

УДК 537.87

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ В «ТОНКОЙ СТРУКТУРЕ» ПОЛОСОВЫХ ДОМЕНОВ В ПЛЁНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

А.Л. Хвалин

(Саратовский государственный университет)

Предложена модель полосовой доменной структуры. Она позволяет объяснить появление периодичной «тонкой структуры» (ТС), которая проявляется в виде тёмных поперечных полос, пересекающих полосовой домен. Исследование имеет важное практическое значение, поскольку позволяет объяснить магнитную микроструктуру полосовых доменов и уточнить параметры плёнок железо-иттриевого граната при проектировании ряда устройств (резонаторов, фильтров, подавителей шума и пр.).

Ключевые слова: полосовая доменная структура, железо-иттриевый гранат, магнитооптические методы, вектор намагниченности.

Полосовые доменные структуры (ПДС) в ферритовых плёнках описаны в ряде классических работ. Полосовые домены со смежными границами имеют сонаправленные векторы намагниченности. Поскольку они могут визуально различаться при исследовании с помощью магнитооптических методов (Керра или Фарадея), кроме продольной должна существовать перпендикулярная к поверхности плёнки составляющая векторов намагниченности. Такие модели полосовых доменных структур представлены, например, в [1 – 3].

Так называемая «тонкая структура» ПДС, полученная сравнительно недавно в ЗАО «НИИ Материаловедения», г. Зеленоград авторами [4] при использовании улучшенного варианта метода Керра, проявляется в виде тёмных поперечных полос на фоне полосового домена (рис. 1).

Классическая модель ПДС [1] не объясняет причины возникновения и строгую периодичность тонкой структуры (ТС).

В работе [5] описаны доменные границы смешанного Блоховско-Неелевского типа (граница типа «колючая проволока»). Однако такое объяснение справедливо лишь для плёнок субмикронной толщины, т. е. имеющих промежуточное значение толщины от сверхтонких плёнок с границами по Неелю к более толстым плёнкам с границами по Блоху. В то же время средства визуального наблюдения позволяют наблюдать ТС в плёнках железо-иттриевого граната (ЖИГ) существенно большей толщины: 5 – 10 мкм и более, т. е. в случаях, когда доменные границы явно не имеют Неелевскую структуру.

Представленный в [3] подход к объяснению свойств ПДС связан с влиянием наведённой анизотропии, но отсутствует модель возникновения периодичной ТС.

В настоящей статье предложена модель ПДС, позволяющая объяснить появление периодичной ТС в плёнках ЖИГ. Использован метод анализа ПДС в терминах скалярного магнитостатического потенциала, представленный в работах [6 – 8]. Метод анализа основан на использовании понятия магнитного диполя. Такой подход позволяет в явном виде задать магнитную микроструктуру ЖИГ, представляющую собой некоторое начальное распределение вектора намагниченности и решить задачу оптимизации при нахождении минимума целевой функции (полная энергия ПДС) с варьируемыми параметрами: длина и ширина микродоменов (элементарных объёмов на рис. 2), азимутальный и полярный углы вектора магнитного момента в микродоменах.

ПДС представляется в виде системы магнитных диполей (векторов магнитных моментов в элементарных объёмах на рис. 2). В использованном алгоритме учитывается угол α наклона оси лёгкого намагничивания (ОЛН) к плоскости плёнки ЖИГ с кристаллографическими индексами [111]:

$$\alpha = \pi / 2 - 2\arctg(1 / \sqrt{2}).$$

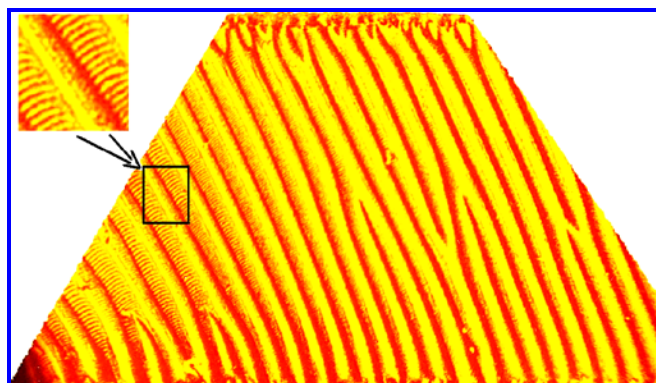


Рис. 1. Фотография полосовой доменной структуры в эпитаксиальной (ЭС) плёночной структуре железо-иттриевого граната толщиной 10 мкм

