

05;07;11;12

## Динамический диапазон материалов для магнитооптической визуализации магнитных полей

© В.И. Бутрим, В.Г. Вишневецкий, С.В. Дубинко

Конструкторское бюро "Домен" при Таврическом национальном университете,  
95001 Симферополь, Украина  
E-mail: domain@home.cris.net

(Поступило в Редакцию 21 февраля 2000 г. В окончательной редакции 1 сентября 2000 г.)

Численными методами рассчитан диапазон перестройки собственной доменной структуры эпитаксиальных пленок феррит-гранатов в поле традиционных носителей магнитной записи. Получены зависимости предельных значений периодов сигналограмм магнитного носителя, которые могут быть визуализированы за счет перестройки доменов в пленке, от параметров носителя и пленки.

В настоящее время в связи с широким использованием магнитооптических (МО) методов обработки информации остается актуальной задача о поведении доменной структуры (ДС) эпитаксиальных пленок феррит-гранатов (ЭПФГ) в пространственно-неоднородных магнитных полях. Наибольший интерес представляет перестройка ДС в полях традиционных носителей магнитной записи (НМЗ), период неоднородности которых сравним с собственным периодом ДС ЭПФГ, а амплитуда не превышает поля коллапса собственной ДС. При этом перестройка может осуществляться как путем изменения периода собственной ДС [1–3], так и путем модуляции ширины доменов [4,5].

Расчет статистических параметров полосовой ДС, индуцированной пространственно-неоднородным полем НМЗ, равно как и условий устойчивости такой ДС, проводился в работах [1–3]. Авторы этих работ, однако, ограничились изучением "толстых" ЭПФГ, в которых реализуются "узкие" полосовые домены с собственным периодом  $d_0$ , меньшим толщины пленки  $h$ . Такие пленки пригодны для визуализации сигналограмм с большими полями рассеяния. Топографирование сигналограмм со слабо намагниченных НМЗ требует использования пленок малой толщины даже в ущерб суммарному вращению Фарадея, так как амплитуда поля рассеяния периодического сигнала экспоненциально убывает с высотой над НМЗ и с ростом пространственной частоты. Однако при толщинах, меньших, чем характеристическая длина материала ЭПФГ  $\lambda$ , период собственной ДС становится порядка толщины пленки, в этом случае результаты [1,2] неприменимы. Таким образом, для визуализации сигналограмм с малыми полями рассеяния оказывается целесообразным использовать тонкие пленки с широкими в сравнении с их толщиной доменами. Приводимые ниже расчеты справедливы для пленок с любым отношением  $x_0 = d_0/h$ .

В приближении большой одноосной анизотропии (фактор качества  $Q \gg 1$ ) в пленке реализуется собственная (лабиринтная либо полосовая) ДС с линейными доменными границами (ДГ), у которой вектор намагниченности параллелен плоскости ДГ. При этом энергия

анизотропии и обменная энергия могут быть учтены посредством энергии ДГ. Ограничимся далее рассмотрением ситуации однозначного соответствия, когда период индуцированной полем НМЗ ДС в точности равен периоду сигналограммы [1] и эффекты синусоидальной неустойчивости отсутствуют (ДГ линейны). Развитие синусоидальной неустойчивости ДГ приводит к реализации ДС, являющейся сочетанием однородно намагниченных областей в окружении лабиринтной структуры, что в известном смысле соответствует условиям формирования "аналогового" отображения поля сигналограммы путем модуляции ширины доменов [5].

