

05

Влияние импульсного поля на процесс возбуждения ядерной спиновой системы в доменной границе магнитоупорядоченного материала

© *И.В. Плешаков, Н.С. Клёхта, Ю.И. Кузьмин*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: ivanple@yandex.ru

Поступило в Редакцию 5 марта 2013 г.

Рассмотрено формирование сигнала спинового эха ядер, находящихся в доменных границах феррита, при воздействии на образец импульсами магнитного поля в те моменты времени, когда происходит возбуждение спиновой системы. Обнаружены эффекты, связанные влиянием импульсов на доменную структуру. Показано, что их наблюдение представляет собой методику сканирования образца вблизи места расположения границы.

Метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР), примененный к изучению магнитоупорядоченных веществ, является самостоятельной областью радиоспектроскопии [1], и в настоящее время широко используется при исследованиях разнообразных материалов, например ферритов [2], магнитных металлов [3,4] и наноструктур [5]. Одно из его важных достоинств заключается в способности давать, наряду с другой информацией, сведения о характеристиках доменных границ (ДГ) [6]. В том случае, когда ЯМР наблюдается в виде эхо-сигналов, введение дополнительного воздействия, оказываемого на ДГ импульсным магнитным полем, позволяет управлять этим откликом и расширяет возможности метода [7].

Ранее рассматривались различные варианты такого экспериментального подхода, включая подавление сигнала [8,9] или его подавление с последующим восстановлением [7,10]. Однако подробного изучения механизма влияния импульсов на эхо через сдвиг ДГ, происходящий на этапе возбуждения спиновой системы, выполнено не было, и это явилось целью данной работы.

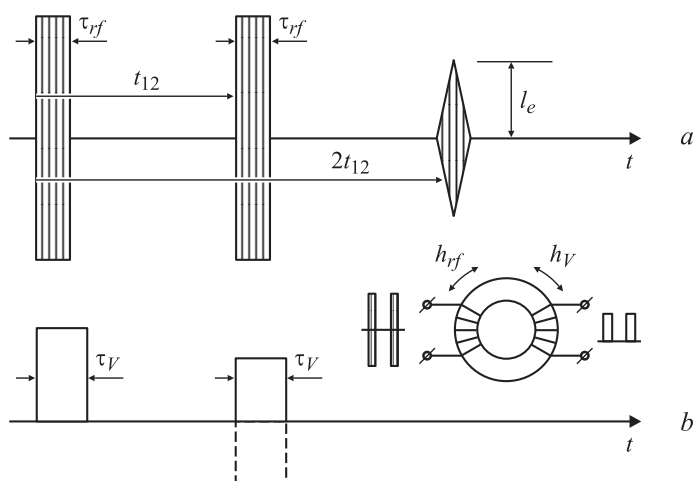


Рис. 1. Временные диаграммы импульсных последовательностей: *a* — возбуждающие РЧ-импульсы и сигнал эха; *b* — импульсы магнитного поля (пунктиром обозначен вариант подачи второго импульса с отрицательной полярностью). На вставке: образец с катушками РЧ-возбуждения и подачи видеоимпульсов.

Нами использовалась методика, описанная в [7], где было исследовано поведение амплитуды ЯМР в зависимости от параметров последовательности импульсов магнитного поля. Различие состояло в том, что в данном случае импульсы подавались только в те моменты времени, что и радиочастотное (РЧ) возбуждение. Временные диаграммы последовательностей с необходимыми обозначениями приведены на рис. 1.

ЯМР регистрировался в литий-цинковом феррите $\text{Li}_{0.425}\text{Fe}_{2.425}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$ по спиновому эху ядер ^{57}Fe . Для увеличения интенсивности оклика использовался материал, обогащенный указанным изотопом до 85%. Образец имел форму кольца, на вставке рис. 1 показано, что параллельные магнитные поля РЧ-импульсов (h_{rf}) и видеоимпульсов (h_V), создавались намотанными на него разными катушками, первая из которых входила в резонансный контур радиоспектрометра.

Два поступающих на образец РЧ-импульса с одинаковой длительностью τ_{rf} , разделенные интервалом t_{12} , создавали в момент времени $2t_{12}$ отклик с амплитудой I_e (рис. 1, *a*). Известно, что частота ЯМР в

магнитоупорядоченном веществе (т.е. несущая частота РЧ-импульсов) задана его свойствами [1]. Для комнатной температуры, при которой проводились наши измерения, она составляла 68 МГц.

