

## Ферромагнитное воздействие $\delta$ -<Mn>-слоя в GaAs барьере на спиновую поляризацию носителей в InGaAs/GaAs квантовой яме

С. В. Зайцев<sup>1)</sup>, М. В. Дорохин\*, А. С. Бричкин, О. В. Вихрова\*, Ю. А. Данилов\*, Б. Н. Звонков\*,  
В. Д. Кулаковский

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

\*Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского университета, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 24 сентября 2009 г.

Поляризационные свойства излучения нелегированной InGaAs квантовой ямы (КЯ) в InGaAs/GaAs гетероструктурах с  $\delta$ -<Mn>-слоем в GaAs барьере исследованы в широком диапазоне температур и магнитных полей. Найдено, что  $s, p-d$  обменное взаимодействие носителей в КЯ с ионами Mn в  $\delta$ -слое ведет к ферромагнитному поведению как их зеемановского расщепления, так и спиновой поляризации (с температурой Кюри, характерной для  $\delta$ -<Mn>-слоя в GaAs барьере). В области низких температур ( $T < 20$  К) обнаружено насыщение поляризации спинов дырок, которое связано с их фермиевским вырождением.

PACS: 75.30.Nx, 78.20.Ls, 78.55.Cr

Обнаружение ферромагнетизма в GaAs, легированном Mn, открыло новые возможности для создания приборов полупроводниковой спинтроники [1, 2]. Можно считать доказанным, что взаимное влияние магнитных ионов и свободных носителей приводит к кардинальным изменениям в спиновой поляризации дырок в (Ga,Mn)As [3–6]. Магнитное поведение дырочной подсистемы зависит от реализованного в GaAs состояния Mn: случайно распределенные нейтральные акцепторы, примесная зона или сильно вырожденный дырочный газ. Квантовое ограничение дырочной системы, вопреки ожиданиям, не приводит к существенному изменению поведения намагниченности в (Ga,Mn)As слоях [7]. Магнитные эффекты даже в узкой квантовой яме (КЯ), как и в объемных полупроводниках, обусловлены случайными механическими напряжениями и (или) электрическим полем [8]. Последнее, в частности, объясняет направление оси легкого намагничивания в плоскости КЯ [7], а не в направлении роста, как следовало ожидать в рамках модели Рудемана-Киттеля-Касуи-Иосиды (РККИ).

Использование  $\delta$ -легирования атомами Mn в структурах GaAs/p-AlGaAs [9] или InGaAs/GaAs [10] позволяет пространственно разделить носители заряда в КЯ и ионы Mn в GaAs, что открывает возможность контролировать магнитные свойства и спиновую поляризацию носителей в КЯ путем вариации толщины спейсерного слоя GaAs между  $\delta$ -<Mn>-слоем и КЯ. Влияние  $\delta$ -<Mn>-слоя в барьере

на спиновую поляризацию дырок в GaAs/AlGaAs КЯ было обнаружено в [11] при исследовании циркулярной поляризации излучения в малых магнитных полях при  $T = 5$  К. С одной стороны, это позволяет исследовать механизм взаимодействия ионов Mn и носителей в КЯ, а с другой – такой контроль является важным для использования магнитных гетероструктур в спинтронике.

В настоящей работе исследована циркулярная поляризация фотолюминесценции нелегированных InGaAs КЯ в InGaAs/GaAs гетероструктурах с  $\delta$ -<Mn>-слоем в GaAs барьере, расположенным на расстоянии 3–5 нм от КЯ, в магнитных полях  $B = 0–5$  Тл и в области температур  $T = 2–100$  К. Найдено, что встроенный  $\delta$ -<Mn>-слой приводит к сильному увеличению циркулярной поляризации ( $\rho_c$ ) излучения из КЯ и величины его зеемановского расщепления ( $\Delta E$ ) уже в очень малых полях  $B \sim 0.2$  Тл. Величины  $\Delta E$ , и  $\rho_c$  слабо зависят от температуры вплоть до температур  $T \sim 20$  К, близких к температуре Кюри ферромагнитного  $\delta$ -<Mn>-слоя в GaAs барьере,  $T_C \sim 30$  К. Наблюдаемое “ферромагнитное” поведение носителей заряда в КЯ связывается с влиянием их обменного  $s, p-d$  взаимодействия с ионами Mn в близко расположенном  $\delta$ -<Mn>-слое.

