

# Поляризационные характеристики люминесценции и спонтанное понижение симметрии при формировании магнитных поляронов в квантовых ямах на основе полумагнитных полупроводников

© И.А. Меркулов\*, Д.Р. Яковлев\*\*\*, К.В. Кавокин\*, Г. Мак\*\*, В. Кун-Хайнрих\*\*, В. Оссау\*\*, А. Вааг\*\*, Г. Ландвер\*\*

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

\*\* Physikalisches Institut der Universität Würzburg, 97074 Würzburg, Germany

(Поступила в Редакцию 23 мая 1997 г.)

Экспериментально и теоретически изучены магнитополяронные состояния двумерных экситонов в квантовых ямах на основе полумагнитных полупроводников (Cd,Mn)Te. Показано, что в не слишком сильных магнитных полях, лежащих в плоскости квантовой ямы, формирование магнитного полярона приводит к понижению симметрии системы. При этом магнитный момент полярона не параллелен направлению внешнего магнитного поля и содержит компоненту, нормальную к плоскости квантовой ямы. Следствием такого спонтанного понижения симметрии является изменение поляризационных характеристик люминесценции из магнитополяронных состояний и ослабление (по сравнению с трехмерным случаем) эффективности подавления полярона магнитным полем.

Магнитополяронные состояния носителей заряда возникают в магнитных и полумагнитных полупроводниках из-за сильного обменного взаимодействия спинов локализованных носителей и окружающих их магнитных ионов. Отличительной особенностью магнитных поляронов, образованных дырками в квантовых ямах на основе (Cd,Mn)Te, является анизотропия их магнитных свойств, связанная с резкой анизотропией  $g$ -фактора двумерной дырки [1,2]. В настоящем сообщении приведены результаты теоретического и экспериментального исследования линейной поляризации люминесценции двумерных поляронов в геометрии Фойхта (внешнее магнитное поле лежит в плоскости квантовой ямы), когда направлению магнитного поля соответствует экстремально малое значение  $g$ -фактора двумерной дырки, и в геометрии Фарадея (внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскости квантовой ямы). Наиболее ярко специфика свойств двумерных поляронов, образованных частицей с анизотропным  $g$ -фактором проявляется в первом случае. Она приводит к спонтанному понижению симметрии — в яме может возникнуть два равноправных типа поляронов, спины которых не параллельны внешнему магнитному полю и имеют конечную составляющую на нормаль к плоскости квантовой ямы.

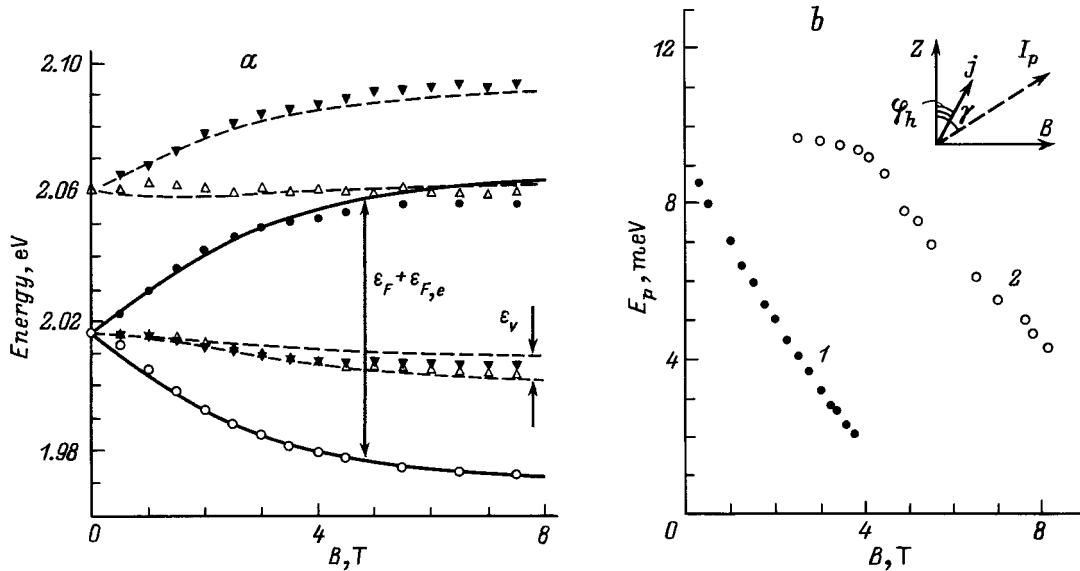
## 1. Эксперимент

Исследовалась  $\text{Cd}_{0.9}\text{Mn}_{0.1}\text{Te}/\text{Cd}_{0.6}\text{Mg}_{0.4}\text{Te}$  гетероструктура с квантовой ямой (КЯ) шириной 18 Å, выращенная методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке CdTe с ориентацией (001). Детальное исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ), зеемановских расщеплений экситонных состояний по спектрам возбуждения ФЛ, формирования экситонных магнитных поляронов (МП) опубликовано ранее [2–4]. В исследуемой