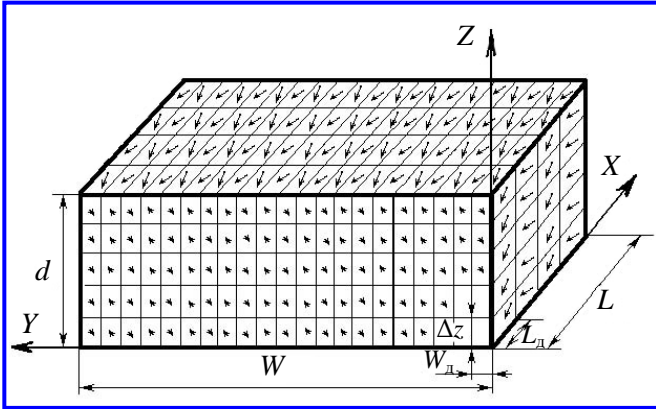


Рис. 2. Модель ПДС с разбиением на элементарные объёмы

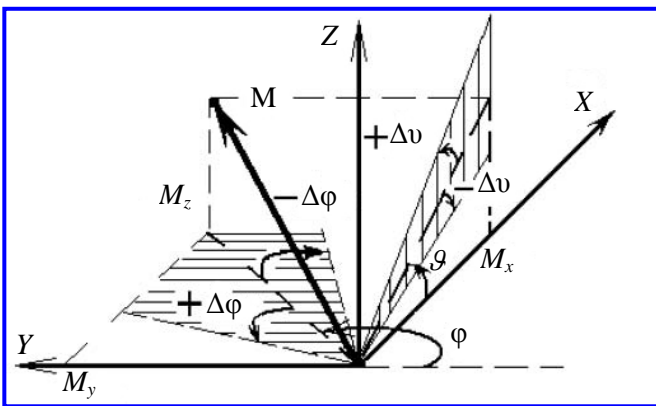


Рис. 3. Магнитный момент M элементарного объёма

Порядковый номер элементарного объёма при разбиении ПДС на элементы вдоль осей OX , OY , OZ задаётся с помощью индексов i, j, k ($i = 1, N_x; j = 1, N_y; k = 1, N_z$) соответственно.

На рис. 3 показан вектор магнитного момента M элементарного объёма ($|M| = |M_s| W_d L_d \Delta z$, M_s – намагниченность насыщения ЖИГ). Координаты геометрического центра элементарного объёма с индексами (i, j, k) определяются координатами $x(i)$, $y(j)$, $z(k)$ соответственно (см. рис. 2). Ориентация вектора M задаётся с помощью углов (азимутального $\varphi(i, j, k)$ и полярного $\vartheta(i, j, k)$ на рис. 3). Отклонение вектора M от оси OX задаётся углами в горизонтальной плоскости $\Delta\varphi$ и вертикальной плоскости $\Delta\vartheta$. В соседних микродоменах направления векторов задаются углами: в j -ом домене $\varphi_j = \varphi + \Delta\varphi_j$ и $\vartheta_j = \vartheta + \Delta\vartheta_j$, а в $(j + 1)$ -ом домене $\varphi_{j+1} = \varphi - \Delta\varphi_{j+1}$ и $\vartheta_{j+1} = \vartheta - \Delta\vartheta_{j+1}$. В предельных случаях значения соответствующих углов равны: для доменной структуры (ДС) Неелевского типа $\Delta\varphi = \pm 90^\circ$ и $\Delta\vartheta = 0^\circ$, для ДС с распределением векторов по Блоху $\Delta\vartheta = \pm 90^\circ$, $\Delta\varphi = 0^\circ$.

