

05

Исследование пиннинга доменных границ в намагниченном кобальтовом композите на основе эпоксидной матрицы методами ядерного магнитного резонанса и радиочастотной магнитометрии

© Ц.А. Гавашели¹, Г.И. Мамнишвили²¹Тбилисский государственный университет им. Ивана Джавахишвили, Тбилиси, Грузия²Институт физики им. Э. Андроникашвили при Тбилисском государственном университете им. Ивана Джавахишвили, Тбилиси, Грузия

E-mail: tsismari.gavasheli@tsu.ge

Поступило в Редакцию 3 июля 2024 г.

В окончательной редакции 3 сентября 2024 г.

Принято к публикации 5 сентября 2024 г.

Исследованы процессы пиннинга доменных границ и коэрцитивность в кобальтовых нанопроволоках, ориентированных внешним магнитным полем в эпоксидной матрице, при их перемагничивании. Используются ядерный магнитный резонанс (метод спинового эха с применением дополнительного магнитного видеоимпульса) и радиочастотная магнитометрия. Получена информация о силе пиннинга доменных границ в зависимости от направления магнитного поля относительно намагниченности кобальтового композита, а также о его коэрцитивной силе.

Ключевые слова: кобальт, нанопроволоки, ЯМР, магнитометрия, пиннинг, коэрцитивность.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.02.59550.20050

Ядерный магнитный резонанс (ЯМР) в магнитоупорядоченных материалах впервые наблюдался Госсардом и Портисом в ферромагнитном кобальте [1]. Главным отличием магнетиков от немагнитных материалов является наличие большого локального магнитного поля и существенного усиления резонансного радиочастотного (РЧ) поля, действующего на ядра, особенно в доменных границах (ДГ) [2–4].

Поскольку ДГ легко смещать при воздействии дополнительного магнитного видеоимпульса (МВИ), его использование является удобным методом для исследования пиннинга и подвижности ДГ [5,6].

Когда МВИ действует в промежутке между РЧ-импульсами, сигнал двухимпульсного эха (ДИЭ) уменьшается приблизительно пропорционально произведению амплитуды МВИ на его длительность [7–10]. В этом случае ослабление сигнала эха обусловлено потерей фазовой когерентности прецессирующих изохромат, обусловленной неоднородным сдвигом частоты ЯМР на ядрах при смещении ДГ из-за анизотропии сверхтонкого поля в ДГ. Сила пиннинга H_0 в исследованных образцах измерялась при воздействии дополнительного МВИ на сигналы ДИЭ. При этом за ее величину принималась амплитуда МВИ, с которой начиналось подавление сигнала ДИЭ из-за вызванного МВИ смещения ДГ.

Предварительное ЯМР-исследование силы пиннинга ДГ в кобальтовых композитах дало оценку ее величины порядка 100 Ое и выше [11]. Следует ожидать, что величина внешнего магнитного поля H_e , необходимого для перемагничивания намагниченности ориентированного композита, близка к величине силы пиннинга ДГ в нем.

Для получения внешнего магнитного поля H_e в диапазоне 0–200 Ое использовались катушки Гельмгольца.

Для характеристики магнитных свойств полученных образцов кроме метода ЯМР использовался метод РЧ-магнитометрии [12].

В магнитометре используется LC-резонансный генератор, собранный по стандартной схеме с использованием полевых транзисторов. Суть метода заключается в контроле магнитной восприимчивости образца по измерению изменения резонансной частоты $\Delta f(H_e)$ LC-генератора с образцом в его резонансном контуре под действием внешнего магнитного поля H_e .

Целью настоящей работы является сопоставление данных ЯМР и магнитометрии при изучении указанных образцов.

Измерения ЯМР проводились на фазово-некогерентном спектрометре спинового эха [11] в частотном интервале 200–400 МГц при температуре 293 К на частоте 213 МГц, соответствующей максимальной интенсивности сигнала ЯМР образца.

