

Орторомбическая симметрия состояний валентной зоны в квантовых ямах CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe

© И.Г. Аксянов, А.В. Кудинов, Ю.Г. Кусраев, Б.П. Захарченя, Т. Wojtowicz*, G. Karczewski*, J. Kossut*

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

* Institute of Physics of Polish Academy of Sciences,
02-668 Warsaw, Poland

E-mail: kusrayev@orient.ioffe.rssi.ru

Исследована латеральная анизотропия магнитоиндуцированной линейной поляризации в квантовых ямах (001)–CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe. Показано, что наблюдаемая предельная анизотропия обусловлена низкой симметрией C_{2v} квантовой ямы. Полученные для точечной группы C_{2v} формулы находятся в хорошем согласии с экспериментом. Микроскопически эффект возникает вследствие анизотропии g-фактора тяжелой дырки в плоскости квантовой ямы.

При выращивании вдоль направления [001] квантовых ям и сверхрешеток из соединений со структурой цинковой обманки происходит понижение точечной симметрии от T_d до D_{2d}. При этом сильное спин-орбитальное взаимодействие в валентной зоне, характерное для этих соединений, приводит к резкой анизотропии спиновой структуры дырочных подзон. Экспериментально такая анизотропия проявляется прежде всего в существенной разнице зеемановских расщеплений экситонных (дырочных) состояний в магнитном поле, направленном параллельно и перпендикулярно оси роста гетероструктуры [1,2]. Анизотропия g-фактора тяжелой дырки, обусловленная понижением симметрии структуры (001)–GaAs/AlGaAs от T_d до D_{2d}, исследовалась также методом спектроскопии рассеяния света с переворотом спина в работе [3], где была дана оценка величины поперечной компоненты g-фактора: g_⊥ < 10⁻². В полумангнитных полупроводниках резкая анизотропия спиновой структуры дырок (g_⊥ ≪ g_{zz}) приводит к ярким динамическим эффектам [4–7], обусловленным прецессией спинов магнитных ионов в анизотропном обменном поле дырок [8]. Между тем именно малость поперечной компоненты g-фактора дырки делает его чрезвычайно чувствительным к разного рода нарушениям симметрии D_{2d} идеальной квантовой ямы.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального и теоретического исследований латеральной анизотропии свойств экситонов в квантовых ямах CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe, проявляющейся в угловых зависимостях магнитоиндуцированной линейной поляризации экситонного излучения. Экспериментальные данные по угловым зависимостям линейной поляризации свидетельствуют о том, что симметрия изучаемых квантовых ям понижена от идеальной D_{2d} до C_{2v}, в результате чего оси [110] и [1̄10] становятся неэквивалентными. Оказывается, что поперечный g-фактор, имеющий ощутимую величину, сам является существенно анизотропным g_{xx} ≠ g_{yy}.

Измерения проводились на структурах CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe, выращенных методом молекулярно-

пучковой эпитаксии на подложках (001)–GaAs. Структура I содержала четыре квантовые ямы CdTe с ширинами L = 20, 40, 60 и 100 Å, разделенные барьерами Cd_{1-x}Mn_xTe с концентрацией марганца x = 0.3 и шириной l = 500 Å. В структуре II содержалось три ямы с ширинами L = 40, 60 и 100 Å, а концентрация марганца в барьере равнялась x = 0.1. Структуры погружались в гелиевый криостат со сверхпроводящим соленоидом; пары гелия откачивались, в результате чего температура понижалась до 2 К. Люминесценция возбуждалась гелий-неоновым или аргоновым лазером мощностью около 1 W/cm²; регистрировалось излучение, распространяющееся вдоль оси (001) (ось z). Степень линейной поляризации измерялась методом двухканального счета фотонов, поляризованных в двух ортогональных направлениях. Поляризация возбуждающего света в наших экспериментах не оказывала никакого влияния на поляризацию люминесценции. Направление магнитного поля **V** = (B_x, B_y, 0) было параллельно плоскости структуры. Для исследования зависимости поляризации излучения от направления магнитного поля в плоскости квантовой ямы погруженный в гелий образец поворачивали вокруг оси z.

