

# ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ОТКЛИК КВАНТОВОЙ ЯМЫ НА ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ $\delta$ -СЛОЯ Mn В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGaAs/GaAs

А. И. Дмитриев<sup>a\*</sup>, А. Д. Таланцев<sup>a</sup>, С. В. Зайцев<sup>b</sup>, Ю. А. Данилов<sup>c</sup>,  
М. В. Дорохин<sup>c</sup>, Б. Н. Звонков<sup>c</sup>, О. В. Коплак<sup>d</sup>, Р. Б. Моргунов<sup>a</sup>

<sup>a</sup> *Институт проблем химической физики Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

<sup>c</sup> *Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского  
603600, Нижний Новгород, Россия*

<sup>d</sup> *Киевский национальный университет им. Т. Шевченко  
01601, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 21 декабря 2010 г.

Установлено, что в тонком слое сплава  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  ( $\delta$ -слой Mn) в гетероструктурах, содержащих квантовую яму InGaAs/GaAs, может существовать ферромагнитное упорядочение двух типов в зависимости от геометрии образцов. В сингулярных образцах, в которых  $\delta$ -слой Mn параллелен плоскости (001) GaAs, наблюдается «блховская» температурная зависимость намагниченности «3/2», в вицинальных образцах с отклонением  $\delta$ -слоя Mn от плоскости (001) GaAs наблюдается «перколяционный» ферромагнитный переход. Обнаружено, что поляризация фотолюминесценции квантовой ямы следует изменениям намагниченности  $\delta$ -слоя Mn в зависимости от температуры по «блховскому» закону в сингулярных образцах и по «перколяционному» закону в вицинальных образцах.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из ключевых направлений в физике твердого тела и спинтронике является создание и исследование систем, в которых имеется спиновая поляризация носителей заряда. Разбавленные ферромагнитные сплавы группы палладия с переходными металлами — классический пример сред с обширными облаками поляризованных электронов, окружающих примесный спин. Магнитные свойства таких систем в значительной степени определяются временем спиновой когерентности и спиновой поляризации электронов [1]. Магнитные ионы и магнетизм, возникающий при их высокой концентрации в полупроводниках и металлах, являются объектом многолетних исследований. Однако ясности в пони-

мании природы перколяционного и более сложных видов магнетизма, а также экспериментальных возможностей управления им с помощью внешних воздействий в настоящее время не так много. Поэтому принципиальный интерес представляют системы, в которых можно регулировать и определять концентрацию электронов и степень их спиновой поляризации с помощью света. Такими объектами являются полупроводниковые гетероструктуры, в которых тонкие магнитные слои переходных металлов пространственно отделены от квантовой ямы. В этих системах в зависимости от расстояния между магнитным слоем и квантовой ямой можно ожидать как влияния магнитного поля слоя, содержащего металлические ионы, на спиновую поляризацию носителей заряда в квантовой яме, так и обратного влияния электронов проводимости, инжектируемых в

\*E-mail: aid@icp.ac.ru

магнитный слой из квантовой ямы, на установление косвенного обмена и магнитные свойства слоя, легированного металлическими ионами.

Мощным методом определения степени спиновой поляризации электронов проводимости, обеспечивающих косвенный обмен, является измерение степени поляризации фотолюминесценции. В гетероструктуре InGaAs/GaAs, содержащий  $\delta$ -слой Mn, спин-поляризованные носители заряда инжектируются из  $\delta$ -слоя Mn (тонкого слоя разбавленного магнитного полупроводника  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ) в квантовую яму InGaAs/GaAs, геометрически отделенную от  $\delta$ -слоя Mn слоем полупроводника GaAs толщиной 3 нм (рис. 1). Если носители сохраняют свою спиновую поляризацию, то свет, испускаемый квантовой ямой InGaAs/GaAs, будет иметь циркулярную поляризацию. Квантовые правила отбора, описывающие рекомбинацию носителей заряда, устанавливая связь между циркулярной поляризацией фотолюминесценции и спиновой поляризацией электронов, позволяя определить поляризацию спинов носителей заряда в разбавленном магнитном полупроводнике  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ .

Предварительные эксперименты показали, что разбавленные магнитные полупроводники типа  $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$  или  $\text{Ga}_{1-x}\text{Fe}_x\text{As}$  являются сильно неупорядоченными системами [2–7], к которым применимы подходы теории протекания, разработанные ранее [1]. Применительно к неупорядоченным разбавленным магнитным полупроводникам теорию протекания начали развивать сравнительно недавно [8–15]. Было показано, что в ряде случаев этот подход применим для анализа ферромагнитного состояния и оценки микроскопических параметров ферромагнитных слоев в гетероструктурах.

Ориентация подложек в гетероструктурах, выращенных методом молекулярной эпитаксии, существенно влияет на качество и упорядоченность ферромагнитных слоев [16–20]. Например, когда угол  $\varphi$  между какой-либо кристаллографической плоскостью и соответствующей гранью подложки не равен нулю, можно выращивать несколько групп наноструктур (квантовых точек,  $\delta$ -слоев и т. д.), различающихся размерами, кристаллической и электронной структурой, ориентациями, что в конечном счете определяет их фотолюминесцентные, электротранспортные и другие свойства [16–20]. Таким образом, выбором угла  $\varphi$  и направления разориентации подложки (рис. 2) можно получить желаемую степень намагниченности ферромагнитных слоев.

Целью настоящей работы является установление влияния разориентации подложки GaAs на тип

магнитного упорядочения и обменные параметры в  $\delta$ -слое Mn, спиновую динамику и фотолюминесценцию гетероструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и тонким слоем твердого раствора  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  с высокой концентрацией марганца,  $x \approx 4\text{--}10$  ат. %, а также определение влияния магнитного поля  $\delta$ -слоя Mn на поляризацию фотолюминесценции квантовой ямы.

## 2. МЕТОДИКА

Гетероструктуры InGaAs/GaAs с  $\delta$ -слоем Mn были выращены комбинированным методом ступенчатого эпитаксиального роста. На первом этапе на подложке GaAs в плоскости (001) методом металл-органической гидридной эпитаксии последовательно выращены буферный слой GaAs, легированный Si, далее имеется  $\delta$ -слой C, затем идет слой нелегированного GaAs, нелегированная квантовая яма InGaAs и, наконец, разделяющий слой GaAs (рис. 1). На следующем этапе в том же реакторе методом лазерного распыления Mn- и GaAs-мишеней последовательно выращены  $\delta$ -слой Mn, толщиной около 2 нм, и покровный слой GaAs. Подробно методика изготовления и аттестации гетероструктур InGaAs/GaAs с  $\delta$ -слоем Mn описана в работе [21].

В нашей работе исследованы две серии образцов.