InGaAs/GaAs гетероструктуры были выращены с помощью метода трехступенчатого эпитаксиального роста. Буферный слой GaAs (толщиной 0.5 мкм, легированный Si до концентрации  $n \sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup>),  $\delta$ -<C>-легированный слой (кроме образца В) и 3–10-нанометровый слой нелегированного GaAs были

<sup>1)</sup> e-mail: szaitsev@issp.ac.ru

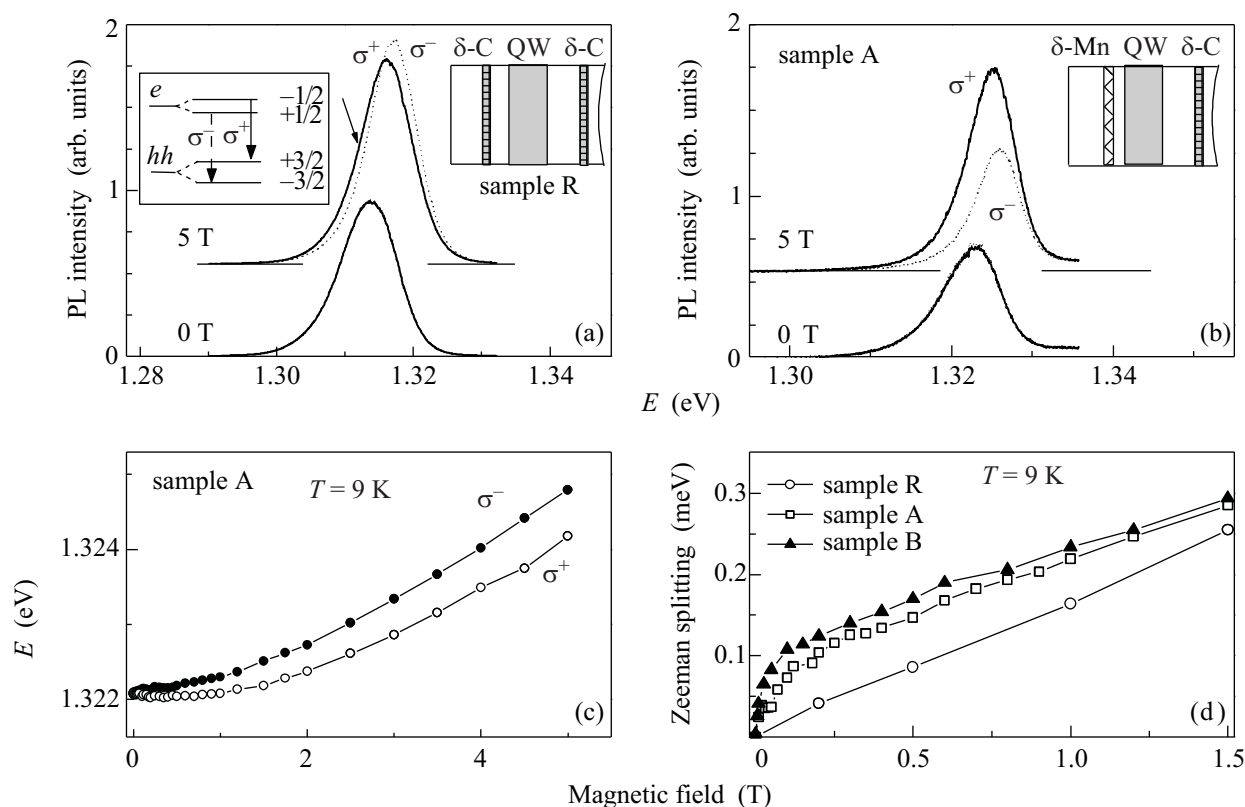


Рис.1. Спектры излучения из GaAs/InGaAs КЯ в образце R без (а) и в образце А с <Mn>-слоем (b) в GaAs барьере при  $B = 0$  и 5 Тл и  $T = 9$  К. Зависимости энергий  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ -переходов в InGaAs КЯ в образце А с <Mn>-слоем (c) и зеемановских расщеплений в образцах без и с <Mn>-слоем (d) от магнитного поля. Энергии переходов определены как первый момент интенсивности линий излучения. Схема переходов в магнитном поле показана на вставке к рис.1а