структуре при  $T = 1.6$  К доминирует линия ФЛ, обусловленная рекомбинацией экситонов, локализованных на монослойных флюктуациях ширины КЯ и флюктуациях состава. Эти экситоны образованы носителями из нижних размерно-квантованных подзон: электронов со спином  $\pm 1/2$  и "тяжелых" дырок с проекцией спина на ось  $Z \pm 3/2$ . Состояния "легких" дырок с  $z$ -проекцией спина  $\pm 1/2$  отщеплены по энергии на величину  $\Delta_{lh-hh} = 21$  meV вследствие размерного квантования и напряжений, вызванных различиями в постоянных решетки материалов квантовой ямы и барьеров.

В настоящей работе исследовалась ФЛ при  $T = 1.6$  К во внешних магнитных полях  $B_{\parallel}$  и  $B_{\perp}$ , ориентированных параллельно оси роста структуры (ось  $Z$ ) и перпендикулярно к ней (соответственно, в геометрии Фарадея и Фойхта). При измерении степени циркулярной ( $P_c(B_{\parallel})$ ) и линейной ( $P_l(B_{\perp})$ ) поляризации люминесценции возбуждалась неполяризованным светом. Энергия магнитного полярона ( $E_p$ ) измерялась методом селективного возбуждения локализованных экситонных состояний [4,5] и составила 10 meV. Она проявляет сильную анизотропию при подавлении внешним магнитным полем (рис. 1, *b*). В геометрии Фойхта энергия МП практически не изменяется до полей в 4 Т и начинает подавляться лишь в  $B_{\perp} > 4$  Т.

На рис. 1, *a* показаны спиновые (зеемановские) расщепления основного состояния тяжелого и легкого экситонов во внешних магнитных полях, ориентированных параллельно и перпендикулярно оси  $Z$ . Гигантская величина расщепления определяется обменным взаимодействием электронов и дырок с магнитными моментами ионов  $\text{Mn}^{2+}$ , ориентированных внешним полем [6]. Сильная анизотропия зеемановского расщепления связана со снятием вырождения в точке  $\Gamma_8$ -валентной зоны и зависит от величины  $\Delta_{lh-hh}$ . Детали расчета зеемановских



**Рис. 1.** Квантовая яма шириной 18 Å в Cd<sub>0.9</sub>Mn<sub>0.1</sub>Te/Cd<sub>0.6</sub>Mg<sub>0.4</sub>Te. *a* — зеемановские расщепления экситонных состояний в геометрии Фарадея (кружки — эксперимент, сплошная линия — расчет с параметрами  $\bar{x} = 0.044$  и  $T_0 = 5.3$  К) и геометрии Фойхта (треугольники — эксперимент, штриховая линия — расчет).  $T = 1.6$  К. *b* — зависимость энергии связи магнитного полярона  $E_p$  от величины внешнего магнитного поля в геометриях Фарадея (1) и Фойхта (2).  $T = 1.6$  К. Энергия тяжелого и легкого экситона в нулевом внешнем поле 2.016 и 2.060 eV соответственно.  $\varepsilon_F, \varepsilon_V$  — спиновые расщепления дырок,  $\varepsilon_{F,e}$  — расщепление электронов. На вставке изображена относительная ориентация псевдоспина дырки  $j$  и суммарного спина магнитных ионов полярона  $I_p$  в геометрии Фойхта (магнитное поле  $B$  лежит в плоскости квантовой ямы).

расщеплений для исследуемой структуры опубликованы в [3]. Результаты расчета показаны на рис. 1, *a* линиями. Спиновое расщепление тяжелого экситона в геометрии Фойхта ( $\varepsilon_V$ ) оказалось меньше величины неоднородного уширения экситонной линии, что затруднило точное экспериментальное определение зависимости  $\varepsilon_V(B)$ . В дальнейшем в теоретическом анализе мы использовали расчетные значения  $\varepsilon_V(B)$ .