Для характеристики линейной поляризации в наших экспериментах измерялись два параметра

$$\begin{aligned}\rho_0 &= (I_\alpha - I_\beta)/(I_\alpha + I_\beta), \\ \rho_{45} &= (I_{\alpha'} - I_{\beta'})/(I_{\alpha'} + I_{\beta'}).\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь I_k — интенсивности, поляризованные вдоль направлений α, β (перпендикулярно и параллельно магнитному полю) и α', β' (повернутых относительно α и β на угол 45° вокруг оси z). Выбранный набор параметров не только удобен с практической точки зрения (вращается лишь образец, а магнитное поле и схема регистрации неподвижны), но и физически разумен. Если бы квантовые ямы имели аксиальную симметрию (C_∞), то, как нетрудно показать, параметры ρ₀ и ρ₄₅ вовсе бы не зависели от угла φ между направлением магнитного поля и осью [110]: ρ₀ = const, ρ₄₅ = 0, что соответствует чисто изотропной поляризации. В другом предельном

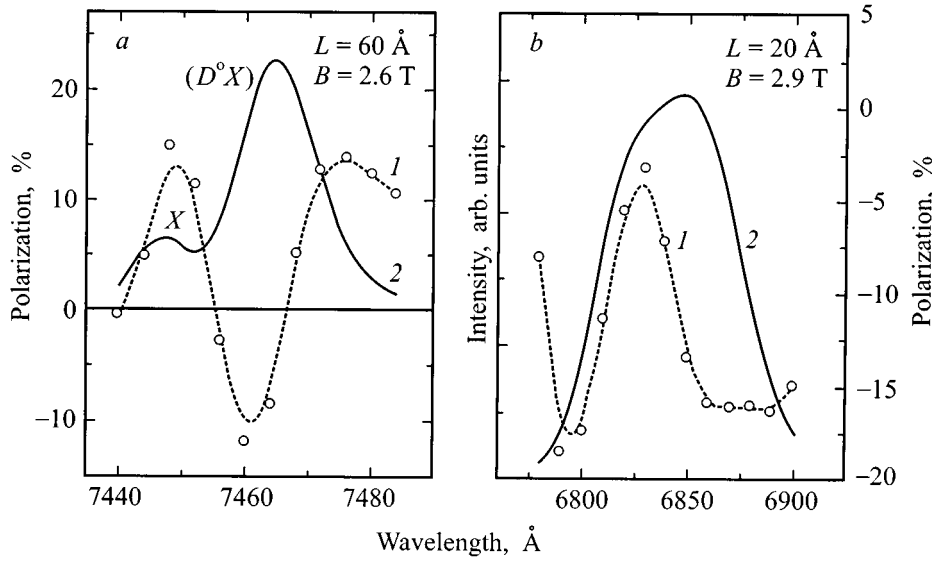


Рис. 1. Спектры интенсивности (сплошные линии) и степени линейной поляризации (точки) излучения из квантовых ям шириной 60 Å (a) и 20 Å (b) в структуре I. Возбуждение гелий-неоновым лазером (1.96 eV), температура 2 К, магнитное поле $B = 2.6$ Т направлено в плоскости квантовой ямы.

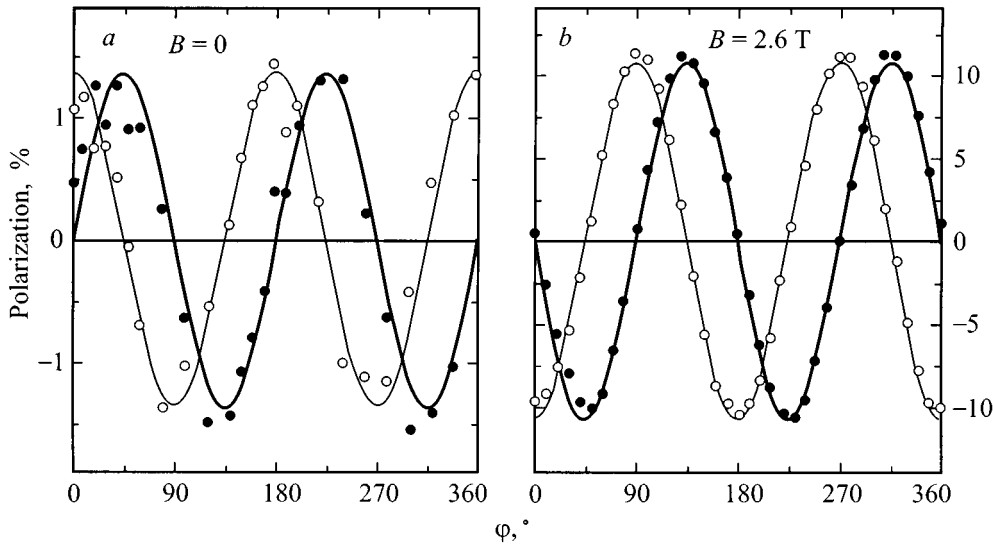


Рис. 2. Зависимость поляризации люминесценции из КЯ (структура I) шириной $L = 20$ Å в нулевом магнитном поле (a) и $L = 60$ Å при $B = 2.6$ Т (b) от ориентации поля в плоскости ямы. Подгоночные параметры в случае (T^2) (b): $aD = 0.016$, $b = c = 0$. $\varphi = 0$ соответствуют $\mathbf{B} \parallel [110]$.

