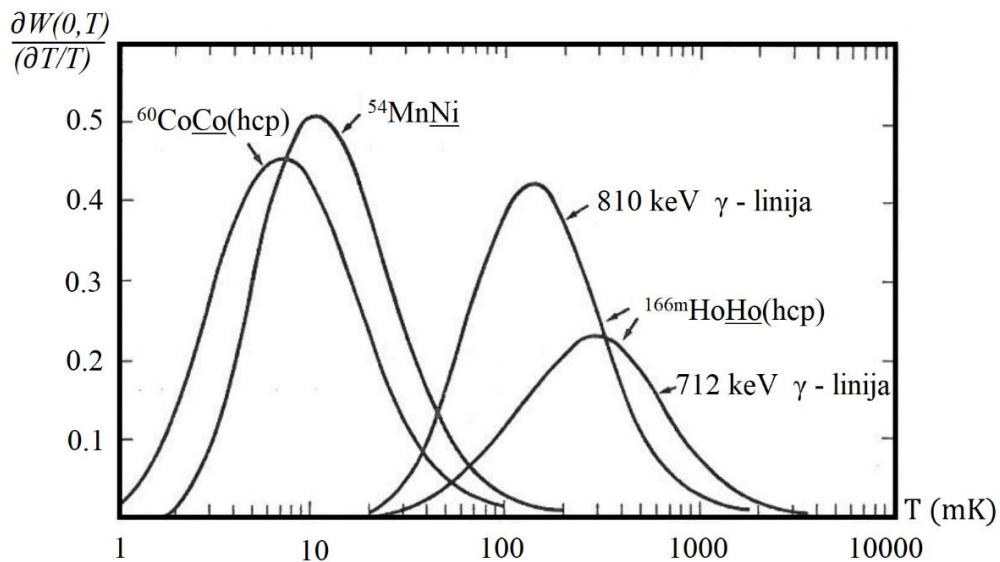
*Tabela 3:* Sumirani neki od najčešće korišćenih *NO termometara*; *Koristan temperaturni opseg* termometra definisan je *funkcijom senzitivnosti*  $\partial W(\theta, T) / (\partial T/T) \geq 0.05$ ; *Donja i gornja temperaturna granica* su prikazane kao  $T_{L(Low)}$  i  $T_{H(High)}$ , respektivno; Temperatura *maksimalne senzitivnosti* posmatranog termometra data je preko  $T_{max}$ ; Sve vrednosti prikazane u tabeli su date za pojednostavljen slučaj kada nema primjenjenog spoljašnjeg polja, tj. za  $B_{app} = 0$ , i za  $Q_\lambda = 1$ .<sup>[51]</sup>

*Senzitivnost NO termometra predstavlja funkciju definisanu kao:*

$$\frac{\partial W(\theta, T)}{\partial T/T} \quad (4.12)$$

Na slici 50 prikazane su funkcije senzitivnosti za tri različita NO termometra:  $^{54}\text{MnNi}$ ,  $^{60}\text{CoCo(hcp)}$  i  $^{166m}\text{HoHo(hcp)}$ . Radi jednostavnosti, grafici su prikazani za nulto primenjeno polje  $B_{app} = 0$  i efekte konačnih dimenzija vrednosti  $Q_\lambda = 1$ . U slučaju  $^{54}\text{MnNi}$  termometra postoji samo jedna kriva senzitivnosti obzirom da  $^{54}\text{Mn}$  u svojoj šemi raspada ima samo jednu  $\gamma$  liniju na  $835[\text{keV}]$ . Za  $^{60}\text{CoCo(hcp)}$  termometar, iako  $^{60}\text{Co}$  ima dve istaknute  $\gamma$  linije (na  $1173[\text{keV}]$  i  $1132[\text{keV}]$ ) i dalje imamo samo jednu krivu kako ove linije esencijalno imaju iste vrednosti parametara  $U_\lambda$  i  $A_\lambda$ .

Međutim, za slučaj metastabilnog (fusnota 38, str. 28)  $^{166m}\text{HoHo(hcp)}$  termometra, metastabilan  $^{166m}\text{Ho}$  ima kompleksnu šemu raspada sa brojnim  $\gamma$  linijama, gde generalno, svaka  $\gamma$  linija ima svoju krivu senzitivnosti što se reflektuje različitim vrednostima parametara  $U_\lambda$  i  $A_\lambda$ . Na slici 50 su prikazane samo dve krive intezivnijih  $\gamma$  linija na  $712[\text{keV}]$  i  $810[\text{keV}]$ . Krive senzitivnosti bi trebale biti normalizovane kako bi se uračunali relativni inteziteti i efikasnosti detektora. Doduše, ovde nije načinjen trud da se i jedan od ova dva uslova uračunaju, imajući na umu da efikasnost detektora umnogome zavisi kako od energije same  $\gamma$  linije, tako i od vrste detektora koji se koristi. Pomenute dve  $\gamma$  linije metastabilnog  $^{166m}\text{Ho}$ , imaju približne energije i približnih su inteziteta.



*Slika 50: Krive (funkcije) senzitivnosti za  $^{54}\text{MnNi}$ ,  $^{60}\text{CoCo(hcp)}$  i  $^{166m}\text{HoHo(hcp)}$  NO termometre; U slučaju  $^{166m}\text{HoHo(hcp)}$  NO termometra prikazane su samo dve njegove  $\gamma$  linije, na  $712[\text{keV}]$  i  $810[\text{keV}]$  ( $^{166m}\text{Ho}$  ima znatno kompleksniju šemu raspada); Vrednosti korišćene u proračunu funkcija senzitivnosti su date u tabeli 3; Radi jednostavnosti svi su grafici rađeni uzimanjem nultih vrednosti primjenjenog polja  $B_{app} = 0$  i efekata konačnih dimenzija detektoa ( $Q_\lambda$ ) vrednosti 1.<sup>[50]</sup>*

Kao što se sa *slike 50* može videti,  $^{54}\text{MnNi}$  i  $^{60}\text{CoCo}(hcp)$  termometri imaju skoro iste *senzitivnosti* preko skoro celog temperaturnog opsega. Linije za  $^{166\text{m}}\text{HoHo}(hcp)$  termometar su pomerene ka mnogo višim temperaturama obzirom da je *hipefino polje* mnogo jače u ovom sistemu. Dodatno, visina i pozicija linija ovog termometra su znatno različite; pik za  $810[\text{keV}] \gamma$  liniju koji se nalazi na  $137[mK]$  je duplo većeg inteziteta od pika  $712[\text{keV}] \gamma$  linije koji se nalazi na  $300[mK]$ . Posledica ovoga leži u razlici doprinosa termova  $B_2(I, T)$  i  $B_4(I, T)$  za svaku  $\gamma$  liniju; naime,  $712[\text{keV}] \gamma$  linija esencijalno poseduje samo term  $\lambda = 2$ , dok za razliku od nje,  $810[\text{keV}] \gamma$  linija ima male koeficijente  $U_2 A_2$  u poređenju sa njegovim  $U_4 A_4$  koeficijentima.

Prepostavljajući da je *koristan temperaturni opseg termometra* dat kao:

$$\frac{\partial W(\theta, T)}{\partial T/T} \geq 0.05 \quad (4.13)$$

možemo definisati donju i gornju temperaturnu granicu,  $T_{L(Low)}$  i  $T_{H(High)}$ , opsega bilo kog termometra. Ove vrednosti, kao i  $T_{max}$ , tj. *temperatura najveće senzitivnosti*, date su u tabeli 3<sup>78</sup>. Međutim, drugi faktori mogu degradirati korisnost termometra. Za raspade sa nekoliko  $\gamma$  linija, relativni intezitet ovih linija i efikasnost detektora mora biti uzet u obzir kako oni definišu neophodno vreme brojanja u cilju dobijanja adekvatne preciznosti. Tamo gde zagrevanje od strane prisutne radioaktivnosti nije problem, aktivnost se može povećati kako bi se kompenzovala upotreba slabijih  $\gamma$  linija. Dodatno, koeficijenti  $U_\lambda$  i  $A_\lambda$  su uglavnom bolje poznati za jednostavne raspade kao što je slučaj sa  $^{54}\text{Mn}$  i  $^{60}\text{Co}$ , nego kod kompleksnih raspada, kao što je to slučaj sa metastabilnim  $^{166\text{m}}\text{Ho}$ . Stoga, iako krive osetljivosti ne daju celokupan uvid u situaciju, predstavljaju početnu tačku u odabiru koji će se *NO termometar* koristiti za specifičan eksperiment.

---

<sup>78</sup>Iz tabele 3 možemo videti da ukoliko neki termometar ima više  $\gamma$  linija može doći do povećavanja njegovog opsega i senzitivnosti.

### **4.3.3 Praktična $\gamma$ NO termometrija**

Poznavanje tačne vrednosti temperature je od izuzetne važnosti u *LTNO eksperimentima*, posebno *NICOLE-u*. Da bi se postigao željeni stepen polarizacije sistem se mora kontinualno držati na izuzetno niskim temperaturama, pa shodno tome je neophodno i pratiti te temperature. U slučaju da postoji neko ekstremno malo curenje vakuma, ili da se pojavi termalni kontakt tamo gde ga ne bi trebalo biti, kao i prisustvo nečistoća, temperatura može porasti za nama na prvi pogled malu i beznačajnu vrednost, ali obzirom na osetljivost ove oblasti fizike i same *NICOLE* opreme ovakav ispušt može koštati mnogo vremena i truda. U ovom delu rada ćemo se malo detaljnije upoznati praktičnim aspektom  $\gamma$  termometrije, imajući na umu važnost poznavanja i monitoringa (praćenja) temperature. Stoga su, karakteristike "idealnog" NO termometra, navodeći ih po njihovoj važnosti, sledeće:

- Lako inkorporiranje radioaktivnosti na supstitucionalna (regularna) mesta kristalne rešetke matrice;
- Precizno izmereno hiperfino cepanje pogodno za željeni temperaturni opseg;
- Postojanje samo jedne  $\gamma$  linije kako bi se mogao upotrebiti NaI(Tl) detektor<sup>79</sup>;
- Prisustvo čistih prelaza (samo jedna komponenta multipola datog tipa, električnog ili magnetnog; nema mešanja stanja) sa potpuno poznatom šemom raspada i bez re-orientacionih efekata, u cilju preciznog izračunavanja koeficijenata  $U_\lambda$  i  $A_\lambda$ ;
- Jednostavno kupovanje na eksperimentalnu aparaturu; U ovom smislu veoma su pogodni metalni termometri koji lako mogu biti zavareni na aparaturu čime se postiže dobar termalni kontakt;
- Relativno kratka SLR (Spin-Lattice Relaxation) relaksaciona vremena preko celog korisnog opsega termometra;
- Moguć rad kako u odsustvu tako i u prisustvu spolja primjenjenog magnetnog polja;
- Dobro definisane magnetne osobine;
- Veoma malo zagrevanje od strane radioaktivnosti, koji god raspad da je u pitanju; termometrijsko  $\gamma$  zračenje bi trebalo imati dovoljnu prodornu moć i time da bude lako detektovana, čak i u radu eksperimenta.

<sup>79</sup>*Na(I) detektor* – Predstavlja scintilacioni detektor koji se dobija kupovanjem scintilacionog kristala (u konkretnom slučaju Na kristala dopiranog jodom (I)) sa fotomultiplikatorskom cevi (PMT – eng. "Photomultiplier Tube"); Rad ovog detektora je baziran na luminescencijama prilikom pobude kristala upadnim zračenjem, nakon čega PMT cevi za cilj imaju da prikupe i pojačaju svetlost, a time i stvore izlazni signal koji je direktno proporcionalan deponovanoj energiji u kristalu (pod uslovom da je rad scintilatora linearan; PMT cevi rade u linearnom režimu).

### **4.3.3.1 Merenje distribucije $W(\theta)$ i utvrđivanje temperature $T$**

Kako se najveće promene vrednosti ugaone distribucije  $W(\theta)$  u zavisnosti od temperature opažaju na uglovima  $\theta = 0$  i  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , na tim uglovima se merenja i vrše. Pretpostavljajući da se najveća promena odvija na uglu  $\theta = 0$ , meri se  $W(0) \pm \Delta W(0)$ . Generalno, veoma je teško eksplicitno odrediti temperaturu, zbog svih uključenih eksponencijalnih funkcija. Umesto eksplicitnog određivanja temperature, razrađena je tablica dobijenih vrednosti ugaone distribucije  $W(\theta)$  u zavisnosti od temperature. Prednost pisanja kompjuterskog programa koji bi mogao da izbaci ovu tablicu je ta da ukoliko postoje neke nesigurnosti vezane za veličine  $E_m$ ,  $U_\lambda$ ,  $A_\lambda$ ,  $Q_\lambda$  ili  $\theta$ , nova tablica bi brzo mogla biti generisana prikazujući njihov efekat na utvrđenu temperaturu.

#### 4.3.3.1.1 Određivanje ugaone distribucije $W(\theta)$

Ugaona distribucija je eksperimentalno definisana kao:

$$W(0) = \frac{C_c}{C_w} \quad (4.14)$$

gde je  $C_c$  *hladan* (eng. "cold") *odbroj* γ *zraka* dobijen na temperaturi  $T$  za unapred definisano vreme brojanja  $t_{ct}$  (*ct* – eng. "counting time"). *Topli* (eng. "warm") *odbroji*  $C_w$  se mere za identičan vremenski interval, ali na znatno višoj temperaturi tako da esencijalno ne postoji anizotropija. U najvećem broju merenja,  $t_{ct}$  je reda nekoliko minuta. Veličina  $\Delta W(0)$  reprezentuje *izmerenu standardnu devijaciju srednje vrednosti*  $W(0)$ . Ovo, bez nesigurnosti, ne zavisi samo od statistike brojanja, već zavisi i od toga koliko se precizno može odbrojati "background"<sup>80</sup> i koliko je temperatura  $T$  stabilna tokom perioda merenja. Pretpostavljajući da se temperatura može držati konstantom, statistika brojanja bi teoretski trebala pratiti *Poisson-ovu distribuciju*.

Devijacije, tj. odstupanja, se svakako pojavljuju, kao uzrok fizičkog pomeranja izvora ili detektora, kao i zbog fluktuacija "background"-a. Ukoliko se pak temperatura može držati konstantom duži vremenski period, vremenski dosta duže od vremena  $t_{ct}$ , mnogo ciklusa kako *toplog* tako i *hladnog brojanja* se može dobiti, a podaci se mogu testirati kako bi se proverilo da li prate *Poisson-ovu distribuciju*. Pretpostavka da je  $\Delta C_c = \sqrt{C_c}$  je važeća samo u slučaju *Poisson-ove distribucije*. Generalno, oblast problema vezanih za precizno brojanje γ *zraka* je poprilično široko i često veoma kompleksno. Konačna preciznost će zavisiti od *kompleksnosti spektra*, *tipa\_detektora* i *elektronike* koja se koristi, *tehnika\_redukovanja\_podataka*, i *eksperimentalnih\_i\_okolnih\_uslova*. Mi ćemo se ovde bazirati samo one aspekte koji su relevantni u γ *NO termometriji*.

<sup>80</sup>"Background" – Pozadinsko zračenje i šumovi uzrokovani svim dodatnim faktorima eksperimenta koji nisu od interesa u konkretnom slučaju uzorka koji se ispituje.

Dva tipa detektora koji se koriste u  $\gamma$  NO termometrijsisu  $NaI(Tl)$  (fusnota 76, str. 128) i  $Ge$  detektori (o ovim detektorima će više reći biti kasnije). Za jednostavne šeme raspada, kao što je to slučaj sa  $^{54}\text{Mn}$  ili  $^{60}\text{Co}$ , može se koristiti relativno jeftin  $NaI(Tl)$  detektorski sistem. Sa druge strane, u slučaju kompleksnih šema raspada, kao što je to slučaj sa metastabilnim  $^{166\text{m}}\text{Ho}$ , moraju se koristiti  $Ge$  detektori koji pružaju dosta bolju energetsku rezoluciju (što predstavlja primarni razlog njihove upotrebe u *NICOLE* eksperimentu), i sposobni su da razdvoje dve energetsko bliske linije. Iako  $NaI(Tl)$  detektori imaju dosta lošiju energetsku rezoluciju ( $\sim 100[\text{keV}]$  za  $\gamma$  liniju  $1.33[\text{MeV}]$ ) od  $Ge$  detektora ( $\sim 2[\text{keV}]$  za  $\gamma$  liniju  $1.33[\text{MeV}]$ ), njihova dosta bolja efikasnost pruža mogućnost bolje statistike brojanja u datoj geometriji. Jednostavan  $NaI(Tl)$  detektorski sistem je sposoban pružiti visoku statističku preciznost pod odgovarajućim eksperimentalnim uslovima. Problem se javlja usled nestabilnosti rada prouzrovanog fluktuacijama sobne (okolne) temperature. Ukoliko se ova temperatura ne može držati konstantnom na oko  $0.5[^{\circ}\text{C}]$ , mora se koristiti dodatni sistem stabilizacije. Dodatno, *fotomultiplikatorske cevi* su izuzetno osetljive na magentna polja.