а) Сингулярные гетероструктуры, содержащие квантовую яму InGaAs/GaAs и однородный  $\delta$ -слой Mn на точно ориентированной подложке GaAs, когда угол  $\varphi$  между кристаллографической плоскостью (001) и соответствующей гранью подложки равен нулю (рис. 2а).

б) Визинальные гетероструктуры, содержащие квантовую яму InGaAs/GaAs и неупорядоченный  $\delta$ -слой Mn на подложке GaAs, когда угол между кристаллографической плоскостью (001) и соответствующей гранью подложки  $\varphi = 3^\circ$  (рис. 2б).

Ориентация подложек контролировалась методом рентгеновской дифракции с помощью дифрактометра ДРОН-4. Выращиваемый  $\delta$ -слой Mn представлял собой тонкий слой твердого раствора  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  с высокой концентрацией марганца,  $x \approx 4\text{--}10$  ат. %. Метод выращивания неупорядоченных ферромагнитных  $\delta$ -слоев Mn заключается в формировании системы ступеней на визинальных гранях кристалла (побочные грани, отклоненные от основных граней кристалла на малый угол  $\varphi$ ), торцы которых декорированы атомами Mn (рис. 2б). Атомы Mn преимущественно накапливаются на краях ступеней, приводя к неравномерному

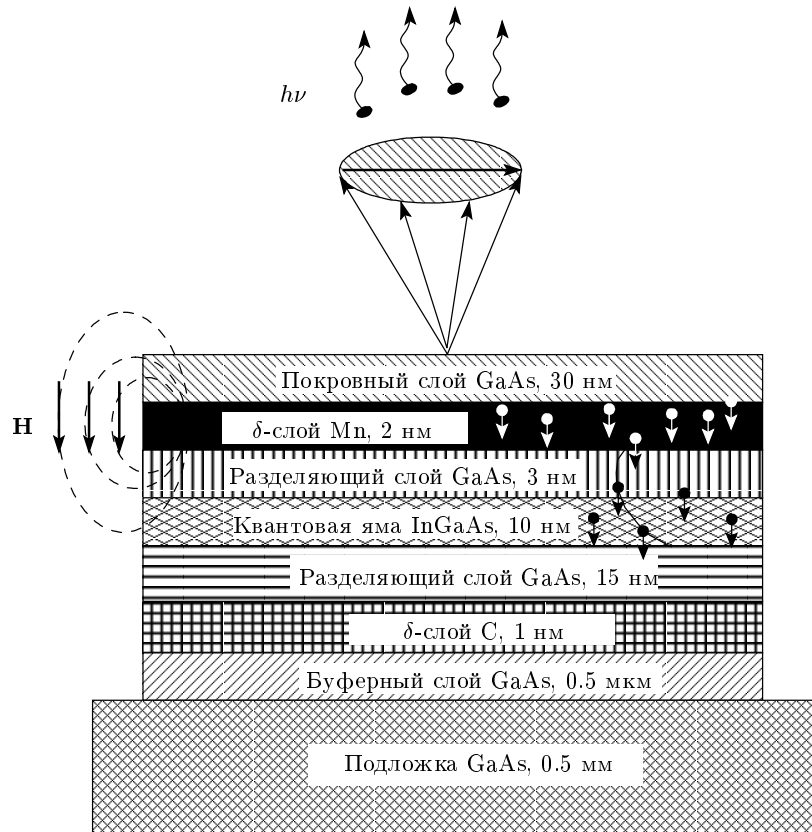


Рис. 1. Схематическое изображение гетероструктуры. Показано магнитное поле  $H$   $\delta$ -слоя Mn со спин-поляризованными дырками и поляризованная фотолуминесценция  $h\nu$  из квантовой ямы InGaAs

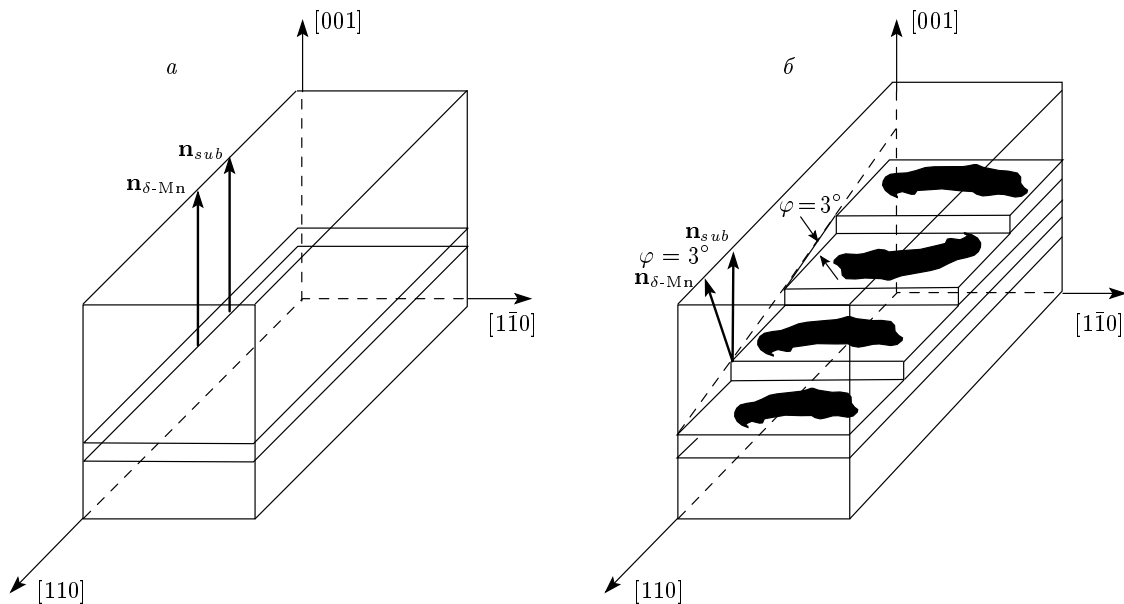


Рис. 2. Схематическое изображение сингулярных образцов (а) и вицинальных образцов (б)

распределению марганца в узлах кристаллической решетки из-за различия атомных радиусов Ga и Mn и диффузионной подвижности. После нанесения  $\delta$ -слоя Mn выращивался покровный слой GaAs, островки роста которого на плато террас также способствуют неоднородному распределению Mn [16–20].

Измерения намагниченности образцов проводились с помощью сверхпроводящего квантового интерференционного магнитометра (СКВИД) MPMS 5XL, Quantum Design при температурах 2–300 К в постоянном магнитном поле 1 кЭ.

