

Универзитет у Нишу
Природно-математички факултет
Департман за физику

Магнетна резонанца

Мастер рад

Кандидат
Дијана, Д, Судимац, број индекса 4

Ментор
др Љиљана Стевановић

Ниш, август 2013.

Садржај

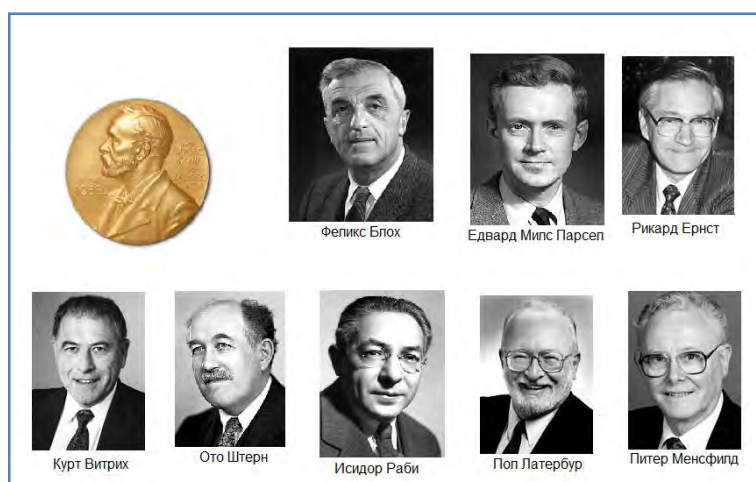
<u>Увод</u>	<u>2</u>
<u>I Интеракција са магнетним пољем: класична електродинамика</u>	<u>4</u>
<u>I.1 Магнетизација средине</u>	<u>5</u>
<u>I.2 Енергија интеракције са магнетостатичким пољем</u>	<u>6</u>
<u>I.3 Механизми магнетизовања</u>	<u>7</u>
<u>I.4 Магнетни момент у спољашњем магнетном пољу</u>	<u>9</u>
<u>II Интеракција са магнетним пољем: квантна физика</u>	<u>10</u>
<u>II.1 Извор магнетног момента</u>	<u>11</u>
<u>II.2 Једноелектронски атом у спољашњем магнетном пољу</u>	<u>12</u>
<u>II.3 Земанов ефекат</u>	<u>12</u>
<u>II.4 Пашен-Баков ефекат</u>	<u>13</u>
<u>III Магнетна резонанца</u>	<u>15</u>
<u>III.1 Динамика вектора магнетизације</u>	<u>16</u>
<u>III.2 Вектор магнетизације у ротирајућем координатном систему</u>	<u>20</u>
<u>III.3 Динамика вектора магнетизације у присуству додатног осцилаторног магнетног поља</u>	<u>21</u>
<u>III.4 Нутација у присуству магнетне резонанце</u>	<u>22</u>
<u>IV Примена магнетне резонанце</u>	<u>24</u>
<u>IV.1 Магнетизам људског тела</u>	<u>25</u>
<u>IV.2 МРИ</u>	<u>26</u>
<u>IV.3 Апаратура</u>	<u>26</u>
<u>IV.4 Зрачење</u>	<u>27</u>
<u>IV.5 Предности</u>	<u>27</u>
<u>IV.6 Ограничења</u>	<u>28</u>
<u>IV.7 Електронска парамагнетна резонанца</u>	<u>28</u>
<u>Закључак</u>	<u>31</u>
<u>Литература</u>	<u>32</u>

Увод

Спектроскопска метода заснована на нуклеарној магнетној резонанци – НМР (скраћеница од назива на енглеском *nuclear magnetic resonance*), као експериментална техника, позната је од 1946. године, када су истраживачке групе са Станфорда и са Харварда независно успеле да детектују НМР сигнал у кондензованој материји.

За тај проналазак водећи истраживачи Феликс Блох (Felix Bloch) и Едвард Милс Парсел (Edward Mills Purcell) добили су Нобелову награду за физику 1952. године. Нуклеарни физичари су брзо изгубили интерес за НМР, када се испоставило да опажене НМР фреквенце зависе од хемијске природе узорка, па су главни развој методе преузели физикохемичари. Тако је године 1991. за развој Фуријеове НМР методе Нобелову награду за хемију добио Рикард Ернст (Richard Ernst) из Института за физичку хемију ЕТХ, Цирих, а године 2002. Курт Витрих (Kurt Wüthrich) из Института за биофизику, ЕТХ Цирих, за развој НМР метода за одређивање структуре протеина.

Ништа мање није бурна ни НМР предисторија. Постојање нуклеарног спина постулирао је Паули (Wolfgang Pauli) још 1924. године да би објаснио хиперфину структуру спектралних линија. Године 1933. Ото Штерн (Otto Stern) је измерио магнетни момент протона (атомског језгра водоника), за шта је 1943. године добио Нобелову награду за физику. Раби (Isidor Isaac Rabi) је 1938. године извео прве НМР експерименте у молекулским сноповима, за шта је 1944. и он добио Нобелову награду за физику.



Слика 1. Добитници нобелове награде, који су дали допринос развоју и примени магнетне резонанце

Историја нуклеарне магнетне резонанције доживела је свој врхунац 2003. године, када је Нобелова награда за медицину додељена Полу Латербуру (Paul Lauterbur) и Питеру Менсфилду (Peter Mansfield) за открића у вези са сликањем меких ткива помоћу нуклеарне магнетне резонанце. Почетни концепт за медицинску примену НМР-а настао је захваљујући открићу Рејмонда Дамадиана (Raymond Vahan Damadian) 1971. у току рада на анализи тумора код мишева. Ово узбудљиво откриће отворило је врата за потпуно нови начин снимања људског тела, где је контраст између здравог ткива и ткива захваћеног тумором много пута већи од оног који нуди рендгенска технологија и ултразвук. Наредних 20 година НМР је формирана као моћан истраживачки алат у многим областима физике и још више у хемији.

Развоју методе доста су допринели хемичари у жељи да разумеју структуре органских молекула. Тако је ова метода продрла у биохемију за одређивање структуре биолошких макромолекула. Истовремено је нашла место у биологији за недеструктивно испитивање биолошких процеса, да би данас постала незаменљива дијагностичка метода за снимање меких ткива. Године 1984. Америчко удружење радиолога је, да би уклонило асоцијацију на нуклеарне реакције и бомбе, из назива методе изоставило придев нуклеарна па је у медицини НМР познат као имидзинг магнетном резонанцом – МРИ (од назива на енглеском *magnetic resonance imaging*).

Проучавање феномена и примена магнетне резонанце били су мотивација за израду овог рада, који је подељен у четири дела. У првом делу се анализира интеракција супстанце са спољашњим магнетним пољем са становишта класичне електродинимике, док се у другом разматра иста интеракција са становишта квантне физике. У трећем делу је детаљније обрађен феномен магнетне резонанце, а четврти део је посвећен примени магнетне резонанце.

I

Интеракција са магнетним пољем: класична
електродинамика

I.1 Магнетизација средине

Електромагнетно поље у вакууму описује се системом Максвелових једначина:

$$\operatorname{div} \vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\varepsilon_0} \rho(\vec{r}, t), \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t), \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \left[\vec{j}(\vec{r}, t) + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}(\vec{r}, t) \right], \quad (4)$$

где су $\rho(\vec{r}, t)$ и $\vec{j}(\vec{r}, t)$ респективно густина наелектрисања и густина струје, а $\vec{E}(\vec{r}, t)$ и $\vec{B}(\vec{r}, t)$ јачине електричног и магнетног поља у тачки са вектором положаја \vec{r} у тренутку t .

За разлику од вакуума у коме нема наелектрисаних честица осим оних унетих „вештачки“ споља, супстанцијалну средину карактерисе постојање наелектрисаних честица, слободних и везаних, које су својствене структури саме средине. Слободне наелектрисане честице могу се премештати на макроскопска растојања, док се везане наелектрисане честице могу премештати само унутар области чије су линеарне димензије реда величине димензије атома.

