

ЭВОЛЮЦИЯ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Одной из обсуждаемых тем в современной электронике является разработка быстродействующих элементов памяти высокой плотности хранения данных на основе принципа магнитной записи. Однако существует ряд нерешенных задач при создании таких элементов. В частности, необходимо определить минимальное время отклика магнитного материала при воздействии на него внешним магнитным полем. При решении этой задачи наиболее эффективным представляется метод магнитного резонанса как метод исследования магнитных материалов. Этот метод обладает весьма высокой чувствительностью к изменению магнитной структуры вещества. Магнитный резонанс в парамагнетиках называется электронным парамагнитным резонансом (ЭПР). Магнитный резонанс в ферромагнетиках называется ферромагнитным резонансом (ФМР). Традиционно моделирование ЭПР выполняется с использованием уравнения Блоха [1], а ФМР – уравнения Ландау – Лифшица [2]. К примеру, в работе [3] авторы выполняли моделирование ФМР, исследуя нелинейную динамику вектора магнитного момента; авторы работы [4] проводили численное моделирование эволюции линии поглощения ЭПР на основе специально разработанного метода с использованием ограниченного числа магнитных моментов. Однако целесообразно провести сравнительный анализ эволюции линий поглощения ЭПР и ФМР. Ведь известно, что парамагнетики и ферромагнетики относятся к двум разным классам магнитных материалов, а значит, следует определить их применимость в быстродействующей электронике. Поэтому целью данной работы является исследование эволюции линии поглощения ЭПР с использованием уравнения Блоха и исследование эволюции линии поглощения ФМР с использованием уравнения Ландау – Лифшица.

Хорошо известно, что в классическом приближении уравнение движения вектора магнитного момента \vec{M} в некотором магнитном поле \vec{H}_Σ записывается в виде [5]

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \times \vec{H}_\Sigma), \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение. В физике твердого тела, в большинстве реальных случаев спины магнитных атомов (движение которых описывается уравнением (1)) находятся в окружении других частиц. На них действуют как внешние постоянное H_0 и переменное $H_I(t)$ магнитные поля, так и локальные поля, создаваемые магнитными моментами соседних частиц [5]. Для случая парамагнитных веществ влияние локальных магнитных полей на движение \vec{M} было учтено в уравнении Блоха включением в него (1) добавочного релаксационного члена \vec{R} [6]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \times \vec{H}) + \vec{R}. \quad (2)$$

где \vec{R} – релаксационный член, в котором учтено взаимодействие спиновой системы с окружением и спинов между собой [5]:

$$\vec{R} = \left\{ -\frac{M_x}{T_2}, -\frac{M_y}{T_2}, -\frac{M_z - M_0}{T_1} \right\}, \quad (3)$$

где T_2 – время поперечной (спин-спиновой) релаксации, T_1 – время продольной (спин-решеточной) релаксации, M_0 – величина магнитного момента.

Стоит заметить, что уравнение Блоха справедливо для случая слабых взаимодействий между атомами, т.е. для случая, когда величина локальных полей является малой по сравне-

нию с H_0 . Тогда выделение роли локальных полей в виде малого релаксационного члена является обоснованным, и уравнение движения вместо общего вида (1) может быть записано в приближенном виде (2).

В случае сильного взаимодействия между магнитными моментами, правомерно воспользоваться уравнением Ландау – Лифшица [2], которое описывает движение макроскопического вектора магнитного момента \vec{M} в поле \vec{H}_{eff} в упорядоченном магнетике:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) - \gamma \left(\frac{\alpha}{M_S} \right) (\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})) \quad (4)$$

где \vec{H}_{eff} – сумма внешних полей и внутренних магнитных полей материала, α – параметр затухания, M_S – намагниченность насыщения ферромагнетика.

Таким образом, первым шагом построения модели является получение динамики вектора магнитного момента во времени с использованием уравнений (2) и (4). Из этой динамики необходимо при заданном постоянном магнитном поле определить амплитуду M_x , а также разность фаз между M_x и H_x . Для этого проведен численный расчет по формулам (2) и (4) методом Рунге – Кутты на языке программирования Pascal. В моделирование заложены такие условия: частота электромагнитного поля $f=10$ ГГц, величина H -компоненты электромагнитного поля $H_x(t)=2 \cdot 10^{-3} \cos(2\pi ft)$ Э (по условию [1] полагается $H_0 \gg H_1$), гиромагнитное отношение $\gamma=2.8 \cdot 10^6$ Гц/Э. Времена продольной T_1 и поперечной T_2 релаксаций составляют 10^{-3} с и 10^{-8} с соответственно, а $\alpha/M_S=0,00128$. Они выбраны из распространенных магнитных материалов, чтобы наглядно показать эволюцию линий ЭПР и ФМР. Величины α , M_S , H_{eff} определяют время спиновой релаксации вектора M в ферромагнетике. Расчет проводился в диапазоне магнитного поля $H_0=3220 - 3920$ Э, где должен наблюдаться предполагаемый ЭПР или ФМР. Результаты моделирования динамики вектора магнитного момента во времени представлены на рис. 1.