Još jedan problem sa kojim se često susrećemo prilikom težnje za visokom statističkom preciznošću jeste promena brojanja prouzrokovana relativnim premeštanjem termometra i detektora, posebno u slučaju kada je neophodna mala separacija termometar-detektor. Lako se može postići čvrsto montiranje detektora, dok je čvrsto montiranje  $\gamma$  termometra obično znatno teže. Pomeranje termometra uzrokovano termalnom ekspanzijom i trenjem gornjih delova kriostata usled promena u nivou tečnog helijuma može biti veoma značajno.

Nakon što je postignuto stabilno brojanje, glavni problem upotrebe  $NaI(Tl)$  detektorskog sistema jeste "obrada" "background"-a, tj. dobijanje pravih vrednosti odbroja  $C_c$  i  $C_w$  iz izmerenih odbroja  $C'_c$  i  $C'_w$ . U nekim se slučajevima mora izvršiti i korekcija na *mrtvo vreme detektora*<sup>81</sup>. Za razliku od  $NaI(Tl)$  detektora, kada se koristi  $Ge$  detektorski sistem na dosta kompleksnijim  $\gamma$  spektrima, uglavnom se koristi *Gauss-ova (Gausijan) funkcija* za fitovanje pikova. Nestabilnost u  $Ge$  detektorskem sistemu usled fluktuacija na sobnoj temperaturi je poprilično mala. Onda kada je to i moguće, trebalo bi uključiti pulser u ovaj detektorski sistem, što se može koristiti za monitoring dobitka stabilnosti i može pomoći u *pile-up*<sup>82</sup> korekcijama ukoliko je to neophodno. Magnetna polja utiču na ovaj detektorski sistem. Na slabim poljima reda  $0.01[\text{T}]$  ili manjim, ovaj uticaj je relativno zanemarljiv, dok u znatnijim magnetnim poljima, reda  $0.1[\text{T}]$  ili većim,  $Ge$  detektorski sistem može izgubiti svoju energetsku rezoluciju, ili može čak da otkaže sa radom.

<sup>81</sup>*Mrtvo vreme detektora* – Vreme tokom kog detektor nije sposoban da detektuje.

<sup>82</sup>*Pile-up* – Ili *Random Summing*, se dešava kada dva fotona padnu na detektor u isto vreme tako da detektor nije u mogućnosti da ih razdvoji.

Problem fizičkog pomeranja termometra ili detektora je izuzetno važan prilikom upotrebe *Ge* detektorskog sistema, kako je često neophodna veoma "tesna" geometrija. Problem oduzimanja "'background"-a je poprilično jednostavan sa ovim sistemom. Konačna preciznost u određivanju  $C_c$  i  $C_w$  će zavisiti od posmatranog spektra i njegove obrade (rutina fitovanja pikova, korekcije *pile-up* efekata, korekcije sumiranja, itd.). Kako je  $W(0)$  određeno odnosom  $C_c$  i  $C_w$ , greške načinjene prilikom procene vrednosti "'background"-a, ukoliko se kontinualno ponavljaju, teže da se ponište čineći time da je apsolutni izmeren intezitet  $\gamma$  zraka sa tačnošću 0.1% veoma retka pojava, dok merena ugaona distribucija  $W(0)$  sa tačnošću od 0.1% to i nije.

U slučaju *NaI(Tl)* sistema, oduzimanje "'background"-a nije niti jednostavno niti precizno kao što je to slučaj sa *Ge* sistemom. Brojanjem svih pulseva u datom spektralnom prozoru uključeni su i pulsevi "'background"-a, koji se moraju oduzeti kako bi se dobila prava vrednost  $W(0)$ . Redefinisanje (4.14) kako bi se uključili i odbroji "'background"-a daju:

$$W(0) = \frac{C_c}{C_w} = \frac{C'_c - B_c}{C'_w - B_w} \quad (4.15)$$

gde su sa  $B_c$  i  $B_w$  označeni *topli* i *hladni odbroji* "'background"-a, respektivno. Doprinos pozadinskog zračenja raste usled *Compton-ovog rasejanja* unutar izvora (uključujući i kriostat) i detektora ( $B_{cc}$ ,  $B_{wc}$ ) koji variraju sa temperaturom, i konstantnim pozadinskim "'background"-om  $B_e$ . "'Background'" okolne sredine, iako se može poprilično jednostavno utvrditi, od posebnog je značaja ukoliko se pik iz "'background"-a nađe pored ili ispod pikova iz termometra. U cilju određivanja *Compton-ovog* "'background"-a ispod pikova, moraju se upotrebiti specifično razvijene tehnike fitovanja spektra za *NaI(Tl)* detektore. Na ovaj se način mogu dobiti sasvim precizne vrednosti distribucije  $W(0)$  (sa tačnošću do  $\sim 0.1\%$ ) upotreborom ovih detektora.

Takođe je moguće eksperimentalno korigovati *Compton-ov* "'background'" kada se koristi *NaI(Tl)* sistem ukoliko je dostupan i *Ge* sistem (bar i na kratko vreme). Merenja se mogu istovremeno vršiti sa oba ova detektora, jedan postavljen na  $0^\circ$ , a drugi na  $180^\circ$ . Precizne temperature  $T_{Ge}$  utvrđene sa *Ge* spektra nakon potpunog oduzimanja "'background"-a se mogu upoređivati sa temperaturama  $T_{Na}$  dobijenih sa *NaI(Tl)* spektra bez "'background'" korekcije. Može se utvrditi i korekcija  $\Delta T (= T_{Na} - T_{Ge})$ , koja se naknadno može primeniti na druga merenja vršena sa istim *NaI(Tl)* detektorom, izvorom i geometrijom.

#### 4.3.3.1.2 Određivanje temperature $T$

Ukoliko su svi parametri u izrazima (4.8) i (4.9) dobro poznati, onda se  $T \pm \Delta T$  dobija iz izmerene vrednosti  $W(0) \pm \Delta W(0)$ . U ovom idealnom slučaju, nesigurnosti u temperaturi  $T$  će zavisi samo od nesigurnosti u distribuciji  $W(0)$ ; međutim, u praksi, nesigurnosti parametara takođe daju doprinos nesigurnostima temperaturi  $T$ . Efekat nesigurnosti parametara  $U_\lambda$  i  $A_\lambda$ , zajedno sa nesigurnostima efekata *konačnih dimenzija detektora*  $Q_\lambda$  mogu se lako uključiti u  $\Delta T$ . Nesigurnosti u  $E_m$  često dominiraju prisustvom primjenjenog polja,  $B_{app}$ . Za magnetne interakcije, efektivno polje ja dato kao:

$$B_{eff} = B_{hf} + B_{app}(1 + K) - \mathcal{D}M \quad (4.16)$$

gde je  $B_{hf}$  jačina hiperfinog polja (koje uključuje i Lorentz-ovo polje,  $\frac{4}{3}\pi M$ , plus polje koja se uzdiže iz dipola u Lorentz-ovim šupljinama),  $K$  je ''Knight pomeranje'',  $D$  je demagnetizacioni faktor (koji zavisi od oblika uzorka), i  $M$  je električna magnetizacija.

Prepostavljajući da su sva polja kolinearna, energija cepanja u [K],  $\Delta_{eff} (= \frac{\mu B_{eff}}{kI})$ , je data kao:

$$\Delta_{eff} = \Delta_{hf} + \frac{\mu}{kI} [B_{app}(1 + K) - DM] \quad (4.17)$$

gde je  $\Delta_{hf} (= \frac{\mu B_{hf}}{kI})$  je hiperfino cepanje u nultom spoljašnjem polju ( $B_{app} = 0$ ). Generalno, za feromagnetne ''Knight pomeraje'' se očekuje da bude relativno malo (npr. za  $^{60}\text{CoFe}$  je  $K = 1.5(4)\%$ ) i može se zanemariti dok god je hiperfino polje veće od primjenjenog polja ( $B_{hf} \gg B_{app}$ ), što je uglavnom i slučaj.

Oblik NO termometra se uglavnom bira tako da demagnetizacioni faktor  $D$  bude relativno mali. Doduše, čak i mali demagnetizacioni faktori mogu znatno smanjiti krajnje vrednosti  $B_{app}$  (oni koji su taman dovoljni za magnetnu saturaciju), tako da se magnetna saturacija više ne postiže. Na primer, za pravougaonu foliju dimenzija  $1.0 \times 0.4 \times 0.025$  [cm] magnetizacija duž dimenzije 1[cm] iznosi  $\frac{D}{4\pi} = 0.012$ . Za foliju sličnog oblika od Co monokristala magnetizacija duž c-ose (dimenzije 1[cm]) sa poljem  $B_{app} = 0.1[T]$ , je onda  $B_{app} - DM \approx 0.08[T]$ . U oba slučaja se više ne bi postizala magnetna saturacija. Kada se koriste debele folije ili diskovi, demagnetizaciona polja mogu biti poprilično velika.

Neisgurnosti u ugлу  $\theta$  su najteže za odrediti i obično uzrokuju najveće nesigurnosti u temperaturi  $T$ . Prilikom izvođenja izraza (4.17), prepostavljeno je da su sva magnetna polja kolinearna; međutim, ukoliko magnetna saturacija nije postignuta ovo više ne važi. Kada distribucija osa nuklearnih spinova ima aksijalnu simetriju u zavisnosti od pravca primjenjenog polja, relacija (4.8) shodno tome može biti i modifikovana.

Problem kod nekompletne magnentne saturacije za  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{182}\text{Ta}$  i  $^{191m}\text{Ir}$  u matrici gvožđa je ispitivan od strane Krane-a i saradnika. Njihovi rezultati su pokazali da su potrebna mnogo veća polja od očekivanih kako bi se postigla saturacija. Brewer je takođe ispitivao ovaj problem za  $^{54}\text{MnNi}$  termometar, i došao do sličnog zaključka.

Nesigurnosti ugla  $\theta$  usled neusklađenog položaja uzorak-detektor se mogu obično držati na  $\leq 2^\circ$  pažljivom eksperimentalnom tehnikom.

Zaključujemo, da iako je najveći izvor nesigurnosti u određivanju temperature  $T$  uglavnom usled nesigurnosti ugla(!)  $\theta$  (sa glavnim problemom nepotpune magnetne saturacije), može se pribeti nekim merama predostrožnosti kako bi se ove nesigurnosti smanjile. Onda kada je to moguće, trebala bi se primeniti polja jača od  $0.5[T]$ . U nekim slučajevima mogu biti upotrebljeni različiti NO termomteri simultano, tj. istovremeno, kao međusobna provera. Konačno, ukoliko su u izrazu (4.8) svi parametri dobro poznati, merenja distribucije  $W(0)$  i  $W(\frac{\pi}{2})$  na fiksiranim temperaturama bi trebala biti u saglasnosti sa teorijski predviđenim vrednostima za magnetnu saturaciju.<sup>[49]</sup>

## 4.4 Priprema uzorka

---

Eksperiment na *NICOLE* sistemu hlađenja možemo podeliti u dve etape. Prva etapa bi predstavljala postizanje svih neophodnih uslova kako bi se moglo pristupiti drugoj etapi – samom merenju. Naravno, pored toga što se temperatura celog sistema mora održavati konstantnom na ekstremno niskim vrednostima duži vremenski interval (što je tehnički veoma zahtevno i dostupno samo malom broju laboratorijskih u svetu), kako bi se stepen same polarizacije ispitivanog ansambla jezgara maksimizirao u cilju kvalitetnog i željenog merenja, i sam uzorak mora biti pripremljen na adekvatan način. Prema tome, jezgro uzorka koji se implantira tj. ugrađuje u datu matricu, mora da bude sposobno da oseti punu vrednosti *hiperfinog polja* kako bi se orijentisalo na odgovarajući način; zapravo, mi imamo za cilj da faktor  $f$  koji opisuje kvantitativnu vrednost kolika frakcija, odnosno udio od ukupnog broja jezgara osete ovo polje (poglavlje 2.4.4) bude u idealnom slučaju jednak jedinici ( $f = 100\%$ ), što je praktično nemoguće, ali se treba težiti ovoj vrednosti, kako bi najveći deo ansambla bio orijentisan na adekvatan način čime i samo merenje postaje preciznije i kvalitetnije. Tokom samog procesa implantacije jezgra uzorka u posmatranu matricu jasno se susrećemo sa dva ključna faktora koji diktiraju koliko će efikasna sama priprema tj. implantacija i biti, a to su pre svega faktori koji definišu na koji će način jezgro uzorka prodreti u samu matricu, a potom sa regularnog, odnosno supstitucionalnog mesta izbaciti matrični atom iz tog mesta u rešetki, kako bi potom i samo zauzelo to mesto. Ovakva se implantacija praktično može postići upotrebom dve različite tehnike, koje će upravo biti opisane, a to su *termalna difuzija* i *”On Line” implantacija*.

### **4.4.1 Termalna difuzija**

Određeni dugo-živeći radionuklidi mogu biti komercijalno nabavljeni i to najčešće u formi razblaženog rastovora neke kiseline. Kako bi se uzorak na adekvatan način pripremio za *LTNO* eksperiment, odgovorajuća količina radioaktivnosti se mora implantirati u matricu-foliju visoke čistoće. Za slučaj *NICOLE* eksperimenta najčešće se u ovu svrhu koriste gvožđe ili nikl, o kojima će biti više reči u sledećem poglavlju. U trenutku kada kiselina u potpunosti ispari, pri čemu ostaju samo radioaktivna jezgra uzorka, folija se postavlja unutar peći i zagревa na temperaturu od  $850[^\circ C]$  u periodu od  $24[h]$  u atmosferi vodonika. Ovako intezivno zagrevanje dovodi do difuzije, odnosno implantacije radioaktivnosti u foliju, čime se obezbeđuje i dovoljno energije za re-organizaciju same kristalne rešetke. Veoma je bitno zagrevanje vršiti uz prisustvo vodonika, jer je njegova uloga da neutrališe i spreči bilo kakvu oksidaciju folije tokom zagrevanja. Naravno, efikasnost samog procesa difuzije aktivnosti u foliju prvenstveno zavisi od hemijskih karakteristika primese, ali se u većini slučajeva može očekivati da će bar 90% radionuklida biti ugrađeno na dobra supstituciona (regularna) mesta u kristalu. Po vađenju folije iz peći, sva aktivnost koja nije našla svoje mesto u kristalu, tj. koja se nije implantirala i ostala slobodna, može se acetonom ukloniti sa površine folije (ukoliko se zahteva, u ove potrebe se može koristiti i razređena kiselina).

U slučaju pripreme *NMR* uzorka, veoma je bitno voditi računa o debljini površinskog sloja na rezonantnoj frekvenciji. Naime, elektromagnetsko zračenje frekvencije oko  $\sim 100[\text{MHz}]$  prodire svega nekoliko mikrometara ( $[\mu\text{m}]$ ) duboko u feromagnetni materijal. Kako se nakon procesa otpuštanja jezgra po celom kristalu rasprostane, imajući dovoljno vremena na raspolaganju, folija za uzorak mora biti što je moguće tanja. Danas najtanje folije koje se praktično mogu realizovati su debljine svega 0.5 do  $2[\mu\text{m}]$ , i sa kao takvom se mora izuzetno pažljivo rukovati. Po završetku pripreme, *NMR* uzorak se uglavnom pričvršćuje za tanko parče bakra čime se rukovanje uzorkom znatno olakšava.

Termometri, prethodno opisani u poglavlju 4.3, se obično pripremaju u kombinaciji sa folijama tanjim od  $100[\mu\text{m}]$ . Obzirom da se pripremljeni termometar-uzorak na ovaj način ne koriste u *NMR*, debljina ne igra toliko značajan faktor u merenju. Jasno je da se sa debljim metama znatno lakše rukuje, a i veća zapremina dostupne folije, odnosno matrice za implantaciju, omogućava daleko efikasniji proces inkorporiranja radionuklida na supstitucionu mesta. Za maksimalnu preciznost i tačnost, koeficijenti koji daju *frakciju jezgara koja u potpunosti osećaju hiperfinu interakciju f*, moraju biti što bliži jedinici. Naime, ovom metodom implantacije se ponekad mogu pripremiti i uzorci kratko-živećih radionuklida ukoliko imaju dugo-živećeg pretka. Jasno je da je *termalna difuzija* nepraktična za uzorke koji isparavaju na ovim temperaturama, ili za uzorke koji su nerastvorljivi u posmatranoj matrici.

