

Эффект “преломления” магнитных доменных границ на электрических неоднородностях

А. А. Подклетнова⁺, М. А. Колюшников⁺, Н. В. Мясников⁺, Е. П. Николаева⁺, А. С. Каминский⁺,
А. В. Николаев^{+*}, А. П. Пятаков⁺¹⁾

⁺ МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

* Сколковский институт науки и технологий Территория Инновационного Центра “Сколково”,
121205 Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 июня 2023 г.

После переработки 9 июля 2023 г.

Принята к публикации 10 июля 2023 г.

Рассмотрена разновидность магнитоэлектрического эффекта, проявляющаяся как “преломление” доменных границ в месте локализации электрода, напыленного на поверхность пленки феррита граната. Относительный “показатель преломления” зависит от приложенного к электроду электрического напряжения и меняется в пределах от 0.6 до 1.2. В качестве механизма эффекта предложено электроиндуцированное изменение поверхностной энергии доменной границы за счет неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

DOI: 10.31857/S1234567823160061, EDN: iubimv

1. Введение. Представление о поверхностном натяжении как о силе, стремящейся сократить поверхность раздела фаз, является одной из универсальных идей, широко используемой в теоретических моделях, в том числе, для решения задач, далеко отстоящих от проблем собственно физики: механизмы формирования границ между биологическими тканями [1] и территориальными диалектами [2] также объясняют на основе представления о дополнительной энергии, связанной с поверхностями или линиями раздела.

Границы между магнитными доменами, с характерной шириной, много меньшей размера доменов, в классических моделях микромагнетизма рассматриваются как бесконечно тонкие стенки с поверхностной энергией, определяемой только магнитными параметрами образца и не зависящей от места расположения, ориентации и кривизны границы [3]. Такое упрощение, в частности, позволяет объяснить возникновение и устойчивость цилиндрических магнитных доменов в магнитных пленках и пластинках ферро- и ферримагнитных материалов [4].

В недавней статье [5] был продемонстрирован эффект “преломления” доменной границы на топографических неоднородностях образца: доменная стенка в магнитоэлектрическом материале Cr_2O_3 при проходе под ступенчатым выступом на поверхности

кристалла меняла направление, миновав же выступ, возвращалась к исходному направлению. При этом соотношение углов “падения” и “преломления” соответствовало закону Снеллиуса. Аналогия с преломлением основывалась на принципе Ферма в оптике: траектория луча соответствует минимуму функционала оптической длины пути, в случае же доменной стенки роль показателя преломления выполняет поверхностная плотность энергии границы между доменами, зависящая от топографических особенностей кристалла, а конфигурация доменной стенки минимизирует ее полную энергию.

Как было показано в серии работ [6–9], поверхностная энергия доменных границ в магнитоэлектриках и тонких пленках магнитных материалов зависит от электрического поля, поэтому представляет интерес исследовать явление “преломления” доменных границ на полосковых электродах, нанесенных на поверхность пленки феррита граната. В этом случае “показателем преломления” можно управлять, прикладывая к электроду напряжение различной величины и знака.

2. Поверхностная энергия доменной границы. Ориентация доменных границ в плоскости образца определяется соображениями минимизации энергии доменной границы:

$$W = \int_a^b \sigma(l) h dl, \quad (1)$$

¹⁾e-mail: pyatakov@physics.msu.ru

где σ – поверхностная плотность энергии доменной границы, h – толщина пленки, l – длина фрагмента границы.

Поверхностная плотность энергии доменной границы зависит от компоненты напряженности электрического поля, нормальной к плоскости пленки [6, 7]:

$$\sigma = 4\sqrt{AK} - \gamma\pi E, \quad (2)$$

где A – обменная жесткость, K – магнитная анизотропия (магнитостатическим вкладом в энергию доменной границы за счет наличия неелевской компоненты намагниченности пренебрегаем вследствие малости намагниченности насыщения – около 5 Гс), γ – коэффициент неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия [10], определяемого вкладом в свободную энергию [11]:

$$F_{MЭ} = \gamma \mathbf{E} \cdot \{ \mathbf{m} (\nabla \cdot \mathbf{m}) + [\mathbf{m} \times [\nabla \times \mathbf{m}]] \}, \quad (3)$$

где \mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности. В современной литературе этот вклад также называют флексомагнитоэлектрическим по аналогии с флексоэлектрическим эффектом в жидких кристаллах [11, 12], и рассматривают как разновидность взаимодействия Дзялошинского–Мории, зависящего от электрического поля [8].

