

# ВТОРИЧНЫЕ СИГНАЛЫ ЯДЕРНОГО СПИНОВОГО ЭХА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ФЕРРИТ-ГРАНАТА

*В. Н. Бержанский<sup>a</sup>, А. А. Гиппиус<sup>b,c</sup>, А. И. Горбованов<sup>a</sup>,  
С. В. Журенко<sup>b,c</sup>, С. Н. Полулях<sup>a\*</sup>*

<sup>a</sup> *Физико-технический институт Крымского федерального университета им. В. И. Вернадского  
295007, Симферополь, Россия*

<sup>b</sup> *Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова  
119991, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 апреля 2019 г.,  
после переработки 19 июня 2019 г.  
Принята к публикации 19 июля 2019 г.

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования явления вторичного ядерного спинового эха в магнитоупорядоченных веществах, в которых формирование дополнительных эхо-сигналов обусловлено эффектами динамической сверхтонкой связи. Проведено численное моделирование влияния амплитуды ( $\omega_1$ ) и длительностей первого ( $t_1$ ) и второго ( $t_2$ ) возбуждающих импульсов на эхо-сигналы. Получено, что максимум амплитуды вторичного эха формируется при условии  $\omega_1 t_1 = 0.5\pi$  и  $\omega_1 t_2 \approx 0.6\pi$ . Показано, что сигналы вторичного эха могут наблюдаться при неоднородном возбуждении спектральной линии  $\omega_1 \leq \Delta\omega$ , где  $\Delta\omega$  — неоднородная ширина спектральной линии. При температуре  $T = 4.2$  К экспериментально обнаружены дополнительные сигналы двухимпульсного спинового  $3\tau$ -эха от ядер железа в эпитаксиальной пленке феррит-граната иттрия, обогащенной магнитным изотопом  $^{57}\text{Fe}$  до 96 %. Экспериментально наблюдаемые фазовые соотношения между сигналами основного и дополнительного эхо, а также зависимости амплитуды эхо-сигнала от амплитуды и длительностей возбуждающих импульсов хорошо согласуются с результатами численного моделирования динамики ядерной намагниченности с учетом динамических эффектов сверхтонкой связи. Показано, что вторичное эхо демонстрирует эффект сужения спектральной линии, а амплитуда вторичного эха пропорциональна коэффициенту усиления ЯМР в магнетиках,  $\eta$ . В случае ЯМР ядер  $^{57}\text{Fe}$  в пленке железо-иттриевого граната амплитуда  $3\tau$ -эха на два-три порядка меньше, чем амплитуда основного  $2\tau$ -эха, что соответствует  $\eta \approx 440$ . Регистрация слабых сигналов вторичного эха оказалась возможной благодаря использованию фазо-когерентного ЯМР-спектрометра с цифровым квадратурным детектированием на несущей частоте и накоплению сигнала.

DOI: 10.31857/S0044451020010149

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Явление ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и, в частности, явление ядерного спинового эха в настоящее время не только находит применение для исследования физических свойств вещества на микроскопическом уровне [1–4], но и рассматривается как перспективное направление для разработ-

ки квантовых компьютеров [5, 6]. С точки зрения практического применения сигналов эхо представляется важным анализ особенностей формирования эхо-сигналов при различных параметрах возбуждающих импульсов в условиях доминирования различных механизмов формирования эха.

Сигналы спинового эха — отклик спиновой системы на частоте магнитного резонанса, формируемый с помощью возбуждающих импульсов так, что моменты появления эхо-сигналов определяются временными интервалами между возбуждающими импульсами. В случае двух возбуждающих импульсов,

\* E-mail: sergey.polylyakh@cfuv.ru

разделенных временным интервалом  $\tau$  и приложенных к спиновой системе с неоднородно уширенной спектральной линией, основным эхо-сигналом является эхо Хана, формирующееся в момент времени  $2\tau$ . Наряду с  $2\tau$ -эхом возможно формирование дополнительных эхо-сигналов в моменты времени  $3\tau$ . Формирование дополнительных эхо-сигналов может быть обусловлено возбуждением неравновесной спиновой системы (частота следования пар возбуждающих импульсов велика по сравнению с временем спин-решеточной релаксации), неэквидистантным энергетическим спектром спиновой системы и механизмом вторичного эха, в рамках которого основной сигнал  $2\tau$ -эхо эффективно выступает в качестве возбуждающего импульса. Последний механизм имеет место в магнитоупорядоченных веществах и обусловлен динамическими эффектами магнитной сверхтонкой связи. В настоящей работе экспериментально и теоретически исследуются особенности формирования сигналов вторичного ядерного спинового эха, появление которых обусловлено эффектами динамической сверхтонкой связи в магнитоупорядоченных веществах.

