

ПОДВИЖНОСТЬ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ФЕРРИТА-ГРАНАТА В ПРИСУТСТВИИ ПЛОСКОСТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Т. Б. Шапаева, Ю. Н. Курбатова

Методом двукратной высокоскоростной фотографии была исследована динамика доменных границ в пленке феррита-граната в присутствии плоскостного магнитного поля, близкого по величине к полю анизотропии. Для объяснения полученной нелинейной связи подвижности доменной границы и величины постоянного магнитного поля, ориентированного в плоскости пленки перпендикулярно плоскости доменной границы, использовали предположение о зависимости параметра затухания от величины плоскостного поля, которая становится заметна в присутствии плоскостного поля, величина которого превышает 40% поля анизотропии образца.

Ключевые слова: перемагничивание, доменные границы, подвижность доменной границы, плоскостное магнитное поле.

В настоящее время магнитное хранение данных остается одним из наиболее распространенных способов хранения информации [1, 2]. Исследования различных методов хранения и передачи информации, а также свойств материалов для реализации этих методов стимулирует развитие фундаментальных исследований динамики перемагничивания. Одним из перспективных направлений магнитной записи информации является трековая память [3], при реализации которого быстродействие реального устройства непосредственно определяется скоростью движения доменной границы (ДГ) [4].

Экспериментальному и теоретическому исследованию динамики доменных границ в пленках ферритов-гранатов, в том числе и с использованием плоскостных полей, посвящено значительное число работ [5–12]. Эксперименты проводили с помощью методов высокоскоростной фотографии [6], метода коллапса цилиндрических магнитных

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Россия, Москва, Ленинские горы, 1, с. 2; e-mail: shapaeva@mail.ru.

доменов (ЦМД) [7] и с помощью метода, основанного на исследовании изменения дифракционной картины на лабиринтной доменной структуре под действием импульсного магнитного поля [8]. В последнем случае благодаря использованию метода пространственной фильтрации выходного оптического потока с использованием фурье-образа доменной структуры в режиме реального времени удалось повысить чувствительность к смещению доменных границ до 5 нм и зарегистрировать их динамику с временным разрешением 1 нс. В процессе исследований были получены различные виды зависимостей скорости движения ДГ V от величины импульсного магнитного поля $H_{\text{имп}}$. В частности, авторы работы [9] получили линейно возрастающую зависимость $V(H_{\text{имп}})$, при этом скорость движения ДГ достигала 1.6 км/с. Авторы работы [10] наблюдали линейно возрастающую зависимость $V(H_{\text{имп}})$, в средней части которой существовал горизонтальный участок с нулевой дифференциальной подвижностью. В этих экспериментах скорость движения доменной границы не превышала нескольких сотен метров в секунду. Зависимость $V(H_{\text{имп}})$, представленная в работе [11], содержала начальный линейный участок, затем при достижении скорости Уокера происходило резкое уменьшение скорости движения ДГ – участок с отрицательной дифференциальной подвижностью, при дальнейшем увеличении магнитного поля скорость ДГ незначительно возрастала. Максимальная величина скорости, наблюдаемая в этом эксперименте, была порядка 30 м/с. Для достижения скоростей движения ДГ выше скорости Уокера авторы работы [9] использовали постоянное магнитное поле, ориентированное в плоскости образца вдоль нормали к плоскости доменной границы. При этом величина этого поля составляла несколько сот эрстед и была мала по сравнению с полем анизотропии, а максимальная скорость движения ДГ не превышала 100 м/с. В работе [12] было экспериментально продемонстрировано движение ДГ в ферритах-гранатах со сверхзвуковой скоростью.

Описанные выше зависимости скорости движения ДГ от величины продвигающего поля имели разный вид, но все они содержали начальный линейный участок, по которому можно определить величину подвижности ДГ.