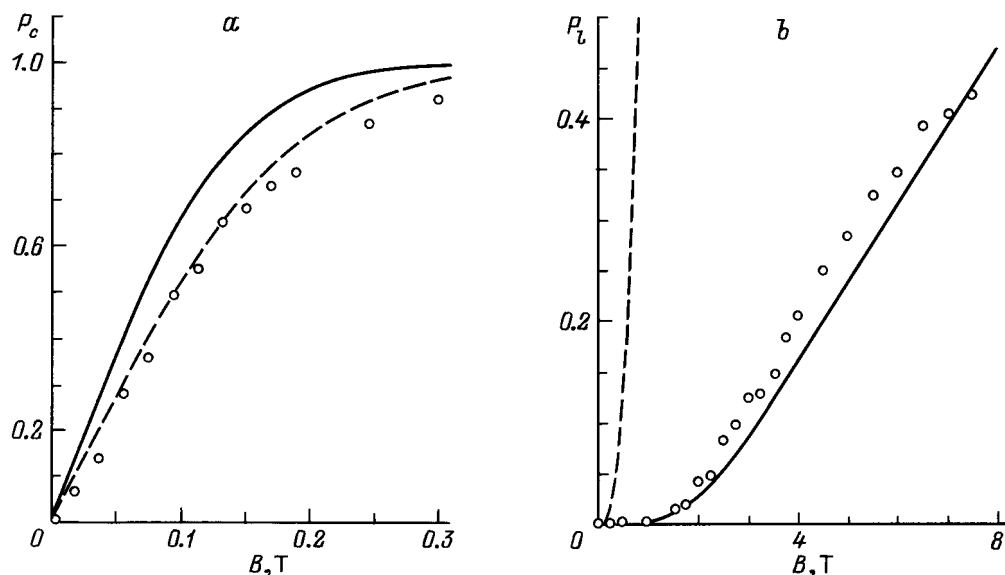
В геометрии Фарадея экспериментальная зависимость циркулярной поляризации люминесценции от величины магнитного поля (рис. 2, *a*) идет во много раз ниже теоретических расчетов как для равновесных свободных носителей заряда, так и для равновесных поляронных состояний. Это расхождение наблюдалось также в работах [7–10] и связывалось с медленной релаксацией направления спина полярона (с замораживанием при формировании магнитного полярона направления флуктуации суммарного спина, созданного входящими в полярон магнитными ионами [7]). Однако даже вычисления в рамках предложенной в [7] модели (сплошная линия на рис. 2, *a*) дают примерно в полтора раза более крутой ход теоретической зависимости  $P_c(B_{||})$ .

На рис. 2, *b* точками показаны экспериментальные значения степени линейной поляризации ФЛ, измеренной в геометрии Фойхта. Эта зависимость также лежит значительно ниже теоретически рассчитанной для поляризации люминесценции свободных носителей (штриховая линия). Однако результаты эксперимента хорошо согласуются с расчетами, проведенными на основе те-

ории, учитывающей спонтанное понижение симметрии задачи при образовании двумерного полярона (сплошная кривая). Спин такого полярона в равновесном состоянии составляет заметный угол с направлением магнитного поля и имеет отличную от нуля составляющую на нормаль к плоскости квантовой ямы (см. схему на вставке к рис. 1, *b*). Практически равновесный характер зависимости линейной поляризации люминесценции из магнитополяронных состояний в геометрии Фойхта связан с быстрой релаксацией направления спинов входящих в полярон магнитных ионов, прецессирующих в сумме внешнего магнитного поля и обменного поля, направление которого задается ориентацией псевдоспина дырки с резко анизотропным  $g$ -фактором [2].

