

- [6] Белогорцев А.Б., Ваврич Д.М., Третьяков О.А. // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 2, С. 284-293.
- [7] Wolf A., Swift J.B., Swinney H.L., Vastano J.A. // Physica. 1985. V. 16D, P.285-317.

Харьковский государственный университет им. А.М. Горького

Поступило в Редакцию
9 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 9

12 мая 1989 г.

06.3; 07

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ПОЛОСОВОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ С ВОЛНИСТЫМИ ГРАНИЦАМИ

Р.М. Г р е ч и ш к и н, Ю.Н. З у б к о в,
Д.И. С е м е н ц о в

Интерес к доменным структурам с двумерной регулярностью (например, решеткам цилиндрических магнитных доменов), реализуемым в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов с преобладающей одноосной анизотропией, и дифракции света на этих структурах [1-4] обусловлен широкими возможностями их практического использования в опто- и микроэлектронике.

В настоящей работе сообщается о новых дифракционных эффектах, полученных на пленках Bi -замещенных гранатов со специфической полосовой доменной структурой (ПДС). Ее особенностью является двумерная регулярность, проявляющаяся как в периодичности доменов, так и отдельной доменной границы (ДГ).

В эксперименте исследовались эпитаксиальные пленки композиции $(BiLu)_3Fe_5O_{12}$, выращенные на подложках гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111). Образец имел следующие параметры: толщина $L = 13.5$ мкм, равновесный период ПДС $D = 5.5$ мкм, удельное фарадеевское вращение $\theta_F = 1.2$ град/мкм, $4\pi M_S = 1850$ гс, поле одноосной анизотропии $H_K = 1110$ э.

На рис. 1, а представлено изображение исходной лабиринтной ДС, полученное в проходящем свете в отсутствие магнитного поля при установке анализатора и поляризатора на контраст ДГ. Для данной ДС характерна извилистость ДГ, отчетливо проявляющаяся на линейных участках. При включении плоскостного поля H , превышающего поле насыщения $H_S \approx 400$ э, и при последующем его понижении в пленке реализуется четко выраженная ПДС с волнистыми доменными границами (рис. 1, б). Указанная структура, снятая при установке анализатора и поляризатора на максимальный контраст доменов, представлена на рис. 1, в. Та же ДС, но снятая

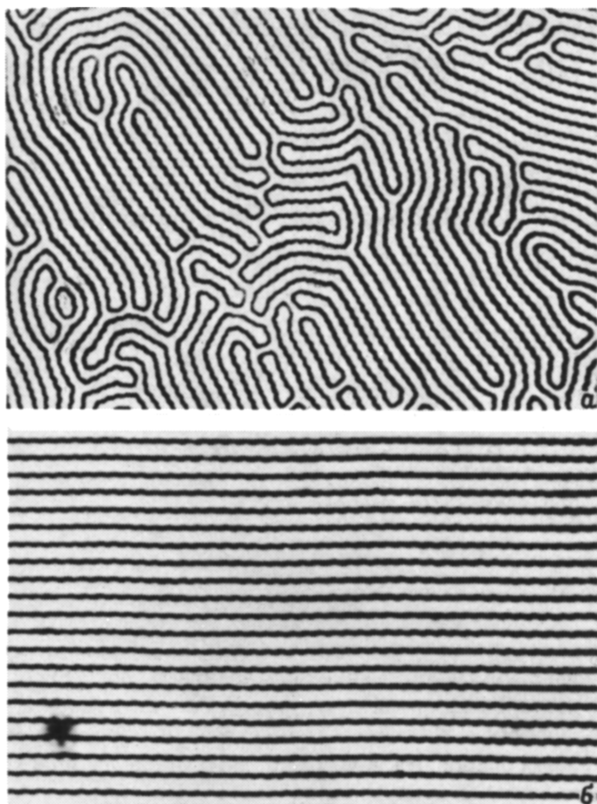


Рис. 1.

при фокусировке объектива на плоскость, лежащую на глубине 1,5-2 мкм от поверхности пленки, представлена на рис. 1, г. Видно, что извилистость в объеме пленки отсутствует, однако периодичность ДГ сохраняется за счет изменения ее полярности с периодом волнистости на поверхности пленки.

Близкая по характеру ПДС с волнистой ДГ ранее наблюдалась в пленках ЖИГ [5]. Однако в этой работе не исследуется характер структуры в глубине пленки, а считается, что она соответствует модели Гудинафа [6], согласно которой при толщинах пленки $L > L_{кр}$ возникает поверхностное периодическое искажение ДГ, амплитуда которого убывает при удалении от поверхности до нуля. При этом в объеме доменная стенка является плоской с одной и той же полярностью. В нашем случае мы наблюдаем периодическое изменение полярности ДГ и ряд других особенностей, которые указывают на более сложный характер исследуемой ПДС, связанный, на наш взгляд, с проявлениями кубической анизотропии.

