

УДК 539.143.43

© И. В. Плешаков, С. И. Голощапов, Ю. И. Кузьмин, А. П. Паугурт,
Я. А. Фофанов, В. И. Дудкин, Н. С. Клѣхта, А. И. Явтушенко

АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ СИГНАЛА ЯДЕРНОГО СПИНОВОГО ЭХА В НАМАГНИЧИВАЕМОМ ФЕРРИТЕ

В работе рассматривается метод исследования магнитного материала, заключающийся в регистрации сигнала ядерного спинового эха при одновременной записи кривой намагничивания образца. Показано, что вклады доменов и доменных границ приводят к сложной зависимости отклика от внешнего поля, что может быть положено в основу изучения характеристик вещества. Приводятся результаты измерений на литий-цинковом феррите, демонстрирующие качественное соответствие развитых модельных представлений данным эксперимента.

Кл. сл.: ядерный магнитный резонанс, спиновое эхо, магнитный материал, кривая намагничивания

ВВЕДЕНИЕ

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) уже достаточно давно используется как метод изучения соединений, обладающих магнитным порядком [1], и, будучи инструментом, дающим о магнитном состоянии многообразную информацию, постоянно развивается [2]. Прогресс стимулируется появлением новых веществ; в настоящее время к ним преимущественно относятся магнитоупорядоченные наноструктуры, которые часто исследуются с помощью ЯМР (см. [3, 4] и содержащиеся там ссылки). Существуют и другие направления радиоспектроскопии магнитных материалов, например, известно, что посредством ЯМР регистрируются некоторые особенности строения кристаллической решетки [5, 6]. Для последних из упомянутых работ особо важны вопросы, связанные с наблюдением отклика ядерной спиновой системы в доменах и доменных границах, что и в целом представляет собой одну из актуальных проблем ЯМР-спектроскопии магнетиков [7, 8].

Настоящая работа посвящена изучению нестационарного ЯМР, наблюдаемого в некотором модельном образце, намагничиваемом внешним полем. При этом предполагается, что сопоставление статических магнитных характеристик материала с радиоспектроскопическими данными дает адекватную картину возбуждения ядерных спинов в системе электронных магнитных моментов, относящихся как к доменам, так и к доменным границам, что важно для уточнения принципов применения ЯМР к исследованию магнитоупорядоченных веществ.

МЕТОДИКА

Наблюдение ЯМР

ЯМР в настоящей работе регистрировался по сигналу двухимпульсного спинового эха ядер ^{57}Fe , возбуждаемого в феррите. Опыты выполнялись по схеме, обычной для данной области радиоспектроскопии. Образец помещался в катушку настроенного на частоту ЯМР ω_n резонансного контура, на который с генератора подавалась последовательность двух радиочастотных (РЧ) импульсов, далее вместе с откликом образца в виде сигнала эха поступающая на вход приемной системы, в качестве которой использовался супергетеродинный приемник, снабженный широкополосным предусилителем. Длительности импульсов $\tau_{1,2}$ изменялись в пределах нескольких микросекунд, основные измерения происходили при $\tau_1 = \tau_2 = 2$ мкс. Интервал между импульсами составлял десятки микросекунд. Амплитуды РЧ-импульсов достигали на катушке максимального значения в десятки вольт и могли быть уменьшены аттенуатором, расположенным между импульсным генератором и контуром.

Поскольку, как известно [1, 2], внешнего постоянного магнитного поля для наблюдения ЯМР в магнитном материале не требуется, сигнал эха был виден и при его отсутствии. В нашем случае, однако, поле к образцу прикладывалось, но его назначение в отличие от обычного ЯМР заключалось, как было сказано выше, в управлении магнитным состоянием вещества. При каждом новом значении внешнего поля резонансная частота контура подстраивалась до наибольшего сигнала эха.

Образцы, магнитные измерения и геометрия эксперимента

В качестве объекта исследований нами был выбран хорошо изученный с радиоспектроскопической точки зрения феррит — литиевая шпинель с добавкой цинка, $\text{Li}_{0.425}\text{Fe}_{2.425}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$. Линия ЯМР в нем сглажена и имеет максимумы на частотах вблизи 68 и 71 МГц соответственно для комнатной температуры и температуры жидкого азота, при которых выполнялся эксперимент. С целью увеличения интенсивности эхо-сигнала материал был обогащен изотопом ^{57}Fe до 85%.