Електромагнетно поље у супстанцијалној средини описује се Максвел-Лоренцовим једначинама:

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho^{ext} + \rho^{sl}, \quad (5)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (6)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}^{ext} + \vec{j}^{sl} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (8)$$

где су $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ и $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}$ електрична и магнетна индукција респективно.

Поларизација \vec{P} и магнетизација \vec{M} средине условљене су везаним наелектрисаним честицама средине. Ознака „*ext*“ која стоји уз густине наелектрисања и струје наглашава да оне потичу од наелектрисаних честица које су за дату средину спољашње. Ознака „*sl*“ се односи на слободне наелектрисане честице у супстанци.

Магнетизација средине је магнетни диполни момент везаних честица по јединици запремине, у тачки са вектором положаја \vec{r} у тренутку t . Магнетни диполни момент система наелектрисаних честица дефинисан је релацијом:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^N q_{\alpha} \vec{r}_{\alpha} \times \vec{v}_{\alpha}, \quad (9)$$

где су r_{α} и v_{α} вектор положаја и брзина честице α у тренутку t у односу на избрани пол у односу на који се рачуна магнетни диполни момент И који се налази у тачки са вектором положаја \vec{r} .

I.2 Енергија интеракције са магнетостатичким пољем

Енергија интеракције континуума наелектрисања, који се карактерише густином струје $\vec{j}(\vec{r})$ и спољашњег магнетног поља, чији је векторски потенцијал $\vec{A}(\vec{r})$ дата је на следећи начин:

$$W_{\text{int}}^* = \int_V \vec{j}(\vec{r}) \cdot \vec{A}(\vec{r}) dV = \int_V \vec{j}(\vec{r}) \cdot \left[\vec{A}_0 + x_i \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x_i} \right)_0 + \dots \right] dV. \quad (10)$$

Анализирајмо сабирке у овом развоју понаособ:

$$W_{\text{int}}^{(0)} = \int_V \vec{j}(\vec{r}) \cdot \vec{A}_0 dV = \vec{A}_0 \cdot \int_V \vec{j}(\vec{r}) dV = 0. \quad (11)$$

Монополни члан једнак је нули јер је $\int_V \vec{j}(\vec{r}) dV = 0$ (на основу поларизационе теореме и једначине континуитета).

Други сабирак, тј. диполни члан је:

$$W_{\text{int}}^{(1)} = \int_V \vec{j}(\vec{r}) \cdot \left[x_i \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x_i} \right)_0 \right] dV = \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x_i} \right)_0 \cdot \int_V x_i \vec{j}(\vec{r}) dV. \quad (12)$$

На интеграл у диполном члану примењујемо поларизациону теорему:

$$\begin{aligned}
W_{\text{int}}^{(1)} &= -\left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x_i}\right)_0 \cdot \int_V \vec{r} \operatorname{div}_{\vec{r}} [x_i \vec{j}(\vec{r})] dV = \\
&= -\left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x_i}\right)_0 \cdot \int_V \vec{r} [x_i \operatorname{div}_{\vec{r}} \vec{j}(\vec{r}) + \vec{j}(\vec{r}) \operatorname{grad} x_i] dV = \\
&= -\left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x_i}\right)_0 \cdot \int_V \vec{r} [\vec{e}_i \cdot \vec{j}(\vec{r})] dV.
\end{aligned} \tag{13}$$

Код преласка са предзадњег на задњи израз узета је у обзир једначина континуитета ($\operatorname{div}_{\vec{r}} \vec{j}(\vec{r}) = 0$) и релација $\operatorname{grad} x_i = \vec{e}_i$. Ако се саберу (12) и (13), и притом у (10) стави $x_i = \vec{r} \cdot \vec{e}_i$, добиће се:

$$\begin{aligned}
W_{\text{int}}^{(1)} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x_i}\right)_0 \cdot \int_V [(\vec{r} \cdot \vec{e}_i) \vec{j}(\vec{r}) - \vec{r} [\vec{e}_i \cdot \vec{j}(\vec{r})]] dV = \\
&= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x_i}\right)_0 \cdot \int_V [\vec{r} \times \vec{j}(\vec{r})] \times \vec{e}_i dV = \\
&= \vec{\mu} \cdot \left[\vec{e}_i \times \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x_i}\right)_0 \right];
\end{aligned} \tag{14}$$

При чему је $\vec{\mu} = \frac{1}{2} \int_V \vec{r} \times \vec{j}(\vec{r}) dV$. Члан $\vec{e}_i \times \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial x_i}\right)_0$ је у ствари $(\operatorname{rot} \vec{A})_0$, што нас доводи до диполног члана енергије интеракције који, има следећи облик:

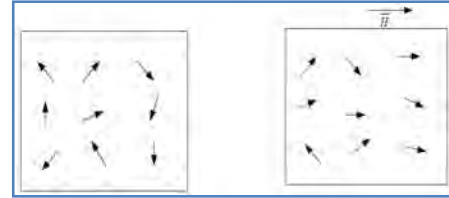
$$W_{\text{int}}^{(1)} = \vec{\mu} \cdot \vec{B}_0. \tag{15}$$

1.3 Механизми магнетизовања

Магнетизовање супстанцијалне средине је процес успостављања стања ненулте магнетизације у средини. Задржимо се на процесу магнетизовања неферромагнетне средине у магнетостатичком пољу. У овом случају јављају се два основна механизма магнетизовања:

1) Оријентационо магнетизовање.

Уколико се супстанца састоји од молекула који имају перманентни магнетни диполни момент, комбинација термалног кретања и деловања успостављеног магнетног поља као резултат ће имати успостављање макроскопски стационарног стања у коме све просторне оријентације молекулских магнетних диполних момената више нису једнако вероватне, већ су вероватније оне које су ближе смеру магнетног поља. Оријентационо магнетизовање је својствено *парамагнетним* супстанцама.

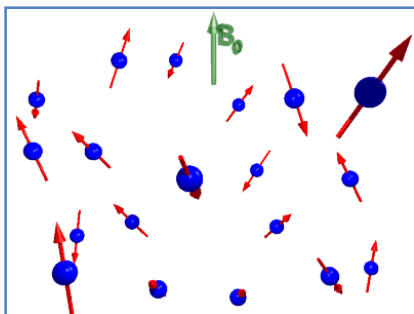


Слика 2. Оријентационо магнетизовање

2) Ларморова прецесија.

Када дође до успостављања магнетног поља, сви електрони у атому почињу да врше

Ларморову прецесију. Ово понашање електронског омотача има за последицу јављање додатног магнетног диполног момента сваког атома посебно, при чему је тај момент колинеаран са магнетним пољем. Ларморова прецесија је карактеристична за дијамагнетну супстанцу. Иначе, Ларморова прецесија настаје при успостављању магнетног поља и код оних супстанци чији молекули мају перманентни магнетни диполни момент, али је у том случају потпуно „покривена“ доминантнијим парамагнетним ефектом оријентационог магнетизовања.



Слика 3. Ларморова прецесија

I.4 Магнетни дипол у спољашњем магнетном пољу

Већ смо показали да монополи енергије интеракције не постоје и да се магнетно поље индукује кретањем електрона. Када је дипол у спољашњем магнетном пољу, потребан је неки спољашњи момент силе који би га задржао у равнотежном стању:

$$\tau_{ext} = \vec{\mu} \times \vec{B}. \quad (16)$$

Потенцијална енергија дипола био би рад који се врши над спољашњим моментом силе како би се променила оријентација дипола у пољу:

$$dU = \mu B \sin \theta d\theta. \quad (17)$$

Уколико се изврши интеграција од θ_1 до θ_2 , добија се:

$$U(\theta_2) - U(\theta_1) = -\mu B (\cos \theta_2 - \cos \theta_1). \quad (18)$$

Услов: $U(\theta = \pi/2) = 0$ представља потенцијалну енергију у случају када је дипол под правим углом у односу на вектор \vec{B} :

$$\Rightarrow U(\theta) = -\mu B \cos \theta = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}. \quad (19)$$

Електрони у омотачу поседују и момент импулса \vec{L} , који је са магнетним моментом повезан релацијом $\vec{\mu} = \gamma \vec{L}$. Фактор пропорционалности γ назива се жиромагнетни однос. Јасно је да се спољашњи момент силе може изразити и преко момента импулса:

$\tau_{ext} = \vec{\mu} \times \vec{B} = \gamma \vec{L} \times \vec{B}$. Са друге стране, момент силе може се представити као $\tau_{ext} = \frac{d\vec{L}}{dt}$.

$$\Rightarrow \gamma (\vec{L} \times \vec{B}) = \frac{d\vec{L}}{dt}, \quad (20)$$

или

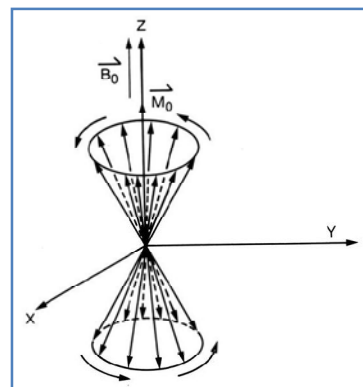
$$\gamma (\vec{\mu} \times \vec{B}) = \frac{d\vec{\mu}}{dt}. \quad (21)$$

II

Интеракција са магнетним пољем: квантна
физика

II.1 Извор магнетног момента

Опис нуклеарне магнетизације се у суштини заснива на квантној механици. Међутим, још један начин посматрања НМР феномена је да се користи класична механика. За спин језгра $I = \frac{1}{2}$ у магнетном пољу јачине B_0 , магнетни момент језгра ће прецесирати око z осе дефинисане правцем магнетног поља. У реалном узорку, имаћемо огроман број нуклеарних спинова који прецесирају око z осе. Дакле, знамо да језгра могу бити паралелна или антипаралелна магнетном пољу. Према томе, неки спин прецесира у позитивном, а неки у негативном смеру z осе.



Слика 4. Прецесија вектора магнетизације око правца спољашњег магнетног поља

Електрони у атомском омотачу, као и протони и неутрони у језгру поседују и орбиталне и магнетне моменте импулса који су у вези преко жиромагнетног односа који се изражава у јединици $\frac{Hz}{T}$. Такође поседују и спински магнетни момент $\vec{\mu}_S = \gamma_S \vec{S}$.

Жиромагнетни однос електрона је $\gamma_e = g_e \frac{e}{2m_e}$, где је e елементарно наелектрисање, m_e маса електрона, а g_e бездимензионални г-фактор електрона. Такође постоји жиромагнетни однос нуклеона: $\gamma_n = g_n \frac{e}{2m_n}$, где је m_n маса нуклеона, а g_n г-фактор нуклеона.

Разликујемо спин придружен електронима и спин који одговара језгру. Код многих атома је укупни магнетни момент електрона једнак нули, изузетак представљају парамагнети. За разлику од неутрала, слободни радикали имају један неспарен електрон и поседују магнетни момент електрона. МРИ се базира на магнетном моменту атомског језгра. С тим у вези, дефинисан је нуклеарни орбитални момент импулса \vec{I} .

Елемент и језгро	$\gamma_n / 2\pi (\text{MHz T}^{-1})$
Водоник, ^1H	42,576
Деутеријум, $D, ^2\text{H}$	6,536
Хелијум, ^3He	-32,434
Литијум, ^7Li	16,546
Угљеник, ^{13}C	10,705
Азот, ^{14}N	3,007
Азот, ^{15}N	-4,316
Кисеоник, ^{17}O	-5,772
Флуор, ^{19}F	40,053
Натријум, ^{23}Na	11,262
Фосфор, ^{31}P	17,235

Табела 1. Жиромагнетни односи неких биолошки релевантних језгара

Аналогно општем, тј. укупном моменту импулса, својствене вредности оператора I_z су $m \cdot \hbar$, где $m = -I, (-I + 1), \dots, I$ представља магнетни орбитални квантни број. Оса z је оријентисана тако да одговара правцу спољашњег магнетног поља, па ће енергија интеракције бити: $-\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\gamma \vec{I} \cdot \vec{B} = -\gamma m \hbar B$. Разлика између суседних енергијских нивоа је $\gamma \hbar B$, што нам казује да ће фреквенца фотона који одговара разлици између нивоа бити: $\omega_{\text{photon}} = \gamma B$.

II.2 Једноелектронски атом у спољашњем магнетном пољу

Цепанье спектралних линија атома у спољашњем магнетном пољу први је приметио Питер Земан (Pieter Zeeman) 1896. године.

Хамилтонијан једноелектронског атома у константном и униформном магнетном пољу дуж z осе је:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{Ze^2}{(4\pi\epsilon_0 r)} + \frac{\mu_B}{\hbar} (L_z + 2S_z)B + \xi(r)\vec{L} \cdot \vec{S}, \quad (22)$$

где је μ_B Боров магнетон ($\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$), а $\xi(r)$ је константа fine структуре.

У зависности од јачине спољашњег магнетног поља, цепанье спектралних линија је окарактерисано Земановим и Пашен-Баковим ефектом.

II.3 Земанов ефекат

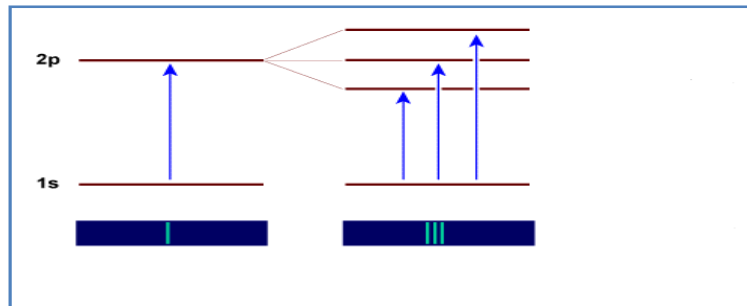
Земанов ефекат представља цепанье спектралних линија у слабом магнетном пољу, па ће трећи сабирак у Хамилтонијану (22) бити занемарљив у односу на четврти сабирак.

Ако је E_n енергија водониковог атома у одсуству поља, енергија у присуству спољашњег поља ће бити:

$$E_{nm_l m_s} = E_n + \mu_B (m_l + 2m_s)B. \quad (23)$$

Увођење у магнетно поље не елиминише дегенерацију енергијских нивоа по l , али делимично уклања дегенерацију по m_l и m_s .

Користећи селекциона правила: $\Delta m_l = 0, \pm 1$ и $\Delta m_s = 0$, спектралне линије прелаза $n' \rightarrow n$ се цепају у три компоненте. Компонента која одговара прелазу таквом да важи



Слика 5. Земанов ефекат

селекционо правил $\Delta m_l = 0$ са фреквенцијом $\nu_{m'l'} = \frac{(E_{n'} - E_n)}{h}$ назива се π линија, док се оне која одговарају $\Delta m_l = \pm 1$ називају σ линије са фреквенцијама прелаза $\nu_{m'l'}^{\pm} = \nu_{m'l'} \pm \nu_L$, где је $\nu_L = \frac{\mu_B B}{h}$ - Ларморова фреквенција. Поменуте три линије се називају Лоренцов триплет.

Ако се спин-орбитални терм посматра као део непертурбованог Хамилтонијана, основна стања су својствене функције оператора \vec{J}^2 , \vec{L}^2 , \vec{S}^2 и J_z . Детаљан рачун показује да је промена енергије изазвана интеракцијом са магнетним пољем дата као:

$$\Delta E_{m_j} = g\mu_B B m_j. \quad (24)$$

Укупна енергија нивоа са квантним бројевима n , j , m_j водониковог атома у константном магнетном пољу је:

$$E_{njm_j} = E_n + \Delta E_{nj} + \Delta E_{m_j}, \quad (25)$$

где је ΔE_{nj} корекција која потиче од фине структуре.

II.4 Пашен-Баков ефекат

Пашен-Баков ефекат представља цепање спектралних линија у јаком магнетном пољу, па ће четврти сабирак у Хамилтонијану (22) бити занемарљив у односу на трећи сабирак.

