

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.228.3

### МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ МАГНИТНОГО СОСТОЯНИЯ И ФАЗОВОГО СОСТАВА СЛОЕВ InFeAs

© 2022 г. Е. А. Ганьшина<sup>а</sup>, З. Э. Кункова<sup>б, \*</sup>, И. М. Припеченков<sup>а</sup>, Ю. В. Маркин<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, GSP-1, Москва, 119991 Россия

<sup>б</sup>Институт радиотехники и электроники РАН, Фрязинский филиал, пл. Б. Введенского, д. 1, Фрязино, 141190 Россия

\*e-mail: z.kunkova@gmail.com

Поступила в редакцию 12.09.2022 г.

После доработки 02.10.2022 г.

Принята к публикации 04.10.2022 г.

Изучены спектральные, температурные и магнитополевые зависимости магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК), а также оптические спектры слоев InFeAs, сформированных ионной имплантацией и последующим импульсным лазерным плавлением при различных энергиях лазерного импульса. Обнаружена сильная зависимость магнитооптических и оптических свойств слоев InFeAs от энергии импульса. Спектры ЭЭК образца, сформированного при минимальной энергии импульса ( $W = 0.1$  Дж/см<sup>2</sup>), свидетельствуют о присутствии в слабо легированной полупроводниковой матрице ферромагнитных нанокластеров (In, Fe)As с температурой Кюри  $\approx 180$  К, а также об отсутствии вторичных магнитных фаз. Спектры ЭЭК слоев, полученных при  $W = 0.15$ – $0.4$  Дж/см<sup>2</sup>, являются суперпозицией вкладов от распределенных в объеме ферромагнитных нанобластей (In, Fe)As и приповерхностных включений Fe. Преобладание в спектрах вклада железа свидетельствует об усилении диффузии Fe к поверхности при увеличении энергии лазерного импульса. Анизотропия магнитооптических и оптических спектров подтверждает анизотропное химическое фазовое разделение в слоях.

**Ключевые слова:** разбавленные ферромагнитные полупроводники, (In, Fe)As, экваториальный эффект Керра, эллипсометрия

**DOI:** 10.31857/S0015323022601222

#### ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее важных задач при изучении разбавленных ферромагнитных полупроводников (РФП) является получение высококачественных материалов с собственным высокотемпературным ферромагнетизмом. Значительный прогресс в этом направлении достигнут при получении низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксией разбавленных железосодержащих РФП (A<sup>3</sup>, Fe)B<sup>5</sup> (A = Ga, In; B = Sb, As) [1–6]. В частности, были сформированы слои (In, Fe)Sb с содержанием Fe до 35%, температура Кюри ( $T_C$ ) которых превышает комнатную ( $T_{ком}$ ) [5]. В семействе (A<sup>3</sup>, Fe)B<sup>5</sup> соединение (In, Fe)As уникально, так как в нем реализованы как *p*-, так и *n*-типы проводимости с высокой подвижностью электронов [2]. Однако при легировании, близком к однородному, не удается получать слои (In, Fe)As с  $T_C > 70$  К. В то же время в слоях (In, Fe)As:Be, выращенных на вицинальных подложках GaAs(001) с использованием методов спинодального разложения и дельта-легирования, был реализован ферромагнетизм при комнатной температуре [6].

Если в подобных слоях удастся осуществить дальний магнитный порядок, они могут стать перспективными компонентами спинтронных устройств.

Слои (In, Fe)As были выращены также методом ионной имплантации с последующим импульсным лазерным плавлением (ИИ + ИЛП). В них обнаружено анизотропное распределение Fe в полупроводниковой матрице и зарегистрирована ненулевая намагниченность при  $T_{ком}$  [7]. Однако следует учитывать, что при росте в неравновесных условиях могут формироваться наноразмерные включения вторичных магнитных фаз [8, 9]. Возникновение ферромагнетизма в слоях РФП обычно регистрируют высокочувствительными СКВИД-магнитометрами, и наличие даже минимального количества нежелательных магнитных фаз может вносить заметный вклад в магнитный сигнал и приводить к неверным выводам. В связи с этим контроль фазового состава РФП критически важен.

Ферромагнетизм РФП проявляется в магнитооптических спектрах особенностями, энергетическое положение которых определяется зонной

структурой исходного полупроводника [10]. По этой причине магнитооптическая спектроскопия является эффективным методом диагностики и исследования РФП, позволяющим регистрировать возникновение ферромагнетизма, изучать электронный спектр материала и выявлять наличие вторичных магнитных фаз. Мы использовали магнитооптическую спектроскопию в геометрии экваториального эффекта Керра, чтобы установить магнитное состояние и фазовый состав серии образцов InFeAs. Образцы были получены при имплантации одинаковой концентрации ионов Fe и варьировании энергии лазерного импульса, вызывающего плавление и последующую рекристаллизацию имплантированного слоя.

### ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Образцы были получены имплантацией ионов Fe (с энергией 100 кэВ и флюенсом  $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) в пластины InAs(001) и плавлением лазерным импульсом с энергией  $W = 0.1\text{--}0.4 \text{ Дж/см}^2$  (шаг  $\Delta W = 0.05 \text{ Дж/см}^2$ ). В дальнейшем нумерация образцов соответствует энергии лазерного импульса (s 0.1–s 0.4). Толщина рекристаллизованных слоев  $\approx 90 \text{ нм}$ . Информация о деталях технологии и предшествующих исследованиях подобных образцов содержится в [7], где было обнаружено присутствие фазы (In, Fe)As в виде пластинок толщиной несколько нанометров, ориентированных параллельно плоскости (110) InAs.

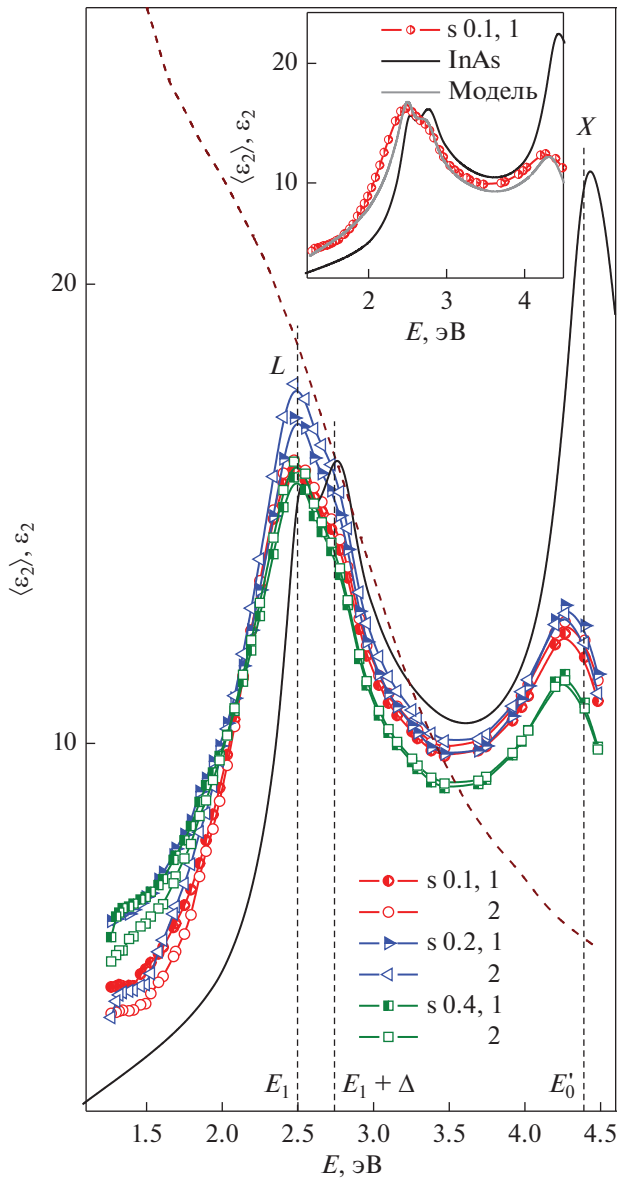
В эксперименте измеряли сигнал экваториального эффекта Керра (ЭЭК):

$$\delta = [I(H) - I(-H)]/2I(0), \quad (1)$$

где  $I(H)$  и  $I(0)$  – интенсивности отраженного света при наличии и в отсутствие магнитного поля соответственно, в диапазоне энергий  $E = 1.5\text{--}3.5 \text{ эВ}$  в магнитных полях до 280 кА/м в температурном диапазоне 20–300 К. Измеряли также зависимость ЭЭК от температуры  $\delta(T)$  и магнитного поля  $\delta(H)$  при фиксированных энергиях. С учетом обнаруженной в [7] анизотропии измерения проводили для двух ориентаций магнитного поля относительно кристаллографических осей InAs: **1** –  $\vec{H} \parallel [110]$  (плоскость падения света  $\parallel (110)$ ); **2** –  $\vec{H} \parallel [1\bar{1}0]$  (плоскость падения  $\parallel (1\bar{1}0)$ ). Оптические свойства образцов исследовали с помощью спектральной эллипсометрии. Спектры эллипсометрических параметров  $\Psi(E)$  и  $\Delta(E)$  записывали при комнатной температуре в диапазоне  $E = 1.24\text{--}4.5 \text{ эВ}$  для ориентации плоскости падения: **1** –  $\parallel$  плоскости (110) InAs; **2** –  $\parallel$  плоскости (1 $\bar{1}$ 0).