Использовался образец в виде двух одинаковых колец с внешним диаметром 1.1 см, внутренним 0.4 см и толщиной 0.35 см. Кольца были составлены таким образом, чтобы между ними образовался узкий (0.5 мм) зазор, в который помещался датчик Холла. На рис. 1 показаны расположение этих элементов и ориентация образца относительно внешнего постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 , которое создавалось либо электромагнитом, либо, для небольших полей (до 370 Э), катушками Гельмгольца. При малом размере зазора можно положить его размагничивающий фактор равным нулю и считать, что датчик измеряет магнитную индукцию \mathbf{V} внутри вещества. Тогда $\mathbf{V} = \mathbf{H}_0 - 4\pi\xi\mathbf{M}$, где \mathbf{M} — искомая намагниченность материала; $\xi \cong (1 - N/4\pi)$ — коэффициент, учитывающий влияние размагничивания; а N — размагничивающий фактор колец в направлении, перпендикулярном их

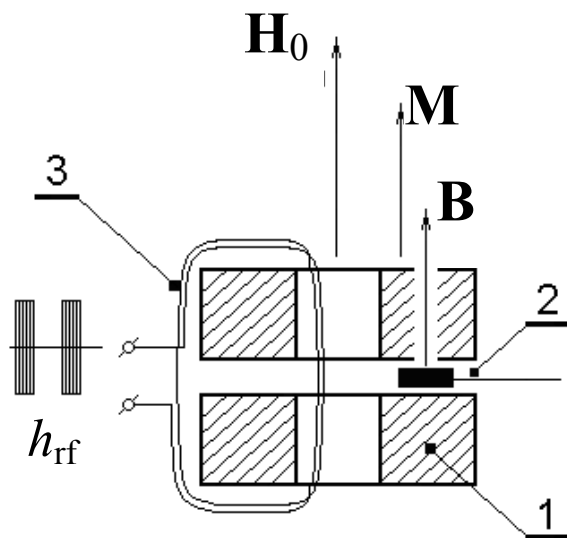


Рис. 1. Геометрия эксперимента.

1 — образец (в виде двух колец, показанных в продольном сечении); 2 — датчик Холла; 3 — катушка возбуждения (на ее зажимах изображены РЧ-импульсы, создающие внутри образца переменное поле h_{rf})

плоскости. Конечно, здесь это выражение применено не вполне корректно, т. к. при указанной геометрии пространственное распределение намагниченности нельзя считать однородным, однако опытным путем нами было установлено, что оно является хорошим приближением. Экспериментами с несколькими другими образцами того же состава, но имеющими форму тонких длинных цилиндров, было продемонстрировано, что вид кривых намагничивания для этих случаев различается мало. Далее будут приведены данные для величины $4\pi\xi\mathbf{M}$.

На кольца (рис. 1) была намотана катушка из нескольких витков, которая входила в резонансный контур и являлась одновременно возбуждающей и регистрирующей. Очевидно, что создаваемое ею импульсное радиочастотное магнитное поле h_{rf} замыкалось внутри феррита, т. е. всегда оставалось перпендикулярным \mathbf{H}_0 .

Магнитометрический и радиоспектроскопический тракты системы не оказывали влияния друг на друга, и наблюдение спинового эха можно было вести как отдельно, так и одновременно с записью магнитных параметров.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Данные магнитометрии

На рис. 2 показана зависимость $4\pi\xi\mathbf{M}$ от внешнего поля (пример начальной кривой намагничивания, снятой из полностью размагниченного состояния), которая была получена совместно с измерением амплитуды сигнала ЯМР. Из нее была определена намагниченность насыщения $4\pi\xi\mathbf{M}_s \cong \cong 1700$ Гс, позволившая оценить, с учетом данных [9], величину $N/4\pi$, оказавшуюся равной приблизительно 0.7. Гистерезис (вставка на рис. 2), как и следовало ожидать для магнитомягкого материала, проявлялся слабо и уверенно регистрировался датчиком Холла только при $H_0 < 300$ Э. Хотя при разных внешних полях наклон кривой $M(H_0)$, разумеется, изменялся, каких-либо существенных особенностей, соответствующих характерным изменениям в поведении сигнала эха выявить на ней не удалось. (Более того, даже ее условное разграничение на области вращения, а также обратимого и необратимого смещения границ, принятые при классическом описании процесса намагничивания [10], в нашем случае сталкивалось с известными трудностями).