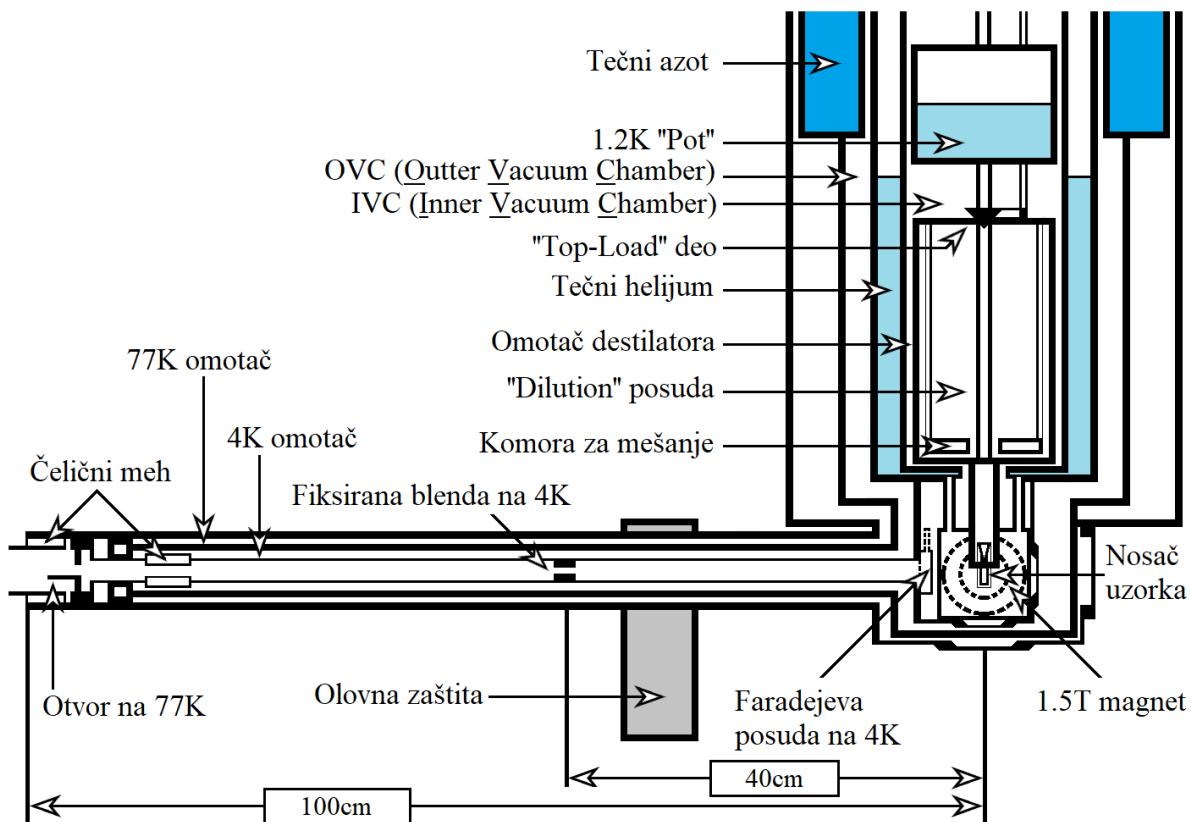
#### **4.4.2 "On Line" implantacija**

Izotopskim separatorima, na koje se dovodi visoko-energetski snop, dostupan je daleko veći broj jezgara, kao što je to slučaj sa *ISOLDE* postrojenjem u CERN-u. U okviru samog separatora, jezgra se proizvode kao radioaktivni snop, koji se potom može implantirati u samu površinu folije. Energija snopa obično biva negde u opsegu od 40 do  $60[\text{keV}]$ , što je dovoljna energija da se jezgro progura kroz stotinu atomskih slojeva u foliju za uzorkom; daleko dublje od nezaobilaznog tankog površinskog oksidnog sloja.

Za razliku od *termalne difuzije*, implantirani uzorci nemaju nikakvih hemijskih ograničenja. Takođe je ustanovljeno da određene kombinacije uzorak-matrica daju daleko veću *frakciju jezgara koja oseća punu vrednost hiperfinog polja f*. Tako je recimo jod (I) implantiran u gvožđu (Fe) posebno težak slučaj za proučavanje obzirom da zahteva dodatnu implantaciju tokom procesa žarenja kako bi se postigao dobar krajnji rezultat. Jasno je da veličina primesnih atoma u odnosu na veličinu atoma kristalne rešetke utiče na stepen rastvorljivosti. Za slučaj elemenata sa relativno velikim jezgrima, kao što je slučaj kod cezijuma (Cs) i ksenona (Xe), dolazi do određenih poteškoća prilikom pronalaženja adekvatnih supstitucionih položaja u samoj rešetki gvožđa, čiji atomi imaju znatno manji poluprečnik jezgra od pomenutog cezijuma ili ksenona.

Dugo-živeći uzorci pružaju mogućnost proizvođenja na sobnim temperaturama uz naknadno hlađenje i preorientisanje, dok za razliku od njih kratko-živeći zahtevaju direktnu "On Line" implantaciju u prethodno već ohlađenu foliju.

Naravno, samo usmeravanja "On Line" snopa na prethodno ohlađenu foliju na milikelvinske temperature ( $\sim 10[mK]$ ), nije ni malo jednostavan zadatak, prvenstveno jer se zahteva dotok topolote ne veći od  $1[\mu W]$  na "Cold Finger" na kom se sam uzorak i nalazi. U cilju redukovanja uticaja sobne temperature koja dospeva do "Cold Finger"-a, i sam se snop, prethodno povezan na sistem hlađenja, hlađi na temperaturu od  $4[K]$  po  $1[m]$  njegove dužine. Ovo se postiže pregradom, prethodno ohlađenom na temperaturu tečnog azota, koja razdvaja ohlađeni deo snopa od preostale linije snopa koja se nalazi na sobnoj temperaturi. Realizacija hlađenja snopa i "On Line" implantacije u NICOLE eksperimentu ilustrovana je na *slici 51.*



*Slika 51:* Bočni ulaz (snop) uređaja za hlađenje.<sup>[53]</sup>

Imajući u vidu da je kratko-živeće izotope praktično nemoguće duže vreme održavati, sam kvalitet folije sa uzorkom postaje izuzetno krucijalan. Naravno, postoji nekoliko različitih "recepata" za obradu i pripremu same folije, koji su relativno slični međusobno. U okviru NICOLE eksperimenta, uglavnom se koriste folije sačinjene od 99.9975% čistog polikristalnog gvožđa, hladno uvaljane do debljine od  $250[\mu m]$ . Žarenje se vrši u atmosferi vodonika na temperaturi od  $830[^\circ C]$  u periodu od  $24[h]$ , nakon čega se polira dijamantskom pastom za brušenje. Ovako polirana folija se iznova žari, u cilju popravljanja oštećenja nastalih unutar kristala tokom poliranja. Ovako pripremljene folije se sve do eksperimenta skladiše i čuvaju pod parafinom, čime je oksidacija maksimalno minimizirana.<sup>[52]</sup>

### **4.4.3 Matrica**

Na većinu implantiranih jezgara u kristalnu rešetku matrice deluje izuzetno jako *hiperfini polje*. Ovaj je efekat posebno izražen kod feromagnetika, i time rečeno najpogodniji materijal za ovu svrhu i upotrebu u *LTNO* eksperimentima, kao što je *NICOLE*, jeste gvožđe. Intezitet ovog polja, inače izazvan primesama u kristalu, u većini je matrica meren za širok spektar elemenata. Izuzev u nekim specijalnim slučajevima, intezitet *hiperfinog polja* uglavnom ne varira značajno među izotopima istog elementa. Ustanovljeno je da za specifične kombinacije primesa implantiranih u određene matrice, dolazi do izrazito jakog *hiperfinog cepanja*, što u krajnjem rezultatu daje velike *NMR rezonance*.

Jedan takav primer je  $^{106}\text{Rh}$ , čiji je magnetni moment  $\pm 2.575(7)[\mu_N]$ , dok je intezitet njegovog *hiperfinog polja* u gvožđu  $-55.66(12)[T]$ . Shodno tome, njegova *NMR* rezonantna frekvencija ima vrednost preko  $1[\text{GHz}]$ , što je daleko izvan intervala većine radiofrekventnih sistema koji se u eksperimentu koriste. Kako ovakvi uzorci sa velikim rezonancama postoje, debljina površinskog sloja materijala (inače proporcionalna sa  $\sqrt{\nu^{-1}}$ ) postaje izuzetno tanka, čime je sama priprema otežana i praktično nemoguća *termalnom difuzijom*, zbog čega je mnogo zgodnije rešenje za ovakve uzorke izabrati neku drugu matricu. U konkretnom primeru, ukoliko se umesto gvožđa kao matrice uzme nikl, intezitet *hiperfinog polja*  $^{106}\text{Rh}$  u matrici nikla biva duplo slabiji, i iznosi svega  $-22.49(5)[T]$ , prilikom čega i *NMR* frekvencija postaje prihvatljiva iznoseći  $441[\text{MHz}]$ .

Polikristalne folije gvožđa i nikla visoke čistoće mogu se lako polarizovati uz pomoć spolja primjenjenog polja inteziteta svega  $0.1 - 0.5[T]$ , čime je osa simetrije unutrašnjeg *hiperfinog polja* jasno definisana. Prema tome, ukupno polje koje deluje na radioaktivno jezgro jednako je sumi spoljašnjeg polja i znatno jačeg *hiperfinog*, zbog čega je veoma važno poznavati tačnu vrednost *hiperfinog polja*, dok to nije slučaj i za spoljašnje polje, obzirom da daje znatno manji doprinos ukupnom polju. Međutim, sa druge strane, kod eksperimenata koji se baziraju na "Brute-Force" orientacijama (poglavlje 3.3, str. 98) koji se baziraju na kvadrupolnim interakcijama (*QI interakcijama*), a ne *hiperfinim*, izuzetna pažnja se mora posvetiti upravo kalibraciji spoljašnjeg polja i merenju njegovog inteziteta.<sup>[54]</sup>

#### **4.4.3.1 Gvožđe**

Uglavnom prvi korak u pripremi uzorka je direktna depozicija aktivnosti u matricu gvožđa putem razređenog nosioca aktivnosti, hlorovodnične kiseline, HCl. Rezultujući  $\text{FeCl}_2$  se lako redukuje u atmosferi vodonika, tokom kasnije difuzije ili topljenja, bez značajne mere opterećenja gvožđa vodonikom. Ozbiljno razmatranje koje treba uzeti u obzir tokom proizvodnje razređenih Fe-legura konvencionalnim tretiranjem toplove jeste  $\gamma$ -fazni prelaz koji se odigrava na  $1183[K]$ , daleko ispod tačke topljenja ( $1808[K]$ ).  $\gamma$ -fazni prelaz može znatno varirati temperaturom topljenja i mešanja sa nekoliko drugih različitih atoma po procentu prelaza metalnih nečistoća. Na primer, Ni smanjuje temperaturu prelaza, dok recimo 5% V (vanadijum) će u potpunosti otkloniti  $\gamma$ -fazni prelaz. Prekoračavanje temperature ovog  $\gamma$ -faznog prelaza će uništiti monokristalni integritet, i dezintergrisati 1 do  $2[\mu\text{m}]$  folije. Stoga se difuzija u matricu čistog monokristalnog gvožđa vrši na temperaturama  $\leq 1173[K]$ , i pametno je uvek fizički podržati ozračene i užarene folije gvožđa, bilo kvarcnim ili gvozdenim ramovima za držanje uzorka.

*In situ* ozračivanje ili tehnike implantacije su često korišćene na matricama od gvožđa ili legura bogatih gvožđem. Neutronsko ozračivanje legure bogate gvožđem će stvoriti dugoživeći  $\gamma$  emiter izotopa gvožđa  $^{59}\text{Fe}$ , sa linijama na 1.099[MeV] i 1.292[MeV], gde je moguće da dođe do nepotrebnog zagrevanje debljih uzoraka na najnižim temperaturama orijentacija usled zakočnog zračenja ovog izotopa. Elementi retkih zemalja su nerastvorljivi u gvožđu i mogu biti implantirani samo direktnom "On Line" implantacijom. Bez nedoumice najjednostavniji i najpouzdaniji binarni sistem bogat gvožđem koji je mnogo puta orijentisan do sada jeste sistem (primesa-matrica) Co-Fe.  $^{60}\text{Co}$  se može implantirati u gvožđe difuzijom ili topljenjem, prilikom čega će se stvoriti potpuna  $\gamma$ -anizotropija, iako su NMR-ON studije pokazale da detalji lokalnog okruženja mogu znatno varirati.

#### **4.4.3.2 Nikl**

Nikl je drugi po redu element, posle gvožđa, koji je najupotrebljiviji u sistematici određivanja hiperfinog polja. Za razliku od gvožđa, kod nikla ne postoji strukturni fazni prelaz ispod njegove tačke topljenja, na 1726[K]. Relativno niska temperatura topljenja pojednostavljuje dobijanje dobre homogenizacije. Iako nikl veoma sporo oksidiše u vazduhu, njegova otpornost na hlorovodoničku kiselinu (HCl) je izuzetno dobra. Međutim, nikl lako apsorbuje vodonik, i ukoliko se iskoristi atmosfera vodonika kako bi se smanjila površinska aktivnost pre same difuzije, razmera rezidualne otpornosti može biti u velikoj meri smanjena. Iako su magnetna hiperfina polja dijamagnetskih rastvora u feromagneticima obično približnog reda sa magnetizacijom domaćina, ne postoji jednostavan indikator prelazne nečistoće metala. Iz merenja hiperfinih polja postoje slučajevi gde nikl daje veće polje od gvožđa. Poznat primer je Mn-Ni, i imajući u vidu jednostavnost i ponovljivost proizvodnje ovog binarnog sistema, uz dobro poznavanje lepe šeme raspada  $^{54}\text{Mn}$  je značila da je binarna kombinacija  $^{54}\text{MnNi}$  postala rivalski NO termometar termometru  $^{60}\text{CoFe}$ .<sup>[55]</sup>

#### **4.4.4 Proizvodnja i razdvajanje radioizotopa**

Prvenstveno, sva postrojenja koja se bave proizvođenjem radioaktivnih nuklearnih snopova se mogu podeliti na:

- Ona koja koriste tanke mete ozračene snopom teških čestica;
- Ona koja koriste debelje mete ozračene snopom lakih čestica.

#### **4.4.4.1 Tanke mete**

Nuklidi (jezgra) stvoreni bombardovanjem tankih meta snopom teških čestica odbijaju se od mete kao joni, prilikom čega preostaje još samo da se ubrzaju i razdvoje jezgra. Imajući u vidu da je transportni proces između mete i eksperimenta relativno kratak, ova tehnika dobijanja radioizotopa je izuzetno korisna kod kratko-živećih uzoraka. Doduše, manu ovog procesa je ta što se stvori veliki broj ionizacionih stanja, a znajući da energija jona umnogome zavisi od kinetičke energije koja se realizuje u reakciji unutar same mete, proces razdvajanja izotopa postaje ekstremno komplikovan. On se u suštini može zaobići zaustavljanjem jona u jedinici napunjenoj gasom u momentu njihovog izlaska iz mete. Pogodnim izborom gasa može se postići da joni izlaze kao jednostruko nanelektrisani joni sa minimalnim energetskim rasipanjem. U svakom slučaju, ova tehnika dobijanja radioizotopa ima izuzetno malu efikasnost, od  $10^{-4}$  do svega nekoliko procenata.

#### **4.4.4.2 Debele mete**

Ova tehnika predstavlja supotnost maločas opisane tehnike i podrazumeva upotrebu debljih meta koje se ozračuju lakim česticama visoke prodornosti, poput neutrona ili visoko-energetskih protona. Efikasnost ove tehnike je znatno veća od prethodno opisane, ali se ovde jezgra formiraju u vidu neutralnih atoma i kao takva moraju difundovati kroz odvojeni jonizator. Proces same difuzije je relativno spor, i za mete u *ISOLDE-u* je potrebno vreme od nekoliko milisekundi. Sama upotreba procesa difuzije i ionizacije ukazuju na to da efikasnost izvlačenja strogo zavisi od hemijskih karakteristika elementa koji se ispituje, pa prema tome, elementi sa veoma visokim tačkama topljenja neće difundovati iz mete. Ova hemijska zavisnost mora uvek biti restriktivnog karaktera, i ona se naime ponekad može iskoristiti kao tehnika separacije izotopa. Postrojenje koje je korišćeno u eksperimentu *NICOLE*, opisan u ovom radu, pripada grupi ”*debljih meta*”.<sup>[56]</sup>

### **4.5 Primena NMR**

Sama teorija radiofrekventnih orientacija na orijentisanim jezgrima je detaljno obrađena u prvom delu ovog rada (poglavlje 3.2, str. 85). Kada na scenu stupa eksperimentalna primena ove tehnike, javljaju se dve osnovne poteškoće:

*1. Kvalitet uzorka:*

Naime, kao što je rečeno u prethodnom poglavlju, u kristalnoj rešetki pritisci i primeće dovode do nasumičnih varijacija u jačini *hiperfinog polja* koje u kombinaciji sa spoljašnjim poljem deluje na sam uzorak. Ovi se efekti mogu minimizirati upotrebom materijala izuzetne čistoće kao matrice, kod kojih se pod sporim hlađenjem, kad god je to moguće, uklanjuju nesavršenosti u kristalnoj rešetki. Jasno je da samim tim kvalitet uzorka utiče na to kolike će nesigurnosti biti u magnetnom polju, cepanju nivoa i frekventnim rezonancama.

