

Магнитооптические явления в эпитаксиальных пленках $\text{MnAs}/\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$ в поперечном магнитном поле

© А.Г. Банщиков, А.В. Кимель, Б.Б. Кричевцов, А.А. Ржевский, Н.С. Соколов, О.А. Якубцов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: kimel@star.shuv.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 25 июня 1998 г.)

В ферромагнитных эпитаксиальных пленках MnAs , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках $\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$, исследованы полевые и угловые зависимости поворота плоскости поляризации при нормальном отражении света ($\lambda = 633 \text{ nm}$) в поперечном магнитном поле $\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$. Показано, что поворот плоскости поляризации α определяется четными и нечетными по намагниченности \mathbf{M} вкладами. Нечетный вклад связан с отклонением "легкой плоскости" магнитной анизотропии от плоскости пленки, обусловленным разориентацией плоскости поверхности Si от плоскости типа (111) и присутствием небольших областей MnAs с ориентацией $(10\bar{1}1)$. Четный вклад определяется оптической анизотропией пленок, связанной с квадратичными по \mathbf{M} добавками в тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} арсенида марганца. Предложена методика разделения этих вкладов, основанная на измерении угловых зависимостей α во вращающемся магнитном поле.

В настоящее время интенсивно исследуются гетероструктуры типа ферромагнетик–полупроводник [1–6]. Интерес к ним связан в первую очередь с возможностью создания гибридных устройств интегральной электроники, оптики и магнитооптики, основанных на сочетании полупроводниковых и магнитных свойств таких систем [1]. Перспективным материалом для создания гетероструктур типа ферромагнетик–полупроводник являются ферромагнитные эпитаксиальные пленки MnAs , выращенные на подложке из полупроводникового кремния Si или арсенида галлия GaAs . Коэрцитивные поля эпитаксиальных структур $\text{MnAs}/\text{Si}(001)$ и $\text{MnAs}/\text{GaAs}(001)$ исследовались с помощью вибрационного магнитометра, а также магнитооптическим методом по полевым зависимостям полярного эффекта Керра [2–6]. Следует отметить, что магнитооптические методы широко используются для определения магнитных параметров кристаллов и пленок [7] и имеют определенные преимущества по сравнению с магнитными методами. К ним можно отнести высокую чувствительность, позволяющую исследовать магнитные свойства тонкопленочных структур, состоящих из нескольких монослоев магнитного материала, а также возможность изучения локальных участков пленок. В случае больших коэффициентов поглощения магнитооптические методы могут дать информацию о магнитных свойствах приповерхностных слоев [8,9].

До настоящего времени в пленках MnAs , насколько нам известно, изучался только полярный эффект Керра в продольном магнитном поле. Однако исследования магнитооптических эффектов в поперечных магнитных полях могут дать возможность определения типа магнитной анизотропии и таких параметров, как ориентация "легкой плоскости" или "легкой оси" магнитной анизотропии, величины соответствующих полей анизотропии [7]. Кроме того, такие исследования позволяют определить величину параметров квадратичных по

намагниченности \mathbf{M} магнитооптических эффектов. Эта информация может быть полезной как для более детального изучения магнитных свойств, структуры эпитаксиальных пленок, процессов их роста, так и для изучения электронной структуры MnAs .

Целью данной работы явилось исследование магнитооптических эффектов при отражении света от эпитаксиальных пленок MnAs на $\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$ в поперечном магнитном поле.

1. Методика

Экспериментальная установка для исследований магнитооптических явлений в пленках $\text{MnAs}/\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$ представлена на рис. 1. Свет от лазера (He-Ne , $\lambda = 633 \text{ nm}$, мощность $\sim 3 \text{ mW}$) проходил через поляризатор, фарадеевский модулятор поляризации, и падал на образец, находящийся в зазоре электромагнита. Отраженный от кристалла свет проходил в обратном направлении через анализатор и регистрировался фотодиодом. Электрический сигнал измерялся схемой синхронного детектирования. Измерялся поворот плоскости поляризации света, вызванный приложением к образцу поперечного магнитного поля при различных ориентациях образца, магнитного поля и поляризации света. Для этой цели использовалось два типа электромагнитов. Один из них создавал горизонтальное магнитное поле в диапазоне от -1.5 до 1.5 T в плоскости образца ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{x}$). Образец поворачивался в зазоре магнита вокруг направления \mathbf{k} в диапазоне азимутальных углов δ от 0 до 360° . С помощью этого магнита изучались полевые зависимости поворота плоскости поляризации. Другой магнит создавал постоянное магнитное поле $H \sim 0.2 \text{ T}$ ($\mathbf{H} \perp \mathbf{k}$) и поворачивался вокруг оси Z в диапазоне азимутальных углов φ от 0 до 360° . Поляризация падающего света θ определялась ориентацией поляризатора и изменялась