## 2. Теоретический анализ

Для объяснения изложенного выше набора экспериментальных данных рассмотрим простейшую модель магнитного полярона в симметричной квантовой яме, в которой двумерная ”тяжелая” дырка (с проекцией спина на нормаль к плоскости квантовой ямы  $J_Z = \pm 3/2$ ) описывается как квазичастица со спином  $j = 1/2$  и анизотропным  $g$ -фактором ( $g_{zz} \approx 3; g_{xx}, g_{yy} \ll 1; g_{xy} = g_{yz} = g_{zx} = 0$ ) [1]. В рамках этой модели обменное взаимодействие двумерной дырки с полным спином образующих полярон магнитных ионов  $I_p$  дается



**Рис. 2.** Поляризационные характеристики люминесценции полярона. *a* — степень циркулярной поляризации ФЛ в геометрии Фарадея: точки — эксперимент, сплошная линия — расчет с  $E_p = 10$  меВ ( $B_p = 0.9$  Т), штриховая линия — расчет с  $B_p = 1.6$  Т.  $T = 1.6$  К. *b* — степень линейной поляризации ФЛ в геометрии Фойхта: точки — эксперимент, сплошная линия — расчет по формуле (11), штриховая линия — расчет равновесной поляризации свободных дырок ( $P_l = \text{th}(\varepsilon_V/2kT)$ ).

гамильтонианом

$$\hat{H}_{\text{ex}} = 2B_p \frac{(\mathbf{I}_p \hat{\mathbf{g}} \hat{\mathbf{j}})}{g_{zz}} = \frac{2}{3} B_p (\mathbf{I}_p \hat{\mathbf{g}} \hat{\mathbf{j}}), \quad (1)$$

где  $B_p$  — характерное обменное поле, создаваемое дыркой на магнитных ионах в радиусе ее локализации. Величина этого поля обратно пропорциональна объему полярона ( $V_p$ ) и является одной из наиболее важных характеристик магнитного полярона. Как легко увидеть, среднюю энергию обменного взаимодействия удобно рассматривать как функцию плотности спина магнитных ионов  $i = \mathbf{I}/V$ , где  $\mathbf{I}$  — суммарный спин магнитных ионов в объеме  $V$  (в полумагнитных полупроводниках зависимость  $i(B)$  описывается модифицированной функцией Бриллюэна с эффективной спиновой температурой ( $T_0$ ) и эффективной концентрацией  $\bar{x}$  [4]). В этом представлении энергия обменного расщепления спиновых уровней дырки не зависит от объема области ее локализации и при заданной спиновой плотности в поляроне  $i_p(B) = i(|\mathbf{B} + \frac{2}{3}B_p \hat{\mathbf{g}} \hat{\mathbf{j}}|)$  для определения энергии спинового расщепления дырки можно использовать результаты экспериментальных измерений для свободных дырок в поле  $\mathbf{B} + \frac{2}{3}B_p \hat{\mathbf{g}} \hat{\mathbf{j}}$ . В сильных (насыщающих) магнитных полях, когда величина  $\mathbf{i}$  практически не изменяется при добавлении к  $\mathbf{B}$  обменного поля дырки, энергия обменного взаимодействия в поляроне прямо выражается через параметры обменного расщепления зонных состояний.

Если энергия обменного взаимодействия мала по сравнению с энергетическим зазором между подзонами тяжелых и легких дырок, то у дна двумерной зоны тяжелых дырок зависимость ее спинового расщепления

от угла  $\gamma$  между  $\mathbf{i}$  и нормалью к плоскости квантовой ямы (осью  $Z$ ) дается следующей формулой [1]:

$$\varepsilon(i, \gamma) = \left[ (\varepsilon_F(i) \cos \gamma)^2 + (\varepsilon_V(i) \sin^3 \gamma)^2 \right]^{1/2},$$

которую при  $\varepsilon_V \ll \varepsilon_F$  удобно аппроксимировать выражением

$$\varepsilon(i, \gamma) \approx \left[ (\varepsilon_F(i) \cos \gamma)^2 + \varepsilon_V^2(i) \right]^{1/2}. \quad (2)$$

В этом выражении  $\varepsilon_F$  и  $\varepsilon_V$  — спиновые расщепления при  $\gamma = 0$  и  $\pi/2$ , зависимость которых от значения равновесной плотности спина магнитных ионов во внешнем магнитном поле  $i(B)$  непосредственно определяется из магнитооптических измерений в геометрии Фарадея и Фойхта (рис. 1, *a*).<sup>1</sup> Напомним еще раз, что величины спинового расщепления  $\varepsilon_F$  и  $\varepsilon_V$  не зависят от размеров области локализации частицы, так что измерения для свободных носителей непосредственно могут быть использованы для связанных магнитополяронных состояний, если известно действующее в них на спины магнитных ионов поле  $|\mathbf{B} + \frac{2}{3}B_p \hat{\mathbf{g}} \hat{\mathbf{j}}|$ . Отношение  $\varepsilon_V/\varepsilon_F$  удобно трактовать как отношение перпендикулярной ( $g_{\perp}$ ) и параллельной ( $g_{\parallel}$ ) к оси  $Z$  составляющих анизотропного  $g$ -фактора дырки. В узких квантовых ямах для нижней двумерной зоны тяжелых дырок  $g_{\parallel} \gg g_{\perp}$ . Считая, что дырка в поляроне находится на спиновом подуровне с