Удовлетворительную (по крайней мере до $H_0 = = 1500\text{--}2000$ Э) аппроксимацию начальной кривой давала функция $M(H_0) = M_{\text{as}} \text{arctg}(\alpha H_0)$, где M_{as} и α — подгоночные параметры. Для ветви $M(H_0)$, отвечающей снижению H_0 , применялась функция, учитывающая остаточную намагниченность M_{R} :

$M(H_0) = M_{as} \arctg(\alpha H_0) + M_R$. Определенные подгонкой величины M_{as} , α и M_R использовались далее в расчетах.

За начало области вращения (т. е. такой, где доменные границы считаются отсутствующими)

было принято поле, при котором M составляет примерно 80 % от M_s [10]. Из рис. 2 видно, что это происходит при $H_R \cong 1800$ Э ($M = 1400$ Э); наклон экспериментальной кривой намагничивания dM / dH_0 здесь заметно уменьшается.

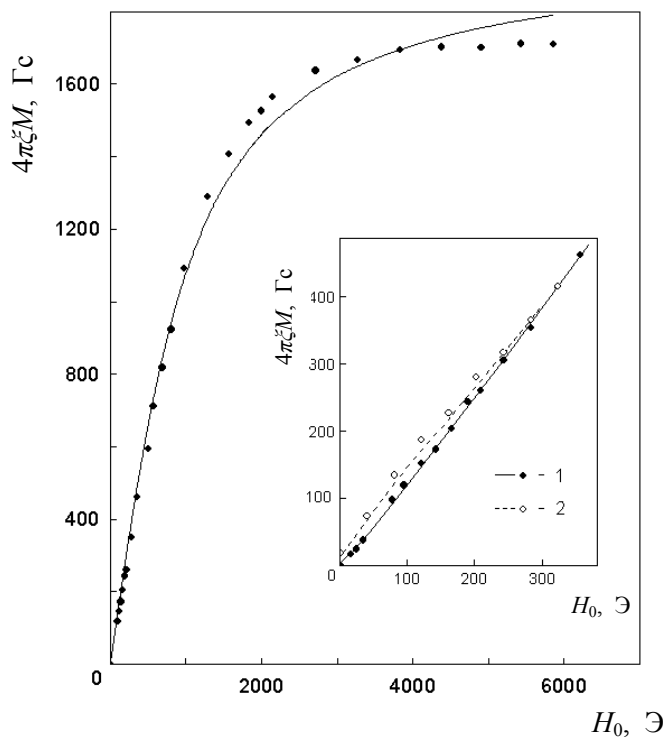


Рис. 2. Начальная кривая намагничивания феррита при комнатной температуре.

Сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных точек функцией $M(H_0) = M_{as} \times \arctg(\alpha H_0)$. На вставке: начальный участок кривой, демонстрирующий наличие гистерезиса, 1 — прямой ход, 2 — обратный ход (аппроксимирован функцией $M(H_0) = M_{as} \arctg(\alpha H_0) + M_R$)

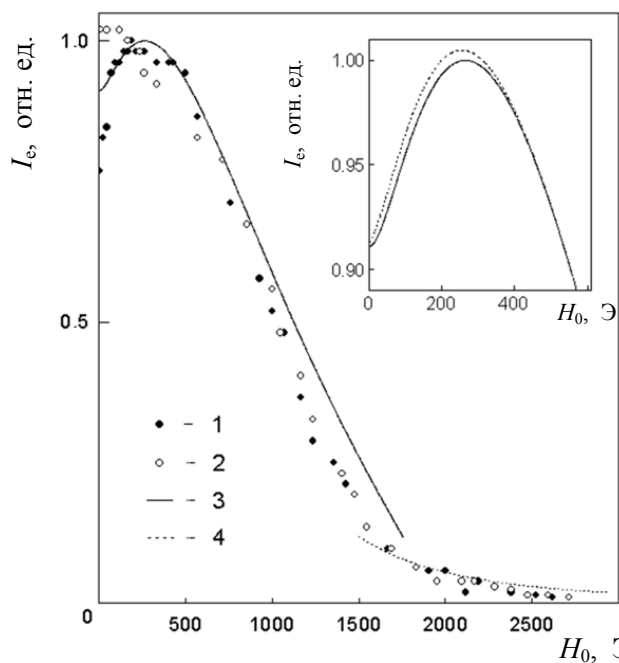


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала спинового эха от постоянного магнитного поля.

