Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 3, с. 196 – 200 © 2016 г. 10 августа

Зарождение цилиндрических магнитных доменов в пленках ферритов гранатов с помощью электрического зонда

Д. П. Куликова[+], *А. П. Пятаков*[+1)], *Е. П. Николаева*[+], *А. С. Сергеев*[+], *Т. Б. Косых*[+], *З. А. Пятакова*[+], *А. В. Николаев*[+], *А. К. Звездин*[*×]

[+]*Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*]*Институт Общей Физики им. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

[×]*Московский физико-технический институт (государственный университет), 141701 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 23 июня 2016 г.

Экспериментально продемонстрирована возможность локального зарождения из монодоменного состояния цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) в произвольной области пленки феррита граната (кристаллографическая ориентация (210)) с помощью электрически заряженного зонда. Размер ЦМД, зарождавшихся вблизи точки контакта зонда и образца, зависел от величины постоянного напряжения, поданного на зонд. При снятии напряжения ЦМД удалялись от зонда, уменьшаясь в размерах до равновесного радиуса.

DOI: 10.7868/S0370274X1615011X

С начала нынешнего столетия наблюдается неослабевающий интерес к изучению магнитоэлектрических веществ и мультиферроиков, а также к механизмам взаимодействия магнитной и электрических подсистем в твердом теле [1–3].

В частности, в работах [4–7] нескольких независимых групп было экспериментально показано, что магнитные доменные границы в пленках ферритов гранатов смещаются или трансформируются под действием неоднородного электрического поля точечного электрода или зонда сканирующего микроскопа и что этот эффект имеет магнитоэлектрическую природу. Кроме того, была показана возможность усиления данного магнитоэлектрического эффекта с помощью магнитного поля, направленного в плоскости пленки [5].

В работе И.Е. Дзялошинского [8] было предсказано, что наряду с движением магнитной доменной границы в неоднородном поле точечного заряда возможно также ее зарождение из монодоменного состояния. Образование протяженной границы полосового домена представляется маловероятным вследствие быстрого ослабления электрического поля с расстоянием от точки контакта зонда и образца. В то же время локализованное образование типа цилиндрического магнитного домена (ЦМД) может целиком находиться в области сильного неоднородного электрического поля зонда, что делает возможным создание ЦМД в точке контакта зонда и образца.

В связи с этим нами были предприняты эксперименты по обнаружению эффекта зарождения ЦМД на образце пленки феррита граната, для которого ранее был продемонстрирован сильный магнитоэлектрический эффект [4]. Образец представлял собой пленку $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 9.7 мкм, выращенную на подложке из гадолиний-галлиевого граната $Gd_3Ga_5O_{12}$ с кристаллографической ориентацией [210] [9]. Толщина подложки составляла около 0.5 мм. Намагниченность насыщения $4\pi M_s = 62$ Гс. В отсутствие внешних магнитных полей в пленке реализуется полосовая доменная структура вдоль направления $[\bar{1}20]$, период которой составляет 29 мкм.

Для создания электрического поля большой напряженности в диэлектрической пленке феррита-граната в качестве зонда использовалась молибденовая проволока диаметром около 10 мкм, касающаяся поверхности образца (рис. 1). На зонд подавалось напряжение от высоковольтного источника величиной от нескольких сотен вольт до 1.6 кВ, при этом значения напряженности электрического поля вблизи острия достигали величин более 1 МВ/см. Пробоя диэлектрика не возникает, поскольку поле быстро спадает с расстоянием от зонда. Наличие балластного сопротивления 10 МОм в цепи иглы существенно ограничивает фактор влияния токов заряда/разряда и возможных токов утечки, при этом оставляя процесс установления напряжения достаточно быстрым

