

Сигнал двухимпульсного ядерного эха в магнитоупорядоченных средах

© В.С. Кузьмин, В.М. Колесенко*, Е.П. Борботко

Международный государственный экологический университет им. А.Д. Сахарова,
220009 Минск, Белоруссия

* Объединенный институт физики твердого тела и полупроводников Национальной академии наук Белоруссии,
220072 Минск, Белоруссия

E-mail: vskuzm@iseu.by, koles@ifftp.bas-net.by

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 17 марта 2008 г.)

Теоретически получено аналитическое выражение для сигнала ядерного спинового эха, генерирующегося в магнитоконцентрированных материалах при резонансном возбуждении ядерной подсистемы двумя импульсами одинаковой амплитуды. Выяснено, что при одновременном учете в теории неоднородного уширения спектроскопического перехода и распределения коэффициента усиления сигнал спинового эха может состоять из восьми сателлитов, симметрично расположенных вокруг его центрального пика. На основе полученных аналитических выражений установлена связь между относительными амплитудами и моментами формирования сателлитов, с одной стороны, и такими микроскопическими параметрами, как неоднородная полуширина спектральной линии, полуширина функции распределения коэффициента усиления и среднее значение коэффициента усиления, с другой стороны. Наблюдается хорошее соответствие между теоретическими и экспериментальными результатами, полученными в сплаве FeV (2 at.% V).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф06М-100).

PACS: 87.64.Hd, 76.60.Lz, 82.56.Jn

1. Введение

В настоящее время для исследования магнитных веществ широкое распространение получил метод импульсного ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [1]. В этом методе ядерная спиновая система возбуждается последовательностью двух радиочастотных (РЧ) импульсов переменного магнитного поля длительностями t_1 и t_2 , разделенных временным интервалом τ . После окончания второго импульса в момент времени $t_e = t_1 + t_2 + 2\tau$ ядерная спиновая система генерирует сигнал двухимпульсного спинового эха (ДСЭ). В некоторых экспериментах сигнал ДСЭ имеет многокомпонентную структуру, состоящую из симметрично расположенных относительно него сателлитов [2], моменты формирования которых пропорциональны t_1 , t_2 , $t_1 \pm t_2$. В других экспериментах показано, что наряду с основным эхом ядерная система генерирует вторичные сигналы в кратные величине τ моменты времени [3]. Механизмы формирования данных сигналов связаны с неполным восстановлением термодинамического равновесия спиновой системы, когда период следования возбуждающих импульсов сравним со временем продольной релаксации или меньше его [3]. Вторичные сигналы ДСЭ могут также являться следствием квадрупольного взаимодействия, приводящего к многоквантовым переходам, возникшим в результате неэквидистантного расположения ядерных уровней [4]. Третьей причиной их генерации являются динамические эффекты, обусловленные магнитными сверхтонкими взаимодействиями [5,6], следствием которых является динамический сдвиг частоты

(ДСЧ) ω_p ЯМР, зависящий от амплитуды колебаний поперечных компонент ядерной намагниченности. Если $\omega_p \gg \Delta\omega$ (величины неоднородного уширения), то происходит подавление неоднородного уширения, а в противоположном случае доминирует ДСЧ ω_p . Первые две причины характерны как для магниторазбавленных, так и магнитоконцентрированных материалов, в то время как третья проявляется лишь в последних. Отличительной особенностью спинового эха в системе с ДСЧ является образование сигналов вторичного эха в моменты времени $n\tau$ [6].

Что касается многокомпонентной структуры сигнала ДСЭ, то в магниторазбавленных системах ее причиной служит нерезонансность возбуждения [7]. Однако в магнитоконцентрированных материалах, согласно экспериментальным данным [8–10], эта структура возникает независимо от величины отстройки несущей частоты возбуждающего импульса от резонансной частоты квантового перехода. Объясняется это тем, что в магнитоконцентрированных средах формирование когерентных откликов ЯМР происходит не только за счет неоднородного уширения спектроскопического перехода, но и благодаря существованию эффекта усиления РЧ-поля на ядрах [8,9]. Данный эффект возникает вследствие сильного сверхтонкого взаимодействия между электронной и ядерной подсистемами [1,6]. Из-за наличия в ферромагнетиках разветвленной доменной структуры соответствующие коэффициенты усиления РЧ-поля на ядрах внутри доменов и на их границах существенно различаются по величине [1,6], что в свою очередь приводит к разбросу частот колебаний магнитных моментов ядер

(частоты Раби) во время воздействия переменного поля. После выключения РЧ-поля возникает наложение колебаний магнитных моментов, приводящее к генерации в магнитоконцентрированных средах многокомпонентной структуры сигнала ДСЭ [8–10].