Рассмотрим двухслойную систему, в которой НМЗ, являющийся источником пространственно-неоднородного поля, отделен от индикаторной ЭПФГ зазором толщины  $a$ . Предполагая, что распределение остаточной намагниченности НМЗ с продольным намагничиванием описывается гармонической функцией периода  $d$ , запишем плотность энергии системы в стандартном виде [1]

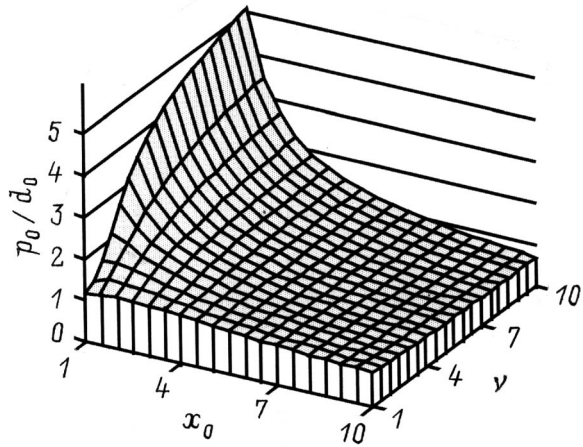
$$W(x, \nu) = \frac{4\pi M_s^2}{1+k+a_0} \left[ \frac{2\lambda_0}{x} + \frac{2}{\pi^3} x F(x) - \frac{\nu}{\pi^3} x G(x) \right], \quad (1)$$

где  $\lambda_0 = \lambda/h$ ,  $k = t/h$ ,  $a_0 = a/h$ ,  $x = p/h$ ,  $\nu = (\pi/4)(M_t/M_s)$ ;  $t$ ,  $M_t$  — толщина и остаточная намагниченность НМЗ;  $p$ ,  $M_s$  — период вынужденной ДС (равный периоду поля НМЗ) и намагниченность насыщения ЭПФГ; функции  $F(x)$  и  $G(x)$  определены следующим образом:

$$F(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} [1 - \exp(-2\pi n/x)], \quad n = 1, 3, 5, \dots;$$

$$G(x) = \exp(-2\pi a_0/x) \times [1 - \exp(-2\pi/x)] [1 - \exp(-2\pi k/x)]. \quad (2)$$

В выражении (1) первые два члена представляют собой плотности энергии ДГ и магнитостатической соответственно, последнее слагаемое описывает взаимодействие ЭПФГ и НМЗ.



**Рис. 1.** Равновесный период вынужденной ДС, номированный на собственный период  $d_0$ , как функция  $x_0$  и  $\nu$ .

Равновесный период  $p_0$  вынужденной ДС ЭПФГ определяется условием минимума  $W$  и удовлетворяет уравнению ( $q = p_0/h$ )

$$qF(q) - 2\pi Q(q) - \pi\nu \left[ G(q) \left( a_0 + \frac{q}{2\pi} \right) - R(q) \right] - \frac{\pi^3 \lambda_0}{q} = 0, \quad (3)$$

где

$$Q(q) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-\frac{2\pi n}{q}\right), \quad n = 1, 3, 5, \dots;$$

$$R(q) = \exp\left(-\frac{2\pi a_0}{q}\right) \left[ k \exp\left(-\frac{2\pi k}{q}\right) \left( 1 - \exp\left(-\frac{2\pi}{q}\right) \right) + \exp\left(-\frac{2\pi}{q}\right) \left( 1 - \exp\left(-\frac{2\pi k}{q}\right) \right) \right]. \quad (4)$$

Входящий в уравнение (3) параметр  $\lambda_0$  может быть выражен через период собственной ДС ЭПФГ  $d_0$ . Действительно, при  $\nu = 0$  из (3) получаем ( $x_0 = d_0/h$ )

$$\pi^3 \lambda_0 = x_0 [x_0 F(x_0) - 2\pi Q(x_0)], \quad (5)$$

откуда, в частности, следует, что для тонких пленок ( $\pi \lambda_0 > 1$ ) период собственной ДС имеет порядок толщины  $h$  [1]

$$x_0 = \exp(\pi \lambda_0 - c), \quad c = 1.3.$$

Итак, уравнение (3) совместно с (5) определяет равновесный период вынужденной ДС ЭПФГ как функцию периода собственной ДС и параметров системы  $\nu$ ,  $l$ ,  $a_0$ . В наименее изученной области  $p_0/h$ ,  $x_0 > 1$  это уравнение может быть решено численно. На рис. 1 приведена зависимость  $p_0/d_0$  от  $x_0$  и  $\nu$  при  $k = 1$ ,  $a_0 = 0.2$ , из которой следует, что  $p_0$  заметно превосходит  $d_0$  при больших значениях  $\nu$  и практически не зависит от  $x_0$ .