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

По данным эллипсометрии мы вычислили спектральные зависимости диагональных компонент псевдодиелектрической функции  $\langle \epsilon \rangle = \langle \epsilon_1 \rangle + i\langle \epsilon_2 \rangle$  образцов InFeAs. Спектры мнимой части  $\langle \epsilon_2(E) \rangle$  для трех образцов s 0.1, s 0.2 и s 0.4 демонстрируют общую тенденцию изменения зависимостей  $\langle \epsilon_2(E) \rangle$  с ростом энергии лазерного импульса (рис. 1). На рисунке приведены также известные из литературы спектры  $\epsilon_2(E)$  InAs [11] и Fe [12]. Штриховыми линиями отмечены энергии переходов  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$  и  $E'_0$  в  $L$  и  $X$  критических точках зоны Бриллюэна InAs. В области этих переходов в спектрах  $\langle \epsilon_2(E) \rangle$  слоев InFeAs хорошо выражены пики, свидетельствующие о сохранении в слоях InFeAs, сформированных методом ИИ + ИЛП, зонной структуры InAs. С ростом энергии лазерного импульса значения  $\langle \epsilon_2 \rangle$  слоев увеличиваются в низкоэнергетической части спектра, где поглощение полупроводниковой матрицы падает. Наблюдается размытие дублета, обусловленного переходами  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$  и уменьшение пика в области перехода  $E'_0$ . Причиной трансформации спектров  $\langle \epsilon_2(E) \rangle$  может быть увеличение плотности дефектов полупроводниковой матрицы при легировании Fe. Из сравнения со спектром  $\epsilon_2(E)$  Fe следует, что рост значений  $\langle \epsilon_2 \rangle$  слоев в диапазоне  $E < 2.5 \text{ эВ}$  может быть также связан с присутствием в них включений, сохраняющих свойства объемного железа. На характер зависимостей  $\langle \epsilon_2(E) \rangle$  может влиять и наличие окислов и шероховатости на поверхности слоев. На вставке рис. 1 вместе со спектром образца s 0.1 в геометрии 1 и спектром InAs приведена зависимость  $\langle \epsilon_2 \rangle(E)$ , вычисленная для модели с реалистичными параметрами приповерхностной области. Модель включает: подложку InAs; слой смеси 0.8 InAs + 0.2 Fe толщиной 2 нм; поверхностный слой толщиной 5.5 нм, представляющий собой смесь 0.5 оксиды InAs + 0.5 пустоты. Коэффициенты определяют объемное соотношение фаз. Достаточно хорошее совпадение спектра  $\langle \epsilon_2(E) \rangle$  образца s 0.1 и модельного спектра указывает на то, что кристаллическая структура в этом образце нарушена слабо. Количество включений железа, сохраняющих свойства объемного материала, мало. Неопределенность состава поверхностного слоя других образцов не позволила построить модели для них. Можно лишь отметить, что введение в модель большего количества Fe приводит к существенному росту значений  $\langle \epsilon_2 \rangle$  в низкоэнергетической части спектра. На рис. 1 видно, что в области  $E = 1.24\text{--}2.2 \text{ эВ}$  значения  $\langle \epsilon_2 \rangle$  в геометрии 1 больше, чем в геометрии 2, причем анизотропия наиболее явно выражена в спектрах образца s 0.2.



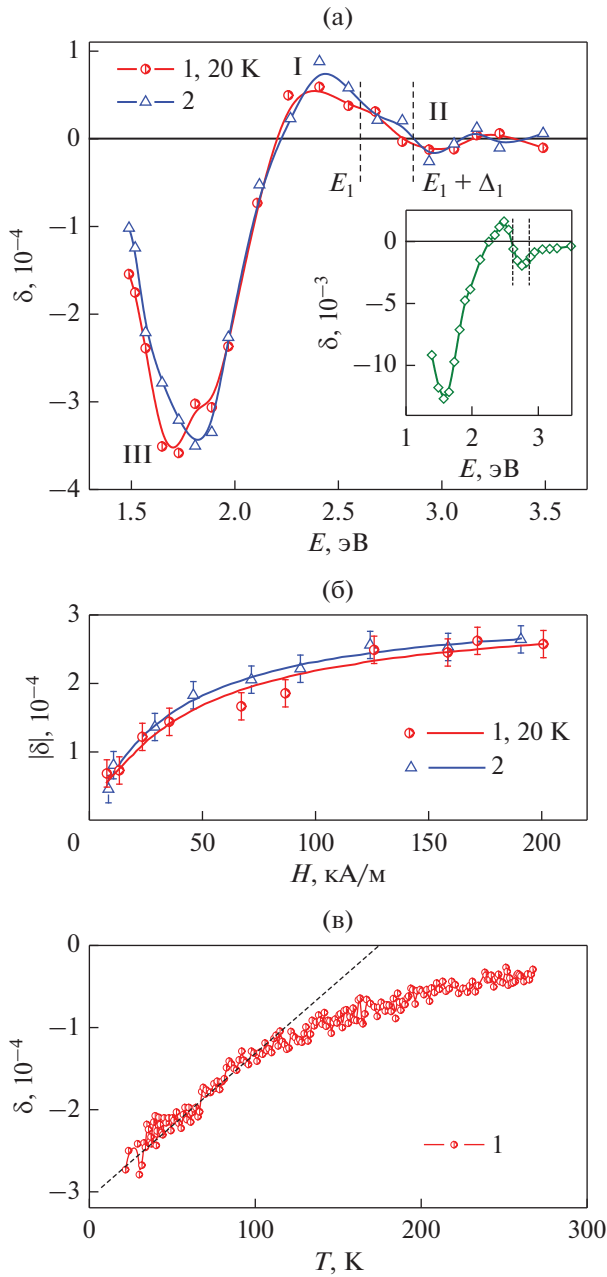
**Рис. 1.** Спектры мнимой части псевдодиэлектрической функции,  $\langle \epsilon_2 \rangle(E)$ , образцов  $s 0.1$ ,  $s 0.2$  и  $s 0.4$  при  $T = 300$  К для геометрий 1 и 2, а также спектры InAs [11] (кривая без символов) и “объемного” железа [12] (штриховая кривая). Тонкие штриховые линии – энергии переходов  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  в InAs при  $T = 300$  К. 1 – плоскость падения  $\parallel$  плоскости (110) InAs; 2 – плоскость падения  $\parallel$  плоскости (1 $\bar{1}$ 0). На вставке – спектры InAs, образца  $s 0.1$  и зависимость  $\langle \epsilon_2 \rangle(E)$  для модели: подложка InAs; слой 0.8 InAs + 0.2 Fe толщиной 2 нм; слой смеси 0.5 окислы InAs + 0.5 пустоты толщиной 5.5 нм.