последовательно выращены при температуре  $650^\circ\text{C}$  на подложках GaAs (001) методом металлорганической гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Затем при  $550^\circ\text{C}$  были выращены нелегированные  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  КЯ ( $x = 0.1-0.2$ ; ширина  $d_{\text{QW}} = 10\text{nm}$ ) и тонкий ( $d_s = 3-5\text{nm}$ ) спейсерный слой GaAs. На следующей стадии  $\delta$ -<Mn>-легированный слой и покровный слой GaAs были выращены в том же реакторе при температуре  $400^\circ\text{C}$  посредством лазерного распыления Mn и GaAs мишеней, соответственно. Снижение температуры до  $400^\circ\text{C}$  позволило уменьшить диффузию Mn во время выращивания образцов. В результате ширина распределения Mn не превысила 2 нм. Номинальные плотности примесей Mn и C в  $\delta$ -слоях составили  $\approx 2 \cdot 10^{14}\text{cm}^{-2}$  и  $(2-3) \cdot 10^{12}\text{cm}^{-2}$ , соответственно. Схематические изображения исследованных структур показаны на рис.1а,б. Детали технологии изготовления описаны ранее в [12]. Немagnetный контрольный образец (R) содержит  $\delta$ <C>-легированный слой вмес-

то  $\delta$ -<Mn> слоя. Магнитотранспортные измерения подобных структур, выращенных на подложке полупроводящего GaAs, показали ферромагнитное поведение  $\delta$ -<Mn>-легированных слоев с температурой Кюри  $T_C \sim 25-35\text{K}$  [10, 13].

Спектры циркулярно-поляризованной фотолюминесценции измерялись в области  $T = 2-100\text{K}$  при возбуждении образца непрерывным He-Ne-лазером. Образец помещался в криостат со сверхпроводящим соленоидом. Магнитное поле  $B = 0-5\text{Tл}$  прикладывалось перпендикулярно плоскости КЯ (ось  $z$ ) (геометрия Фарадея).

На рис.1 приведены спектры излучения  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  КЯ гетероструктур ( $x \approx 0.18$ ) без и с  $\delta$ -<Mn>-слоем в GaAs барьере. Линия излучения в области 1.3эВ связана с электрон-дырочной ( $e-h$ ) рекомбинацией в КЯ. Линия излучения КЯ в этих структурах имеет примерно одинаковую ширину на полувысоте. В структурах с  $\delta$ -<Mn>-слоем интенсивность излучения КЯ на два порядка

ниже из-за сильной безызлучательной рекомбинации на дефектах, таких как междоузельные атомы Mn ( $Mn_I$ ) или атомы As в позициях Ga ( $As_{Ga}$ ) в покровном слое GaAs, выращенном при пониженной температуре [14].

В поле  $B \parallel z$  полоса излучения из КЯ сдвигается в фиолетовую сторону. При этом она расщепляется на две циркулярно ( $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ ) поляризованные компоненты вследствие зеемановского расщепления состояний электронов и дырок в КЯ. Схема переходов показана на вставке к рис.1а. На рис.1с приведены энергии  $E^+$  и  $E^-$  компонент  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ , соответственно, для образца А при  $T = 9$  К. Квадратичная зависимость  $(E^+ + E^-)/2$  от  $B$  в области малых полей связана с локализацией рекомбинирующих носителей на флуктуациях потенциала в КЯ. Зеемановское расщепление  $\Delta E = E^- - E^+$  в образцах с  $\delta$ -<Mn>-слоем быстро растет в полях  $B < 0.5$  Тл, а затем его рост сильно замедляется и примерно совпадает с изменением  $\Delta E$  в образце R без Mn (рис.1d). Такое поведение  $\Delta E$  характерно для полумагнитных полупроводников с большим вкладом в энергию электронов и дырок от  $s, p$ - $d$ -обменного взаимодействия с ионами Mn,  $\Delta E_M$  из-за выстраивания спинов ионов Mn вдоль магнитного поля. Действительно, на рис.2а отчетливо видно исчезновение вклада  $\Delta E_M$  при повышенных температурах: при  $T > 40$  К зависимость  $\Delta E(B)$  трансформируется в линейную, характерную для немагнитных КЯ. Заметим также, что разность  $\Delta E(B, 8 \text{ К}) - \Delta E(B, 40 \text{ К})$  приблизительно постоянна во всем диапазоне полей выше 0.4 Тл.