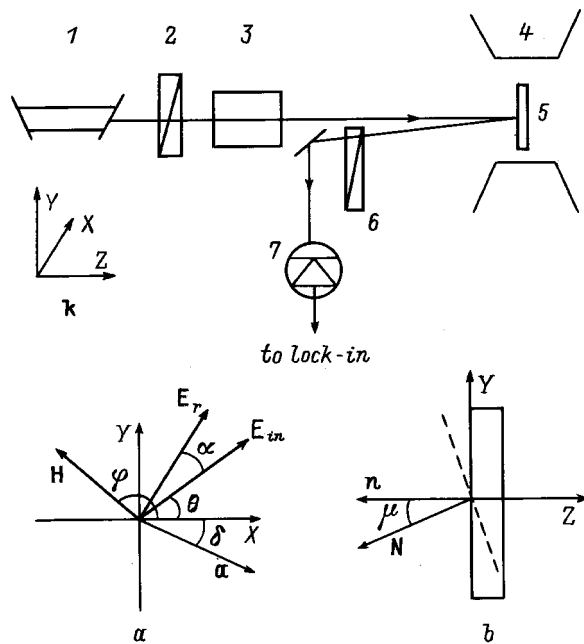


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — лазер, 2 — поляризатор, 3 — модулятор, 4 — магнит, 5 — образец, 6 — анализатор, 7 — фотодиод, XYZ — лабораторная система координат. *a* — взаимное расположение магнитного поля \mathbf{H} , поляризация падающего E_{in} и отраженного света E_r и вектора \mathbf{a} , характеризующего ориентацию пленки, *b* — ориентация легкой плоскости магнитной анизотропии и плоскости пленки: \mathbf{N} — нормаль к плоскости магнитной анизотропии, \mathbf{n} — нормаль к плоскости пленки.

от 0° до 360° . Как будет показано далее, использование вращающегося магнитного поля дает возможность разделять четные и нечетные по намагниченности эффекты в пленках обладающих спонтанной оптической анизотропией. Схематически взаимная ориентация поляризации падающего света, магнитного поля и азимута образца показана на рис. 1, *a*. Чувствительность измерения поворота плоскости поляризации составляла $\sim 1''$.

Все гетероструктуры MnAs/Si (111) были выращены на установке молекулярно-лучевой эпитаксии. Для получения атомарно-чистой поверхности со сверхструктурой 7×7 подложки Si(111) после стандартной химической обработки загружались в ростовую камеру, где поверхностный слой SiO₂ испарялся путем прогрева в течение 1–2 минут при 1250°C . Для уменьшения рассогласования параметров подложки и пленки между ними выращивался по двухстадийной методике [10] псевдоморфный буферный слой CaF₂. Кристаллическая структура подложки, эпитаксиальный рост буферного слоя и ферромагнитной пленки контролировались *in situ* методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ) с энергией 15 keV. В картинках ДБЭ для азимуты $[1\bar{1}0]$ и $[11\bar{2}]$ наблюдались тяжи, характерные для монокристаллического слоя с поверхностью, гладкой в атомном масштабе. Толщины пленок MnAs измерялись на профилометре.

В структурах N 702–743 (табл. 1) арсенид марганца выращивался при 300°C . Для определения совершенства и вида кристаллической структуры исследуемых пленок измерялись кривые рентгеновской дифракции в широком диапазоне углов [11]. С целью предохранения выращенных структур от возможного воздействия атмосферы они покрывались несколькими монослоями CaF₂. Параметры исследованных пленок приведены в табл. 1.