МВИ создавался стробируемым стабилизатором тока регулируемой амплитуды на дополнительной катушке, позволяющей получать импульсы магнитного поля амплитудой порядка 500 Ое на цилиндрическом образце длиной 10 мм и диаметром 6 мм с 50% весовой концентрацией кобальта в композите.

Для изготовления образцов использовалась кобальтовая нанопроволока фирмы PlasmaChem GmbH с диаметром 200–300 нм и длиной до 200 μm (отметим, что диаметр поставляемой производителем нанопроволоки 200–300 нм, т.е. по размеру он, скорее, соответствует микропроводам).

Изготавливались эпоксидные капсулы с кобальтовыми нанопроволоками. Для этого нанопроволоки помещались в полиэтиленовую трубку с эпоксидной смолой и далее ориентировались во внешнем магнитном поле 500 Ое в течение суток.

На рис. 1 представлены зависимости изменения резонансной частоты $\Delta f(H_e)$ LC-осциллятора при воздействии внешнего магнитного поля H_e (начальная ре-

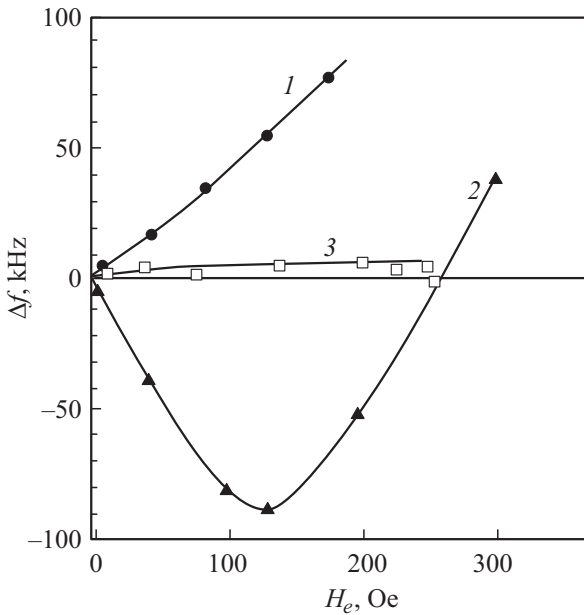


Рис. 1. Изменение резонансной частоты LC-генератора с образцом кобальтового композита в его резонансном контуре при увеличении магнитного поля H_e . 1 — вдоль направления намагниченности образца, 2 — в противоположном направлении, 3 — в перпендикулярном намагниченности направлении.

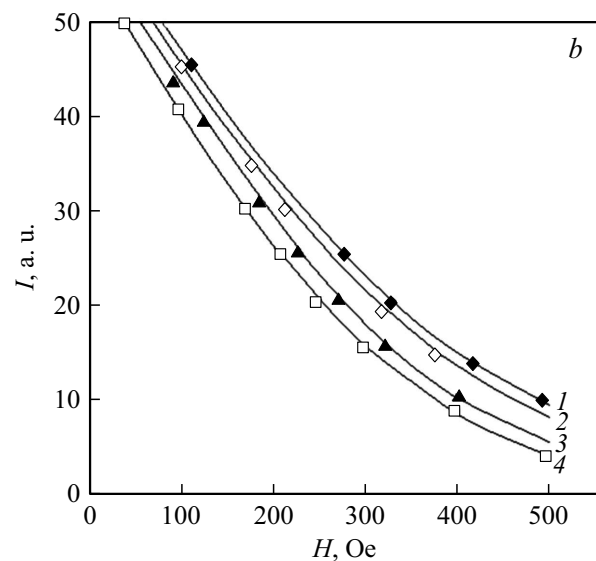
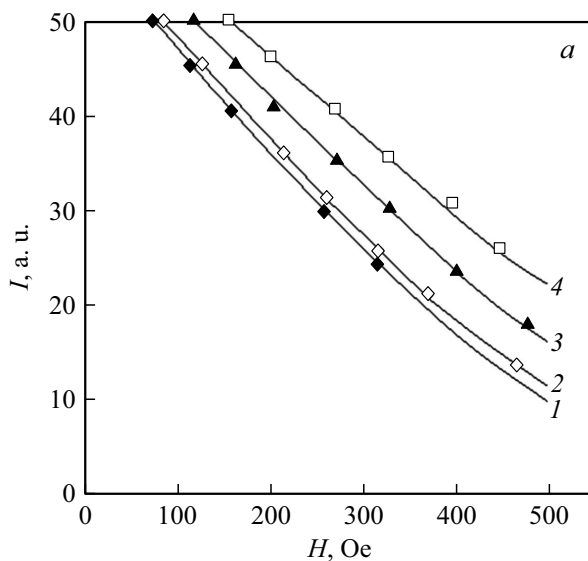