случае, когда плоскость поляризации фиксирована по отношению к кристаллографическим осям (так называемая "встроенная" поляризация — линейный диполь вращается вместе с образцом), $\rho_0 \sim \cos 2\varphi$, $\rho_{45} \sim \sin 2\varphi$. При наличии оси симметрии четвертого порядка (симметрия D_{2d}) параметры ρ_0 и ρ_{45} должны содержать $\cos 4\varphi$ и $\sin 4\varphi$.

На рис. 1, a, b показаны спектры люминесценции и линейной поляризации (параметр ρ_0) в квантовой яме шириной 60 и 20 Å (структура I). В нулевом поле

регистрируется небольшая линейная поляризация люминесценции, не превосходящая по величине 2%, а в магнитном поле порядка 1 Т поляризация увеличивается на порядок. Фиксируя величину поля и поворачивая кристалл, мы получили угловые развертки ρ_0 и ρ_{45} для разных квантовых ям. На рис. 2, a, b представлены зависимости ρ_0 и ρ_{45} от φ для квантовой ямы шириной 60 Å при $B = 0$ и $B = 2.6$ Т соответственно. Зависимости, показанные на рис. 2, a, представляют собой тривиальный результат вращения кристалла и приведены

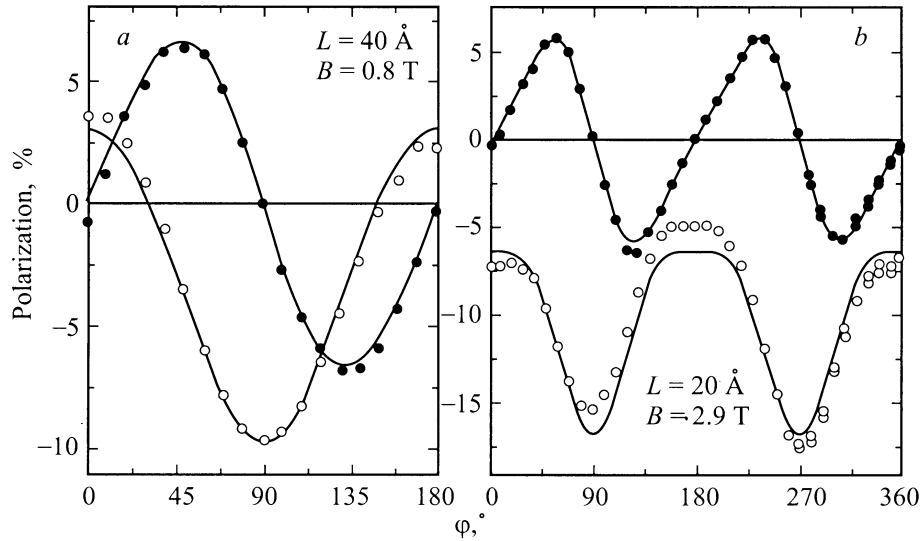


Рис. 3. То же, что на рис. 2, *b*, для КЯ шириной 60 Å (структура II) и 20 Å (структура I): *a* — $aD = 0.10$, $bD = cD = -0.05$; *b* — $aD = 0.008$, $bD = -0.008$, $cD = -0.006$.

для демонстрации точности измерений. Напротив, результат, показанный на рис. 2, *b*, является совершенно неожиданным и приводит к парадоксальному на первый взгляд выводу: магнитное поле индуцирует линейную поляризацию люминесценции, однако ни величина этой поляризации, ни ее ориентация в кристалле не зависят от направления поля. Такая ситуация реализуется для квантовых ям шириной $L = 40$ и 60 Å в структуре I.