Нека је таласна функција која одговара атому у јаком спољшњем пољу непертурбована функција, а $\xi(r)\vec{L}\cdot\vec{S}$ пертурбација, посматрајмо прву поправку енергије теорије пертурбације:

$$E_{nlm_l m_s} = E_{nm_l m_s} + \langle lsm_l m_s | \xi(r)\vec{L}\cdot\vec{S} | lsm_l m_s \rangle. \quad (26)$$

Пошто су очекиване вредности оператора L_x и L_y у правцу z осе једнаке нули, скаларни производ $\vec{L}\cdot\vec{S}$ можемо заменити са $L_z S_z$ и добити:

$$E_{nlm_l m_s} = E_{nm_l m_s} + \lambda_{nl} m_l m_s, \quad (27)$$

где је

$$\lambda_{nl} = \hbar^2 \int_0^\infty r^2 [R_{nl}(r)]^2 \xi(r) dr, \quad (28)$$

и R_{nl} је радијална водоникова таласна функција. За $l \neq 0$ се решавањем интеграла (28) добија:

$$\lambda_{nl} = -\frac{\alpha^2 Z^2}{n} E_n [l(l+1/2)(l+1)]^{-1}, \quad (29)$$

где је $\alpha = \frac{e^2}{(4\pi\epsilon_0)\hbar c}$ - константа фине структуре.

Из претходног израза се види да је дегенерација по l је сада скинута.

Карактеристике индивидуалног језгара могу се разматрати квантно механички, али за разматрање групних особина целог објекта корисније је користити класичну физику.

III

Магнетна резонанца

III.1 Динамика вектора магнетизације

Важан резултат квантне механике у вези са очекиваним вредностима може се применити на једначину (21):

$$\frac{d\langle\vec{\mu}\rangle}{dt} = \gamma\langle\vec{\mu}\rangle \times \vec{B}. \quad (30)$$

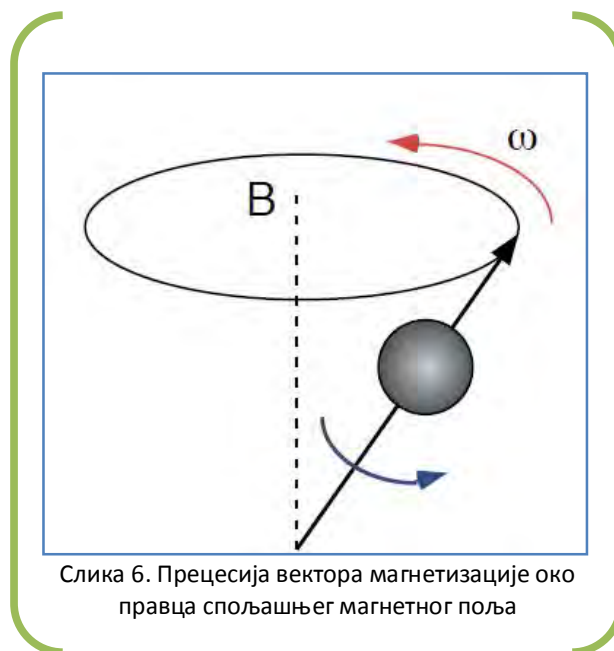
Уколико се једначина (30) помножи са бројем спина у јединици запремине добија се:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{B}). \quad (31)$$

Једначина (31) објашњава понашање вектора магнетизације. Приметно је да се магнетизација покорави истом правилу као и спински магнетни моменат.

Посматрајмо два једноставна специјална случаја, који проистичу на основу претходног израза:

- Ако је $\vec{M} \parallel \vec{B}$, тада се \vec{M} не мења јер нема деловања спољасњег момента силе.
- Ако се интензитет магнетизације у константном спољасњем магнетном пољу не мења, тада \vec{M} прецесира око правца поља \vec{B} . Ово значи да врх вектора M описује кружницу у равни нормалној на вектор \vec{B} . Фреквенца прецесије једнака је Ларморовој фреквенци.



Пројектујмо једначину (31) на координатне осе:

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= \gamma M_y B_z \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\gamma M_x B_z \\ \frac{dM_z}{dt} &= 0.\end{aligned}\quad (32)$$

Решења ових једначина су:

$$\begin{aligned}M_x &= M_{\perp} \cos(-\omega t) \\ M_y &= M_{\perp} \sin(-\omega t) \\ M_z &= M_{\parallel},\end{aligned}\quad (33)$$

где је $M_x(0) = M_{\perp}$ компонента магнетизације дуж x осе у почетном тренутку, $M_y(0) = 0$ компонента магнетизације дуж y осе у почетном тренутку, $M_z(0) = M_{\parallel}$ компонента магнетизације дуж z осе у почетном тренутку, $\omega = \omega_0 = \gamma B_z$ Ларморова фреквенца. Минус испред Ларморове фреквенце значи да се за позитивно γ ротација врши у смеру казаљке на сату у xu равни.

Потребно је модификовати једначине (32) тако да буду укључене промене магнетизације које потичу из "немагнетних" разлога:

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= -\frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\frac{M_y}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \frac{1}{T_1}(M_0 - M_z),\end{aligned}\quad (34)$$

где је M_0 средња вредност магнетизације у термодинамичкој равнотежи, T_1 лонгитудинално време релаксације, а T_2 трансверзално време релаксације при чему је $T_2 < T_1$.

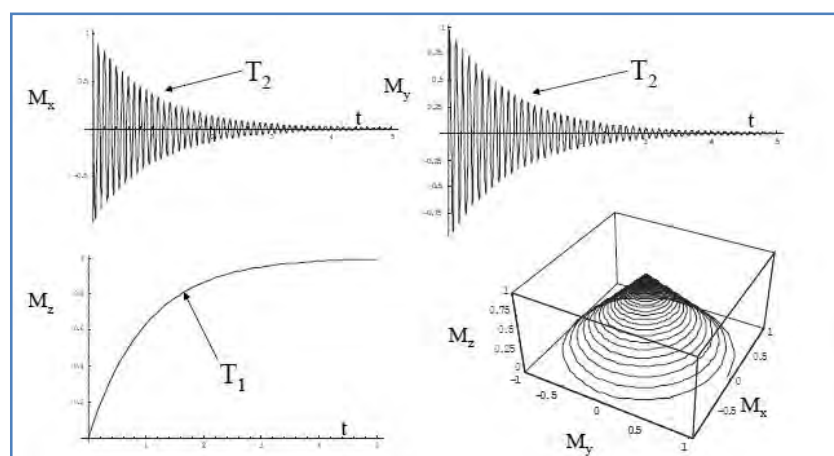
Релаксација је процес довођења спина у стање равнотеже са околином. Практично, стопа релаксације се одређује на основу тога колико се брзо може поновити експеримент. Јасно је да на брзину релаксације утичу особине узорка. У случају нуклеарне магнетне резонанце, релаксација је релативно спора, мери се секундама, што омогућава анализу

узорка. Разлог за то су судари молекула, који су одговорни за ефикасно релаксирање електронске, вибрационе и ротационе енергије и имају мали или никакав утацај на језгро. Интеракције одговорне за релаксацију у НМР-у су прилично слабе и укључују магнетне интеракције са језгром. Да бисмо разумели порекло микрорелаксације, неопходно је позвати се на квантну механику и размотрити доприносе од појединачних спинова у узорку.

Две различите временске константе карактеришу релаксацију.

а) Побуђени протони се могу деекситовати путем спонтане или стимулисане емисије. Код МРИ је од значаја само стимулисана емисија и због тога је потребно да додатно магнетно поље садржи компоненту са фреквенцом приближно једнакој Ларморовој фреквенци. Макроскопски ефекат енергијских прелаза проузрокованих стимулисаном емисијом резултира постепеним опоравком лонгитудиналне компоненте магнетизације M_z . Овај релаксациони процес се назива T_1 релаксација. Стопа опоравка или релаксације M_z окарактерисана је временском константом која се назива T_1 време релаксације. Оно варира у различитим ткивима, тако да се креће од неколико секунди у цереброспиналној течности до око $300ms$ у масти.