Рис. 2. Зависимости интенсивности сигнала ДИЭ (I) от амплитуды МВИ (H) при ориентации внешнего магнитного поля по направлению намагниченности образца (а) и против направления его намагниченности (б). H_e , Ое: 1 — 0, 2 — 80, 3 — 120, 4 — 170. Длительность МВИ $\tau_m = 1 \mu s$.

зонансная частота $f_0 = 10$ МГц), направленного вдоль или поперек намагниченности образца.

Зависимость имеет гистерезис, аналогичный гистерезису зависимости, приведенной в [13].

Минимум зависимости $\Delta f(H_e)$, наблюдаемый при значении внешнего магнитного поля ~ 130 Ое, соответствует максимуму восприимчивости χ_{dw} , связанной со смещением ДГ. Согласно [13], это значение H_e дает также оценку коэрцитивной силы образца H_c .

На рис. 2 представлены зависимости амплитуды эхосигнала от амплитуды поля МВИ, использованные для исследования изменения силы пиннинга H_0 ДГ, для выделенных направлений внешнего поля.

Полученные результаты позволяют построить зависимости силы пиннинга H_0 для трех рассмотренных случаев (рис. 3).

Таким образом, в случае направления H_e вдоль намагниченности нанопроволки происходит возрастание H_0 , а в случае направления магнитного поля против намагниченности образца значение H_0 уменьшается, достигая минимального значения при $H_e \approx H_c$.

В случае же поперечного намагниченности нанопроволки направления магнитного поля сила пиннинга ДГ практически не изменяется в исследованном интервале значений H_e .

Сила пиннинга ДГ H_0 имеет значение, близкое к величине коэрцитивной силы образца H_c , при длительности МВИ $\sim \tau_m = 1 \mu s$. Однако это соответствие неоднозначно, так как значение силы пиннинга H_0 изменяется при изменении длительности МВИ [10]. Это связано с тем, что значение силы пиннинга H_0 определяется исходя из условия приблизительного постоянства порогового значения площади МВИ $A = H_0 \tau_m$, т.е. она обратно пропорциональна его длительности τ_m .

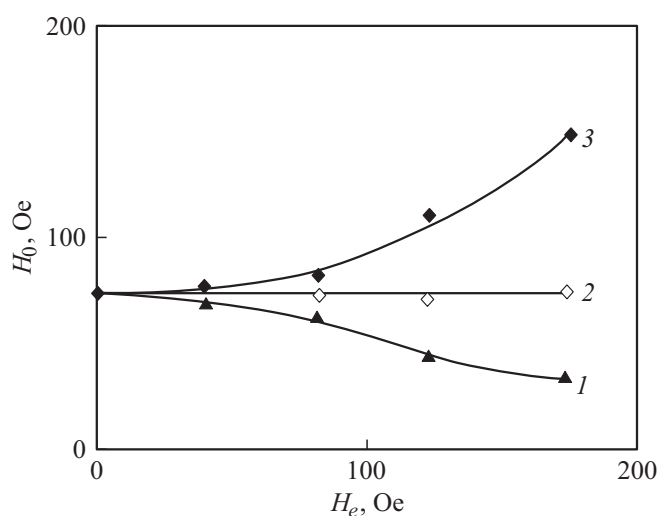


Рис. 3. Зависимости силы пиннинга H_0 от величины внешнего поля H_e для трех случаев направления внешнего поля: против (1), поперек (2) и вдоль (3) намагниченности образца. $\tau_m = 1 \mu s$.

