

Фотоиндуцированная деформация доменных границ в феррит-гранатовых пленках ЖИГ:Со

© И.И. Давиденко, А. Ступакевич, А.Л. Сукстанский*, А. Мазевски

Institute of Physics Warsaw University Branch,
15-424 Białystok, Poland

*Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,,
340114 Донецк, Украина

(Поступила в Редакцию 24 апреля 1997 г.)

Представлены экспериментальные результаты изучения деформации доменных границ в эпитаксиальных пленках ЖИГ с примесью Со под воздействием облучения линейно поляризованным светом. Предложена простая теоретическая модель, позволяющая объяснить наблюдаемые эффекты появлением в освещаемом объеме пленки фотоиндуцированной анизотропии. Экспериментальные результаты количественно описаны в рамках разработанной модели.

Известно, что большинство поляризационно зависимых фотоиндуцированных магнитных эффектов (ФИМЭ) обусловлено возникновением в магнетике дополнительной фотоиндуцированной магнитной анизотропии (ФИА), что в свою очередь приводит к изменению распределения намагниченности в магнетике: различным спин-переориентационным переходам, трансформации доменных границ и т. д. Микроскопический механизм ФИМЭ связан с существованием в кристаллической решетке мобильных светочувствительных анизотропных центров [1]. В частности, в наиболее изученных с точки зрения фотомагнитных эффектов кристаллах ЖИГ с примесями кремния (ЖИК:Si) [2–4] такими центрами являются сильно анизотропные ионы Fe^{2+} , нарушающие исходную кубическую анизотропию и обуславливающие появление локальных осей симметрии вдоль одного из четырех направлений типа $\langle 111 \rangle$. В термодинамически равновесном состоянии ионы Fe^{2+} равномерно распределены между четырьмя неэквивалентными октаэдрическими позициями, и макроскопическая симметрия магнетика остается кубической. Однако под действием линейно поляризованного света происходит перераспределение ионов Fe^{2+} между этими позициями, что и обуславливает возникновение макроскопической ФИА.

Повышение температуры приводит к росту скорости релаксации системы в равновесное состояние, т. е. к разрушению ФИА, поэтому в кристаллах ЖИГ:Si ФИМЭ удастся наблюдать только при криогенных температурах. В связи с этим интерес представляет обнаружение ФИМЭ при значительно более высоких температурах (вплоть до комнатных) в эпитаксиальных пленках ЖИГ, легированных Со (ЖИГ:Со) [5,6]. В этих пленках микроскопический механизм ФИА связан с замещением железа в октаэдрических позициях ионами Co^{2+} , которые также нарушают кубическую симметрию лигандного окружения и, как известно [7], являются значительно более анизотропными, чем ионы Fe^{2+} . Кроме того, термическая релаксация неравновесного распределения заселенностей неэквивалентных октаэдрических узлов в

случае ионов Co^{2+} сопряжена с преодолением большего энергетического барьера, что, по-видимому, и является основной причиной существования ФИМЭ в ЖИГ:Со при более высоких температурах.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального наблюдения поляризационно зависимого ФИМЭ в пленках ЖИГ:Со и их теоретическая интерпретация в рамках простой феноменологической модели. Эксперименты проводились на феррит-гранатовой пленке состава $Y_2Ca_1Fe_{3.9}Co_{0.1}Ge_1O_{12}$ толщиной $10 \mu m$, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на ГГГ-подложке. Основные магнитные параметры пленки следующие [8]: $4\pi M_s = 90 G$, константы кубической и одноосной магнитной анизотропии соответственно равны $K_1 = -10^4 \text{ erg/cm}^3$ и $K_0 = -2.5 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$. Оси легкого намагничивания незначительно отклонены от направлений типа $\langle 111 \rangle$.

В экспериментальной установке для возбуждения и детектирования ФИМЭ (с помощью эффекта Фарадея) использовался линейно поляризованный луч аргонового лазера ($\lambda = 0.488 \mu m$, $P = 35 \text{ mW}$). Световой пучок фокусировался на поверхности пленки и пятно радиусом $R = 50 \mu m$ на границе между доменами с намагниченностью вблизи направлений $[111]$ и $[1\bar{1}1]$. Ориентация вектора поляризации падающего света варьировалась в плоскости образца между кристаллографическими осями $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. Интегральный сигнал, полученный при детектировании модулированного лазерного пучка, соответствовал изменению намагниченности в области лазерного пятна. Экспериментальная установка на базе поляризационного микроскопа позволяла визуализировать доменную структуру (ДС) с использованием мало-мощной галогеновой лампы и регистрировать изменение ДС с последующей цифровой обработкой с помощью видеокамеры ПЗС с компьютерной картой "frame grabber" в составе IBM-PC. Исследования проводились в широком температурном интервале, однако анализ температурных зависимостей ФИМЭ выходит за рамки настоящей работы, и далее мы ограничимся лишь результатами, полученными при фиксированной температуре $T = 231 K$.