На рис.2b представлены зависимости от магнитного поля для степени циркулярной поляризации линии КЯ  $\rho_c = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$  в образце В в области  $T = 9$ –60 К. Здесь  $I^{+(-)}$  – интенсивности излучения из КЯ в  $\sigma^+$  ( $\sigma^-$ ) поляризациях. Видно, что их поведение аналогично поведению зеемановского расщепления излучения КЯ.

В немагнитных КЯ зеемановское расщепление  $e$ - $h$ -переходов  $\Delta E = (3g_h - g_e)\mu_B B$ . Здесь  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $g_e$  и  $g_h$  –  $g$ -факторы электронов ( $s_z = \pm 1/2$ ) и тяжелых дырок ( $j_z = \pm 3/2$ ), соответственно. В  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  КЯ с  $x = 0.1$ –0.2 и толщиной  $d = 10$  нм значения  $g_e = -(2-3)$  [15, 16], а  $g_h$  сильно зависит от дырочной локализации [17]. В немагнитном образце R энергия  $E^+ < E^-$  (рис.1). Следовательно,  $g_h < 0$  и  $|3g_h| > |g_e|$ . Столь большое значение  $|g_h|$  свидетельствует о сильной локализации дырок в КЯ, что хорошо согласуется с большой полушириной линии излучения ( $\sim 8$  мэВ, рис.1) и малым диамагнитным сдвигом линии в магнитном поле (сдвиг не превышает 2 мэВ в поле 5 Тл, рис.1с).

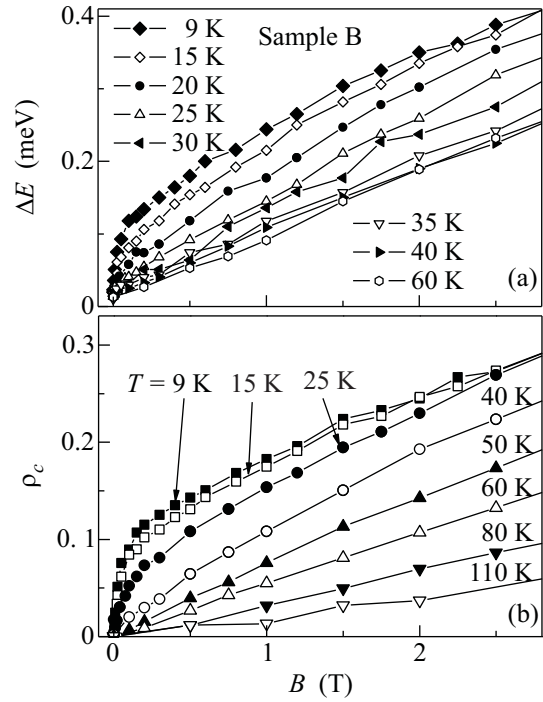


Рис.2. Зависимости зеемановского расщепления  $\Delta E$  (a) и степени циркулярной поляризации  $\rho_c$  (b) от магнитного поля в GaAs/InGaAs КЯ образце В с  $\delta$ -<Mn>-слоем в GaAs барьере при различных температурах