Импульсы магнитного поля (рис. 1, *b*) имели длительности τ_V несколько большие, чем τ_{rf} , для того чтобы перекрыть спад РЧ-колебаний в контуре. Существенного влияния на результаты это не оказывало. Их амплитуды h_{V1} и h_{V2} регулировались отдельно, при максимальном напряжении в импульсе достигалось значение $h_{V \max} \cong 15$ Ое. Полярность второго импульса могла быть положительной или отрицательной.

Эксперимент проводился при фиксированных значениях $\tau_{rf} = 2 \mu\text{s}$, $\tau_V = 5 \mu\text{s}$ и $t_{12} = 325 \mu\text{s}$ и состоял в измерении амплитуды эхо-сигнала в зависимости от изменяемых параметров последовательности импульсов магнитного поля.

Ранее было показано, что при нулевом постоянном поле сигнал ЯМР в феррите наблюдается преимущественно от ДГ [11], а его подавление слабым воздействием на межимпульсных интервалах связано с обратимым сдвигом последних [7]. Подача h_V непосредственно в те моменты времени, когда поступает РЧ-поле, приводит к тому, что спиновая система возбуждается в ДГ, смещенной от положения равновесия. Это иллюстрируется рис. 2, *a*, на котором в качестве примера изображены 180-градусная блоховская граница и связанное с ней пространственное распределение коэффициента усиления ЯМР $\eta_w(x)$ при $h_V = 0$ и $h_V \neq 0$, где x — координата, перпендикулярная плоскости границы. Очевидно, что управляя сдвигом ДГ Δx путем изменения величины и знака h_V , можно возбуждать ядерную спиновую систему в разных областях пространства.

Для формирования эхо-сигнала требуется подача второго РЧ-импульса, фазирующего возбужденные спины, и оказывающего это воздействие через ДГ, находящуюся в общем случае в другом положении. В итоге эхо возникнет от тех ядер, которые, как это показано заштрихованным участком на рис. 2, *a*, расположены в месте перекрытия функций $\eta_w(x)$ и $\eta_w(x - \Delta x)$. Для упомянутого выше типа ДГ из данных [12] легко получить выражение для коэффициента усиления:

$$\eta_w = \eta_0 \sqrt{1 - \text{th}^2(x/\delta)}, \quad (1)$$

где η_0 — зависящий от характеристик материала параметр, δ — толщина ДГ. Так как поперечная ядерная намагниченность, ответственная за