Анализ выражения (1) показывает, что энергетическая ветвь системы ЭПФГ–НМЗ лежит ниже, чем энергетическая ветвь изолированной ЭПФГ. Это означает, что

существует область изменения параметров  $x$  и  $\nu$  (при фиксированных  $k$  и  $a_0$ ), внутри которой

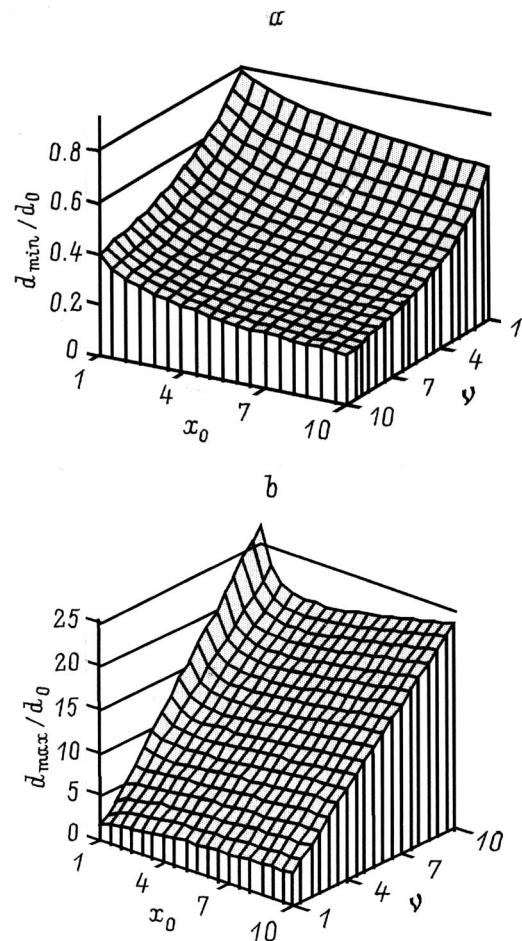
$$W(x, \nu) \leq W(x_0, \nu = 0), \quad (6)$$

и в этой области существование вынужденной ДС является энергетически более выгодным, чем собственной.

Уравнение (6) представляет собой уравнение амплитудно-частотной характеристики системы, поскольку связывает между собой частотные свойства ЭПФГ —  $x_0$  и НМЗ —  $x$  с их амплитудными характеристиками —  $\nu$ . Разрешенное относительно  $x$  это уравнение определяет границы перестройки вынужденной ДС ЭПФГ под действием поля НМЗ как функцию  $x_0$  и  $\nu$

$$\left[ F(x) - \frac{\nu}{2} G(x) \right] x^2 - \left[ x_0 F(x_0) + \pi^3 \frac{\lambda_0}{x_0} \right] x - \pi^3 \lambda_0 = 0. \quad (7)$$

Это уравнение имеет два корня, соответствующих минимальному  $p_{\min}$  и максимальному  $p_{\max}$  периодам сигналов НМЗ, которые могут быть визуализированы за счет перестройки доменов в ЭПФГ. Внутри этих



**Рис. 2.** Минимальный (а) и максимальный (б) периоды вынужденной ДС, номированные на собственный период пленки  $d_0$ , как функции  $x_0$  и  $\nu$ .