б) T_2 релаксација служи за описивање релаксације трансверзалне компоненте



Слика 7. Релаксација

магнетизације M_{xy} . Аналогно T_1 релаксацији, јавља се карактеристична константа- T_2 време релаксације. Могло би се очекивати на основу дефиниције једног и другог времена да она морају бити једнака. Међутим, опадање трансверзалне компоненте магнетизације се дешава знатно брже. T_2 релаксација изазива локалне нехомогености поља на микронивоу. Присуство таквог поља изазива варијације на молекуларном нивоу, што ће довести до варирања Ларморове фреквенце. Из тог разлога долази до губитка фазе кохерентности међу спиновима па је T_2 увек мање од T_1 .

Комбинацијом једначина (32) и (34) добију се Блохове једначине облика:

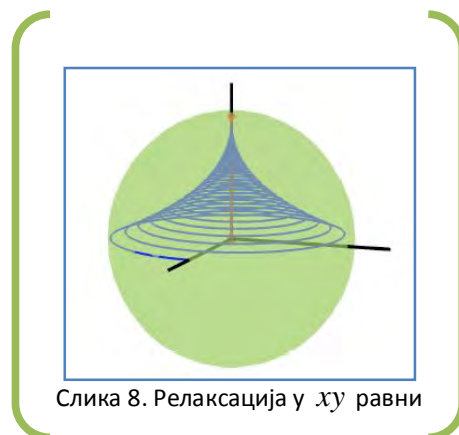
$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= -\frac{M_x}{T_2} + \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_x \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\frac{M_y}{T_2} + \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_y \\ \frac{dM_z}{dt} &= \frac{1}{T_1}(M_0 - M_z) + \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_z.\end{aligned}\quad (35)$$

Решења Блохових једначина су:

$$\begin{aligned}M_x &= M_0 \exp\left[-\frac{t}{T_2} \cos(-\omega_0 t)\right] \\ M_y &= M_0 \exp\left[-\frac{t}{T_2} \sin(-\omega_0 t)\right] \\ M_z &= M_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right].\end{aligned}\quad (36)$$

Блохове једначине описују понашање магнетизације у магнетном пољу. Раније је поменуто да спољашњи момент силе делује на диполни момент када је је смештен унутар магнетног поља тако да је дипол усмерен у правцу магнетног поља.

Компонента магнетизације је у xy равни у почетном тренутку M_0 , након чега интензитет амплитуде те компоненте опада експоненцијално са временском константом T_2 .



Слика 8. Релаксација у xy равни

III.2 Вектор магнетизације у ротирајућем координатном систему

Најједноставније је описати кретање магнетизације у координатном систему који ротира око z осе (правац магнетног поља) Ларморовом фреквенцом.

$$\begin{aligned}M_x &= M'_x \cos \theta - M'_y \sin \theta \\M_y &= M'_x \sin \theta + M'_y \cos \theta \\M_z &= M'_z,\end{aligned}\tag{37}$$

или у матричној форми:

$$\vec{M} = \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M'_x \\ M'_y \\ M'_z \end{bmatrix} = R \vec{M}'.\tag{38}$$

Уколико посматрамо ротацију координатног система, при чему вектор магнетизације остаје константан, резултат ће бити исти као и када би вектор магнетизације ротирао у супротном смеру. Ако је $\theta = -\omega t$, тада је:

$$\begin{aligned}M_x &= M'_x \cos(-\omega t) - M'_y \sin(-\omega t) \\M_y &= M'_x \sin(-\omega t) + M'_y \cos(-\omega t) \\M_z &= M'_z.\end{aligned}\tag{39}$$

Диференцирањем по времену, добијамо:

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= \frac{dM'_x}{dt} \cos(-\omega t) - \frac{dM'_y}{dt} \sin(-\omega t) + \omega M'_x \sin(-\omega t) + \omega M'_y \cos(-\omega t) \\ \frac{dM_y}{dt} &= \frac{dM'_x}{dt} \sin(-\omega t) + \frac{dM'_y}{dt} \cos(-\omega t) - \omega M'_x \cos(-\omega t) + \omega M'_y \sin(-\omega t) \\ \frac{dM_z}{dt} &= \frac{dM'_z}{dt}.\end{aligned}\tag{40}$$

Ако у једначине (40) уврстимо једначине (32) и (39), добијамо:

$$\begin{aligned}\frac{dM'_x}{dt} \cos(-\omega t) - \frac{dM'_y}{dt} \sin(-\omega t) + \omega M'_x \sin(-\omega t) + \omega M'_y \cos(-\omega t) = \\ = \gamma [M'_x \sin(-\omega t) + M'_y \cos(-\omega t)] B_z.\end{aligned}\tag{41}$$

Десна страна једнакости једнака је трећем и четвртој сабирку јер је $\omega = \omega_0 = \gamma B_z$, па ће се једначина (41) поједноставити:

$$\frac{dM'_x}{dt} \cos(-\omega t) - \frac{dM'_y}{dt} \sin(-\omega t) = 0. \quad (42)$$

Аналогно се добија за y компоненту.

$$\frac{dM'_x}{dt} \sin(-\omega t) + \frac{dM'_y}{dt} \cos(-\omega t) = 0. \quad (43)$$

На основу претходног рачуна добијамо да је $M'_x, M'_y = const$, што заједно са $M'_z = const$ даје $\vec{M}' = const$.

III.3 Динамика вектора магнетизације у присуству додатног осцилаторног магнетног поља

Сада посматрамо како ће се понашати магнетизација када се дуж x осе јави додатно осцилирајуће магнетно поље $B_1 \cos(-\omega t)$.

Ако издвојимо x компоненту једначине (31), имамо $\frac{dM'_x}{dt} = \gamma(M'_y B_z - M'_z B_y)$. Када уврстимо једначине (32) и (39), добићемо:

$$\begin{aligned} \frac{dM'_x}{dt} \cos(-\omega_0 t) - \frac{dM'_y}{dt} \sin(-\omega_0 t) + \omega_0 M'_x \sin(-\omega_0 t) + \omega_0 M'_y \cos(-\omega_0 t) = \\ = \gamma [M'_x \sin(-\omega_0 t) + M'_y \cos(-\omega_0 t)] B_z. \end{aligned} \quad (44)$$

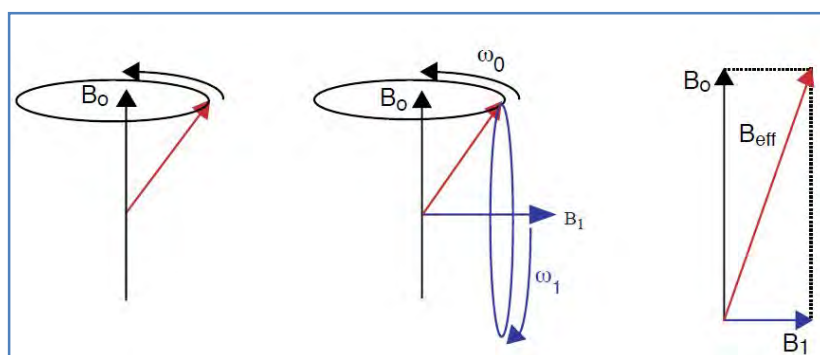
$$\Rightarrow \frac{dM'_x}{dt} \cos(-\omega_0 t) - \frac{dM'_y}{dt} \sin(-\omega_0 t) = 0. \quad (45)$$

Када се на исти начин посматрају остале кепоненте, једноставним рачуном се добија:

$$\begin{aligned} \frac{dM'_x}{dt} &= \gamma B_1 M'_z \cos(\omega t) \sin(-\omega_0 t) \\ \frac{dM'_y}{dt} &= \gamma B_1 M'_z \cos(\omega t) \cos(-\omega_0 t) \\ \frac{dM'_z}{dt} &= -\gamma B_1 M'_x \cos(\omega t) \sin(-\omega_0 t) - \gamma B_1 M'_y \cos(\omega t) \cos(-\omega_0 t). \end{aligned} \quad (46)$$

Када је присутно само B_0 поље, јавља се прецесија око z осе. Радиофреквентно (РФ) поље је укључено нормално на осу статичког поља (тзв. B_1 поље). Ово поље је укључено само за кратко време и обично се зове (РФ) пулс. Магнетизација ротира око осе

резултирајућег ефективног поља. За протоне, B_0 поље одговара прецесији фреквенције стотина MHz , док поље B_1 одговара прецесији фреквенције $1-20 KHz$). Ако би поље B_1 било константно у времену, утицај на спинове би био занемарљив. Међутим, B_1 поље ротира око x осе фреквенцијом која је веома слична прецесији спинова око z осе.



