

Характер зависимости скорости доменной стенки от продвигающего поля в пленках гранатов

© В.А. Боков, В.В. Волков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в редакцию 21 октября 1996 г.)

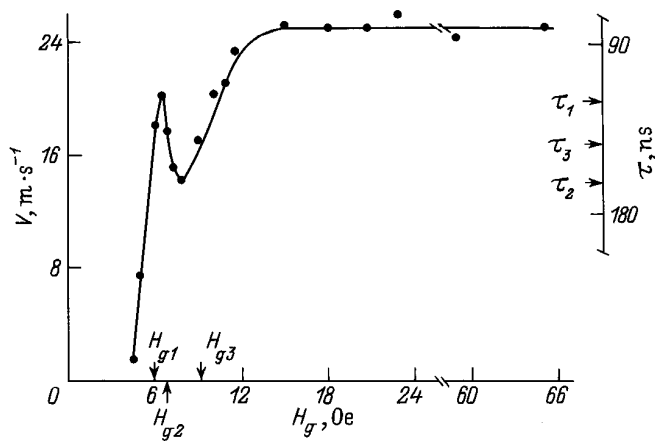
В феррит-гранатовой пленке системы $(YSmCa)_3(FeGe)_5O_{12}$ с ориентацией типа (111) исследована зависимость скорости доменной стенки от амплитуды импульсов продвигающего магнитного поля. Полученные результаты проанализированы с точки зрения существующей теории. На зависимости наблюдался максимум, отвечающий срыву стационарного движения. После срыва скорость вначале резко уменьшается, а затем возрастает; предполагается, что на этом участке в стенке происходит процесс периодического возбуждения, смещения и аннигиляции горизонтальных линий Блоха. Для области насыщения скорости получены данные, подтверждающие предложенную ранее эмпирическую формулу и теоретическая модель, согласно которой режиму насыщения отвечает состояние хаоса.

Динамика доменных границ в пленках феррит-гранатов с перпендикулярной магнитной анизотропией исследуется давно, однако до сих пор нет полной ясности относительно характера зависимости скорости V границы от амплитуды импульсов продвигающего магнитного поля H_g . Так, в большинстве теоретических работ делается вывод о том, что срыву стационарного движения стенки отвечает максимум V_m на зависимости $V(H_g)$, однако некоторые авторы существование максимума отрицают (см., например, [1,2]). В то же время имеется лишь несколько экспериментальных работ [3–6], где в отсутствие магнитного поля или анизотропии в плоскости пленки наблюдался максимум скорости. В большинстве работ его не наблюдали. После срыва стационарного движения граница, согласно простой модели горизонтальной линии Блоха (ГЛБ) [7], должна двигаться со скоростью насыщения $V_s < V_m$, которая не зависит от амплитуды импульсов поля. С другой стороны, данные, полученные в ряде работ путем численного анализа уравнений движения стенки, указывают на более сложную зависимость $V(H_g)$ [1,2,8–10]. Что же касается экспериментальных работ, то почти во всех случаях, за исключением [3], за начальным участком возрастания скорости сразу наблюдалась область насыщения. В связи с такими расхождениями цель настоящей работы состояла в том, чтобы уточнить данные о характере зависимости $V(H_g)$ на разных ее участках и провести сопоставление с теорией.

Как известно, в пленках феррит-гранатов с малыми потерями предсказываемые теорией значения поля H_m , отвечающего срыву стационарного движения, малы и сопоставимы с коэрцитивным полем, что делает невозможным наблюдение особенностей на зависимости $V(H_g)$ в малых полях. Поэтому для исследования был выбран образец системы $(YSmCa)_3(FeGe)_5O_{12}$, так как введение ионов Sm^{3+} в структуру феррита-граната существенно увеличивает параметр диссипации, что приводит к сравнительно небольшой подвижности стенки и к достаточно большим полям H_m . Пленка имела ориентацию типа (111), а также следующие характеристики: толщина

$h = 5.1 \mu m$, намагниченность насыщения $4\pi M = 172 G$, константа одноосной анизотропии $K = 6.6 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$, константа неоднородного обменного взаимодействия $A = 2.54 \cdot 10^{-7} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-1}$, параметр ширины стенки Блоха $\Delta = 0.62 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, эффективное значение гиромагнитного отношения $\gamma = 1.75 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, параметр диссипации Гильберта $\alpha = 0.09$, поле статического коллапса цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) $H_0 = 76 \text{ Oe}$. Для того чтобы получить начальные участки зависимости $V(H_g)$, скорость определялась хорошо известным методом динамического коллапса ЦМД. Его надежность была показана в [11] путем сравнения с данными, полученными методом высокоскоростной фотографии. Измерения проводились при небольшом ($\sim 4.5 \text{ Oe}$) значении разности δH между полем статистического коллапса ЦМД и постоянным полем смещения. В исходном состоянии исследуемые ЦМД не содержали вертикальных линий Блоха. Начальный радиус доменов $r = 3.1 \mu m$, амплитуда импульсов H_g лежала в интервале до 65 Oe , фронт импульсов $\sim 2 \text{ ns}$.