1 — прямой ход; 2 — обратный ход; 3 — расчет с использованием модели поликристаллической среды и данных аппроксимации; 4 — расчет полевое поведение сигнала от доменных границ, выполненный с учетом выражения (1). На вставке: результаты модельного расчета на прямом (сплошная линия) и обратном (пунктир) ходе в области максимального отклика

Данные ЯМР

Поведение амплитуды спинового эха I_e от постоянного магнитного поля показано на рис. 3 и 4. Характерный признак этой зависимости, состоящий в наличии участка возрастания сигнала при увеличении H_0 (присутствие которого, казалось бы, противоречит обычным представлениям о свойствах ЯМР в магнитоупорядоченных веществах [1]), отмечался и ранее, например в [11]. Законченного объяснения он не получил, хотя несомненной представлялась его связь со сложной природой отклика ядерной спиновой системы в многодоменном поликристалле. Последнее положение подтверждается еще одной особенностью $I_e(H_0)$, отмеченной в наших экспериментах, а именно существованием сильного гистерезиса, существенно превышающего гистерезис кривой намагничивания. Особо следует отметить то, что он не только количественно, но и качественно определялся тем максимальным значением, до которого увеличивалось H_0 . В частности, сравнение рис. 3 и рис. 4, а, демонстрирует существенное различие кривых, полученных при разных максимальных значениях, до которых поднималось поле: в первом случае ($H_{0\max} = 2700$ Э) расхождение прямой и обратной ветвей $I_e(H_0)$ происходило приблизительно при 700 Э, а сами эти кривые шли с пересечением около $H_0 = 170$ Э, во втором ($H_{0\max} = 370$ Э) расхождение возникало при $H_0 = 270$ Э, а пересечение отсутствовало. Отметим, что снижение температуры до азотной значительно преобразовывало вид $I_e(H_0)$ (рис. 4, б).

При возвращении к нулевому полю амплитуда эхо-сигнала отличалась от той, с которой начинался процесс, однако после проведения циклического перемагничивания образца она восстанавливалась до исходного значения.

Выше H_R , принятого нами за границу области вращения, ход зависимости $I_e(H_0)$, как это видно из рис. 3, изменялся, переходя к более плавному снижению.

ОБСУЖДЕНИЕ

Исходные теоретические сведения

Для дальнейшего нам потребуются основные представления о характеристиках ЯМР в магнитном материале. Следуя [1, 2], будем считать, что спиновая система в доменах и доменных границах возбуждается с разными коэффициентами усиления η_d и η_w соответственно. Для первой из этих величин получено выражение

$$\eta_d = \frac{H_n}{H_0 + H_a}, \quad (1)$$

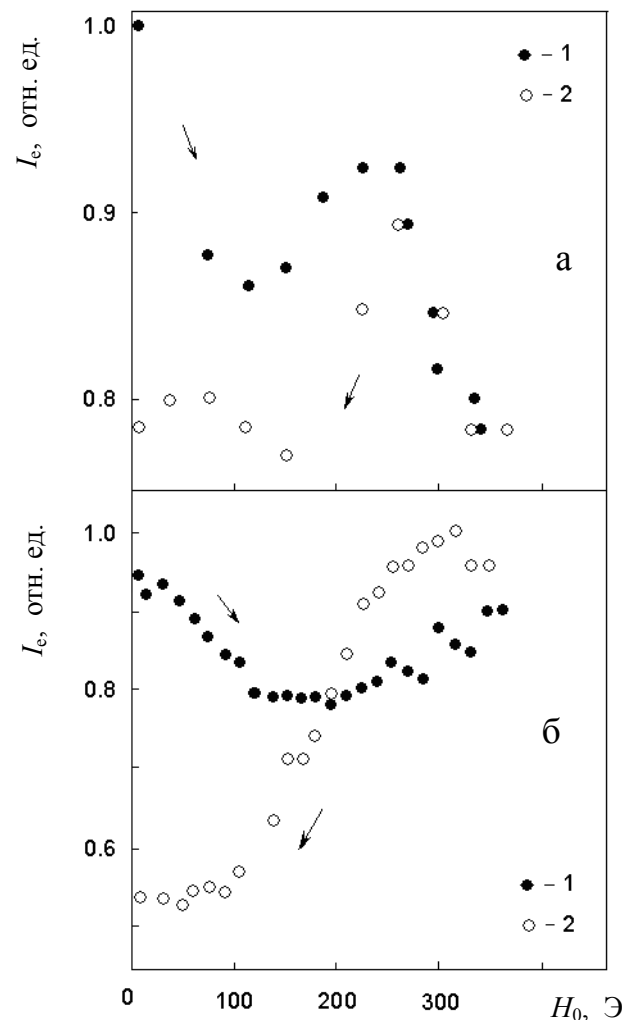


Рис. 4. Поведение амплитуды сигнала спинового эха при перемагничивании образца в малых полях при (а) комнатной температуре и (б) температуре жидкого азота.