Для исследования высокочастотной динамики спинов был использован спектрометр электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) Bruker E500, работающий в  $X$ -диапазоне частоты (примерно 9.650 ГГц), с прямоугольным резонатором типа H<sub>102</sub>, частотой модуляции 100 кГц и диапазоном развертки постоянного магнитного поля от нуля до 14 кЭ. Температура изменялась в диапазоне от 4 до 300 К с относительной точностью 0.5 К в криостате ESR 900 Oxford Instruments. Измеряемая интенсивность сигнала  $dI/dH$  была прямо пропорциональна первой производной мнимой части магнитной восприимчивости  $d\chi''/dH$ . Чувствительность спектрометра нормировалась на калибровочную кривую резонатора. Возбуждение ферромагнитного резонанса практически не влияло на стабильность работы спектрометра, а добротность резонатора была не ниже  $Q = 2000$ . В кварцевой трубке с исследуемым образцом (в термическом контакте с ними) находился монокристаллический калибровочный образец  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$  известной массы, позволяющий учитывать изменение чувствительности резонатора с температурой, а также рассчитывать абсолютные значения магнитной восприимчивости и числа спинов в изучаемом образце путем сравнения с этими параметрами в  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ .

Изучение фотолюминесценции квантовой ямы позволило в данной работе исследовать ферромагнетизм независимым оптическим методом. Измерения степени циркулярной поляризации фотолюминесценции проводились в магнитном поле  $H = 0\text{--}50$  кЭ в криостате со сверхпроводящим магнитом в жидком гелии (температура  $T = 2$  К) или в криостате Oxford с регулируемой температурой (минимум  $T = 8$  К), при этом образец крепился на холодном «пальце» в вакууме. Фотолюминесценция возбуждалась He-Ne-лазером (632.8 нм) и регистрировалась в геометрии Фарадея (магнитное поле направлено перпендикулярно к поверхности образцов) с помощью ССД-камеры на монохроматоре со спек-

тральным разрешением лучше 0.05 мЭВ. Циркулярно-поляризованная фотолюминесценция исследовалась стандартным образом с использованием линейного поляризатора и четвертьволновой пластинки. Степень циркулярной поляризации определялась параметром  $P_C = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$ , где  $I_+$  ( $I_-$ ) — интенсивности компонент с правой (левой) поляризациями, полученные путем интегрирования части спектра, соответствующей оптическому переходу в квантовой яме. Вреязрешенные измерения проводились в проточном криостате на установке, оборудованной фемтосекундным Ti:Sa-лазером ( $\lambda = 800$  нм), монохроматором со спектральным разрешением лучше 1 мЭВ и стрик-камерой с временным разрешением около 7 пс. Частота повторения лазерных импульсов 76 МГц.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Статическая намагниченность сингулярных образцов

В работе исследованы три сингулярных гетероструктуры, в которых наблюдались сходные магнитные и оптические свойства. Обсудим их на примере образца 4838. Температурная зависимость намагниченности  $M(T)$  образца 4838 представлена на рис. 3.

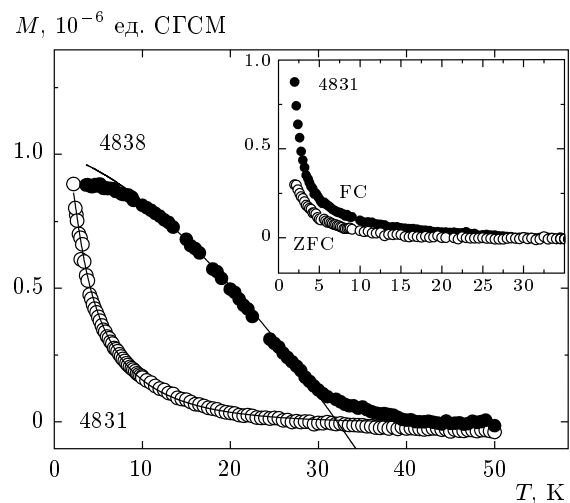


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности образцов 4838 и 4831 в магнитном поле 1 кЭ, лежащем в плоскости гетероструктуры. Сплошными линиями показаны аппроксимации формулой Блоха «3/2» (1) и перколяционной формулой (5) (см. текст). На вставке изображены температурные зависимости образца 4831, охлажденного в режиме ZFC ( $\circ$ ) и в режиме FC при  $H = 1$  Тл ( $\bullet$ )

Уменьшение намагниченности  $\delta$ -слоя Mn с ростом температуры, как и в обычных объемных ферромагнетиках, описывается формулой Блоха (рис. 3) [22, 23] при температурах ниже температуры Кюри  $T_C = (35 \pm 5)$  К:

$$M(T) = M_0(1 - BT^{3/2}), \quad (1)$$

где  $B \propto T_C^{-1}$ . В теории спиновых волн параметр  $B$ , входящий в формулу Блоха (1), связан с коэффициентом спин-волновой жесткости  $D$  выражением [24]

$$B = 2.612 \frac{g\mu_B}{M_0} \left( \frac{k_B}{4\pi D} \right)^{3/2}, \quad (2)$$

который, в свою очередь, связан с обменным интегралом  $J$  выражением [25]

$$J = \frac{Dg\mu_B}{2Sr_S^2}, \quad (3)$$

где  $S = 5/2$  — спин ионов марганца  $Mn^{2+}$ , расстояние между спинами  $r_S = (4\pi xn/3)^{-1/3}$  [26] (здесь  $n$  — концентрация катионных позиций  $Ga^{3+}$ ,  $x$  — атомная доля примесных ионов марганца  $Mn^{2+}$ ). Температуру Кюри  $T_C$  можно оценить в приближении молекулярного поля Вейсса, приравняв среднюю энергию обменного взаимодействия энергии тепловых флуктуаций [8, 27, 28]:

$$T_C = \frac{S(S+1)}{k_B} J. \quad (4)$$

Спрямление экспериментальной зависимости  $M(T)$  в координатах  $T^{3/2} - M/M_0$ , удобных для анализа по формуле (1), указывает на то, что формула Блоха справедлива для  $\delta$ -слоев Mn в исследуемых нами гетероструктурах InGaAs/GaAs (рис. 4). Мы воспользовались системой уравнений (1)–(4) для определения микроскопических параметров спиновой системы  $\delta$ -слоя Mn из аппроксимации экспериментальных данных формулой (1). В таблице приведены полученные значения  $B$ ,  $D$ ,  $J$ , которые близки к соответствующим значениям в слоях  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  ( $x \approx 3-6$  ат. %) толщиной 50–330 нм, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии [23, 29]. Наблюдаемое в нашей работе значение коэффициента спин-волновой жесткости  $D = (0.36 \pm 0.07)$  Э · см<sup>2</sup> несколько ниже, чем сообщалось ранее [23] (см. таблицу). Уменьшение  $D$  может быть связано с меньшей толщиной магнитного слоя в наших гетероструктурах. Полученное значение параметра  $B = (5.3 \pm 0.1)$  К<sup>-3/2</sup> в образце 4838, напротив, превышает значения  $B$  для более толстых эпитаксиальных

пленок [23], что согласуется с увеличением параметра  $B$  при уменьшении толщины слоя  $Ga_{1-x}Mn_xAs$ , наблюдаемым в работе [23] (см. таблицу). Это свидетельствует о сильном разупорядочении структуры  $\delta$ -слоев Mn и возрастании вклада низкоэнергетичных возбуждений (магнонов) в намагниченность образца. Подчеркнем, что справедливость формулы Блоха для температурной зависимости намагниченности образца 4838 свидетельствует о возможности описания намагниченности  $\delta$ -слоя Mn с помощью представлений о намагниченности объемных упорядоченных ферромагнетиков.