При создании модели ПДС учитывались следующие виды энергии: магнитостатическая, обменного взаимодействия и магнитной анизотропии [7, 8].

Магнитостатическую энергию ПДС (или энергию размагничивания) можно определить как энергию взаимодействия магнитных диполей. В связи с этим исследуемый объём пленки ЖИГ, включающий домены 1, 2 и границу, представляется в виде системы магнитных диполей.

Магнитостатическая энергия W_{mc} ПДС равна сумме энергий отдельных диполей в магнитном поле, создаваемом всеми остальными диполями, входящими в состав ПДС:

$$W_{mc} = -0,5 \sum (M_x H_x + M_y H_y + M_z H_z).$$

Объёмная плотность энергии магнитной анизотропии ω_A для кубического кристалла определяется следующим образом:

$$\omega_A = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) = K_1 0,5 (1 - \alpha_1^4 - \alpha_2^4 - \alpha_3^4),$$

где $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – косинусы направляющих углов вектора магнитного момента с ОЛН. Поскольку рассматриваем одноосный кристалл, α_2 и α_3 полагаем равными нулю; K_1 – константа магнитной анизотропии.

Абсолютная величина энергии анизотропии W_A ПДС определяется путём суммирования по всем элементарным объёмам:

$$W_A = \sum \omega_{Ai} \Delta x \Delta y \Delta z.$$

Объёмная плотность энергии обменного взаимодействия $\omega_{об}$ для кубического кристалла определяется следующим образом:

$$\omega_{об} = A [(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2],$$

где ∇ – оператор Гамильтона в декартовой системе координат; A – константа обменного взаимодействия.

Абсолютная величина энергии обменного взаимодействия ПДС определяется путём суммирования по всем элементарным объёмам:

$$W_{об} = \sum \omega_{обj} \Delta x \Delta y \Delta z.$$

Таким образом, полная энергия доменной границы (ДГ) определяется суммой трёх видов энергий

$$W = W_{mc} + W_A + W_{об}.$$

В отличие от известных подходов метод позволяет в явном виде учесть и оптимизировать магнитную

микроструктуру ферромагнетика, поскольку ферромагнетик представляется в виде системы «магнитных стрелок» – магнитных диполей, направления которых можно задавать независимо друг от друга.

Для выявления тенденций в эволюции доменной структуры при изменении толщины плёнки необходимо решить задачу оптимизации микродоменной структуры ПДС, т. е. найти закономерности в распределении векторов магнитных моментов в каждом элементарном объёме, входящем в состав ДС.

Задача оптимизации формулируется следующим образом. Целевая функция (полная энергия ДС) включает магнитостатическую энергию, энергию анизотропии, обменную энергию [7, 8]. Минимум целевой функции достигается при варьировании геометрических размеров ($W_d, L_d, \Delta z$) микродоменов (элементарных объёмов на рис. 2) и углов наклона (азимутального $\varphi(i, j, k)$ и полярного $\vartheta(i, j, k), i = 1, N_x; j = 1, N_y; k = 1, N_z$) векторов магнитных моментов в них (см. рис. 3).

В результате решения задачи оптимизации создана обобщённая модель ПДС, представленная ниже, позволяющая в рамках единой модели описать причины появления ТС в плёнках ЖИГ различной толщины. Азимутальный φ и полярный ϑ углы определяются следующим образом:

$$\varphi(i, j) = \pi / 2 + (-1)^{(i+j)} \Delta\varphi;$$

$$\vartheta(i, j) = (-1)^{(i+j)} \Delta\vartheta.$$

Проекции векторов магнитных моментов для обобщённой модели ДС показаны на рис. 4. Стрелками показаны направления магнитных моментов в соседних микродоменах.