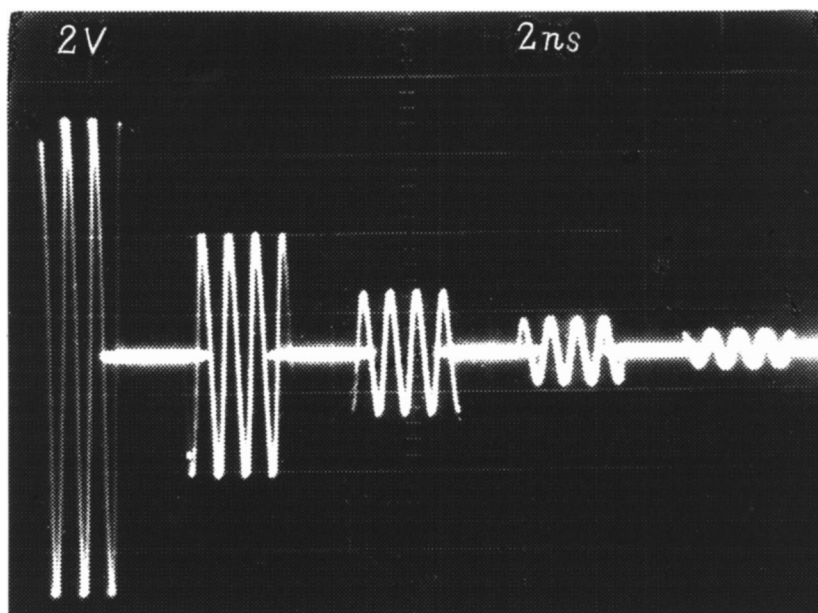


Рис. 3. Осциллограмма сигнала записи сигнальных пакетов.

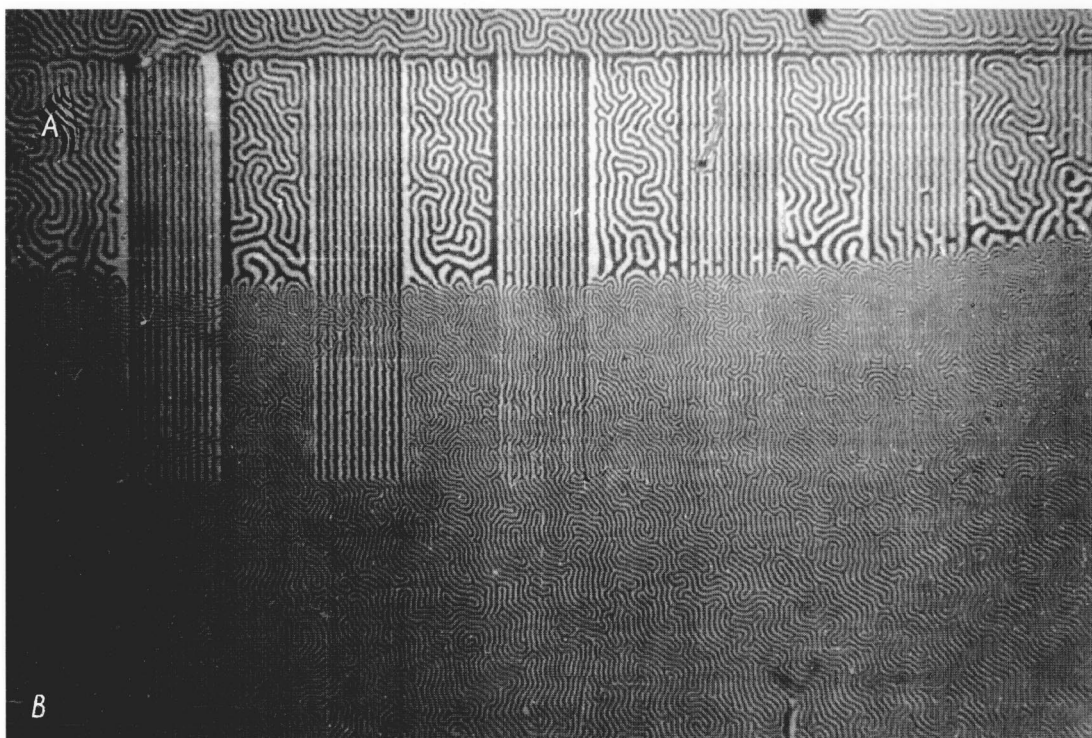


Рис. 4. Визуализация контрольной сигналограммы образцом ЭПФГ с локальным градиентом намагниченности насыщения. В области A намагниченность пленки меньше, чем в области B. Пространственный период  $50 \mu\text{m}$ .