Эксперименты, представленные в настоящей работе, продолжают ряд этих исследований. Динамика ДГ в пленке феррита-граната была изучена в присутствии плоскостного поля, близкого по величине к полю анизотропии образца. Показано, что подвижность доменной границы нелинейно возрастает с ростом плоскостного магнитного поля. Объяснение полученной зависимости предложено на основе того, что параметр затухания прецессии магнитного момента может зависеть от величины плоскостного поля.

Для исследования динамики ДГ была использована пленка висмут содержащего феррита-граната, выращенная на подложке из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111). Свойства этих материалов подробно описаны в работах [13, 14]. Ось легкого намагничивания пленки перпендикулярна ее плоскости, при комнатной температуре поле анизотропии составляет около 6 кЭ. Эксперименты проводили в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного в плоскости образца вдоль нормали к плоскости доменной границы. Величина плоскостного магнитного поля составляла примерно 70% от поля анизотропии образца. Единственную ДГ в образце создавали с помощью градиентного магнитного поля, перпендикулярного поверхности пленки, величина градиента составляла 6 кЭ/см. Импульсное магнитное поля H_{imp} , продвигающее ДГ, создавали с помощью двух соосных катушек с внутренним диаметром 1.5 мм, расположенных на поверхностях образца.

В видимой области спектра висмут содержащие ферриты-гранаты обладают высокой добротностью, что позволяет исследовать динамику доменных границ, используя метод высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея [15–17]. Динамическую доменную границу освещали импульсами красного света длительностью 0.25 нс, задержанными друг относительно друга на 14 нс. Использованный метод позволяет

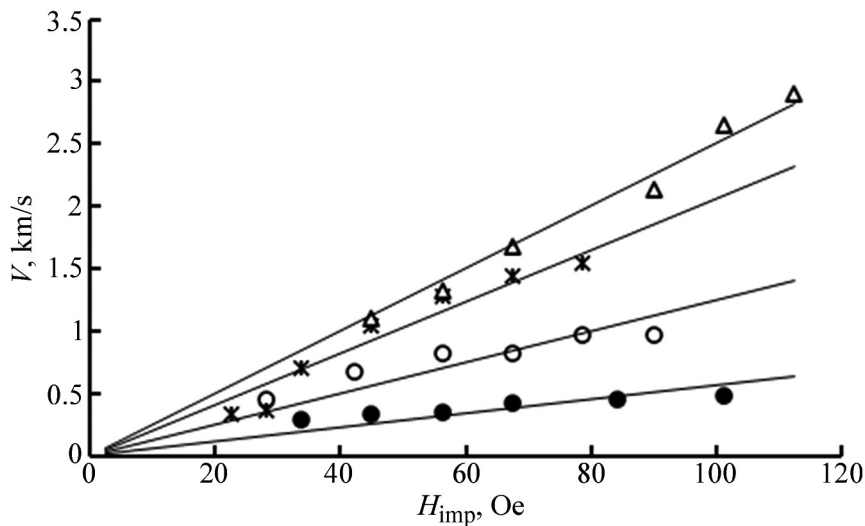


Рис. 1: Линейные участки зависимостей скорости движения доменной границы V от величины импульсного магнитного поля H_{imp} в присутствии плоскостных полей: 0.3 (●); 1.1 (○); 2.1 (Ж) и 4.1 (Δ) кЭ. Прямые соответствуют значениям подвижности: 6, 13, 21 и 24 м/(с·Э).

фиксировать динамическую ДГ и определять не только скорость ее движения, но и ее видимую ширину в процессе движения [12, 18, 19].