### 3.2. Статическая намагниченность вицинальных образцов

Обсудим теперь температурную зависимость намагниченности  $M(T)$  серии вицинальных образцов на примере образца 4831 (рис. 3). Зависимость  $M(T)$  имеет плавный (не «блеховский») ход, характерный для перколяционного ферромагнитного упорядочения в неупорядоченных ферромагнетиках. Чтобы убедиться, что в этих образцах также имеет место ферромагнитное упорядочение, мы измерили температурные зависимости образцов, охлажденных в нулевом магнитном поле (ZFC) и в поле 1 Тл (FC) (см. вставку на рис. 3). Точка, ниже которой температурные зависимости ZFC и FC начинают различаться, является температурой Кюри  $T_C = (30 \pm 5)$  К (рис. 3). Близкие значения температуры Кюри в образцах 4838 и 4831 указывают на то, что основными факторами, определяющими ее значение, являются одинаковая концентрация примеси марганца в  $\delta$ -слое Mn ( $2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>) и толщина разделяющего слоя GaAs (2 нм в обоих образцах), а не степень упорядоченности атомов марганца. Возникновение ферромагнетизма в неупорядоченных разбавленных магнитных полупроводниках вызвано косвенным обменным взаимодействием, передаваемым носителями заряда между ионами Mn [30, 31]. Вблизи примесного иона образуется обширное облако спин-поляризованных носителей заряда (полярон). Обменное взаимодействие между магнитными поляронами имеет положительный знак (ферромагнитно) при больших концентрациях примесных ионов. При относительно высоких температурах ориентации спинов примесных ионов, принадлежащих разным поляронам, произвольны. При понижении температуры радиус магнитных поляронов растет, и при некотором значении температуры волновые функции соседних поляронов начинают пере-

Таблица. Магнитные характеристики исследованных образцов

Физические свойства	Типы образцов			
	4838	$\text{Ga}_{0.949}\text{Mn}_{0.051}\text{As}$ [36] $\text{Ga}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{As}$ [23]	4831	$\text{Ga}_{0.97}\text{Mn}_{0.03}\text{As}$ [10]
$M_0$ , Э	$30 \pm 4$	$290 \pm 40$ $16.5$	$50 \pm 7$	—
$J$ , мэВ	$0.18 \pm 0.04$	$1$ —	$0.72 \pm 0.04$	15
$(T_C)_{measure}$ , К	$35 \pm 5$	$87 \pm 5$ $37 \pm 3$	$30 \pm 5$	100
$(T_C)_{calculate}$ , К	$15 \pm 3$	— —	$5 \pm 1$	10
$B$ , $10^{-3}$ К $^{-3/2}$	$5.3 \pm 0.1$	— $3.2 \pm 0.1$	—	—
$D$ , $10^{-9}$ Э·см $^2$	$0.36 \pm 0.07$	$1.0 \pm 0.4$	—	—
$D$ , мэВ·Å $^2$	$21 \pm 4$	66	—	—
$R/r_S$	—	—	$0.21 \pm 0.03$	0.1–0.001
$L$ , Å	—	—	$6.5 \pm 0.9$	—

крываться через примесные ионы, принадлежащие разным поляномам. Перекрывание волновых функций приводит к тому, что спины примесных ионов, принадлежащих разным поляномам, упорядочиваются. Вблизи порога протекания, когда размер кластера спин-коррелированных поляронов достигает размеров образца, происходит ферромагнитное упорядочение. В теории протекания [1] показано, что описанные выше процессы приводят к специфическому температурному ходу намагниченности образца 4831 при температурах ниже температуры Кюри:

$$M(T) = M_0 \left\{ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{R}{r_S} \right)^3 \ln^3 \frac{JS(S+1)}{T} \right] \right\}. \quad (5)$$

Температура Кюри, согласно работе [1], в свою очередь, может быть найдена из выражения

$$T_C = JS(S+1) \exp \left( - \frac{0.87r_S}{R} \right). \quad (6)$$

Система уравнений (5), (6) позволяет анализировать макроскопические параметры перколяционных ферромагнетиков (намагниченность, температура

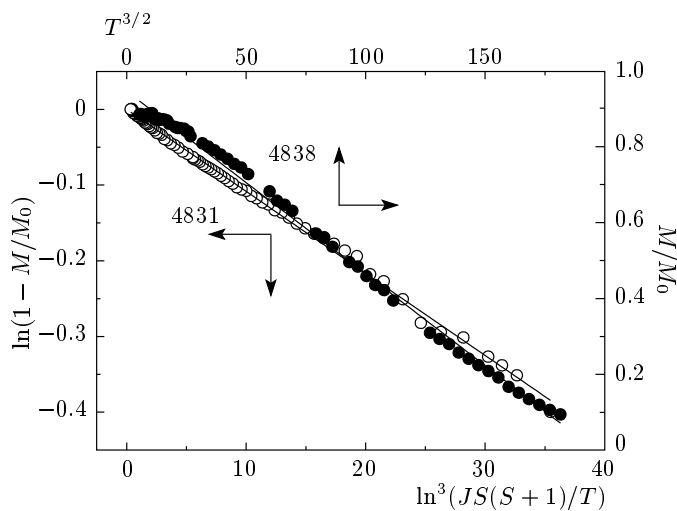


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности образцов 4838 и 4831 в спрямляющих координатах. Сплошными линиями показаны аппроксимации формулой Блоха «3/2» (1) и перколяционной формулой (5) (см. текст)