От всех образцов при комнатной температуре регистрировали слабые сигналы ЭЭК. Отклик образца  $s 0.1$  при  $T_{\text{ком}}$  был наименьшим, близким к погрешности измерений. При понижении тем-

пературы сигналы ЭЭК увеличиваются. Спектры  $\delta(E)$  образца  $s 0.1$  при  $T = 20$  К,  $H = 280$  кА/м для геометрий 1 и 2 показаны на рис. 2а. В спектрах присутствуют особенности I и II в области энергий переходов  $E_1$  (2.608 эВ) и  $E_1 + \Delta_1$  (2.857 эВ) в  $L$ -критической точке зонной структуры InAs, а также полоса отрицательной полярности III в диапазоне  $E \approx 1.5$ –2.2 эВ. Ранее мы наблюдали подобную полосу в спектрах ЭЭК ферромагнитного полупроводника (In,Mn) As. На вставке рис. 2а для сравнения показан спектр  $\delta(E)$  образца  $\text{In}_{0.931}\text{Mn}_{0.069}\text{As}$  с  $T_C = 77$  К [14]. Наличие характеристической структуры I + II в спектрах  $\delta(E)$ , а также подобие спектров образца  $s 0.1$  и РФП (In,Mn)As указывает на присутствие в образце  $s 0.1$  ферромагнитной фазы – (In,Fe)As. Малость сигнала от образца  $s 0.1$  по сравнению с сигналом от образца  $\text{In}_{0.931}\text{Mn}_{0.069}\text{As}$  с невысоким для РФП и близким к однородному легированием указывает на то, что доля ФМ-фазы (In,Fe) As в образце  $s 0.1$  незначительна. Магнитополевые зависимости,  $\delta(H)$ , при  $T = 20$  К для геометрий 1 и 2,  $E = 1.81$  эВ приведены на рис. 2б, где вертикальные отрезки показывают погрешность измерений,  $\approx 2 \times 10^{-5}$ . Характер кривых  $\delta(H)$  можно объяснить магнитной неоднородностью образца: присутствием наряду с ферромагнитной фазой парамагнитной и, возможно, суперпарамагнитной фаз. На рис. 2а, 2б видно, что спектральные и магнитополевые зависимости ЭЭК образца  $s 0.1$  слабо анизотропны.

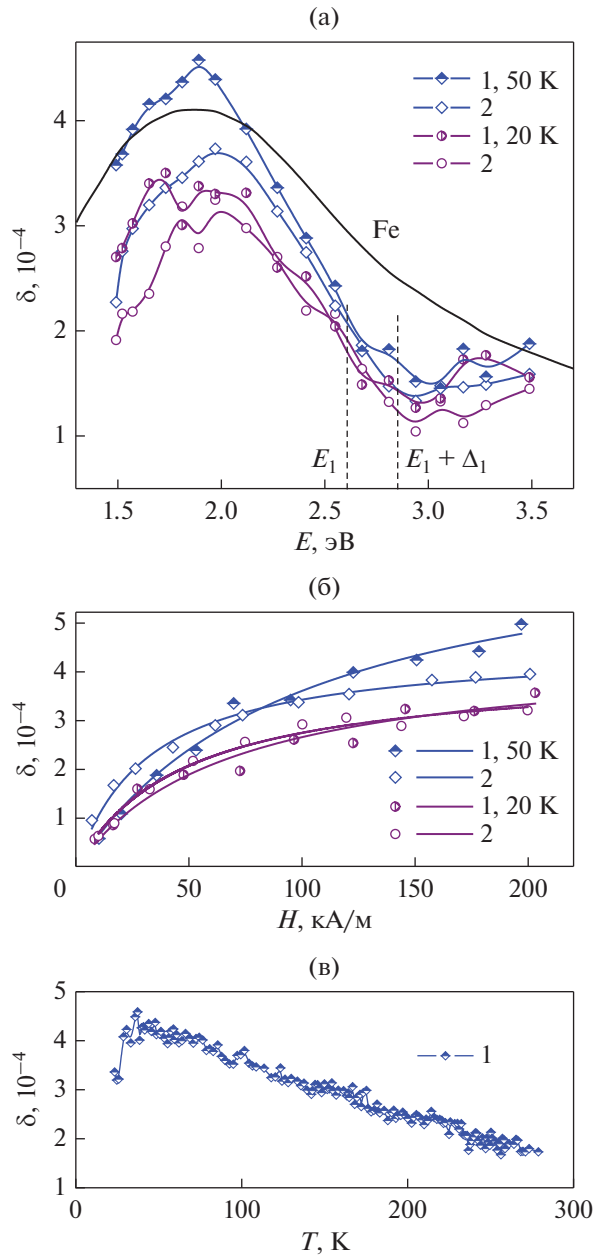
Температурные зависимости ЭЭК образца  $s 0.1$ , записанные в двух геометриях, в пределах точности измерений совпадают. На рис. 2в показана кривая  $\delta(T)$  для геометрии 1 поля  $H = 280$  кА/м,  $E = 1.81$  эВ. Экстраполяция участка более резкого роста до пересечения с осью абсцисс даёт оценку температуры Кюри ФМ фазы (In,Fe) As  $T_C \approx 180$  К.