Полученная экспериментальная зависимость $V(H_g)$ представлена на рисунке. Видны максимум скорости с $V_m = 20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, область за максимумом, в которой скорость, изменяясь с полем, проходит через минимум и затем возрастает до скорости насыщения $V_n = 25 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Максимум получается сравнительно узким. Для того чтобы удостовериться в его наличии были проведены дополнительные эксперименты. Напомним, что в методе динамического коллапса при каждом выбранном значении H_g определяется минимальная длительность импульса τ , при которой ЦМД коллапсирует. Расстояние Δr , которое проходит при этом стенка, есть разница между исходным радиусом домена и его радиусом в момент динамического коллапса и определяется из расчета. При изменениях Δr остается неизменным, и поэтому $V \sim \tau^{-1}$. Подтверждение существования максимума скорости было получено путем регистрации коллапса ЦМД в зависимости от амплитуды импульса при неизменной его длительности. Длительность импульса устанавливалась в интервале между значениями τ_1 и τ_2 , например



Зависимость скорости доменной стенки от амплитуды импульсов магнитного поля. Справа представлены значения времени коллапса ЦМД.

τ_3 (см. рисунок), и амплитуда увеличивалась от нуля. При таких условиях домены коллапсировали в интервале полей между H_{g1} и H_{g2} , далее в интервале между H_{g2} и H_{g3} коллапс не наблюдается и снова происходит при $H_g > H_{g3}$.

В связи с определением максимума скорости заметим также, что как известно, при радиальном сжатии домена действующее на стенку эффективное поле изменяется со временем из-за существования так называемого "потенциала" ЦМД. Поэтому если зависимость $V(H_g)$ содержит максимум, то при измерении он будет зарегистрирован, но найденная скорость окажется несколько меньше "истинной". Для нашей пленки экспериментальная величина V_m оказывается настолько меньше предельной скорости Уокера одномерной модели [7] $2\pi M\Delta\gamma = 93 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, что даже с учетом сделанного выше замечания можно утверждать, что срыв стационарного движения стенки нельзя объяснить с помощью одномерной модели Уокера (такая возможность допускалась в [12]). К сожалению, сравнивать V_m на рисунке с предельной скоростью модели ГЛБ (она составляет $24\gamma A/hK^{1/2} \sim 22 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) нельзя; последняя существенно зависит от отношения r/h , а при коллапсе радиус домена непрерывно меняется. Все же отметим, что если не учитывать зависимость "потенциала" ЦМД от его радиуса и считать, что сжимающее домен эффективное поле равно $H_g - \delta H$, то с учетом теоретического значения подвижности $\alpha^{-1}\Delta\gamma = 12 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$ скорость V_m , наблюдаемая в поле $H_g = H_m = 6.5 \text{ Oe}$, должна была бы составить $\sim 24 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

Теоретические подходы, базирующиеся на двумерной модели, приводят к заключению, что в некотором интервале продвигающих полей после срыва стационарного движения структура стенки испытывает периодические преобразования. В границе зарождаются, перемещаются и аннигилируют ГЛБ, при этом, согласно модели ГЛБ [7], если параметр $\alpha = 0$, то стенка двигается с постоянной

скоростью

$$V_s = \frac{13.5\gamma A}{hK^{1/2}}. \quad (1)$$

Если же $\alpha \neq 0$, то влед за максимумом скорость вначале резко уменьшается, а затем возрастает с полем H_g и описывается выражением

$$V = V_0 + \mu_h H_g, \quad (2)$$

причем подвижность μ_h при $\alpha \ll 1$ намного меньше подвижности стенки в стационарной области [3,7]. Очевидно, что качественное сравнение данных измерений с теорией возможно, только если длительность импульсов поля H_g при коллапсе существенно превышает время T , за которое ГЛБ должна переместиться от одной поверхности пленки до другой. Величину T можно оценить с помощью простой формулы $T = \pi/\gamma H_g$, а время зарождения ГЛБ составляет $\sim 0.2T$ [12]. Для нашей пленки с увеличением поля от 8 до 14 Oe в области за максимумом скорости длительность импульса уменьшается от 150 до 90 ns. Для этого же интервала полей с учетом "потенциала" ЦМД величина T изменяется от 37 до 18 ns, и таким образом указанное выше условие выполняется.