1 — прямой ход, 2 — обратный ход

где H_n — локальное поле на атомном ядре (преимущественно сверхтонкого происхождения), созданное электронной намагниченностью, а H_a — эффективное поле магнитной анизотропии. Вид выражения для η_w , вообще говоря, зависит от многих факторов, в частности от того, какой тип границы рассматривается, но поскольку далее приняты очень существенные упрощения, для качественной оценки роли границ достаточно считать, что мы имеем дело со 180-градусной плоской блоховской границей одноосного ферромагнетика, и пользоваться выведенной для этого случая формулой [12]:

$$\eta_w = \frac{2H_n M_s \sin \theta}{m_w \delta [(\Omega_w^2 - \omega_n^2)^2 + (\beta/m_w)^2 \omega_n^2]^{1/2}}, \quad (2)$$

где θ — угол между намагниченностью и осью анизотропии; m_w — эффективная масса доменной границы; δ — толщина границы; Ω_w — собственная частота ее колебаний; β — параметр затухания этих колебаний. Из (2) видно, что зависимость $\eta(H_0)$ может быть сложной из-за влияния поля на Ω_w , что в намагничиваемом образце практически невозможно учесть.

Степень возбуждения спиновой системы (характеризуемая, например, величиной поперечной ядерной намагниченности, которая появляется под воздействием РЧ-импульсов) не может быть просто выражена через η . Однако по условиям выполненного нами эксперимента возбуждение можно рассматривать как малое, поскольку даже в том случае, если при $H_0 = 0$ регистрируется наибольший возможный отклик, приложение поля его уменьшает. Показано, что в этом случае сигнал пропорционален η^2 [13].

Вклад доменов и доменных границ неравноценен также вследствие разницы объемов материала, относящихся к этим состояниям. Для итоговой амплитуды, таким образом, будем полагать $I_e \propto k\eta_a^2 + \eta_w^2$, где k — относительный "вес" интенсивности сигнала от доменов.

Модель формирования сигнала ЯМР в магнитоупорядоченном поликристалле

В большинстве работ, посвященных ЯМР в магнетиках, считалось, что спиновая система возбуждается в доменах и доменных границах, а полный сигнал регистрируется в виде соответствующей суммы (см., например, [7]). При этом ранее в явном виде нигде не учитывалось то обстоятельство,

что в полностью размагниченом многодоменном поликристалле некоторому выделенному объему доменов с заданной намагниченностью всегда соответствует практически равный объем с намагниченностью противоположного знака, и в них должны возникать противофазные отклики. Таким образом, сигналы от разных частей образца, не относящихся к границам, должны компенсироваться, и суммарный отклик в нулевом поле будет наблюдаться только от границ. Данное утверждение поясняется рис. 5 и подписью к нему. (Отметим, что спины в доменах возбуждаются той составляющей РЧ-магнитного поля, которая перпендикулярна намагниченности, в то время как сдвиг границ и соответственно возбуждение принадлежащих к ним ядер происходит под действием параллельной составляющей [12]). Приложение внешнего постоянного поля H_0 , естественно, нарушает баланс между противофазно возбужденными сигналами вследствие увеличения доли доменов с энергетически выгодным направлением намагниченности за счет тех, которые ориентированы противоположным образом.

Рассмотрение поведения ядерной спиновой системы, принявшее во внимание все указанные выше обстоятельства и примененное к образцу, содержащему множество зерен разного размера и формы, оказалось бы чрезвычайно сложным. Далее для описания среды представим ее следующим образом: пусть все кристаллиты являются одинаковыми шариками, обладающими одноосной анизотропией и разделенными на два домена противоположной ориентации. Эта структура показана

