

05;15

## **Изучение пиннинга доменных границ магнитоупорядоченного материала методом ядерного магнитного резонанса**

© И.В. Плешаков<sup>1,2</sup>, П.С. Попов<sup>2</sup>, Ю.И. Кузьмин<sup>1,2</sup>, В.И. Дудкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

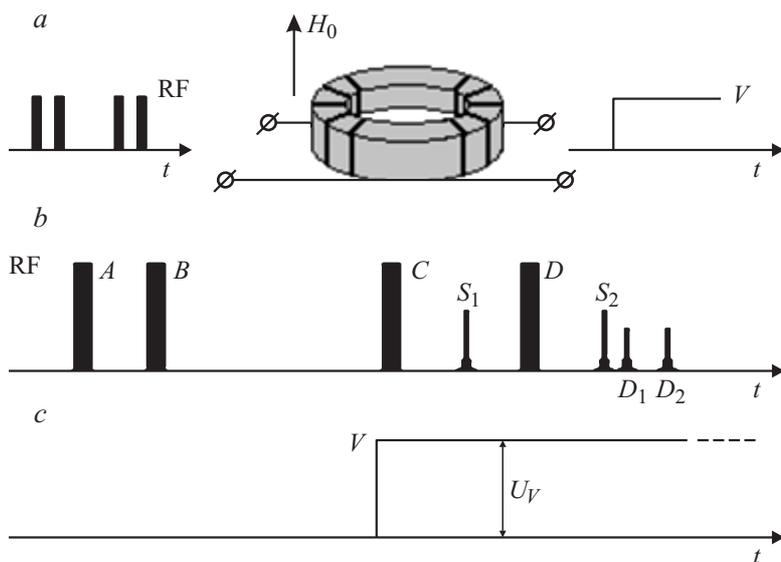
<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
E-mail: ivanple@yandex.ru

Поступило в Редакцию 11 апреля 2015 г.

Показано, что использование ядерного магнитного резонанса, наблюдаемого в виде сигнала спинового эха, в сочетании с импульсами магнитного поля, действующего на магнитоупорядоченный образец, представляет собой удобную методику изучения характеристик центров закрепления доменных границ (центров пиннинга). Возможности этой методики продемонстрированы в экспериментах с образцами литий-цинкового феррита.

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) является одним из средств изучения магнитоупорядоченных материалов [1], и широко используется, например, при исследовании таких соединений в дисперсном или наноструктурном состояниях [2–4], при анализе происходящих в магнетиках процессов [5], а также во многих других случаях. Особое направление радиоспектроскопии магнитных материалов представляет наблюдение ЯМР в доменных границах, позволяющее получать важную информацию об их свойствах [6]. В том случае, когда ЯМР регистрируется в виде сигнала спинового эха, возможности методики могут быть расширены за счет включения импульсов магнитного поля, воздействующих на границы [7–10]. Целью представленной работы была демонстрация того, что данный подход при определенных условиях может являться способом оценки характеристик центров закрепления доменных границ (центров пиннинга).

Физический принцип, положенный в основу работ [7–10], состоял в том, что при возбуждении ЯМР в доменных границах (реализуется чаще всего) последним легко управлять, сдвигая эти границы. Действительно, приложение небольшого (обратно действующего) импульсного



**Рис. 1.** Методика эксперимента: *a* — геометрия эксперимента и схема подачи импульсов на образец; *b* — последовательность радиочастотных импульсов и возбуждаемые ею эхо-сигналы; *c* — импульс магнитного поля.

