

ОБРАЗОВАНИЕ ПОЛОСОВЫХ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ В Са-Mn-Ge-ГРАНАТЕ, ПОМЕЩЕННОМ В ОБЛАСТЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ОРТОГОНАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

Н.Ф.Харченко, В.А.Бедарев

*Физико-технический институт низких температур АН Украины
310164, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 17 августа 1992 г.

Сообщается о приготовлении полосовой структуры коллинеарных (time-reversed) доменов в антиферромагнитном кристалле, не имеющего центра антиинверсии. Полосовая доменная структура образовывалась при включении магнитного поля в монодоменной пластинке граната $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, подвергшейся засветке в световом поле интерференции двух когерентных ортогонально поляризованных пучков света. Причина влияния поляризованного света на перемагничивание антиферромагнитного Са-Mn-Ge-граната связывается с вызываемыми светом процессами переноса заряда, в которых участвуют магнитные ионы из тех или других магнитных подрешеток кристалла, выбор которых определяется поляризацией света.

Среди различных типов антиферромагнитных (АФМ) доменов особый интерес представляют коллинеарные (они же 180° или времяобращенные (time-reversed)) домены АФМ и домены АФМ', у которых магнитные моменты ионов, находящихся в эквивалентных кристаллографических узлах, направлены противоположно друг другу ^{1,2}. В АФМ отсутствуют магнитные механизмы стабилизации доменной структуры, и ее устойчивость определяется только коэрцитивностью доменных стенок. Во всех АФМ шубниковских классах, кроме описываемых серыми магнитными точечными группами, имеется возможность комбинированием двух физических воздействий создать незначительную энергетическую неэквивалентность состояний АФМ и АФМ'. Для АФМ кристаллов, не симметричных по отношению к операции антиинверсии – операции инверсии пространственных координат и времени, такими воздействиями могут стать магнитное поле и линейно поляризованный свет. Представлялось интересным экспериментально выяснить возможность повлиять с помощью этих воздействий на процесс образования АФМ доменной структуры и выяснить, в частности, возможность создания АФМ доменной структуры заданной конфигурации.

В АФМ кристалле граната $\text{Ca}_3\text{Mn}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ имеет место линейное по напряженности магнитного поля двупреломление линейно поляризованного света, меняющее свой знак при переходе кристалла из состояния АФМ к состоянию АФМ' ³. Следовательно, в нем симметрично разрешен и обратный эффект – индуцирование полем линейно поляризованной световой волны статического магнитного момента. Этот обратный линейный магнитооптический эффект можно описать феноменологическим выражением:

$$m_i = \Lambda_{ijk}(E_j E_k^* + E_j^* E_k)I. \quad (1)$$

Где I – интенсивность света, E_j и E_k – проекции вектора Джонса, определяющего поляризацию света, Λ_{ijk} – компоненты аксиального с-тензора, связанные с компонентами тензора линейного магнитооптического эффекта. Компоненты Λ_{ijk} имеют различные знаки для состояний АФМ и АФМ'. Появление,

согласно (1), в АФМ и АФМ' доменах, при освещении их линейно поляризованным светом, противоположно направленных магнитных моментов, делают АФМ домены энергетически неэквивалентными в магнитном поле.