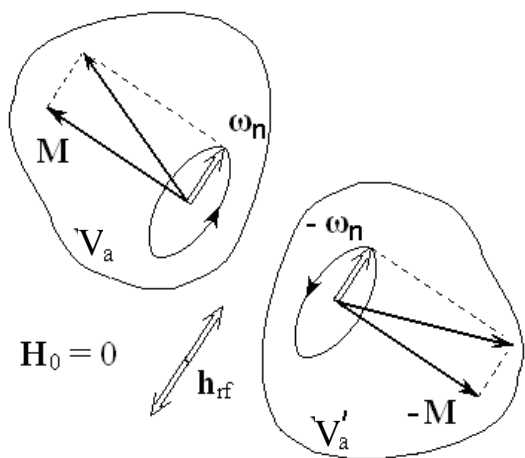


Рис. 5. Иллюстрация модели возбуждения отклика ядерной спиновой системы в областях поликристалла, ориентированных противоположным образом. В размагниченом состоянии ($H_0 = 0$) каждому объему материала V_a с намагниченностью M соответствует приблизительно равный объем V'_a с намагниченностью $-M$. РЧ-поле h_{rf} (внутри этих объемов его действие показано в тот момент времени, когда оно максимально), отклоняя M и $-M$ в одну и ту же сторону, вызывает в V_a и V'_a противофазную прецессию ядерных спинов (изображено в виде разнонаправленных угловых скоростей ω_n и $-\omega_n$), т. к. сверхтонкие поля, прямо пропорциональные намагниченностям, в этих объемах антипараллельны

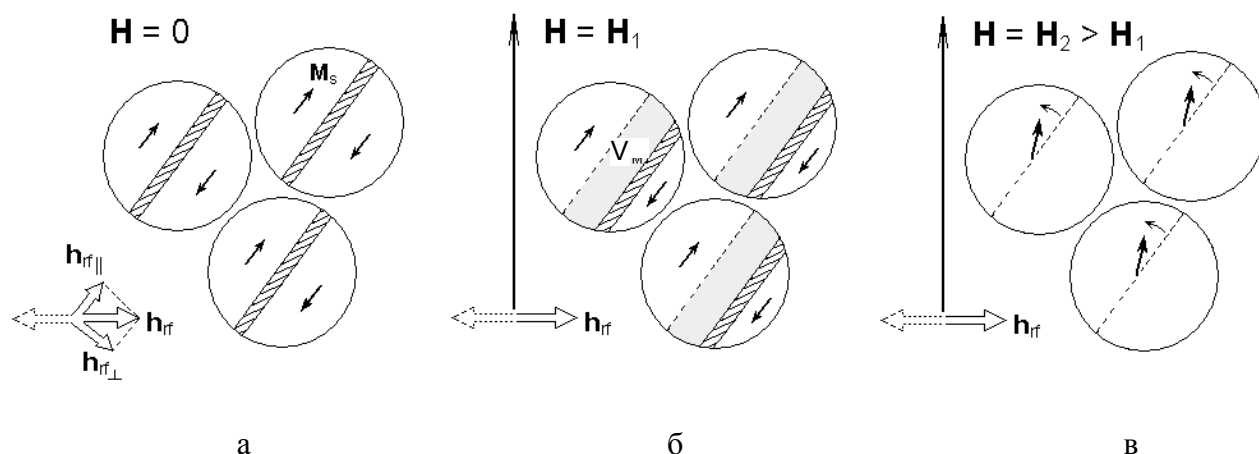


Рис. 6. Модель намагничивания поликристаллического феррита, состоящего из одинаковых сферических гранул, разделенных в исходном состоянии на два домена.

а — размагниченный образец, показано ориентированное в произвольном направлении РЧ-магнитное поле \mathbf{h}_{rf} (изображено в тот момент времени, когда оно максимально, противофазное направление — пунктир), которое раскладывается на две компоненты: параллельную, возбуждающую отклик в доменных границах ($\mathbf{h}_{\text{rf}\parallel}$), и перпендикулярную, возбуждающую отклик в доменах $\mathbf{h}_{\text{rf}\perp}$. б — образец на начальной кривой намагничивания: к домену с выгодной ориентацией намагниченности в поле H_1 добавляется дополнительный объем V_M . в — образец в состоянии насыщения, показан процесс вращения (поворот вектора \mathbf{M}_s , связан с поворотом вектора антиферромагнетизма)

на рис. 6. Будучи значительным упрощением реальной картины, такая схема все же удерживает ее основные черты и ранее успешно применялась при описании магнитных свойств ферритов [14].