Хотя теоретической трактовке расщепления сигнала ДСЭ посвящено множество работ [3–11], роль неоднородного распределения коэффициента усиления в формировании многокомпонентной структуры сигнала ДСЭ остается невыясненной. Расчеты на ЭВМ, проведенные с учетом неоднородного распределения коэффициента усиления и неоднородного уширения спектроскопической линии, подтвердили наличие множественной структуры сигнала ДСЭ [11]. Однако, вследствие того, что эти расчеты были выполнены численно, сделать заключение о физической природе указанного явления затруднительно. Для понимания природы возникновения структуры сигнала ДСЭ в магнитоконцентрированных средах и механизма его формирования необходимо получить аналитические выражения для данного отклика с учетом неоднородного уширения спектроскопического перехода и неоднородного распределения коэффициента усиления. Актуальность настоящей работы заключается еще и в том, чтобы на основе полученных аналитических выражений установить связь между макроскопическими наблюдаемыми (моменты формирования многокомпонентных сигналов эха, их относительные амплитуды) и микроскопическими параметрами магнитоконцентрированных сред (неоднородная полуширина спектральной линии, полуширина функции распределения коэффициента усиления и среднее значение коэффициента усиления).

В работе [12] нами было получено аналитическое выражение для сигнала одноимпульсного эха в магнитоконцентрированных средах, которое удовлетворительно описывает экспериментальные особенности его генерации в пленках $\text{Fe}_9\text{Ni}_2\text{Co}_7$ и ГЦК-кобальта, интерметаллидах типа Co_2MnSi , поликристаллах FeLi . Также было показано, что одноимпульсное эхо является результатом конструктивной интерференции колебаний магнитных моментов, имеющих одинаковые амплитуды и временные зависимости фаз [12]. В настоящей работе алгоритм, использованный в [12], применяется для объяснения механизма возникновения множественной структуры двухимпульсного ядерного спинового эха в магнитоконцентрированных средах.

2. Аналитический и численный расчет сигнала двухимпульсного спинового эха

Пусть в магнитоконцентрированной среде на систему двухуровневых ядерных спинов воздействует два резонансных РЧ-импульса одинаковой амплитуды, задержанные на время τ и имеющие длительности t_1 и t_2 . Тогда v -компоненту сигнала ДСЭ, генерирующегося

после выключения РЧ-импульсов, можно представить в виде [1,6]

$$\langle\langle v(t) \rangle\rangle = \int_1^{\eta_m} \eta \langle v(\eta, t) \rangle F(\eta) d\eta, \quad (1)$$

где $\langle v(\eta, t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} v(\Delta, \eta, t) g(\Delta) d\Delta$; $\Delta = \omega_n - \omega_0$ — отстройка частоты прецессии ω_n отдельного спинового пакета от центральной частоты ω_0 линии ЯМР; $g(\Delta)$ и $F(\eta)$ — функции распределения отстроек Δ отдельных спиновых пакетов по частотам ЯМР и коэффициента усиления η РЧ-поля соответственно; η_m — максимальное значение коэффициента усиления; $v(\Delta, \eta, t)$ — v -компонента магнитного момента отдельного спинового пакета с коэффициентом усиления η и отстройкой Δ . В пренебрежении релаксационными процессами данную компоненту можно записать в виде [2]

$$v(\Delta, \eta, t) = -m_0 \frac{\omega_1^3 \eta^3}{\beta^3} \sin^2\left(\frac{\beta t_2}{2}\right) \times \left[\frac{2\Delta}{\beta} \sin^2\left(\frac{\beta t_1}{2}\right) \sin(\Delta t) + \sin(\beta t_1) \cos(\Delta t) \right], \quad (2)$$

где m_0 — равновесное значение намагниченности; $\omega_1 = \gamma H_1$; ω_1 — частота Раби; γ — гиромагнитное отношение; H_1 — амплитуда РЧ-импульсов; $\beta = (\eta^2 \omega_1^2 + \Delta^2)^{1/2}$ — выраженное в единицах частоты эффективное поле, действующее на спиновый пакет с отстройкой Δ ; t — время, отсчитываемое от момента формирования t_e центрального пика сигнала ДСЭ.

Допустим, что неоднородное уширение и неоднородное распределение коэффициента усиления в ферромагнетике описываются нормальными законами $g(\Delta)$ и $F(\eta)$

$$g(\Delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{\Delta^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3)$$

$$F(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\eta_0} \exp\left(-\frac{(\eta - \bar{\eta})^2}{2\eta_0^2}\right), \quad (4)$$

где σ и η_0 — величины, характеризующие полуширины соответствующих распределений; $\bar{\eta}$ — среднее значение коэффициента усиления.

Для усреднения v -компоненты магнитного момента отдельного спинового пакета по контуру неоднородно уширенной линии выражение (2) целесообразно представить в виде суммы слагаемых, описывающих колебания магнитных моментов, фазы которых имеют стационарные точки в пространстве Δ при фиксированном t . Тогда выражение (2) примет вид

$$v(\Delta, \eta, t) = \frac{m_0 \eta^2 \omega_1^2}{\beta^2} \left\{ \sum_{j=1}^4 [F_j^{(+)}(\eta, \Delta) \sin(\beta t_j - \Delta t) + F_j^{(-)}(\eta, \Delta) \sin(\beta t_j + \Delta t)] - \frac{\Delta \eta \omega_1}{2\beta^2} \sin(\Delta t) \right\}, \quad (5)$$

где

$$F_1^{(\pm)}(\eta, \Delta) = -\frac{\eta\omega_1}{2\beta} \left(1 \pm \frac{\Delta}{\beta}\right), \quad F_2^{(\pm)}(\eta, \Delta) = \mp \frac{\eta\omega_1\Delta}{2\beta^2},$$

$$F_4^{(\pm)}(\eta, \Delta) = F_3^{(\pm)}(\eta, \Delta) = -(1/2)F_1^{(\pm)}(\eta, \Delta),$$

$$t_{4,3} = t_1 \pm t_2.$$

Отсюда видно, что выражение для v -компоненты магнитного момента (5) состоит из пяти слагаемых, описывающих колебания, которые имеют одинаковые не зависящие от времени частоты Δ , но разные начальные фазы.