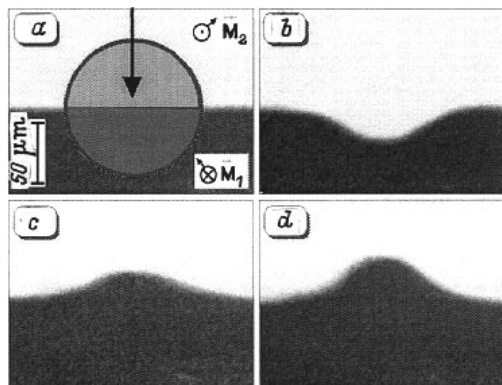


Рис. 1. Доменная граница и конфигурация намагниченности в доменах. *a* — начальное состояние, *b–d* — после освещения: $t = 40$ (*b, d*) и 5 s (*c*), $b - e \parallel [1\bar{1}0]$, $c, d - e \parallel [110]$. Стрелкой (*a*) показано место облучения.

Под действием света наблюдалась деформация доменной границы (ДГ) в освещенной области. На рис. 1 представлены типичные изображения ДГ в начальном состоянии (до облучения) (рис. 1, *a*) и после облучения различной длительности (рис. 1, *b, c*) и различной поляризации (рис. 1, *b, d*). На рис. 2 представлена экспериментально зарегистрированная динамика фотоиндуцированной деформации ДГ, т. е. изменение площади (ΔS) перемагненного участка в облучаемой области (различные кривые соответствуют различным поляризациям света). Как видно из рис. 2, деформация ДГ в начале процесса идет практически с постоянной скоростью, затем скорость уменьшается и по истечении достаточно большого промежутка времени (десятки секунд) достигает насыщения. Поляризационная зависимость времени t_s представлена на рис. 3. Отметим, что и начальная скорость деформации ДГ, и ее амплитуда в насыщенном состоянии существенно зависят от поляризации лазерного пучка, причем t_s минимально, если падающий свет поляризован вдоль осей $[110]$ или $[1\bar{1}0]$, соответствующих плоскостным составляющим намагниченности в доменах.

Как отмечено выше, экспериментально наблюдаемое фотоиндуцированное смещение ДГ обусловлено возникновением ФИА в освещенной области пленки (возможностью термомагнитной природы этого эффекта можно пренебречь в силу его сильной поляризационной зависимости). Для описания полученных результатов мы воспользуемся феноменологическим подходом, развитым в работе [9], в рамках которого в выражение для плотности энергии магнитной анизотропии в освещенной области магнетика вводится зависящее от времени дополнительное слагаемое, которое равно нулю в начальном состоянии (т. е. при $t = 0$) достигает насыщения при $t \sim \tau$, τ — характерное время процесса. Это дополнительное слагаемое может быть разложено в ряд по компонентам единичного вектора намагниченности \mathbf{m} . Если в этом разложении ограничиться квадратичными по компонентам \mathbf{m} слагаемыми, то, согласно [9], эффективная

плотность энергии магнитной анизотропии может быть записана в виде

$$w(\mathbf{m}, \mathbf{e}, t) = -\frac{K_0}{2}(\mathbf{m}, \mathbf{n})^2 + K_1(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) \times \left[F_1(m_x m_y e_x e_y + m_x m_z e_x e_z + m_y m_z e_y e_z) + G_L(m_x^2 e_x^2 + m_y^2 e_y^2 + m_z^2 e_z^2)\right], \quad (1)$$

где три первых слагаемых соответствуют обычной энергии анизотропии в эпитаксиальной феррит-гранатовой пленке (K_0 — константа одноосной ростовой анизотропии, \mathbf{n} — соответствующая ось, K_1 и K_2 — первая и вторая константы кубической анизотропии соответственно), а последнее описывает ФИА, F_L и G_L — некоторые феноменологические константы, \mathbf{e} — вектор поляризации света.