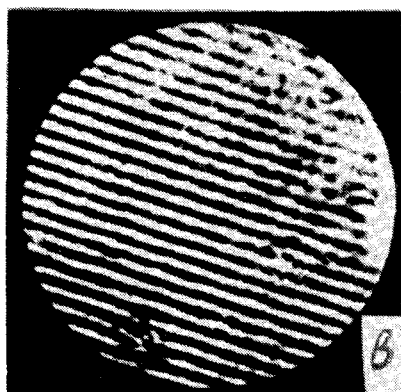
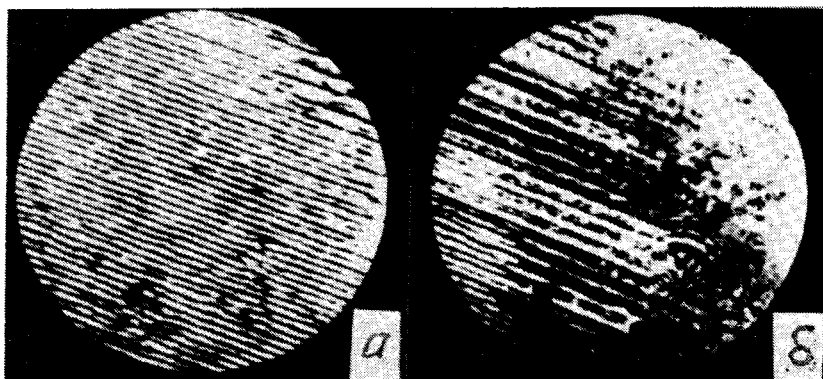
При умеренных световых воздействиях ожидаемая величина наводимого момента слишком мала, чтобы повлиять заметным образом на процесс перемагничивания. Но при медленной релаксации оптически индуцированных состояний могут сложиться благоприятные условия, обеспечивающие накопление индуцируемой светом намагниченности. Такая ситуация ожидалась в Са-Мп-Ge-гранате, в котором наблюдается индуцирование линейно поляризованным светом долгоживущего линейного двупреломления ⁴. Появляющееся двупреломление может быть связано с процессами переноса заряда либо от ионов Mn^{3+} к ловушкам, которыми могут быть обычно имеющиеся в этом кристалле ионы Mn^{4+} , либо от других примесных ионов к ионам Mn^{3+} . Эти же процессы должны привести к нарушению компенсации магнитных моментов подрешеток после АФМ упорядочения кристалла. Направление появляющегося результирующего магнитного момента, должно определяться направлениями подрешеточных магнитных моментов и поляризацией света. Время релаксации наводимой светом намагниченности должно быть того же порядка, что и время релаксации фотоиндуцированного двупреломления. При низких температурах последнее намного превосходит время проведения экспериментов. Появление момента под действием света и в этом случае должно описываться выражением подобным выражению (1).

Эксперимент проводился следующим образом. Вырезанная перпендикулярно оси $C_4 \parallel Z$ механически и химически полированная раздвойникованная пластинка кристалла $Ca_3Mn_2Ge_3O_{12}$ толщиной около 90 мкм помещалась на хладопроводе в систему взаимно ортогональных соленоидов. Изменяя независимо токи через соленоиды, можно было создавать поле любой ориентации в плоскости, проходящей через тетрагональную ось кристалла. Температура образца поддерживалась ниже $T_N = 13,5$ К, вблизи 5 К. Наблюдение антиферромагнитной доменной структуры проводилось с помощью линейного магнитооптического эффекта в продольном магнитном поле подобно тому, как наблюдались домены в АФМ фториде кобальта ⁵. Для обеспечения однодоменности образца использовалось явление квадратичного по магнитному полю намагничивания ^{6,7}. Образец намагничивался в наклонном поле с напряженностью большей некоторого порогового значения. В условиях эксперимента при $T = 5$ К оно было близко к 24 кЭ.

После приготовления однородного АФМ состояния образец засвечивался в поле интерференции двух линейно и ортогонально поляризованных когерентных пучков света с одинаковыми интенсивностями близкими к $0,1$ Вт/см². Оси пучков лежали в плоскости нормальной к образцу, симметрично по отношению к нормали. Наибольший угол между ними 2θ был близок к 4° . В области пересечения пучков света происходило периодическое в пространстве изменение поляризации света. Направление и величина индуцируемого светом в образце магнитного момента должны также периодически изменяться. В условиях эксперимента световые пучки были поляризованы вдоль направлений $[100] \parallel X$ и $[010] \parallel Y$. Изменение z -проекции наводимого светом магнитного момента вдоль линии пересечения плоскости падения света с плоскостью пластины должно определяться выражением:

$$m_z = \pm m_{z0} \cos(4\pi\lambda^{-1}\xi \sin \theta + (\delta_1 - \delta_2)), \quad (2)$$

где $(\delta_1 - \delta_2)$ – начальная разность фаз между световыми пучками, λ – длина световой волны, ξ – текущая координата.