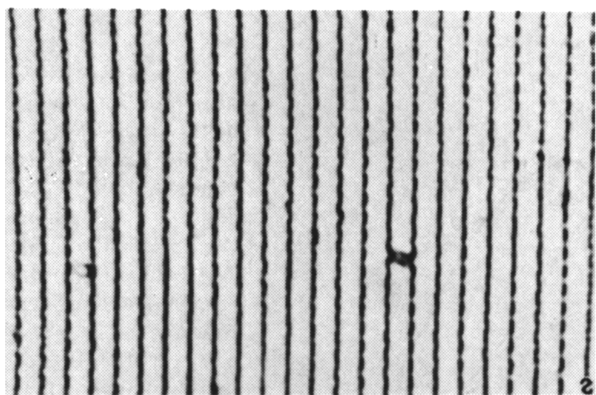


Рис. 1 (продолжение).

На рис. 2 представлена дифракционная картина, наблюдаемая при нормальном падении на образец лазерного излучения ($\lambda = 0.63$ мкм) при $H = 0$. Как и для решеток ЦМД [4], в рассматриваемом случае положение дифракционных максимумов различных порядков определяется двумя угловыми переменными: θ (вдоль оси периодичности ДС) и φ (вдоль доменов и ДГ). Кроме основных максимумов, характерных для ПДС с плоскими ДГ с угловым положением

$$\theta_{n0} = \text{arc sin}(n\lambda/D), \quad \varphi_{n0} = 0, \quad (1)$$

впервые наблюдались дополнительные максимумы с угловым положением

$$\theta_{nm} = \theta_{n0}, \quad \varphi_{nm} = \text{arc sin}(m\lambda/d). \quad (2)$$

при этом порядке с $n = 0$ и $m \neq 0$ отсутствовали. На снимке приведены основные максимумы ($n = 0, \pm 1, \pm 3$ и $m = 0$) и мак-

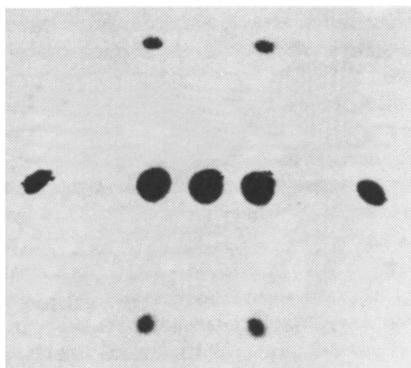


Рис. 2.

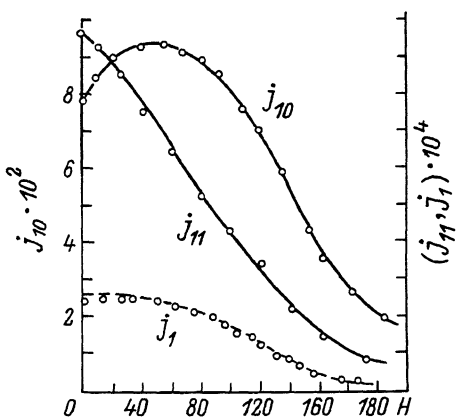


Рис. 3.

симумы, связанные с периодичностью ДГ ($n = \pm 1$ и $m = \pm 1$). Их относительная интенсивность ($\dot{j}_{nm} = J_{nm} / J_{00}$) при $H = 0$ равна: $\dot{j}_{00} = 0.106$, $\dot{j}_{10} = 7.8 \cdot 10^{-2}$, $\dot{j}_{30} = 3.9 \cdot 10^{-3}$, $\dot{j}_{11} = 9.7 \cdot 10^{-4}$. В спектре регистрировались также максимумы с $n = \pm 3$ и $m = \pm 1$ с $\dot{j}_{31} = 1.2 \cdot 10^{-4}$.

Равновесный период волнистости ДГ, определенный на основе (2), $d = 1.84$ мкм. В плоскостном поле, ориентированном вдоль границ доменов, происходит „симметричная“ перестройка ПДС с изменением периодов D и d

при сохранении равенства ширин соседних доменов с антипараллельной ориентацией ($S_1 = S_2$). При этом увеличение H ведет к уменьшению D и увеличению d , что приводит к увеличению угла дифракции θ_{nm} и уменьшению угла φ_{nm} . При этом отмечается слабая зависимость относительной амплитуды зигзага b/D от поля вплоть до поля насыщения.

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости величин \dot{j}_{11} и \dot{j}_{10} от H для исследуемого образца. Здесь же для сравнения представлены экспериментальные значения $j_1(H)$ для пленки с плоскими ДГ и параметрами $4\pi M_S = 340$ гс, $H_K = 1290$ э, $H_S = 240$ э, $\theta_F = 1.24$ град/мкм, $L = 2$ мкм. В дифракционной картине этой пленки присутствуют только основные порядки, пространственное положение которых определяется углом θ_n .