*2. Rezonance snage (’power resonances’):*

U zavisnosti od frekvencije zavisi i koliko će snaga radiofrekventnog polja zagrejati uzorak. Naravno, za ovo zagrevanje mogu biti odgovorni i tehnički nedostaci kao što su recimo rezonance u kablovima između *RF* (*radiofrekventnih*) generatora i kalemova, ili čak efekti stojećih talasa unutar kriostata. Bez obzira na zagrevanje uzorka, zna se da u određenim fazama temperatura ”*Cold Finger*”-a može značajno porasti. Ove rezonance snage mogu zamaskirati pravu nuklearnu rezonancu. U cilju izbegavanja loših rezultata neophodno je snimiti više setova podataka u svakoj frekventnoj tački. Onda kada je radiofrekventna modulacija isključena samo će zanemarljivo mali deo jezgara osetiti *NMR*, što za uzvrat znači da svako redukovanje anizotropije direktno proizilazi iz radiofrekventnog zagrevanja. Uporedbom dobijenih rezulata sa isključenom i uključenom modulacijom daje jasan uvid u to koje su od registrovanih rezonanci prave, a koje su lažne.<sup>[57]</sup>

## 4.6 Detektorska postavka

---

U fizici je dostupan veliki broj različitih tipova detektora zračenja, idući od jednostavnih brojača pa sve do danas kompleksnih detektora gigantskih razmara kakvi su *CMS* (*Compact Muon Solenoid*) i *ATLAS* (*A Toroidal LHC Apparatus*) u okviru *LHC* (*Large Hadron Collider*) infrastrukture u CERN-u, koji su našli široku primenu u fizici u raznim eksperimenitim. U slučaju nisko-temperaturne fizike, kao što je slučaj sa *NICOLE* eksperimentom, svega se nekoliko kanala traži za sakupljanje podataka; međutim imajući u vidu neuobičajene uslove rada ove aparature često se zahtevaju specifične karakteristike detektora kako bi oni u jednom ovakvom okruženju mogli adekvatno da rade i izbacuju dobre rezultate. Ukratko ćemo se u narednom poglavljtu upoznati sa  $\gamma$  i  $\beta$  detektorima koji su našli svoju primenu u *NICOLE LTNO* eksperimentu, i daćemo kratak uvid u njihov princip rada u jednom ovakvom okruženju.

### 4.6.1 $\gamma$ detektori

U većini slučajeva nisko-temperaturne nuklearne orientacione fizike, jedino što je potrebno su  $\gamma$  detektori velikih efikasnosti i visokih rezolucija(!). U ovu su svrhu upotrebljeni *poluprovodnički detektori*, posebno oni koji figurišu sa germanijumskim kristalima izrazito visokih čistoća (*HPGe*), imajući u vidu da  $\gamma$  kvanti (zračenje) energija većih od  $60[keV]$  sa lakoćom prolaze kroz zidove *NICOLE* eksperimentalne postavke, pa i samim tim sa lakoćom bivaju detektovani od strane ovih poluprovodničkih detektora izvan same aparature (što nije slučaj i sa  $\beta$  česticama, koje imaju znatnija ograničenja na detekciju).

U poluprovodničkim detektorima, jonizujuće zračenje se meri brojanjem oslobođenih nosioca nanelektrisanja (*elektroni* i *šupljine*) posredstvom zračenja u poluprovodničkom materijalu smeštenom između dve elektrode. Broj parova *elektron-šupljina* je direktno proporcionalan deponovanoj energiji u poluprovodničkom materijalu. Kao rezultat ovoga, određeni broj elektrona biva prebačen iz *valentne* u *provodnu zonu*, a time biva stvoren i isti broj šupljina na mestima prebačenih elektrona. Jasno je da će, kada se jedan ovakav ambijent stavi u električno polje, *elektroni* (nosioci negativnog nanelektrisanja) i *šupljine* (nosioci pozitivnog nanelektrisanja) početi da se kreću ka elektrodama odgovarajućih polariteta (elektroni ka pozitivnoj elektrodi-anodi; šupljine ka negativnoj elektrodi-katodi), što rezultuje signalom koji može biti izmeren spoljašnjim električnim kolom, opisano *Shockley-Ramo-ovom teoremom*<sup>83</sup>. Kako je poznata neophodna energija za stvaranje jedog para *elektron-šupljina* (na temperaturi od  $77[K]$  (tečni azot) dovoljna je energija  $2.93[eV]$  za stvaranje jednog para), merenjem broja stvorenih parova *elektron-šupljina* lako se može doći do vrednosti jačine upadnog zračenja. Jasno se vidi da je energija stvaranja para *elektron-šupljina* u poluprovodnicima veoma mala u poređenju sa energijom koja bi stvarala jonske parove u gasnim detektorima. Stoga, u poluprovodničkim detektorima su statističke varijacije visine signala znatno manje, dok je istovremeno energetska rezolucija znatno veća. Imajući na umu da je brzina kretanja elektrona relativno velika, vremenska rezolucija kod ovih detektora je takođe dobra.

<sup>83</sup>*Shockley-Ramo teorema* – Daje mogućnost lakog računanja trenutne električne struje indukovane kretanjem nanelektrisanja u blizini elektroda.

#### **4.6.1.1 Germanijumski detektori**

Germanijumski detektori se najčešće koriste u  $\gamma$  spektroskopiji, ali su našli primenu i u spektroskopiji rendgenskog ( $x$ ) zračenja. Dok silikonski detektori ne mogu biti deblji od svega nekoliko milimetara, germanijumski detektori nam pružaju luksuz i mogućnost merenja  $\gamma$  zračenja energija i od nekoliko [MeV], obzirom da mogu figurisati sa dosta debljim kristalima, i ovi se detektori danas nazivaju *HPGe* (*High Purity Germanium* ili *Hyper-Pure Germanium*) detektorima. Pre danas dostupnih tehnika prečišćavanja, germanijumski kristali se nisu mogli dobiti sa stepenom čistoće koja bi bila dovoljna da omogući njihovu upotrebu u spektroskopiji. Necistoće u kristalima zarobljavaju elektrone i šupljine, samim tim narušavajući rad samog detektora. Stoga su kristali germanijuma prvobitno bili dopirani litijumovim jonima, *Ge(Li)*, u cilju stavaranja unutrašnje oblasti u kojoj bi elektroni i šupljine bili u mogućnosti da dopru i stvore kontakt sa elektrodama, stvarajući time signal.

U ranim danima razvijanja germanijumskih detektora samo su mali kristali bili dostupni. Rezultat toga je bila slaba efikasnost, a i dan danas se efikasnost germanijumskih detektora navodi kao relativni odnos standardnog  $3'' \times 3''$  *NaI(Tl) scintilacionog detektora*. Danas su razvijene tehnike pripreme i obrade germanijumskih kristala, pružajući mogućnost da ovi kristali budu razvijeni u dimenzijama istih razmera ili čak većih od danas dostupnih *NaI kristala*, ali takvi detektori mogu biti izrazito skupi ( $> 110.000\$$ ).

Od 2012. godine *HPGe detektori* uobičajeno koriste litijumsku difuziju kako bi ostvarili  $n^+$  omski kontakt, i boronsku implantaciju kako bi stvorili  $p^+$  kontakt. Koaksijalni detektori sa centralnim  $n^+$  kontaktom se nazivaju još i *detektori n-tipa*, dok detektori *p-tipa* imaju  $p^+$  centralni kontakt. Debljina ovih kontakata reprezentuje "mrtav sloj" oko površine kristala unutar kog se ne registruje deponovana energija zračenjem. Tipične debljine mrtvog sloja se kreću u ospegu od nekoliko stotina mikrometara ( $\mu\text{m}$ ) za *Li* (litijumski) *difuzioni sloj*, i nekoliko desetina mikrometara ( $\mu\text{m}$ ) za *B* (boronski) *implantacioni sloj*.



Slika 52: *HPGe detektor* (Silena proizvodnja).

Glavni nedostatak germanijumskih detektora je taj da se moraju držati ohlađeni na temperaturu tečnog azota ( $77\text{[K]}$ ) kako bi mogli da rade i pruže dobre spektroskopske podatke. Na znatno višim temperaturama od ove, elektroni mogu sa lakoćom da pređu energetski procepc između valentne i provodne zone u kristalu čime postaju slobodni i na opisan način interaguju sa električnim poljem, stvarajući time previše električnog šuma čime detektor gubi svoju funkcionalnost. Hlađenjem na temperaturu tečnog azota termalni prelazi valentnih elektrona se u znatnoj meri redukuju, prilikom čega sada samo određenim pobudivanjem (npr. putem  $\gamma$  zračenja) i saopštavanjem određene energije elektronima oni bivaju u mogućnosti da pređu u provodnu zonu. Do neke mere hlađenje nije zgodno, kako su potrebni sati da bi se kristal ohladio na operativnu temperaturu pre nego što se može koristiti, prilikom čega se ne sme dozvoliti da se zagreje tokom upotrebe. *Ge(Li)* detektori koji se danas više ne koriste u znatnoj meri, nisu smeli biti zagrejani na sobnu temperaturu kako litijum ne bi napustio kristal, dok danas primenjivani *HPGe* detektori pružaju mogućnost održavanja na sobnim temperaturama kada nisu u upotrebi.<sup>[58]</sup>

#### **4.6.2 $\beta$ detektori**

Iako jezgra sa spinom  $\vec{I} = \frac{1}{2}$  ne podležu anizotropiji  $\gamma$  zračenja, ona i dalje ostaju osjetljiva na nisko-temperaturne nuklearne orientacije. U ovakvim se slučajevima orientacija može odraziti na anizotropiju  $\beta$  zračenja imajući u vidu da se parnost u slabim interakcijama ne očuvava što može rezultovati jakom asimetrijom, inače prvi put demonstrirano 1957. godine od strane Chien-Shiung Wu i njenih saradnika.

Jasno je da tip detektora koji će se koristiti za merenje  $\beta$  anizotropije u *LTNO* eksperimentima (*NICOLE*) umnogome zavisi od energetskog opsega  $\beta$  emitera, kao i od samog dizajna kriostata. Naravno, glavni faktor koji utiče na ovo jeste sredina u kojoj će se detektor nalaziti, i u kojoj treba sa adekvatnom efikasnošću da radi. Zbog ne toliko velike prodornosti, kao što je slučaj sa  $\gamma$  zračenjem,  $\beta$  čestice energija čak i od nekoliko [MeV] nisu u mogućnosti da napuste našu zapreminu uređaja za hlađenje, pa shodno tome moraju biti locirani u okviru *IVC-a* (*Inner Vacuum Chamber*), koji se nalazi na temperaturi tečnog helijuma od  $4\text{[K]}$ . Dizajn *NICOLE* sistema za hlađenje ima tu prednost jer je mnogo manje materijala dostupno između samog uzorka i spoljašnjeg dela kriostata, što daje mogućnost merenja  $\beta$  čestice energije  $E_\beta > \sim 200\text{[keV]}$  detektorima lociranim van samog kriostata.

Bez obzira na to da li će se detektori nalaziti unutar ili izvan *NICOLE* sistema za hlađenje, neminovno je da će biti pod uticajem magnetnog polja koje se koristi za polarizaciju kristalne rešetke matrice u koju se implantiraju jezgra uzorka. Ovde je važno samo da na osetljivost detektora ne utiču magnetna polja jača od  $0.5\text{[T]}$ .

#### **4.6.2.1 $\beta$ detektori na niskim temperaturama**

Imajući na umu relativno slabu protonost  $\beta$  čestica, glavni zadatak je bio pronaći detektor koji će moći da se postavi unutar samog sistema za hlađenje i da adekvatno radi i izbacuje dobre rezultate na niskim teperaturama, reda nekoliko kelvina. U ovu su se shrvu kao jedini dobri i operativni pokazali poluprovodnički detektori, gde su najzastupljeniji mali silikonski detektori, koji se ne razlikuju bitno u osnovi od maločas opisanih germanijumskih  $\gamma$  detektora. Za svrhu detektovanja  $\beta$  zračenja silikon se pokazao kao bolji izbor od germanijumskog zbog relativno slabijeg apsorbovanja propratnog  $\gamma$  zračenja, prilikom čega su danas dostupni komercijalni  $\beta$  detektori dizajnirani da rade u temperaturnom opsegu od 77[K] do 300[K]. Prilikom hlađenja ovih detektora sa temperature od 77[K] (temperatura tečnog azota) sve do 4[K] (temperatura tečnog helijuma) signal na izlazu se drastično smanjuje, što se pripisuje efektu zarobljavanja naelektrisanja (kako elektrona tako i supljina) od strane neke nečistoće ili defekta u samoj kristalnoj rešetki detektora. Na temperaturi tečnog helijuma proces otpuštanja nosioca naelektrisanje postaje izuzetno dugačak pa se stoga ovi nosioci mogu i izgubiti iz izmerenog signala. Ovde se može očekivati da se tokom eksperimenta javi određena nestabilnost signala, što se pripisuje osetljivosti ovih detektora na vibracije koje su i očekivane obzirom da su ovi detektori locirani blizu relativno jakog polarizujućeg magneta, gde sama priroda materijala na ovako niskim temperaturama otežava mogućnost izolacije izvora vibracija.

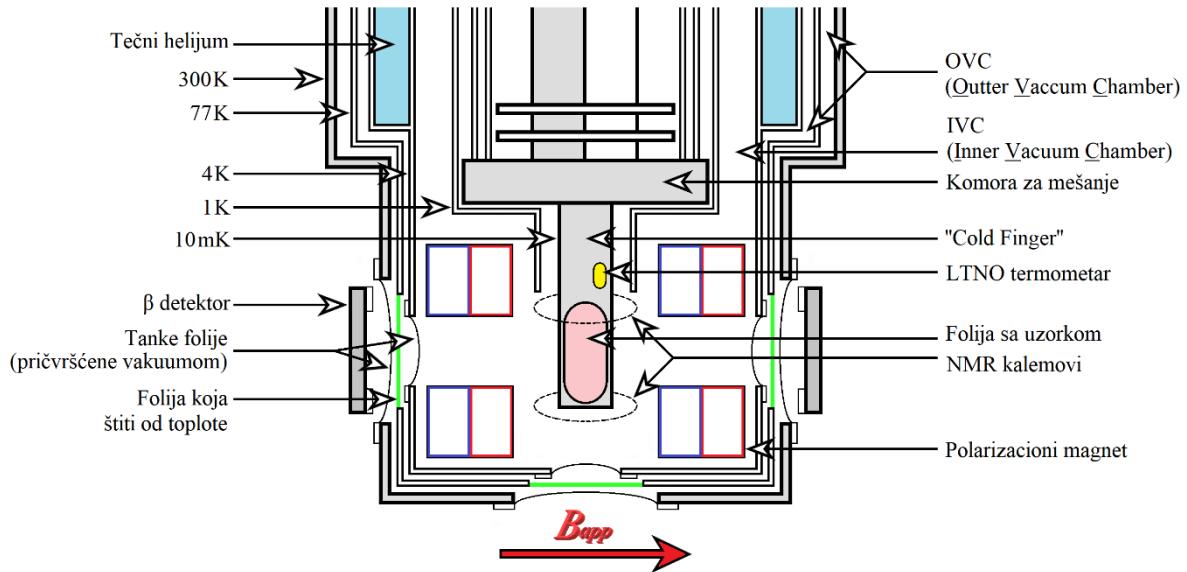
Pored ovoga su takođe tokom eksperimenta uočene i varijacije u osetljivosti u intervalu merenja od nekoliko sati, za šta se pretpostavlja da je prouzrokovano zarobljenim nosiocima nanelektrisanja u centrima zahvata. Kako se ovako zahvaćeno nanelektrisanje vremenom samo nadograđuje, jačina polja unutar poluprovodnika se efektivno smanjuje čime se i efikasnost sakupljanja nanelektrisanja redukuje.

Pod nisko-temperaturnim okolnostima kao u *NICOLE* eksperimentu, mnogo su se bolje pokazale silikonske diode kada se iskoriste kao detektori čestica. Ove se diode montiraju u IVC komori na temperaturama od oko 4[K], prilikom čega se čestice detektuju preko direktnе interakcije sa silikonom. U svakom slučaju, većina dioda je osetljivo na interakcije  $\beta$  čestica, ali kada se upotrebe fotodiode prednost je ta što se one prave u znatnijim dimenzijama čime pružaju bolju efikasnost; fotodiode su takođe dosta jeftinije od poluprovodničkih detektora, što predstavlja još jednu prednost njihove upotrebe za ovu svrhu.

Najveći broj komercijalno dostupnih silikonskih fotodioda imaju silikonski sloj debljine 300[ $\mu m$ ], koji nije dovoljan da se zaustave  $\beta$  čestice na energijama većim od 230[keV]. Zbog toga ovi detektori nisu pogodni za dobijanje korisnog energetskog  $\beta$  spektra. Bilo kako bilo, fizika koja leži iza  $\beta$  raspada umnogome otežava razdvajanje kanala raspada time što dovodi do odsecanja delova  $\beta$  spektra, pa sam gubitak nije značajan. U eksperimentima u kojima se traga za rezonancom postoji samo jedan bitan uslov, a to je da promena odbroja koju izaziva NMR bude vidljiva iznad statičkog fona, dok se energetska rezolucija ne postavlja kao zahtev.

#### 4.6.2.2 $\beta$ detektori na sobnim temperaturama

Između "Cold Finger"-a i okolne atmosfere *NICOLE* sistema za hlađenje ima mali sloj apsorbujućeg materijala. Tzv. "prozori" su usečeni u zivode vakuumskih komora oko "Cold Finger"-a, i zalepljeni su veoma tankim slojem aluminijuma ( $100[\mu\text{m}]$ ). Dva sloja aluminijuma debljine  $100[\mu\text{m}]$  apsorbuju  $\beta$  čestice energije od  $190[\text{keV}]$  ili manje;  $\beta$  čestice sa većim energijama mogu izaći i mogu se detektovati detektorima koji se nalze izvan kriostata.