Кюри) и определять микроскопические параметры спиновой системы (обменный интеграл  $J$ , радиус потенциала косвенного обменного взаимодействия  $R$ ). Спрямление экспериментальной зависимости  $M(T)$  в координатах  $\ln^3(JS(S+1)/T) - \ln(1 - M(T)/M_0)$ , даваемых теорией [1], указывает на необходимость рассмотрения магнитных свойств образца 4831 в рамках представлений о перколяциях (рис. 4). Из аппроксимации температурной зависимости намагниченности  $M(T)$  выражением (5) были определены  $J$  и  $M_0$  (см. таблицу), которые оказались близки к соответствующим значениям в образце 4838. Оценка температуры  $T_C$  (см. таблицу) по формуле (6) дает сильно заниженное значение  $T_C = (5 \pm 1)$  К по сравнению с экспериментальным значением  $T_C = (30 \pm 5)$  К. Подобные результаты наблюдались и ранее при сравнении экспериментальных данных с теорией протекания для неупорядоченного разбавленного полупроводника  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  [10]. Этот факт можно объяснить тем, что свойства неупорядоченных разбавленных магнитных полупроводников полностью определяются соотношением радиуса потенциала косвенного обменного взаимодействия  $R$  и среднего расстояния между примесными центрами  $r_S$ . Формула (6) для температуры Кюри справедлива, когда  $R \ll r_S$ . В нашем случае радиус потенциала косвенного обменного взаимодействия лишь немногим менее среднего расстояния между примесными центрами (см. таблицу). Вероятно, этим и обусловлено несовпадение расчетного и экспериментального значений температуры Кюри. В неупорядоченных полупроводниках [10–15], когда косвенное обменное взаимодействие обусловлено локализованными носителями заряда, выполняется соотношение  $R/r_S = L \cdot n_h^{1/3}$ . Зная концентрацию дырок  $n_h \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , мы оценили радиус локализации  $L$  (см. таблицу), значение которого оказалось очень близким к боровскому радиусу дырок  $a_B = 7.8 \text{ \AA}$  в  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  [10, 32]. Заметим, что образец 4831 уже исследовался ранее в работе [33]. Для объяснения наблюдаемых экспериментальных результатов авторы работы [33] предложили модель сильно неоднородного магнитного  $\delta$ -слоя Mn с резкими пространственными изменениями концентрации марганца. Интерпретация экспериментальных результатов в предложенной модели [33] сильно затруднена и требует введения искусственных предположений о ферромагнитных «островках», погруженных в антиферромагнитную матрицу. Наши же результаты указывают на применимость общепринятой теории протекания для неупорядоченных разбавленных магнитных полупроводников.

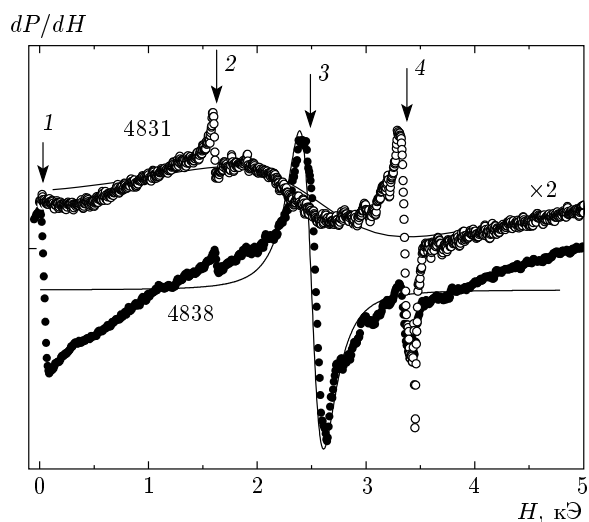


Рис. 5. Спектры электронного спинового резонанса в образцах 4838 и 4831 (в двукратно увеличенном масштабе) при температуре  $T = 4$  К. Угол между постоянным магнитным полем спектрометра и плоскостью образцов равен нулю. Цифрами обозначены линии в спектре (см. текст)

### 3.3. Высокочастотные динамические магнитные свойства

Подробно электронный спиновый резонанс в гетероструктурах  $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$  с  $\delta$ -слоем Mn обсуждался в нашей предыдущей работе [34]. Спектр электронного спинового резонанса сингулярного образца 4838 содержал нерезонансную линию 1, связанную с микроволновым магнитосопротивлением, изотропные линии 2, 4, отвечающие фоновой примеси в подложке GaAs, и линию 3 (рис. 5). Происхождение линии 3 не удается связать ни с одной из ранее изученных магнитных систем на основе арсенида галлия и марганца. Подсчет количества спинов для этой линии путем вычисления площади под кривой поглощения (второго интеграла, пропорционального  $I \cdot \Delta H$ , здесь  $I$  — амплитуда линии,  $\Delta H$  — ее ширина) и сравнения с этим же параметром для калибровочного образца медного купороса показал, что число спинов, отвечающих ей, в 100 раз превышает расчетное (полученное из концентрации независимых не взаимодействующих ионов марганца) при  $T = 4$  К. Это означает, что эта линия обусловлена не парамагнитным, а ферромагнитным резонансом в  $\delta$ -слое Mn. На это указывает также и температурная зависимость линии 3. Эта линия исчезает выше  $T_C$  [34]. В пользу данного заключения свидетельствует также аксиальная анизотропия линии 3

с осью легкого намагничивания  $\delta$ -слоя Mn, направленной вдоль [110] [34]. Таким образом, интенсивная линия 3 в спектре электронного спинового резонанса в образце 4838 соответствует однородной прецессии магнитного момента ферромагнитного слоя.

Несмотря на обилие работ в области магнитных перколяционных фазовых переходов в полупроводниках [2–7], все они осуществлены в постоянном магнитном поле, а особенности высокочастотной спиновой динамики практически не исследованы. Представления о перколяционном магнетизме, разработанные ранее, базировались на статических экспериментах в постоянном магнитном поле. Исследование высокочастотных резонансных спин-волновых явлений в системах с фрактальной магнитной размерностью и перколяционным ферромагнетизмом является новой фундаментальной задачей, открывшейся в данной работе. Спектр электронного спинового резонанса в вицинальном образце 4831 представлен на рис. 5. Он существенно отличается от спектра сингулярного образца 4838 того же химического состава. Важно отметить, что микроволновое магнитосопротивление (нерезонансная линия 1) полностью исчезает при переходе от образца 4838 к 4831 (рис. 5) из-за различной подвижности носителей заряда в этих образцах. В вицинальном образце 4831 формируются квазиодномерные каналы проводимости [20], в то время как в сингулярном образце 4838 электронный газ двумерный. Следовательно, ограничение размерности играет определенную роль в формировании магнитотранспортных свойств тонких слоев  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ . Подобные результаты были получены для разбавленного полупроводника  $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$  в работе [35]. При переходе от образца 4838 к 4831 происходит значительное уширение линии 3 ферромагнитного резонанса. Причина может быть в том, что спектр электронного спинового резонанса вицинального образца 4831 отвечает резонансу не сплошного слоя, а ферромагнитным участкам (островкам), расположенным в местах с различающимися кристаллическими и магнитными параметрами (со своим определенным локальным магнитным полем). Каждому ферромагнитному островку соответствует линия со своим локальным резонансным полем, определяемым его формой и локальным окружением. Это приводит к тому, что наблюдаемая линия ферромагнитного резонанса является огибающей множества резонансных линий с различными резонансными полями. В результате наблюдается сильное уширение (рис. 5). При переходе от образца 4838 к 4831 резонансные линии 2, 4 фоновой примеси подложки не изменялись и играли роль калибровочного сигнала.