2. Результаты эксперимента

Во всех исследованных образцах, за исключением № 702, приложение магнитного поля в плоскости пленки вызывает поворот плоскости поляризации света, нечетный по магнитному полю. Величина поворота α зависит от азимута образца δ . На рис. 2 показаны полевые зависимости поворота плоскости поляризации для пленки № 703 для трех значений δ . При $\delta = 90$ и 270° зависимости $\alpha(H)$ имеют разный знак и характеризуются сильными изменениями в диапазоне $-0.2 < H < 0.2$ Т и небольшим уменьшением α в полях $|H| > 0.2$ Т. При $\delta = 0$ зависимость $\alpha(H)$ практически отсутствует. Ориентационная зависимость скачка $(\alpha(+H) - \alpha(-H))/2|_{H \rightarrow 0}$, полученная экстраполяцией из области сильных полей, хорошо описывается зависимостью $\alpha = A \sin \delta$ (см. вставку на рис. 2). Для различных пленок величина A различна и изменялась в пределах от 0 до $55'$ (табл. 2).

На рис. 3 представлена ориентационная зависимость $\alpha(\varphi)$, полученная при изменении азимута φ магнитного поля $H = 0.2$ Т для образца № 703. Зависимость имеет 360° периодичность и описывается комбинацией

Таблица 1. Параметры исследованных пленок

Номер пленки	Разориентация подложки Si (111)	Толщина пленки, nm	Наличие MnAs ($10\bar{1}1$)
702	$2'$	750	–
703	4°	400	–
740	$9'$	190	+
741	$9'$	180	+
742	$7'$	130	+
743	$7'$	190	+

Таблица 2. Параметры A и B , угол разориентации "легкой плоскости" μ и спонтанная оптическая анизотропия исследованных пленок (погрешность определения параметров не более 10%)

Номер пленки	A , sec of arc	B , sec of arc	μ , deg	Спонтанная оптическая анизотропия α_m , sec of arc
702	0	30	0	менее 20
703	55	30	4.0	300
740	25	9	1.1	600
741	27	9	1.8	600
742	32	10	1.1	350
743	28	9	1.3	150

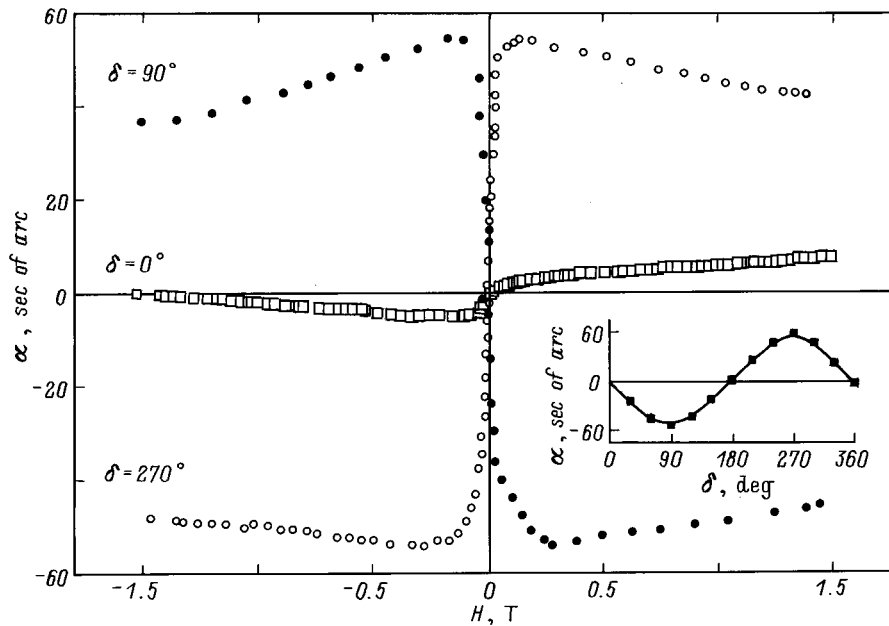


Рис. 2. Полевые зависимости поворота плоскости поляризации α для различных ориентаций пленки 703. На вставке показана угловая зависимость скачка $(\alpha(H) - \alpha(-H))/2|_{H \rightarrow 0}$.