При усреднении этих слагаемых по контуру неоднородно уширенной линии воспользуемся методом стационарной фазы [13]. В качестве большого параметра задачи для рассмотренных слагаемых возьмем соответственно величину $\omega_1 t_j$ ($j = \overline{1, 4}$). Данная величина при $j = 1, 2$ является площадью первого и второго импульсов соответственно, а при $j = 3, 4$ равняется разности и сумме этих площадей. Из условия $d(\beta t_j \pm \Delta t)/d\Delta = 0$ находим стационарные точки, которые равны $\mp(\eta\omega_1 t)/\sqrt{t_j^2 - t^2}$. После применения стандартной процедуры вычисления интегралов по методу стационарной фазы [13] находим выражение для v -компоненты сигнала ДСЭ, формирующегося в неоднородно уширенной двухуровневой спиновой системе,

$$\langle v(\eta, t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} v(\Delta, \eta, t) g(\Delta) d\Delta$$

$$= -m_0 \frac{\sqrt{2\eta\omega_1}}{\sigma} \sum_{j=1}^4 \left[F_j(t) \sin\left(\eta\omega_1 \sqrt{t_j^2 - t^2} + \pi/4\right) \right]$$

$$\times \exp\left(-\eta^2 \frac{\Delta_{0j}^2(t)}{2\sigma^2}\right) - m_0 \eta^3 \omega_1^3 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta \sin(\Delta t)}{2\beta^4} g(\Delta) d\Delta, \quad (6)$$

где $F_1(t) = (t_1 + t)(t_1^2 - t^2)^{3/4}/2t_1^3$, $F_2(t) = t(t_2^2 - t^2)^{3/4}/2t_2^3$,

$$F_3(t) = -\text{sign}(t_3)(t_3 + t)(t_3^2 - t^2)^{3/4}/4t_3^3,$$

$$F_4(t) = -(t_4 + t)(t_4^2 - t^2)^{3/4}/4t_4^3,$$

$\Delta_{0j}(t) = (\omega_1 t)/\sqrt{t_j^2 - t^2}$ — стационарная точка в случае, когда коэффициент усиления равен единице.

Из (6) видно, что первые четыре слагаемые сигнала ДСЭ (6) описывают колебания намагниченности с переменными частотами $\eta\omega_1 t/(t_j^2 - t^2)^{1/2}$ ($j = \overline{1, 4}$) и амплитудами, зависящими от времени по разным степенным законам $F_j(t)$. Эти колебания реализуются в ограниченных временных интервалах $(-|t_j|, |t_j|)$. Мгновенные частоты колебаний намагниченности сигнала ДСЭ изменяются от нуля (при $t = 0$) до бесконечно большой величины (при $t = \pm|t_j|$). Вследствие этого сигнал ДСЭ, представляющий собой суперпозицию четырех колебаний, может иметь достаточно сложную форму.

Оставшийся интеграл в формуле (6) от пятого слагаемого сигнала ДСЭ, описывающего колебание с нулевой начальной фазой, равен

$$\langle v_5(\eta, t) \rangle = -m_0 \eta^3 \omega_1^3 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta \sin(\Delta t)}{2\beta^4} g(\Delta) d\Delta$$

$$= -m_0 \frac{\sqrt{\pi}\eta^2 \omega_1^2}{8\sqrt{2}\sigma^3} \exp\left(\frac{\eta^2 \omega_1^2}{2\sigma^2}\right)$$

$$\times \left\{ a^{(+)}(\eta, t) \exp(\eta\omega_1 t) [1 - \text{erf}(b^{(+)}(\eta, t))] \right.$$

$$\left. - a^{(-)}(\eta, t) \exp(-\eta\omega_1 t) [1 - \text{erf}(b^{(-)}(\eta, t))] \right\}, \quad (7)$$

где $a^{(\pm)}(\eta, t) = \eta\omega_1 \pm \sigma^2 t$, $b^{(\pm)}(\eta, t) = (\eta\omega_1)/(\sqrt{2}\sigma) \pm (\sigma t)/\sqrt{2}$, $\text{erf}(x)$ — функция ошибок.

Как следует из формулы (7), пятое слагаемое ДСЭ описывает основной центральный сигнал ДСЭ, который формируется в момент времени t_e . Этот сигнал имеет биполярную форму, поскольку функция $\langle v_5(\eta, t) \rangle$ является нечетной относительно времени.