Slika 53: Dijagram donjeg dela *NICOLE* kriostata sa postavljenim  $\beta$  detektorima.<sup>[60]</sup>

Do sada svi pomenuti problemi, koji se javljaju usled rada detektora na niskim temperaturama, dovode do toga da je koncept postavke detektora koji rade na višim temperaturama veoma poželjan. *NICOLE* sistem hlađenja je dizajniran tako da pruža mogućnost postavljanja  $\beta$  detektor izvan IVC-a, na temperature od  $77[K]$  do  $300[K]$ . Na sobnim je temperaturama dostupno znatno više različitih tipova  $\beta$  detektor.<sup>[59]</sup>

## 4.7 Priprema NICOLE aparature

Na osnovu do sada iznetih teorijskih i tehničkih činjenica vezanih za *LTNO* eksperimente, kakav je i *NICOLE*, veoma lako možemo zaključiti da ovi eksperimenti po prirodi mogu biti veoma surovi i nezahvalni ukoliko im se ne pristupi na adekvatan način, dok sa druge strane ukoliko se njima rukovodi sa odgovarajućom veštinom, ovi nam eksperimenti mogu pružiti informacije o nekim od najfundamentalnijih osobina izučavanih jezgara koje mogu biti od izuzetne važnosti za dalji razvoj nuklearnih modela, kao i samog shvatanja nukleane fizike onakve kakvu je mi danas spoznajemo.

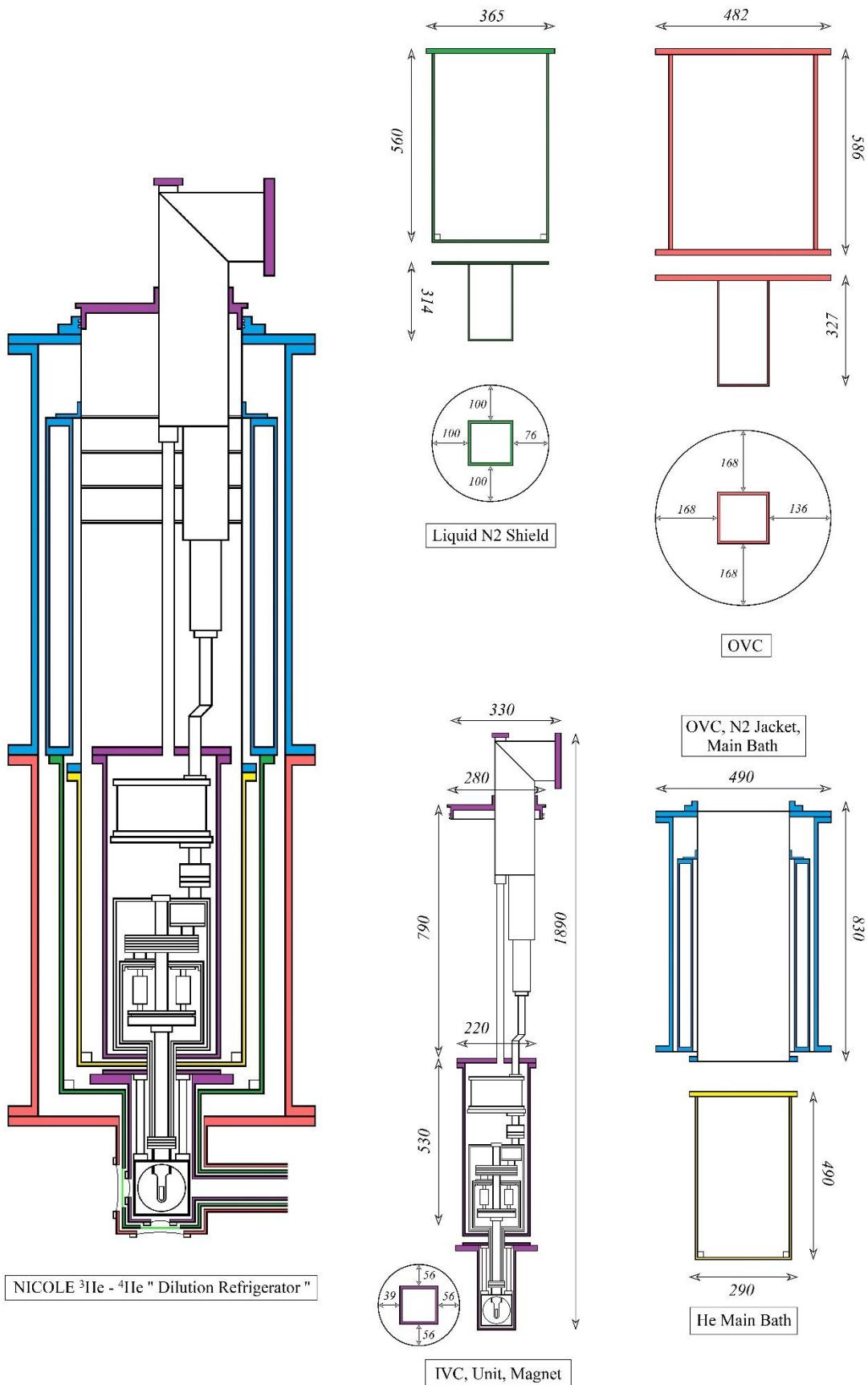
U ovom, ujedno i poslednjem, delu rada, na jedan lep i zanimljiv način će biti opisana priprema *NICOLE* aparature za eksperiment, kako bi se čitaocu dao bolji uvid i shvatanje uslova koji se žele i koji se imaju za cilj postići kako bi *LTNO* eksperiment bio sposoban da na zadovoljavajući način omogući željene i validne informacije.

### 4.7.1 Opis NICOLE aparature

Osnovne komponente kao i princip rada  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  "dilution refrigerator"-a detaljno je opisan u poglavlju 4.2.1 (str. 111), pa ćemo se shodno tome u ovom delu rada fokusirati samo na delove i komponente po kojima se *NICOLE* "fridge" (radi jednostavnosti, u nekim delovima teksta ćemo "dilution refrigerator" oslovljavati samo sa "fridge"; ovo se uglavnom podrazumeva na *NICOLE*-ov sistem hlađenja) ističe i razlikuje od drugih. Naime, najbitnija karakteristika po kojoj se *NICOLE* razlikuje od komercijalno dostupnih "dilution refrigeratora"-a jest ta, da je *NICOLE* "fridge" dizajniran da omogući i pruži rad sa direktnim kuplovanjem, tj. vezivanjem za snop, po čemu se njegov donji deo znatno razlikuje od komercijalno dostupnih "fridge"-eva. Ovo se može lako uočiti na *slici 51* i *53*, gde su ilustrovani "bočni prozori" za detektore kao i samo mesto kuplovanja na snop (snop *PSB-a*). Na *slici 54* dat je šematski prikaz osnovnih delova *NICOLE* sistema za hlađenje, kao i njihove orijentacione dimenzije, kako bi se čitaocu pružio bolji uvid u fizički opis ove aparature. Glavne komponente, tj. delovi, kao i oblasti koje ove komponente ograničavaju su pre svega:

1. "Spoljašnja Vakuumska Komora" (OVC eng. "Outer Vacuum Chamber");
2. "Unutrašnja Vakuumska Komora" (IVC eng. "Inner Vacuum Chamber");
3. "Glavno Kupatilo" (eng. "Main Bath");
4. "Nitrogen Jackets".

Naime, ove komponente imaju različite funkcije u različitim stadijuma pripreme opreme, što će u naredom delu ovog poglavlja detaljno biti izloženo i opisano uz davanje adekvatnih informacija o vrednostima pritisaka i temperatura koje se za cilj imaju obezbediti u različitim stadijumima pripreme.



Slika 54: Šematski prikaz komponenti NICOLE uređaja za hlađenje.

## 4.7.2 "Start-up" proces

Sasvim jasno, kao i svaki drugi eksperiment u fizici, pre same pripreme aparature za eksperiment, neophodno je odraditi i "pripremu pripreme", kako bi se osiguralo da je sve na svom mestu, čime se uspostavlja prvi zid odbrane ukoliko se negde javi problem. Jedna od ključnih komponenti u figurisanju *NICOLE* aparaturom, koja je do sada u samo jednom navratu pominjana, jeste uređaj koji nazivamo "*detektor curenja (vakuma)*" (LD – eng. "*Leak Detector*"). Naime, bez ovog uređaja *NICOLE* eksperiment ne bi tek tako lako video svetlo dana, ili možda čak i bi, ali uslovi rada bez ovog detektora bi bili izuzetno otežani. Kako mi konstantno radimo sa veoma visokim vakuumima (veoma niskim pritiscima reda i do  $\sim 10^{-7}$  [mbar]), veoma je korisno posedovati ovaj detektor, kako on sam u sebi sadrži pumpu sposobnu za dobijanje viših vakuma unutar njegove sopstvene komore, pa shodno tome nam može i pružiti informaciju ukoliko u odnosu na njegovu kalibriranu vrednost "curenja", curenje vakuma u nekom određenom delu aparature stvarno i postoji.

**NAPOMENA:** Ne treba mešati pojmove vakuma i pritisaka, jedno je suprotno drugome; Kako pritisak opada, tako i vakuum uslovno "raste"(!).

Potreba za ovako visokim vakuumima leži u činjenici da tokom samog procesa pripreme aparature za eksperiment, sa velikom sigurnošću mora biti osigurana eliminacija bilo kakvih potencijalnih "nečistoća", jer one mogu uspostaviti termalni kontakt tamo gde ga ne bi smelo biti, što u krajnjem rezultatu rezultuje zagrevanjem aparature (čak i mali porasti temperature su neoprostivi, imajući na umu da se ovde pokušavaju postići milikelvinski temperaturni intervali, i isti se pokušavaju održavati duži vremenski period). "*Leak Detector*" koji smo mi koristili prikazan je na *slici 55* (obratiti pažnju na *sliku 56*, gde se vidi da "*Leak Detector*" ima svoju *liniju pumpanja* koja se može dovesti u vezu sa svim ostalim komorama *NICOLE* aparature).

Za ispumpavanje, tj. stvaranje vakuma u komorama *NICOLE* sistema, koriste se rotacione pumpe na struju. Ove pumpe su dovoljno snažne da izvuku nama neophodan vakuum i svaka je zadužena za određenu komoru pa se shodno tome koristi više pumpi ovog tipa (naravno, uvek pre upotrebe treba proveriti nivo ulja u ovima pumpama(!)). Takođe, pored ovih "uobičajenih" pumpi, koristi se i turbomolekularna pumpa<sup>84</sup>.

Pre samog uključivanja glavnog napajanja na struju, takođe treba otvoriti vodenu liniju hlađenja tako što se ventil (leptir ventil; na  $0^\circ$  je u potpunosti zatvoren, na  $90^\circ$  je 100% otvoren) *povratne linije* u potpunosti otvori, dok se ventil *dovodne linije* ne sme u potpunosti otvoriti (otvara se samo za  $30 - 45^\circ$ ; veće otvaranje bi moglo rezultovati određenim curenjem vode na ulazu "*dilution*" jedinice hlađenja(!))! Nakon omogućavanja *dovodne vodene linije* hlađenja kao i prethodna provera nivoa ulja u rotacionim pumpama, *NICOLE* aparatura se može konačno uključiti na struju (koja ima svoju posebnu liniju napajanja).

<sup>84</sup>Turbomolekularna pumpa (TMP – eng. "*Turbo-molecular Pump*") – Pumpa koja za cilj ima dobijanje veoma visokog vakuma i održavanje istog, i koja u principu radi na činjenici da se molekulima gasa može pridružiti određeni impuls u željenom pravcu ponavljanim sudarima sa pokretnom čvrstom površinom; Naime, u ovoj pumpi postoji jedan brzo-rotirajući "ventilator" koji udara u molekule gasa sa strane ulaza pumpe prema njenom izlazu, i na taj način stvara i održava visok vakuum.

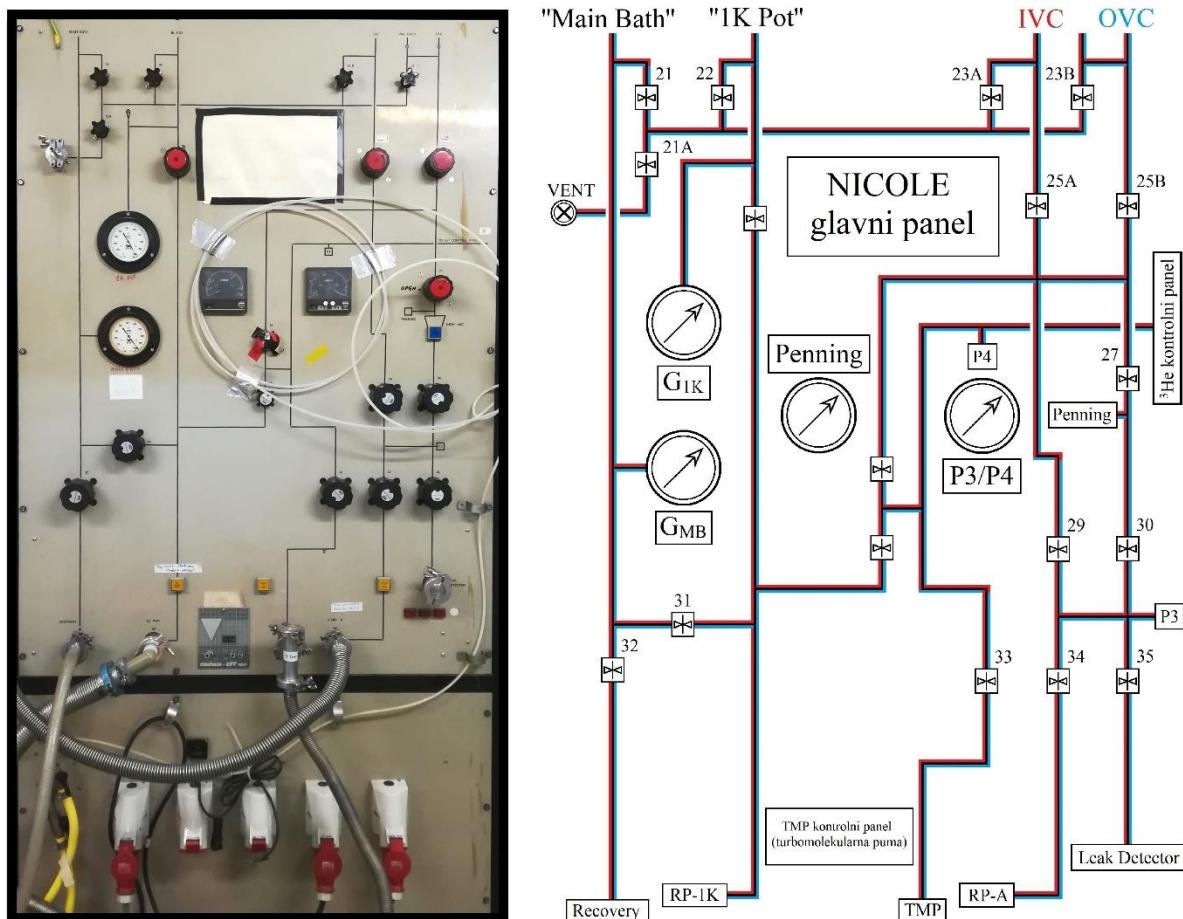


Slika 55: "Leak detector" (LD).

Naime, sada sleduje vakuumiranje komora. Prvo se vakuumira *OVC* komora upotrebotom „rotacione pumpe“  $\Delta$  (*RP-A*). Direktno pumpanje vakuma *OVC-a* se ne može odmah započeti, već se mora u ranijim delovima aparature osigurati adekvatan vakuum (pritisak) postepenim otvaranjem ventila *V34* (kojim se praktično prvobitno pravi vakuum u pumpi i njenoj dovodnoj liniji; ovaj vakuum bi trebao biti reda  $0.1[mbar]$  ili manji), a potom i ventila *V29* i *V25*, kao i ventila *HV-OVC* (koji se nalazi na gornjem delu aparature; „*Top-Loading*“; ovaj se ventil može uočiti na *slici 59*, desna slika, donji deo, str. 151) prilikom čega se pokreće proces vakuumiranja *spoljašnje vakuumske komore* (*OVC*) pomoću rotacione pumpe *RP-A*. Po dostizanju pritiska reda  $0.1[mbar]$  u *OVC-u*, zatvaraju se prethodno otvoreni ventili (*V29* i *V25*), prilikom čega prestaje proces ispumpavanja vakuma rotacionom pumpom *RP-A*; sada sleduje otvaranje ventila *V30* i pokretanje prethodno opisane turbomolekularne pumpe (*TMP*), čime počinje pumpanje visokog vakuma na ulazu u *OVC-a* (ovde treba pratiti pritisak na „*Penning*“ meraču).

Prilikom dostizanja pritiska reda  $\sim 10^{-4}[mbar]$  na „*Penning*“-u, polako treba otvoriti ventil *V27* (NAPOMENA: Ovaj ventil je ventil „leptir“ tipa, pa se stoga naglo otvara; treba voditi računa i pažljivo i polako ga otvarati(!); pre otvaranja ovog ventila treba proveriti da li su zatvoreni ventili *V25A* i *V25B*, kako ovi ventili predstavljaju direktnu vezu „*Penning*“-a i sa *OVC* i *IVC* komorama). Za kraj treba otvoriti maločas pomenute ventile, *V25A* i *V25B* nakon polakog otvaranja ventila *V27*, prilikom čega se uspostavlja „ispumpavanje“ vakuma iz ovih komora (*OVC* i *IVC*) turbomolekularnom pumpom (*TMP*). Pritiske treba pomno pratiti na meraču *P4*. Preostaje samo još da se čeka da se uspostavi adekvatan vakuum u ovim komorama (pritisak bi trebao biti reda  $\sim 10^{-5}[mbar]$ ); ukoliko pritisak stane na vrednosti negde od oko  $\sim 2 \times 10^{-4}[mbar]$  znači da negde u sistemu postoji curenje i da se željeni vakuum ne može postići(!). Treba samo još imati na umu da kako je *OVC* komora daleko veće zapremine od *IVC* komore, potreban je i duži vremenski period kako bi se željeni vakuum mogao postići unutar ove komore.