Из рисунка видно, что в области непосредственно за максимумом V_m насыщение отсутствует, и, следовательно, здесь зависимость $V(H_g)$ нельзя описать формулой (1). Что же касается формулы (2), то подвижность μ_h , если ее вычислить по соотношениям из [3,7], должна была бы составить $0.65 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. В нашем же случае скорость возрастает значительно сильнее. Полученная кривая имеет качественно такой же вид, что и в [8], где проводился численный анализ уравнений движения стенки для пленки с близкими параметрами. В [8] был сделан вывод о периодическом характере преобразований структуры стенки с участием подвижных ГЛБ непосредственно после срыва стационарного движения, и можно считать, что наши данные это подтверждают.

Общепризнано, что в полях, превышающих некоторое критическое, скорость доменной стенки не зависит от H_g . В [13] было предложено эмпирическое выражение для скорости в этой области

$$V_L = 0.4\pi M\Delta\gamma. \quad (3)$$

В [14] в результате измерений, выполненных на пленках с разными параметрами, было установлено, что скорость насыщения связана с параметрами материала соотношением

$$V'_n = M\Delta\gamma(1 + 6.9\alpha). \quad (4)$$

В [2] на основе численного анализа уравнений движения доменной стенки был сделан вывод о том, что при $\alpha < 0.5$ режиму насыщения отвечает состояние хаоса, и, по сути, была подтверждена формула (4). Попытки объяснить явление насыщения предпринимались и во многих других работах как на основе аналитического подхода [15–17], так и на основе численного анализа

Сведения об исследованных пленках

Номер образца	Система	h , μm	$4\pi M$, G	K , $10^3 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3}$	Δ , 10^{-5}cm	γ , $10^7 \text{Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	α	V_n , $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	V'_n , $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	V_L , $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	V_s , $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	Лит. ссылка
1	YSmCaGe	5.8	160	8.8	0.53	1.76	0.09	22	20	15	11	
2	YSmGa	2.5	175	17	0.29	1.75	0.23	21	18	9	10	
3	YSmCaGe							25	24	19	15	
4	BiSmLu-CaSiAl	0.4	1200	95	0.16	1.76	0.12	60	50	34	46	[18]
5	BiLuGa	—	270	29	0.3	1.76	0.04	15	14.5	14.3	—	[19]
6	YLuBiGa	—	322	31	0.27	1.8	0.01	12.5	12.4	15.6	—	[20]
7	YSmBiGa	2	114	3	0.61	1.8	0.1	20	17	12.5	24	[21]

Примечание. V_n — экспериментальное значение скорости насыщения, V'_n — расчет по формуле (4), V_L — расчет по формуле (3), V_s — расчет по формуле (1).

уравнений движения стенки [1,2,8–10]. Далее представлены новые данные по скорости насыщения и проведено сопоставление с теорией.

Для пленок систем YSmCaGe и YSmGa с достаточно большими параметрами диссипации α методом динамического коллапса в интервале продвигающих полей 20–70 Oe были определены скорости насыщения V_n . Их величины вместе с другими характеристиками пленок приведены в таблице (образцы № 1 и 2). Образец № 3 — это пленка, на которой выполнены описанные выше измерения. После опубликования работы [14], где формула (4) была получена и сопоставлена с имевшимися экспериментальными результатами, появился ряд новых данных о скорости насыщения в пленках разного состава. Эти величины V_n , полученные в работах [18–21], также представлены в таблице (образцы № 4–7); измерения были выполнены методом высокоскоростной фотографии. В таблице приведены также скорости насыщения, полученные с помощью формул (1), (3) и (4). Как видно, имеется очень хорошее согласие между измеренными скоростями и вычисленными по (4).