Слика 9. Илустрација ефективног магнетног поља

III.4 Нутација у присуству магнетне резонанце

Уколико је фреквенца додатног поља једнака Ларморовој фреквенци, у једначинама (46) ће се јавити $\cos^2(-\omega_0 t)$ што у средњем тежи $\frac{1}{2}$, док члан $\sin(-\omega_0 t)\cos(-\omega_0 t)$ тежи нули. У том случају, ситуација се знатно поједностављује и једначине (46) попримају следећи облик:

$$\begin{aligned}\frac{dM'_x}{dt} &= 0 \\ \frac{dM'_y}{dt} &= \frac{\gamma B_1}{2} M'_z \\ \frac{dM'_z}{dt} &= -\frac{\gamma B_1}{2} M'_y.\end{aligned}\tag{47}$$

Дефинишимо нову угаону фреквенцу, фреквенцу нутације $\omega_1 = \frac{\gamma B_1}{2}$ и уврстимо је у једначине (47):

$$\begin{aligned}\frac{dM'_y}{dt} &= \omega_1 M'_z \\ \frac{dM'_z}{dt} &= \omega_1 M'_y.\end{aligned}\tag{48}$$

Добили смо пар куплованих једначина.

$$\Rightarrow \frac{d^2 M'_z}{dt^2} = -\omega_1 \frac{dM'_z}{dt} = -\omega_1^2 M'_z.\tag{49}$$

Решење једначине (49) је:

$$M'_z = a \sin(\omega_1 t) + b \cos(\omega_1 t).\tag{50}$$

Из једначине (48) и (50), може се добити:

$$M'_y = -\frac{1}{\omega_1} \frac{dM'_z}{dt} = -a \cos(\omega_1 t) + b \sin(\omega_1 t).\tag{51}$$

Константе a и b се одређују на основу почетних услова. На пример, ако је у почетном тренутку магнетизација \vec{M} дуж z осе, $a = 0, b = M_0$. Тада је:

$$\begin{aligned}M'_x &= 0 \\ M'_y &= M_0 \sin(\omega_1 t) \\ M'_z &= M_0 \cos(\omega_1 t).\end{aligned}\tag{52}$$

Комбинација прецесије око z осе и промене пројекције магнетизације \vec{M} око z осе назива се *нутација*.

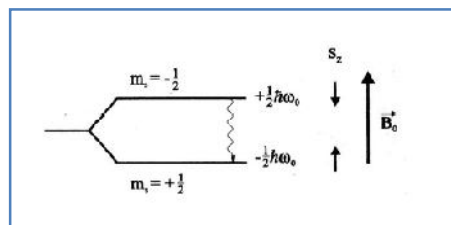
IV

Примена магнетне резонанце

IV.1 Магнетизам људског тела

Након што смо разумели како на магнетизацију утиче додатно осцилирајуће поље, можемо разумети понашање магнетизације у људском телу.

Најчешће се МРИ сигнал добија од атомског језгра водониковог атома, којег највише има у молекулима воде. Језгро водоника, протон, се у телу понаша као „игла компаса“, при чему постоји слаба тенденција за оријентацију у правцу спољашњег магнетног поља. Када се језгро водоника нађе у спољашњем магнетном пољу јачине B_0 , долази до раздвајања енергијских нивоа.



Слика 10. Цепане енергијског нивоа језгра водониковог атома у спољашњем магнетном пољу

$$\Delta E = h\nu, \quad (53)$$

где је h Планкова константа, $\nu = \frac{\gamma}{2\pi} B_0$ Ларморова фреквенца, $\frac{\gamma}{2\pi} = 42,57 \frac{\text{MHz}}{\text{T}}$.

Штавише, водоник је једини елемент чији је проблем егзактно решив. Остали елементи, слични водонику, захтевају увођење апроксимација при решавању проблема.

Интеракције утичу на језгра више него спољашње поље, тако да су оријентације спинова језгара у великој мери насумичне, чак и након што је пацијент стављен на скенер. Језгра формирају тоталну магнетизацију названу „мрежа-магнетизација“, што је адекватније посматрати него допринос сваког вектора магнетизације појединачно. Атомска језгра у људском телу поседују термално кретање, па тотална магнетизација у средњем зависи од температуре.

Поред огромног броја водоникових језгара који се налазе у организму ($\approx 10^{27}$), тотална магнетизација постаје мерљива величина, пропорционална јачини спољашњег поља. Што је поље јаче, добија се бољи однос сигнал-шум.

Фреквенца прецесије тоталне магнетизације око правца спољашњег магнетног поља је приближна Ларморовој фреквенци. Радио талас игра улогу додатног спољашњег поља променљивог у времену. Када се изједначи фреквенца РФ поља са Ларморовом фреквенцом, долази до феномена резонанце, након чега наступа релаксација и детектовање сигнала.

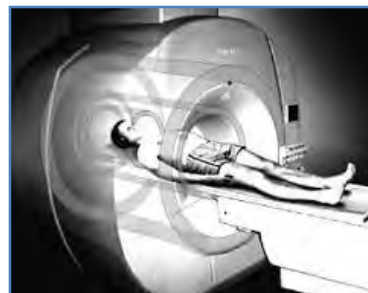
IV.2 МРИ

Педесетих година прошлог века, магнетна резонанца (МР) је као лабораторијска техника коришћена у хемијским истраживањима, нешто касније и у биохемији и биологији (за недеструктивно испитивање биолошких процеса), да би крајем века постала незамањива дијагностичка метода за снимање меких ткива. Ова метода даје изузетно прецизне анализе мекоткивних структура као што су мозак, кичмена мождина, па се најчешће користи за неуродијагностичке прегледе, а препоручује се и за прегледе ока и унутрашњег слушног живца, органе стомака, мале карлице, плућа, као и за реалан анатомски приказ одређене регије и локализацију лезије, односно жаришта у њој. Посебно је значајно што нема зрачења које, на пример, постоји код снимања скенером.



Слика 11. МРИ снимак главе

Магнетна резонанца данас заузима посебно место у медицинском снимању захваљујући чињеници да је људско тело, осим за рендгенске и ултразвучне, пропустљиво и за радиофреквентне таласе, где разликујемо $\pi/2$, π и 2π пулс. Примена пулса $\pi/2$ за последицу има трансформацију компоненте вектора магнетизације M_z у компоненту M_y , примена π пулса доводи до трансформације компоненте M_z у $(-M_z)$, док примена 2π пулса не трансформише компоненту M_z . Од посебног значаја је и то што 70 одсто људског тела заправо чини вода, јер је у причи о МР веома важно реаговање атома водоника у јаком магнетном пољу. У најкраћем, различита ткива имају различит садржај воде, па дају и различит повратни ехо радиофреквентних сигнала, а МР баш на основу тога савршено разликује мека ткива, при чему, уз помоћ различитих начина прегледа, може и да наглашава разлике међу њима.



Слика 12. МРИ апарат

IV.3 Апаратура

При прегледу, пацијент се налази на лежају који пролази кроз "тунел", односно кроз центар великог електромагнета. У јаком магнетном пољу, одређени број протона водоника у пацијентовом телу напушта равнотежни положај и постројава се према линијама сила магнета, али при њиховом повратку у почетни положај, након што су у тело

пацијента упућени радио таласи одређене фреквенције, долази до резонанције. Другим речима, магнетна резонанција је техника која само ослушкује радиофреквентни одјек настао након побуђивања протона водоника у објекту који се посматра. Компјутер обрађује прикупљене повратне аналогне информације и при том користи разлике у фреквенцији и разлике у фазама такозваних спинова водоничних атома и као резултат добијамо МР слику или МР скен.