На рис. 5 показано пространственное распределение магнитостатических зарядов в традиционной и обобщённой моделях ПДС. Традиционная модель [1] предполагает отклонение векторов магнитных моментов от оси OX только в плоскости ZOX . Однако из рис. 5, а видно, что на поверхностях плёнки ЖИГ при этом должны появиться нескомпенсированные магнитостатические заряды, создающие дополнительное магнитное поле в направлении оси OY , что не учитывается в модели [1].

Результаты численных экспериментов по обобщённой модели и рассуждения на основе рис. 5 позволяют сделать вывод о необходимости введения чередующихся отклонений векторов магнитных моментов в микродоменах от оси OX в обеих плоскостях: ZOX и XOY . Как показано на рис. 5, б, при этом на поверхностях плёнки ЖИГ возникают

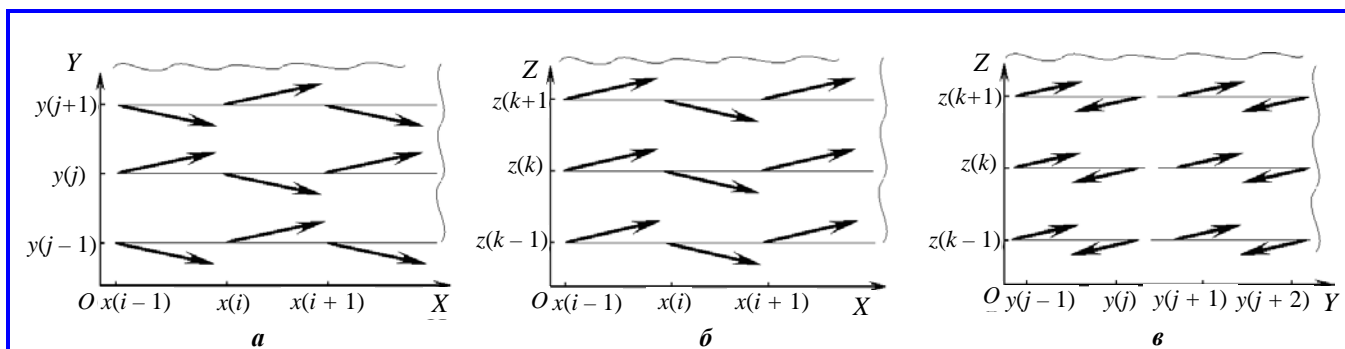


Рис. 4. Проекция векторов магнитных моментов в сечениях ДС в плоскостях: а – XOY ; б – XOZ ; в – ZOY