Для описания ДСЭ, генерирующегося в неоднородно уширенных системах с неоднородным коэффициентом усиления, усредним выражение (6) по функции неоднородного распределения коэффициента усиления. При этом будем учитывать, что максимальные значения коэффициента усиления для ферромагнетиков и ферритов могут принимать значения порядка $10^2 - 10^5$ [1,6]. Поскольку эти значения коэффициентов усиления достаточно велики и выражение (6) с ростом коэффициента усиления быстро затухает, можно сделать допущение $\eta_m \rightarrow +\infty$. Тогда для усреднения намагниченности сигнала ДСЭ (6) по функции распределения коэффициента усиления воспользуемся методом перевала [14], взяв в качестве больших параметров опять $\omega_1 t_j$ ($j = \overline{1, 4}$). С этой целью перепишем формулу (6) в виде

$$\langle\langle v(t) \rangle\rangle = \int_1^{+\infty} \eta \langle v(\eta, t) \rangle F(\eta) d\eta$$

$$= -m_0 \frac{\sqrt{\omega_1}}{2i\sqrt{\pi}\sigma\eta_0} \sum_{j=1}^4 \left\{ F_j(t) \left[\int_1^{+\infty} \eta^{3/2} \exp(\phi^{(+)}(\eta, t)) d\eta \right. \right.$$

$$\left. \left. - \int_1^{+\infty} \eta^{3/2} \exp(\phi^{(-)}(\eta, t)) d\eta \right] \right\} + \int_1^{+\infty} \eta \langle v_5(\eta, t) \rangle F(\eta) d\eta, \quad (8)$$

где

$$\phi_j^{(\pm)}(\eta, t) = -\left(\frac{(\eta - \bar{\eta})^2}{2\eta_0^2} + \eta^2 \frac{\Delta_{0j}^2(t)}{2\sigma^2} \right)$$

$$\pm i \left(\eta\omega_1 \sqrt{t_j^2 - t^2} + \pi/4 \right).$$

Для определения координат седловых точек подынтегральных функций выражения (8) используем условие

$\partial\phi_j^{(\pm)}(\eta, t)/\partial\eta = 0$, из которого находим

$$\eta_{j1,2} = \frac{\bar{\eta}}{2\eta_0^2 q_j(t)} \pm i \frac{i\omega_1 \sqrt{t_j^2 - t^2}}{2q_j(t)}, \quad (9)$$

где

$$q_j(t) = \frac{\Delta_{0j}^2(t)}{2\sigma^2} + \frac{1}{2\eta_0^2}.$$

Далее деформируем контуры первого и второго интегралов в (8) соответственно в контуры, которые проходят через седловые точки $\eta_{j1,2}$ и являются линиями наискорейшего спуска. Затем, применяя стандартную процедуру метода перевала [14], находим выражение для сигнала ДСЭ, генерирующегося в магнитоупорядоченных материалах,

$$\begin{aligned} \langle\langle v(t) \rangle\rangle &= -m_0 \frac{\sqrt{2\omega_1}}{\sigma} \sum_{j=1}^4 F_j(t) A_j(t) \exp[E_j(t)] \sin[P_j(t)] \\ &+ \int_1^{+\infty} \eta \langle v_5(\eta, t) \rangle F(\eta) d\eta, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$A_j(t) = \frac{(\bar{\eta}^2 + \eta_0^4 \omega_1^2 (t_j^2 - t^2))^{3/4}}{4\eta_0^4 q_j^2(t)},$$

$$E_j(t) = \frac{\bar{\eta}^2/\eta_0^4 - \omega_1^2 (t_j^2 - t^2)}{4q_j(t)} - \frac{\bar{\eta}^2}{2\eta_0^2},$$

$$P_j(t) = \frac{\bar{\eta}\omega_1 \sqrt{t_j^2 - t^2}}{2\eta_0^2 q_j(t)} + \frac{3}{2} \operatorname{arctg} \left[\frac{\eta_0^2 \omega_1 \sqrt{t_j^2 - t^2}}{\bar{\eta}} \right] + \frac{\pi}{4}.$$

Первые четыре слагаемые $\langle\langle v(t) \rangle\rangle$ выражения (10), вычисленные по методу перевала, существуют на ограниченных временных промежутках: $t \in (-k|t_j|, k|t_j|)$, где

$$k = \sqrt{1 - \left[1 + \frac{\sigma^2}{\omega_1^2 \eta_0^2} (\bar{\eta} - 1) \right]^{-1}}.$$

Это обстоятельство является следствием того, что значения реальной части седловой точки ограничены пределами интеграла (8), т.е. реальная часть точки перевала удовлетворяет неравенству $1 < \operatorname{Re}[\eta_{j1,2}] < +\infty$. Отсюда следует, что слагаемые выражения (10) существуют внутри временных промежутков $(-k|t_j|, k|t_j|)$. Амплитуды каждого слагаемого $\langle\langle v_j(t) \rangle\rangle$ ($j = \overline{1, 4}$) сигнала ДСЭ (10), осциллирующие на переменной частоте $\Omega_j(t) = dP_j(t)/dt$, на концах интервалов $(-k|t_j|, k|t_j|)$ обнаруживают максимумы. Причиной этого является наличие в выражениях для этих слагаемых (10) экспоненциальных функций, показатели которых могут принимать экстремальные значения. Такое поведение намагниченности сигнала ДСЭ согласуется с численным расчетом. Данный расчет подтверждает, что каждое слагаемое