пределов должна существовать устойчивая полосовая структура, отображающая пространственное распределение поля.

Результаты численного решения уравнения (7) приведены на рис. 2. Нетрудно видеть, что при фиксированной намагниченности ЭПФГ пределы перестройки индуцированной ДС расширяются с увеличением амплитуды поля рассеяния НМЗ. Как видно, перестройка осуществляется преимущественно в область больших (в сравнении с собственным) периодов или соответственно низких пространственных частот. На диапазон перестройки оказывают влияние и свойства самой пленки. Так, с увеличением  $x_0$ , диапазон визуализации расширяется. Следует отметить существенно различную зависимость  $p_{\min}$  и  $p_{\max}$  от параметров  $x_0$ ,  $\nu$  и  $k$ . Так,  $p_{\min}$  — монотонно убывающая функция как  $x_0$ , так и  $\nu$  и слабо зависит от  $k$ . На  $p_{\max}$  свойства самой ЭПФГ ( $x_0$ ) практически не оказывают влияния, а зависимость от  $k$  и  $\nu$  может быть представлена в виде  $p_{\max} \cong \alpha(k)\nu$ , причем  $\alpha(k)$  — монотонно возрастающая функция от  $k$ .

Разрешенное относительно  $\nu$  равенство (6) определяет порог чувствительности ЭПФГ по амплитуде  $\nu_{\min}$

$$\nu_{\min} = \frac{2}{xG(x)} \left[ \pi^3 \lambda_0 \left( \frac{1}{x} - \frac{1}{x_0} \right) + xF(x) - x_0F(x_0) \right]. \quad (8)$$

Для  $1 < x_0 < 10$  выражение (8) приближенно можно представить в виде  $\nu_{\min} \cong 0.35(\gamma - 1)$ ,  $\gamma = x/x_0 > 1$ . При совпадении периодов ДС ЭПФГ и поля НМЗ  $\gamma = 1$ , а  $\nu_{\min} = 0$ . Таким образом, условие существования вынужденной ДС (6) принимает вид:

$$p_{\min} < p < p_{\max}, \quad \nu > \nu_{\min}. \quad (9)$$

Экспериментальное определение пространственно-частотных характеристик ЭПФГ как преобразователей для устройств визуализации осуществлялось при помощи специальных контрольных сигналограмм, записанных на НМЗ (магнитную ленту) в виде ряда синусоидально намагниченных областей — сигнальных пакетов гармонического наполнения. Пространственная частота всех пакетов в пределах данной сигналограммы сохранялась постоянной, а остаточная намагниченность соседних пакетов отличалась в два раза. Для записи такой сигналограммы была сформирована последовательность импульсов тока высокочастотного подмагничивания, модулированная по амплитуде так, что амплитуда каждого последующего импульса задавалась вдвое ниже предыдущего (рис. 3). Устройство формирования пакетов обеспечивало возможность записи 11 градаций амплитуды, дискретной смены частот, оптимизации тока высокочастотного подмагничивания и контроля уровня нелинейных искажений. Запись производилась на лентах различных поливов, в том числе двухслойных. В результате были получены образцовые меры неоднородных магнитных полей с пространственными частотами в пределах от 1000 до  $5 \text{ mm}^{-1}$  включительно и максимальной остаточной намагниченностью, не превышающей 0.7 намагниченности насыщения НМЗ.

Визуализация сигнальных пакетов осуществлялась при помощи эффекта Фарадея в отраженном поляризованном свете. Пакеты, для которых выполнено условие (9), отчетливо видны на фоне собственной ДС ЭПФГ в виде полосовых доменов с периодом, равным периоду сигналограммы. Если же условие (9) не выполнено, то такие пакеты не перестраивают ДС пленки и не наблюдаются. Число наблюдаемых пакетов  $N$  связано с  $\nu_{\min}$  соотношением

$$2^N = \nu_{\max}/\nu_{\min}, \quad (10)$$

где  $\nu_{\max}$  соответствует пакету с максимальной остаточной намагниченностью (величина постоянная для данной системы ЭПФГ–НМЗ).