Эффект  $s, p$ - $d$  обменного взаимодействия описывается гамильтонианами [18]

$$H_{exch}^e = \alpha \sum \int s \mathbf{S}_n |\psi_e(\mathbf{r})|^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) d^3 r, \quad (1)$$

$$H_{exch}^h = \alpha \sum \int j \mathbf{S}_n |\psi_h(\mathbf{r})|^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) d^3 r, \quad (2)$$

где  $\mathbf{S}_n$  – спиновый оператор иона Mn в позиции  $\mathbf{R}_n$ ,  $\alpha$ ,  $\psi_e$ ,  $\mathbf{r}_e$  и  $\beta$ ,  $\psi_h$ ,  $\mathbf{r}_h$  – обменные интегралы, волновые функции и координаты для электронов ( $e$ ) и дырок ( $h$ ), соответственно. Суммирование в формулах (1), (2) идет по всем позициям  $\mathbf{R}_n$  ионов Mn. В парамагнитной фазе средний спин ионов Mn  $\langle \mathbf{S}(B=0) \rangle = 0$ . В магнитном поле  $\langle \mathbf{S} \rangle$  выстраивается параллельно полю и описывается модифицированной функцией Бриллюэна:

$$\langle \mathbf{S} \rangle = S_{\text{eff}} B r_{5/2} \left( \frac{5\mu_B g_{Mn} B}{2kT_{\text{eff}}} \right) \frac{\mathbf{B}}{B}, \quad (3)$$

что ведет к макроскопической намагнитченности  $\mathbf{M} = -x_{Mn} \mu_B g_{Mn} \langle \mathbf{S} \rangle$ . Здесь  $g_{Mn} = 2$  –  $g$ -фактор  $d$ -электронов в  $\text{Mn}^{2+}$ . Поправки в эффективные спин Mn,  $S_{\text{eff}} < S_{Mn} = 5/2$  и температуру,  $T_{\text{eff}} = T + T_0$ , связаны с вкладом от антиферромагнитного взаимодействия спинов соседних ионов Mn,  $x_{Mn}$  – число

катионов Mn в единичном объеме. Влияние  $\mathbf{M}$  на электроны и дырки аналогично влиянию магнитного поля и может быть учтено в гамильтониане следующим образом:

$$H_{\text{exch}}^e = \alpha \nu_e(\mathbf{s}, \mathbf{M}) / (\mu_B g M_n), \quad (4)$$

$$H_{\text{exch}}^h = \beta \nu_h(\mathbf{j}, \mathbf{M}) / (3\mu_B g M_n), \quad (5)$$

где  $\alpha(\beta) - s - d(p - d)$  - обменные константы, а коэффициенты  $\nu_e(\nu_h)$  - доли электронной (дырочной) волновых функций в области магнитных ионов [18].

Из выражения (3) следует, что  $\mathbf{M} \sim \mathbf{B}$  в малых полях и насыщается в области  $B > B_{\text{sat}} = kT / \mu_B g M_n S$ . Из рис. 1d видно, что насыщение магнитного вклада в  $\Delta E$  и  $\rho_c$  наблюдается уже при  $B \sim 0.2$  Тл, в то время как оценка  $B_{\text{sat}}$  дает значение выше 2 Тл. Таким образом, поведение  $\Delta E$  и  $\rho_c$  нельзя связать с влиянием обменного взаимодействия электронов и дырок в КЯ с парамагнитными ионами Mn, продифундировавшими в КЯ во время роста структуры. Его следует приписать влиянию ферромагнитного  $\delta$ -<Mn> слоя, находящегося на расстоянии 3-5 нм от КЯ. Спонтанная намагниченность этого слоя  $M_s(T)$  в нулевом поле лежит в плоскости КЯ и поэтому не приводит к спиновой поляризации тяжелых дырок с  $j = 3/2$  [1, 7, 8]. Намагниченность  $M_z$  слоя Mn в направлении  $z$  растет с полем как  $M_z(B, T) = M_s^2(T)B/2K$  (где  $K$  - соответствующий коэффициент анизотропии) и в GaAs:Mn выходит на насыщение уже при  $B \sim 0.2 - 0.3$  Тл [19], что хорошо согласуется с нашим экспериментом.