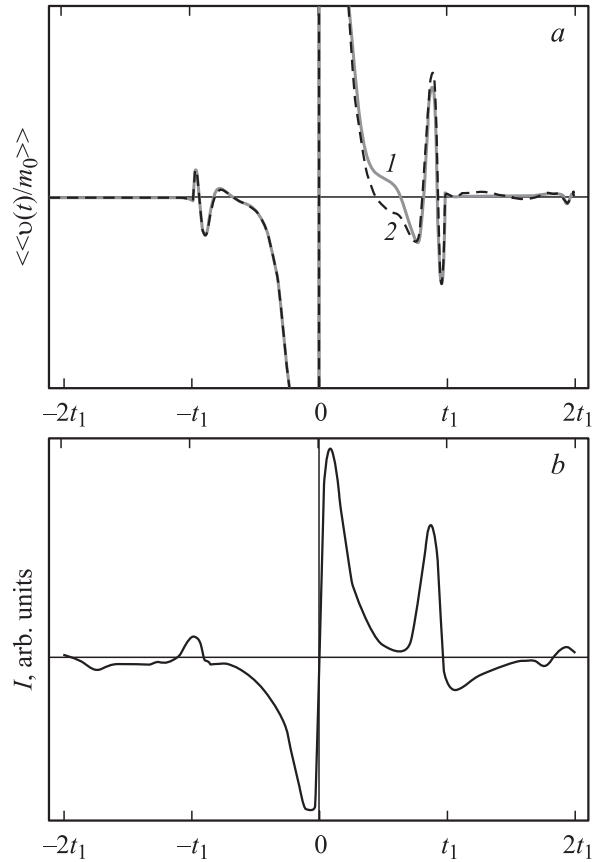


Рис. 1. а) Сигнал ДСЭ, полученный в результате численного интегрирования формулы (8) (1) и вычисленный по аналитической формуле (10) (2): $\omega_1 t_1 = 3\pi$, $t_1 = t_2$, $\sigma/\omega_1 = 5$, $\eta_0 = 0.4$, $\bar{\eta} = 1.5$. б) Экспериментально зарегистрированный сигнал ДСЭ из работы [8].

$\langle\langle v_j(t) \rangle\rangle$ ($j = \overline{1, 4}$) описывает два эхо-сигнала, которые формируются на концах интервалов $(-k|t_j|, k|t_j|)$ ($j = \overline{1, 4}$). Поэтому в результате суперпозиции этих слагаемых в сигнале ДСЭ может фиксироваться до восьми дополнительных эхо-сигналов. В зависимости от величины эффективной площади импульсов $\bar{\eta}\omega_1 t_j$ эти сигналы могут иметь один максимум, принимать биполярную форму или иметь осциллирующий характер. Такое поведение эхо-сигналов объясняется наличием в выражении для слагаемых сигнала ДСЭ функции синуса, скорость изменения фазы которого определяется величиной эффективной площади импульсов. Дополнительные эхо-сигналы ДСЭ генерируются вокруг основного центрального эхо-сигнала, который описывается оставшимся в формуле (10) интегралом от пятого слагаемого. Величина этого интеграла определена нами численно. Данный расчет показал, что основной сигнал ДСЭ имеет всегда биполярную форму. Таким образом, одновременный учет влияния неоднородного уширения спектроскопического перехода и неоднородного распределения коэффициента усиления в магнитоупорядоченных мате-

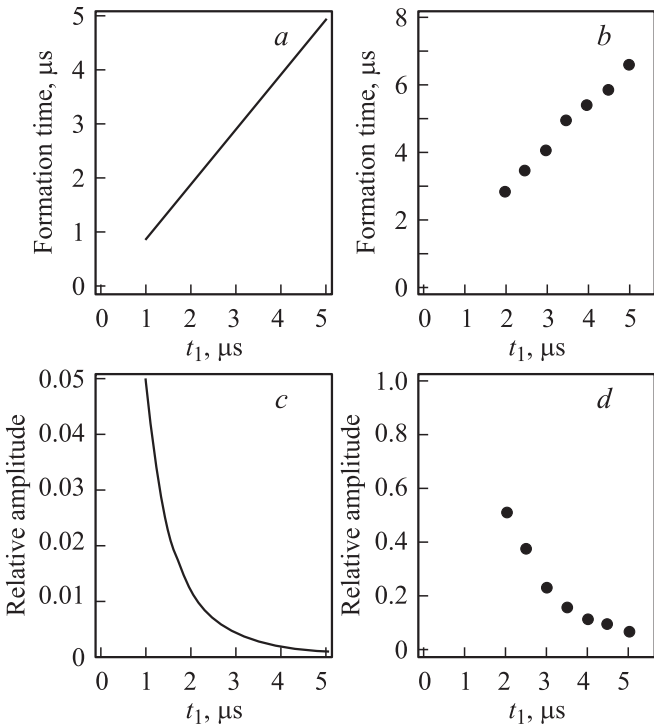


Рис. 2. Теоретически вычисленные (*a, c*) при $\sigma/\omega_1 = 5$, $\eta_0 = 0.4$, $\bar{\eta} = 1.5$, $t_1 = t_2$ и экспериментально зарегистрированные (*b, d*) в работе [9] зависимости времен формирования (*a, b*) и амплитуд (*c, d*) первого правого спутника сигнала ДСЭ от длительности возбуждающего импульса в FeV (2 at.% V).

риалах приводит к тому, что сигнал ДСЭ расщепляется на несколько компонент (рис. 1).