### 3.4. Магнитооптические свойства

Если обсужденное выше уширение линии электронного спинового резонанса обусловлено неупорядоченностью ферромагнитного слоя, то аналогичного уширения можно ожидать и для линий в спектрах фотолюминесценции. Поэтому обсудим теперь влияние беспорядка на магнитооптические свойства гетероструктур InGaAs/GaAs. На рис. 6 представлены спектры фотолюминесценции для образцов 4838 и 4831 в магнитных полях  $H = 0, 30, 50$  кЭ и при температурах 2 и 9 К. Линия излучения квантовой ямы расщепляется на две циркулярно-поляризованные компоненты ( $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ ) вследствие зеемановского расщепления спиновых уровней носителей заряда. В обеих структурах степень циркулярной поляризации  $P_C$  имеет положительный знак и превышает 20% в магнитном поле  $H \geq 30$  кЭ при  $T = 2$  К. В гетероструктурах без  $\delta$ -слоя Mn циркулярная поляризация излучения из квантовой ямы равна нулю [34, 36]. Обменное  $p$ - $d$ -взаимодействие тяжелой дырки с ионами  $\text{Mn}^{2+}$  пропорционально скалярному произведению магнитного момента дырки  $\mathbf{j}$  и макроскопической намагниченности  $\mathbf{M}$  [37]. Упругие напряжения в квантовой яме InGaAs/GaAs вытесняют уровень размерного квантования легких дырок значительно выше по энергии, чем тяжелых [38]. Поэтому фотолюминесценция из квантовой ямы определяется оптическими переходами между  $2D$ -подзонами электронов и тяжелых дырок. Циркулярная поляризация фотолюминесценции из квантовой ямы InGaAs/GaAs вызвана намагниченностью близкого  $\delta$ -слоя Mn (ферромагнетизм в  $\delta$ -слое Mn приводит к спиновой поляризации дырок в квантовой яме) [34, 36]. Большая величина полуширины линий, около 10 мэВ, свидетельствует о сильном беспорядке в квантовой яме InGaAs/GaAs и  $\delta$ -слое Mn вицинального образца 4831. Неоднородность образца 4831 подтверждается также при времяразрешенных исследованиях фотолюминесценции (рис. 7). Такая неупорядоченная структура демонстрирует быстрое затухание импульсов свечения на начальном участке, доля которого уменьшается с ростом плотности накачки. Дальнейший слабый хвост импульса наблюдается при  $\tau \approx 300$ – $350$  пс (рис. 7). Естественно связать такое поведение с неоднородностью в плоскости квантовой ямы и сильной безызлучательной рекомбинацией в районе ферромагнитных участков  $\delta$ -слоя Mn. При этом в вицинальной структуре 4831 участок импульса свечения с длительным временем имеет большую амплитуду по сравнению с сингулярной структурой 4838, что также свиде-



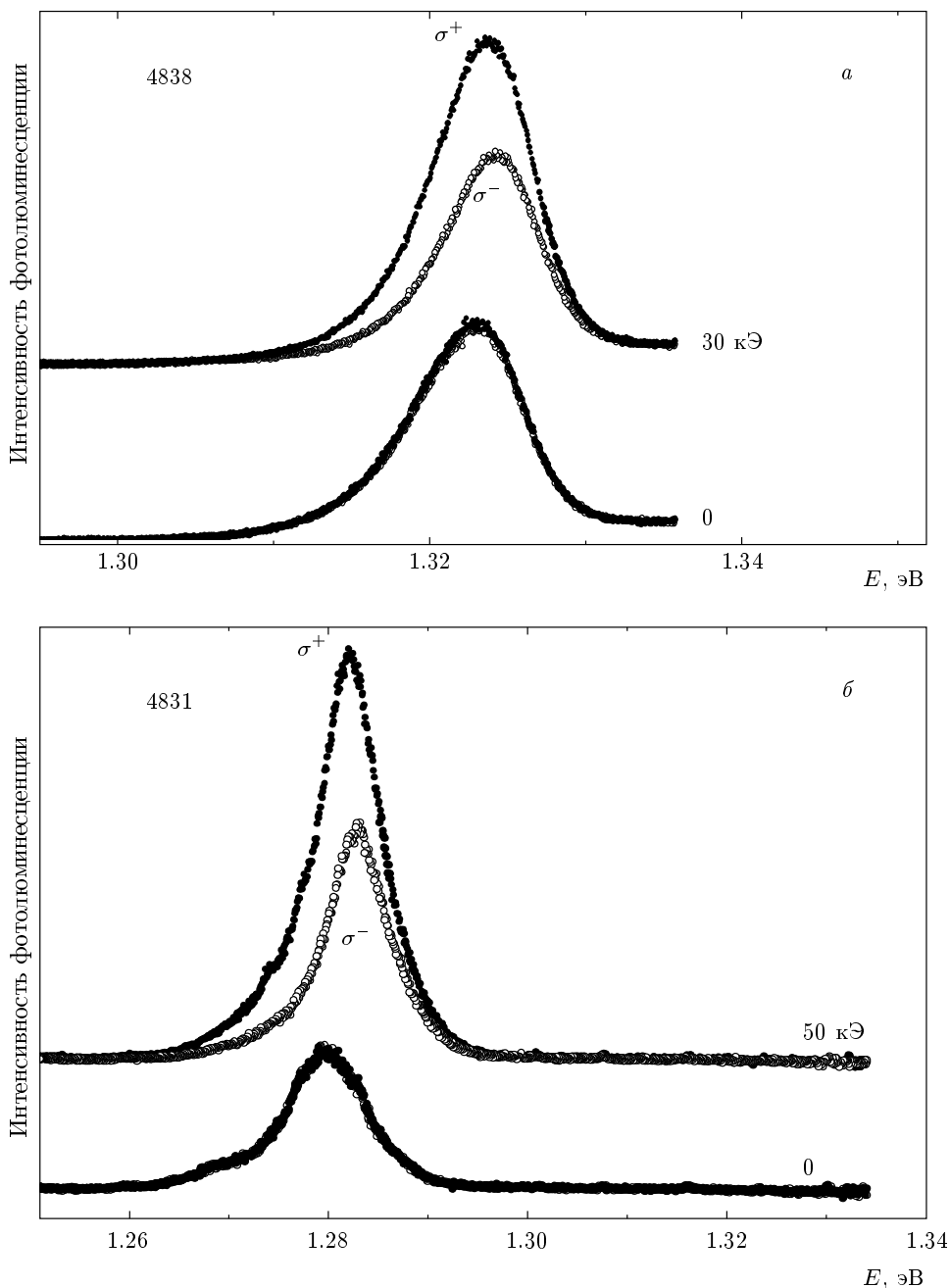


Рис. 6. Спектры фотолюминесценции для образца 4838 при  $T = 9$  К в магнитных полях  $H = 0, 30$  кЭ (*a*), а также образца 4831 при  $T = 2$  К в магнитных полях  $H = 0, 50$  кЭ (*б*)