На рис. 6, а, показан поликристалл в полностью размагниченном состоянии ($H_0 = 0$), дающий сигнал только от заштрихованной области (границ). При некотором конечном $H_0 = H_1$ полный сигнал от доменов становится отличным от нуля за счет добавления к доменам выгодной ориентации дополнительного объема V_M (рис. 6, б) и начинает расти с ростом H_0 . Это увеличение отклика, однако, постепенно будет замедляться, т. к. коэффициент усиления, согласно (1), в доменах падает. Пока $H_0 < H_a$, т. е. на начальных участках кривой намагничивания, изменение η_d незначительно, и сигнал от доменов должен увеличиваться. Далее фактор, связанный с коэффициентом усиления, начнет преобладать, и, пройдя через максимум, отклик от доменов станет убывающим. Объем доменных границ, как следует из рис. 6, б, с ростом H_0 уменьшается все время. Как уже говорилось выше, $\eta_w(H_0)$ простым образом учесть нельзя, и мы вынуждены принять еще одно упрощающее предположение, в соответствии с которым полагается, что сигнал, связанный с границей, зависит только от ее объема, т. е. фактически пропорционален ее площади, т. к. толщина границы также будет считаться неизменной. В области насыщения ($H_0 = H_2 > H_R$, рис. 6, в) границы полностью исчезают,

и остается только сигнал от единого домена, занимающего весь образец. Результирующая зависимость амплитуды сигнала ЯМР, представляющего собой сумму указанных откликов, от постоянного поля должна иметь немонотонный характер.

Описанная модель вступает в определенное противоречие с теми работами по нанокристаллическим веществам, где отклик спиновой системы наблюдался в нулевом поле. Поскольку при размере частиц меньше некоторого критического доменная структура не образуется, а ориентация намагниченностей хаотична, ЯМР в таком образце, казалось бы, не должен быть виден (отклики зерен компенсированы, границ же, которые могли бы дать в него вклад, нет). Тем не менее во многих случаях регистрировать его удается. Мы предполагаем: полная компенсация отсутствует из-за наличия дефектов. Помимо этого может существовать неоднородное распределение намагниченности внутри наночастиц, в какой-то мере играющее роль границ, т. е., таким образом, сигнал от нанокристаллических веществ вполне может наблюдаться

Расчеты, оценки и качественное объяснение результатов

На основе предложенного подхода было выполнено вычисление коэффициентов усиления от внешнего поля. При этом было принято, что ось анизотропии кристаллитов параллельна H_0 , а до-

бавленный за счет приложения H_0 объем V_M , т. е. доменный вклад в сигнал ЯМР, пропорционален намагниченности, определяемой из эксперимента (рис. 2). Таким образом, считалось, что амплитуда той части отклика, которая связана с доменами, ниже H_R описывается кривой намагничивания. Параметры последней определялись из аппроксимации, и для получения полного (выраженного в относительных единицах) сигнала было достаточно подобрать величины H_a и k .

Наилучший результат был достигнут при $H_a = 200$ Э и $k = 700$. Он показан в виде непрерывной кривой на рис. 2, имеющей максимум при том же H_0 , что и экспериментальная зависимость $I_c(H_0)$ для возрастающего поля (по которому проводилась подгонка). Видно, что соответствие эксперимента и теории вполне удовлетворительно при всех H_0 .

Для обратного хода результат, к сожалению, можно назвать лишь очень приблизительным (для расчета, использующего величины, полученные из полевой зависимости эхо-сигнала и обратного хода кривой намагничивания, он изображен пунктирной линией на вставке к рис. 2). Очевидно, что здесь вступает в силу тот фактор, о котором уже говорилось выше: согласно выражению (2) коэффициент усиления в границе зависит от характеристик границы, а они при перемагничивании могут сильно измениться, т. к. граница при том же внешнем поле будет находиться в другой потенциальной яме. Данное обстоятельство подтверждается связью обратного хода $I_c(H_0)$ с магнитной предысторией образца, которое иллюстрируется сравнением рис. 2 и 3.