Используя эти данные, рассмотрим теперь результаты работ [1,8,10,12]. В [1,8,10] путем численного анализа уравнений движения доменной границы были получены зависимости $V(H_g)$ для пленок с конкретными параметрами. Однако значения скорости насыщения при этом оказались почти в 2 раза больше, чем вычисленные для этих же пленок по (4). Это обстоятельство свидетельствует против сделанных в [1,8,10] заключений о механизмах преобразований структуры стенки в области насыщения. В [12] был сделан вывод о том, что скорость насыщения можно представить в виде суммы $V_1 + V_2$, где V_1 представляет собой вклад из-за периодического движения ГЛБ и описывается формулой (1), а V_2 представляет собой вклад, обусловленный прецессией магнитного момента вне ГЛБ и при больших h и $\alpha^2 \ll 1$ с точностью до числового коэффициента совпадающий с (3). Такое заключение кажется сомнительным, поскольку, как отмечалось выше, периодические изменения структуры стенки имеют место непосредственно после срыва стационарного движения и при этом скорость изменяется с подем, а режиму насыщения отвечает состояние хаоса.

В заключение укажем, что зависимость $V(H_g)$ была получена нами тем же методом динамического коллапса и для имплантированного участка пленки YSmCaGe № 3 (см. таблицу). После имплантации, проводившейся ионами He^+ с энергией 100 keV и дозой 10^{14}cm^{-2} , все ЦМД в пленке находились в состоянии без вертикальных линий Блоха. Экспериментальная кривая имела тот же вид, что и на рис. 1; скорость насыщения была определена методом высокоскоростной фотографии при радиальном расширении ЦМД и составила $26 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, что почти равно скорости для неимплантированного участка. Считается, что имплантация приповерхностного слоя пленки приводит к изменению поля рассеяния, создаваемого поверхностными зарядами [8]. Видимо, это изменение качественно не влияет на обсуждавшиеся выше преобразования структуры стенки с участием ГЛБ, а в области насыщения нет и количественного влияния.

Работа выполнена в рамках проекта 96-02-16890a Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] J. Zebrowski, A. Sukiennicki. J. Appl. Phys. **52**, 6, 4176 (1981).
- [2] Е.Е. Котова, В.М. Четвериков. ФТТ **32**, 4, 1269 (1990).
- [3] A.P. Malozemoff. J. Appl. Phys. **44**, 4, 5080 (1973).
- [4] В.Г. Клепарский, В.В. Рандошкин. ФТТ **19**, 11, 3250 (1977).
- [5] S. Konishi, T.L. Hsu, B.R. Brown. J. Appl. Phys. **49**, 3, 1984 (1978).
- [6] S. Konishi. In: Recent magnetics for electronics / Ed. Y. Sakurai. Amsterdam (1983). P. 289.
- [7] A.P. Malozemoff, J.C. Slonczewski. Magnetic domain walls in bubble materials. N. Y. (1979). P. 326.
- [8] E. Fujita, H. Kawahara, S. Sakata, S. Konishi. IEEE Trans. Magn. **20**, 5, 1144 (1984).
- [9] S. Speidel, H. Yamakawa, S. Iwata, S. Uchiyama. IEEE Trans. Magn. **20**, 5, 1147 (1984).
- [10] R.A. Kosinski, J. Engemann. J. Magn. Magn. Mater. **50**, 1, 229 (1985).
- [11] В.А. Боков, В.В. Волков, С.К. Тихонов. ФТТ **26**, 2, 462 (1984).
- [12] А.С. Жукарев, А.Н. Матвеев, Л.П. Осипова, Д.Г. Скачков. ФММ **68**, 3, 452 (1989).

- [13] F.H. de Leeuw. IEEE Trans. Magn. **14**, 5, 596 (1978).
- [14] В.В. Волков, В.А. Боков, В.И. Карпович. ФТТ **24**, 8, 2318 (1982).
- [15] S. Honda, N. Fukuda, T. Kusuda. J. Appl. Phys. **51**, 8, 4346 (1980).
- [16] I. Pinter, L. Bodis, V.G. Kleparski. J. Appl. Phys. **57**, 12, 5396 (1985).
- [17] В.В. Дружинин, В.В. Мальцев. ФТТ **31**, 7, 149 (1989).
- [18] Л.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, Ю.В. Старостин. ЖТФ **52**, 10, 2118 (1982).
- [19] В.Е. Бахтеузов, Т.А. Ким, В.В. Рандошкин, В.Б. Сигачев, В.И. Чани, А.Я. Червоненкис. ЖТФ **55**, 6, 1227 (1985).
- [20] М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. ЖТФ **58**, 6, 1237 (1988).
- [21] L. Zimmerman, J. Militat. J. Magn. Magn. Mater. **94**, 1, 207 (1991).