

Отсюда непосредственно следует, что при $\gamma = \alpha$ выполняется равенство (7). Таким образом, мы доказали, что $D_H \equiv D_v = \alpha$, т. е. для самоподобных систем корреляционная размерность тождественно совпадает с хаусдорфовой.

Предложенная методика анализа структуры СА, основанная на вероятностном подходе, позволяет также легко показать, что введенная в работе [8] размерность D_F , служащая для оценки D_H , тождественно совпадает с ней при выполнении соотношения (3).

Другим важным результатом является найденное выражение (9), которое с учетом соотношения (5) позволяет рассчитать спектр размерностей, дающий более полную информацию о свойствах СА.

В заключение следует отметить, что в ряде известных численных экспериментов установлено следующее соотношение: $D_v < D_H$ (см., например, [5-7]). Исходя из полученных результатов следует заключить, что наблюдающееся различие может быть связано с двумя причинами: 1) исследованные системы являются принципиально несамоподобными, для них не выполняется соотношение (3); 2) в численных экспериментах не достигнуто требуемое разрешение по r , при котором система является самоподобной. Проведенные нами оценки показывают, в частности, что для ряда СА достаточно высокое разрешение практически недостижимо в численном эксперименте (например, для системы Заславского [5]). Это указывает также на необходимость разработки других подходов к исследованию структуры СА.

Авторы признательны О. А. Третьякову, А. Б. Белогорцеву за полезные дискуссии и замечания.

Список литературы

- [1] Монин А. С. // УФН. 1986. Т. 150. № 1. С. 61—105.
- [2] Соколов И. М. // УФН. 1986. Т. 150. № 2. С. 221—255.
- [3] Анищенко В. С. Стохастические колебания в радиофизических системах. Саратов, 1985. 1986. Ч. 1, 2.
- [4] Farmer J. D., Ott E., Yorke J. A. // Physica. 1983. Vol. D7. N 1—3. P. 153—180.
- [5] Badii P., Politi A. // J. Stat. Phys. 1985. Vol. 40. N 5/6. P. 725—750.
- [6] Grassberger P., Procaccia I. // Physica. 1983. Vol. D9. N 1—2. P. 189—208.
- [7] Halsey T. C., Jensen M. H., Kadanoff L. P. et al. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 35. N 2. P. 1141—1151.
- [8] Termonia Y., Alexandrovich Z. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 51. N 14. P. 1265—1268.

Харьковский
государственный университет
им. А. М. Горького

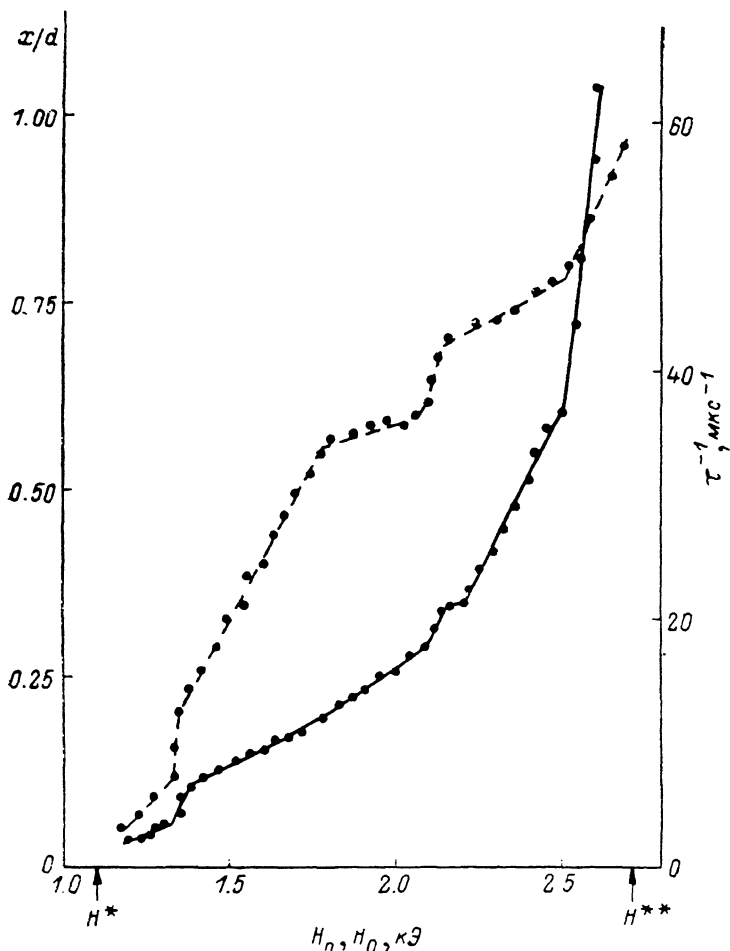
Поступило в Редакцию
14 июня 1988 г.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ НА ИХ ИМПУЛЬСНЫЕ СВОЙСТВА