Полученные численные оценки можно считать находящимися во вполне разумном соответствии с теми данными, которые известны для литиевого феррита. Согласно [15], в монокристалле этого соединения $H_a = 640$ Э, что по порядку величины сходится с установленным нами значением. Величина k задает соотношение между коэффициентами усиления; из наших вычислений следует, что в доменах он меньше того, что относится к границам в $\sqrt{k} \cong 25$ раз. Если принять объем границ в десять раз меньшим объема доменов, получается, что $\eta_w \cong 2.5\eta_d$. Это соотношение не противоречит указанному в [1] (где в качестве возможного приводится различие на порядок). Очевидно, что ход теоретических кривых качественно также вполне соответствует экспериментальным результатам. Следовательно, при всей грубости использованной схемы, следует полагать, что в целом она верно отражает действительность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главным результатом работы является предложение модели формирования полного сигнала ЯМР, наблюдаемого в литий-цинковом феррите и образованного из вкладов от доменов и доменных границ. На ее основе дано непротиворечивое описание поведения сигнала спинового эха в намагничиваемом материале. Подход, развитый в работе, может быть распространен на другие вещества с магнитным порядком.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Туров Е.А., Петров М.П. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1969. 260 с.
2. Kurkin M.I. Problems of nuclear magnetism in magnetically ordered substances // Phys. Met. Metallogr. 2000. V. 89, Suppl. 1. S48–S57.
3. Panissod P., Meny C. Nuclear magnetic resonance investigations of the structure and magnetic properties of metallic multilayers and nanocomposites // Applied Magnetic Resonance. 2000. V. 19, N 3-4. P. 447–460.
4. Мамеев В.В., Бреган А.Д., Володин В.С. и др. Ядерный магнитный резонанс в нанокристаллическом железе // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, № 19. С. 832–834.
5. Speight R., Wong A., Ellis P. et al. A ^{59}Co NMR study to observe the effects of ball milling on small ferromagnetic cobalt particles // Solid State Nuclear Magnetic Resonance. 2009. V. 35, N 2. P. 67–73.
6. Speight R., Wong A., Ellis P. et al. ^{59}Co NMR study of the allotropic phase transformation in small ferromagnetic cobalt particles // Phys. Rev. B. 2009. V. 79, N 5. P. 054102 (8).
7. Dho J., Kim M., Lee S., Lee W.-J. The enhancement effect in the domain and domain wall in Fe^{57} nuclear magnetic resonance // J. Appl. Phys. 1997. V. 81, N 3. P. 1362–1367.
8. Владимиров И.В., Дорошенко Р.А., Серегин С.В., Фахретдинова Р.С. Влияние процессов стабилизации на сигналы ЯМР 180° доменных границ в кубических кристаллах ферритов-гранатов // ФТТ. 1998. Т. 40, № 4. С. 694–698.
9. Быстров М.В., Иващенко В.Л., Миронов С.А., Писарев Р.В. Ферриты и другие магнитные диэлектрики // Физические величины (справочник) / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 707–736.
10. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М.: ИЛ, 1956. 784 с.
11. Дейкова Г.М., Грешнов В.И. ЯМР ^{57}Fe в литиевом феррите // Известия вузов. Физика. 1970. № 10. С. 62–66.
12. Zalesskij A.V., Zheludev I.S. Application of the NMR technique to studies of the domain structure of ferromagnets // Atomic Energy Review. 1976. V. 14, N 1. P. 133–172.

13. Иванов А.В., Голощанов С.И., Паугурт А.П. Излучение ядерной спиновой системы в упорядоченных магнетиках // ЖТФ. 1983. Т. 53, № 11. С. 2171–2178.
14. Globus A., Duplex P. Size of Bloch wall and parameters of the magnetic susceptibility in ferrimagnetic spinels and garnets // Phys. Status Solidi (a). 1970. V. 3, N 1. P. 53–61.
15. Найден Е.П., Журавлев В.А., Итин В.И и др. Магнитные свойства и параметры структуры наноразмерных порошков оксидных ферритмагнетиков // ФТТ. 2008. Т. 50, № 5. С. 857–863.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург
(Плешаков И.В., Голощанов С.И., Кузьмин Ю.И., Паугурт А.П.)

Институт аналитического приборостроения РАН, г. Санкт-Петербург (Фофанов Я.А.)

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, г. Санкт-Петербург
(Дудкин В.И., Клёхта Н.С., Явтушенко А.И.)

Контакты: Плешаков Иван Викторович,
ivanple@yandex.ru

Материал поступил в редакцию 28.12.2011.

ANALYSIS OF THE SPIN ECHO BEHAVIOR IN A MAGNETIZED FERRITE

**I. V. Pleshakov¹, S. I. Goloshchapov¹, Yu. I. Kuzmin¹, A. P. Paugurt¹,
Ya. A. Fofanov², V. I. Dudkin³, N. S. Kloekhta³, A. I. Yavtushenko³**

¹*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute RAS, Saint-Petersburg*

²*Institute for Analytical Instrumentation of RAS, Saint-Petersburg*

³*Saint-Petersburg State Polytechnic University*

The method of magnetic substance investigation based on registration of nuclear spin echo signal and simultaneous recording of magnetization curve is discussed in this work. Contributions from domains and domain walls were shown to result in complicated dependence of the signal on external field, which may be used in the studies of material characteristics. The results of measurements on lithium–zinc ferrite, demonstrating the qualitative accordance of the developed model and experiment, are given.

Keywords: nuclear magnetic resonance, spin echo, magnetic material, magnetization curve