1) e-mail: pyatakov@physics.msu.ru

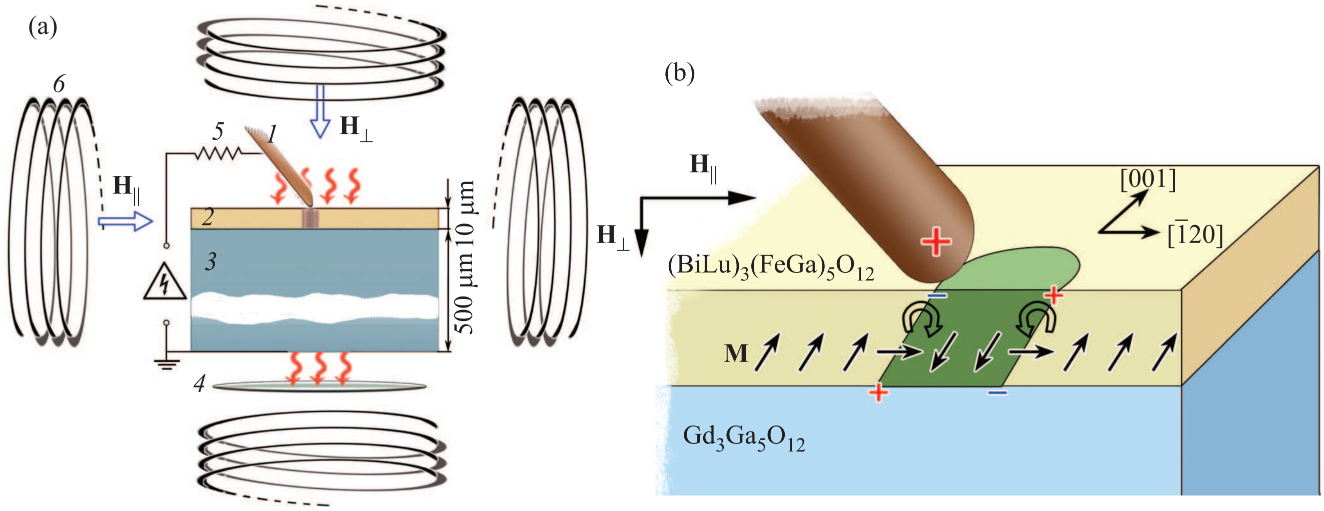

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение экспериментальной установки: *1* – электрический зонд; *2* – образец; *3* – подложка; *4* – оптическая система микроскопа; *5* – балластное сопротивление; *6* – система катушек, создающая внешнее магнитное поле. Волнистыми стрелками обозначено лазерное излучение подсветки. (b) – Схематическое изображение распределения намагниченности в образце пленки феррита граната. Направление разворота намагниченности на доменной границе показано круговыми стрелками, знаками "+" "−" обозначены связанные электрические заряды в образце, а также свободный заряд на проводящем зонде

для зарождения ЦМД (с характерным временем порядка 100 мс).

Магнитооптическое наблюдение доменной структуры проводилось в фарадеевской геометрии в проходящем свете при скрещенных поляризаторе и анализаторе. Изображение с микроскопа фиксировалось ПЗС камерой.

В эксперименте образец феррита граната был помещен в магнитное поле смещения, переводящее образец в монодоменное состояние. Поле смещения создавалось системой катушек (рис. 1a) и было направлено под углом к поверхности образца (рис. 1b). Бóльшая компонента поля лежала в плоскости пленки, что было необходимо для увеличения влияния электрического поля на стенки образующегося ЦМД: как было показано ранее в [5], поле в плоскости $H_{||}$ позволяет перестраивать микромагнитную структуру магнитной доменной границы, делая ее более чувствительной к электрическому полю. Вследствие магнитной анизотропии образца направление намагниченности в доменах отличается от нормального к пленке [9], что приводит к коллапсу полосовой доменной структуры уже в поле $H_{||} = 50$ Э. Для того чтобы была возможность дальнейшего увеличения поля в плоскости и, соответственно, увеличения влияния электрического поля на микромагнитные структуры, использовалась вспомогательная система катушек. Она создавала поле $H_{\perp}$ в перпендикулярном к поверхности пленки направлении, приводящее к расширению тех доменов, существование которых плоскостная компонента делала невыгодным (рис. 1b). Выбиралось такое соотношение плоскостной и нормальной компонент поля, чтобы магнитная фаза соответствовала монодоменному состоянию вблизи границы перехода в многодоменное состояние. При ориентации компоненты поля в плоскости вдоль направления $[\bar{1}20]$ значения компонент поля составляли $H_{||} = 200$ Э, $H_{\perp} = 70$ Э.