<sup>1</sup> На первый взгляд может показаться, что в формуле (2) у расщепления Фойхта должен стоять  $\sin \gamma$  в первой (а не третьей) степени. Столь сильная угловая зависимость обусловлена тем, что возмущение, приводящее к смешиванию состояний дырки с проекцией  $\pm 3/2$  и  $-3/2$ , должно изменять величину  $z$ -проекции спина на три. Поэтому такое смешивание возникает лишь в третьем порядке теории возмущений по действующему на спин дырки обменному полю.

наименьшей энергией, и учитывая дополнительный вклад в энергию от взаимодействия полного спина магнитных ионов с внешним магнитным полем  $\mathbf{B}$ , лежащим в одной плоскости с  $\mathbf{i}$ , находим следующее выражение для энергии системы спинов  $E(\mathbf{B}, \gamma)$  и магнитополяронного сдвига линии люминесценции  $E_p(\mathbf{B}, \gamma)$

$$E(\mathbf{B}, \beta, \gamma) = \mu_B g_{Mn} B I_p \cos(\beta - \gamma) - \varepsilon(i_p, \gamma)/2,$$

$$2E_p(\mathbf{B}, \beta, \gamma) = \varepsilon(i_p, \gamma) - \varepsilon(i(\mathbf{B}), \beta), \quad (3)$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g_{Mn} \approx 2$  —  $g$ -фактор магнитных ионов,  $i_p$  и  $i(\mathbf{B})$  — значения плотности спинов магнитных ионов в поляроне и вне полярона, а  $\beta$  — угол между магнитным полем и осью  $Z$  (в дальнейшем мы будем иметь в виду ситуацию геометрии Фойхта, для которой  $\beta = \pi/2$ ). Второе из этих уравнений дает связь между направлением спинов магнитных ионов в поляроне и экспериментально определяемым поляронным сдвигом, а первое определяет связь между  $\gamma$  и величиной внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}$ .

Направление  $\mathbf{I}_p$  соответствует минимальному значению  $E(\mathbf{B}, \gamma)$ . Для больших магнитных полей  $B > B_3 \approx \varepsilon_F^2(i_p)/(2\mu_B g_{Mn} I_p \varepsilon_V(i_p)) = B_p \varepsilon_F(i_p)/\varepsilon_V(i_p)$  минимальной энергии соответствует  $\gamma = \pi/2$  и магнитный момент ионов  $Mn$  параллелен  $\mathbf{B}$ . В области малых полей ( $B < B_3$ ) энергетически выгодным оказывается состояние, в котором полный спин магнитных ионов имеет проекцию на ось  $Z$ , знак которой произволен.<sup>2</sup> В этом случае зависимость угла  $\gamma$  от величины магнитного поля, определяемая из условия  $dE/d\gamma = 0$ , имеет вид

$$2\mu_B g_{Mn} B I_p(B) = \varepsilon_F^2(i_p(B)) \sin(\gamma(B))/\varepsilon(i_p(B), \gamma). \quad (4)$$

С другой стороны, с помощью (2), (3) этот угол легко выразить через экспериментально определяемую величину поляронной энергии  $E_p(B)$

$$\sin^2 \gamma(B) =$$

$$1 - \frac{4E_p(B) [E_p(B) + \varepsilon_V(i(B))] - \varepsilon_V^2(i_p(B)) + \varepsilon_V^2(i(B))}{\varepsilon_F^2(i_p(B))}. \quad (5)$$

Уравнения (4), (5) позволяют выразить  $\gamma(B)$  и  $I_p(B)$  через  $\varepsilon_F(i_p(B))$ ,  $\varepsilon_V(i_p(B))$ ,  $\varepsilon_V(i(B))$  и  $E_p(B)$

$$I_p(B) = \left\{ \varepsilon_F^2(i_p(B)) - 4E_p(B) [E_p(B) + \varepsilon_V(i(B))] - \varepsilon_V^2(i(B)) + \varepsilon_V^2(i_p(B)) \right\}^{1/2} / 2\mu_B g_{Mn} B [2E_p(B) + \varepsilon_V(i(B))]. \quad (6)$$

