

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК  
ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ, ОБЛАДАЮЩИХ МАГНИТНОЙ  
АНИЗОТРОПИЕЙ ТИПА „ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ“,  
МАЛЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

А.Н. Агеев, М.В. Байдакова,  
О.Г. Руткин, А.С. Трифонов,  
О.Н. Дикарев, А.П. Гесь,  
В.В. Федотова

Одной из важных задач прикладной магнитооптики является создание высокочувствительных датчиков магнитного поля. Использование методов волноводной магнитооптики [1] обещает большие преимущества [2] перед традиционными, но вместе с тем требует проведения дополнительных исследований процессов перемагничивания эпитаксиальных пленок с анизотропией типа „легкая плоскость“.

Эти же исследования необходимы для разработки функциональных элементов интегральной магнитооптики на основе магнитооптических волноводов с управлением параметрами мод малыми магнитными полями.

В настоящей работе проведено исследование перемагничивания эпитаксиальных пленок феррито-гранатов системы  $Y_3(FeGaSc)_5O_{12}$  с помощью магнитооптического метода, аналогичного [3]. Исследуемые пленки имели магнитную анизотропию типа „легкая плоскость“ такой величины, что намагниченность в полях, используемых в эксперименте, лежала в плоскости пленки.

Исследуемый образец был установлен внутри катушек Гельмгольца, создающих поля во взаимно-перпендикулярных направлениях  $z$  и  $y$ , лежащих в плоскости пленки. Луч  $He-Ne$  лазера ( $\lambda = 0.63$  мкм) падал на поверхность пленки под некоторым углом  $\alpha$  к оси  $x$ , направленной по ее нормали и лежал в плоскости  $xy$ . Наличие компоненты намагниченности  $M_y$  в пленке приводило к повороту плоскости поляризации луча, определяемого по формуле:

$$\gamma = \frac{M_y}{M_s} \cdot \varphi_r \cdot d \cdot \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}, \quad (1)$$

где  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $d$  — толщина пленки,  $\varphi_r$  — удельное фарадеевское вращение.

Величина  $\gamma$  определялась затем с помощью поляризатора Глана и фотоэлектрического устройства.

При формировании сигнала магнитооптической модуляции  $\Delta \gamma$ , обусловленного перемагничиванием, использовался переменный ток частотой  $f$  от 500 Гц до 2 кГц. Токовый импульс, имеющий форму меандра скважности 2, подавался в катушки, создающие магнитное поле вдоль оси  $y$ . Зависимость поля  $H_y$  от времени описывается соотношением:

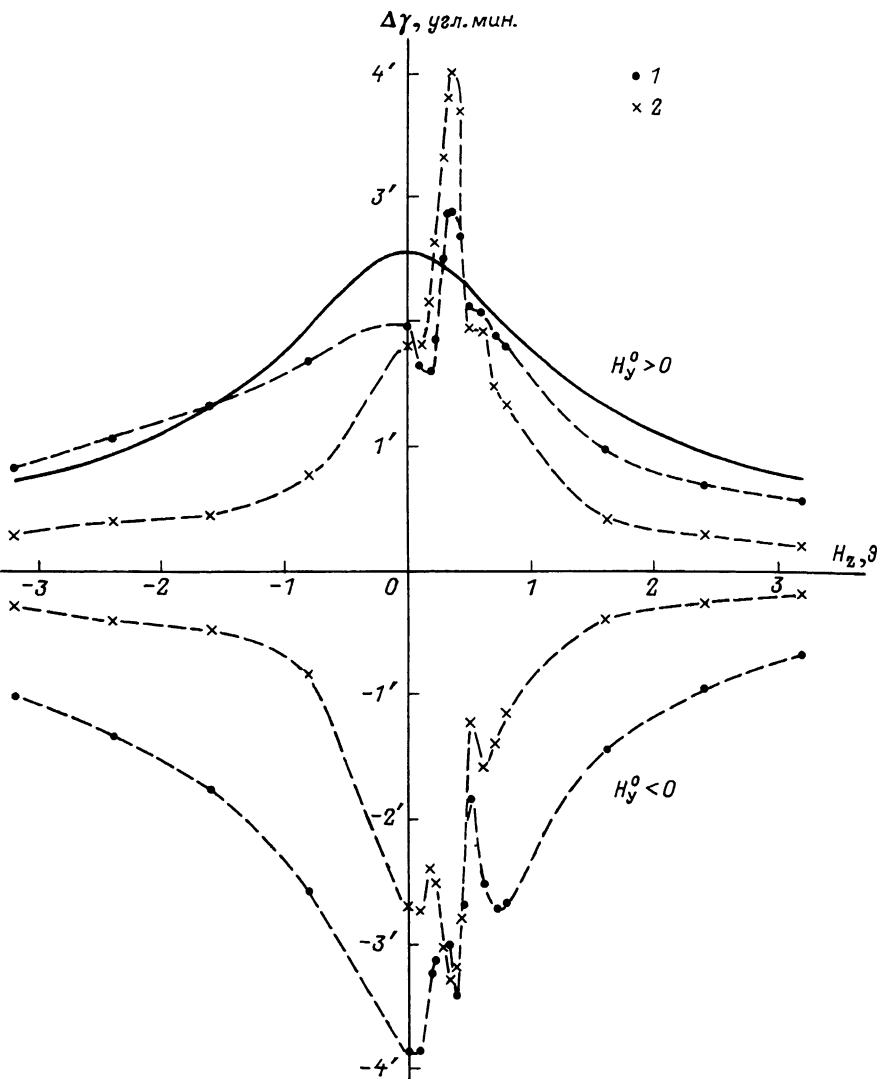
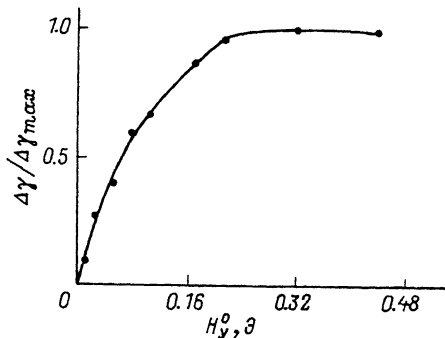


Рис. 1. Зависимость сигнала магнитооптической модуляции от подмагничивающего поля. Сплошная кривая — расчет в рамках статической модели изотропной монокристаллической пленки ( $H_y^0 = 0.96 \text{ Э}$ ). 1 —  $|H_y^0| = 0.96 \text{ Э}$ , 2 —  $|H_y^0| = 0.32 \text{ Э}$ .  $f = 2.1 \text{ кГц}$ .

Рис. 2. Зависимость сигнала магнитооптической модуляции от амплитуды переменного поля при оптимальном подмагничивании ( $H_z = 0.36$  Э).  $f = 2.1$  кГц.



$$H_y = \frac{1}{2} H_y^0 (1 + m(f \cdot t)), \quad (2)$$

где  $H_y^0$  - амплитуда токового импульса,  $m(f \cdot t)$  -

функция меандра. В катушки,

создающие магнитное поле  $H_z$ , направленное вдоль оси  $z$ , подавался постоянный ток. Для измерения сигнала  $\Delta y$  использовались избирательный усилитель, настроенный на частоту меандра, и синхронный детектор. По измеренным значениям определялись знак и величина  $\Delta M_y$  - изменения  $y$  - составляющей намагниченности пленки.

При перемагничивании исследуемых пленок было обнаружено, что существенным образом их коэрцитивность и магнитная анизотропия проявляются при значениях  $H_z, H_y^0$  меньше 1 Э.

На рис. 1 представлены кривые перемагничивания пленки системы  $Y_3(FeGaSc)_5O_{12}$  толщиной  $\sim 3.5$  мкм, выращенной на плоскости  $\{111\}$  подложки  $Gd_3Ga_5O_{12}$ . Разориентация плоскости реза относительно  $\{111\}$  не превышала  $2'$ .