При включении электрического напряжения более 500 В в месте касания проводящим зондом поверхности образца наблюдалось зарождение цилиндрического магнитного домена. На рис. 2 приведена серия магнитооптических изображений, иллюстрирующих процесс зарождения стабильного ЦМД: первоначальное монодоменное состояние до подачи напряжения (рис. 2a); зарождение домена при подаче напряжения (рис. 2b); отделение образовавшегося ЦМД от зонда после снятия напряжения с зонда (рис. 2c). При подаче на зонд отрицательного относительно подложки пленки потенциала зарождение ЦМД не наблюдалось.

Размер зародившегося домена, находящегося в непосредственной близости от электрода, зависит от величины постоянного электрического напряжения, поданного на зонд. На рис. 3 представлена серия изображений, иллюстрирующих растяжение ЦМД при увеличении электрического напряжения на зонде. При больших напряжениях вследствие эллип-

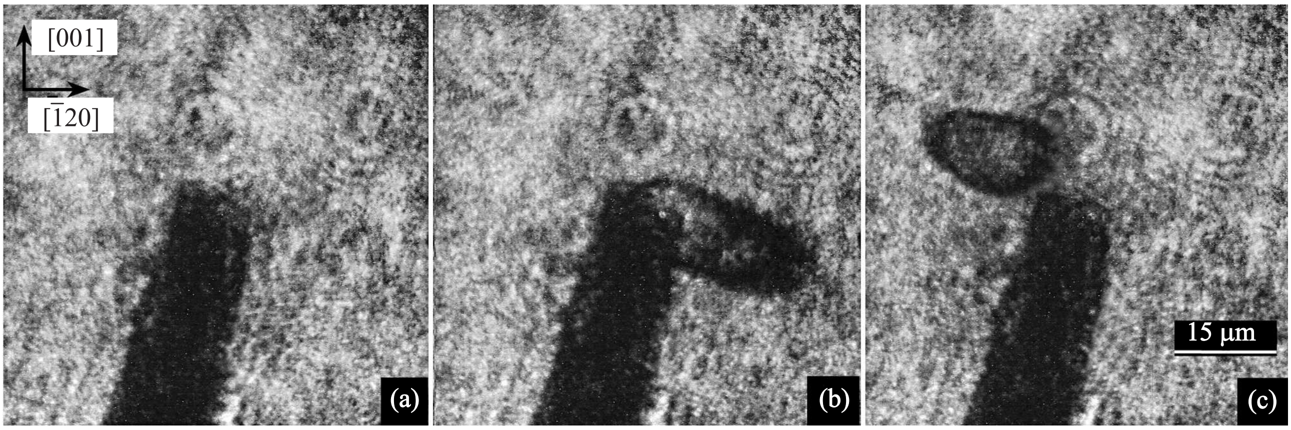

Рис. 2. Зарождение цилиндрического магнитного домена. (a) – До подачи напряжения на зонд. (b) – После включения напряжения. (c) – После снятия напряжения