Для дальнейшего изучения свойств компонент сигнала ДСЭ найдем времена формирования дополнительных эхо-сигналов. С этой целью определим моменты времени, в которых амплитуда каждого слагаемого $\langle\langle v_j(t) \rangle\rangle$ ($j = \bar{1}, \bar{4}$) сигнала ДСЭ (10) обнаруживают максимумы. Тогда, находя точки максимума экспоненциальных функций указанных слагаемых, получаем выражение для моментов формирования эхо-сигналов

$$t_{mj} = \pm |t_j| \times \sqrt{1 - \left[\frac{\omega_1^2 t_j^2 \eta_0^4}{\bar{\eta}^2} + \frac{\omega_1 |t_j| \eta_0^2}{\bar{\eta}} \left(\frac{\omega_1^2 t_j^2 \eta_0^4}{\bar{\eta}^2} + \frac{\sigma^2}{\omega_1^2 \eta_0^2} - 1 \right)^{1/2} \right]^{-1}}. \quad (11)$$

Как видно из формулы (11), время формирования эхо-сигналов зависит от частоты Раби, длительности возбуждающих импульсов, неоднородной полуширины спектральной линии, полуширины функции неоднородного распределения коэффициента усиления и среднего значения коэффициента усиления. С увеличением ω_1 , t_j , σ , η_0 время формирования эхо-сигналов растет. Так, на рис. 2, *a* и *b* приведены зависимости времени генерации первого правого спутника сигнала ДСЭ от длительности возбуждающих импульсов при

$t_1 = t_2$. Из указанных рисунков видно, что с ростом длительности РЧ-импульсов время возникновения эхо-сигналов возрастает по линейному закону. Противоположная ситуация наблюдается при увеличении параметра $\bar{\eta}$. В этом случае время формирования эхо-сигналов уменьшается, постепенно приближаясь к нулевому значению. Поскольку максимальное значение времени генерации $|t_{mj}|$ равно $|t_j|$, эхо-сигналы могут генерироваться только на ограниченных временных интервалах $(-|t_j|, |t_j|)$ ($j = \bar{1}, \bar{4}$). Также из формулы (11) следует, что она справедлива, когда ее подкоренное выражение больше нуля. Учитывая это обстоятельство, находим соотношение $\bar{\eta} < \omega_1 |t_j| \eta_0 \sqrt{(\sigma/\omega_1)^2 + \eta_0^2}$, которое является необходимым условием генерации эхо-сигналов. Далее получим формулу, описывающую амплитуды эхо-сигналов,

$$\begin{aligned} \text{Am}_j(\pm |t_{mj}|) &= m_0 \frac{\sqrt{2\omega_1}}{\sigma} \\ &\times F_j(\pm |t_{mj}|) A_j(\pm |t_{mj}|) \exp[E_j(\pm |t_{mj}|)] \\ &= m_0 \frac{\sigma^3 \bar{\eta}^{3/2}}{\sqrt{2\omega_1 |t_j| \omega_1^3 \eta_0^4}} R_j^{(\pm)} \frac{(2a_{0j} + \sqrt{b_{0j}})^{3/4}}{a_{0j}^{3/4} b_{0j} (a_{0j} + \sqrt{b_{0j}})^{7/2}} \\ &\times \exp \left[\frac{\bar{\eta}^2}{2\eta_0^2} \frac{1 - 2a_{0j}(a_{0j} + \sqrt{b_{0j}})}{(a_{0j} + \sqrt{b_{0j}})^2} \right], \quad (12) \end{aligned}$$

где

$$R_1^{(\pm)} = 1 \pm c_{01}, \quad R_2^{(\pm)} = c_{02},$$

$$R_3^{(\pm)} = (1/2)(1 \pm c_{03}) \quad R_4^{(\pm)} = (1/2)(1 \pm c_{04}),$$

$$c_{0j} = \sqrt{1 - 1/(a_{0j}(a_{0j} + \sqrt{b_{0j}}))},$$

$$b_{0j} = a_{0j}^2 + \sigma^2/(\omega_1^2 \eta_0^2) - 1, \quad a_{0j} = (\omega_1 |t_j| \eta_0^2)/\bar{\eta}.$$

Для исследования зависимости амплитуды эхо-сигналов от рассмотренных выше параметров упростим формулу (12). Для этого воспользуемся тем, что в твердых телах, как правило, реализуется большое неоднородное уширение: $\sigma/\omega_1 \gg 1$. Будем также учитывать, что, как показывает формула (10), необходимыми условиями генерации эхо-сигналов в магнитоупорядоченных материалах являются неравенства $\eta_0 \ll \sigma/\omega_1$ и $\bar{\eta} > 1$. Тогда, используя указанные выше соотношения, формулу (12) можно переписать в следующем виде:

$$\text{Am}_j(\pm |t_{mj}|) = m_0 \sqrt{\frac{\omega_1 \bar{\eta}^{9/2}}{2\sigma^{7/2} \eta_0^{3/2} |t_j|^{5/2}}} R_j^{(\pm)} \exp \left[-\frac{\eta_0 \bar{\eta} \omega_1^2 |t_j|}{\sigma} \right], \quad (13)$$

где $c_{0j} = \sqrt{1 - \bar{\eta}/(\eta_0 \sigma |t_j|)}$.