Димитр Йоргов, О. С. Колотов, В. А. Погожев

Пленки феррит-гранатов (ПФГ) получают методом жидкофазной эпитаксии [1, 2]. Этот процесс характеризуется непостоянством скорости выделения компонентов, что приводит к неоднородности параметров материала ПФГ по толщине, проявляющейся часто в виде их слоистости [3-5]. Рассматриваемая неоднородность является трудноустраняемым фактором, оказывающим сильное влияние на импульсные свойства ПФГ. Так, условия возникновения волны опрокидывания магнитного момента могут быть различными в разных слоях пленки [6]. На анализе этих условий основан один из методов исследования слоистости [6]. Известно также [6-9], что перемагничивание отдельных слоев ПФГ может происходить вращением намагниченности в полях, существенно меньших среднего значения порогового поля необратимого вращения $H_0 = H_k - 4\pi M_S$, где H_k — эффективное поле анизотропии, M_S — намагниченность насыщения. Здесь исследуется влияние неоднородности ПФГ на их основную импульсную характеристику — кривую импульсного перемагничивания (КИП), представляющую зависимость обратного времени перемагничивания τ^{-1} от амплитуды импульса магнитного поля H_H .

Исследования выполнены на магнитооптической установке, позволяющей наблюдать динамические домены и изучать поведение суммарной намагниченности перемагничиваемого образца [10]. Время нарастания поля в настоящих экспериментах не превышало 10 нс. Результаты показаны на примере пленки состава $(\text{BiYLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ толщиной $d=8$ мкм с $H_k=1.63$ кЭ и $M_S=8$ Гс. Наиболее явно влияние неоднородности на форму КИП сказывается в интервале полей H_{II} , где в той или иной форме проявляется вращение намагниченности. Его нижней границей является поле H^* , начиная с которого на сигнале выявляются



Пунктир — зависимость $x/d(H_0)$, сплошная кривая — зависимость $\tau^{-1}(H_{II})$.

начальная, «быстрая» (длительностью $\sim 10^{-8}$ – 10^{-9} с), и следующая за ней «медленная» (длительностью $\sim 10^{-7}$ с) части [7–9]. Ранее показано [11], что полю H^* соответствует один из изломов КИП и в полях $H_{II} < H^*$ перемагничивание происходит ростом зародышей обратной намагниченности. При некотором поле $H^{**} (> H^*)$ «медленная» часть на сигнале исчезает.

Нами установлено, что форма КИП в полях $H^* < H_{II} < H^{**}$ имеет сложный вид: на ней выделяется не менее 3 участков. КИП обсуждаемой пленки показана на рисунке. Видно не менее 5 достаточно протяженных участков. Для данной пленки $H^*=1.1$ кЭ, $H^{**}=2.7$ кЭ. Из анализа динамических доменов следует, что в указанном интервале полей действует механизм перемагничивания, ранее [12] исследовавшийся при квазистатическом перемагничивании имплантированных ПФГ, а при импульсном перемагничивании наблюдавшийся в работах [7, 8]. Вначале имеет место вращение намагниченности в слое пленки, в пределах которого поле H_{II} превышает локальные значения $H_0(x)$. Этой стадии соответствует «быстрая» часть сигнала. Согласно [7, 8], в результате вращения происходит «турбулентное» зарождение множества несквозных доменов. При их слиянии образуется перемагниченный слой,

отделенный от перематгничивающей торцевой доменной границей. Дальнейшее перематгничивание происходит путем ее движения. Этой стадии соответствует «медленная» часть сигнала.