гармоник первого и второго порядка по углу φ

$$\alpha(\varphi) = A' \sin(\varphi + \psi) + B \sin(2\varphi + \xi), \quad (1)$$

где A' и B — параметры; ψ и ξ — фазы первой и второй гармоники, соответственно. Величина A' по модулю совпадает с величиной A , полученной при измерении полевых зависимостей $\alpha(H)$. Следует отметить, что зависимость $\alpha(\varphi)$ существенным образом зависит от ориентации образца δ и поляризации света θ . Тем не менее при любых δ и θ она хорошо описывается формулой (1). Как показал расчет, δ и θ влияют на величину фаз ψ и ξ первой и второй гармоники, в

то время как их амплитуды A' и B практически не изменяются.

На рис. 4 представлены угловые зависимости $A' \sin(\varphi + \psi)$ для различных значений δ и θ . Видно, что величина ψ определяется азимутом образца δ и не зависит от азимута поляризации падающего света θ .

На рис. 5 показаны зависимости $B \sin(2\varphi + \xi)$ для различных значений δ и θ . В отличие от ψ величина ξ не зависит от δ , но зависит от θ . Величина $B \sin(2\varphi + \xi)$ достигает максимума, когда угол между поляризацией падающего света и магнитным полем составляет 45° .

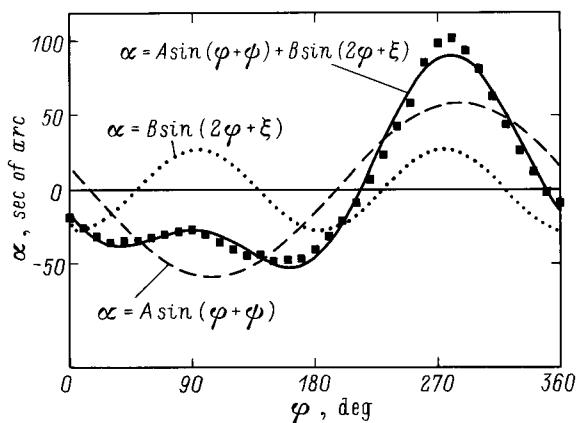


Рис. 3. Угловая зависимость поворота плоскости поляризации α от азимута магнитного поля φ в пленке 703 для $\delta = 170^\circ$, $\theta = 45^\circ$. Сплошная линия — расчет по формуле (1), штриховая и пунктирная линии показывают вклады первой и второй гармоник соответственно.

3. Обсуждение результатов

Полевые и ориентационные зависимости $\alpha(H, \varphi, \delta, \theta)$, представленные в предыдущем разделе, показывают, что в пленках MnAs/CaF₂/Si (111) поворот плоскости поляризации при нормальном падении определяется четным и нечетным по магнитному полю эффектами. Нечетные по H полевые зависимости $\alpha(H)$ (рис. 2) свидетельствуют об индуцировании поперечным магнитным полем ($\mathbf{H} \perp \mathbf{Z}$) проекции намагниченности M_Z на направление распространения света \mathbf{k} , которая обуславливает полярный эффект Керра. Величина наводимой полем проекции M_Z зависит от азимута магнитного поля φ . Такое поведение можно объяснить, если учесть магнитную анизотропию пленок. Как известно, монокристаллы MnAs при $T = 294$ К имеют гексагональную структуру, описываемую пространственной группой D_{6h}^4 . При температурах ниже температуры Кюри $T_c = 315$ К магнитный момент MnAs ориентирован в плоскости,

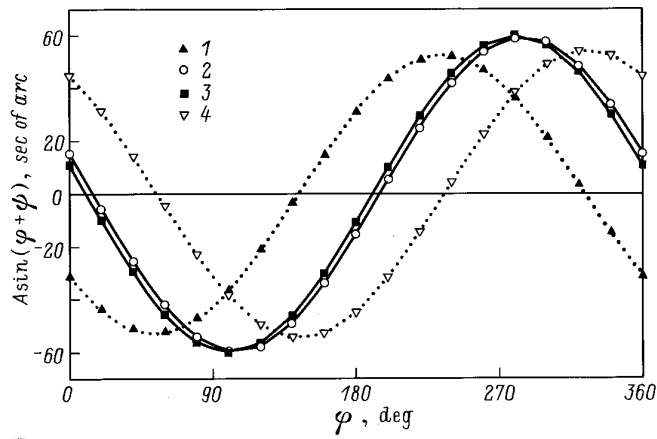


Рис. 4. Угловые зависимости $A \sin(\varphi + \psi)$ в пленке 703: 1 — $\delta = 125^\circ$, $\theta = 45^\circ$; 2 — $\delta = 170^\circ$, $\theta = 45^\circ$; 3 — $\delta = 175^\circ$, $\theta = 25^\circ$; 4 — $\delta = 215^\circ$, $\theta = 45^\circ$.