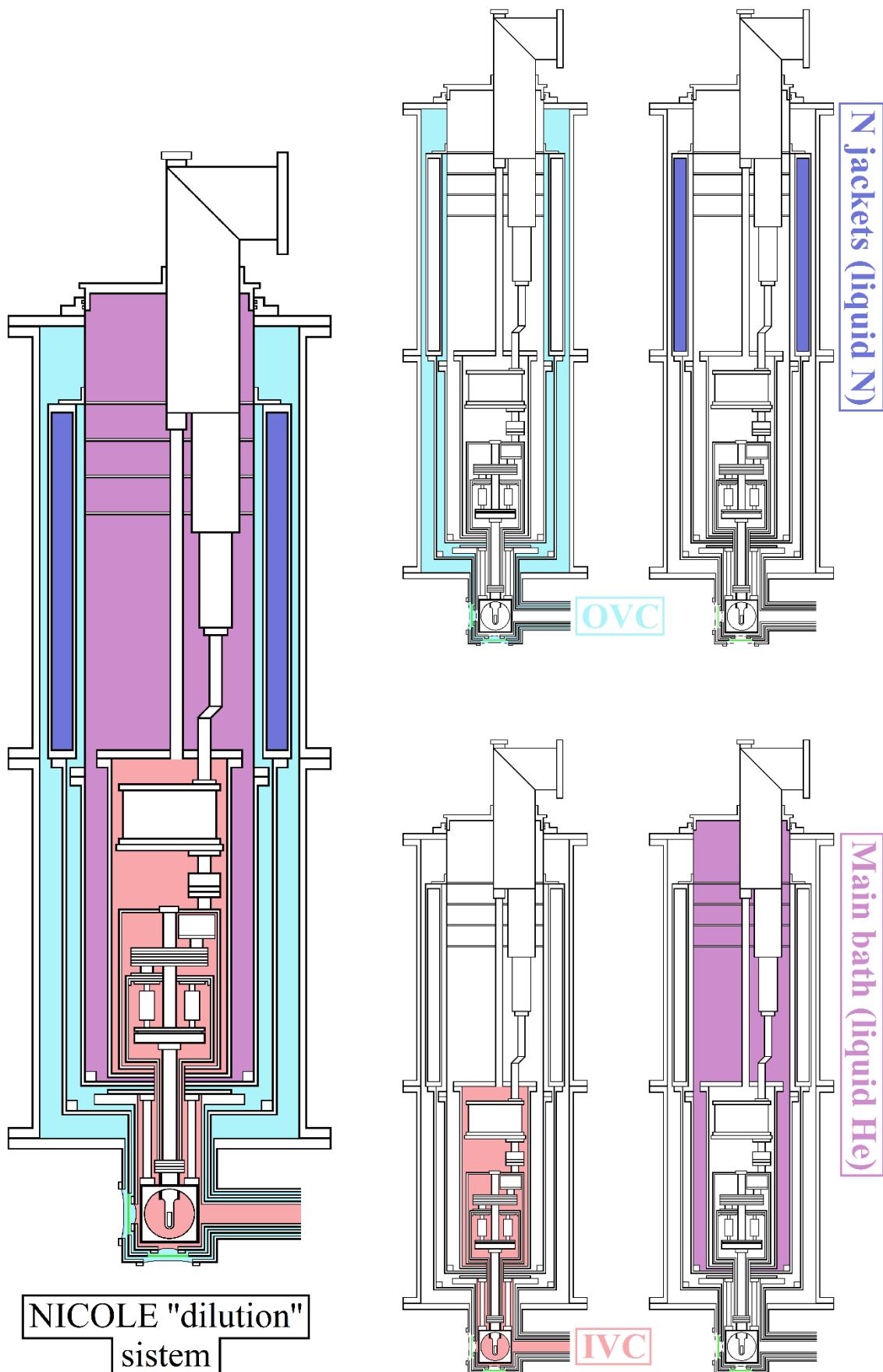
Ovim je završen "start-up" proces, a pre samog procesa upumpavanja tečnog azota i helijuma u cilju hlađenja preostaje još samo da se kao mera predostrožnosti proveri kvalitet dobijenog vakuma pomoću cikličnog procesa "Leak Detector"-a (slika 55, desna slika, donji desni ugao, "Cycle" komanda). Kako bi se čitaocu omogućilo bolje shvatanje rada na ovoj aparaturi, na *slici 56* dat je šematski prikaz konekcionih linija između komora na glavnom panelu *NICOLE* sistema, kao i ventila koji povezuju ove linije.



Slika 56: Glavni panel *NICOLE* sistema hlađenja.

#### 4.7.3 Pumpanje tečnog azota i helijuma; cirkulacija $^3\text{He}$ gasa

Sasvim je evidentno da radimo sa jednom veoma kompleksnom spravom sačinjenom od dobro izolovanih komora, pa prema tome "brzo hlađenje na temperaturu tečnog helijuma prostim upumpavanjem istog" ne bi tek tako jednostavno pošlo za rukom. Naime, cela aparatura se mora postepeno hladiti, polazeći od temperature tečnog azota ( $77\text{[K]}$ ) pa sve do temperature tečnog helijuma ( $4\text{[K]}$ ), a potom i milikelvinskih temperatura cirkulisanjem  $^3\text{He}$  gasa. Da bi se bolje razumeo cilj koji se želi postići, na *slici 57* ilustrovane su komore *NICOLE* aparature koje igraju ključnu ulogu u procesu hlađenja. (Teorijska postavka dobijanja milikelvinskih temperatura opisana je u poglavlju 4.2.1.1, str. 112; dok je poglavlјem 4.2.1.3, str 116, detaljno obrađena tema "dilution" jedinica.)



Slika 57: Komore NICOLE ''dilution'' sistema.

#### **4.7.3.1 Proces punjenja tečnim azotom**

Temperatura tečnog azota ( $77[K]$ ) predstavlja *polaznu temperaturnu tačku* u procesu hlađenja na milikelvinski opseg unutar *NICOLE* sistema. Naime, hlađenje se vrši postepeno, od *”unutra ka spolja”*, pa se shodno tome azot prvenstveno pumpa u *”Main Bath”*, kako bi se unutrašnja jedinica sistema ohladila na temperaturu od  $77[K]$ . Pre samog procesa pumpanja tečnog azota neophodno je staviti malu količini azot gasa<sup>85</sup> unutar *IVC* komore, kako bi se ostvario bolji termalni kontakt između *”Main Bath”*-a i glavne *”dilution”* jedinice koja se nalazi u samom srcu *NICOLE* sistema, tj. u centru *IVC* komore, čime se ubrzava toplotni transfer, a samim tim i hlađenje *IVC* komore i njenih komponenti. Ova mala količina azot gase se u *IVC* komoru stavlja povezivanjem *”balona”* (*slika 58*) na *VENT2*, nakon čega se otvaraju ventili *V21A* i *V23A* (NAPOMENA: Ventil *V25A* mora prethodno biti zatvoren, kako bi se *IVC* komora izolovala od ostalih komora sistema; *slika 56*).



*Slika 58:* Stavljanje azot gase u *IVC* (leva strana slike);  
Otvaranje helijum dovodne linije (desna strana slike).

Po samom procesu pumpanja tečnog azota u *”Main Bath”* takođe treba i otvoriti *dovodnu helijum liniju* za *”Main Bath”* i *”IK Pot”*, a takođe treba otvoriti i *”Recovery”* liniju, kao i ventil *V32*. Ovim je omogućen slobodan izlaz azot gase iz *”Main Bath”*-a, imajući na umu činjenicu da tečni azot u normalnim uslovima ima visoku stopu evaporacije. Ukoliko se višak evaporisanog azot gase ne bi eliminisao iz sistema, došlo bi do porasta pritiska unutar *”Main Bath”* komore, što bi moglo rezultovati oštećenjem iste. Onda kada su svi ovi koraci ispunjeni, djuar sa tečnim azotom (*slika 59*) se kupljuje silikonskom cevi sa *azotovim ulazom* (eng. *”Nitrogen Inlet”*) *”Main Bath”*-a, nakon čega se ventil djuara polako otvara prilikom čega počinje proces upumpavanja tečnog azota. Nakon dostizanja želenog nivoa tečnog azota u *”Main Bath”*-u (uglavnom je je to negde oko  $2/3$  zapremine *”Main Bath”*-a) čeka se nekih sat vremena kako bi se unutrašnjost *NICOLE* sistema, tj. *IVC* komora ohladila na temperaturu tečnog azota. Po završetku ovog procesa je potom neophodno transferovati tečni azot iz *”Main Bath”*-a u *”Nitrogen Jackets”*, kako bi se *”Main Bath”* ispraznio i omogućio dalje pumpanje tečnog helijuma.

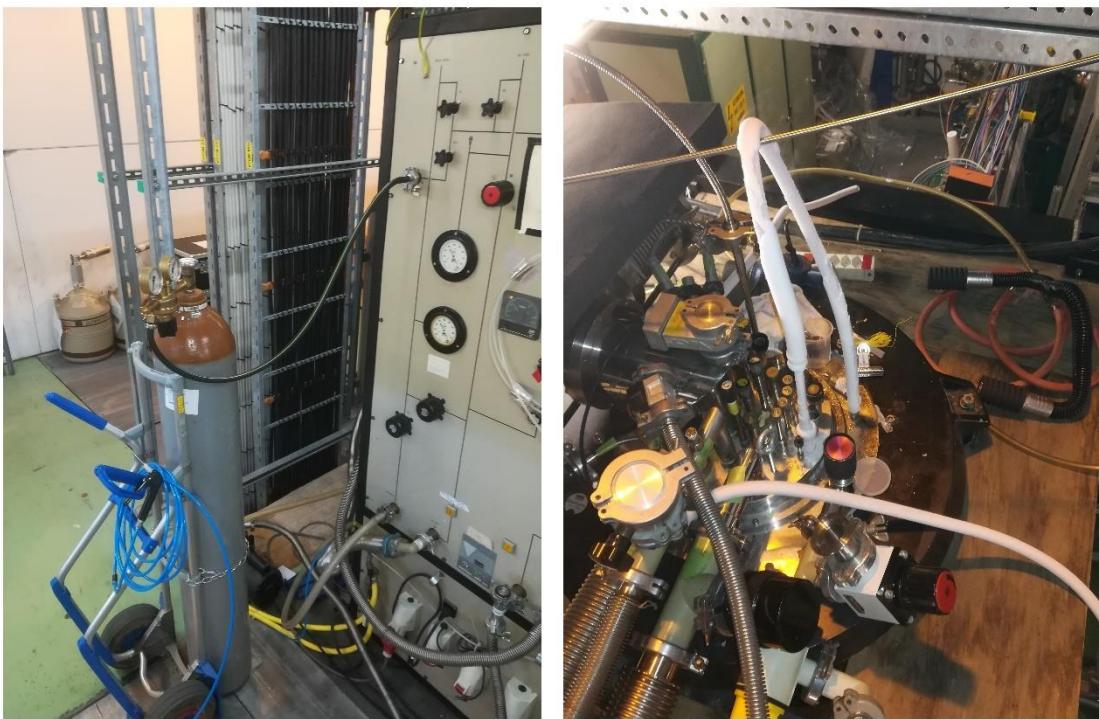
<sup>85</sup>Ovaj gas oslovljavamo kao *”exchange gas”*, jer za ulogu ima brže postizanje hlađenja okolnih delova sistema uspostavljanjem termalnog kontakta između njih.



*Slika 59:* Proces punjenja "Main Bath"-a tečnim azotom; Na slici su prikazani: djuar sa tečnim azotom (srednja slika), kuplovanje na djuarov ventil (leva slika) i kuplovanje na azotov ulaz ("Nitrogen Inlet") "Main Bath"-a.

Nakon hlađenja IVC komore na 77[K], tečni azot sada treba transferovati iz "Main Bath"-a u "Nitrogen Jackets" (koji do kraja eksperimenta predstavljaju 77[K] štit, tj. "Nitrogen Shield"), gde on i ostaje sve do završetka eksperimenta. Naime, ovaj proces prebacivanja azota iz jedne u drugu komoru je relativno jednostavan i svodi se na potiskivanje pomoću helijum gasa. Prevashodno treba ispumpati azot gas koji se prethodno nalazio u IVC komori, što se postiže upotrebom rotacione pumpe RP-1K. Potom sledi kuplovanje "Main Bath"-a sa "Nitrogen Jackets"-om sa gornje strane aparature (*slika 60*). Na VENT2, na koji je prethodno bio namontiran balon sa azot gasom, se sada vezuje boca sa helijum gasom koja za cilj ima da potiskivanjem prebaci tečni azot iz komore "Main Bath"-a u komoru "Nitrogen Jackets". Naravno, prilikom ovoga treba zatvoriti "Recovery" liniju, kao i otvoriti ventile V21 i V21A, čime se uspostavlja direktna veza VENT2 sa "Main Bath"-om, a ujedno i zatvara mogući izlaz gase čime bi proces transfera bio neefikasan (ovaj se efekat može postići i zatvaranjem ventila V32, ali se iz praktičnih razloga "Recovery" fizički zatvara; sasvim je jasno da prilikom ovoga ventil V31 mora biti zatvoren(!)).

Potom se otvara boca sa helijum gasom prilikom čega se započinje transfer tečnog azota. Bitno je još naglasiti da su i "Nitrogen Jackets" tokom ovog procesa otvoreni, kako bi višak evaporisanog azota imao gde da izade. Nakon potpunog transfera azota, vrši se još dodatno dopunjavanje "Nitrogen Jackets"-a sa ostatkom neophodnog tečnog azota, prilikom čega se može započeti pumpanje tečnog helijuma u sada prazan "Main Bath".



Slika 60: Proces transfera tečnog azota iz ''Main Bath''-a u ''Nitrogen Jackets''.

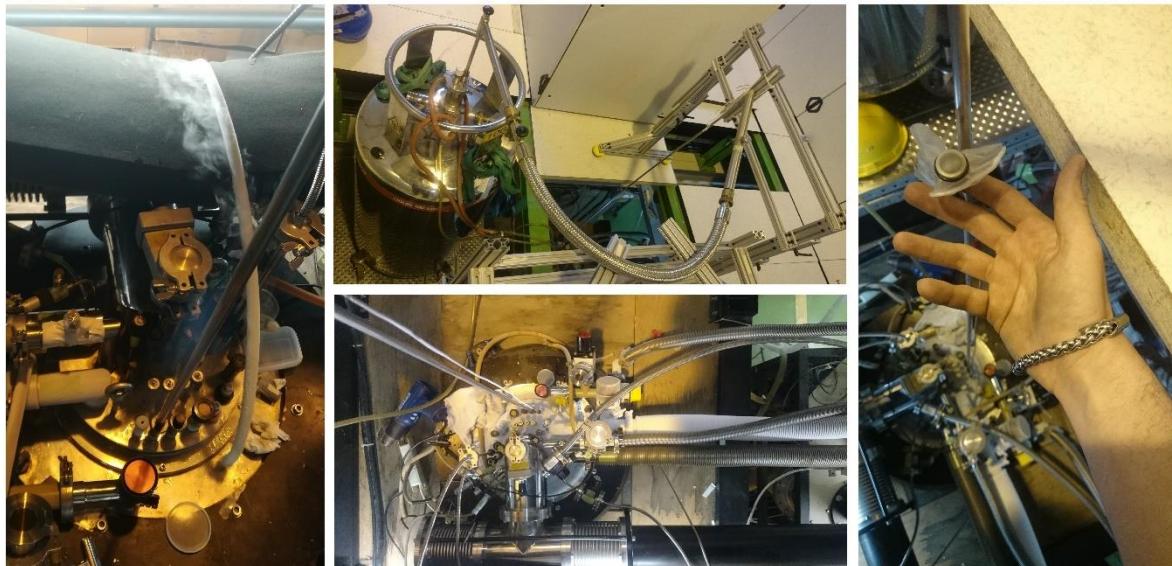
#### **4.7.3.2 Proces punjenja tečnim helijumom i cirkulacija $^3\text{He}$ gasa**

Po završetku prebacivanja tečnog azota, unutrašnji delovi *NICOLE* sistema (*IVC* komora, kao i glavna ''*dilution*'' jedinica unutar nje) se nalaze na temperaturi tečnog azota od  $77\text{[K]}$ . Sada se pre samog pumpanja tečnog helijuma u ''*Main Bath*'' ponavlja isti postupak sa ''*exchange gas*''-om kao i u slučaju pumpanja tečnog azota, s tim da se sada ne može koristiti azot gas (koji se inače dosta lakše ''ispumpava'' iz komora) obzirom da tečni helijum na atmosferskom pritisku ključa na  $4\text{[K]}$ , pa bi shodno tome došlo do kondenzacije ovog gasa unutar *IVC* komore (u slučaju pumpanja tečnog azota može se koristiti helijum gas kao termalni kontakt, ali se iz praktičnih razloga ne koristi jer je potrebno dosta više vremena za njegovo ispumpavanje). Stoga se kao ''*exchange gas*'' u ovom slučaju koristi helijum gas koji se na sličan način stavlja u *IVC* komoru (naime, može se pristupiti istom principu kao i sa azot gasom preko ''*balona*'', a u ovu se svrhu može iskoristiti i već kuplovana boca helijum gasa da se preko ''*IK Pot*''-a stavi mala količina helijum gasa u *IVC* komoru).