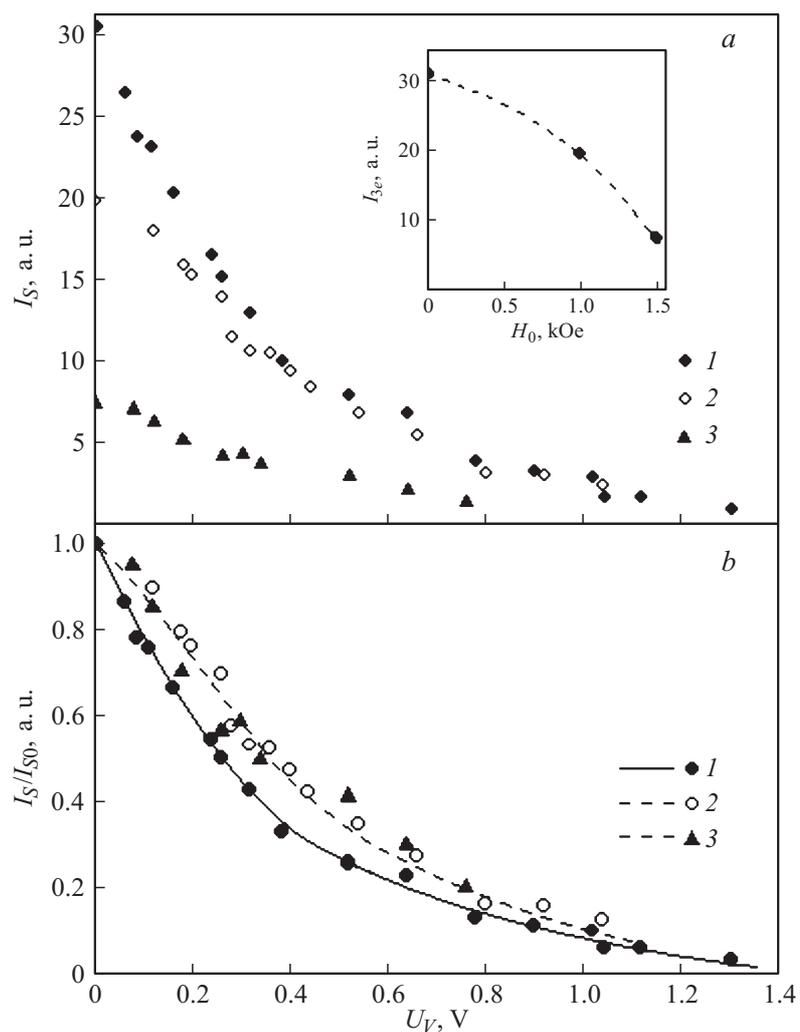
внешнего поля приводило к эффекту уменьшения отклика спиновой системы, связанному с величиной смещения границы, т.е. амплитудой импульса. Для достижения цели данного исследования было необходимо выявить существование зависимости величины этого сдвига от постоянного поля  $H_0$  в предположении, что при намагничивании образца доменные границы перемещаются в потенциальные ямы с параметрами, отличающимися от исходных.

Рис. 1 иллюстрирует использованную нами измерительную методику, которая была сходна с теми, что применялись в работах [9,10]. Образцом являлся литий-цинковый феррит состава  $\text{Li}_{0.425}\text{Fe}_{2.425}\text{Zn}_{0.15}\text{O}_4$ , ЯМР наблюдался в виде сигналов эха различного типа, возбужденных последовательностью из двух пар ( $AB$  и  $CD$ ) радиочастотных импульсов (RF) на ядрах  $^{57}\text{Fe}$ . На кольцообразный феррит были намотаны две катушки. На одну из них подавалась RF-последовательность, и ею же регистрировались отклики, поступающие на вход приемной

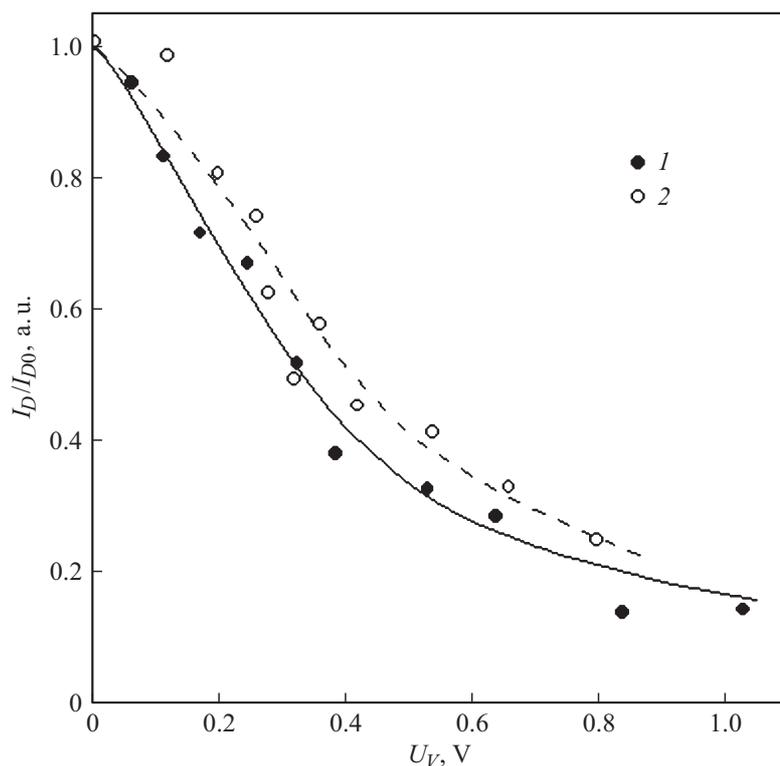
системы радиоспектрометра (рис. 1, *a*). Характерные параметры RF были следующими: длительности импульсов составляли единицы микросекунд, задержки между ними — десятки микросекунд, несущая частота радиоимпульсов совпадала с частотой ЯМР феррита при комнатной температуре (68 МГц). Мощность возбуждения была такой, при которой регистрируется эхо, возникающее в доменных границах. Вторая катушка служила для создания в образце импульсного магнитного поля и питалась от генератора видеоимпульсов. В эксперименте изучались зависимости эхо-сигналов от напряжения видеоимпульса  $U_v$ , снимаемого с пробного сопротивления, включенного последовательно с катушкой. По оценке величине  $U_v = 1 \text{ V}$  соответствовало поле с амплитудой  $\sim 10 \text{ Oe}$ . Постоянное магнитное поле  $H_0$  прикладывалось перпендикулярно плоскости кольца.