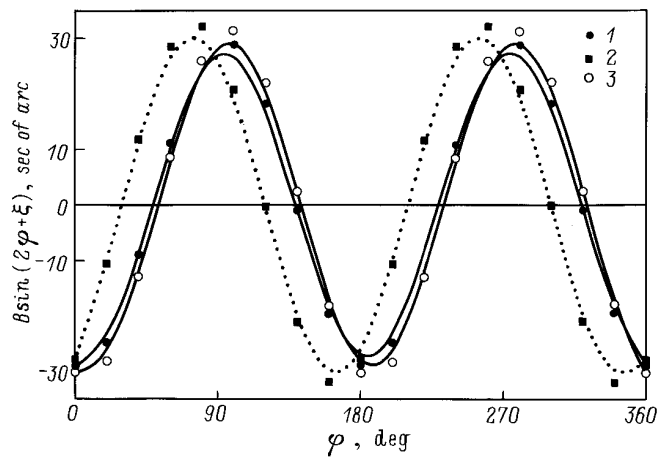


Рис. 5. Угловые зависимости $B \sin(2\varphi + \xi)$ в пленке 703: 1 — $\delta = 0^\circ$, $\theta = 45^\circ$; 2 — $\delta = 45^\circ$, $\theta = 25^\circ$; 3 — $\delta = 45^\circ$, $\theta = 45^\circ$.

перпендикулярной оси 6-го порядка, что соответствует магнитной анизотропии типа "легкая плоскость" [12]. Пленки MnAs/CaF₂/Si(111) также имеют анизотропию типа "легкая плоскость", но по тем или иным причинам нормаль к плоскости пленки \mathbf{n} , как правило, не совпадает с нормалью к "легкой плоскости" магнитной анизотропии \mathbf{N} , а составляет с ней некоторый угол μ ($\cos \mu = \mathbf{Nn}$) (рис. 1, b). В этом случае равновесная ориентация намагниченности \mathbf{M} в магнитном поле \mathbf{H} определяется минимумом потенциала

$$W = K_a(\mathbf{mN})^2 - \mathbf{MH} + 2\pi(\mathbf{Mn})^2, \quad (2)$$

где K_a — параметр магнитной анизотропии ($K_a > 0$), \mathbf{m} — единичный вектор в направлении намагниченности. Намагниченность \mathbf{M} будет находиться точно в плоскости пленки, если $\mathbf{NH} = 0$. В этом случае полярный эффект Керра отсутствует. Если $\mathbf{NH} \neq 0$, то намагниченность выходит из плоскости и наибольший отход соответствует

максимальному значению \mathbf{NH} . Знак угла, характеризующего выход намагниченности из плоскости пленки, определяется знаком поля, т.е. знак проекции M_z меняется при изменении знака магнитного поля \mathbf{H} . Угловая зависимость полярного эффекта Керра, пропорционального M_z , от азимута магнитного поля φ описывается (для величин полей, больших поля насыщения и много меньших поля анизотропии $H_a \sim 2\text{ T}$) функцией $A' \sin(\varphi + \psi)$. Величина ψ определяется ориентацией образца, т.е. углом δ , а именно $\psi = -\delta$. При $\varphi = 0$ угловая зависимость полярного эффекта Керра при вращении образца имеет вид $A \sin \delta$, что и наблюдается в эксперименте (см. вставку на рис. 2). Исходя из известных величин полярного эффекта Керра в MnAs [5,6], а также из измерений полярного эффекта Керра в исследованных пленках при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$, мы получили значения μ в диапазоне от $0-4^\circ$ (табл. 2).

Если бы поворот плоскости поляризации при нормальном падении определялся только полярным эффектом Керра, то при повороте магнитного поля в плоскости пленки вращательная анизотропия была бы пропорциональной $\sin(\varphi + \psi)$ и не зависела бы от поляризации падающего света. Однако зависимости, представленные на рис. 4, показывают, что это не так. Вращательная анизотропия аппроксимируется функцией (1).