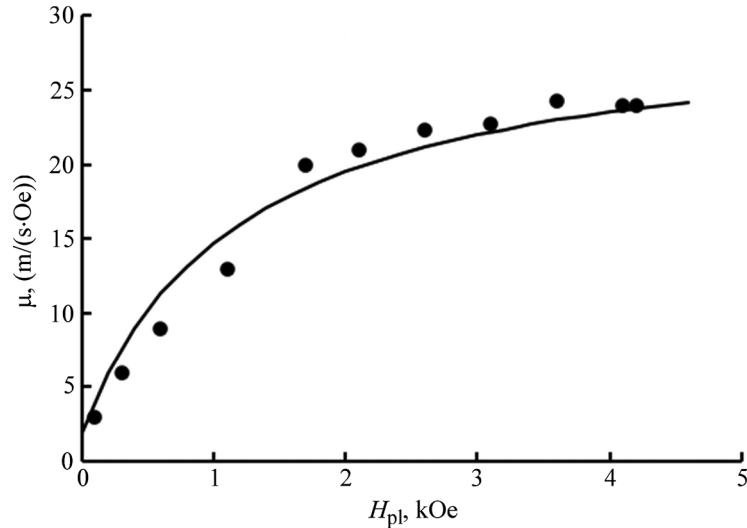


Рис. 2: Зависимость подвижности доменной границы от величины плоскостного магнитного поля. Кривая рассчитана по формуле $\mu = (\mu_0)_{exp} + \Delta\mu \frac{\frac{H_{pl}}{H_A}}{\frac{H_{pl}}{H_A} + C}$, где $(\mu_0)_{exp} = 2$ м/(с·Э), $\Delta\mu = 28$ м/(с·Э); $C = 0.2$; $H_{pl} = 6$ кЭ.

По начальным линейным участкам зависимостей $V(H_{imp})$, полученных в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного в плоскости пленки H_{pl} , были определены подвижности доменной границы μ (рис. 1). Точность определения подвижности была не хуже 7%. На рис. 2 представлена подвижность как функция плоскостного магнитного поля H_{pl} . При $H_{pl} \rightarrow 0$, $\mu \rightarrow (\mu_0)_{exp} \approx 2$ м/(с·Э). Зависимость $\mu(H_{pl})$ является возрастающей, на графике можно выделить два линейных участка. На начальном участке подвижность резко возрастает, достигая значения $\mu = 20$ м/(с·Э) в присутствии $H_{pl} = 2$ кЭ [18]. Затем увеличение подвижности становится более плавным, в присутствии плоскостного поля 4.2 кЭ подвижность не превышает 25 м/(с·Э).

Авторы работы [5] обсуждали линейный характер зависимости подвижности от величины плоскостного поля. Экспериментальные результаты, полученные методом трансляционного движения ЦМД, были сопоставлены с теоретическими расчетами. Было установлено, что зависимость $\mu(H_{pl})$ линейна и может быть описана соотношением:

$$\mu = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} \left(1 + \frac{\pi}{2} \frac{H_{pl}}{H_A} \right), \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение, Δ – параметр ширины ДГ, α – параметр затухания,

H_{pl} – плоскостное магнитное поле, H_A – поле анизотропии. Несмотря на то, что это выражение было получено для условия $H_{\text{pl}} \ll H_A$, в работе [5] оно хорошо описывает экспериментальные данные вплоть до $H_{\text{pl}}/H_A = 0.4$. На начальном участке экспериментальной зависимости, представленной на рис. 2, связь между μ и H_{pl} линейна, поэтому можно говорить о качественном согласии существующей теории и нашего эксперимента. При $\gamma = 1.2 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{с}\cdot\text{Э}}$; $\alpha = 0.1$; $A = 10^{-7}$ эрг/см; $K = 4 \cdot 10^4$ эрг/см³, получаем $\Delta = \sqrt{\frac{A}{K}} = 0.5 \cdot 10^{-5}$ см и $\mu_0 = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} = 6 \frac{\text{М}}{\text{с}\cdot\text{Э}}$, что в три раза превышает величину, полученную в эксперименте $(\mu_0)_{\text{экс}} = 2 \frac{\text{М}}{\text{с}\cdot\text{Э}}$ (см. рис. 2). Кроме того, эксперимент демонстрирует более резкое возрастание функции $\mu(H_{\text{pl}})$, чем это можно получить по формуле (1) и, наконец, экспериментальная зависимость $\mu(H_{\text{pl}})$ линейна только на начальном участке.

