

ОСОБЕННОСТИ СИГНАЛОВ ОДНОИМПУЛЬСНОГО СПИНОВОГО ЭХА ЯДЕР ^{55}Mn ПРИ НАЛИЧИИ ДВУХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ФЕРРОМАГНИТНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЫ В МАНГАНИТАХ

Колесенко В.М., Русецкий Г.А.

ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»,
г. Минск, Беларусь, E-mail: koles@physics.by

Интерес к легированным манганитам $\text{Ln}_{1-x}\text{M}_x\text{MnO}_3$, где Ln – трехвалентный катион из группы лантаноидов, а M – двухвалентный щелочноземельный металл, например, Ca, Ba или Sr, связан с их интригующими магнитными и электронными свойствами. Благодаря сильной конкуренции между двойными обменными, сверхобменными взаимодействиями ионов Mn^{4+} , Mn^{3+} и электрон-фононными взаимодействиями (эффект Яна-Теллера в Mn) в манганитах может возникать большое разнообразие возможных типов магнитных фаз: парамагнитных, ферромагнитных, антиферромагнитных [1].

Эффективным способом исследования магнитных свойств манганитов является метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР). В этих материалах были обнаружены линии ЯМР ^{55}Mn от локализованных ионов Mn^{4+} , Mn^{3+} и Mn^{2+} , которые соответствуют ферромагнитной изолирующей фазе, и обменная линия Mn^{4+} , Mn^{3+} , связанная с ферромагнитной металлической фазой (ФМФ) [2, 3]. Кроме того, было установлено, что в областях с разными локальными характеристиками в большом температурном интервале наблюдается дополнительная фазовая сепарация ФМФ. В частности, эта сепарация проявляется в виде двух линий в спектре ЯМР с частотами 365 и 373,9 МГц и может объясняться изменением величины сверхтонкого взаимодействия и подвижности заряда в соответствующих областях ФМФ [4].

Для регистрации спектра ЯМР ^{55}Mn образцов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ в [4] был использован метод двухимпульсного спинового эха, спектр ЯМР можно также получить с помощью сигналов одноимпульсного эха (ОЭ), которые генерируются в сигнале свободной прецессии (СП) после воздействия одного радиочастотного (РЧ) импульса [5]. Более того, ОЭ позволяет разделить во времени сигналы от двух неоднородно уширенных ядерных подсистем [6]. Следует ожидать, что при наличии сепарации ФМФ в манганитах сигналы ОЭ от двух ядерных подсистем также будут разделяться. В настоящее время свойства сигналов ОЭ, генерирующихся в неоднородно уширенных ядерных двухуровневых системах, хорошо изучены [7]. Однако, особенности сигналов ОЭ при наличии взаимодействия данных подсистем пока не выяснены. Решению этой задачи посвящена настоящая работа.

В рамках изинговского взаимодействия опишем две неоднородно уширенные двухуровневые ядерные подсистемы с центральными частотами переходов ω_{01}, ω_{02} ($\omega_{01} < \omega_{02}$), которые возбуждаются импульсным переменным электромагнитным полем несущей частоты ω . Тогда в представлении эффективного спина гамильтониан задачи имеет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \hat{H}_{ix}$$

$$\hat{H}_j = \omega_{0j} \hat{S}_{zj} + \frac{\eta_j \omega_1}{2} (\hat{S}_{+j} e^{-i\omega t} + \hat{S}_{-j} e^{i\omega t}) \quad (j=1, 2), \quad \hat{H}_{ex} = k (\hat{S}_{z1} \cdot \hat{S}_{z2}), \quad (1)$$

где $\omega_1 = \gamma B_1$ – частота Раби; γ – гиромагнитное отношение; B_1 – амплитуда РЧ импульса; $\eta_{1,2}$ – коэффициенты усиления РЧ поля на ядрах в областях ФМФ; k – коэффициент, характеризующий величину изинговского взаимодействия; $\hat{H}_1, \hat{H}_2, \hat{H}_{ix}$ – гамильтонианы первой, второй ядерных подсистем, соответственно, и гамильтониан, описывающий взаимодействие этих подсистем; $\hat{S}_{zj}, \hat{S}_{+j}, \hat{S}_{-j} \quad j=1, 2$ – операторы эффективного спина.