Покажем, что второй член в (1) связан с квадратичным по \mathbf{M} поворотом плоскости поляризации. Пусть свет нормально падает на пленку $\mathbf{k} \parallel \mathbf{n}$. Ось Z лабораторной системы координат совпадает с нормалью к пленке \mathbf{n} . Предположим, что сечение оптической индикатрисы при $\mathbf{M} = 0$ имеет форму окружности, т.е. $\tilde{n}_x = \tilde{n}_y$, где \tilde{n}_x , \tilde{n}_y — комплексные показатели преломления для волн поляризованных вдоль осей X и Y . Это предположение справедливо для пленок MnAs типа (0001), поскольку в них оптическая ось перпендикулярна плоскости пленки. Здесь мы пренебрегаем небольшой оптической анизотропией, которая наблюдается в этих пленках в отсутствие магнитного поля и будет рассмотрена далее. Рассмотрим тензор диэлектрической проницаемости в группе D_{6h}^4 при направлении намагниченности \mathbf{M} в плоскости пленки вдоль оси X при учете линейных и квадратичных по намагниченности членов

$$\varepsilon_{ij} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} + aM_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xx} - aM_x^2 & i\beta M_x \\ 0 & -i\beta M_x & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Все параметры ε_{ij} комплексные. Можно показать, что сечение оптической индикатрисы плоскостью, перпендикулярной \mathbf{k} ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{z}$), в этом случае имеет форму эллипса с одним из главных направлений вдоль вектора намагниченности \mathbf{M} , т.е. $\tilde{n}_x \neq \tilde{n}_y$. Тогда матрица отражения света от пленки примет вид [13]

$$R = \begin{bmatrix} 1 + \rho \cos 2\theta & \rho \sin 2\theta \\ \rho \sin 2\theta & 1 - \rho \cos 2\theta \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где $\rho = (\tilde{n}_x - \tilde{n}_y) / (\tilde{n}_x + \tilde{n}_y)$; θ — азимут поляризации падающей волны, отсчитываемой от одного из главных

направлений индикатрисы, совпадающего в данном случае с направлением \mathbf{M} , $\tilde{n}_j = n_j - ik_j$. При $\Delta n \ll n$ и $\Delta k \ll k$ $\rho = (\Delta n - i\Delta k)/((n - ik)^2 - 1)$. Выражение для поворота плоскости поляризации α при нормальном падении [14] для случая $|\rho| \ll 1$ и $|\alpha| \ll 1$ имеет вид

$$\alpha = \text{Re}(\rho) \sin 2\theta. \quad (5)$$

Из (6) следует, что учет линейных и квадратичных по \mathbf{M} членов приводит к повороту плоскости поляризации света, анизотропия которого описывается функцией $\sin 2\theta$, причем фаза угловой зависимости эффекта определяется углом между входной поляризацией \mathbf{E}_{in} и направлением намагниченности \mathbf{M} . Эффект достигает максимума при $\theta = \pm 45^\circ$, как это и наблюдается в эксперименте. Величины Δn и Δk определяются параметрами a и β

$$\Delta n \approx \frac{2}{n} \text{Re} \left(2aM_x^2 + \frac{\beta^2 M_x^2}{\varepsilon_{ZZ}} \right), \quad (6)$$

$$\Delta k \approx \frac{2}{n} \text{Im} \left(2aM_x^2 + \frac{\beta^2 M_x^2}{\varepsilon_{ZZ}} \right). \quad (7)$$

Оценки, проведенные при использовании значений n и k из [15] и величины полярного эффекта Керра при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{k}$, показывают, что основной вклад в Δn и Δk определяется членом $2aM_x^2$, а вклад $\beta^2 M_x^2 / \varepsilon_{ZZ}$ на порядок меньше. Величины параметров A и B , характеризующих нечетный и четный по намагниченности поворот плоскости поляризации в пленках, приведены в табл. 2. Погрешность определения параметров A и B , а также угла μ составляет $\sim 10\%$.