IV.4 Зрачење

За разлику од радиолошких и метода нуклеарне медицине, које у дијагностичким прегледима примењују опасно јонизујуће рендгенске и гама зраке, магнетна резонанца користи само магнетно поље и радиофреквентне таласе, те је са становишта зрачења потпуно нешкодљива. Њоме се могу прегледати и деца и труднице, и прегледи се могу понављати више пута, па је нарочито погодна за преоперативне или постоперативне контроле. И сам апарат је нешкодљив по околину, будући да је оклопљен Фарадејевим кавезом, па не испушта никаква радиофреквентна зрачења.

Магнетна резонанца је прецизна дијагностичка метода која даје конкретну слику о здрављу појединих органа, органских система, али и о стању читавог организма. Безболна је и потпуно нешкодљива за пацијенте, па се преглед може понављати више пута, али само у договору са стручњаком. На основу резултата одређује се даљи ток лечења и најефикаснија терапија.

IV.5 Предности

Главне предности магнетне резонантне томографије (МРИ) у односу на друге радиолошке методе су:

- Висока осетљивост на промене садржаја воде унутар ткива у патолошким стањима;
- Висока осетљивост у откривању тумора, њиховог смештаја и односа према околини, што пружа боље информације о обиму перитуморског едема, крварењу, некрози...
- Савршена визуелизација органа која се приближава сликама из анатомског атласа, јер је МРИ сензитивнија и резолутнија метода од компјутеризоване томографије;
- Добијени снимци органе приказују у све три главне равни или њиховој комбинацији;
- У току снимања не користи се рендгенско зрачење и, колико је до сада истражено МРИ нема штетних дејстава на организам, потпуно је безболна, неинвазивна, комфорна и безопасна метода, како за пацијента тако и за здравствено особље које учествује у прегледу;
- присуство ваздуха у телу и коштане структуре нису препреке које онемогућавају визуелизацију ткива.

IV.6 Ограничења

Магнетна резонанца је потпуно неинвазивна и са становишта зрачења нешкодљива медицинска техника, али ипак има своја ограничења. Пре свега, апсолутно је контраиндикована за пацијенте који носе пејсмејкер, јер може да размагнетише срчани апарат. Друга опасност на коју треба упозорити је евентуално уношење неког феромагнетног предмета, који би врло јак магнет могао да извуче. У пракси је, наиме, било и драматичних случајева, попут једног у Немачкој, кад је пацијенту по уласку у МР истргнута очна јабучица јер је у њој био чврсто фиксиран гвоздени опиљак. У МР апарат не смеју да се уводе ни особе са кохлеарним и подкожним имплантима, инсулинским и другим пумпама, са такозваним клипсевима на анеуризми у мозгу. У овом последњем случају би могло да дође до грејања анеуризме, опекотина и других нежељених последица. Радиофреквентни сигнал, наиме, повећава температуру у испитиваном објекту, али је у нормалним околностима реч о минималном, за пацијента занемарљивом повећању. Свако померање тела омета МР преглед (слику донекле могу да деградирају чак и покрети црева и срчана радња), па је пацијенте који из било ког разлога не могу да остану мирни, или малу децу, готово немогуће прегледати без анестезије. Код испитаника који не могу дуже да леже, или код оних који се не могу положити на леђа, МРИ снимци могу бити лошег квалитета. Само у изузетно јаким магнетима се дешава да пацијенти понекад осете неке сензације по површини коже или виде светлуцање пред очима. Преглед такође може бити некомфоран за клаустрофобичне пацијенте, поготово због дужине трајања, али данас има посебних врста прегледа (такозване секвенце) који трају само колико и задржавање даха (breath hold технике). Зубни импланти и пломбе не представљају контраиндикацију за овај вид прегледа.

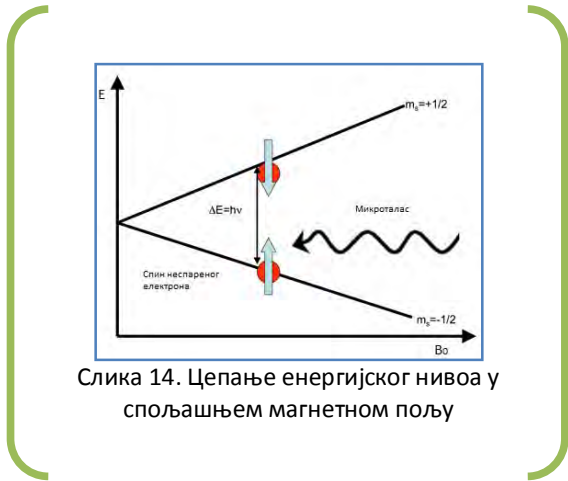


Слика 13. Упозорење на ограничења МРИ

IV.7 Електронска парамагнетна резонанца

Електронска парамагнетна резонанца (ЕПР), такође позната као електронска спинска резонанца (ЕСР) или електронска магнетна резонанца (ЕМР), је резонантна спектроскопска метода којом се детектује процес резонантне апсорпције микроталасног зрачења у хомогеном магнетном пољу, у системима који поседују најмање један неспарени електрон. Ти системи могу бити молекули, јони, радикали, различити тачкасти дефекти у кристалима...

Ако атом или молекул поседује укупни електронски момент импулса, J , (који је једнак збиру орбиталног, L , и спинског, S , момента импулса), тада ће поседовати и магнетни момент μ . Спољашње магнетно поље у које се уноси узорак генерише настанак



$2J + 1$ Земанових нивоа различите енергије између којих се могу одигравати прелази индуковани апсорпцијом кванта зрачења чија се енергија поклапа са разликом у енергијама насталих нивоа. Без спољашњег магнетног поља, нивои су истих енергија (дегенерисани) те никакав прелаз није могућ. Чињеница да магнетни момент електрона најчешће потиче од спинског угаоног момента са малим доприносом орбиталног момента је разлог зашто се ова техника зове електронска спинска резонанција (ЕСР).

Међутим, изглед ЕПР спектра не зависи само од броја неспарених електрона. Једна од могућих интеракција неспареног електрона је и интеракција са језгром које се налази у његовој близини, и назива се хиперфина интеракција. Ово је у основи магнетна дипол-дипол интеракција између електрона и језгра. Јавља се код система који поседују нуклеарни магнетни момент као последица спрезања магнетних момената електрона и језгра. Дакле, уколико језгро поседује нуклеарни спински магнетни момент различит од нуле, оно ће утицати на додатно цепанье енергијских нивоа електрона.

Сопствено магнетно поље језгра се суперпонира на спољашње магнетно поље и резултујуће (ефективно) магнетно поље утиче на цепанье Земанових електронских нивоа. Као резултат хиперфине интеракције, долази до повећања броја линија у ЕПР спектру.

Решавањем временски независне Шредингерове једначине добија се енергија интеракције магнетног дипола момента μ с спољашњим магнетним пољем јачине \vec{B} .

$$E = m_s g \mu_B B, \tag{54}$$

где је m_s спински квантни број који има вредности од $-S$ до $+S$. Спин електрона износи $1/2$, па постоје две могуће оријентације електронских спинова у односу на смер спољашњег магнетног поља: оних који су паралелни магнетном пољу (α -електрони) и оних који су антипаралелни магнетном пољу (β -електрони). Одговарајуће енергије ових електрона су:

$$E_{\alpha} = \frac{1}{2} g\mu_B B, \quad (55)$$

$$E_{\beta} = -\frac{1}{2} g\mu_B B. \quad (56)$$

Разлика енергија између стања α – и β –електрона је:

$$\Delta E = E_{\alpha} - E_{\beta} = g\mu_B B. \quad (57)$$

Основна замисао ЕПР спектроскопије јесте да се парамагнетном систему доведе енергија променљивог магнетног поља која је управо једнака разлици енергијских нивоа α – и β –електрона. Енергија која се доводи парамагнетном систему у ЕПР спектроскопији јесте енергија електромагнетног зрачења микроталасног подручја јер је одговарајућа фреквенца овог зрачења таква да важи услов резонанце, тј.

$$\Delta E = h\nu = g\mu_B B. \quad (58)$$

ЕПР спектрометар је уређај помоћу кога се може детектовати претходно описани феномен електронске парамагнетне резонанције. Основна разлика између ЕПР и оптичког спектрометра је у томе што ЕПР спектрометар као извор електромагнетног зрачења користи клистрон који емитује монохроматско микроталасно зрачење док се линеарно мења вредност магнетног поља у резонатору у коме се налази узорак.