Форма спектров ЭЭК существенно меняется при повышении энергии лазерного импульса, что наглядно демонстрируют зависимости  $\delta(E)$  образца  $s 0.15$ , показанные на рис. 3а. Спектры, измеренные при  $T = 50$  и 20 К для геометрий 1 и 2 в поле  $H = 160$  кА/м, представляют собой широкую полосу положительной полярности с максимумом в диапазоне 1.7–2.0 эВ. В области  $E < 2.2$  эВ сигналы ЭЭК в геометрии 1 заметно больше, чем в геометрии 2, т.е. хорошо выражена магнитооптическая анизотропия. Линией без символов на рис. 3а показан спектр ЭЭК пленки Fe толщиной  $\approx 100$  нм на подложке GaAs при  $T_{\text{ком}}$ . Величина сигнала от пленки Fe уменьшена в 22 раза. Подобие спектров на рис. 3а указывает на присутствие в образце  $s 0.15$  включений железа, сохраняющих свойства объемного материала. В высокоэнергетической части спектра наблюдаются слабые особенности в области переходов  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  в InAs. Таким образом, спектры ЭЭК образца  $s 0.15$  являются суперпозицией вкладов от включений Fe и



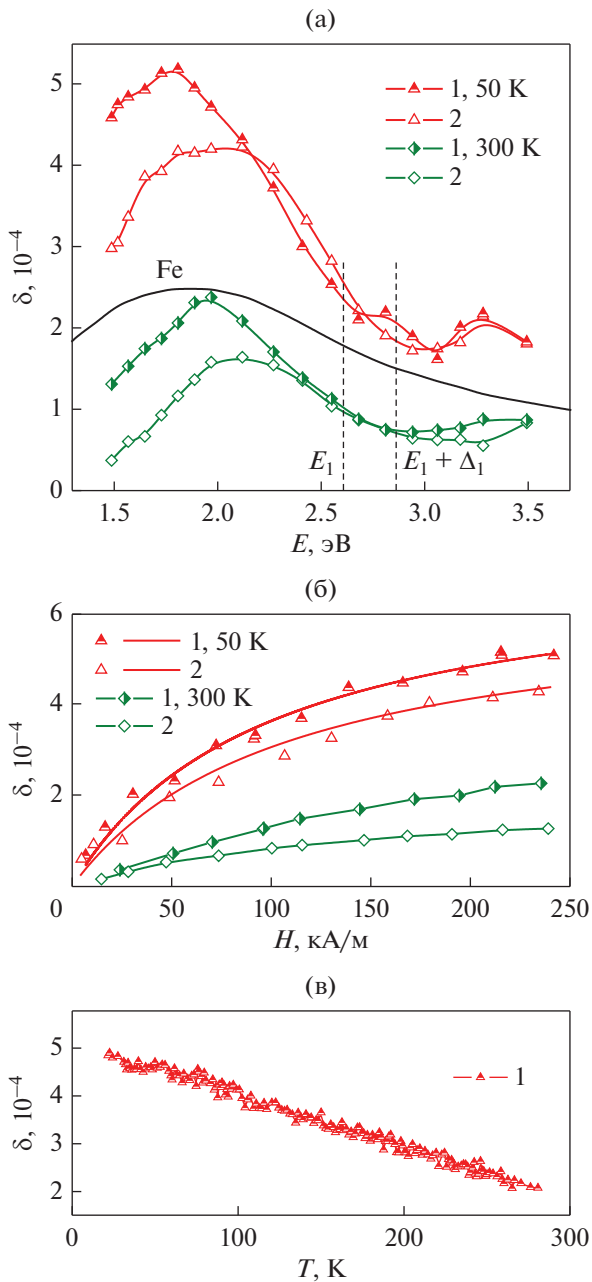
**Рис. 2.** Образец *s* 0.1. (а) Спектры ЭЭК при  $T = 20$  К,  $H = 280$  кА/м и ориентации магнитного поля: 1 –  $\vec{H} \parallel [110]$ , 2 –  $\vec{H} \parallel [1\bar{1}0]$ . Штриховые линии – энергии переходов  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  в InAs при  $T = 22$  К [13]. На вставке – спектр  $\delta(E)$  ферромагнитного образца  $\text{In}_{0.931}\text{Mn}_{0.069}\text{As}$  ( $T_C = 77$  К) при  $T = 17$  К [14]. (б) Зависимости  $\delta(H)$  при  $T = 20$  К,  $E = 1.81$  эВ для ориентаций 1 и 2 поля  $\vec{H}$ . Вертикальные отрезки показывают погрешность измерений. (в) Зависимость  $\delta(T)$  в геометрии 1 поля  $H = 200$  кА/м,  $E = 1.81$  эВ.