Таким образом, в эпитаксиальных пленках $\text{MnAs}/\text{CaF}_2/\text{Si}(111)$ в поперечном магнитном поле при нормальном падении света поворот плоскости поляризации α , обусловленной намагниченностью \mathbf{M} , связан с полярным эффектом Керра из-за несовпадения плоскости пленки и "легкой плоскости" магнитной анизотропии и с проявлением квадратичных по \mathbf{M} членов в тензоре диэлектрической проницаемости ε_{ij} . Несовпадение "легкой плоскости" с плоскостью пленки может быть связано с неточностью ориентации подложки или с несовершенством кристаллической структуры пленок. Как показали результаты рентгеноструктурного анализа, пленки 702 и 703 содержат только $\text{MnAs}(0001)$. Угол рассогласования между нормалью к плоскости подложки \mathbf{n} и осью типа [111] в Si составляет в них $\approx 2'$ и 4° соответственно (табл. 1). Такие же углы образуют в этих пленках и нормали к "легкой плоскости" магнитной анизотропии \mathbf{N} по отношению к нормали к пленке \mathbf{n} (табл. 2). Величина квадратичного по намагниченности поворота плоскости поляризации в этих пленках одинакова. В пленках 740–743 отклонения плоскости поверхности Si от плоскости типа (111) достаточно малы ≈ 6 – $9'$, но тем не менее в них наблюдаются заметные ≈ 1 – 2° отклонения "легкой плоскости" от плоскости пленки. Это можно связать с присутствием в этих пленках небольших областей MnAs

с ориентацией $(10\bar{1}1)$, которые были зарегистрированы рентгеноструктурными методами. Пусть \mathbf{M}_1 обозначает намагниченность областей $\text{MnAs}(0001)$, V_1 — удельный объем этих областей, а \mathbf{M}_2 и V_2 — намагниченность и объем областей $\text{MnAs}(10\bar{1}1)$, причем $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2|$. В поперечном поле "нормальная" фаза не дает вклада в эффект Керра, так как \mathbf{M}_1 находится в плоскости пленки. Фаза типа $(10\bar{1}1)$ может давать вклад поскольку в нем "легкая плоскость" составляет угол 57° с плоскостью пленки и максимальная величина этого вклада пропорциональна $\beta M_2 V_2 \sin 57^\circ$. При измерении эффекта Керра в продольном магнитном поле, когда $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2 \parallel \mathbf{n}$, поворот плоскости поляризации пропорционален $\beta(M_1 V_1 + M_2 V_2)$. Легко показать, что в такой простой модели для объяснения величины A в пленках 740–743 достаточно присутствия всего 3% $\text{MnAs}(10\bar{1}1)$. Отметим, что углы отклонения "легкой плоскости", приведенные в табл. 2 для пленок № 740–743 в этом случае, следует рассматривать как "эффективные", т.е. полученные в результате усреднения направления \mathbf{M} по всей пленке. Величина квадратичного по \mathbf{M} поворота плоскости поляризации в пленках № 740–743 одинакова и примерно в 3 раза меньше, чем в пленках № 702–703. Такое различие в величинах квадратичного эффекта может быть связано с разной величиной магнитного момента в пленках № 702–703 и 740–743, что подтверждают измерения магнитного момента пленок и величины полярного эффекта Керра при $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$.

Отклонение ориентации поверхности Si от плоскости типа (111) и присутствие даже небольших количеств $\text{MnAs}(10\bar{1}1)$ может проявляться также в существовании оптической анизотропии пленок, которая наблюдается в отсутствие магнитного поля и не связана с магнитным моментом. Величина этой анизотропии определялась путем измерения угловых зависимостей $\alpha(\delta) = \alpha_m \sin 2\delta$ при вращении образца в нулевом магнитном поле. Для различных образцов амплитуда α_m приведена в табл. 2. Наименьшее значение спонтанной оптической анизотропии наблюдалось в пленке № 702, в которой не зарегистрирована дополнительная фаза и величина отклонения плоскости поверхности Si от плоскости типа (111) минимальна. Отметим, что спонтанная оптическая анизотропия, присутствующая в пленках № 703–743, не проявляется при исследовании полевых зависимостей $\alpha(H)$ при использовании фиксированного направления магнитного поля, поскольку в таких измерениях нулевая точка выбирается для любого значения δ при $H = 0$. В экспериментах, использующих вращающееся магнитное поле, она может проявляться на зависимостях $\alpha(\varphi)$ в виде постоянной, не зависящей от φ , подставки, которая легко исключается учетом постоянного члена в (1). Отметим, что учет спонтанной оптической анизотропии при выводе выражения (8) оказывается несущественным, поскольку приводит к поправкам второго порядка малости.