Nakon upumpavanja ''*exchange gas*''-a u *IVC* komoru, pre samog procesa pumpanja tečnog helijuma u ''*Main Bath*'' neophodno je još pripremiti transferne linije za tečni helijum. Naime, ove transferne linije, tj. cevi, su sačinjene od dve koaksijalne cevi jedna unutar druge, prilikom čega se mora ''ispumpati'' vakuum između njih, da bi se sprečilo momento zaledivanje spoljašnjih zidova ovih cevi (imati na umu da je tečni helijum daleko ''hladniji'' od tečnog azota, i da ima znatno veću stopu evaporacije; takođe je veoma skup i komplikovan za proizvodnju, zbog čega su i sačinjene *povratne ('Recovery')* linije, kako bi se evaporisan helijum skladištilo i ponovo proizvodio u fluidnom stanju, čime se gubici znatno smanjuju).

Nakon pripreme transfernih cevi, vrši se njihovo kuplovanje sa ''*Main Bath*''-om, prilikom čega se započinje pumpanje ''*Main Bath*''-a tečnim helijumom, a ujedno sa time i vrši hlađenje IVC komore na temperaturu od 4[K] (NAPOMENA: Pre svega ovoga treba obavezno proveriti da je *povratna* (''*Recovery*'') *helijum linija* kuplovana sa sistemom(!)). Jasno je da *OVC* komora u ovom stadijumu mora biti što je bolje vakuumirana, kako bi se termalni kontakt ''*Nitrogen Jackets*''-a i ''*Main Bath*''-a doveo na apsolutni minimum (u protivnom, tečni helijum bi znatno ''osetio'' temperaturu tečnog azota i stopa evaporacije helijuma bi bila enormna, a samim tim bi se i gubio željeni efekat hlađenja(!)). Postoji merač nivoa tečnog helijuma u ''*Main Bath*'' komori, koji upotrebom jednostavnog principa otpora može precizno da odredi nivo tečnog helijuma. Međutim, pored ovog merača, nivo tečnog helijuma se može proveriti i upotrebom ''*Dipstick*''-a, koji se inače koristi i za proveru nivoa tečnog helijuma unutar njegovog djuara.

Naime, metoda upotrebe ''*Dipstick*''-a u proveri nivoa tečnog helijuma leži u jednostavnoj činjenici stvaranja termalnog gradijenta unutar cevi ''*Dipstick*''-a, koji dovodi do termalnih oscilacija koje se veoma jednostavno osete vibracijom membrane na njegovom vrhu. Frekvencija oscilacija kada je donji deo ''*Dipstick*''-a u tečnom helijumu je dosta manja u poređenju sa frekvencijom kada je donji deo nešto iznad površine tečnosti tj. u veoma hladnom gasu na samoj površini tečnosti, što nam dozvoljava jednostavno i relativno precizno određivanje nivoa tečnog helijuma. Ceo se proces provere nivoa svodi na umetanje ''*Dipstick*''-a skroz u tečnost, a potom laganim podizanjem i držanjem kažiprsta na membrani se pokušava ustanoviti u kom trenutku će oscilacije tj. vibracije na membrani postati znatnije, što predstavlja graničnu površinu tečnosti i gasa(!). Po završenom procesu punjanju helijuma ''srce'' *NICOLE* sistema se nalazi na temperaturi tečnog helijuma, tj. 4[K].



*Slika 61:* Prikaz procesa punjenja ''*Main Bath*''-a tečnim helijumom, kao i istovremeno dopunjavanje ''*Nitrogen Jackets*''-a tečnim azotom (leva strana slike); Na slici je takođe prikazan i ''*Dipstick*'', kojim se proverava nivo tečnog helijuma. (NAPOMENA: Tečni helijum se puni do nekih 60 – 75% ukupne visine ''*Main Bath*''-a)

Sada još samo preostaje cirkulacija  ${}^3\text{He}$  gasa, prilikom čega se, prethodno detaljno opisano u poglavlju 4.2.1.1 (str. 112), unutar komore za mešanje stvaraju koncentrovana i razređena tj. "dilution" faza helijuma, gde prilikom prelaska  ${}^3\text{He}$  iz jedne faze u drugu dolazi do oslobođanja toplote na graničnoj površini ove dve faze što u krajnjem rezultuje dodatnim hlađenjem sistema. Treba se podsetiti (poglavlje 4.2.1.3, str. 116) da se sa *cirkulacionom stopom* ne utiče na to do koje će se temperature ceo sistem spustiti. U ovu se svrhu mora koristiti helijum gas  ${}^3\text{He}$  izuzetne čistoće, a samu ulogu prečišćavanja igraju "LN2 Traps", koje za cilj imaju da zadrže bilo kakvu potencijalnu nečistoću koja bi mogla završiti unutar sistema i time znatno narušiti njegove performanse.

Ovako niske milikelvinske temperature se mogu održavati i duži vremenski period, što jasno ukazuje na to da je neophodno konstantno dopunjavanje sistema tečnim helijumom i azotom. Uzorak se veoma lako dovodi na ovu postignutu milikelvinsku temperaturu kuplovanjem sa prethodno pominjanim "Cold Finger"-om (slika 43), sačinjenim od bakra, koji je izuzetno dobar termalni provodnik. Ovime je ispunjen uslov izuzetno niskih temperatura neophodnih za adekvatne *LTNO* eksperimente.

Po samom završetku eksperimenta jasno je da sistem treba vratiti nazad u početno stanje, što se relativno jednostavno izvodi. Naime, proces se radi "unatrag" od trenutno opisanog, pa se prema tome sistem prvenstveno treba dići na temperaturu tečnog helijuma od 4[K], a potom na temperaturu tečnog azota od 77[K], i za kraj na sobnu temperaturu. Za kraj ćemo samo još naglasiti da je ovde opisana metoda postizanja milikelvinskih temperatura data u veoma pojednostavljenom i idealnom slučaju, gde je mnogo "međukoraka", kao što su to na primer provere kvaliteta vakuma u pojedinim stadijumima, zanemareno. Sasvim je jasno, da se rad sa ovako kompleksnom i osetljivom aparaturom u ekstremnim uslovima ne može uvek idealno izvršiti, a i najmanji propusti mogu koštati mnogo vremena i truda zbog čega se ovoj tehničici mora pristupiti sa izuzetnom opreznošću i koncentracijom.

---

## Zaključak

---

Veoma je lako zaključiti, na osnovu do sada iznetih činjenica, da je *NICOLE* eksperiment jedan veoma kompleksan i zahtevan, ali sa druge strane i veoma precizan eksperiment. *NICOLE* može izmeriti *magnetne dipolne momente* sa izuzetno visokom tačnošću (i do  $10^{-3}$ ), što ga čini (generalno, eksperimente nisko-temperaturnih nuklearnih orientacija) veoma korisnim u svrhu dobijanja preciznih vrednosti ovih momenata. Egzaktne vrednosti *magnetnih dipolnih momenata* (ali i ostalih nuklearnih momenata koji mogu biti određeni ovom metodom) su od izuzetne važnosti jer mogu dalje biti iskorišćene za dodatno i bolje "podešavanje" talasnih funkcija i operatora koji karakterišu određene interakcije i stanja.

Naime, kako bi se ovi eksperimenti izveli u cilju izbacivanja konzistentnih i validnih željenih informacija, nailazi se na dve tehničke poteškoće prilikom dobijanja adekvatne nuklearne polarizacije, koja predstavlja polaznu tačku u ovim eksperimentima. Prva poteškoća predstavlja potrebu za veoma jakim magnetnim poljima, reda nekoliko desetina, pa čak i stotina [ $T$ ] (kako bi se spinovi ispitivanih jezgara "oborili" na adekvatan način), dok drugu poteškoću predstavlja neophodnost za izuzetno niskim temperaturama, milikelvinskog reda ( $\sim [mK]$ ) (kako bi se termalna kretanja svela na absolutni minimum, čime se redukuje narušenje anizotropije u registrovanom zračenju, ali prvenstveno čime bi se postigla nejednakost naseljenosti podnivoa koji se javljaju uz prisustvo magnetnih polja, što u direktnoj posledici rezultuje početnom anizotropijom).

Potreba za jakim magnetnim poljima je ispunjena upotrebotom, ili pak "eksploatacijom", karakteristika feromagnetičnih materijala, znajući da se prilikom prisustva nečistoća u njihovim kristalnim rešetkama javlja izuzetno jako magnetno polje na mestu ovih nečistoća, koje je posledica *hyperfine interakcije* unutar ovih materijala. Shodno tome je i problem rešen određenim tehnikama implantacija (termalna difuzija, "On Line" implantacija) jezgara u kristalne rešetke feromagnetičnih materijala (najčešće to biva matrica gvožđa; međutim u određenim slučajevima kombinacija uzorak-matrica se i nikl pokazao kao veoma dobar). Druga poteškoća, tj. potreba za izuzetno niskim temperaturama, je rešena upotrebotom  $^3He$ - $^4He$  "dilution refrigerator" sistema za hlađenje, koji korišćenjem smeše helijumovih izotopa  $^3He$ / $^4He$  može ceo sistem spustiti na milikelvinske temperature.

Generalno gledano, zahtev za niskim temperaturama je daleko kompleksniji i teži za postići od zahteva za jakim magnetnim poljima (koja se relativno jednostavno dobijaju), zbog čega je neophodno ovom sistemu hlađenja, kao što je i sam *NICOLE* eksperiment, pristupiti sa izuzetnom preciznošću i opreznošću.

Svaki propust, pa i onaj najmanji, može rezultovati porastom temperature, što u krajnjem rezultatu narušuje polarizaciju, tj. anizotropiju zračenja ispitivanog ansambla, a samim tim "ruši" i ceo eksperiment, ne dajući više validne informacije i podatke. U okviru ovog rada su detaljno i precizno opisana rešenja oba prethodno pomenuta problema. Imajući na umu da ukoliko se eksperiment izvede na adekvatan način, može nam izbaciti neke među najbitnijim karakteristikama jezgara, koje umnogome mogu uticati na naše dalje poimanje i shvatanje nuklearnih struktura, što ovaj eksperiment, a generalno i samu oblast nisko-temperaturne fizike, čini izuzetno cenjenim.

## LITERATURA

---

- [1] **N. Stone**, "Introduction to low-tempeperature nuclear orientation; Brief historical survey", Ch. 1., Pages 22-29 in: ***Low-temperature Nuclear Orientation***; Editors: **N. J. Stone** (*University of Oxford; Clarendon Laboratory; Parks Road, Oxford OX1 3PU; United Kingdom*); **H. Postma** (*University of Technology; Department of Applied Physics; Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft; The Netherlands*); Published by: North-Holland Physics Publishing; Sole distributors for the U.S.A. and Canada: Elsevier Science Publishing Company, Inc.
- [2] "Introduction", Pages 135-136 in: ***Nuclear Moments***; Editors: **R. Neugart** (Institut für Physik, Universität Mainz, 55099 Mainz, Germany); **G. Neyens** (Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, K. U. Leuven, 3001 Leuven, Belgium)
- [3] "Elektromagnetni momenti jezgra", Poglavlje 11., Strane 179-180 u: ***Osnove fizike čestica i nuklearne fizike***; Autori: **Dušan Mrda; Ištvan Bikit**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, April 2016.
- [4] "Srednji kvadrat nadelektrisanja jezgra", Poglavlje 1.2., Strane 12-15 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- "The nuclear mean square charge radius", Ch. 2.1, Pages 136-138 in: ***Nuclear Moments***; Editors: **R. Neugart** (Institut für Physik, Universität Mainz, 55099 Mainz, Germany); **G. Neyens** (Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, K. U. Leuven, 3001 Leuven, Belgium)
- [5] "Magnetni dipolni moment", Poglavlje 11.7.2., Strane 183-187 u: ***Osnove fizike čestica i nuklearne fizike***; Autori: **Dušan Mrda; Ištvan Bikit**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, April 2016.
- [6] "Magnetni dipolni moment", Poglavlje 11.7.2., Strana 185, Slika 48. u: ***Osnove fizike čestica i nuklearne fizike***; Autori: **Dušan Mrda; Ištvan Bikit**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, April 2016.
- [7] "Nuklearni magnetni dipolni momenat", Poglavlje 1.2.2., Strane 16-18 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- "The nuclear magnetic dipole moment", Ch. 2.2., Page 139 in: ***Nuclear Moments***; Editors: **R. Neugart** (Institut für Physik, Universität Mainz, 55099 Mainz, Germany); **G. Neyens** (Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, K. U. Leuven, 3001 Leuven, Belgium)

- [8] "Električni kvadrupolni moment. Sopstveni (unutrašnji) i opservabilni kvadrupolni moment", Poglavlje 11.7.3., Strane 188-195 u: ***Osnove fizike čestica i nuklearne fizike***; Autori: **Dušan Mrđa; Ištvan Bikit**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, April 2016.
- [9] "Električni kvadrupolni moment. Sopstveni (unutrašnji) i opservabilni kvadrupolni moment", Poglavlje 11.7.3., Slike: 49., 50., 51., 52., 53., 54., 55. u: ***Osnove fizike čestica i nuklearne fizike***; Autori: **Dušan Mrđa; Ištvan Bikit**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, April 2016.
- [10] "Electromagnetic Field in an Atom: The Atomic Hyperfine Structure", Ch. 3.1., Page 144, Plate 3. in: ***Nuclear Moments***; Editors: **R. Neugart** (Institut für Physik, Universität Mainz, 55099 Mainz, Germany); **G. Neyens** (Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, K. U. Leuven, 3001 Leuven, Belgium)
- [11] "Merenje statičkih nulearnih momenata: Osnovni principi", Poglavlje 1.3., Strane 23-25 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.  
"Electromagnetic Field in an Atom: The Atomic Hyperfine Structure", Ch. 3.1., Page 143-145 in: ***Nuclear Moments***; Editors: **R. Neugart** (Institut für Physik, Universität Mainz, 55099 Mainz, Germany); **G. Neyens** (Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, K. U. Leuven, 3001 Leuven, Belgium)
- [12] "Eksperimentalne tehnike merenja momenta impulsa i magnetnog momenta jezgra", Poglavlje 1.5., Strane 49-57 u: ***Nuklearna fizika***; Autor: **Miodrag Krmar**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu
- [13] "Eksperimentalne tehnike merenja momenta impulsa i magnetnog momenta jezgra", Poglavlje 1.5., Slike: 1.18, 1.19, 1.20, 1.21, 1.22 u: ***Nuklearna fizika***; Autor: **Miodrag Krmar**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu
- [14] "Spolja primjeno elektromagnetno polje", Poglavlje 1.3.2., Strane 28-34 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.  
"Externally Applied Electromagnetic Fields", Ch. 3.2., Pages 147-152 in: ***Nuclear Moments***; Editors: **R. Neugart** (Institut für Physik, Universität Mainz, 55099 Mainz, Germany); **G. Neyens** (Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, K. U. Leuven, 3001 Leuven, Belgium)
- [15] "Spolja primjeno elektromagnetno polje", Poglavlje 1.3.2., Slike: 1.4., 1.5. u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.

”Externally Applied Electromagnetic Fields”, Ch. 3.2., Plates: 5., 6. in: ***Nuclear Moments***; Editors: **R. Neugart** (Institut für Physik, Universität Mainz, 55099 Mainz, Germany); **G. Neyens** (Instituut voor Kern- en Stralingsfysica, K. U. Leuven, 3001 Leuven, Belgium)

- [16] ”Nuklearne orijentacije”, Poglavlje 2., Strana 35 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
  - [17] ”Gama raspad”, Poglavlje 13.11., Strane 266-276 u: ***Osnove fizike čestica i nuklearne fizike***; Autori: **Dušan Mrđa; Ištvan Bikit**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, April 2016.
  - [18] ”Gama raspad”, Poglavlje 13.11., Tabela 15. u: ***Osnove fizike čestica i nuklearne fizike***; Autori: **Dušan Mrđa; Ištvan Bikit**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, April 2016.
  - [19] ”Gama raspad”, Poglavlje 13.11., Slike: 92., 93., 95., 96. u: ***Osnove fizike čestica i nuklearne fizike***; Autori: **Dušan Mrđa; Ištvan Bikit**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, April 2016.
  - [20] ”Emisija gama zračenja; Izborna pravila”, Poglavlje 6.2, Strane 258-259 u: ***Nuklearna fizika***; Autor: **Miodrag Krmar**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu
  - [21] ”Selekciona pravila”, Poglavlje 13.11.3, Strana 278, Tabela 17. u: ***Osnove fizike čestica i nuklearne fizike***; Autori: **Dušan Mrđa; Ištvan Bikit**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, April 2016.
  - [22] ”Selekciona pravila”, Poglavlje 13.11.3, Strane 278-279 u: ***Osnove fizike čestica i nuklearne fizike***; Autori: **Dušan Mrđa; Ištvan Bikit**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, April 2016.
  - [23] ”Multipolne smeše”, Poglavlje 2.1.2., Strane 39-41 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
  - [24] ”Ugaona distribucija gama zračenja”, Poglavlje 2.1.3, Strane 41-43 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
  - [25] ”Orijentacija jezgara”, Poglavlje 3.5.1., Strana 143, Slika 3.42 u: ***Osnovi nuklearne fizike***; Autor: **dr Predrag Osmoković**; Izdavač: AKADEMSKA MISAO, bul. kralja Aleksandra 73, Beograd; Štampa: Planeta print, Beograd.
- ”Orijentisanje jezgara”, Poglavlje 17.1., Strana 401, Slika 17.1 u: ***Nuklearna fizika UVOD (sa fizikom čestica); Nuclear Physics – An Introduction***; Autor: **W. E. Burcham**; LONGMAN GROUP LIMITED, London; Preveo: **dr. inž. Fedor Boreli**; Naučna Knjiga (Beograd) 1974.