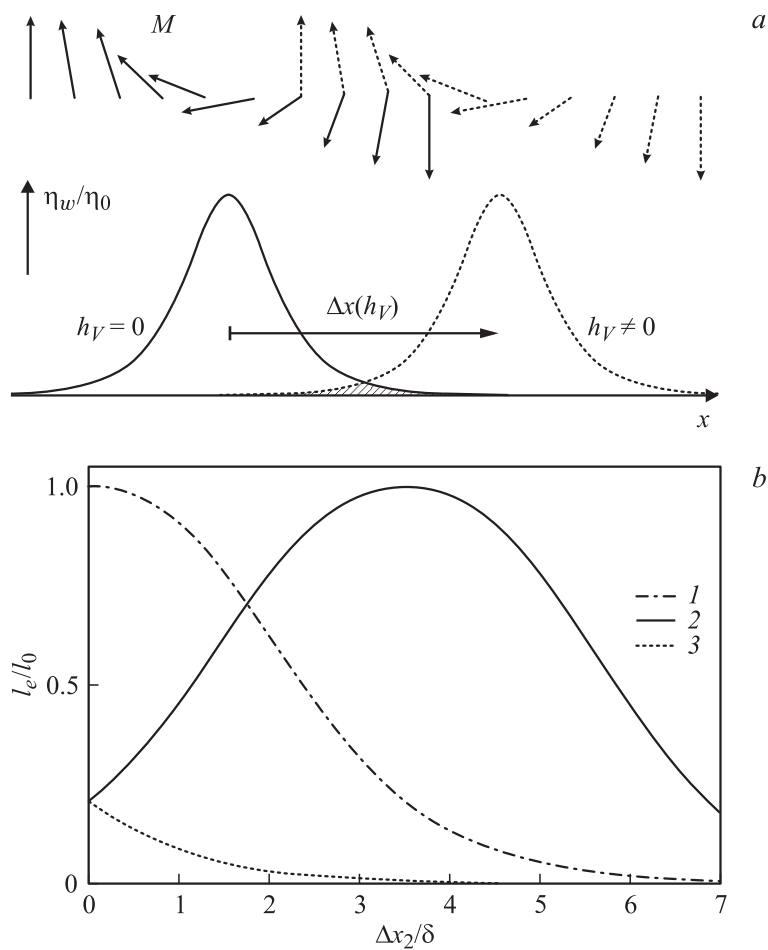


Рис. 2. Иллюстрация модели возбуждения ЯМР в управляемой полем h_V доменной границе: *a* — поворот электронной намагниченности M в 180-градусной границе Блоха и связанный с ним коэффициент усиления, рассчитанный по формуле (1). Показаны несмещенная и смещенная (пунктир) границы. *b* — амплитуда сигнала спинового эха в зависимости от величины сдвига $|\Delta x_2/\delta|$: 1 — $\Delta x_1/\delta = 0$, второй импульс положителен; 2 — $|\Delta x_1/\delta| = 3.5$, второй импульс положителен; 3 — $|\Delta x_1/\delta| = 3.5$, второй импульс отрицателен.

образование эха, пропорциональна $\sin \alpha \sin^2(\alpha/2)$, где $\alpha = \gamma \eta_w h_{rf} \tau_{rf}$, а γ — ядерное гиромагнитное отношение, результирующий сигнал может быть представлен в виде

$$I_e = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} \sin[\gamma h_{rf} \tau_{rf} \eta_w (x - \Delta x_1)] \sin^2 \left[\frac{1}{2} \gamma h_{rf} \tau_{rf} \eta_w (x - \Delta x_2) \right] dx. \quad (2)$$

Здесь учтено, что первым импульсом ДГ сдвигается на Δx_1 , вторым на Δx_2 , а I_0 является нормировочным множителем.

Результат численных расчетов I_e , выполненный по формулам (1) и (2) при разных $\Delta x(h_V)$, представлен на рис. 2, *b* (величина $\gamma \eta_0 h_{rf} \tau_{rf}$ определена из условия оптимальной регистрации отклика, $\alpha = 2\pi/3$). Видно, что при расхождении областей возбуждения и считывания отклик спиновой системы должен монотонно уменьшаться, а при сближении будет проходить через максимум, соответствующий $h_{V1} = h_{V2}$. (Рассмотрен случай, когда первый импульс смещает ДГ на некоторое расстояние от положения равновесия, а второй передвигает считывающее воздействие вблизи нового положения.)

Эксперимент подтвердил эти выводы. Рис. 3, *a* демонстрирует быстрое падение I_e с ростом одинаковых по величине амплитуд разнополярных импульсов магнитного поля. Подгонкой расчетной кривой (т.е. кривой *I* рис. 2, *b*) к опытным данным было установлено, что полю $h_V = 1$ Ое соответствует сдвиг $x/\delta \cong 1$. Подгонка проводилась для малых h_V , поскольку очевидно, что именно здесь в наименьшей степени проявляются те факторы, которые ограничивают применимость модели — в действительности границы поликристаллического феррита могут быть не 180-градусными, иметь разную ориентацию относительно поля, находиться в разных потенциальных ямах и т.п. Их влияние приводит к тому, что начиная с $x/\delta \cong 3$ наблюдается заметное отклонение расчета от эксперимента.

Характер поведения эхо-сигнала при использовании последовательности однополярных импульсов также соответствовал предсказанному. На рис. 3, *b* показано, что в случае смещения ДГ под действием импульсов магнитного поля в одну сторону, в I_e , как и ожидалось, обнаруживается максимум при совпадении их амплитуд, причем достигается почти полное восстановление начальной интенсивности отклика. Как видно из рисунка, это качественно отличается от другого варианта эксперимента, когда величины Δx_1 и Δx_2 имеют разные знаки.