<sup>2</sup> В простейшем случае, когда и  $\varepsilon_F(i)$  и  $\varepsilon_V(i)$  линейно зависят от плотности спина  $i$ , поле  $B_3$  от  $i$  не зависит и определяется только отношением продольной и поперечной компонент  $g$ -фактора дырки и характерным полем  $B_p$ . Если же  $\varepsilon_F(i) \propto i$ , а  $\varepsilon_V(i) \propto i^3$ , то значение  $B_3$ , определяющего точку спонтанного изменения симметрии, зависит от величины спиновой плотности и является четко фиксированной величиной лишь в насыщающих магнитных полях.

Таким образом, в достаточно сильном магнитном поле, когда величина плотности спина магнитных ионов практически не зависит от величины обменного поля, действующего на них со стороны дырки  $\varepsilon_{F,V}(i_p(B)) \approx \varepsilon_{F,V}(i(B))$ ,  $\gamma$  и  $I_p$  прямо выражаются через экспериментально определяемые значения поляронной энергии и зеемановские расщепления в геометрии Фарадея и Фойхта. В слабых магнитных полях определение величины полного спина магнитного полярона и его направления требует самосогласованного учета влияния на  $i_p$  обменного поля дырки, который несложно провести в случае резкой анизотропии дырочного  $g$ -фактора. В этом случае практически во всех формулах можно считать, что  $\varepsilon_V(i(B)) \approx \varepsilon_V(i_p(B))$ . Далее мы будем использовать именно это приближение.

Направления спина полярона в двух стационарных состояниях связаны очевидным соотношением  $\gamma_1 = \pi - \gamma_2$ . В случае большой анизотропии  $g$ -фактора дырки, когда  $\varepsilon_F \gg \varepsilon_V$ , угол между  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{I}_p$  становится большим уже при малых значениях разности  $B_3 - B \ll B_3$ . Таким образом, формирование двумерного магнитного полярона снимает симметрию между стенками квантовой ямы: в зависимости от знака  $(I_p)_z$  направление вдоль или против оси  $Z$  оказывается выделенным.

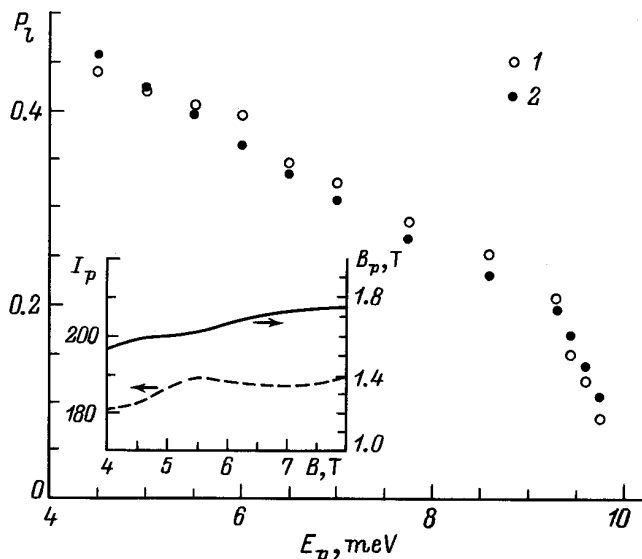
Оба направления  $(I_p)_z$  равновероятны, так что в среднем эта компонента спина магнитных поляронов равна нулю и поляризация их люминесценции вдоль оси  $Z$  не имеет циркулярной составляющей. Однако отклонение  $\mathbf{I}_p$  от направления магнитного поля приводит к сильному подавлению линейной поляризации люминесценции.

Как показано в [1], степень линейной поляризации люминесценции из поляронного состояния определяется углами между спином  $S$  входящего в полярон электрона ( $\varphi_e$ ), псевдоспином дырки  $\mathbf{j}(\varphi_h)$  и осью  $Z$

$$P_l = -\frac{\sin \varphi_e \sin \varphi_h}{1 + \cos \varphi_e \cos \varphi_h}. \quad (7)$$

При этом направление псевдоспина дырки, которая, собственно, и образует полярон, связано с направлением  $\mathbf{I}_p$  очевидным соотношением  $\mathbf{j} = -\hat{g}\mathbf{I}_p/(2\hat{g}\mathbf{I}_p)$ , а направление спина электрона зависит от соотношения между радиусом его локализации и радиусом полярона. Если радиус локализации велик, то направление спина электрона определяется в основном магнитными ионами, не входящими в полярон, и  $S$  антипараллелен внешнему магнитному полю ( $\varphi_e = -\pi/2$ ). В противном случае, когда основную роль играет обменное взаимодействие с входящими в полярон магнитными ионами, спин электрона параллелен  $\mathbf{I}_p$  и  $\varphi_e = \gamma$ .