ФМ областей (In,Fe)As с преобладанием первого вклада. На рис. 3а видно, что при понижении температуры от 50 до 20 К сигнал ЭЭК уменьшается.



**Рис. 3.** Образец *s* 0.15. (а) Спектры ЭЭК при  $T = 50$  и  $20$  К,  $H = 160$  кА/м для геометрий 1 и 2, а также спектр пленки Fe на GaAs ( $\delta_{\text{Fe}}/22$ ,  $d = 100$  нм,  $T = 300$  К). (б) Зависимости  $\delta(H)$  для двух геометрий,  $T = 50$  и  $20$  К,  $E = 1.97$  эВ. (в) Зависимость  $\delta(T)$  в геометрии 1 при  $H = 160$  кА/м,  $E = 1.97$  эВ.

Магнитополевые зависимости  $\delta(H)$  образца *s* 0.15 при  $T = 50$  и  $20$  К в геометриях 1 и 2 для  $E = 1.97$  эВ приведены на рис. 3б. (Погрешность измерений такая же, как на рис. 2б). Характер зависимостей  $\delta(H)$ , отличающихся от кривых намагничивания железа, можно связать с магнитной и фазовой неоднородностью образца. На рис. 3в показана зависимость  $\delta(T)$  в геометрии 1 поля  $H = 160$  кА/м для  $E = 1.97$  эВ. При понижении



**Рис. 4.** Образец  $s = 0.2$ . (а) Спектры ЭЭК в поле  $H = 200$  кА/м для геометрий 1 и 2 при  $T = 50$  и  $300$  К. Кривая без символов — спектр пленки Fe на GaAs ( $\delta_{\text{Fe}}/35$ ,  $T = 300$  К). (б) Зависимости  $\delta(H)$  для геометрий 1 и 2 при  $T = 50$  и  $300$  К,  $E = 1.81$  эВ. (в) Зависимость  $\delta(T)$  для  $H = 200$  кА/м в геометрия 1 при  $E = 1.97$  эВ.

температуры наблюдается значительный близкий к линейному рост ЭЭК, сменяющийся спадом ниже  $50$  К. Немонотонное температурное поведение ЭЭК можно объяснить конкуренцией вкладов положительной полярности (от включений железа) и отрицательной полярности (от ФМ кла-

стеров (In,Fe)As), которые становятся соизмеримыми при  $T < 50$  К.

Спектры ЭЭК образца  $s = 0.2$  при  $T = 50$  и  $300$  К в двух геометриях поля  $H = 200$  кА/м и спектр пленки сравнения показаны на рис. 4а. Видно, что спектры образца  $s = 0.2$  как при низкой, так и при комнатной температуре подобны спектру пленки железа. В низкотемпературных спектрах образца  $s = 0.2$  присутствуют также характеристические особенности в области переходов  $E_1$  и  $E_1 + \Delta_1$  в InAs. В диапазоне  $E < 2.2$  эВ сигналы ЭЭК в геометрии 1 заметно больше, чем в геометрии 2. Анизотропия также хорошо выражена в спектрах  $\langle \epsilon_2(E) \rangle$  образца  $s = 0.2$  на рис. 1. Зависимости  $\delta(H)$  образца  $s = 0.2$  при  $T = 50$  и  $300$  К,  $E = 1.81$  эВ для геометрий 1 и 2 приведены на рис. 4б. Они подобны зависимостям  $\delta(H)$  образцов  $s = 0.1$  и  $s = 0.15$ . Температурная кривая,  $\delta(T)$ , образца  $s = 0.2$  для геометрии 1 поля  $H = 200$  кА/м,  $E = 1.97$  эВ, представленная на рис. 4в, демонстрирует значительный линейный рост сигнала ЭЭК при охлаждении. В спектрах ЭЭК и на зависимостях  $\delta(H)$  и  $\delta(T)$  образца  $s = 0.2$  конкуренция вкладов разной полярности явно не проявляется.

Форма и особенности спектров ЭЭК, а также характер зависимостей  $\delta(H)$  и  $\delta(T)$ , наблюдаемые для образца  $s = 0.2$ , сохраняются для образцов  $s = 0.25$ – $s = 0.4$  как при низких температурах, так и при  $T_{\text{ком}}$ . Сигнал ЭЭК от этих образцов уменьшается при увеличении энергии лазерного импульса. Отметим, что сигналы ЭЭК малы от всех образцов  $s = 0.15$ – $s = 0.4$ , следовательно, количество включений железа в них незначительно. Нам не удалось обнаружить их с помощью магнито-силовой микроскопии при  $T_{\text{ком}}$ , по-видимому, из-за более высокой локальности этого метода.