Связь  $\Delta E_M$  с обменным взаимодействием носителей в КЯ с ионами Mn в ферромагнитном  $\delta$ -слое в GaAs барьере подтверждается наблюдаемой температурной зависимостью  $\Delta E(T)$  при фиксированном  $B$ , приведенной на рис. 3b для  $B = 0.3$  и 3 Тл.  $\Delta E(T)$  слабо изменяется при  $T < 20$  К, а затем быстро уменьшается и выходит на постоянное значение при  $T > 40$  К, отвечающее зеемановскому расщеплению в InGaAs КЯ в структурах без Mn. Такая зависимость совершенно не описывается кривой, рассчитанной для парамагнитной фазы Mn с нормировкой на экспериментальные значения  $\Delta E$  (2 К) (штриховые кривые на рис. 3b). Напротив, экспериментальные зависимости  $\Delta E(T)$  хорошо описываются, если учесть взаимодействие носителей в КЯ с ионами Mn в ферромагнитном слое. В этом случае  $\Delta E_M \sim M_z(B, T) = M_s^2(T)B/2K$  при  $T < T_C$ . Из аппроксимации, показанной сплошными линиями на рис. 3b, выполненной с использованием приближения среднего поля для  $M_s(T)$  [20], следует, что  $\Delta E_M(T = 0 \text{ К}) \approx 0.16$  и 0.12 мэВ, а  $T_C$  лежит в пределах

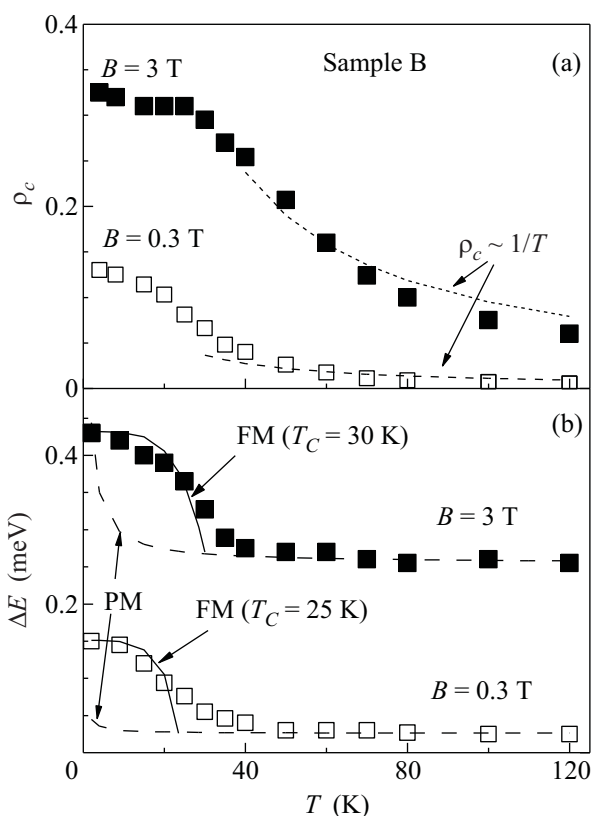


Рис.3. Зависимости степени циркулярной поляризации (а) и зеемановского расщепления (б) от температуры в образце В с  $\delta$ -<Mn>-слоем в GaAs барьере для  $B = 0.3$  и 3 Тл. Результаты экспериментальных измерений показаны символами. Штриховые кривые на рис.(а) показывают температурные зависимости  $\rho_c = A/2kT$ , ожидаемые для невырожденной системы электронов и дырок в КЯ. Штриховые и сплошные линии на рис.(б) показывают аппроксимационные кривые для  $\Delta E(T)$ , рассчитанные в предположениях парамагнитного (PM) и ферромагнитного (FM) состояний ионов (см. текст) в  $\delta$ -<Mn>-слое, соответственно

$29 \pm 2$  К и  $25 \pm 3$  К при  $B = 3$  и 0.3 Тл, соответственно. Величина  $T_C$  хорошо согласуется с температурой Кюри для Mn  $\delta$  слоя  $T_C \sim 30$  К. Так как величина обменного взаимодействия ионов Mn в GaAs с электронами намного меньше, чем с дырками ( $|\alpha| \leq 0.2$  и  $\beta \sim -(1.2-3)$  [21, 22]), то можно предположить, что основной вклад в  $\Delta E_M$  вносит расщепление дырочных состояний в КЯ.