В заключение отметим, что проведено ЯМР- и магнитометрическое исследование силы пиннинга доменных границ в кобальтовых композитах на основе оксидной матрицы и их коэрцитивности. Наблюдается возрастание силы пиннинга доменных границ при увеличении внешнего магнитного поля вдоль намагниченности кобальтового композита и ее уменьшение при увеличении поля в направлении, противоположном направлению намагниченности, а также слабая зависимость силы пиннинга от внешнего поля при его направлении перпендикулярно намагниченности.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Национального научного фонда Грузии им. Шота Руставели (SRNSFG) [FR-22-7899].

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.C. Gossard, A.M. Portis, Phys. Rev. Lett., **3** (4), 164 (1959). DOI: 10.1103/PhysRevLett.3.164
- [2] Е.А. Туров, М.П. Петров, *Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках* (Наука, М., 1969). [E.A. Turov, M.P. Petrov, *Nuclear magnetic resonance in ferro- and antiferromagnets* (Halstead Press, N. Y., 1972).]
- [3] A. Shmyreva, V. Matveev, G.Yu. Yurkov, Int. J. Nanotechnol., **13** (1-3), 126 (2016). DOI: 10.1504/IJNT.2016.074527
- [4] S. Wurmehl, J.T. Kohlhepp, J. Phys. D: Appl. Phys., **41** (17), 173002 (2008). DOI: 10.1088/0022-3727/41/17/173002.
- [5] J.K. Galt, Bell Syst. Tech., **33** (5), 1023 (1954). DOI: 10.1002/j.1538-7305.1954.tb02363.x
- [6] И.В. Плешаков, П.С. Попов, Ю.И. Кузьмин, В.И. Дудкин, Письма в ЖТФ, **42** (2), 9 (2016). [I.V. Pleshakov, P.S. Popov, Yu.I. Kuz'min, V.I. Dudkin, Tech. Phys. Lett., **42** (1), 59 (2016). DOI: 10.1134/S1063785016010296].
- [7] M. Weger, E.L. Hahn, M. Portis, J. Appl. Phys., **32** (3), S124 (1961). DOI: 10.1063/1.2000373
- [8] Л.А. Рассветалов, А.Б. Левицкий, ФТТ, **23** (11), 3353 (1981). [L.A. Rassvetalov, A.B. Levitskii, Sov. Phys. Solid State Phys., **23** (11), 1949 (1981).]
- [9] И.В. Плешаков, Н.С. Клѣхта, Ю.И. Кузьмин, Письма в ЖТФ, **38** (18), 60 (2012). [I.V. Pleshakov, N.S. Klekhta, Yu.I. Kuz'min, Tech. Phys. Lett., **38** (9), 853 (2012). DOI: 10.1134/S1063785012090246].
- [10] G.I. Mamniashvili, T.O. Gegechkori, T.A. Gavasheli, Magn. Res. Solids, **23** (1), 21102 (2021). DOI: 10.26907/mrsej-22102
- [11] Г.И. Мамниашвили, Т.О. Гегечкори, ЖПС, **89** (6), 820 (2022). DOI: 10.47612/0514-7506-2022-89-6-820-823 [G.I. Mamniashvili, T.O. Gegechkori, J. Appl. Spectrosc., **89** (6), 1076 (2023). DOI: 10.1007/s10812-023-01469-y].
- [12] G.I. Mamniashvili, S.V. Mikeladze, T.O. Gegechkori, B.V. Surguladze, G.X. Pichkhaia, A.M. Akhalkatsi, D.M. Daraselia, D.L. Japaridze, World J. Condens. Matter Phys., **4** (10), 6 (2014). DOI: 10.4236/wjcmp.2014.41002
- [13] B. Leven, G. Dumpich, Phys. Rev. B, **71** (6), 064411 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.71.064411