В магнитоупорядоченных веществах магнитные сверхтонкие взаимодействия (СТВ) приводят к появлению сильных магнитных полей на ядрах, что позволяет наблюдать ЯМР в нулевом внешнем магнитном поле [1–4]. Спектральная линия ЯМР в магнетиках характеризуется неоднородным уширением, вследствие чего для экспериментального наблюдения сигналов магнитного резонанса используется метод спинового эха. Переменное магнитное поле, прикладываемое к образцу во время действия возбуждающих импульсов, вызывает колебания электронной намагниченности, что приводит к появлению переменного сверхтонкого магнитного поля на ядрах. Величина этого поля может на несколько порядков превышать поле, приложенное к образцу, что определяется материальной константой — коэффициентом  $\eta$  усиления ЯМР. Кроме того, магнитные СТВ в магнитоупорядоченных веществах могут привести к дополнительным нелинейным эффектам, в результате чего сигнал ядерного спинового эха выступает как эффективный возбуждающий импульс, который приводит к появлению вторичных эхо-сигналов.

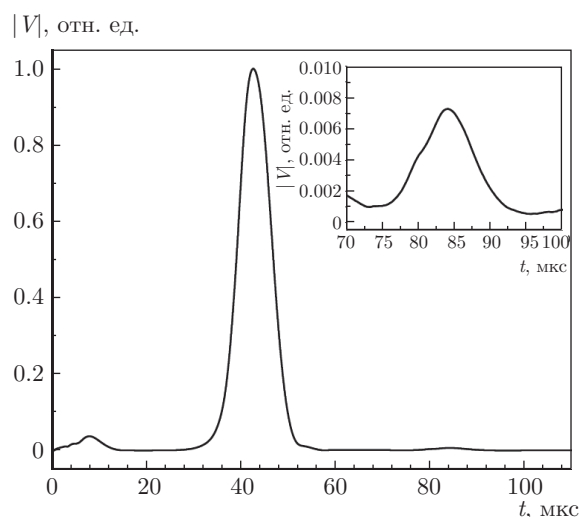
Дополнительные эхо-сигналы,  $3\tau$  и  $4\tau$ , наряду с основным эхо-сигналом  $2\tau$ , экспериментально наблюдались на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  (спин  $I = 1/2$ ) в слабом ферромагнетике  $\text{FeVO}_3$  при температуре  $T = 4.2$  К [7, 8]. Амплитуда дополнительных эхо-сигналов была велика настолько, что накопление сигнала не тре-

бовалось. Экспериментально наблюдаемые сигналы рассматриваются как сигналы вторичного эха, хотя детальных исследований особенностей формирования вторичного эха в работах [7, 8] не приводится.

В работе [9] также сообщается об экспериментах по регистрации дополнительных сигналов  $3\tau$ -эха в ферромагнитной пленке железа, обогащенной магнитным изотопом  $^{57}\text{Fe}$  при температуре  $T = 4.2$  К. При этом также предлагается механизм вторичного эха без анализа особенностей формирования сигнала.

Формирование дополнительных эхо-сигналов в магнитоупорядоченных веществах возможно также благодаря многоквантовым эффектам в ЯМР квадрупольных ядер [10, 11]. Однако для многоквантовых и вторичных эхо амплитуда дополнительных эхо-сигналов по-разному зависит от амплитуды и длительности возбуждающих импульсов. Например, в работе [12] экспериментально наблюдались дополнительные эхо-сигналы от квадрупольных ядер  $^{59}\text{Co}$  (спин  $I = 7/2$ ) в тонкой ферромагнитной пленке кобальта. Анализ зависимости амплитуды дополнительных эхо-сигналов от амплитуды возбуждающих импульсов равной длительности показал, что экспериментальные результаты не могут быть интерпретированы в рамках модели многоквантовых эффектов [12]. Путем сравнения результатов эксперимента с результатами специально проведенного численного моделирования в работе [12] показано, что дополнительные эхо-сигналы от ядер  $^{59}\text{Co}$  в пленке кобальта являются сигналами вторичного эха. Эксперименты по регистрации эхо-сигналов в работах [7–9, 12] осуществлялись путем амплитудного детектирования, и фазовые соотношения между основным и дополнительными эхо-сигналами не обсуждались.