В [7] выполнены комплексные исследования аналогичных пленок InAs, имплантированных такой же дозой Fe и рекристаллизованных в одном из режимов ИЛП. Установлено, что после плавления  $\sim 2/3$  атомов Fe диффундируют к поверхности, оставшаяся концентрация атомов Fe в слое InAs  $\approx 2.5$ – $3.1\%$ . В приповерхностной области толщиной  $\approx 50$  нм около 70% ионов Fe занимают позиции катионного замещения. Остальные ионы Fe предположительно находятся в дефектном аморфном поверхностном слое. В матрице InAs обнаружены обогащенные Fe нанокристаллы толщиной несколько нанометров и длиной  $\approx 90$  нм в виде пластин параллельных плоскостям (110). Подтверждена ферромагнитная связь внутри обогащенных железом нанопластин и установлено отсутствие дальнего ферромагнитного порядка в образце. При  $T_{\text{ком}}$  обнаружена ненулевая индуцированная полем намагниченность. Дано теоретическое обоснование преимущественной агрегации ионов Fe вдоль направления  $[1\bar{1}0]$  и анизотропного распределения Fe в форме обогащенных железом на-

нопластин. При анализе наших данных мы использовали результаты, полученные в [7].

Характеристические особенности в области переходов в  $L$  точке InAs присутствуют в низкотемпературных спектрах ЭЭК всех образцов, подтверждая наличие в них ФМ фазы (In, Fe)As. Доля фазы (In, Fe)As в образцах незначительна, так как эти особенности малы. Вторичные магнитные фазы отсутствуют только в образце  $s = 0.1$ . Спектр ЭЭК этого образца формируется ФМ включениями (In, Fe)As с  $T_C \approx 180$  К. Зависимости  $\delta(H)$  образца  $s = 0.1$  по-видимому, включают сопоставимые по величине ферромагнитную и суперпарамагнитную составляющие. Незначительное отличие магнитооптических и оптических спектров образца  $s = 0.1$  в двух геометриях эксперимента согласуется с данными [7], где при ориентации магнитного поля вдоль осей  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$  наблюдали совпадение петель гистерезиса, соответствующее эквивалентности этих направлений в структуре цинковой обманки.

Спектры ЭЭК образцов  $s = 0.15$ – $s = 0.4$  являются суперпозицией вкладов от включений Fe и (In, Fe)As. Преципитаты Fe могут формироваться в приповерхностной области, где концентрация атомов Fe повышена вследствие диффузии из расплавленного слоя. Согласно данным энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии [7], увеличение концентрации Fe вблизи поверхности происходит локально, внутри нанопластин (In, Fe)As. Такое неоднородное распределение Fe в нанопластинах может приводить к анизотропному распределению частиц Fe вблизи/или на поверхности, их выстраиванию вдоль направления  $[1\bar{1}0]$  и к анизотропии в спектрах образцов  $s = 0.15$ – $s = 0.4$ . Преципитаты Fe в [7] не были обнаружены. Согласно нашим данным они присутствуют в образцах, полученных при  $W > 0.1$  Дж/см<sup>2</sup> ( $s = 0.15$ – $s = 0.4$ ).

Увеличение энергии лазерного импульса  $W$  от 0.15 до 0.2 Дж/см<sup>2</sup> вызывает рост сигнала ЭЭК и значений  $\langle \epsilon_2 \rangle$ , а также значительную анизотропию в магнитооптических и оптических спектрах. Эти изменения указывают на рост количества приповерхностных ориентированных включений Fe из-за усиления диффузии из расплавленного слоя, температура которого повышается с ростом  $W$ . Дальнейшее увеличение  $W$  (0.25–0.4 Дж/см<sup>2</sup>) приводит к уменьшению сигналов и анизотропии в спектрах ЭЭК при сохранении формы спектров, характера зависимостей  $\delta(H)$  и  $\delta(T)$ , а также увеличенных значений  $\langle \epsilon_2 \rangle$  в низкоэнергетической области. Такие изменения могут быть вызваны поверхностной диффузией, а также испарением атомов Fe с ростом энергии лазерного импульса. Необычные температурные зависимости ЭЭК образцов  $s = 0.2$ – $s = 0.4$  и начальная часть кривой  $\delta(T)$  образца  $s = 0.15$ , демонстрирующие значительный