По аналогии с принципом Ферма в оптике доменная граница располагается таким образом, что синусы углов “падения” и “преломления” относятся как поверхностная энергия доменной границы в присутствии энергетической неоднородности к поверхностной энергии невозмущенной доменной границы:

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = 1 - \frac{\gamma\pi E}{4\sqrt{AK}} + C = n, \quad (4)$$

где θ_1 – угол “падения”, θ_2 – угол “преломления”, n – относительный показатель преломления, $C = \text{const}$.

Наличие константы C обусловлено тем, что нанесенный на пленку феррита граната электрод сам по себе создает на поверхности образца энергетическую неоднородность, являясь не только топографической особенностью, но и образуя контактную область металла с диэлектриком, поэтому доменная граница, проходя через него, будет “преломляться” даже в отсутствие приложенного к нему электрического напряжения.

3. Описание эксперимента. В настоящей работе исследовался эффект “преломления” доменных границ вблизи заряженных полосковых электродов. На поверхность образца пленки феррита граната ((BiLu)₃(FeGa)₅O₁₂), выращенной методом

жидкофазной эпитаксии на подложке из гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической ориентацией (210), напылена система палладиевых полосковых электродов, к одному из которых подается электрическое напряжение. Доменная структура пленки наблюдалась с помощью магнитооптического эффекта в геометрии Фарадея. Ориентацию полосковой доменной структуры относительно электрода можно было менять, подавая импульс магнитного поля в плоскости пленки. Если на значительном удалении от полоскового электрода доменные стенки составляли с ним некоторый угол θ_1 (угол “падения”), то вблизи него доменные стенки изменяли свою ориентацию, образуя с электродом угол θ_2 (угол “преломления”), отличный от θ_1 . Схема эксперимента и типичное магнитооптическое изображение, наблюдаемое при подаче напряжения между электродом и подложкой, представлены на рис. 1а и б, соот-

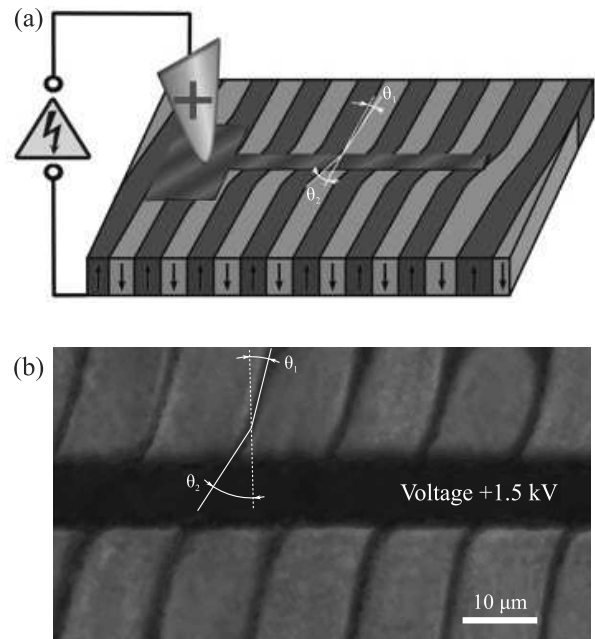


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Принципиальная схема эксперимента. Стрелки обозначают направление намагниченности в доменах. (б) – Магнитооптическое изображение полосковой доменной структуры и электрода при подаче положительного напряжения на электрод относительно подложки

ветственно. Явление “преломления” воспроизводится независимо от выбранного электрода и места исследования на поверхности образца. Особо отметим, что “преломление” наблюдается уже на некотором расстоянии от электрода, вследствие наличия там ненулевого электрического поля.