В настоящей работе сообщается об экспериментально обнаруженных дополнительных эхо-сигналах ядер  $^{57}\text{Fe}$  в ферромагнитной пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ) при температуре  $T = 4.2$  К. Дополнительные эхо-сигналы удалось обнаружить благодаря цифровому квадратурному детектированию и фазо-когерентному накоплению сигнала. Экспериментально наблюдаемые зависимости амплитуды и формы эхо от амплитуды и длительностей возбуждающих импульсов, а также фазовые соотношения основного и дополнительного эхо-сигналов сравнивались с результатами специально проведенного численного моделирования, в результате чего получено хорошее согласие экспериментальных результатов с моделью вторичного эха.

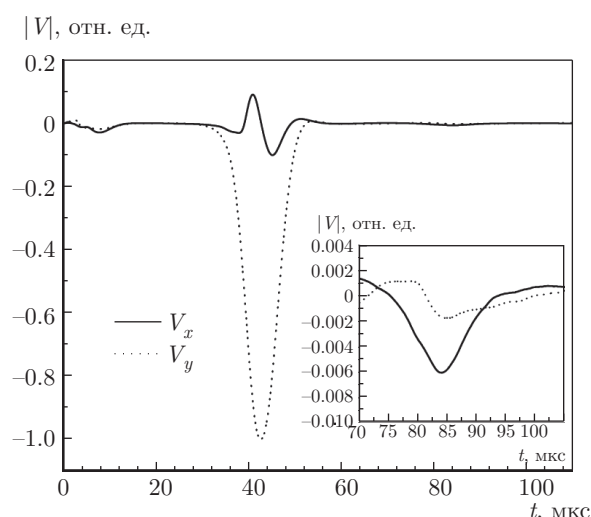


**Рис. 1.** Экспериментально наблюдаемые сигналы спинового эха ядер  $^{57}\text{Fe}$  (модуль сигнала  $|V(t)| = \sqrt{V_x^2(t) + V_y^2(t)}$ ) для последовательности 1 мкс–40 мкс–1 мкс– $t$ . Сигнал нормирован на максимум амплитуды 2 $\tau$ -эха. Вставка — вторичное эхо

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для проведения экспериментов использована ферромагнитная пленка ЖИГ  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной 22 мкм, синтезированная методом жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната, ориентированной в плоскости (111). Исследуемый образец обогащен магнитным изотопом  $^{57}\text{Fe}$  до 96%. Эксперименты выполнялись при температуре  $T = 4.2$  К в нулевом внешнем магнитном поле, а переменное магнитное поле возбуждающих импульсов прикладывалось в плоскости пленки. Для регистрации сигнала ЯМР использован фазо-когерентный импульсный ЯМР-спектрометр с цифровым квадратурным детектированием на несущей частоте [13]. Сигналы спинового эха наблюдались на частоте ЯМР ядер  $^{57}\text{Fe}$  тетраэдрических ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в ЖИГ. В этом случае спектр ЯМР представлен одиночной спектральной линией с максимумом на частоте 65 МГц и шириной линии  $\Delta\omega$ , оцененной по форме эхо-сигнала,  $\Delta\omega \approx 2\pi \cdot 40$  кГц.

В качестве примера на рис. 1 приведены сигналы спинового эха ядер  $^{57}\text{Fe}$  тетраэдрических ионов  $\text{Fe}^{3+}$  для последовательности из двух импульсов длительностью 1 мкс каждый, разделенных временным интервалом  $\tau = 40$  мкс. Интервал между последовательностями возбуждающих импульсов составлял 300 мс, что как минимум на порядок превосходило время продольной релаксации. Начало отсчета времени  $t$  на рис. 1 соответствует моменту оконча-



**Рис. 2.** Экспериментально наблюдаемые сигналы спинового эха ядер  $^{57}\text{Fe}$  ( $x$ - и  $y$ -компоненты сигнала) для последовательности 1 мкс–40 мкс–1 мкс– $t$ . Сигнал нормирован на максимум модуля амплитуды 2 $\tau$ -эха. Вставка — вторичное эхо

ния действия второго импульса. Сигналы нормированы на максимум модуля амплитуды сигнала 2 $\tau$ -эха. Амплитуда переменного магнитного поля во время действия возбуждающих импульсов подбиралась так, чтобы обеспечить максимум амплитуды хановского 2 $\tau$ -эха в последовательности из двух возбуждающих импульсов длительностями  $t_1 = 1$  мкс и  $t_2 = 2$  мкс. Сигнал индукции, появляющийся сразу после окончания действия второго импульса, обусловлен тем, что соотношение  $\omega_1 \gg \Delta\omega$  между амплитудой  $\omega_1$  возбуждающих импульсов и шириной  $\Delta\omega$  спектральной линии выполнялось не строго.