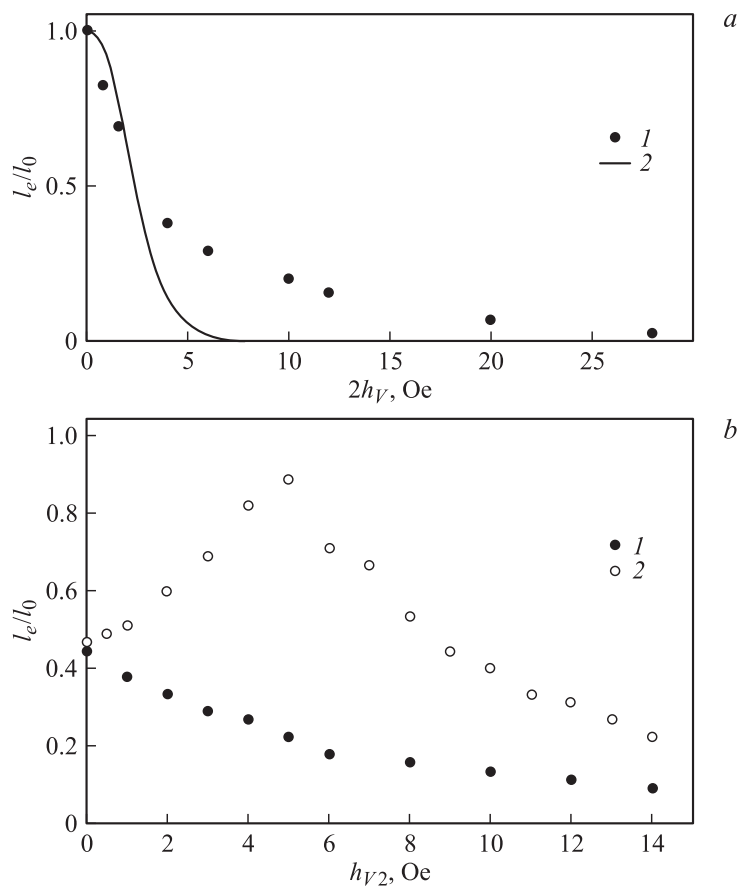


Рис. 3. Зависимость амплитуды эхо-сигнала от амплитуд магнитного поля видеоимпульсов. *a* — амплитуды изменяются одновременно, первый импульс положителен, второй — отрицателен, $h_V = |h_{V1}| = |h_{V2}|$: 1 — эксперимент, 2 — кривая 1 рис. 2; *b* — изменяется амплитуда второго импульса, $h_{V1} = 5 \text{ Oe}$: 1 — второй импульс положителен, 2 — второй импульс отрицателен.

Сущностью рассмотренного нами подхода является возможность регистрации ЯМР от заранее выбранной области образца, т.е. он фактически представляет собой методику сканирования вещества путем управления положением доменных границ. Следует подчеркнуть, что

мы имеем дело с обратимым смещением, т.е. в отсутствие внешнего воздействия ДГ возвращается в исходное состояние, соответствующее минимуму потенциальной ямы, заданной ее центром пининнга. При обратимом процессе поля $h\nu$ невелики, и сканирование происходит внутри ямы в пределах нескольких толщин ДГ.

Таким образом, в настоящей работе, исследованы особенности наблюдения ядерного спинового эха в магнитоупорядоченном материале при одновременном воздействии на него радиочастотными импульсами и импульсами магнитного поля. Показано, что при этом область возбуждения ядерной спиновой системы задается параметрами импульсной последовательности и может перемещаться по образцу.

Работа поддержана грантом программы президиума РАН П-03.

Список литературы

- [1] Kurkin M.I. // Physics of Metals and Metallography. 2000. V. 89. Suppl. 1. P. S48–S57.
- [2] Akhalkatsi A.M., Gavasheli T.A., Gegechkori T.O., Mamniashvili G.I., Shermadini Z.G., Clark W.G. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. N 7. D303.
- [3] Speight R., Wong A., Ellis P., Hyde T.I., Bishop P.T., Smith M.E. // Solid State Nuclear Magnetic Resonance. 2009. V. 35. N 2. P. 67–73.
- [4] Speight R., Wong A., Ellis P., Bishop P.T., Hyde T.I., Smith M.E. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. N 5. P. 054102-8.
- [5] Матвеев В.В., Бреган А.Д., Володин В.С., Лавров С.А., Плешаков И.В., Фолманис Г.Э. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 19. С. 34–39.
- [6] Владимирова Р.С., Мальгинова С.Д., Дорошенко Р.А., Серегин С.В. // Физика магнитных материалов. 2007. Т. 103. № 6. С. 604–608.
- [7] Плешаков И.В., Клѣхта Н.С., Кузьмин Ю.И. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 18. С. 60–67.
- [8] Апушкинский Е.Г., Казак А.В., Нестеров О.А. // Вопросы радиоэлектроники. 1982. Сер. ТПО. В. 1. С. 13–22.
- [9] Мамниашвили Г.И., Гегечкори Т.О., Ахалкаци А.М., Гавашели Ц.А. // Физика низких температур. 2012. Т. 38. № 6. С. 598–605.
- [10] Баруздин С.А. Нелинейное эхо и обработка сигналов. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ „ЛЭТИ“, 2011. 186 с.
- [11] Плешаков И.В., Голощанов С.И., Кузьмин Ю.И., Паугурт А.П., Фофанов Я.А., Дудкин В.И., Клѣхта Н.С., Явтушенко А.И. // Научное приборостроение. 2012. Т. 22. № 3. С. 61–68.
- [12] Zaleskij A.V., Zheludev I.S. // Atomic Energy Review. 1976. V 14. P. 133–172.