К сожалению, в литературе отсутствуют данные о возможном характере зависимости $\mu(H_{\text{pl}})$ для больших плоскостных полей. Авторы работ [20, 21] предлагают использовать для вычисления подвижности формулу:

$$\mu = \frac{\gamma\Delta}{\alpha_{\text{ФМР}} + \alpha'}, \quad (2)$$

где $\alpha_{\text{ФМР}}$ – параметр диссипации, определяемый из измерений ширины линии ФМР, α' – параметр, учитывающий дополнительный вклад в потери, которые связывают с тем, что при движении ДГ соседние векторы намагниченности неколлинеарны, и обменное взаимодействие между ними ослаблено. В результате при движении доменной границы кроме вклада в потери из-за взаимодействия, имеющегося и при однородной намагниченности, должен существовать дополнительный вклад, обусловленный возмущением модуля вектора намагниченности за счет изменения эффективного поля в ДГ, с последующей релаксацией этого возмущения. При некоторых условиях этот вклад может оказаться значительным. Тот факт, что параметр α не является постоянным и может меняться при определенных условиях, уже описан в литературе [22–26]. Поэтому предполагая, что параметр α в уравнении (1) зависит от плоскостного поля, можно получить нелинейную зависимость $\mu(H_{\text{pl}})$ в виде:

$$\mu = (\mu_0)_{\text{экс}} + \Delta\mu \frac{\frac{H_{\text{pl}}}{H_A}}{\frac{H_{\text{pl}}}{H_A} + C}, \quad (3)$$

где $(\mu_0)_{\text{экс}}$ – экспериментальное значение подвижности ДГ в нулевом плоскостном поле, H_{pl} – плоскостное магнитное поле, H_A – поле анизотропии, $\Delta\mu$ и C – подгоночные коэффициенты ($\Delta\mu$ имеет размерность подвижности, C – безразмерная величина). При

условии, что $H_{pl} \ll H_A$, зависимость (3) можно привести к виду:

$$\mu = (\mu_0)_{\text{exp}} + \frac{\Delta\mu}{C} \cdot \frac{H_{pl}}{H_A}. \quad (4)$$

Иначе говоря, при условии, что плоскостное поле мало по сравнению с полем анизотропии, соотношения (3) и (1) подобны. На рис. 2 показана экспериментальная зависимость подвижности ДГ от величины плоскостного поля, сплошная кривая рассчитана по формуле (3), используя следующие величины: $(\mu_0)_{\text{exp}} = 2$ м/(с·Э), $\Delta\mu = 28$ м/(с·Э); $C = 0.2$; $H_{pl} = 6$ кЭ. Экспериментальные результаты соответствуют расчётной кривой.

Таким образом, с помощью метода двукратной высокоскоростной фотографии была исследована динамика доменной границы в пленке феррита-граната в присутствии постоянного плоскостного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости границы. Величина этого поля составляла около 70% от поля анизотропии образца. В настоящее время в литературе описано исследование подвижности ДГ в присутствии плоскостного поля, величина которого не превышает 40% от поля анизотропии. При этом и эксперименты, и теория демонстрируют линейную связь между подвижностью ДГ и величиной плоскостного поля. Экспериментальное исследование динамики ДГ в более сильных плоскостных полях показало нарушение линейного характера функции $\mu(H_{pl})$ с ростом величины плоскостного поля. Для объяснения полученных результатов было сделано предположение о том, что параметр затухания зависит от величины плоскостного поля. Кривая $\mu(H_{pl})$, рассчитанная на основе этого предположения, показала соответствие экспериментальным данным.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] D. Sander, S. O. Valenzuela, D. Makarov, et al., *Journal of Physics D: Applied Physics* **50**, 363001 (2017). DOI: 10.1088/1361-6463/aa81a1.
- [2] F. Wu, Z. Fan, M.-C. Yang, et al., *IEEE Trans. on Computers* **66**(11), 1932 (2017). DOI: 10.1109/TC.2017.2713360.
- [3] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, *Science* **320**(5873), 190 (2008). DOI: 10.1126/science.1145799.
- [4] D. Kumar, T. Jin, S. Al Risi, et al., *IEEE Transactions on Magnetics* **55**(3), 1 (2019). DOI: 10.1109/TMAG.2018.2876622.
- [5] В. В. Волков, В. А. Боков, *ФТТ* **50**(2), 193 (2008). DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063783408020017>.
- [6] Л. П. Иванов, А. С. Логгинов, Г. А. Непокойчицкий, *ЖЭТФ* **84**(3), 1006 (1983).