4. Результаты и обсуждение. Зависимости синуса угла “падения” θ_1 от синуса угла “преломления” θ_2 при различных значениях приложенного к электроду напряжения (всего было получено более двух десятков таких зависимостей) показаны на рис. 2. Как и следует из предположения о минимизации

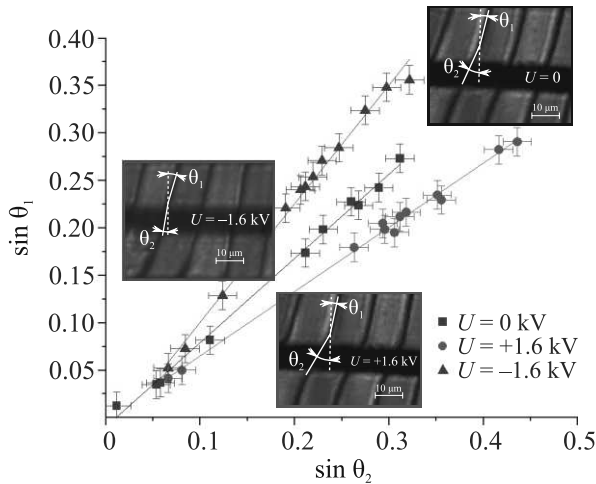


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость синуса угла “падения” θ_1 от синуса угла “преломления” θ_2 при различных значениях приложенного к электроду напряжения. На вставках – примеры магнитооптических изображений для трех случаев: положительного напряжения на электроде (внизу по центру), отрицательного напряжения (слева), и в отсутствие напряжения (в правом верхнем углу)

энергии доменной границы, они оказались линейными, аналогично закону Снеллиуса из геометрической оптики: тангенс угла наклона прямых на рис. 2 соответствует эффективному показателю преломления n при данном электрическом напряжении. Отметим, что поскольку поверхностная энергия доменной границы в электрическом поле может, в зависимости от электрической полярности, не только увеличиваться, но и уменьшаться, то относительный показатель преломления может принимать значения как большие, так и меньшие единицы.

Это обстоятельство связано с тем, что в спонтанном состоянии доменные границы уже имеют определенное направление разворота намагниченности (киральность), изменение которой, как следует из экспериментов [13, 14], требует приложения магнитного поля около 50 Э. Согласно теоретическому анализу на основе микроскопического рассмотрения антисимметричного обмена в кристалле феррита граната [15] показано, что градиент механических деформаций вследствие эпитаксиальных напряжений в пленках, вызывает нарушение инверсионной симметрии в кри-

сталле, формирование доменных границ определенной киральности и возникновение ненулевого вклада в энергию от взаимодействия Дзялошинского–Мории. Величина данного вклада, оцененная по расхождению постоянных решеток пленки феррита граната и подложки, согласуется с характерной энергией магнитоэлектрического взаимодействия [15].

На рисунке 3 показаны экспериментально полученные данные для зависимости относительного показателя преломления от электрического напряжения между электродом и подложкой.

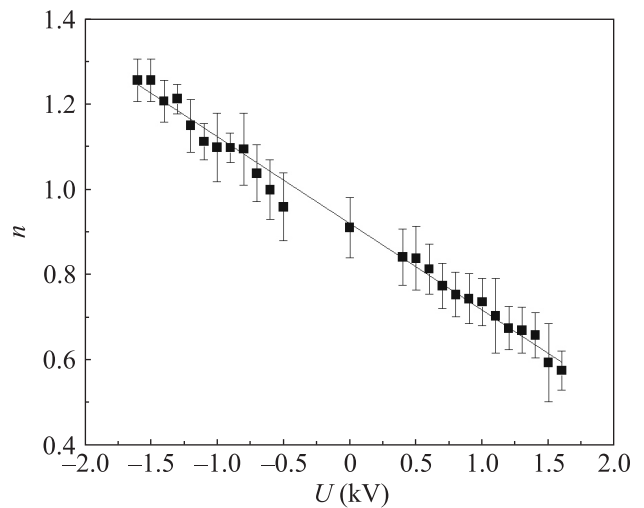


Рис. 3. Зависимость относительного показателя “преломления” от приложенного к электроду напряжения

Согласно формуле (4) линейная аппроксимация графика на рис. 3, с учетом характерных параметров исследуемого образца (параметр поверхностной плотности энергии доменной границы $\sqrt{AK} \cong 0.01 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2}$, ширина электрода $w = 10^{-3}$ см), позволяет определить как константу $C = -0.078$, так и величину магнитоэлектрического коэффициента, соответствующего наклону графика:

$$\gamma = (0.85 \pm 0.05) \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{\text{эрг}}{\text{см}}}.$$

Чтобы проиллюстрировать величину магнитоэлектрического эффекта, оценим вклад в поверхностную энергию доменной границы (второе слагаемое в уравнении (2)) для максимального прикладываемого в эксперименте электрического напряжения ($U = 1.6$ кВ):

$$\sigma(U = 1.6 \text{ кВ}) = (1.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2}.$$

Таким образом, величина магнитоэлектрического вклада в свободную энергию при максимальных напряжениях составляет около трети от поверхностной

плотности энергии доменной границы вдали от электрода. При повышении электрического поля (за счет увеличения напряжения или уменьшения размеров электрода) поверхностная энергия доменной границы может, согласно формуле (2), обратиться в нуль. Такая возможность, действительно, существует, что подтверждается наблюдением электроиндуцированного зарождения новых доменов – явлением, ранее обнаруженным в работе [16].