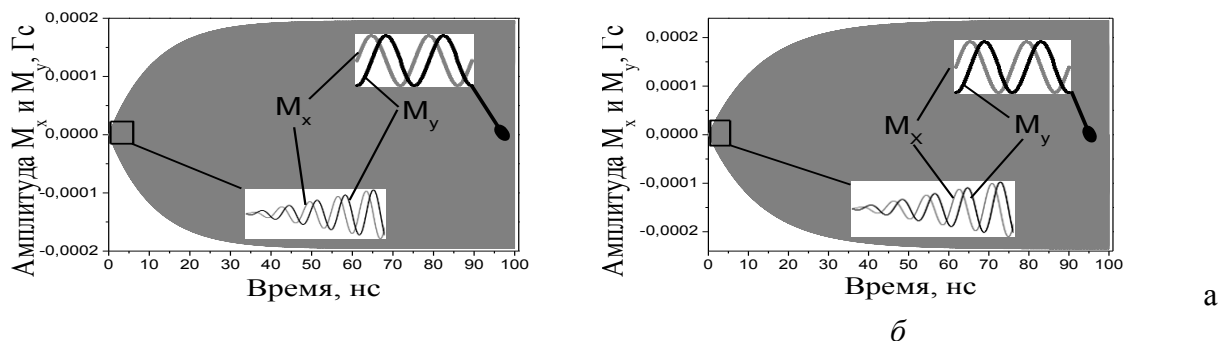


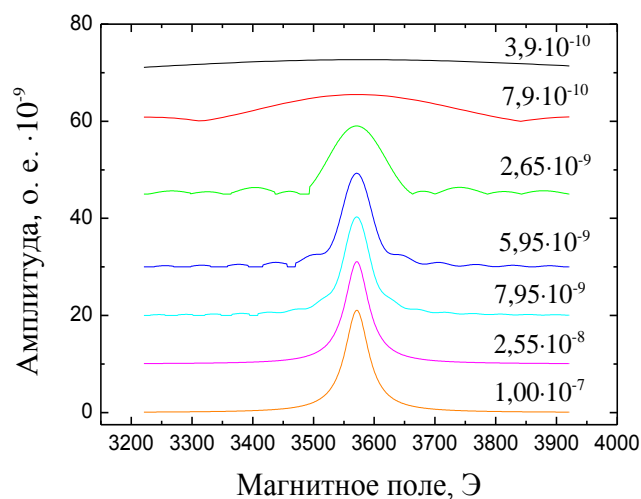
Рис. 1. Изменение M_x , M_y во времени при резонансном значении магнитного поля:
а – уравнение Блоха, б – уравнение Ландау – Лифшица

Для наглядности на рис. 1 показано изменение компонент M_x , M_y во времени при резонансном значении магнитного поля ($H_{res}=3571$ Э). Из рис. 1 следует, что разность фаз между M_x и M_y достигает значения $\pi/2$ (см. врезки) в течение первых периодов их колебаний. Это значит, что происходит прецессия вектора M , причем (как видно из нижних врезок рис. 1) с изменением его амплитуды нутации. Отметим что, для нерезонансных значений магнитного поля вид нутации будет отличаться: появляются периодические изменения ее амплитуды. Неизменными остаются разность фаз между M_x и M_y и стремление прецессии вектора M к стационарному состоянию за одно и то же характерное время – время релаксации.