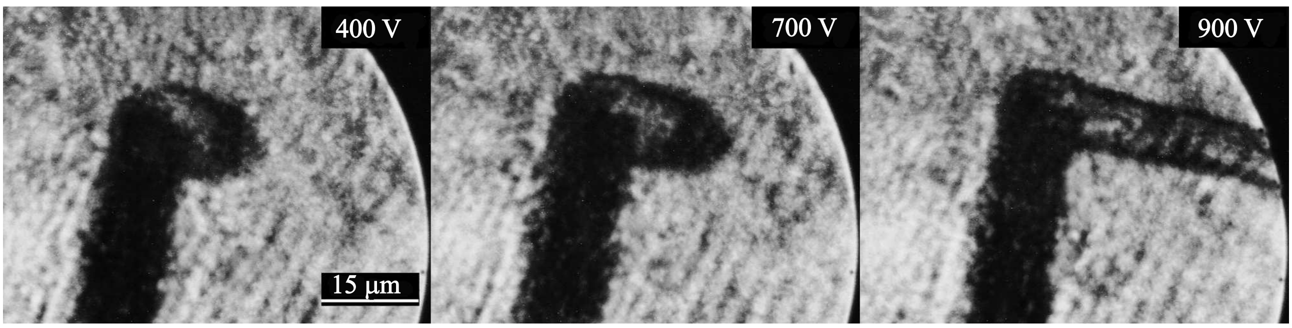

Рис. 3. Увеличение размера зарожденного цилиндрического магнитного домена при увеличении электрического напряжения на зонде: 400, 700, 900 В

тической неустойчивости происходила необратимая трансформация ЦМД в полосовой домен (рис. 3c).

Итак, можно выделить два необходимых условия зарождения ЦМД, на которые мы будем опираться в дальнейших рассуждениях:

(i) положительная полярность напряжения на зонде;

(ii) наличие магнитного поля в плоскости образца.

Перечисленные особенности позволяют исключить паразитные эффекты в магнитных диэлектриках такие, как магнитострикционные явления, обусловленные давлением острия иглы на образец за счет электростатического притяжения. Действительно, зависимость от полярности поданного напряжения (i) позволяет исключить эффект давления иглы на образец, поскольку игла, поляризуя поверхность образца, притягивается к ней независимо от знака потенциала на игле, и значит давление иглы также не зависело бы от полярности. В связи с особенностью (i) следует отметить, что зависимость от электрической полярности свидетельствует о нарушении пространственной инверсии в пленках в отличие от объемных образцов ферритов гранатов. Особенность (ii) свидетельствует в пользу магнитоэлектрической природы явления, т.к. магнитное поле в плоскости образца, как было показано ранее при исследованиях магнитоэлектрического эффекта в пленках ферритов гранатов, усиливает влияние электрического поля на доменные границы [5].

Увеличение размера ЦМД с ростом величины положительного потенциала зонда относительно подложки (рис. 3) показывает, что электрическое поле, растягивая ЦМД, является фактором, способствующим зарождению и стабилизации ЦМД. Дополнительного влияния тока смещения полностью исключать нельзя, т.к. даже малый ток (в нашем случае не более 0.1 мА) может создать в малой области непосредственно прилегающей к точке контакта, магнитное поле более 1 Э. Однако этот фактор, если и играет роль в момент образования зародыша, становится несущественным уже при масштабах магнитного объекта более микрона, и дальнейшая эволюция ЦМД – его растяжение до критического радиуса, при котором коллапс зародившегося ЦМД уже невозможен, определяется именно электрическим полем.

Предполагаемый механизм расширения ЦМД в поле электрического зонда может быть пояснен следующим образом. Под действием магнитного поля в плоскости направление намагниченности в доменных стенках разворачивается вдоль оси [$\bar{1}$20], при этом направление разворота намагниченности в соседних стенках противоположно: по часовой стрелке для ближайшей к зонду границы и против – для дальней (рис. 1b). Направление разворота намагниченности (киральность доменных границ) играет определяющую роль в неоднородном магнитоэлектрическом (флексомагнитоэлектрическом) взаимодействии, т.к. от него зависит знак электрической поляризации, вызванной пространственной модуляцией намагниченности [10–12]. В результате участок границы ЦМД, ближайший к игле, поляризован противоположно участку границы, наиболее отдаленному от зонда (рис. 1b). Таким образом, оказывается, что противоположные края ЦМД имеют различные знаки связанных поверхностных зарядов и возникают электростатические силы, растягивающие ЦМД в электрическом поле зонда.