Импульсное воздействие на образец поясняется временными диаграммами, приведенными на рис. 1, *b* и *c*. Последовательность RF возбуждала группу откликов в виде сигналов эха от импульсов в каждой паре, а также перекрестные сигналы [11]. Из всей совокупности этих откликов нами были выделены следующие: стимулированный эхо-сигнал  $S_1$  (от радиоимпульсов  $ABC$ ), стимулированный эхо-сигнал  $S_2$  (от  $ABD$ ), двухимпульсный эхо-сигнал  $D_1$  (от  $BC$ ) и двухимпульсный эхо-сигнал  $D_2$  (от  $CD$ ) (рис. 1, *b*). За небольшой промежуток времени перед импульсом  $C$  на вторую катушку поступал длинный видеоимпульс, перекрывающий как импульсную пару  $CD$ , так и всю группу выделенных эхо-сигналов (рис. 1, *c*).

Сигналы  $S_1$  и  $S_2$  при выбранных нами параметрах RF-последовательности имели примерно одинаковые амплитуды и демонстрировали одинаковое поведение, поэтому экспериментальные результаты, относящиеся к стимулированному отклику, представлены в виде выполненного по нескольким измерениям усредненного значения этих величин  $I_S$ . Поскольку третий радиоимпульс, участвующий в формировании каждого из этих сигналов ( $C$  и  $D$  для  $S_1$  и  $S_2$  соответственно), перекрыт импульсом  $V$ , его воздействие на ядерную спиновую систему происходит через смещенную доменную границу, и  $I_S$  при  $U_v \neq 0$  оказывается меньше исходной величины  $I_{S0}$ , полученной при  $U_v = 0$ . На рис. 2, *a* показаны зависимости  $I_S(U_v)$  (в единицах отношения сигнал/шум) для  $H_0 = 0$ ,  $H_0 = 1000 \text{ Oe}$  и  $H_0 = 1500 \text{ Oe}$ . Интенсивность сигнала с увеличением постоянного поля падает, что связано с уменьшением общего объема доменных границ при намагничивании. Отдельно график  $I_S(H_0)$  изображен на вставке к рис. 2, *a*.



**Рис. 2.** Зависимость амплитуды стимулированного эхо-сигнала от амплитуды импульсного магнитного поля: *a* — в единицах отношения сигнал/шум; *b* — для нормированной амплитуды отклика. 1 —  $H_0 = 0$ ; 2 —  $H_0 = 1000$  Ое; 3 —  $H_0 = 1500$  Ое. На вставке: изменение интенсивности эхо-сигнала при увеличении постоянного магнитного поля.



**Рис. 3.** Зависимость нормированной амплитуды двухимпульсного эхо-сигнала от амплитуды импульсного магнитного поля: 1 —  $H_0 = 0$ ; 2 —  $H_0 = 1000$  Ое.

Ожидавшиеся различия в поведении  $I_S(U_V)$  при разных  $H_0$  становятся более наглядными при сравнении соответствующих кривых, построенных для нормированной величины  $I_S/I_{S0}$ . Из рис. 2, *b* видно, что для достижения одинаковой интенсивности стимулированного эха при  $H_0 = 0$  и  $H_0 = 1000$  Ое требуются разные величины  $U_V$ . В то же время при  $H_0 = 1000$  Ое и  $H_0 = 1500$  Ое ход этих зависимостей в пределах погрешности можно считать одинаковым.

Двухимпульсные эхо-сигналы  $D_1$  и  $D_2$  были существенно слабее, чем стимулированные, и качественно различались по отношению к действию импульса  $V$ . Зависимость амплитуды первого,  $I_D$  от  $U_V$  по

тем же причинам, что и в случае стимулированного отклика, была, как показано на рис. 3, спадающей (второй радиоимпульс возбуждающей последовательности  $C$  перекрыт видеоимпульсом  $V$ ). В то же время сигнал  $D_2$  при увеличении  $U_V$  оставался неизменным, так как оба радиоимпульса последовательности  $CD$ , а также момент его появления лежат в пределах  $V$ , т.е. область возбуждения и регистрации  $D_2$  смещена относительно равновесного положения доменных границ на одно и то же расстояние. Данный факт подтверждает правильность наших представлений о природе наблюдаемых явлений. Кривые  $I_D(U_V)$  были получены только для  $H_0 = 0$  и  $H_0 = 1000$  Ое — быстро уменьшающаяся с ростом  $H_0$  интенсивность двухимпульсного эха не позволила провести измерения при большем поле. Отношение сигнал/шум для  $D_1$  невелико, и различие кривых  $I_D(U_V)$ , снятых при разных  $H_0$ , вследствие разброса данных выражено меньше показанного на рис. 2, однако приведенный на рис. 3 результат позволяет утверждать, что и здесь эффект воздействия импульсного поля такой же, как в случае стимулированного эха.