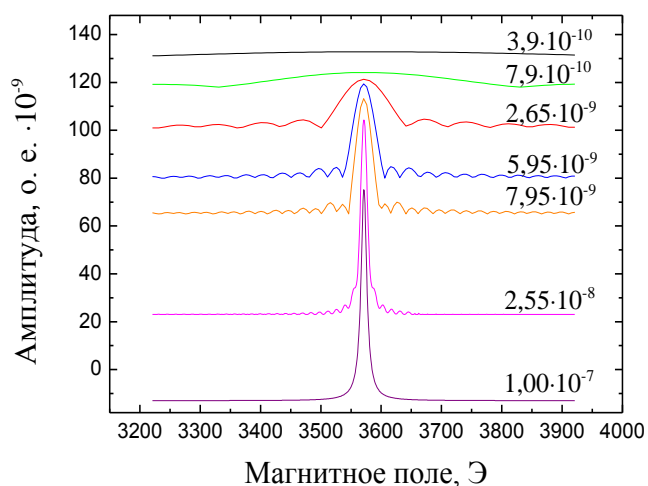
Следующим шагом необходимо построить линии поглощения ЭПР и ФМР, используя известную формулу для магнитной восприимчивости χ [1]:

$$\chi = M_x(t)/H_x(t), \quad (5)$$

где $Im(\chi)$ пропорциональна величине поглощенной СВЧ энергии (рис. 2).



a



б

Рис. 2. Эволюция линии поглощения ЭПР (*a*) и ФМР (*б*) в разные моменты времени

На рис. 2 видно, что в момент времени $t \sim 0,1$ времени релаксации линии поглощения ЭПР и ФМР становятся различимыми: можно определить их амплитуду, ширину и резонансное магнитное поле. При временах близких к времени релаксации (рис. 2) заметны неоднородности по обе стороны от резонанса. Это говорит о том, что стационарный процесс еще установился не полностью. По мере установления стационарного состояния амплитуды этих неоднородностей уменьшаются до нуля. За все время установления стационарного состояния ширина линии поглощения уменьшается, а амплитуда ее увеличивается. При временах на порядок больших времени релаксации линии поглощения ЭПР и ФМР практически не изменяются во времени, что означает установление прецессии магнитного момента в стационарное состояние. Из всего сказанного можно сделать вывод, что процесс эволюции линий ЭПР и ФМР происходит практически по одинаковому сценарию.

Выводы

Построена модель эволюции линии поглощения электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) с использованием уравнения Блоха, и ферромагнитного резонанса (ФМР) с использованием уравнения Ландау – Лифшица. Этой моделью показано, что эволюция линии поглощения ЭПР и ФМР происходит следующим образом: с течением времени амплитуда ее

увеличивается, а ширина уменьшается с бесконечно большого значения до значения, определенного диссипативными слагаемыми уравнений Блоха и Ландау – Лифшица. Линии поглощения ЭПР и ФМР можно считать сформировавшимися при временах $1/10$ от времени спин-спиновой релаксации. При временах на порядок больших времен релаксации форма линий практически не изменяется.

Несмотря на то, что уравнения Блоха и Ландау – Лифшица имеют разный вид, эволюция линий ЭПР и ФМР происходит по схожему сценарию.

При создании СВЧ-устройств на основе явления электронного магнитного резонанса следует принимать во внимание, что пороговое время срабатывания таких устройств будет на порядок меньше, чем время спин-спиновой релаксации магнитного материала, используемого в этих устройствах.

Список литературы: 1. Bloch F. Nuclear Induction / F. Bloch // Phys. Rev. – 1946. – 70, N 7,8. – P. 460 – 474. 2. Ландау Л. Д. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел : собр. труд. в 2 т. Т.1. // Л. Д. Ландау, Е. М Лифшиц ; под ред. Е. М. Лифшица. – М. : Наука, 1969. – 128 с. 3. Асадуллин Ф. Ф. Исследование магнитных и упругих колебаний в ферромагнитной пленке в области резонанса / Ф. Ф. Асадуллин, Д. С. Безносиков, В. С. Власов, Л. Н. Котов // Вестник Челяб. гос. ун-та. – 2008. – N 25. – С. 11-19. 4. Zabolotskiy A. M. Non-stationary magnetoresonance effects under microwave field of high intensity / A. M. Zabolotskiy, S. I. Tarapov // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1998. – 19, N 8. – P. 1059 – 1071. 5. Бородин П. М. Физические основы квантовой радиофизики : учеб. пособие / П. М. Бородин, В. В. Фролов, В. И. Чижик, А. В Мельников. – Л. : Изд-во Ленингр. ун-та, 1985. – 320 с. 6. Сликтер Ч. Основы теории магнитного резонанса / Ч. Сликтер ; пер. с англ. ; под ред. Г. В. Скродского. – М. : Мир, 1981. – 448 с.

ИРЭ НАНУ имени А.Я. Усикова

Поступила в редколлегию 12.03.2014