При 500-кратном накоплении сигнала, наряду с основным сигналом 2 $\tau$ -эха, экспериментально зарегистрировано дополнительное 3 $\tau$ -эхо (вставка на рис. 1). Фаза опорного напряжения приемника подбиралась так, чтобы обеспечить максимум отрицательного значения  $y$ -компоненты сигнала основного 2 $\tau$ -эха. При этом дополнительное 3 $\tau$ -эхо наблюдается для отрицательных значений  $x$ -компоненты сигнала (рис. 2). Осцилляции  $x$ -компоненты сигнала во время формирования основного 2 $\tau$ -эха и  $y$ -компоненты дополнительного 3 $\tau$ -эха обусловлены асимметрией неоднородного уширения спектральной линии.

Экспериментально наблюдаемый максимум амплитуды 2 $\tau$ -эха реализуется при длительности второго импульса, примерно вдвое большей длительности первого, в то время как для формирования максимума амплитуды дополнительного 3 $\tau$ -эха дли-

тельность второго импульса должна быть примерно равна или немного больше длительности первого импульса. При увеличении временного интервала  $\tau$  между импульсами скорость экспоненциального затухания амплитуды дополнительного  $3\tau$ -эха примерно в два раза выше, чем скорость затухания амплитуды основного  $2\tau$ -эха. Отношение амплитуд основного  $V_{2\tau}$  и дополнительного  $V_{3\tau}$  эха, восстановленное к нулевой задержке между импульсами, составляло  $V_{3\tau}/V_{2\tau} \approx 7 \cdot 10^{-3}$ . Ширина дополнительного сигнала  $3\tau$ -эха (примерно 8.2 мкс) несколько больше, чем аналогичное значение для основного  $2\tau$ -эха (примерно 7.3 мкс).

### 3. ТЕОРИЯ

Формирование сигналов вторичного эха можно пояснить следующим образом. Со стороны ядерной спиновой системы на электронную намагниченность действует магнитное сверхтонкое поле, величина которого пропорциональна ядерной намагниченности. В результате формируется дополнительная электронная намагниченность, которая создает на ядерных спинах сверхтонкое магнитное поле, величина которого в конечном итоге пропорциональна ядерной намагниченности.

При расчете намагниченности ядерной спиновой системы с неоднородно-уширенной спектральной линией представляется удобным выделить изохроматические группы спинов, для которых частоту ЯМР можно полагать одинаковой. Дополнительная электронная намагниченность определяется интегральной ядерной намагниченностью всей спиновой системы. В результате на изохроматическую группу ядерных спинов с резонансной частотой  $\omega$  в некоторый момент времени  $t$  действует дополнительное сверхтонкое поле

$$\mathbf{h}_{HF}(t) = \chi A^2 \int \mathbf{m}(\omega, t) g(\omega) d\omega, \quad (1)$$

где  $\chi$  — тензор магнитной восприимчивости электронной спиновой системы,  $A$  — материальная константа СТВ,  $\mathbf{m}(\omega, t)$  — намагниченность изохроматической группы ядерных спинов с резонансной частотой  $\omega$  в момент времени  $t$ ,  $g(\omega)$  — функция, описывающая неоднородное уширение спектральной линии ЯМР.

Направление постоянного магнитного поля на ядре определяется направлением намагниченности магнитной подрешетки. В силу обменного упорядочения намагниченность подрешетки можно полагать равной намагниченности насыщения, так что

величиной продольной компоненты дополнительного магнитного поля (1) можно пренебречь.

В случае ядер со спином  $I = 1/2$  динамика вектора намагниченности  $\mathbf{m}(\omega, t)$  изохроматической группы спинов описывается классическими уравнениями движения

$$\frac{d\mathbf{m}(\omega, t)}{dt} = \mathbf{m}(\omega, t) \times \boldsymbol{\omega}, \quad (2)$$

где вектор угловой скорости  $\boldsymbol{\omega}$  имеет вид

$$\boldsymbol{\omega} = \begin{pmatrix} \omega_1 + K \int m_x(\omega, t) g(\omega) d\omega \\ K \int m_y(\omega, t) g(\omega) d\omega \\ \omega \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь  $\omega_1$  — амплитуда переменного магнитного поля, выраженная в единицах частоты посредством гиромангнитного отношения  $\gamma$ ,  $K$  — параметр динамической сверхтонкой связи