5. Заключение. Таким образом, рассмотренная в работе разновидность магнитоэлектрического эффекта – “преломление” полосовой доменной структуры на полосковом электроде – может быть объяснена в рамках модели поверхностной энергии доменных границ, модулируемой электрическим полем, а полученные из эксперимента оценки магнитоэлектрической константы согласуются с величинами, полученными в экспериментах по электроиндуцированному зарождению магнитных доменов [6, 16] и движению доменных границ [17].

Работа выполнена при поддержке гранта Российский научный фонд # 23-22-00162 “Электрическая модуляция поверхностной энергии доменных границ в микромагнетизме и физике спиновых волн”.

1. M. Daniel Sussman, J. M. Schwarz, M. Cristina Marchetti, and M. L. Manning, *Phys. Rev. Lett.* **120**(5), 58001 (2017).
2. J. Burrige, *Phys. Rev. X* **7**, 031008 (2017).
3. A. A. Thiele, *Bell System Technical Journal* **48**(10), 3287 (1969).
4. A. A. Thiele, *J. Appl. Phys.* **41**(3), 1139 (1970).
5. N. Hedrich, K. Wagner, O. V. Pylypovskiy, B. J. Shields, T. Kosub, D. D. Sheka, D. Makarov, and P. Maletinsky, *Nature Phys.* **17**, 574 (2021).
6. D. P. Kulikova, T. T. Gareev, E. P. Nikolaeva, T. B. Kosykh, A. V. Nikolaev, Z. A. Pyatakova, A. K. Zvezdin, and A. P. Pyatakov, *Physica Status Solidi – Rapid Research Letters* **12**, 1800066 (2018).
7. M. Schott, A. Bernand-Mantel, L. Ranno, S. Pizzini, J. Vogel, H. Béa, C. Baraduc, S. Auffret, G. Gaudin, and D. Givord, *Nano Lett.* **17**(5), 3006 (2017).
8. T. Srivastava, M. Schott, R. Juge et al. (Collaboration), *Nano Lett.* **18**(8), 4871 (2018).
9. K. S. Antipin, T. T. Gareev, N. V. Myasnikov, E. P. Nikolaeva, and A. P. Pyatakov, *J. Appl. Phys.* **129**, 024103 (2021).
10. V. G. Baryakhtar, V. A. Lvov, and D. A. Yablonskii, *JETP Lett.* **37**(12), 673 (1983).
11. A. Sparavigna, A. Strigazzi, and A. Zvezdin, *Phys. Rev. B* **50**, 2953 (1994).
12. A. P. Pyatakov, T. T. Gareev, A. S. Kaminskiy, K. S. Antipin, E. P. Nikolaeva, D. P. Kulikova, A. S. Sergeev, and A. V. Nikolaev, *Magnetolectricity of chiral micromagnetic structures, in Chirality, magnetism, and magnetolectricity*, ed. by E. Kamenetskii, Springer, Cham (2021), ch. 6, p. 127.
13. A. P. Pyatakov, D. A. Sechin, A. S. Sergeev, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. S. Logginov, and A. K. Zvezdin, *Europhysics Lett.* **93**(1), 17001 (2011).
14. А. П. Пятаков, А. С. Сергеев, Е. П. Николаева, Т. Б. Косых, А. В. Николаев, К. А. Звездин, А. К. Звездин, *УФН* **185**(10), 1077 (2015).
15. A. S. Kaminskiy, N. V. Myasnikov, and A. P. Pyatakov, *Phys. Met. Metallogr.* **124**(2), 181 (2023).
16. D. P. Kulikova, A. P. Pyatakov, E. P. Nikolaeva, A. S. Sergeev, T. B. Kosykh, and Z. A. Pyatakova, *JETP Lett.* **104**(3), 197 (2016).
17. A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. P. Pyatakov, and A. K. Zvezdin, *Appl. Phys. Lett.* **93**(18), 182510 (2008).