Для ПДС с плоскими ДГ интенсивность дифракционных максимумов при нормальном падении света на образец определяется соотношением (для $n \neq 0$) [7]:

$$j_n = \frac{4}{\pi^2 n^2} e^{-\alpha L} \sin^2 \rho \theta_{FL} \begin{cases} \sin^2 \frac{\pi n \Delta}{D}, & n = 2m, \\ \cos^2 \left(n - \frac{1}{2} \right) \frac{\pi \Delta}{D}, & n = 2m-1, \end{cases} \quad (3)$$

где α — коэффициент поглощения, $\Delta = S_1 - S_2$, $\rho = \cos \varphi$, φ — угол отклонения магнитного момента от нормали. Из (3) следует, что дифракционная эффективность доменной решетки $\eta \equiv j_1$, как при симметричной, так и несимметричной ее перестройке должна уменьшаться. В частности, уменьшение η при симметричной перестройке обусловлено уменьшением фарадеевской компоненты намагниченности $M_z = \rho(H)M_0$, определяющей угол поворота плоскости поляризации во внешнем поле $\theta_{FL}(H) = \rho(H)\theta_{FL}(0)$. Указанный характер зависимости всегда наблюдается в пленках с достаточно большим фактором качества, ПДС которых является открытой. Теоретическая кривая (пунктир), построенная на основе (3), соответствует экспериментальной зависимости $\eta(H)$.

Особенностью полевой зависимости дифракционной эффективности пленки с извилистой ДГ $\eta \equiv j_{10}$ является наличие максимума на начальном этапе перестройки ПДС ($H_m \approx 0.15 H_S$). Объяснение этого эффекта состоит в том, что в процессе перестройки на дифракционную эффективность влияют два конкурирующих фактора: уменьшение M_z за счет отклонения магнитного момента в направлении поля приводит к уменьшению η , а уменьшение амплитуды волнистости приводит к эффективному увеличению M_z в доменах. Последнее связано с тем, что вблизи поверхности намагниченность отклоняется от нормали, формируя волнистость ДГ [6]. На начальной стадии перестройки отклонение магнитного момента в направлении поля затруднено за счет хорошо развитой волнистости, и увеличение η обеспечивается за счет уменьшения с ростом поля амплитуды волнистости. При этом интенсивность неосновных максимумов (например, j_{11}) монотонно падает.

Измерения характеристик магнитооптической дифракции измерялись по методике, описанной в [8].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Балашов А.М., Червоненко А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. М.: Энергия, 1979. 216 с.
- [2] Parworth K.R. // Phys. Stat. Sol. (a). 1974. V. 22. P. 373-380.
- [3] Антонов А.В., Игнатьев И.А., Болгарь К.О. // ФТТ. 1975. Т. 17. С. 1071-1074.
- [4] Семенов Д.И., Морозов А.М. // Микроэлектроника. 1979. Т. 8. С. 99-113.

- [5] Jones G.A., Lasey T.M., Puchalska I.B. // Journ. Appl. Phys. 1982. V. 53(11). P. 7870-7872.
- [6] Гудинаф Дж. В сб.: Магнитная структура ферромагнетиков. М.: ИЛ, 1959, с. 58.
- [7] Семенов Д.И. // Кристаллография. 1981. Т. 26. С. 753-757.
- [8] Зубков Ю.Н. // ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 2278-2280.

Калининский государственный
университет

Поступило в Редакцию
8 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 9

12 мая 1989 г.

06.3

ОСОБЕННОСТИ ЖИДКОФАЗНОГО РОСТА $Al_xGa_{1-x}As$ ($x = 0.2-0.3$) ПРИ НИЗКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

А.З. М е р е у ц э, А.И. П е т р о в,
В.М. П о л т о р а ц к и й, В.А. П р о к у д и н а,
А.В. С ы р б у, В.П. Т а р ч е н к о,
В.П. Я к о в л е в

Низкотемпературная жидкофазная эпитаксия (НЖЭ) в системе $AlGaAs / GaAs$ (температурный диапазон роста 650-400 °C) позволяет получать многослойные структуры с толщиной слоя порядка единиц нм [1]. Этим методом были изготовлены лазерные диоды с одиночной квантовой ямой с пороговым током генерации 3,5 мА [2]. Одним из дальнейших путей развития НЖЭ в этой системе является разработки методов выращивания структур с многоквантовыми ямами. В связи с этим необходимы данные по низкотемпературному росту $Al_xGa_{1-x}As$ ($x = 0.2-0.3$), подробные тем, которые были получены для случая $0 = x$ в работе [3]. Также важным для дальнейшего развития НЖЭ является изучение зависимости параметров слоев $Al_xGa_{1-x}As$ от переохлаждения раствора-расплава.

В данной работе выращивание $Al_xGa_{1-x}As$ ($x = 0.2-0.3$) проводилось в графитовых кассетах как слайдового, так и прокачного типа в потоке очищенного водорода с точкой росы -65-80 °C. Толщина слоев определялась в растровом электронном микроскопе на косых шлифах. Проводились измерения длины волны краевой фотолюминесценции выращенных слоев при $T = 300$ К.

Экспериментальные зависимости толщины слоя d и длины волны краевой фотолюминесценции λ от переохлаждения раствора-расплава ΔT (см. рис. 1) были определены при соблюдении постоянства температуры начала выращивания и времени роста (со-