Согласно общепринятой модели, на начальном участке кривой намагничивания происходит обратимое смещение доменных границ, т.е. их незначительный сдвиг около центров пиннинга в пределах относящихся к ним потенциальных ям. При использованных нами амплитудах импульсного поля границы должны двигаться вблизи их дна. Приложение большого постоянного поля уменьшает количество границ, с расположением оставшихся на центрах, способствующих в среднем их лучшему закреплению. Начало процессов перескока границ в такие центры определяет условную и достаточно размытую область перехода к необратимому намагничиванию. Для исследованного образца поле  $H_0 = 1000$  Ое примерно соответствует данной области [12], и выполненные нами эксперименты подтверждают это. Чтобы при воздействии импульсного поля зарегистрировать для разных  $H_0$  одинаковое изменение в амплитуде эхо-сигналов, границы следует сместить на одинаковое расстояние. Очевидно, что параметры потенциала, обеспечивающего более сильный пиннинг, таковы, что эквивалентное по влиянию на эхо смещение должно происходить при большей силе внешнего воздействия. Действительно, как видно из рис. 2,  $b$  и 3, для достижения одинаковой величины подавления эхо-сигнала в постоянном поле  $H_0 = 1000$  Ое требуются большие амплитуды импульсного магнитного поля. Значение  $H_0 = 1500$  Ое принадлежит, скорее, к той части кривой намагничивания, где начинается область

вращения [12], хотя границы еще существуют (ЯМР наблюдается от них). Различие в поведении амплитуды эха от  $U_V$  при  $H_0 = 1000$  Ое и  $H_0 = 1500$  Ое уже не отмечается, и это свидетельствует о том, что на протяжении интервала необратимого намагничивания границы закрепляются на центрах с приблизительно одинаковыми параметрами, которые, однако, заметно отличаются от тех, что относились к области обратимости.

Таким образом, нами продемонстрирована возможность применения модифицированной методики ядерного магнитного резонанса к изучению пиннинга доменных границ в магнитном материале. Дальнейшие исследования в этом направлении должны, по нашему мнению, привести к созданию более развитого подхода, дающего подробную информацию о свойствах центров закрепления доменных границ в веществах с магнитным порядком.

Работа была частично поддержана грантом программы президиума РАН П-03.

## Список литературы

- [1] Kurkin M.I. // Phys. Met. Metallogr. 2000. V. 89. Suppl. 1. P. S48–S57.
- [2] Speight R., Wong A., Ellis P., Hyde T.I., Bishop P.T., Smith M.E. // Sol. State Nucl. Magn. Reson. 2009. V. 35. N 2. P. 67–73.
- [3] Speight R., Wong A., Ellis P., Bishop P.T., Hyde T.I., Smith M.E. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79. N 5. P. 054 102-8.
- [4] 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.
- [5] Pleshakov I.V., Matveev V.V. // J. Phys.: Cond. Matter. 2004. V. 16. N 10. P. 1725–1731.
- [6] Zalesskij A.V., Zheludev I.S. // At. Energ. Rev. 1976. V. 14. P. 133–172.
- [7] Рассветалов Л.А., Левитский А.Б. // ФТТ. 1981. Т. 23. В. 11. С. 3353–3359.
- [8] Мамниашвили Г.И., Гегечкори Т.О., Ахалкаци А.М., Гавашели Ц.А. // ФНТ. 2012. Т. 38. В. 6. С. 598–605.
- [9] Плешаков И.В., Клевта Н.С., Кузьмин Ю.И. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 18. С. 60–66.
- [10] Плешаков И.В., Клевта Н.С., Кузьмин Ю.И. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 14. С. 43–49.
- [11] Kosarev A., Apushkinskiy E., Maximov K., Ripchinskaya E., Shamray P. // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. V. 574. P. 012 025-4.
- [12] Плешаков И.В., Голощанов С.И., Кузьмин Ю.И., Паугурт А.П., Фофанов Я.А., Дудкин В.И., Клевта Н.С., Явтушенко А.И. // Научное приборостроение. 2012. Т. 22. № 3. С. 61–68.