Температурные зависимости  $\rho_c$  в полях  $B = 0.3$  и 3 Тл показаны на рис.3а. Отметим, что  $\rho_c(T)$  отражает разницу поляризаций спинов дырок ( $\rho_{c,h}$ ) и электронов ( $\rho_{c,e}$ ) в КЯ так, как  $\sigma^-$ -переходы отвечают рекомбинации дырок в основном ( $j_z = +3/2$ ) состоянии с электронами в возбужденном ( $s_z = -1/2$ ) состоянии, а  $\sigma^+$ -переходы, наоборот, рекомбинации

электронов в основном и дырок в возбужденном состоянии. Из рис.3 видно, что с уменьшением температуры  $\rho_c$  растет в области  $T < 40$  К и выходит на насыщение при  $T < 20$  К. В условиях небольшого зеемановского расщепления электронов и дырок с  $\Delta E_{e(h)} < kT$  и теплового равновесия в спиновой системе невырожденных носителей заряда величина  $\rho_c = \Delta E/2kT$  [23]. В области температур  $T > 40$  К зеемановское расщепление не зависит от температуры. Аппроксимация экспериментальных зависимостей  $\rho_c(T)$  при  $B = 3$  и  $0.3$  Тл в этой области кривыми  $A/2kT$ , где  $A = \text{const}$ , показана на рис.3а. Кривые нормированы на экспериментальные значения  $\rho_c$  при  $T = 60$  К. Рассчитанные кривые воспроизводят качественно измеренные зависимости  $\rho_c(T)$ , однако измеренная степень поляризации растет быстрее, чем  $1/T$ . Кроме того, найденные значения  $A = 1.6$  мэВ при  $B = 3$  Тл и  $0.19$  мэВ при  $B = 0.3$  Тл примерно в 6 раз больше измеренных значений  $\Delta E$ . Эти расхождения могут быть объяснены в предположении медленной спиновой релаксации в фотовозбужденной электронной системе. В этом случае  $\rho_c(T)$  определяется степенью спиновой поляризации равновесных дырок в КЯ,  $\rho_{c,h} = \Delta E_h/2kT$ , то есть  $\Delta E_h(3 \text{ Тл}) \sim A = 1.6$  мэВ, а отклонение зависимости  $\rho_c(T)$  от  $1/T$  связано с некоторым изменением (увеличением) скорости спиновой релаксации электронов с ростом температуры. Следует, однако, отметить, что полученные таким образом оценки  $\Delta E_h$  в квазидвумерном газе дырок в InGaAs КЯ заметно больше найденных ранее расщеплений для дырок в экситонах в нелегированных КЯ и более характерны для дырок, сильно локализованных в квантовых точках [17].

Насыщение  $\rho_c(T)$  при понижении температуры ниже 20 К свидетельствует о насыщении степени поляризации спинов дырок либо из-за нарушения теплового равновесия в дырочной системе, либо из-за их вырождения и локализации на флуктуациях потенциала при понижении температуры. Первое предположение можно исключить, поскольку плотность фотовозбужденных дырок на порядки меньше плотности равновесных дырок в КЯ  $n_h > 10^{11} \text{ см}^{-2}$  [10, 13] вследствие легирования барьеров КЯ углеродом и марганцем. В пользу второго предположения свидетельствует большая ( $\sim 8$  мэВ) полуширина линии излучения из КЯ при  $T < 20$  К. Степень поляризации вырожденного газа дырок в КЯ равна  $\Delta E_h/2E_{F,h}$ . Флуктуации потенциала ведут к размытию плотности состояний на дне дырочной зоны, однако не меняют картину качественно. Для объяснения экспериментальных значений  $\rho_c(2 \text{ К}) \approx 0.32$  в поле  $B = 3$  Тл, при величине зеемановского расщеп-

ления  $\Delta E_h \sim (A + \Delta E_M) \sim 1.8$  мэВ нужно положить, что  $E_{F,h} \sim 3$  мэВ. Это значение хорошо согласуется с наблюдающимся в эксперименте переходом от “фермиевской” к “больцмановской” зависимости  $\rho_c(T) \sim \Delta E/T$  в области  $T \sim 30$  К.