Сложный вид кривых в области  $|H_z| < 1$  Э связан с существованием доменов. При увеличении  $|H_z|$  сигнал магнитооптической модуляции падает, поскольку в этом случае пленка намагничивается постоянным полем вдоль оси  $z$  и величина  $\Delta M_y$  мала. Из значений  $\Delta y$  в этой области полей  $H_z$  была проведена оценка в рамках модели изотропной однодоменной пленки величины  $\Delta y_0$ , соответствующей максимально возможному значению  $\Delta M_y$ , обусловленному поворотом вектора магнитного момента от направления вдоль оси  $z$  к направлению вдоль оси  $y$ . Величина  $\Delta y_0$  составила  $\sim 2'$ . Фактически же при  $H_z = 0.36$  Э (рис. 1) наблюдаются максимумы сигнала как в области  $H_y^0 > 0$ , так и  $H_y^0 < 0$ , амплитуды которых порядка  $2 \Delta y_0$ . То есть, реальное значение  $\Delta M_y$ , обусловленное перемагничиванием пленки вдоль оси  $y$ , практически соответствует изменению компоненты  $M_y$  на величину  $2Ms$ .

Статическая модель однодоменной изотропной пленки неприменима в области малых полей  $H_z$ .

Для полностью адекватного описания эксперимента необходима теория, учитывающая статические и динамические свойства доменов.

При приложении к пленке магнитного поля вида

$$H_y(t) = H_y^0 \cdot m(f \cdot t) \quad (3)$$

нами наблюдалась зависимость  $\Delta\gamma(H_y^\circ)$ , которая представлена на рис. 2. При уменьшении величины  $H_y^\circ$  вплоть до значений  $H_y^\circ = 0.2$  Э величина  $\Delta\gamma$  сохраняется на уровне  $\Delta\gamma_{max}$ , т.е. наблюдается практически полное перемагничивание пленки вдоль оси  $y$ .

При повороте пленки в плоскости  $yZ$  и параллельном смещении пленки в этой плоскости характер зависимости  $\Delta\gamma(H_y)$  (рис. 2) не менялся. Эффект полной модуляции магнитного момента в малом переменном поле  $H_y^\circ$  при соответствующем подмагничивании устойчиво наблюдался и на других образцах пленок исследуемой системы.

Малая величина управляющих полей ( $H_y^\circ < 0.2$  Э) позволяет достичь высокой эффективности низкочастотных интегральнооптических устройств на основе магнитных пленок.

Таким образом, пленки системы  $Y_3(FeGaSc)_5O_{12}$  могут быть использованы для создания интегральнооптических датчиков, чувствительных к слабым изменениям небольших магнитных полей.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Прохоров А.М., Смоленский Г.А., Агеев А.Н. - УФН, 1984, т. 143, в. 1, с. 33-72.
- [2] Doriath G., Gandry R., Hartmann P. - J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 11, p. 8263-8265.
- [3] Shumate P.W., Jr., Smith D.H., Hagedorn F.B. - J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 1, p. 449-454.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе  
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 18

26 сентября 1988 г.

### КОНТРАКЦИЯ ОБЪЕМНОГО САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА ПРИ БОЛЬШИХ МЕЖЭЛЕКТРОДНЫХ РАССТОЯНИЯХ

В.В. Аполлонов, Г.Г. Байцур,  
С.К. Семенов, Е.Э. Трефилов,  
К.Н. Фирсов, Б.Г. Шубин

Исследования контракции объемного самостоятельного разряда (ОСР) приобретают особую актуальность при создании  $CO_2$ -лазеров с большими апертурами, поскольку в этом случае увеличивается длительность выделения энергии источника накачки в активной среде [1]. Данный вопрос в течение долгого времени оставался неизученным из-за трудности получения самого ОСР при большом межэлектродном расстоянии ( $d$ ). Максимальная величина  $d$ , при которой