Образование полосовой структуры 180° антиферромагнитных доменов в пластинке Са-Мп-Граната, засвеченной в поле интерференции двух линейно и ортогонально поляризованных пучков света. Температура образца 5К. *а* – Зафиксированный в образце рельеф фотонаведенного двупреломления. При наблюдении использовались скрещенные линейные поляризатор и анализатор. Темные узкие полосы – изображения тех участков образца, которые засвечивались светом с поляризацией близкой к циркулярной; оси оптической индикатрисы в светлых полосах ортогональны и параллельны направлениям $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. *б* – Появление антиферромагнитных доменов в засвеченном образце в магнитном поле $H = \{H_\perp \approx 1 \text{ кЭ}, H_z = 24 \text{ кЭ}\}$. Исходное антиферромагнитное состояние образца однородно. *в* – Образовавшаяся полосовая антиферромагнитная доменная структура $H = \{H_\perp \approx 1 \text{ кЭ}, H_z = 24, 2 \text{ кЭ}\}$. Период полосовой структуры около 9 мкм

Рисунок *б* иллюстрирует результаты проведенного эксперимента. На рис. *а* представлен наблюдаемый с помощью линейного поляризатора зафиксированный в монодоменном образце рельеф двупреломления. Для переключения антиферромагнитного состояния образца включалось магнитное поле, направление которого было противоположно тому, которое использовалось при монодоменизации образца. В засвеченном описанным выше способом образце переманчивание АФМ состояния АФМ \rightarrow АФМ' происходило неоднородно. Сначала переманчивались только те полоски образца, которые были засвече-

ны линейно поляризованным светом с $E \parallel [110]$. Перемагничивание полосовых участков начиналось в поле чуть меньшем порогового поля для незасвеченного образца. Можно было заметить скачкообразное увеличение полосовых доменов в процессе установления структуры (рис.б). Увеличение поля на несколько сотен эрстед приводило к формированию хорошо выраженной полосовой доменной структуры (рис.в).

После стирания циркулярно поляризованным светом наведенной оптической анизотропии (периодического двупреломляющего фона) образец в отсутствие поля выглядел однородным, но его полосовая структура АФМ доменов невидимых в отсутствие поля сохранялась. Визуально она выявлялась, как обычно, при наблюдении АФМ доменов, после включения магнитного поля. Только дальнейшее увеличение напряженности поля выше порогового на несколько сотен эрстед или нагрев образца выше температуры Нееля приводили к уничтожению доменной структуры. После ликвидации доменов, повторив всю процедуру, можно было снова приготовить полосовую АФМ доменную структуру. Период структуры можно было изменять варьируя угол между пучками света. Геометрия опыта позволяла приготовить структуру с периодом около 9 мкм.

Причина зависимости порогового поля переключения АФМ состояния АФМ \rightarrow АФМ' от засветки линейно поляризованным светом может быть не только упоминавшаяся выше дополнительная вносимая засветкой энергетическая неэквивалентность состояний АФМ и АФМ' в магнитном поле. Она может быть связана с изменением поля зародышеобразования более выгодного АФМ состояния в засвеченных участках в результате перераспределения под действием света локальных нарушений АФМ порядка вблизи фотоактивных центров и образования новых центров зародышеобразования или частичного уничтожения существовавших центров – в зависимости от ориентации оси поляризации света.

-
1. М.М.Фартзтдинов, УФН **84**, 611 (1964).
 2. J.F.Jr.Dillon, E.Yi.Chen, N.Giordano, and W.P.Wolf, Phys. Rev. Lett. **33**, 98 (1974).
 3. V.V.Eremenko, S.L.Gnatchenko, N.F.Kharchenko et al., Acta Phys. Pol. A **68**, 419 (1985).
 4. С.Л.Гнатченко, В.В.Еременко, С.В.Софронеев, Н.Ф.Харченко, Письма в ЖЭТФ **38**, 198 (1983).
 5. Н.Ф.Харченко, Л.И.Белый, Изв. АН СССР, сер. физ. **44**, 1451 (1980).
 6. S.Shtrikman and D.Treves, Proc. Intern. Conf. on Magnet. (Nottingham), London, 1965, 484.
 7. А.В.Бибик, Н.Ф.Харченко, ФНТ **15**, 1280 (1989).