тельствует о существенно большей неоднородности образца 4831. Еще большие различия между образцами видны на температурной зависимости степени поляризации  $P_C$  (рис. 8). На рис. 8 сплошными линиями показаны рассчитанные в рамках бoльцмановской двухуровневой системы температурные зависимости поляризации:

$$P_C = \text{th} \left( \frac{g\mu_B(H + 4\pi M)}{2k_B T} \right) \approx \alpha \frac{M}{T + \theta}, \quad (7)$$

где  $M$  — намагниченность образцов, описываемая выражениями (1) или (5),  $\alpha$  — ослабление магнитного поля  $\delta$ -слоя Mn в квантовой яме InGaAs/GaAs, отделенной слоем толщиной 3 нм от  $\delta$ -слоя Mn,  $\theta$  —

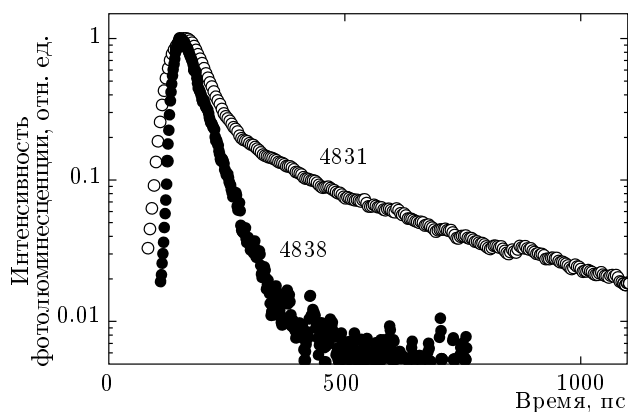


Рис. 7. Затухание фотолюминесценции образцов 4831 и 4838 при температуре  $T = 5$  К. Мощность оптической накачки  $1.5 \text{ кВт/см}^2$

отклонение от стандартного больцмановского подхода к оптическим процессам в рамках вертикальных оптических переходов с сохранением квазиимпульса  $k$  [39–41]. Формула (7) получена разложением в ряд гиперболического тангенса. Наблюдаемый температурный ход  $P_C$  может быть объяснен частичным или даже полным снятием закона сохранения  $k$  в условиях сильного беспорядка [42, 43]. На рис. 8 видно, что расчетные зависимости  $P_C(T)$  удовлетворительно согласуются с экспериментом. Наблюдаемую в магнитооптике разницу структур, выращенных на точно ориентированных и разориентированных подложках, можно объяснить существенной разницей неоднородности  $\delta$ -слоя Mn. В случае структур на разориентированных подложках такая неоднородность будет существенно сильнее. Как уже отмечалось выше, в структурах, выращенных на разориентированных подложках, разориентация обычно приводит к появлению ступенек роста и террас в плоскости структуры (рис. 1). Следовательно, можно ожидать образования сильно анизотропных участков  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ , вытянутых в направлении роста ступенек. Действительно, при изучении гальваномагнитных свойств структур, аналогичных 4831, наблюдалась анизотропия магнитопольевых зависимостей холловского сопротивления [44], что, на наш взгляд, обусловлено влиянием расположения ступеней роста на распределение примеси марганца в плоскости слоя.

Различия между вицинальным и сингулярным образцами видны также на зависимости степени поляризации  $P_C$  от магнитного поля (рис. 9). В случае оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости гетероструктуры, приложение магнитного поля пер-

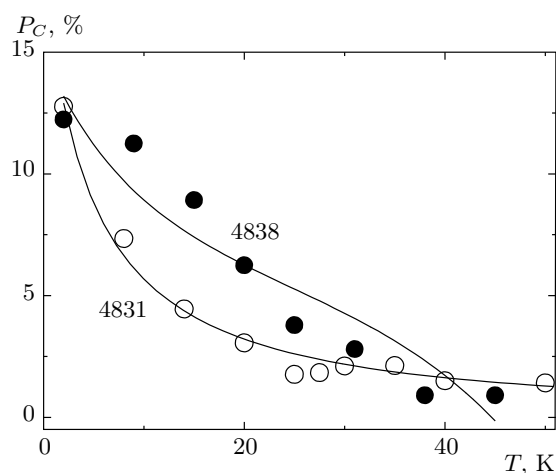


Рис. 8. Зависимости степени циркулярной поляризации  $P_C$  в образцах 4838 и 4831 от температуры соответственно в магнитном поле 2 и 5 кЭ. Сплошными линиями показаны аппроксимации в рамках больцмановской двухуровневой системы, см. (7)

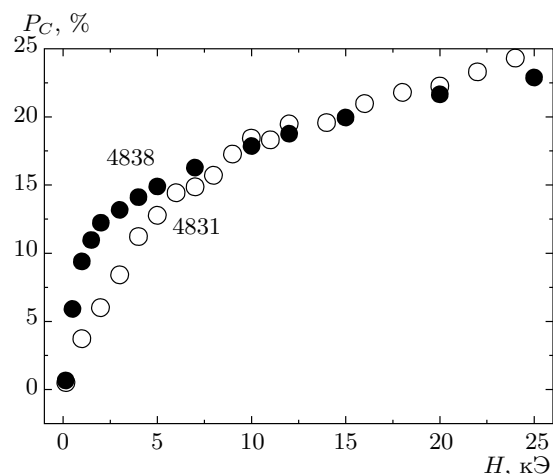


Рис. 9. Зависимости степени циркулярной поляризации  $P_C$  в образцах 4838 и 4831 от магнитного поля при температуре  $T = 2$  К

пендикулярно легкой плоскости вызывает в малых полях рост намагниченности  $\delta$ -слоя Mn в направлении, перпендикулярном слою [45]. С ростом напряженности магнитного поля происходит насыщение намагниченности (поворот магнитного момента из плоскости  $\delta$ -слоя Mn к направлению вдоль нормали к нему). Значение магнитного поля, в котором происходит насыщение намагниченности (полный выход вектора намагниченности из плоскости  $\delta$ -слоя Mn), определяется полем магнитной анизо-

тропии. В эксперименте для структуры 4838 поле насыщения намагниченности близко к 2 кЭ при низких температурах, что хорошо согласуется с известными экспериментальными данными для эпитаксиальных пленок  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  [46]. Поле насыщения намагниченности вицинального образца 4831 оказывается большим, чем в сингулярном образце (рис. 9). Из данных по измерению ферромагнитного резонанса следует, что это может быть обусловлено разбросом полей анизотропии ферромагнитных островков, каждый из которых имеет свою форму и локальное кристаллическое окружение.