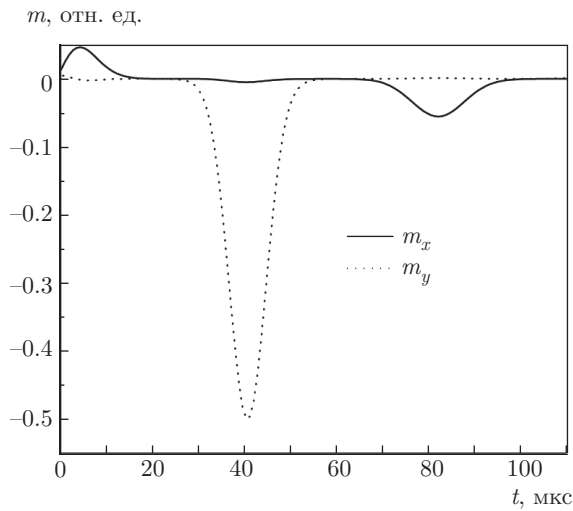
$$K = \gamma \chi A^2 m_0, \quad (4)$$

$m_0$  — равновесное значение ядерной намагниченности. Ядерная намагниченность  $\mathbf{m}$  в формулах (2) и (3) нормирована на равновесное значение  $m_0$ .

Выражения (2), (3) описывают динамику ядерной намагниченности в системе координат, вращающейся с частотой переменного магнитного поля, и под  $\omega$  следует понимать расстройку между резонансной частотой изохроматической группы спинов и частотой вращения системы координат. Амплитуда переменного магнитного поля  $\omega_1$  в соотношении (3) отлична от нуля только во время действия возбуждающих импульсов, а в промежутках между импульсами  $\omega_1 = 0$ .

При численном интегрировании уравнений (2) весь интервал наблюдения над системой разделим на временные интервалы длительностью  $\Delta t$  так, что в течение этого интервала вектор угловой скорости  $\boldsymbol{\omega}$  можно полагать не зависящим от времени. Для интегральной намагниченности ядерной спиновой системы будем использовать намагниченность, рассчитанную на момент начала этого временного интервала. Если вектор угловой скорости  $\boldsymbol{\omega}$  не зависит от времени, то намагниченность изохроматической группы спинов в момент времени  $t + \Delta t$  вычисляется как поворот вектора намагниченности, сформировавшейся в момент времени  $t$ , на угол  $\phi = \omega \Delta t$  вокруг вектора  $\boldsymbol{\omega}$ .

Амплитуда переменного магнитного поля во время действия возбуждающих импульсов выбиралась



**Рис. 3.** Расчетные зависимости ядерной намагниченности (6) от времени для последовательности 1 мкс–40 мкс–1 мкс– $t$  при параметре динамической сверхтонкой связи  $K = 2\pi \cdot 5$  кГц

равной  $\omega_1 = 2\pi \cdot 250$  кГц, что можно получить, полагая длительность  $\pi/2$ -импульса равной примерно 1 мкс. В качестве модельной функции  $g(\omega)$  использована функция Гаусса

$$g(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (5)$$

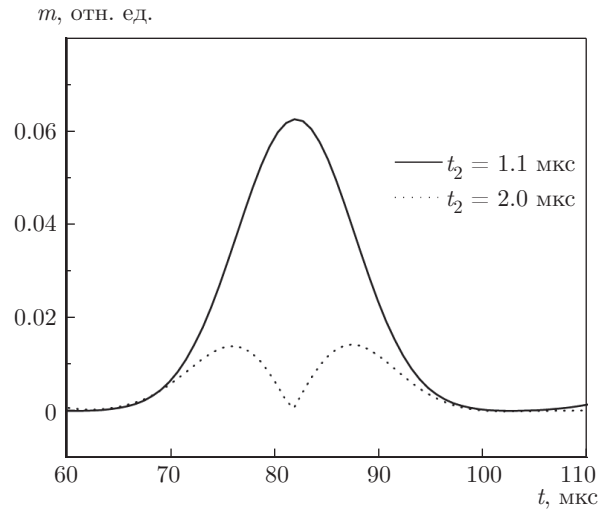
Если возбуждающие импульсы подаются на частоте, соответствующей максимуму функции (5), то во вращающейся системе координат  $\omega_0 = 0$ . Дисперсия  $\sigma = 2\pi \cdot 40$  кГц подбиралась таким образом, чтобы обеспечить согласование расчетной и экспериментально наблюдаемой форм сигналов  $2\tau$ -эха.

В качестве примера на рис. 3 приведена расчетная зависимость модуля ядерной намагниченности для двух импульсов длительностью 1 мкс каждый при временном интервале между импульсами  $\tau = 40$  мкс, что соответствует последовательности  $\pi/2 - \tau - \pi/2 - t$ . Данные на рис. 3 получены для  $K = 2\pi \cdot 5$  кГц. Расчетные значения интегральной ядерной намагниченности (нормированной на  $m_0$ ),

$$m_{x,y}(t) = \int m_{x,y}(\omega, t)g(\omega) d\omega, \quad (6)$$

приведены начиная с момента времени, соответствующего окончанию действия второго импульса.