Для получения заметной линейной поляризации как спин электрона, так и псевдоспин дырки должны иметь значительную составляющую на магнитное поле. В случае резкой анизотропии  $g$ -фактора дырки ( $g_{\perp} \ll g_{\parallel}$ ) это условие достигается, когда спин электрона в обоих предельных случаях практически перпендикулярен оси  $Z$ ,



**Рис. 3.** Зависимость линейной поляризации ФЛ в геометрии Фойхта от энергии связи магнитного полярона. 1 — эксперимент, 2 — расчет по формуле (8). На вставке — зависимости от магнитного поля величин полного спина магнитных ионов и объемного поля в поляроне.

так что

$$\begin{aligned}
 P_l(B) \approx \sin \varphi_h = & \left\{ \varepsilon_V(i_p(B)) \left[ \varepsilon_F^2(i_p(B)) \right. \right. \\
 & - 4E_p(B) \left[ E_p(B) + \varepsilon_V(i(B)) \right] + \varepsilon_V^2(i_p(B)) \\
 & \left. \left. - \varepsilon_V^2(i(B)) \right]^{3/2} \right\}^{1/2} / \varepsilon_F^3(i_p(B)) \left[ 2E_p(B) + \varepsilon_V(i(B)) \right] \\
 \approx & \frac{\varepsilon_V(i(B))}{2E_p(B) + \varepsilon_V(i(B))}. \quad (8)
 \end{aligned}$$

Выведенная формула не содержит явно величину приложенного к образцу магнитного поля и особенно удобна для сопоставления развитой модели и экспериментальных результатов в сильных (близких к насыщению) магнитных полях. На рис. 3 сопоставляются рассчитанная с помощью (8) и экспериментально измеренная зависимость линейной поляризации люминесценции от энергии поляронного состояния. Видно, что различие между экспериментальными и рассчитанными значениями поляризации не превосходит нескольких процентов. Таким образом, предложенная в [1] максимально упрощенная теоретическая модель полярона, образованного дыркой с анизотропным  $g$ -фактором, хорошо отражает основные черты поведения двумерного полярона.

Для расчета зависимости линейной поляризации от величины магнитного поля ее удобно представить в ином виде, используя характерное обменное поле  $B_p = \varepsilon_F(i_p(B)) / (2\mu_B g_M I_p(B))$ , создаваемое на магнитных ионах дыркой, псевдоспин которой  $\mathbf{j}$  направлен вдоль

оси  $Z$ .<sup>3</sup> Выразив в (4)  $I_p(B)$  через  $B_p$  и  $\varepsilon_F(i_p(B))$  и воспользовавшись приближенным равенством (2), несложно найти зависимость направления спина полярона от величины магнитного поля

$$\sin^2 \gamma \approx \frac{B^2 \left[ 1 + \varepsilon_V^2(i_p(B)) / \varepsilon_F^2(i_p(B)) \right]}{B_p^2 + B^2}. \quad (9)$$

Воспользовавшись найденной в [1] связью между углами  $\gamma$  и  $\varphi_h$

$$\operatorname{tg}(\varphi_h) = \frac{\varepsilon_V}{\varepsilon_F} \sin^2 \gamma \operatorname{tg} \gamma \quad (10)$$

и формулой (9), можно получить следующее выражение для зависимости степени линейной поляризации от величины магнитного поля, лежащего в плоскости квантовой ямы:

$$P_l(B) \approx \frac{B^3}{(B^2 + B_p^2)B_3} \approx \frac{B^3}{(B^2 + B_p^2)B_p} \frac{\varepsilon_V(i(B))}{\varepsilon_F(i(B))}. \quad (11)$$

Сопоставление результатов расчета по этой формуле и данных эксперимента проведено на рис. 2, *b*. Теоретическая кривая (сплошная линия) построена для  $B_p = 1.6$  Т. Эта же оценка для обменного поля получается из (9), если выразить стоящий в левой части этой формулы  $\sin^2 \gamma$  через экспериментально определяемые значения  $E_p$ ,  $\varepsilon_F$  и  $\varepsilon_V$ . Результаты такого расчета приведены на рис. 3. На этом же рисунке представлена зависимость от магнитного поля суммарного спина образующих полярон магнитных ионов. Видно, что в достаточно сильном магнитном поле ( $B > 4$  Т)  $I_p$  и  $B_p$  практически не зависят от  $B$ , что согласуется с представлениями, заложенными в рассматриваемую модель.