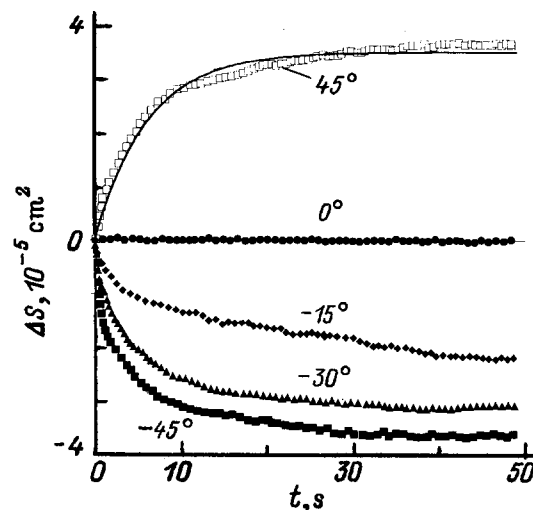


Рис. 2. Динамика фотоиндуцированной деформации ДГ при различной поляризации света. Угол φ отсчитывается от оси $[100]$. Точки — эксперимент, сплошная кривая — теория.

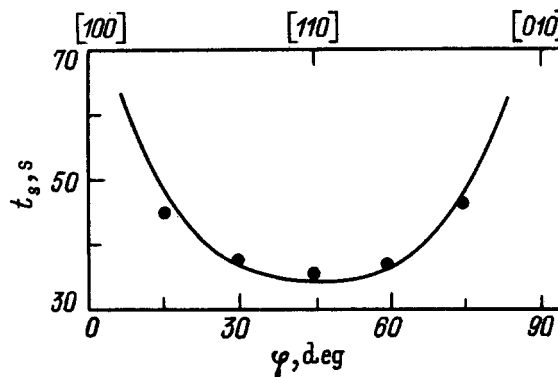


Рис. 3. Поляризационная зависимость времени насыщения фотоиндуцированной деформации ДГ. Точки — эксперимент, сплошная кривая — теория.

Для используемой в настоящей работе геометрии эксперимента, в которой векторы намагниченности в доменах ориентированы приблизительно вдоль осей [111] и $[1\bar{1}1]$, зависящие от времени эффективные константы анизотропии β_1 и β_2 в доменах с плоскостными составляющими $\mathbf{m}_1 \parallel [110]$ и $\mathbf{m}_2 \parallel [1\bar{1}0]$, согласно общему выражению (1), имеют вид

$$\beta_{1,2}(t) = \frac{1}{6} \left\{ 2K_1 - K_0 + \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \times (\pm f_L \sin 2\varphi + 2G_L) \right\}, \quad (2)$$

где φ — угол, который составляет вектор поляризации \mathbf{e} с осью [100].

Таким образом, при облучении поляризованным светом (с $\sin 2\varphi \neq 0$) плотности энергии в доменах становятся различными, что приводит к увеличению объема, занимаемого энергетически более выгодным доменом, и, следовательно, к смещению ДГ. С другой стороны, этому смещению препятствуют 1) рост энергии границы и 2) энергия магнитоэлектростатического взаимодействия, связанная с влиянием соседних ДГ.

Поскольку время перестройки ДГ τ под действием света (десятки секунд) очень велико по сравнению с характерными временами релаксации в магнитной системе кристалла, процесс фотоиндуцированной деформации границы можно рассматривать квазистатически, и ее равновесная форма в каждый момент времени t может быть определена путем минимизации полной энергии ДГ при фиксированных значениях констант анизотропии $\beta_{1,2}(t)$.

Энергию границы (на единицу толщины пленки), отсчитываемую от энергии недеформированной границы, можно представить в виде

$$E = \sigma \int_{-\infty}^{+\infty} dx \left\{ \left[1 + \left(\frac{df(x)}{dx} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \right\} + \frac{K}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dx [f(x)]^2 + [\beta_2(t) - \beta_1(t)] \int_{-R}^{+R} dx f(x), \quad (3)$$

где функция $f(x)$ описывает равновесную форму ДГ, R — радиус светового пятна на поверхности пленки, σ — плотность энергии ДГ, k — коэффициент жесткости ДС, обусловленный влиянием соседних границ. В соответствии с [10] $k = 16\pi\eta M_s^2/d$, где M_s — намагниченность насыщения, η — численный коэффициент, составляющий величину порядка единицы, а расстояние между соседними ДГ $d \sim 100 \mu\text{m}$. При записи (3) мы считали, что функция $f(x)$ убывает достаточно быстро и $f(R)/f(0) \ll 1$.