В результате численных расчетов получено, что учет динамических эффектов сверхтонкой связи действительно приводит к появлению дополнительного  $3\tau$ -эха. Без учета релаксации расчетная амплитуда дополнительного  $3\tau$ -эха не зависит от за-



**Рис. 4.** Влияние длительности второго импульса на расчетную форму сигнала вторичного эха. Длительность первого импульса  $t_1 = 1$  мкс

держки  $\tau$  между возбуждающими импульсами. Сигнал дополнительного  $3\tau$ -эха сдвинут по фазе на  $\pi/2$  относительно основного сигнала  $2\tau$ -эха, что хорошо согласуется как с моделью вторичного эха, так и с экспериментально наблюдаемыми результатами. Для модуля намагниченности

$$m(t) = \sqrt{m_x^2(t) + m_y^2(t)} \quad (7)$$

получено, что при  $K \leq 2\pi \cdot 50$  кГц амплитуда  $m(2\tau)$  основного эха не зависит от  $K$  с точностью не хуже 1%, а амплитуда  $m(3\tau)$  дополнительного эха линейно растет с ростом  $K$ :  $m(3\tau) = \alpha K$ , где коэффициент пропорциональности  $\alpha$  зависит от параметров (амплитуд и длительностей) возбуждающих импульсов и для последовательности  $\pi/2 - \tau - \pi/2 - t$  равен  $\alpha \approx 2.05$  мкс.

Увеличение параметра динамической связи  $K$  приводит также к дополнительному фазовому сдвигу как для основного  $2\tau$ -эха ( $x$ -компонента намагниченности отлична от нуля для временного интервала, соответствующего эхо-сигналу), так и для дополнительного  $3\tau$ -эха (отлична от нуля  $y$ -компонента намагниченности).

Увеличение длительности второго импульса приводит к росту амплитуды  $2\tau$ -эха. При этом форма дополнительного  $3\tau$ -эха изменяется — форма эхо-сигнала перестает быть колоколообразной (рис. 4). Дальнейшее увеличение длительности второго импульса,  $t_2 > \pi/\omega_1$ , также приводит к изменению формы сигнала основного  $2\tau$ -эха. Изменение расчетной формы эхо-сигнала, обусловленное

увеличением длительности импульсов подобно искажениям формы эхо-сигналов в случае больших углов поворота намагниченности при неоднородном возбуждении спектральной линии,  $\omega_1 \ll \Delta\omega$  [14].

При неоднородном возбуждении спектральной линии ( $\omega_1 \ll \Delta\omega$ ) ширина эхо-сигнала определяется длительностями возбуждающих импульсов [14], а при однородном возбуждении ( $\omega_1 \gg \Delta\omega$ ) ширина эхо-сигнала определяется обратной шириной спектральной линии, т. е. ширина эхо-сигнала больше ширины импульса. Специально проведенные компьютерные расчеты показали, что в промежуточном случае  $\Delta\omega < \omega_1 < 10\Delta\omega$  ширина эхо-сигнала также больше, чем длительность возбуждающего импульса, и основной вклад в ширину эхо-сигнала определяется обратной шириной спектральной линии. Искажения расчетной формы эхо-сигналов при увеличении длительности возбуждающих импульсов практически исчезают при  $\omega_1 > 10\Delta\omega$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Специально проведенные расчеты показали, что в случае  $\omega_1 \approx \Delta\omega$  искажения формы эхо-сигнала появляются в том случае, когда длительность хотя бы одного из импульсов больше оптимальной, т. е. если углы поворота намагниченности первым импульсом больше  $\pi/2$  ( $t_1\omega_1 > \pi/2$ ), вторым импульсом — больше  $\pi$  ( $t_2\omega_1 > \pi$ , основное 2 $\tau$ -эхо) и больше  $0.6\pi$  ( $t_2\omega_1 > 0.6\pi$ , дополнительное 3 $\tau$ -эхо). Фактически колоколообразная форма эхо-сигналов реализуется для импульсов, длительность которых меньше, чем длительность импульсов, обеспечивающих максимум амплитуды эхо-сигнала.