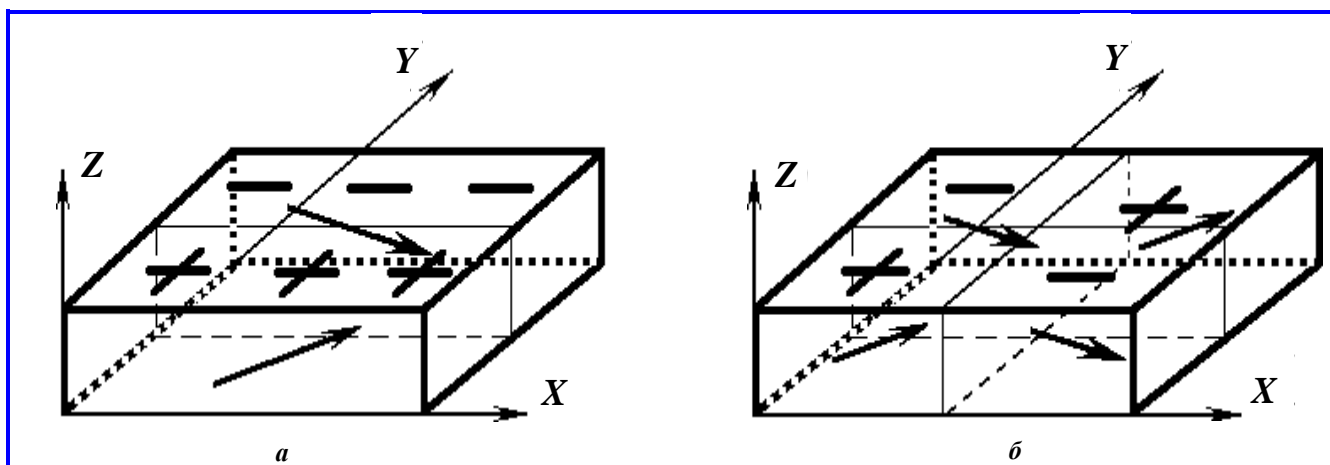


Рис. 5. Распределение магнитостатических зарядов в моделях ПДС (показаны знаками «+» и «-»): а – по [1]; б – по обобщённой модели

магнитоэлектрические заряды чередующихся знаков, что, очевидно, приводит к уменьшению магнитоэлектрической энергии ПДС.

Приведённые выше результаты позволяют сделать следующий вывод. Возникновение нормальных составляющих векторов намагниченности в ТС, кроме дислокаций кристаллической решётки и наведённой анизотропии [3], можно объяснить наклоном ОЛН к плоскости эпитаксиальной плёночной структуры (ЭС) (например в плёнках ЖИГ с кристаллографическими индексами [111]). Также можно предположить, что периодичность ТС связана с периодичностью магнитной структуры ЭС в направлении вдоль полосовых доменов.

Полученные результаты подтверждают результаты экспериментов [3] о возможности визуального наблюдения с помощью магнитооптических методов тонкой структуры ПДС в плёнках ЖИГ толщиной 5 – 10 мкм и выше, что объясняется увеличением углов наклона векторов магнитных моментов в микродоменах к плоскости плёнки.

Автор выражает благодарность д-ру физ.-мат. наук В.В. Тихонову за полезные обсуждения материала статьи и предоставленные результаты экспериментов.

Литература

1. Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. Магнитные

характеристики и практические применения / С. Тикадзуми; пер. с японского. – М. : Мир, 1987. – 419 с.

2. Ахуткина А. И. Квазистатическая полосовая доменная структура в плёнках ферритов-гранатов / А. И. Ахуткина, Т. Б. Шапаева // Вестник МУ. Серия Физика. Астрономия. – 2000. – № 1. – 64 – 66.

3. Локк Э.Г. Доменная структура в магнитных плёнках с намагниченностью насыщения большей поля анизотропии / Э. Г. Локк, М. П. Темиряева, В. И. Щеглов // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2010. – Т. 74. – № 10. – С. 1413 – 1415.

4. High resolution sensitive magneto-optic ferrite garnet films with planar anisotropy / R. M. Grechishkin, M. Yu. Goosev, S. E. Pyashenko, N. S. Neustroev // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – Vol. 157 – 158. – P. 305 – 306.

5. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений / Г.С. Кринчик. – М. : Изд-во Моск. ун-та, 1976. – 367 с.

6. Сапожников А. Б. Теоретические основы электромагнитной дефектоскопии металлических тел: в 2 т. / А. Б. Сапожников. – Томск: Изд. Томского ун-та, 1980. – Т. 1. – 308 с.

7. Хвалин А. Л. Магнитоэлектрические модели 180-градусных доменных границ в одноосных плёнках ЖИГ антенны / А. Л. Хвалин. – 2011. – № 11. – С. 51 – 57.

8. Хвалин А. Л. Моделирование магнитной микроструктуры полосовых доменов в плёнках ЖИГ гетеромагнитная микроэлектроника: сб. науч. тр. / А. Л. Хвалин; под ред. проф. А. В. Ляшенко. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2011. – Вып. 11. – С. 4 – 14.

Поступило в редакцию 07.01.2012

*Александр Львович Хвалин, канд. техн. наук, доцент,
e-mail: Khvalin63@mail.ru, т. (845) 278-44-55.*