Слика 15. ЕПР уређај

Када се променом спољашњег магнетног поља успостави резонантни услов, долази до апсорпције енергије микроталаса што се огледа у промени детекторске струје. Детектор је уређај на бази полупроводника који конвертује микроталасе у једносмерну струју. Такође, овај спектрометар поседује и систем за модулацију, који помоћу наизменичног магнетног поља мале амплитуде једносмерни сигнал преводи у наизменични сигнал. Овај наизменични сигнал може се и појачати фазно осетљивим појачавачем. Уобичајена фреквенца микроталаса на којој се врши ЕПР снимање је око 9.5 GHz .

Закључак

Из развојног пута МРИ-а може добро да се сагледа улога науке и њен допринос цивилизацији. МРИ је настао из пуке радозналости, дакле жеље физичара да сазнају нешто више о структури атомског језгра. Тада нико није слутио колико ће велику примену стећи како у медицини, тако и у истраживањима у хемији и физици.


Тај пут није било лако прећи. Важно је било добро познавање класичне и квантне физике. Дакле, објаснити вектор магнетизације и његово понашање у спољашњем магнетном пољу, што је посао класичне електродинамике. Затим, прићи деловању спољашњег магнетног поља са становишта квантне физике и тако објаснити ефекте цепања енергијских нивоа.

Нуклеарна магнетна резонанција је апсорпција радиофреквентног зрачења од стране језгра у јаком магнетном пољу. Апсорпција зрачења проузрокује да се спинови језгара изједначе или брзо пређу на виши енергијски ниво. Након престанка зрачења језгра отпуштају (реемитују) апсорбовану енергију радиофреквентног зрачења и враћају се у стање ниже енергије, тј. систем се враћа у претходно (равнотежно) стање емисијом зрачења чија је фреквенција једнака Ларморовој фреквенцији. Брзина којом се систем враћа у претходно стање се карактерише временима релаксације.


Године су пролазиле, а све је јасније било да ефекат магнетне резонанце може да се искористи вишеструко. Данас се рад у неким лабораторијама и медицини не може замислити без употребе магнетне резонанце. Пре свега јер је недеструктивна метода, што је у оба случаја јако важно.

Литература

- B. S. Milić: *Kurs klasične teorijske fizike. II deo. Meksvelova elektrodinamika*, Univerzitet u Beogradu, Beograd, 1996.
- B.H. Bransden, C. Joachain: *Introduction to Quantum Mechanics*, Longman, New York, 1989.
- Thomas L. James: *Fundamentals of NMR*, Department of Pharmaceutical Chemistry University of California, San Francisco, 1998.
- Willy Wriggers: *Nuclear Magnetic Resonance*, The University of Texas School of Health Information, Science of Houston,
- S. Balter: *An Introduction to the Physics of Magnetic Resonance Imaging*, RadioGraphics 7, 371-383, 1987.
- P.-J. Nacher: *Magnetic Resonance Imaging: From Spin Physics to Medical Diagnosis*, Quantum Spaces 1-35, Birkhäuser Verlag Basel, 2007 (Poincaré Seminar 2007)
- A. Hendrix: *Magnets, Spins and Resonances. An introduction to the basics of Magnetic Resonance*, Siemens AG, Erlangen, 2003.
- S. G. Odaibo: *A Quantum Mechanical Review of Magnetic Resonance Imaging*, arXiv: 1210.0946v1 [physics.med-ph] 1Oct2012
- W. R. Hendee, C. J. Morgan: *Magnetic Resonance Imaging. Part I - Physical Principles*, The Western Journal of Medicine, 141, 491-500, 1984
- L. G. Hanson: *Introduction to Magnetic Resonance Imaging Techniques*, Danish Research Centre for Magnetic Resonance (DRCMR), Copenhagen University Hospital Hvidovre, 2009. (<http://www.drcmr.dk/>)
- L. G. Hanson: *Is Quantum mechanics necessary for understanding Magnetic Resonance?*, Concepts in Magnetic Resonance, 32A, 329-340, 2008.
- Erim Bešić: *Spektroskopija elektronske paramagnetske rezonancije (EPR)*, Zavod za biofiziku Farmaceutsko–biokemijskog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu, Zagreb, 2010.

	ПРИРОДНО - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ НИШ
	КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број, РБР:	
Идентификациони број, ИБР:	
Тип документације, ТД:	монографска
Тип записа, ТЗ:	текстуални / графички
Врста рада, ВР:	дипломски рад / мастер рад
Аутор, АУ:	Дијана Судимац
Ментор, МН:	Љиљана Стевановић
Наслов рада, НР:	МАГНЕТНА РЕЗОНАНЦА
Језик публикације, ЈП:	српски
Језик извода, ЈИ:	енглески
Земља публикација, ЗП:	Р. Србија
Уже географско подручје, УГП:	Р. Србија
Година, ГО:	2013.
Издавач, ИЗ:	ауторски репринт
Место и адреса, МА:	Ниш, Вишеградска 33.
Физички опис рада, ФО: <small>(поглавља/страна/ цитата/табела/слика/графика/прилога)</small>	32 стр. ; граф. прикази
Научна област, НО:	физика
Научна дисциплина, НД:	атомска физика
Предметна одредница/Кључне речи, ПО:	магнетна резонанца, нуклеарна магнетна резонанца, електронска парамагнетна резонанца
УДК	32.30.Dx
Чува се, ЧУ:	библиотека
Важна напомена, ВН:	
Извод, ИЗ:	Објашњен је феномен магнетне резонанце са становишта класичне и квантне физике. Дате су Блохове једначине, које описују динамику вектора магнетизације система магнетних дипола у спољашњем магнетостатичком пољу, као и у комбинацији магнетостатичког и осцилаторног магнетног поља. У последњем делу рада описане су методе истраживања у физици, биофизици, хемији и медицини, засноване на магнетној резонанци.
Датум прихватања теме, ДП:	02. 07. 2013.
Датум одбране, ДО:	
Чланови комисије, КО:	Председник: проф. др Мирослав Николић Члан: др Дејан Димитријевић Члан, ментор: др Љиљана Стевановић

	ПРИРОДНО - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ НИШ
	KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number, ANO :	
Identification number, INO :	
Document type, DT :	monograph
Type of record, TR :	textual / graphic
Contents code, CC :	university degree thesis
Author, AU :	Dijana Sudimac
Mentor, MN :	Ljiljana Stevanović
Title, TI :	MAGNETIC RESONANCE
Language of text, LT :	Serbian
Language of abstract, LA :	English
Country of publication, CP :	Republic of Serbia
Locality of publication, LP :	Serbia
Publication year, PY :	2013
Publisher, PB :	author's reprint
Publication place, PP :	Niš, Višegradska 33.
Physical description, PD : <small>(chapters/pages/ref./tables/pictures/graphs/appendixes)</small>	32 p. ; graphic representations
Scientific field, SF :	physics
Scientific discipline, SD :	atomic physics
Subject/Key words, S/KW :	magnetic resonance, nuclear magnetic resonance, electronic paramagnetic resonance
UC	32.30.Dx
Holding data, HD :	library
Note, N :	
Abstract, AB :	Magnetic resonance phenomena is explained from the classical and quantum point of view. It is given the Bloch equations, describing magnetization dynamics of the system of magnetic dipoles in magnetostatic field, as well in combined magnetostatic and oscillating magnetic fields. The last part of the work deals with the methods, based on magnetic resonance, applied in research in physics, biophysics, chemistry and medicine.
Accepted by the Scientific Board on, ASB :	02. 07. 2013.
Defended on, DE :	
Defended Board, DB :	President: Proff. Dr Miroslav Nikolić
	Member: Dr Dejan Dimitrijević
	Member, Mentor: Dr Ljiljana Stevanović