Следует отметить, что из-за большой величины коэффициента поглощения света пленками MnAs

($k \approx 2.2$ [15]) магнитооптические явления в отражении света определяются не всем объемом пленки, а только слоем толщиной порядка 20 nm [9]. В принципе, структурные свойства поверхностного слоя, такие, как соотношение между удельными объемами областей MnAs с различной ориентацией, величины напряжений, плотность дислокаций, могут заметно отличаться от свойств объема, что в свою очередь может привести к различию поверхностных и объемных магнитных параметров пленок. В дальнейшем представляется интересным проведение сравнительного анализа магнитных параметров, полученных с помощью объемных магнитных и магнитооптических методов.

Основным результатом данной работы является определение типа магнитной анизотропии гетероструктур MnAs/CaF₂/Si (111) магнитооптическим методом. Показано, что эпитаксиальные пленки MnAs имеют анизотропию типа "легкая плоскость", которая перпендикулярна направлению [0001] в MnAs. Отклонение "легкой плоскости" от плоскости поверхности пленки связано с отклонением плоскости поверхности Si от плоскости (111) и с присутствием в пленках небольшого количества MnAs с базовой плоскостью (10 $\bar{1}$ 1). Таким образом, данная методика может быть использована для диагностики гетероструктур типа ферромагнетик–полупроводник. Поскольку глубина сканируемого магнитооптическим методом слоя зависит от длины волны света, спектральные исследования поворота плоскости поляризации при отражении могут дать информацию об изменении магнитных свойств по толщине пленки.

В данной работе обнаружен квадратичный по намагниченности поворот плоскости поляризации при нормальном отражении света от MnAs. Спектральные исследования этого эффекта наряду с полярным эффектом Керра могут быть использованы для получения информации об электронной структуре пленок MnAs.

Авторы благодарят Р.В. Писарева за полезные обсуждения и Н.Ф. Картенко за проведение рентгеноструктурных исследований пленок.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и программой "Фундаментальная спектроскопия".

Список литературы

- [1] G.A. Prinz. *Science* **250**, 1092 (1990).
- [2] M. Tanaka. *Mater. Sci. Eng.* **B31**, 117 (1995).
- [3] K. Akeura, M. Tanaka, M. Ueku, T. Nashinaga. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3349 (1995).
- [4] K. Akeura, M. Tanaka, T. Nashinaga, J. De Boeck. *J. Appl. Phys.* **79**, 4957 (1996).
- [5] H. Ikekame, Y. Yanase, M. Akita, Y. Morishita, K. Sato. *J. Magn. Soc. Jpn.* **20**, S.1, 153 (1996).
- [6] Y. Morishita, K. Iiida, J. Abe, K. Sato. *Cong. Digest 15th Int. Coll. Magnetic Films and Surfaces. Kyoto* (August 4–9, 1997). P. 154.

- [7] Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, В.И. Шаповалов. *Опт. и спектр.* **47**, 6, 1082 (1979).
- [8] Г.С. Кринчик. *Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М.* (1985). С. 321.
- [9] В.Е. Зубов, А.Д. Модестов. *Опт. и спектр.* **82**, 1, 64 (1997).
- [10] N.S. Sokolov, I.C. Alvarez, N.L. Yakovlev. *Appl. Surf. Sci.* **60/61**, 421 (1992).
- [11] A.G. Banschikov, M.V. Baydakova, B.P. Zaharchenya, K. Saito, N.S. Sokolov, S.M. Saturin, M. Tanaka. *Proc. "Nanostructures: physics and technology". Int. Symp. St. Petersburg, Russia* (June 23–27, 1997). P. 288.
- [12] G.E. Bacon, R. Street. *Nature* **175**, 4455, 518 (1955).
- [13] A. Bura, H.-J. Weber, V.V. Pavlov. *J. Opt. Soc. Am.* **A13**, 1, 164 (1996).
- [14] Р. Азаам, Н. Башара. *Эллипсометрия и поляризованный свет. Мир, М.* (1981). С. 583.
- [15] A.M. Stoffel, J. Schneider. *J. Appl. Phys.* **41**, 3, 1405 (1970).