- [26] "Orijentacija jezgara", Poglavlje 3.5., Strane 143-144 u: ***Osnovi nuklearne fizike***; Autor: **dr Predrag Osmoković**; Izdavač: AKADEMSKA MISAO, bul. kralja Aleksandra 73, Beograd; Štampa: Planeta print, Beograd.
- "Orijentisanje jezgara", Poglavlje 17., Strane 400-402 u: ***Nuklearna fizika UVOD (sa fizikom čestica); Nuclear Physics – An Introduction***; Autor: **W. E. Burcham**; LONGMAN GROUP LIMITED, London; Preveo: **dr. inž. Fedor Boreli**; Naučna Knjiga (Beograd) 1974.
- [27] "Orijentacija atomskih jezgara", Poglavlje 2.2., Strana 43-45 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [28] "Orijentacija atomskih jezgara", Poglavlje 2.2., Slike: 2.1., 2.2., 2.3. u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [29] "Orijentacija jezgara u čvrstom telu na niskom temperaturama", Poglavlje 3.5.2.2, Strane 147-149 u: ***Osnovi nuklearne fizike***; Autor: **dr Predrag Osmoković**; Izdavač: AKADEMSKA MISAO, bul. kralja Aleksandra 73, Beograd; Štampa: Planeta print, Beograd.
- "Orijentacija jezgara u čvrstom telu na niskom temperaturama", Poglavlje 17.2.2, Strane 404-406 u: ***Nuklearna fizika UVOD (sa fizikom čestica); Nuclear Physics – An Introduction***; Autor: **W. E. Burcham**; LONGMAN GROUP LIMITED, London; Preveo: **dr. inž. Fedor Boreli**; Naučna Knjiga (Beograd) 1974.
- [30] "Merenje nuklearnih orijentacija", Poglavlje 2.3., Strane 46-47 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [31] "Formalizam nuklearnih orijentacija", Poglavlje 2.4., Strane 48-63. u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- K. S. Krane**; "Nuclear Orientation Formalism", Ch. 2 in: ***Low-temperature Nuclear Orientation***; Editors: **N. J. Stone** (*University of Oxford; Clarendon Laboratory; Parks Road, Oxford OX1 3PU; United Kingdom*); **H. Postma** (*University of Technology; Department of Applied Physics; Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft; The Netherlands*);
- [31a] "Verovatnoća prelaza u I aproksimaciji", Poglavlje 5., Strane 62-64 u: ***Kvantna mehanika – I Deo***; Autor: **dr Darko Kapor**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad.
- [31b] "Izborna pravila beta raspada", Poglavlje 5.3.3., Strane 231-232 u: ***Nuklearna fizika***; Autor: **Miodrag Krmar**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu

- [32] "Formalizam nuklearnih orijentacija", Poglavlje 2.4., Slike: 2.4., 2.5., 2.6., 2.7., 2.8. u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [33] "Hiperfine interakcije", Poglavlje 2.5., Strane 63-66 u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [34] "Dinamika nuklearnih orijentacija", Poglavlje 3, Strane 67-71 u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [35] "Nuklearna magnetna rezonanca" Literatura: *M. Nuclear Induction by Bloch, F. Hansen, W. W. and Packard; Resonance absorption by nucleated magnetic moments in solid* by: Purcell, E. M., Torrey, H. C., and Pound; *The principles of Nuclear Magnetism* by: Abragam, A. (Oxford, Oxford University, 1961); *Principles of Nuclear Magnetic Resonance in One and Two Dimensions* by: Ernst, R. R., Bodenhausen, G., Wokaun, A. (New York, Oxford University Press, 1987); Preuzeto sa: [https://sr.wikipedia.org/sr/Нуклеарна\\_магнетна\\_резонанција](https://sr.wikipedia.org/sr/Нуклеарна_магнетна_резонанција)
- [36] "Nuklearna magnetna rezonanca", Poglavlje 3.2., Strane 71-77 u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [37] "Širina rezonance", Poglavlje 3.2.1., Strana 73, Slika 3.1 u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [38] N. Stone, "Alfa- and Beta-Emission from Oriented Nuclei by L. Vanneste; Brute-Force orientation", Ch. 3. (3.3.3d.), Pages 131-132 in: *Low-temperature Nuclear Orientation*; Editors: N. J. Stone (University of Oxford; Clarendon Laboratory; Parks Road, Oxford OX1 3PU; United Kingdom); H. Postma (University of Technology; Department of Applied Physics; Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft; The Netherlands); Published by: North-Holland Physics Publishing; Sole distributors for the U.S.A. and Canada: Elsevier Science Publishing Company, Inc.
- [39] "Istorijski razvoj", Poglavlje 4.1.1., Strane 80-81 u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [40] "PS-Booster i ISOLDE separatori", Poglavlje 2.1., Strane 7-8 u: *Master rad – Metode merenja nuklearnih magnetnih dipolnih i električnih kvadrupolnih momenata*; Autor: **Ivan Budinčević**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, 2011.; <http://isolde.web.cern.ch>

- [41] "Fizika u ISOLDE", Poglavlje 4.1.3., Strane 82-83 u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [42] "Glavne eksperimentalne instalacije u ISOLDE postrojenju", Poglavlje 2.3., Strane 11-14 u: *Master rad – Metode merenja nuklearnih magnetnih dipolnih i električnih kvadrupolnih momenata*; Autor: **Ivan Budinčević**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad, 2011.; <http://isolde.web.cern.ch>
- [43] "NICOLE eksperiment u ISOLDE", Poglavlje 4.2.2., Strane 89-92 u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [44] **W. D. Brewer** (Institut für Atom- und Festkörperphysik, Freie Universität Berlin; 1000 Berlin 33, Germany); **D. H. Chaplin** (University College, The University of New South Wales, Australian Defence Force Academy; Canberra, Australia); "Cryogenic Methods and Other Technical Aspects" Ch. 17.1. and 17.2., Pages 825-841 in: *Low-temperature Nuclear Orientation*; Editors: **N. J. Stone** (University of Oxford; Clarendon Laboratory; Parks Road, Oxford OX1 3PU; United Kingdom); **H. Postma** (University of Technology; Department of Applied Physics; Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft; The Netherlands);
- [45] **W. D. Brewer** (Institut für Atom- und Festkörperphysik, Freie Universität Berlin; 1000 Berlin 33, Germany); **D. H. Chaplin** (University College, The University of New South Wales, Australian Defence Force Academy; Canberra, Australia); "Cryogenic Methods and Other Technical Aspects" Ch. 17.1. and 17.2., Figures: 17.6., 17.7. in: *Low-temperature Nuclear Orientation*; Editors: **N. J. Stone** (University of Oxford; Clarendon Laboratory; Parks Road, Oxford OX1 3PU; United Kingdom); **H. Postma** (University of Technology; Department of Applied Physics; Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft; The Netherlands);
- [46] "Dilution Refrigerator" sistem za hlađenje", Poglavlje 4.2.1., Strane 86-88 u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [47] "Dilution Refrigerator" sistem za hlađenje", Poglavlje 4.2.1., Strana 87, Slika 4.5 u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [48] "Top – Loading", Poglavlje 4.2.3., Strana 92 u: *Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija*; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.

- [49] **H. Marshak** (National Bureau of Standards; Gaithersburg, MD 20899, USA); "Nuclear Orientation Thermometry" Ch. 16., Pages 771-784 in: ***Low-temperature Nuclear Orientation***; Editors: **N. J. Stone** (*University of Oxford; Clarendon Laboratory; Parks Road, Oxford OX1 3PU; United Kingdom*); **H. Postma** (*University of Technology; Department of Applied Physics; Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft; The Netherlands*);
- [50] **H. Marshak** (National Bureau of Standards; Gaithersburg, MD 20899, USA); "Nuclear Orientation Thermometry" Ch. 16., Figures: 16.2., 16.3. in: ***Low-temperature Nuclear Orientation***; Editors: **N. J. Stone** (*University of Oxford; Clarendon Laboratory; Parks Road, Oxford OX1 3PU; United Kingdom*); **H. Postma** (*University of Technology; Department of Applied Physics; Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft; The Netherlands*);
- [51] **H. Marshak** (National Bureau of Standards; Gaithersburg, MD 20899, USA); "Nuclear Orientation Thermometry; Theory of nuclear orientation thermometry – Gama-ray nuclear orientation themometry" Ch. 16.2.2., Page 778, Table 16.1 in: ***Low-temperature Nuclear Orientation***; Editors: **N. J. Stone** (*University of Oxford; Clarendon Laboratory; Parks Road, Oxford OX1 3PU; United Kingdom*); **H. Postma** (*University of Technology; Department of Applied Physics; Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft; The Netherlands*);
- [52] "Priprema uzorka", Poglavlje 4.6., Strane 98-101 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [53] "Priprema uzorka", Poglavlje 4.6.2., Strana 100, Slika 4.10. u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [54] "Matrica", Poglavlje 4.4., Strana 96 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [55] **W. D. Brewer** (Institut für Atom- und Festkörperphysik, Freie Universität Berlin; 1000 Berlin 33, Germany); **D. H. Chaplin** (University College, The University of New South Wales, Australian Defence Force Academy; Canberra, Australia); "Cryogenic Methods and Other Technical Aspects; Sample preparation" Ch. 17.4.2.a, Pages 857-859 in: ***Low-temperature Nuclear Orientation***; Editors: **N. J. Stone** (*University of Oxford; Clarendon Laboratory; Parks Road, Oxford OX1 3PU; United Kingdom*); **H. Postma** (*University of Technology; Department of Applied Physics; Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft; The Netherlands*);
- [56] "Proizvodnja i razdvajanje radioizotopa", Poglavlje 4.8., Strane 101-103 u: ***Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija***; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.

- [57] "Primena nuklearne magnetne rezonance", Poglavlje 4.5., Strana 97 u: **Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija**; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [58] "Poluprovodnički detektori", Poglavlje 7.6., Strane 350-357 u: *Osnovi nuklearne fizike*; Autor: **dr Predrag Osmoković**; Izdavač: AKADEMSKA MISAO, bul. kralja Aleksandra 73, Beograd; Štampa: Planeta print, Beograd.
- "Poluprovodnički brojači", Poglavlje 6.1.2., Strane 125-130 u: *Nuklearna fizika UVOD (sa fizikom čestica); Nuclear Physics – An Introduction*; Autor: **W. E. Burcham**; LONGMAN GROUP LIMITED, London; Preveo: **dr. inž. Fedor Boreli**; Naučna Knjiga (Beograd) 1974.
- "Semiconductor detector; Detector types – Germanium detectors"; Preuzeto sa: [https://en.wikipedia.org/wiki/Semiconductor\\_detector](https://en.wikipedia.org/wiki/Semiconductor_detector)
- [59] "Beta detektori", Poglavlje 4.9.2., Strana 104-106 u: **Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija**; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.
- [60] "Beta detektori", Poglavlje 4.9.2., Strana 106, Slika 4.11 u: **Doktorska disertacija – Izučavanje nuklearne strukture metodama niskotemperaturskih nuklearnih orijentacija**; Autor: **Jovana Nikolov**; Prirodno-matematički fakultet, Univerzitet u Novom Sadu; Novi Sad 2013.

## Biografija



Travar Miloš, rođen 9. jula 1993. godine u Novom Sadu. Osnovnu školu "Jovan Popović" završava 2008. i iste godine upisuje gimnaziju "Jovan Jovanović Zmaj", prirodno-matematički smer, koju završava 2012. godine. Iste godine upisuje Prirodno-matematički fakultet na Univerzitetu u Novom Sadu, gde diplomira 2017. godine, smer – *medicinska fizika*. Po završetku osnovnih studija upisuje master studije – *nuklearna fizika*, Prirodno-matematički fakultet, Novi Sad.

Marta 2018. godine postaje CERN User i deo ekipe *NICOLE* eksperimenta u okviru *ISOLDE* kolaboracije u CERN-u.





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> <b>TD</b>	Monografska dokumentacija
<i>Tip zapisa:</i> <b>TZ</b>	Tekstualni štampani materijal
<i>Vrsta rada:</i> <b>VR</b>	Master rad
<i>Autor:</i> <b>AU</b>	Miloš Travar
<i>Mentor:</i> <b>MN</b>	doc. dr Jovana Nikolov
<i>Naslov rada:</i> <b>NR</b>	Priprema NICOLE opreme za LTNO eksperiment
<i>Jezik publikacije:</i> <b>JP</b>	Srpski, latinica
<i>Jezik izvoda:</i> <b>JI</b>	Srpski
<i>Zemlja publikovanja:</i> <b>ZP</b>	Republika Srbija
<i>Uže geografsko područje:</i> <b>UGP</b>	Vojvodina
<i>Godina:</i> <b>GO</b>	2018

<i>Izdavač:</i> <b>IZ</b>	Autorski reprint
<i>Mesto i adresa:</i> <b>MA</b>	Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad
<i>Fizički opis rada:</i> <b>FO</b>	(4 poglavlja; 175 strana; 61 slika; 3 tabele)
<i>Naučna oblast:</i> <b>NO</b>	Fizika
<i>Naučna disciplina:</i> <b>ND</b>	Nuklearna fizika
<i>Predmetna odrednica/ ključne reči:</i> <b>PO</b> <b>UDK</b>	Nisko-temperaturne nuklearne orientacije, nuklearni momenti
<i>Čuva se:</i> <b>ČU</b>	Biblioteka Departmana za Fiziku, Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, Trg Dositeja Obradovića 4
<i>Važna napomena:</i> <b>VN</b>	nema
<i>Datum prihvatanja teme od NN</i>	
<i>Izvod:</i> <b>IZ</b>	U okviru ovog rada opisana je tehnika nisko-temperaturnih nuklearnih orientacija, koja ima za cilj precizno određivanje određenih nuklearnih momenata, uz iznete sve tehničke aspekte omogućavanja i osposobljavanja jedne ovakve aparature ( <i>NICOLE</i> ) za adekvatan rad.
<i>veća:</i> <b>DP</b>	
<i>Datum odrbrane:</i> <b>DO</b>	20. Septembar, 2018.
<i>Članovi komisije:</i> <b>KO</b>	Predsednik: prof. dr Nataša Todorović Član: doc. dr Goran Štrbac Mentor: doc. dr Jovana Nikolov



## UNIVERSITY OF NOVI SAD

## FACULTY OF SCIENCE

## Key word 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>	MSc thesis
<b>CC</b>	
<i>Author:</i>	Miloš Travar
<b>AU</b>	
<i>Mentor/comentor:</i>	doc. dr Jovana Nikolov
<b>MN</b>	
<i>Title:</i>	Preparation of <i>NICOLE</i> equipment for <i>LTNO</i> experiment
<b>TI</b>	
<i>Language of text:</i>	Serbian, latin
<b>LT</b>	
<i>Language of abstract:</i>	Serbian
<b>LA</b>	
<i>Country of publication:</i>	Serbia
<b>CP</b>	
<i>Locality of publication:</i>	Vojvodina
<b>LP</b>	
<i>Publication year:</i>	2018
<b>PY</b>	
<i>Publisher:</i>	Author's reprint
<b>PU</b>	
<i>Publication place:</i>	Faculty of Science and Mathematics, University of Novi Sad, Trg Dositeja Obradovića 4
<b>PP</b>	

<i>Physical description:</i> <b>PD</b>	(4 chapters; 175 pages; 61 photos; 3 tables)
<i>Scientific field:</i> <b>SF</b>	Physics
<i>Scientific discipline:</i> <b>SD</b>	Nuclear physics
<i>Subject/ Key words:</i> <b>SKW</b> <b>UC</b>	Low-temperature nuclear orientation, nuclear moments
<i>Holding data:</i> <b>HD</b>	Library of Department of Physics, Faculty of Science and Mathematics, University of Novi Sad, Trg Dositeja Obradovića 4
<i>Note:</i> <b>N</b>	none
<i>Abstract:</i> <b>AB</b>	Within this MSc thesis is listed a detailed and thoroughly described technique of low-temperature nuclear orientations, whose goal is to accurately measure certain nuclear moments, including all of the technical aspects of assembling and empowering such apparatus (as is <i>NICOLE</i> ) for adequate and desired work performance.
<i>Accepted by the Scientific Board:</i> <b>ASB</b>	
<i>Defended on:</i> <b>DE</b>	20 <sup>th</sup> September, 2018.
<i>Thesis defend board:</i> <b>DB</b>	President: prof. dr Nataša Todorović Member: doc. dr Goran Štrbac Mentor: doc. dr Jovana Nikolov