Таким образом, в исследованиях зеемановского расщепления и степени циркулярной поляризации спектров излучения из нелегированных КЯ в InGaAs/GaAs гетероструктурах с ферромагнитным  $\delta$ -<Mn>-слоем в GaAs барьере на расстоянии 3–5 нм найдено, что  $s, p-d$  обменное взаимодействие носителей в КЯ с ионами Mn в  $\delta$ -слое вызывает “ферромагнитное” поведение носителей, описывающееся температурой Кюри в  $\delta$ -<Mn>-слое в GaAs барьере. Наблюдаемое насыщение степени поляризуемости спинов дырок ниже 15 К обусловлено их вырождением.

Авторы выражают благодарность Н.С. Аверкиеву и Д.В. Хомицкому за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (# 09-02-90711-моб-ст., # 09-02-00770, # 07-02-00486, # 08-02-97038 р-поволжье), CRDF (BP4M01), Программы “Развитие научного потенциала высшей школы” (РНП 2.2.2.2/4297 и 2.1.1.3778) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 “Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов”.

1. G. A. Prinz, Science **282**, 1660 (1998).
2. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman et al., Science **294**, 1488 (2001).
3. H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura et al., Nature **408**, 944 (2000).
4. A. Oiwa, Y. Mitsumori, R. Moriya et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 137202 (2002).
5. H. X. Tang, R. K. Kawakami, D. D. Awschalom, and M. L. Roukes, Phys. Rev. Lett. **90**, 107201 (2003).
6. V. F. Sapega, M. Moreno, M. Ramsteiner et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 137401 (2005).
7. M. Tanaka, J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 2267 (1998).
8. V. F. Sapega, O. Brandt, M. Ramsteiner et al., Phys. Rev. B **75**, 113310 (2007).
9. A. M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 017201 (2005).
10. B. A. Aronzon, M. V. Kovalchuk, E. M. Pashaev et al., J. Phys. Condens. Matter **20**, 145207 (2008).
11. R. C. Myers, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Phys. Rev B **69**, 161305 (2004).
12. О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, Ю. Н. Дроздов и др., Поверхность. Рентген-, синхротрон. и нейтрон. исследования **6**, 9 (2007).

13. О. В. Вихрова, Ю. А. Данилов, М. В. Дорохин и др., Письма в ЖТФ **35**, 8 (2009).
14. K. S. Burch, E. J. Singley, J. Stephens et al., Phys. Rev B **71**, 125340 (2005).
15. G. Hendorfer and J. Schneider, Sem. Sci. Technol. **6**, 595 (1991).
16. Th. Wimbauer, K. Oettinger, Al. L. Efros et al., Phys. Rev. B **50**, 8889 (1994).
17. R. Kotlyar, T. L. Reinecke, M. Bayer, and A. Forchel, Phys. Rev. B **65**, 085310 (2001).
18. A. O. Govorov and A. V. Kalameitsev, Phys. Rev. B **71**, 035338 (2005).
19. M. Overby, A. Chernyshov, L. P. Rokhinson et al., Appl. Phys. Lett. **92**, 192501 (2008).
20. Дж. Смарт, Эффективное поле в теории ферромагнетизма, М.: Мир, 1968.
21. M. Poggio, R. C. Myers, N. P. Stern et al., Phys. Rev. B **72**, 235313 (2005); V. F. Sapega, T. Ruf, and M. Cardona, Phys. Status Solidi B **226**, 339 (2001).
22. J. Okabayashi, A. Kimura, O. Rader et al., Phys. Rev. B **58**, R4211 (1998).
23. Б. П. Захарченя, А. В. Кудинов, Ю. Г. Кусраев, Письма в ЖЭТФ **63**, 241 (1996).