- [7] G. N. Patterson, R. C. Giles, F. V. Humphrey, IEEE Trans. Magn. **27**(6), 5498 (1991). DOI: 10.1109/20.278882.
- [8] М. В. Герасимов, С. В. Ильин, М. В. Логунов и др., Приборы и техника эксперимента, № 5, 106 (2017). DOI: 10.7868/S0032816217050202.
- [9] В. В. Рандошкин, ФТТ **37**(3), 652 (1995).
- [10] V. G. Kleparski, I. Pinter, G. I. Zimmer, IEEE Trans. Magn. **17**(6), 2775 (1981). DOI: 10.1109/TMAG.1981.1061685.
- [11] М. В. Четкин, В. Б. Смирнов, А. Ф. Новиков и др., ЖЭТФ **94**(11), 164 (1988).
- [12] М. В. Четкин, Ю. Н. Курбатова, Т. Б. Шапаева, ФТТ **52**(9), 1795 (2010). DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063783410090234>.
- [13] А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами* (Мир, Москва, 1983), §12–§14, стр. 179–231.
- [14] В. В. Рандошкин, А. Я. Червоненкис, *Прикладная магнитооптика* (Энергоатомиздат, Москва, 1990), §3.1, стр. 36-70, §6.2, стр. 133-143.
- [15] А. Эшенфельдер, *Физика и техника цилиндрических магнитных доменов* (Мир, Москва, 1983), §6.2, стр. 246-294.
- [16] М. В. Четкин, А. И. Ахуткина, Т. Б. Шапаева, Микроэлектроника **27**(5), 396 (1998).
- [17] М. В. Четкин, Т. Б. Шапаева, Л. Л. Савченко, ФТТ **42**(7), 1287 (2000). DOI: <https://doi.org/10.1134/1.1131387>.
- [18] А. И. Ахуткина, Т. Б. Шапаева, Квазистатическая полосовая доменная структура в пленках ферритов-гранатов. Вестник МГУ. Серия 3: Физика, астрономия № 3, 64 (2000).
- [19] M. V. Chetkin, Yu. N. Kurbatova, T. B. Shapayeva, Functional Materials **17**(2), 205 (2010).
- [20] М. В. Четкин, Ю. Н. Курбатова, Т. Б. Шапаева, Известия РАН. Серия физическая **74**(10), 1480 (2010). DOI: <https://doi.org/10.3103/S106287381010028X>.
- [21] Б. А. Иванов, К. А. Сафарян, ФТТ **32**(12), 3507 (1990).
- [22] Б. А. Иванов, К. А. Сафарян, ФНТ **18**(7), 722 (1992).
- [23] T. J. Silva, C. S. Lee, T. M. Crawford, C. T. Rogers, Journal of Applied Physics **85**(11), 7849 (1999). DOI: 10.1063/1.370596.
- [24] J. P. Nibarger, R. Lopusnik, T. J. Silva, Applied Physics Letters **82**(11), 2112 (2003). DOI: 10.1063/1.1564866.
- [25] T. Gerrits, M. L. Schneider, A. B. Kos, T. J. Silva, Physical Review B – Condensed Matter and Materials Physics **73**, 094454 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.73.094454.
- [26] K. Szerenos, A. V. Kimel, A. Maziewski, et al., Physical Review Applied **12**, 044057 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.12.044057.
- [27] C. S. Davies, K. H. Prabhakara, M. D. Davydova, et al., Physical Review Letters **122**, 027202 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.027202.

Поступила в редакцию 29 января 2021 г.

После доработки 6 июля 2021 г.

Принята к публикации 7 июля 2021 г.