Из формулы (13) следует, что с ростом величины $|t_{mj}|$ (которая при $j = 1, 2$ является длительностью первого и второго импульсов, а при $j = 3, 4$ — их разностью и суммой) амплитуды соответствующих эхо-сигналов

спадают одновременно по экспоненциальному и степенному законам (рис. 2, *c* и *d*). Аналогичная ситуация наблюдается при увеличении ширины функции неоднородного распределения коэффициента усиления. С ростом частоты Раби функция, стоящая перед экспонентой в формуле (13), возрастает по корневому закону, сама же экспоненциальная функция затухает. В результате при увеличении частоты Раби амплитуда эхо-сигналов сначала возрастает, затем проходит через максимум и наконец монотонно убывает. Такое же поведение амплитуды эхо-сигналов наблюдается в случае возрастания величины неоднородного уширения спектроскопического перехода и среднего значения коэффициента усиления. Таким образом, полученные нами формулы (11) и (12) описывают зависимости времени формирования и амплитуды эхо-сигналов от сверхтонких параметров магнитоупорядоченной среды. Используя данные зависимости (11) и (12), можно получить формулы, с помощью которых, измеряя величины времени формирования и отношений амплитуд эхо-сигналов, можно находить неоднородную полуширину спектральных линий, полуширину функции неоднородного распределения коэффициента усиления и среднее значение коэффициента усиления. Действительно, преобразовав формулы (11) и (12), получим

$$\eta_0 = \frac{1}{l_2} \sqrt{\frac{1}{Z_1} \ln \left(Z_2 \frac{\text{Am}_j(t_{mj}) F_i(t_{mi})}{\text{Am}_i(t_{mi}) F_j(t_{mj})} \right)}, \quad \bar{\eta} = l_1 \eta_0^2, \quad \sigma = l_2 \eta_0, \quad (14)$$

где

$$Z_1 = \frac{l_1^2 - \omega_1^2(t_j^2 - t_{mj}^2)}{2(l_2^2 + \Delta_{0j}^2)} - \frac{l_1^2 - \omega_1^2(t_i^2 - t_{mi}^2)}{2(l_2^2 + \Delta_{0i}^2)},$$

$$Z_2 = \frac{(l_2^2 + \Delta_{0j}^2)^2 (l_1^2 + \omega_1^2(t_i^2 - t_{mi}^2))^{3/4}}{(l_2^2 + \Delta_{0i}^2)^2 (l_1^2 + \omega_1^2(t_j^2 - t_{mj}^2))^{3/4}},$$

$$l_1 = \omega_1 |t_i t_j| \sqrt{\frac{2(r_i - r_j)}{t_j^2 r_i^2 - t_i^2 r_j^2}},$$

$$l_2 = \omega_1 \sqrt{1 - 2r_i r_j \frac{t_j^2 r_i - t_i^2 r_j}{t_j^2 r_i^2 - t_i^2 r_j^2}},$$

$$r_{i,j} = \frac{t_{i,j}^2}{t_{i,j}^2 - t_{m(i,j)}^2}, \quad \text{Am}_j(t_{mj}) \quad \text{и} \quad \text{Am}_i(t_{mi})$$

— амплитуды соседних *i*-го и *j*-го эхо-сигналов, t_{mj} и t_{mi} — соответственно времена формирования указанных эхо-сигналов.

3. Обсуждение результатов

В настоящей работе показано, что одновременный учет влияния неоднородного уширения спектроскопического перехода и неоднородного распределения коэффициента усиления в магнитоупорядоченных материалах

приводит к тому, что сигнал ДСЭ расщепляется на несколько компонент. Физической причиной наблюдающейся многокомпонентной структуры сигнала ДСЭ являются интерференционные эффекты. Действительно, на первом этапе после усреднения выражения для сигнала ДСЭ по контуру неоднородно уширенной линии было установлено, что при возбуждении неоднородно уширенной ядерной спиновой системы двумя импульсами разной длительности возникают четыре типа колебаний магнитных моментов с амплитудами, имеющими пологие максимумы вблизи нулевого момента времени. Фазы этих колебаний $\Phi_j = \eta \omega_1 \sqrt{t_1^2 - t^2} + \frac{\pi}{4}$

и их переходы $T_j = \frac{2\pi}{\Omega_j} = \frac{2\pi \sqrt{t_j^2 - t^2}}{\eta \omega_1 t}$ убывают во времени, а мгновенные частоты $\frac{d\Phi_j}{dt} = \Omega_j = \frac{\eta \omega_1 t}{\sqrt{t_j^2 - t^2}}$ увеличиваются.