Из приведенной формулы следует, что число  $N$  растет с уменьшением  $\gamma$  и достигает максимума при  $\gamma \rightarrow 1$ . Этот факт иллюстрирует рис. 4, на котором приведен участок пленки с искусственно созданным скачком намагниченности (собственным периодом) в поле НМЗ с сигналом, записанным в соответствии с рис. 3. В области  $A$   $\gamma = 1.2$  и число наблюдаемых пакетов  $N = 5$ , а в области  $B$   $\gamma = 0.5$  и  $N = 2$ . Число  $N$  определяет также динамический диапазон перестройки собственной ДС

$$D = 20 \lg 2^N. \quad (11)$$

График зависимости  $D$  от  $x$  при фиксированных  $x_0$ ,  $\nu_{\max}$  приведен на рис. 5, из которого следует, что  $D$  имеет особенность при  $\gamma \rightarrow 1$ . Оценка динамического диапазона ЭПФГ производилась путем подсчета числа пакетов  $N$ , различаемых при визуализации, и для области  $A$  пленки (рис. 4) составляет 24 dB, а для области  $B$  — 18 dB. Большинство ЭПФГ с перпендикулярной анизотропией, работающих в устройствах визуализации, характеризуется величиной  $D \sim 30\text{--}35$  dB, причем эта величина имеет тенденцию к снижению на высоких пространственных частотах, что согласуется с проделанными выше расчетами.

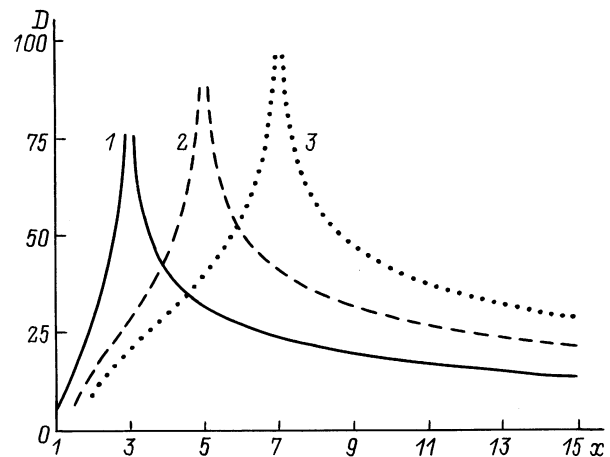


Рис. 5. Динамический диапазон  $D$  как функция  $x$  при  $\nu_{\max} = 7$ .  $x_0$ : 1 — 3, 2 — 5, 3 — 7.

Таким образом, из приведенного выше анализа магнитостатических взаимодействий в системе ЭПФГ–НМЗ следует, что а) величина  $D$  имеет максимум при  $\gamma \rightarrow 1$ , при этом чувствительность также имеет максимум ( $\nu_{\min} \rightarrow 0$ ); б) ширина интервала перестройки индуцированной ДС наиболее существенным образом зависит от отношения намагниченностей ленты и пленки; в) для визуализации сигналов высоких пространственных частот целесообразно применять пленки с большим отношением  $d_0/h$ ; г) визуализация больших пространственных периодов требует увеличения параметра  $k$  для применяемых ЭПФГ.

## Список литературы

- [1] Герус С.В., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. // Микроэлектроника. 1981. Т. 10. Вып. 6. С. 506–515.
- [2] Neubert S., Lehureau J., Colineau J., Castera J. // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. 23. N 3. P. 1919–1922.
- [3] Кубраков Н.Ф. // Тр. ИОФАН. 1992. Т. 35. С. 136–164.
- [4] Гладкий С.А., Давиденко И.И., Дидык Э.П. и др. // УФЖ. 1991. Т. 36. № 1. С. 103–107.
- [5] Волик В.В., Давиденко И.И., Коваленко В.Ф., Ляхимец С.Н. // Микроэлектроника. 1996. Т. 25. № 6. С. 467–471.