Как следует из работ [7, 8], обсуждаемый механизм действует в пределах участка КИП с насыщением скорости перематгничивания (при $\tau^{-1} \approx 1-20$ мкс⁻¹). Для большинства исследованных нами пленок КИП не имели (как и на приведенном рисунке) участков с насыщением. Таким образом, «насыщение» скорости перематгничивания не является необходимым внешним признаком этого механизма.

Нами найдено также, что профиль торцевой границы заметно изменяется в процессе движения. Ее наблюдение проводилось при скрещенных поляризаторе и анализаторе. К моменту времени t^* , когда оканчивается «быстрая» часть на сигнале, наблюдается равномерное потемнение магнитооптического изображения пленки. Далее на нем появляются детали в виде полос или лабиринтов. Их ширина обычно близка к 1—2 мкм, хотя у отдельных образцов может достигать и ~ 10 мкм. По-видимому, при движении торцевой границы в импульсных полях рассматриваемой амплитуды ее структура становится неустойчивой [13]. Одним из проявлений неустойчивости является то, что разные участки границы движутся с разной скоростью. В результате граница приобретает гофрированную форму. На завершающей стадии отдельные ее участки выходят на противоположную поверхность пленки раньше других и граница разрывается.

Существенно, что переход от одного участка КИП к другому в обсуждаемом интервале полей не связан с заметными качественными изменениями в поведении намагничивности. Причину же количественных изменений (например, значения коэффициента переключения [14]) следует искать в неоднородности пленок. С этой целью исследовалось распределение порогового поля $H_0(x)$. Измерялся угол фарадеевского вращения θ_F , достигаемый к моменту t^* , когда в основном заканчивается вращение намагничивности. По величине θ_F оценивалась толщина слоя x , для которого $H_{\pi} \geq H_0(x)$.

На рисунке приведена зависимость $x/d=f(H_0)$. Согласно [7], слой с наименьшим значением H_0 располагается вблизи подложки. Если предположить, что зависимость $x/d=f(H_0)$ монотонна, то x следует измерять от подложки. Видно, что на обсуждаемой зависимости выделяется несколько участков, отражающих, очевидно, слоистую структуру ПФГ. Наиболее существенным является то, что форма КИП связана с формой кривой $x/d=f(H_0)$, совпадает число участков и близки поля, при которых имеют место изломы и ступеньки на обсуждаемых кривых. Таким образом, резкие количественные изменения в поведении суммарной намагничивности в полях $H^* < H_{\pi} < H^{**}$ обусловлены изменениями в распределении величины H_0 (следовательно, H_k и M_S). Природа этой связи пока неясна. Наиболее просто объясняются первая ступенька ($H_{\pi} \approx 1.3$ кЭ) и последний излом КИП ($H_{\pi} \approx 2.5$ кЭ). Им соответствует резкое увеличение наклона прямых, аппроксимирующих зависимость $x/d=f(H_0)$. Физически это означает, что вблизи указанных полей быстро возрастает объем пленки, перематгничиваемый вращением.

Итак, структура кривой импульсного перематгничивания определяется характером распределения порогового поля неоднородного вращения. Анализ сигнала перематгничивания может быть использован для исследования слоистости пленок. Величина $\epsilon = 2(H^{**} - H^*) / (H^{**} + H^*)$ характеризует неоднородность пленок. Для пленок с большим значением фактора качества $Q = H_k / 4\pi M_S$ можно пренебречь изменением намагничивности и $\epsilon = 2(H_k^{\max} - H_k^{\min}) / (H_k^{\max} + H_k^{\min})$, где H_k^{\max} и H_k^{\min} соответственно максимальное и минимальное значения поля анизотропии. Рассмотренные особенности импульсного перематгничивания характерны для всех исследованных нами образцов (ϵ от 0.05 до 0.8).

Список литературы

- [1] Балбашов А. М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. М.: Энергия, 1979. 216 с.
- [2] Лисовский Ф. В. Физика цилиндрических магнитных доменов. М.: Сов. радио, 1979. 192 с.
- [3] Hoekstra B. // Sol. St. Commun. 1976. Vol. 18. P. 469—471.
- [4] Аваева И. Г., Лисовский Ф. В., Мансаева Е. Г., Шаповалова В. И. // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 9. С. 1577—1587.
- [5] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Морченко А. Т., Непокойчицкий Г. А. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 12. С. 708—712.
- [6] Иванов Л. П., Логгинов А. С., Непокойчицкий Г. А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 3. С. 1006—1022.
- [7] Дудоров В. Н., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 5. С. 1549—1552.