Зависимость расчетной амплитуды основного 2 $\tau$ -эха при  $\omega_1 \approx \Delta\omega$  от длительностей возбуждающих импульсов в области формирования колоколообразного эхо-сигнала хорошо описывается известным выражением [7]

$$V_{2\tau} = V_{max} \sin \theta_1 \sin^2 \frac{\theta_2}{2}. \quad (8)$$

Амплитуду  $V_{2\tau} = m(2\tau)$  эхо-сигнала будем полагать равной модулю поперечной намагниченности (7),  $\theta_1 = t_1\omega_1$  и  $\theta_2 = t_2\omega_1$  — углы поворота намагниченности первым и вторым импульсами длительностями соответственно  $t_1$  и  $t_2$ . Для экспериментально наблюдаемых эхо-сигналов наблюдается хорошее согласие с выражением (8) (см., например, рис. 4) при  $\theta_1 \leq \pi/2$  и  $\theta_2 \leq \pi$ . Вследствие достаточно сильных шумов в качестве экспериментальных значений на

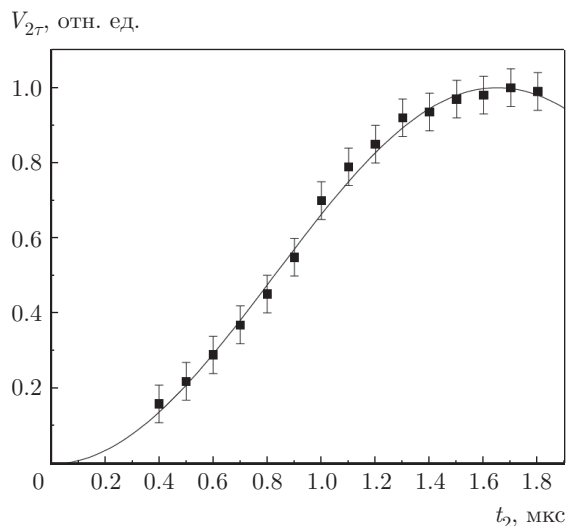


Рис. 5. Зависимость амплитуды основного сигнала 2 $\tau$ -эха от длительности второго импульса. Экспериментальные значения получены при длительности первого импульса  $t_1 = 1$  мкс. Сплошная линия — аппроксимация выражением (8)

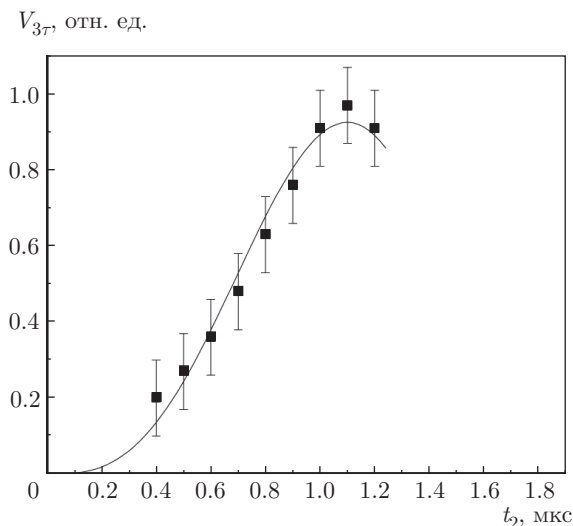
рис. 5 приведена интегральная амплитуда эхо-сигнала, соответствующая площади эхо-сигнала для его модуля. Вопрос о том, что понимать под амплитудой эхо в случае импульсов большей длительности остается открытым в силу искажения формы эхо.

Используя подход работы [7], дополнительное 3 $\tau$ -эхо будем рассматривать как эхо-сигнал, формируемый тремя возбуждающими импульсами: два возбуждающих импульса и эхо-импульс. При этом угол поворота намагниченности третьим импульсом ( $\theta_3$ ) будем полагать пропорциональным амплитуде сигнала 2 $\tau$ -эха (8) и параметру динамической сверхтонкой связи  $K$  (4). Считая угол поворота малым,  $\theta_3 \ll 1$ , для амплитуды дополнительного 3 $\tau$ -эха получаем

$$V_{3\tau} = V_{max} K \sin^2 \theta_1 \sin \theta_2 \sin^2 \frac{\theta_2}{2}. \quad (9)$$

Зависимость как расчетной, так и экспериментально наблюдаемой амплитуды сигналов дополнительного 3 $\tau$ -эха от длительностей возбуждающих импульсов (рис. 6) хорошо описывается выражением (9) в области формирования колоколообразного эхо-сигнала ( $\theta_1 \leq 0.5\pi$  и  $\theta_2 \leq 0.65\pi$ ).

Исходя из экспериментально наблюдаемых значений для основного и дополнительного эхо, для параметра динамической сверхтонкой связи получаем  $K \approx 2\pi \cdot 1.7$  кГц. По аналогии с работой [7] для ядер  $^{57}\text{Fe}$  тетраэдрических ионов  $\text{Fe}^{3+}$  получаем  $Am \approx 28 \cdot 10^{-3}$  Гс. Используя выражение (4) при



**Рис. 6.** Зависимость амплитуды сигнала вторичного  $3\tau$ -эха от длительности второго импульса. Экспериментальные значения получены при длительности первого импульса  $t_1 = 1$  мкс. Сплошная линия — аппроксимация выражением (9)

$\gamma = 137.6$  Гц/Гс, для коэффициента усиления ЯМР  $\eta = \chi A$  получаем  $\eta \approx 440$ .