Исследование квантовых ям с другими параметрами показало большое разнообразие зависимостей $\rho_0(\varphi)$ и $\rho_{45}(\varphi)$. На рис. 3, *a, b* показаны угловые зависимости параметров линейной поляризации для квантовых ям шириной $L = 60$ Å в структуре II (рис. 3, *a*) и $L = 20$ Å в структуре I (рис. 3, *b*). Помимо самого факта наличия столь сильной угловой зависимости, говорящего о существенной анизотропии свойств в плоскости квантовых ям, примечательным здесь является еще следующее обстоятельство. Во всех случаях приложение поля вдоль направлений $[110]$ ($\varphi = 0^\circ, 180^\circ$) и $[1\bar{1}0]$ ($\varphi = 90^\circ, 270^\circ$) дает разный результат, в то время как для идеальной структуры с симметрией D_{2d} эти оси являются эквивалентными. Следует отметить, что неэквивалентность направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$ в сверхрешетках GaAs/AlAs, проявляющаяся благодаря тонкой структуре экситонного спектра, была недавно обнаружена в экспериментах по оптически детектируемому магнитному резонансу [9] и оптической ориентации экситонов [10]. В нашем случае, однако, возможность проявления тонкой структуры экситонов сомнительна, поскольку соответствующие расщепления имеют обычно порядок десятков μeV , в то время как энергия взаимодействия локализованных носителей с магнитными флуктуациями в полумангнитных полупроводниках оценивается как несколько meV [11].

Линейная поляризация излучения описывается симметричной частью тензора поляризации $\langle E_\alpha E_\beta \rangle$. Ограничиваясь областью слабых магнитных полей

$$\langle E_\alpha E_\beta \rangle^{\text{symm}} = A_{\alpha\beta}^0 + A_{\alpha\beta\gamma\delta} B_\gamma B_\delta, \quad (2)$$

несложно выяснить, что для идеальной квантовой ямы (симметрия D_{2d}) угловая зависимость ρ_0 может содержать только нулевую и четвертую гармоники (а угловая зависимость ρ_{45} — только четвертую гармонику). Как мы видели, ни в одной из исследованных квантовых ям зависимостей такого рода не наблюдается. Если же предположить, что в силу каких-то причин произошло понижение симметрии системы от D_{2d} до C_{2v} , минимально необходимое чтобы обеспечить неэквивалентность осей $[110]$ и $[1\bar{1}0]$, то получается иной результат. Для удобства сначала запишем его в системе параметров, базирующейся на кристаллических осях

$$\rho'_0 = DB^2(a + b \cos 2\varphi), \quad (3)$$

$$\rho'_{45} = DB^2 c \sin 2\varphi. \quad (4)$$

Здесь угол φ отсчитывается от направления $[110]$, $a = A_{11} - A_{21} - A_{22} + A_{12}$, $b = A_{11} - A_{21} + A_{22} - A_{12}$, $c = 4A_{66}$. Для сопоставления расчета с экспериментом полученные формулы нужно в соответствии с условиями измерений преобразовать в лабораторную систему координат, связанную с магнитным полем,

$$\rho_0 = DB^2 \left(\frac{b+c}{2} + a \cos 2\varphi + \frac{b-c}{2} \cos 4\varphi \right), \quad (5)$$

$$\rho_{45} = DB^2 \left(a \sin 2\varphi + \frac{b-c}{2} \sin 4\varphi \right). \quad (6)$$

В общем случае коэффициент $b-c$ отличен от нуля и возможно наличие четвертой гармоники в угловой

зависимости линейной поляризации. Отметим, что в кубическом кристалле или в системе с симметрией D_{2d} $a = 0$ (поскольку $A_{11} = A_{22}$ и $A_{21} = A_{12}$) и возможна лишь четвертая гармоника. На рис. 2 и 3 сплошными линиями показаны зависимости степени линейной поляризации от угла, построенные по формулам (5) и (6). Для квантовых ям шириной $L = 40$ и 60 \AA в структуре I коэффициенты $b - c$ и $b + c$ оказались практически равными нулю, т.е. $b = 0$, $c = 0$. Это означает, что $\rho'_0 = aDB^2 = \text{const}$, $\rho'_{45} = 0$ не зависят от φ (см. (3), (4)), т.е. плоскость поляризации излучаемого света фиксирована по отношению к осям кристалла.

Для более узкой ямы $L = 20 \text{ \AA}$ (рис. 3, *b*) вклады четвертой гармоники, также как и постоянной составляющей поляризации, становятся существенными. В то же время для структуры II с $L = 40$ и 60 \AA (рис. 3, *a*) $b - c = 0$, а изотропная часть поляризации дает сравнимый с анизотропной частью вклад. Таким образом, соотношения (3) и (4) хорошо описывают все многообразие экспериментальных данных, полученных в разных структурах и в квантовых ямах разной ширины.