Аналитическая минимизация функционала (3) в общем виде не представляется возможной, поэтому воспользуемся вариационным методом, используя пробную функцию вида

$$f(x) = b \operatorname{sech}\left(\frac{x}{a}\right), \quad (4)$$

где a и b — вариационные параметры.

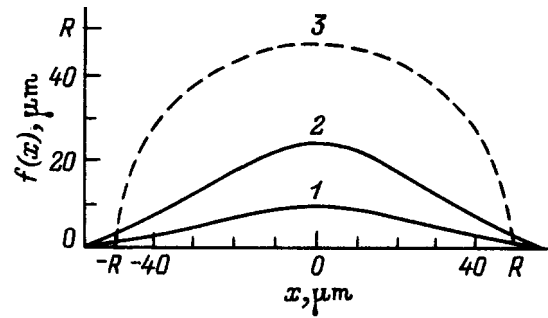


Рис. 4. Теоретическое моделирование фотоиндуцированной деформации ДГ. 1 — $f(x, t_1)$, 2 — $f(x, t_2)$, 3 — световое пятно. Стрелкой показана ДГ.

Подставляя (4) в (3) и считая, что $[df(x)/dx]^2 \ll 1$, получим энергию ДГ как функцию параметров a и b .

$$E(a, b) = \sigma \frac{b^2}{3a} + kab^2 - 2\beta ab \arcsin\left(\operatorname{th} \frac{R}{a}\right), \quad (5)$$

где $\beta = \beta_1 - \beta_2$.

Учитывая, что при реальных значениях параметров справедливо неравенство $\gamma = \sigma/3kR^2 \ll 1$, решение вариационных уравнений $\partial E/\partial a = 0$, $\partial E/\partial b = 0$ можно представить в виде

$$a = \frac{R}{u}, \quad b = \frac{\beta}{k} \arcsin(\operatorname{th} u) \quad (6)$$

где безразмерный параметр u определяется трансцендентным уравнением $\operatorname{th} u = \sin(2u/\operatorname{ch} u)$ и равен $u \approx 1.7$. Следовательно, $a \approx R/1.7$, $b \approx 1.2\beta/k$.

Таким образом, видно, что амплитуда отклонения ДГ от положения равновесия прямо пропорциональна величине β . Используя оценки для параметров пленки $\beta \sim 1.0K_1 \sim 10^3 \text{ erg/cm}^3$, $\sigma \sim 1 \text{ erg/cm}^2$, $k \sim 10^6 \text{ erg/cm}^4$, получим $\gamma \sim 10^{-2}$, $(df/dx)^2 \sim 10^{-2}$, что оправдывает использованные выше приближения.

Теоретические кривые $f(x)$ при различных значениях времени освещения t представлены на рис. 4. Сопоставление неизвестных феноменологических параметров ФИА F_L и τ показало, что наилучшее согласие с экспериментальными данными достигается при $F_L = 0.07K_1$, $\tau = 17 \text{ s}$. Соответствующие теоретические зависимости показаны на рис. 2, 3 сплошными линиями. Полученное удовлетворительное соответствие теоретических и экспериментальных результатов свидетельствует об адекватности использованной теоретической модели реальной экспериментальной ситуации.

Список литературы

- [1] В.Ф. Коваленко, Э.Л. Нагаев. УФН **148**, 561 (1986).
- [2] J.F. Dillon, E.M. Gyorgy, J.P. Remeika. Phys. Rev. Lett. **23**, 643 (1969).
- [3] R.W. Teale, D.W. Temple. Phys. Rev. Lett. **19**, 904 (1967).

- [4] В.Ф. Коваленко, Е.С. Колежук, П.С. Куц. ЖЭТФ **81**, 1399 (1981).
- [5] A.B. Chizhik, S.N. Lyakhimets, A. Maziewski, M. Tekielak. J. Magn. Magn. Mater. **140–144**, 2111 (1995).
- [6] S.G. Rudov, M.V. Verchenko, V.G. Veselago, A. Maziewski, M. Tekielak, S.N. Lyakhimets, J.M. Desvignes. IEEE Trans. Magn. **30**, 791 (1994).
- [7] F.K. Lotgering. J. Phys. Chem. Sol. **36**, 1183 (1975).
- [8] A. Maziewski. J. Magn. Magn. Mater. **88**, 325 (1990).
- [9] I.I. Davidenko, S.N. Lyakhimets, V.F. Kovalenko. Phase Trans. **50**, 255 (1994).
- [10] Б.А. Иванов, М. Киселевский, С.Н. Ляхимец, А. Мазевский. ЖЭТФ **101**, 1894 (1992).