#### 4. ВЫВОДЫ

Обнаружено влияние ориентации подложек GaAs на магнитные свойства, спиновую динамику и фотолюминесценцию гетероструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и  $\delta$ -слоем Mn. В сингулярных гетероструктурах InGaAs/GaAs температурная зависимость магнитного момента описывается законом Блоха «3/2», а в вицинальных — имеет плавный не блоховский ход, описываемый в рамках теории протекания для неупорядоченных ферромагнетиков. Степень поляризации фотолюминесценции следует изменениям магнитного поля  $\delta$ -слоя Mn, вызываемым изменением температуры и ориентации подложки GaAs. Беспорядок в вицинальной гетероструктуре InGaAs/GaAs приводит к значительному уширению линий ферромагнитного резонанса и существенному изменению характеристик магнитофотолюминесценции.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке в рамках программы № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» Президиума РАН, РФФИ (гранты №№ 09-02-00770а, 10-02-00739а, 10-03-00314а), а также гранта Президента РФ (МК-1764.2011.03).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И. Я. Коренблит, Е. Ф. Шендер, УФН **126**, 233 (1978).
2. R. B. Morgunov, A. I. Dmitriev, and O. L. Kazakova, Phys. Rev. B **80**, 085205 (2009).
3. Y. D. Park, A. T. Hanbicki, S. C. Erwin et al., Science **295**, 651 (2002).
4. A. P. Li, J. Shen, J. R. Thompson et al., Appl. Phys. Lett. **86**, 152507 (2005).
5. A. P. Li, J. F. Wendelken, J. Shen et al., Phys. Rev. B **72**, 195205 (2005).
6. L. Morressi, N. Pinto, M. Ficcadenti et al., Mat. Sci. Eng. B **126**, 197 (2006).
7. Б. П. Попов, В. К. Соболевский, Е. Г. Алушкинский и др., ФТП **39**, 521 (2005).
8. V. I. Litvinov and V. K. Dugaev, Phys. Rev. Lett. **86**, 5593 (2001).
9. M. Berciu and R. N. Bhatt, Phys. Rev. Lett. **87**, 107203 (2001).
10. A. Kaminski and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **88**, 247202 (2002).
11. A. Kaminski and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **68**, 235210 (2003).
12. S. Das Sarma, E. Hwang, and A. Kaminski, Sol. St. Comm. **127**, 99 (2003).
13. S. Das Sarma, E. Hwang, and A. Kaminski, Phys. Rev. B **67**, 155201 (2003).
14. V. M. Galitski, A. Kaminski, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **92**, 177203 (2004).
15. A. Kaminski, M. Galitski, and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **70**, 115216 (2004).
16. S. Martini, A. A. Quivy, A. Tabata et al., J. Appl. Phys. **90**, 2280 (2001).
17. G. E. Cirlin, G. M. Guryanov, A. O. Golubok et al., Appl. Phys. Lett. **67**, 97 (1995).
18. Г. Э. Цырлин, А. О. Голубок, С. Я. Типисев и др., ФТП **29**, 1697 (1995).
19. А. Ф. Цацульников, Б. В. Воловик, Н. Н. Леденцев и др., ФТП **32**, 95 (1998).
20. А. Д. Виссер, В. И. Кадушкин, В. А. Кульбачинский и др., Письма в ЖЭТФ **59**, 339 (1994).
21. О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Ю. Н. Дроздов и др., Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исследования **6**, 9 (2007).
22. F. Bloch, Z. Phys. **61**, 206 (1930).
23. M. Sperl, A. Singh, U. Wurstbauer et al., Phys. Rev. B **77**, 125212 (2008).
24. H. P. J. Wijn, *Ferromagnetism*, Springer-Verlag, Berlin (1966), Vol. XVIII, Pt. 2, p. 1.
25. C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 4th ed., Wiley, New York (1971).

26. T. Dietl, H. Ohno, and F. Matsukura, *Phys. Rev. B* **63**, 195205 (2001).
27. S. N. Kaul and T. V. S. M. Mohan Babu, *J. Phys.: Condens. Matter* **1**, 8509 (1989).
28. H. B. Callen, *Phys. Rev.* **130**, 890 (1963).
29. S. T. B. Goennenwein, T. Graf, T. Wassner et al., *Appl. Phys. Lett.* **82**, 730 (2003).
30. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 568 (2008).
31. Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова, *ЖЭТФ* **137**, 907 (2010).
32. M. Berciu and R. N. Bhatt, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 107203 (2001).
33. Б. А. Аронзон, А. С. Лагутин, В. В. Рыльков и др., *Письма в ЖЭТФ* **87**, 192 (2008).
34. А. И. Дмитриев, Р. Б. Моргунов, С. В. Зайцев, *ЖЭТФ* **139**, 1 (2011).
35. O. Kazakova, R. Morgunov, J. Kulkarni et al., *Phys. Rev. B* **77**, 235317 (2008).
36. С. В. Зайцев, М. В. Дорохин, А. С. Бричкин и др., *Письма в ЖЭТФ* **90**, 730 (2009).
37. A. O. Govorov and A. V. Kalameitsev, *Phys. Rev. B* **71**, 035338 (2005).
38. G. Hendorfer and J. Schneider, *Semicond. Sci. Technol.* **6**, 595 (1991).
39. K. Ando, T. Hayashi, M. Tanaka et al., *J. Appl. Phys.* **83**, 6548 (1998).
40. B. Beschoten, P. A. Crowell, I. Malajovich et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3073 (1999).
41. J. Szczytko, W. Mac, A. Twardowski et al., *Phys. Rev. B* **59**, 12935 (1999).
42. J. Szczytko, W. Bardyszewski, and A. Twardowski, *Phys. Rev. B* **64**, 075306 (2001).
43. Jian-Ming Tang and Michael E. Flatte, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 157203 (2008).
44. О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Ю. Н. Дроздов и др., Тезисы докладов конференции «XXVII Научные чтения имени академика Н. В. Белова», 16–17 декабря 2008 г., Нижний Новгород, ННГУ им. Н. И. Лобачевского (2008), с. 113.
45. S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, Clarendon Press, Berlin (1998).
46. V. F. Sapega, M. Ramsteiner, O. Brandt et al., *Phys. Rev. B* **73**, 235208 (2006).