Следует однако заметить, что полученное значение поляронного поля примерно в 1.7 раза превосходит оценку, которую, как показано в [7], можно получить из значений поляронной энергии и производной по магнитному полю от фарадеевского расщепления при  $B = 0$ :

$$B_p \approx \left. \frac{2E_p(B)}{d\varepsilon_F(B)/dB} \right|_{B=0} \approx 0.9 \text{ Т.}$$

Это расхождение можно связать с рядом причин, неучтенных в рассмотренной модели: неоднородностью величины и направления обменного поля по объему полярона, нагревом спиновой системы магнитных ионов в ходе образования магнитного полярона в слабом внешнем поле и т.п. В пользу нагревной гипотезы, например, свидетельствует то, что в рамках модели замораживания поляроном направлений флуктуаций намагниченности [7], увеличение поляронного поля от 0.9 до 1.6 Т позволяет практически уничтожить расхождения между результатами эксперимента и теоретических расчетов для степени циркулярной поляризации ФЛ (штриховая

<sup>3</sup> Поскольку  $\varepsilon_F$  линейно зависит от плотности спина  $i_p$ , равной отношению  $I_p(B)$  к занимаемому поляроном объему,  $B_p$  не зависит от  $B$ .

кривая на рис. 2,а). Однако сопоставление роли различных факторов в указанных расхождениях требует более тщательных экспериментальных и теоретических исследований.

Подводя итог проведенному анализу экспериментальных результатов, можно заключить, что предложенная модель, учитывающая понижение симметрии задачи при образовании двумерного полярона дыркой с резко анизотропным  $g$ -фактором, хорошо описывает основной набор экспериментальных результатов по поляризации люминесценции из узких квантовых ям. Дальнейшее развитие теории требует учета неоднородности структуры обменного поля внутри полярона (обобщение модели "обменного ящика") и неравновесного характера магнитополяронных состояний (эффект разогрева спиновой системы магнитных ионов в процессе формирования поляронов, медленная спиновая релаксация дырок и т.д.).

Авторы благодарны В.И. Перелю и Б.П. Захарчене за полезные обсуждения.

Работа получила частичную поддержку Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-16941), Volkswagen Foundation и Deutsche Forschungsgemeinschaft (SFB 410).

## Список литературы

- [1] I.A. Merkulov, K.V. Kavokin. Phys. Rev. **B52**, 1751 (1995).
- [2] D.R. Yakovlev, K.V. Kavokin. Comments Condens. Matter Phys. **18**, 51 (1996).
- [3] B. Kuhn-Heinrich, W. Ossau, E. Bangert, A. Waag, G. Landwehr. Solid State Commun. **91**, 413 (1994).
- [4] G. Mackh, W. Ossau, D.R. Yakovlev, A. Waag, T. Litz, G. Landwehr. Solid State Commun. **88**, 221 (1993).
- [5] D.R. Yakovlev, W. Ossau, G. Landwehr, R.N. Bicknell-Tassius, A. Waag, S. Schmeusser, I.N. Uraltsev. Solid State Commun. **82**, 29 (1992).
- [6] J.A. Gaj, R. Planel, G. Fishman. Solid State Commun. **29**, 435 (1979).
- [7] И.А. Меркулов, Д.Р. Яковлев, К.В. Кавокин, G. Mackh, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr. Письма в ЖЭТФ **62**, 313 (1995).
- [8] D.R. Yakovlev, V.P. Kochereshko, I.A. Merkulov, G. Mackh, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr. Proc. ICPS-23. Berlin (1996) / Ed. M. Scheffler and R. Zimmermann. World Scientific, Singapore (1996). P. 397.
- [9] А.В. Кудинов, Ю.Г. Кусраев, В.Н. Якимович. ФТТ **37**, 3,660 (1995).
- [10] J. Warnock, R.N. Kershaw, D. Ridgely, K. Dwight, A. Wold, R.R. Galazka. J. Lumin. **34**, 25 (1985).