- [8] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 5. С. 1559—1562.
 [9] Дудоров В. Н., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 5. С. 949—951.
 [10] Колотов О. С., Погожев В. А., Телесниц Р. В. // ПТЭ. 1986. № 1. С. 182—185.
 [11] Иоргов Д. И., Колотов О. С., Погожев В. А. // Доменные и магнитооптические замкнутые устройства. Тбилиси: Мецниереба, 1987. С. 153—154.
 [12] MacNeal B. E., Pulliam G. R., Fernandez de Castro J. J., Warren D. L. // IEEE Trans. Magn. 1983. Vol. MAG-19. P. 1766—1768.
 [13] Клепарский В. Г., Пинтер И. // ФТТ. 1982. Т. 24. Вып. 8. С. 2445—2450.
 [14] Колотов О. С., Погожев В. А., Телесниц Р. В. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок. М.: Изд-во МГУ, 1970. 192 с.

Московский
 государственный университет
 им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
 8 июня 1988 г.

05; 06

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ИЗМЕРЕНИЕ ШИРИНЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ

Г. С. Криличик, Е. Е. Ченурова, В. А. Папорков

Известно, что для одноосного ферромагнетика ширина 180-градусных доменных границ (ДГ) определяется соотношением

$$w = \pi \sqrt{\frac{A}{K}}, \quad (1)$$

где A — обменный параметр, K — константа одноосной анизотропии.

Оцененные по формуле (1) значения w для переходных металлов, феррит-гранатов, ортоферритов не превосходят 0.03—0.3 мкм и экспериментальное измерение таких субмикронных объектов весьма затруднено.

В последние годы получили развитие такие методики измерения ширины ДГ, как рассеяние медленных нейтронов [1], высокоразрешающая электронная микроскопия [2, 3], применимость которых, однако, ограничена толщиной изучаемого образца (не должна превосходить 0.1—0.3 мкм). Объектом наших исследований являются феррит-гранатовые пленки, широко используемые в практике, но имеющие толщину, как правило, больше 1 мкм.

В представленной работе реализована новая магнитооптическая методика измерения ширины ДГ в прозрачных магнетиках. Принципиальная возможность определения размеров субмикронных магнитных объектов по магнитооптическому контрасту на примере эффектов отражения показана в [4, 5]. В данном случае измерения были выполнены с помощью эффекта Фарадея на автоматизированном магнитооптическом микромагнетометре, подробно описанном в [6]. Образцами служили эпитаксиальные висмутсодержащие феррит-гранатовые пленки с легкой осью, перпендикулярной поверхности образца. Список образцов, их толщина t , ширина домена d , намагниченность насыщения $4\pi M_s$, поле анизотропии H_K приведены в таблице.

Изучаемые образцы имели лабиринтную доменную структуру, наблюдаемую с помощью эффекта Фарадея в поляризованном свете. Источником служил лазер с длиной волны $\lambda = 0.63$ мкм. Измерения проводились на решетке полосовых доменов. Кроме того, была измерена ширина ДГ, разделяющей коттоновские домены, в пластинке, вырезанной из монокристалла иттриевого феррит-граната параллельно кристаллографической плоскости (110).

Методика измерения ширины ДГ в описанных выше образцах состоит в следующем. При установленных параллельно плоскостям поляризации анализатора и поляризатора ДГ в плоскости изображения микроскопа фиксируются в виде светлых полос на «сером» фоне. Поясним это наглядными соображениями. В рассматриваемой конфигурации коэффициент пропускания образца и соответствующее распределение интенсивности в плоскости изображения в приближении геометрической оптики [7] характеризуются идентичными кривыми, подобными I на рис. 1. Амплитуда A световой волны, прошедшей через соседние домены, одинакова по величине и знаку и пропорциональна $\cos \alpha_0$ (α_0 — фарадеевское вращение образца). В ДГ