Следует отметить, что задание направления разворота намагниченности с помощью магнитного поля в плоскости магнитной пленки используется при наблюдении других эффектов, зависящих от киральности, таких как движение доменных границ, вызванное спин-поляризованным током [13, 14], а также зарождение метастабильных доменов из монодоменного состояния в киральных магнетиках с сильным взаимодействием Дзялошинского–Мории [15]. Последнее является микромеханизмом флексомагнитоэлектрического эффекта. В этом контексте наличие выделенной полярности напряжения (положительной, см. свойство (i)), соответствует наличию предпочтительного направления разворота вектора намагниченности (в данном случае, по часовой стрелке, см. рис. 1b). Характер изменения формы и размера ЦМД хорошо согласуется с представлениями об электрической поляризации доменных границ различной киральности. Это позволяет отличить флексомагнитоэлектрическое взаимодействие от альтернативных механизмов, привлекаемых для объяснения магнитоэлектрических эффектов в пленках ферритов гранатов таких, как порождаемое неоднородным электрическим полем изменение магнитной анизотропии [6, 16]. Последнее явление позволяет объяснить лишь зарождение магнитной неоднородности. Действительно, если предположить, что электрическое поле положительной полярности уменьшает поверхностную энергию границы, это может благоприятствовать ее образованию. Однако в рамках "анизотропного" механизма возникновение пары сил, растягивающих ЦМД, не представляется очевидным.

Таким образом, в работе показана возможность зарождения ЦМД с помощью электрического зонда, что представляет альтернативу процессу образования одиночных ЦМД путем отделения их от полосовых доменов с помощью импульсов спин-поляризованного тока большой плотности [17]. Зависимость размера ЦМД от величины постоянного электрического напряжения свидетельствует в пользу магнитоэлектрической природы эффекта и означает, что магнитоэлектрическое взаимодействие играет не менее важную роль в стабилизации ЦМД, чем традиционно рассматриваемые в теории ЦМД [18] обменное, магнитостатическое и анизотропное взаимодействия.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований гранты, # 16-02-00494, 16-29-14037_офи_м и частично поддержана грантом для молодых ученых РФФИ 16-32-00840 мол_а.

1. W. Eerenstein, N. D. Mathur, J. F. Scott, Nature **442**, 759 (2006)
2. А. П. Пятаков, А. К. Звездин, УФН **182**, 593 (2012).
3. D. I. Khomskii, Coupled electricity and magnetism in solids: multiferroics and beyond (2016); arXiv:1510.05174.
4. А. С. Логгинов, Г. А. Мешков, А. В. Николаев, А. П. Пятаков, Письма в ЖЭТФ **86**, 2 (2007).
5. А. П. Пятаков, А. С. Сергеев, Е. П. Николаева, Т. Б. Косых, А. В. Николаев, К. А. Звездин, А. К. Звездин, УФН **185**, 10 (2015)
6. Г. В. Арзамасцева, А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, А. Г. Темирязев, М. П. Темирязева, Письма в ЖЭТФ **147**, 4 (2015).
7. V. Koronovskyy and Y. Vakyla, Electron. Mater. Lett. **11**, 1028 (2015).
8. I. Dzyaloshinskii, EPL **83**, 67001 (2008).
9. А. М. Балбашов, А. С. Логгинов, Е. П. Шабаева, Журнал технической физики **61**, 6 (1991).
10. В. Г. Барьяхтар, В. А. Львов, Д. А. Яблонский, Письма в ЖЭТФ **37**, 12 (1983).
11. A. Sparavigna, A. Strigazzi, and A. Zvezdin, Phys. Rev. B **50**, 2953 (1994).
12. A. P. Pyatakov and A. K. Zvezdin, Eur. Phys. J. B – Condensed Matter and Complex Systems **71**, 419 (2009).
13. P. P. J. Haazen, E. Murè, J. H. Franken, R. Lavrijsen, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, Nat. Mater. **12**, 299 (2013).

14. A. P. Pyatakov, A. S. Sergeev, F. A. Mikailadze, and A. K. Zvezdin, J. Magnetism and Magnetic Materials **383**, 255 (2015).
15. P. Agrawal, U. Bauer, and G. S. D. Beach, J. Appl. Phys. **117**, 17 (2015).
16. А. Ф. Кабыченков, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, Письма в ЖЭТФ **97**, 304 (2013).
17. W. Jiang, P. Upadhyaya, and W. Zhang, Science **349**, 6245 (2015).
18. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, М. (1982); A. P. Malozemov and J. C. Slonczewski, *Magnetic domain walls in bubble materials*, Academic Press, N.Y. (1979).