В ферритмагнитной эпитаксиальной пленке ЖИГ в отсутствие внешнего магнитного поля реализуется доменная структура, определяемая кубической магнитной анизотропией, что подтверждается наблюдением этой структуры в поляризованном свете благодаря эффекту Фарадея. Полученное значение  $\eta$  по порядку величины соответствует ожидаемому коэффициенту усиления ЯМР в доменных границах достаточно толстой пленки ЖИГ. В слабом ферромагнетике  $\text{FeVO}_3$  с магнитной анизотропией типа легкая плоскость коэффициент усиления ЯМР  $\eta$  существенно больше, а величина неоднородной ширины  $\Delta\omega$  спектральной линии ЯМР меньше, чем в пленке ЖИГ, что и объясняет наблюдаемые различия в амплитудах вторичных эхо-сигналов в этих двух образцах.

Анализ экспериментально наблюдаемой и расчетной формы сигналов вторичного  $3\tau$ -эха показал, что ширина этого сигнала примерно на 10% больше, чем ширина основного сигнала  $2\tau$ -эха. Сужение спектральной линии для дополнительного эха обусловлено тем, что в качестве третьего возбуждающего импульса эффективно выступает сигнал основного эха, форма которого близка к гауссовой, а амплитуда существенно меньше, чем ширина спектральной линии.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Прецессирующая ядерная намагниченность в магнитоупорядоченных веществах приводит к появлению переменной электронной намагниченности, благодаря чему имеет место не только усиление сигнала ядерной индукции, но и появление дополнительного переменного магнитного поля на ядрах, и величина этого поля прямо пропорциональна ядерной намагниченности. Численное решение уравнений движения для ядерной намагниченности с учетом этого дополнительного поля показывает, что в спиновой системе с неоднородно-уширенной спектральной линией появляется дополнительный сигнал ядерного спинового  $3\tau$ -эха, для которого основной сигнал  $2\tau$ -эха эффективно выступает в качестве возбуждающего импульса. Экспериментально наблюдаемые особенности формирования сигналов вторичного эха хорошо согласуются с расчетными как в случае зависимости амплитуды, фазы и формы эхо-сигналов от амплитуды и длительностей возбуждающих импульсов, так и в случае магнетиков, различающихся коэффициентом усиления ЯМР и величиной неоднородного уширения спектральной линии.

Интересно отметить, что использование когерентного возбуждения и регистрации сигналов ядерного спинового эха в магнитоупорядоченных веществах оказывается полезным не только для накопления сигнала с целью повышения отношения сигнал/шум, но также и для анализа фазовых соотношений между различными эхо-сигналами.

**Финансирование.** Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы развития Крымского федерального университета им. В. И. Вернадского.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Пашенко, В. П. Пашенко, В. К. Прокопенко и др., ЖЭТФ **151**, 116 (2017).
2. M. Manjunatha, R. Kumar, B. Sahoo et al., J. Magn. Mater. **453**, 125 (2018).
3. L. N. Mahour, M. Manjunatha, H. K. Choudhary et al., J. Alloys Comp. **773**, 612 (2018).
4. A. V. Anupama, M. Manjunatha, V. Rathod et al., J. Magn. Reson. **286**, 68 (2018).
5. L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta et al., Nature **414**, 883 (2001).

6. В. И. Тарханов, Научное приборостроение **13**(1), 51 (2003).
7. М. П. Петров, В. В. Москалев, Г. А. Смоленский, Письма в ЖЭТФ **15**, 132 (1972).
8. Е. А. Глозман, В. А. Игнатченко, В. И. Цифринович, ФТТ **20**, 3112 (1978).
9. В. О. Голуб, В. В. Котов, А. Н. Погорелый, ФТТ **40**, 1056 (1998).
10. Г. Н. Абеяшев, В. Н. Бержанский, Н. А. Сергеев и др., ЖЭТФ **94**, 227 (1988).
11. С. Н. Полулях, Н. А. Сергеев, А. А. Шемяков, ФТТ **42**, 1628 (2000).
12. В. Н. Бержанский, С. В. Капельницкий, В. С. Показилов и др., ФТТ **44**, 83 (2002).
13. А. В. Ткачев, Дисс. на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва (2017).
14. W. V. Mims, Phys. Rev. **141**, 499 (1966).