Последовательный квантовомеханический расчет показывает, что анизотропию магнитоиндуцированной линейной поляризации можно объяснить в рамках модели эффективного спина $j = 1/2$ тяжелой дырки с анизотропным g -фактором, $J_\beta = g_{\alpha\beta}j_\alpha$ ($g_{xx} \neq g_{yy}$). Мы приведем здесь только окончательные выражения для параметров ρ'_0 и ρ'_{45}

$$\rho'_0 = kB^2 \left((g_{xx} - g_{yy}) + (g_{xx} + g_{yy}) \cos 2\varphi \right), \quad (7)$$

$$\rho'_{45} = kB^2 (g_{xx} + g_{yy}) \sin 2\varphi, \quad (8)$$

где коэффициент k учитывает специфику поляризации спинов в полумагнитном полупроводнике. Сравнение с симметричными формулами показывает, что модель анизотропного g -фактора дырки соответствует случаю $b = c = g_{xx} + g_{yy}$ и, следовательно, четвертая гармоника в зависимостях ρ_0 и ρ_{45} будет отсутствовать (см. (3), (4)). "Удивительный" результат на рис. 2, *b* соответствует предельной анизотропии g -фактора, $g_{xx} = -g_{yy}$ (это соотношение означает, что заметную величину g -фактор тяжелой дырки приобретает исключительно благодаря низкосимметричному возмущению [12]), а результат на рис. 3, *a* — случаю умеренной анизотропии $|g_{xx}| > |g_{yy}|$. Появление четвертой гармоники в угловых зависимостях для узких квантовых ям (рис. 3, *b*) также удастся объяснить в рамках модели эффективного спина, если учесть спиновую корреляцию электрона и дырки в магнитном поляроне.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты могут быть поняты с достаточной полнотой, если допустить наличие низкосимметричного возмущения. По симметрии в роли такого возмущения могут выступать одноосная деформация в плоскости квантовой ямы [10], анизотропия гетероинтерфейса [13] или потенциала локализации дырки.

Авторы благодарны К.В. Кавокину и Е.Л. Ивченко за плодотворные обсуждения.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 96-02-16887 и 98-02-18213) и Госкомитетом по научным исследованиям Польши (грант PBZ 28.11).

Список литературы

- [1] B. Kuhn-Heirich, W. Ossau, E. Bangert, A. Waag, G. Landwehr. *Solid State Commun.* **91**, 413 (1994).
- [2] P. Peyla, A. Wasieleski, Y. Merle d'Aubigne, D.E. Ashenford, B. Lunn. *Phys. Rev.* **B47**, 3783 (1993).
- [3] V.F. Sapega, M. Cardona, K. Ploog, E.L. Ivchenko, D. Mirlin. *Phys. Rev.* **B45**, 4320 (1992).
- [4] J. Stühler, G. Schaack, M. Dahl, A. Waag, G. Landwehr, K. Kavokin, I.A. Merkulov. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 13, 2567 (1995).
- [5] S.A. Crooker, J.J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth, D.D. Awschalom. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2814 (1996).
- [6] Yu.G. Kusrayev, A.V. Koudinov, K.V. Kavokin, B.P. Zakharchenya, D.E. Ashenford, B. Lunn. In: *Physics of Semiconductors, Proceeding of the XXII Int. Conf. Phys. Semicond. Berlin (1996)* / Ed. by M. Sheffer, R. Zimmermann World Scientific, Singapore (1996). P. 2459.
- [7] D.R. Yakovlev, K. Kavokin, I. Merkulov, G. Mackh, W. Ossau, R. Hellmann, E.O. Göbel, A. Waag, G. Landwehr. *Phys. Rev.* **B56**, 9782 (1997).
- [8] I.A. Merkulov, K.V. Kavokin. *Phys. Rev.* **B52**, 1751 (1995).
- [9] H.W. van Kesteren, E.C. Cosman, W.A.J.A. van der Poel, C.T. Foxon. *Phys. Rev.* **B41**, 5283 (1990).
- [10] C. Gourdon, P. Lavallard. *Phys. Rev.* **B46**, 4644 (1992).
- [11] J. Warnock, R.N. Kershaw, D. Ridgely, K. Dwight, A. Wold, R.R. Galazka. *J. Lumin.* **34**, 25 (1985).
- [12] G.E. Pikus, F.G. Pikus. *Solid State Commun.* **89**, 319 (1994).
- [13] И.Л. Алейнер, Е.Л. Ивченко. *Письма в ЖЭТФ* **55**, 662 (1992).