В результате применения второго этапа усреднения по функции распределения коэффициента усиления амплитуды четырех типов колебаний становятся пропорциональными экспоненциальным множителям $\exp(E_j(t))$, имеющим экстремальную зависимость от времени. Благодаря этому в некоторые моменты времени на концах интервалов $(-|t_j|, |t_j|)$ ($j = \overline{1, 4}$) каждый тип колебаний магнитных моментов обнаруживает два резко выраженных максимума, которым соответствуют два симметрично расположенных относительно главного эха сигнала. Возникновение этих сигналов объясняется тем, что при усреднении по коэффициенту усиления происходит суперпозиция колебаний магнитных моментов с переменными амплитудами, фазами и мгновенными частотами. В результате этого, как следует из расчета по методу перевала (10), в определенные моменты времени возникает конструктивная интерференция тех колебаний, которые имеют одинаковые амплитуды и фазы. Остальные колебания испытывают деструктивную интерференцию. Таким образом, вследствие конструктивной интерференции, возникающей в каждом из четырех слагаемых сигнала ДСЭ после их усреднения по контуру неоднородно уширенной линии и по функции неоднородного распределения коэффициента усиления, формируются два резко выраженных максимума, которые и являются дополнительными эхо-сигналами. Поэтому при суммировании данных слагаемых в сигнале ДСЭ может формироваться до восьми дополнительных эхо-сигналов, если длительности импульсов неодинаковы. В случае равных длительностей возбуждающих импульсов в сигнале ДСЭ после его усреднения по контуру неоднородно уширенной линии возникают только два типа колебаний магнитных моментов, которые описываются двумя слагаемыми. Поскольку в каждом из этих слагаемых при усреднении по функции неоднородного распределения коэффициента усиления возникают два резко выраженных максимума, в сигнале ДСЭ может формироваться до четырех дополнительных эхо-сигналов, когда длительности возбуждающих импульсов одинаковы.

Для демонстрации достоверности полученных в работе выводов на рис. 1, *a, b* приведены наши теоретические вычисленные и экспериментально полученные в работе [8] результаты наблюдения сигнала ДСЭ в магнитоцентрированном сплаве FeV (2 at.% V), возбужденного в режиме одинаковых РЧ-импульсов длительностью $9 \mu\text{s}$. Видно, что наблюдается хорошее соответствие между экспериментально зарегистрированным в [8] и теоретически вычисленным нами сигналами. На обоих графиках (рис. 1, *a, b*) дополнительные эхосигналы имеют биполярную форму, одинаковые фазы и формируются на концах временных интервалов $(-t_1, t_1)$, $(-2t_1, 2t_1)$. Как следует из (12), при увеличении длительности возбуждающих импульсов амплитуды этих эхосигналов уменьшаются, а их время формирования растет. Такая зависимость данных характеристик эхосигналов от длительности РЧ-импульсов согласуется с экспериментальными данными, полученными в работе [8] (рис. 2).

4. Заключение

В настоящей работе показано, что после резонансного воздействия двух РЧ-импульсов на магнитоупорядоченные материалы типа магнитоцентрированных сплавов FeV (2 at.% V) сигнал ДСЭ расщепляется на несколько компонент. Выяснено, что физической причиной формирования такой многокомпонентной структуры сигнала ДСЭ являются неоднородное уширение линий ЯМР в неоднородность амплитуды радиочастотного поля на ядрах, возникающей благодаря сильному сверхтонкому взаимодействию между электронной и ядерной подсистемами. На основе полученных аналитических выражений установлена связь между макроскопическими наблюдаемыми (моменты формирования многокомпонентных сигналов эха, их относительные амплитуды) и микроскопическими параметрами магнитоцентрированных сред (неоднородная полуширина спектральной линии, полуширина функции распределения коэффициента усиления и среднее значение коэффициента усиления).

Список литературы

- [1] М.И. Куркин, Е.А. Туров. ЯМР в магнитоупорядоченных веществах и его применение. Наука, М. (1990). 244 с.
- [2] В.С. Кузьмин, Г.Г. Федорук. Нестационарные когерентные явления в парамагнитных спиновых системах. БГУ, Минск (2001). 206 с.
- [3] В.Н. Бержанский, С.В. Капельницкий, В.С. Покатилов, С.Н. Полулях. ФТТ **44**, 83 (2002).
- [4] С.Н. Полулях, Н.А. Сергеев, А.А. Шемяков. ФТТ **42**, 1628 (2000).
- [5] В.О. Голуб, В.В. Котов, А.Н. Погорелый. ФТТ **40**, 1056 (1998).

- [6] А.С. Боровик-Романов, Ю.М. Буньков, Б.С. Думеш, М.И. Куркин, М.П. Петров, В.П. Чекмарев. УФН **142**, 537 (1984).
- [7] В.С. Кузьмин, И.З. Рутковский, А.П. Сайко, А.Д. Тарасевич, Г.Г. Федорчук. ЖЭТФ **97**, 880 (1990).
- [8] D.K. Fowler, D.C. Creagh, R.W.N. Kinnear, G.V.H. Wilson. Phys. Status Solidi A **92**, 545 (1985).
- [9] R.W.N. Kinnear, S.J. Campbell, D.H. Chaplin. Phys. Lett. A **76**, 311 (1980).
- [10] А.Е. Рейнгардт, В.И. Цифринович, О.В. Новоселов, В.К. Мальцев. ФТТ **25**, 3163 (1983).
- [11] И.Г. Килиптиари. ФТТ **34**, 2512 (1992).
- [12] В.С.Кузьмин, В.М. Колесенко. ФТТ **47**, 11 994 (2005).
- [13] А. Найфе. Введение в методы возмущений. Мир, М. (1984). 535 с.
- [14] Г. Арфкен. Математические методы в физике. Атомиздат, М. (1970). 712 с.