линейный рост при охлаждении, не характерны для “объемного” железа (с  $T_C = 1043$  К). Возможно, такое поведение связано с ростом упорядоченности и суммарной намагниченности невзаимодействующих приповерхностных ферромагнитных и/или суперпарамагнитных частиц железа во внешнем магнитном поле при понижении температуры. Магнитная неоднородность слоев и соизмеримость сигналов от ферромагнитных и/или суперпарамагнитных частиц и парамагнитных атомов Fe, по-видимому, определяют характер магнитооптических зависимостей ЭЭК образцов  $s = 0.15$ – $s = 0.4$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаружено сильное влияние энергии рекристаллизующего лазерного импульса на магнитооптические и оптические характеристики ИИ + ИЛП слоев InFeAs. При минимальной энергии импульса  $W = 0.1$  Дж/см<sup>2</sup> формируются слои, в слабо легированной InAs-матрице которых содержатся ферромагнитные нанокластеры (In, Fe)As с  $T_C \approx 180$  К, вторичные магнитные фазы отсутствуют. Образцы, полученные при  $W = 0.15$ – $0.4$  Дж/см<sup>2</sup>, содержат распределенные в объеме ФМ нанокластеры (In, Fe)As, а также приповерхностные включения железа, образующиеся при диффузии Fe из расплавленного слоя к поверхности. Анизотропия в магнитооптических и оптических спектрах образцов, полученных при  $W = 0.15$ – $0.4$  Дж/см<sup>2</sup>, соответствует картине анизотропного химического фазового разделения [7]. Это соответствие свидетельствует о том, что диффузия Fe происходит из областей формирования обогащенных железом кристаллографически ориентированных нанопластин (In, Fe)As и приводит к образованию вблизи и/или на поверхности ориентированных нанокластеров железа. Немонотонная зависимость сигнала ЭЭК образцов, полученных при  $W > 0.1$  Дж/см<sup>2</sup>, от энергии лазерного импульса, может быть следствием поверхностной диффузии, а также испарения атомов Fe при увеличении энергии импульса.

Авторы благодарны А.И. Руковишникову за измерение эллипсометрических спектров.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hai P. N., Anh L. D., S., Tamegai T., Kodzuka M., Ohkubo T., Hono K., Tanaka M. Growth and characterization of  $n$ -type electron-induced ferromagnetic semiconductor (In, Fe)As // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 182403-1–182403-5.
2. Hai P. N., Anh L. D., Tanaka M. Electron effective mass in  $n$ -type electron-induced ferromagnetic semiconductor (In, Fe)As: Evidence of conduction band transport // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 252410-1–252410-5.

3. *Sakamoto S., Anh L.D., Hai P.N., Shibata G., Takeda Y., Kobayashi M., Takahashi Y., Koide T., Tanaka M., Fujimori A.* Magnetization process of the *n*-type ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As:Be studied by X-ray magnetic circular dichroism // *Phys. Rev. B* 2016. V. 93. P. 035203-1–035203-6.
4. *Tu N.T., Hai P.N., Anh L.D., Tanaka M.* High-temperature ferromagnetism in heavily Fe-doped ferromagnetic semiconductor (Ga,Fe)Sb // *Appl. Phys. Lett.* 2016. V. 108. P. 192401-1–192401-4.
5. *Tu N.T., Hai P.N., Anh L.D., Tanaka M.* Heavily Fe-doped ferromagnetic semiconductor (In,Fe)Sb with high Curie temperature and large magnetic anisotropy // *Appl. Phys. Express* 2019. V. 12. P. 103004-1–103004-5.
6. *Hai P.N., Yoshida M., Nagamine A., Tanaka M.* Inhomogeneity-induced high temperature ferromagnetism in *n*-type ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As grown on vicinal GaAs substrates // *Jap. J. Appl. Phys.* 2020. V. 59. P. 063002-1–063002-8.
7. *Yuan Ye, Hübner R., Birowska M., Xu Ch., Wang M., Prucnal S., Jakiela R., Potzger K., Böttger R., Facsko S., Majewski J.A., Helm M., Sawicki M., Zhou Sh., Dietl T.* Nematicity of correlated systems driven by anisotropic chemical phase separation // *Phys. Rev. Mat.* 2018. V. 2. P. 114601-1–114601-14.
8. *Dietl T., Sato K., Fukushima T., Bonanni A., Jamet M., Barski A., Kuroda S., Tanaka M., Hai P.N., Katayama-Yoshida H.* Spinodal nanodecomposition in semiconductors doped with transition metals // *Rev. Mod. Phys.* 2015. V. 87. P. 1311–1377.
9. *Pereira L.M.C.* Experimentally evaluating the origin of dilute magnetism in nanomaterials // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2017. V. 50. P. 393002 (1–26).
10. *Ando K.* Magneto-Optics of Diluted Magnetic Semiconductors: New Materials and Applications // *Magneto-Optics* / Ed. by S. Sugano, N. Kojima. Springer Series in Solid-State Sciences. Berlin: Springer, 2000. V. 128. P. 211–241.
11. *Palik E.D., Holm R.T.* Indium arsenide // *Handbook of Optical Constants of Solids* / Ed. by *Palik E.D. Orlando*, FL, USA: Academic, 1985. P. 479–489.
12. *Johnson P.B., Christy R.W.* Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd // *Phys. Rev. B* 1974. V. 9. P. 5056–5070.
13. *Kim T.J., Yoon J.J., Hwang S.Y., Jung Y.W., Ghong T.H., Kim Y.D., Kim H.J., Chang Y.-C.* InAs critical-point energies at 22 K from spectroscopic ellipsometry // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 97. P. 171912-1–171912-3.
14. *Gan'shina E.A., Golik L.L., Kun'kova Z.E., Zykov G.S., Rukovishnikov A.I., Markin Yu.V.* Magnetic Inhomogeneity Manifestations in the Magneto-Optical Spectra of (In–Mn)As Layers // *IEEE Magn. Lett.* 2020. V. 11. P. 2502105 (5pp).