Используя (1), запишем уравнение движения для операторов эффективных спинов $\hat{\rho}$, пренебрегая действием релаксационных процессов:

$$i \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{\rho}, \hat{H}] \quad (2)$$

Тогда раскрывая коммутаторы (2) и заменяя операторы эффективных спинов соответствующими их средними значениями, получим в первом приближении уравнения для значений эффективных спинов в лабораторной системе координат. Затем, переходя во вращающуюся систему координат, находим уравнения для компонент магнитных дипольных моментов:

$$\begin{aligned} \dot{u}_j &= -v_j(\delta_j + \Delta_j + (kw_f)/2), \\ \dot{v}_j &= -\omega_1 \eta_j w_j + u_j(\delta_j + \Delta_j + (kw_f)/2), \\ \dot{w}_j &= \omega_1 \eta_j v_j, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\delta_j = \omega_{0j} - \omega$; $\Delta_j = \omega_{ni} - \omega_{0i}$; ω_{nj} – частота прецессии отдельного спинового пакета неоднородно уширенного спектроскопического перехода ЯМР j – ой области ФМФ; $f = j - (-1)^j$; $j = 1, 2$.

Решая численно систему из шести уравнений (3), находим v_1 и v_2 – сигналы ЯМР поглощения ядерных подсистем. Далее, усредняем эти сигналы по форм-факторам неоднородно уширенных линий и вычисляем сигнал СП в ФМФ манганитов $\langle v(t) \rangle = \langle v_1(t) \rangle + \langle v_2(t) \rangle$ (рис. 1). Данный сигнал возбуждается РЧ импульсом, Спектр которого намного уже спектральных линий ядерных подсистем ($\sigma t_1 \gg 1$, где σ – полуширина неоднородного уширения ядерных подсистем, t_1 – длительность РЧ импульса). Поскольку $\delta_1 < \delta_2$, то в 1 – ой подсистеме возбуждается большее число ядер, чем во 2-ой подсистеме. По этой причине амплитуда сигнала ОЭ от 1 – ой ядерной подсистемы, генерирующегося раньше по времени относительно другого сигнала ОЭ, больше по сравнению с амплитудой сигнала ОЭ от 2 – ой подсистемы (рис. 1а). Поведение, приведенного на рисунке 1а сигнала СП, рассчитанного при $k=0$, хорошо коррелирует с динамикой такого же сигнала, аналитически описанного [7] и экспериментально наблюдаемого на протонах в толуоле [8]. По мере увеличения взаимодействия между ядрами Mn 1-ой и 2-ой подсистем, усиливается влияние их колебаний друг на друга, приводящее к дополнительному сбою фазы этих осцилляций.

При этом более сильные колебания 1-ой подсистемы будут вызывать более сильный разброс фаз слабых осцилляций 2-ой подсистемы. Вследствие этого, с увеличением взаимодействия между ядерными подсистемами амплитуда более слабого из двух формирующихся сигналов ОЭ уменьшается быстрее до полного ее гашения (рис. 1с).

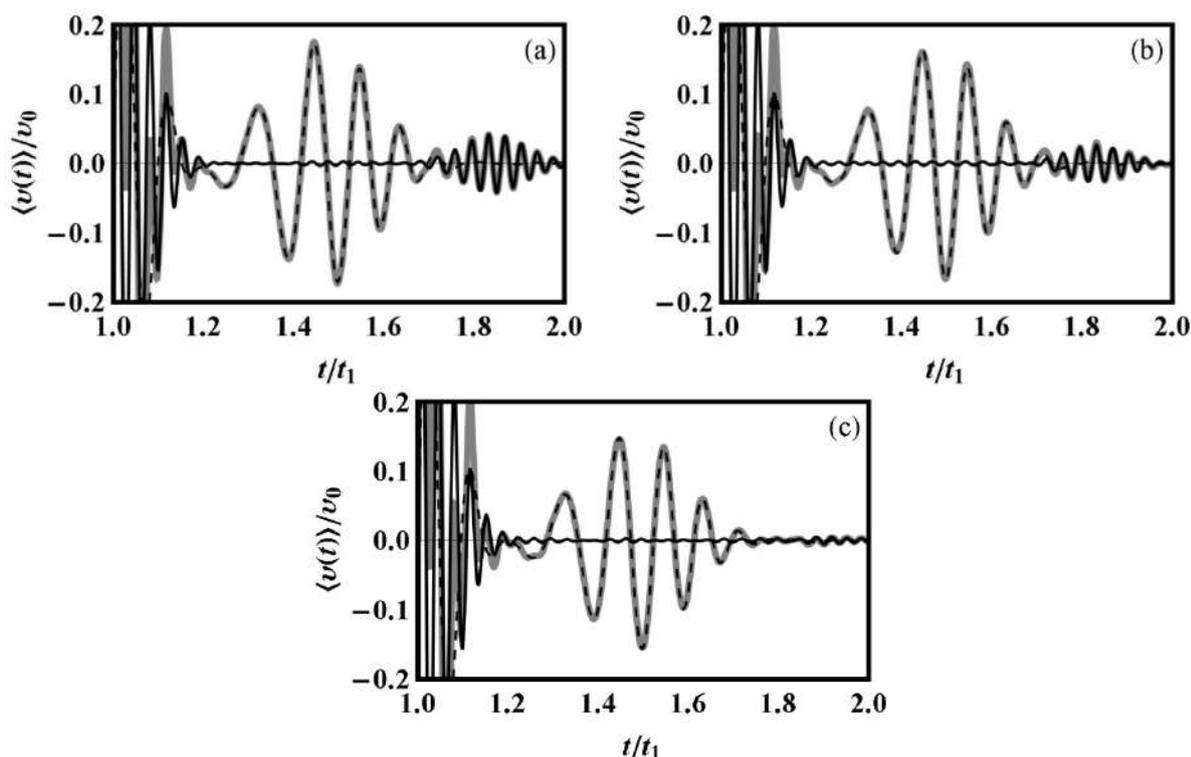


Рисунок 1– Сигнал свободной прецессии от двух ядерных систем (серая сплошная линия), от 1 – ой системы (сплошная черная линия) и от 2 – ой системы (пунктирная черная линия) в ФМФ в манганитах при $\omega_1 \eta_{1,2} = 35\pi$; $\delta_1 t_1 = 61$; $\delta_2 t_1 = 174$; $\sigma t_1 = 51$; $kt_1 v_0 = 0$ (a); 4 (b); 8 (c), где v_0 – равновесная результирующая намагниченность ядерных подсистем.

Таким образом, в манганитах с увеличением взаимодействия между ядерными подсистемами двух компонент ферромагнитной металлической фазы в сигнале свободной прецессии, генерирующегося после воздействия радиочастотного импульса, амплитуда более слабого из двух формирующихся сигналов одноимпульсного эха уменьшается быстрее до полного ее гашения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект Ф16МС-013). Авторы выражают благодарность за ценные советы при подготовке работы А.П. Сайко и Г.Г. Федоруку.

Список литературы:

1. С. Зенер. Phys. Rev. 82, 403 (1951).
2. G.J. Tomka, P.C. Riedi, Cz. Kapusta et al. J. Appl. Phys. 83, 7151 (1998).
3. М.М. Савоста, В.Д. Дорошев, В.И. Каменев и др. ЖЭТФ 124, 633 (2003).
4. А.С. Мазур. ФТТ 54, 2089 (2012).
5. В.С. Кузьмин, В.М. Колесенко ЖПС 79, 411 (2012).
6. В.С. Кузьмин, В.М. Колесенко. ЖПС 68, 367 (2001).
7. В.С. Кузьмин, И.З. Рутковский, А.П. Сайко, А.Д. Тарасевич, Г.Г. Федорук. ЖЭТФ 97, 880 (1990).
8. R. Kaiser. J. Magn. Res. 42, 103 (1981).