

УДК 535.37

©1995

ОПТИЧЕСКИ ДЕТЕКТИРУЕМОЕ АНТИПЕРЕСЕЧЕНИЕ УРОВНЕЙ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Е.Л.Ивченко, А.Ю.Каминский

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург
(Поступила в Редакцию 30 сентября 1994 г.)

Теоретически исследовано влияние антипересечения экситонных уровней на интенсивность и поляризацию излучения квартетных экситонов, образованных электронами со спином $\pm 1/2$ и дырками со спином $\pm 3/2$. Выведена система уравнений для стационарной заселенности уровней квартета, в которой учтено излучательное и безызлучательное времена жизни экситонов, селективная оптическая генерация экситонных подуровней и температурно-зависимая спиновая релаксация. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными по антипересечению уровней в сверхрешетках GaAs/AlAs типа I и типа II, а также в объемных твердых растворах $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$.

Спин экситонов в полупроводниках можно ориентировать в условиях оптической накачки циркулярно поляризованным светом (оптическая ориентация) или при приложении внешнего магнитного поля. Магнитоиндуцированная спиновая поляризация при неполяризованном оптическом возбуждении экситонов возникает вследствие их спиновой релаксации с преимущественным заселением нижних экситонных подуровней (тепловая ориентация), а также за счет смешивания магнитным полем экситонных состояний. Если основной уровень экситона невырожден и к нему подмешиваются далеко отстоящие состояния, то циркулярная поляризация экситонной фотолюминесценции линейно возрастает с увеличением поля [1]. Если же основное состояние состоит из нескольких близко расположенных уровней, зависимость степени поляризации люминесценции от магнитного поля может носить немонотонный резонансный характер вблизи тех значений поля (точки антипересечения), при которых сравниваются энергии каких-либо двух уровней [2,3]. Действительно, в этом случае любое даже малое возмущение, понижающее симметрию системы, приводит к сильному смешиванию сблизившихся уровней, накладывает нижний предел на энергетическое расстояние между ними (отсюда термин «антипересечение») и существенно влияет на спиновую поляризацию экситонов.

В настоящей работе теоретически исследовано влияние антипересечения экситонных уровней на интенсивность и поляризацию фотолюминесценции квартетных экситонов в полупроводниках с невырожденными зоной проводимости и валентной зоной. Развитая теория

применима для анализа излучения локализованных экситонов в сверхрешетках GaAs/AlAs типа I и типа II, а также в объемных твердых растворах $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$. Несмотря на очевидное различие этих трех материалов, в каждом из них основной экситонный уровень $1s$ сформирован из электронных состояний со спином $s_z = \pm 1/2$ и дырочных состояний с проекцией углового момента $J_z = \pm 3/2$. Поэтому при описании стационарной заселенности четырех подуровней экситона $e1\Gamma-hh1$ в сверхрешетке GaAs/AlAs типа I, экситона $e1X-hh1$ в сверхрешетке GaAs/AlAs типа II и A-экситона или экситона $\Gamma_7-\Gamma_9$ в объемном $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ применим общий подход. В предшествующей работе [2] изучено влияние антипересечения уровней на поляризацию экситонов, связанных с анизотропных изоэлектронных дефектах в кубических кристаллах GaP и образованных их электронных и дырочных состояний со спином $s = 1/2$ [4]. В связи с большой величиной синглет-триплетного расщепления в этих экситонных комплексах можно было ограничиться рассмотрением слабо расщепленного триплетного уровня. В исследуемых здесь одноосных материалах основное обменное расщепление носит дублет-дублетный характер (на состояния с полным спином $m = s_z + J_z = \pm 1$ и $m = \pm 2$) с меньшим дополнительным подрасщеплением дублетов. Константы обменного взаимодействия по порядку величины принимают различные значения, но во всех трех случаях для наблюдения антипересечения уровней хватает стандартного диапазона магнитных полей, применяемого в низкотемпературных экспериментах.

1. Экситонный спин-гамильтониан

В дальнейшем будем использовать в качестве базисных состояния $|m\rangle_0$ с заданной проекцией полного спина $m = 1, -1, 2, -2$. В этом базисе матричные элементы оптического возбуждения имеют вид

$$M_{\pm 1} = M_0(e_x \pm ie_y), \quad M_{\pm 2} = 0, \quad (1)$$

где e — вектор поляризации света, а обменное взаимодействие между электроном и дыркой в экситоне описывается матрицей

$$\hat{H}_{\text{exch}} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \delta_0 & e^{i\Phi_2}\delta_2 & 0 & 0 \\ e^{-i\Phi_2}\delta_2 & \delta_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\delta_0 & e^{i\Phi_1}\delta_1 \\ 0 & 0 & e^{-i\Phi_1}\delta_1 & -\delta_0 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Здесь используется система координат с осью z , ориентированной вдоль главной оси сверхрешетки GaAs/AlAs(001) или оси C_6 кристалла со структурой вюрцита. Константы δ_n описывают соответственно дублет-дублетное расщепление (δ_0), расщепление нерадиационного дублета (δ_1) на состояния $(|2\rangle \pm e^{-i\Phi_1}| -2\rangle)/\sqrt{2}$ и расщепление радиационного дублета (δ_2) на состояния $(|1\rangle \pm e^{-i\Phi_2}| -1\rangle)/\sqrt{2}$, дипольно-активные вдоль осей ξ и η , повернутых относительно осей x, y на угол $\Phi_2/2$.

В сверхрешетках GaAs/AlAs типа I радиационный дублет нерасщеплен ($\delta_2 = 0$), в сверхрешетках типа II константа δ_2 отлична от нуля, а фаза Φ_2 равна 90° , так что расщепившиеся состояния дипольно-активны в направлениях $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. В $[5,6]$ мы объяснили происхождение анизотропного обменного расщепления радиационного дублета в сверхрешетках типа II и показали, что оно обусловлено смешиванием состояний тяжелой и легкой дырки на идеальных интерфейсах и преимущественной локализацией экситона на одном интерфейсе. В твердом растворе $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ также $\delta_2 \neq 0$, но фаза Φ_2 случайно распределена в интервале $0 \leq \Phi_2 < 2\pi$ и аксиальная оптическая изотропия среды в целом сохраняется $[7]$. Природа этого расщепления в настоящее время не выяснена, но можно высказать следующее предположение. Известно, что локализованный экситон в твердых растворах A_2B_6 с анионным замещением представляет собой дырку, локализованную мелкомасштабной флуктуацией состава, и электрон, связанный с дыркой кулоновским полем притяжения $[8]$. При этом боровский радиус электрона заметно превышает радиус локализации дырки. В такой модели наиболее вероятной причиной расщепления δ_2 является смешивание дырочных состояний в подзонах A и B с учетом анизотропного расположения атомов Se в кластере, ответственном за локализацию дырки. Произвол в ориентации кластеров обеспечивает случайное распределение фазы Φ_2 . В сверхрешетках GaAs/AlAs фаза $\Phi_1 = 0$ или π , а вещественная константа δ_1 отлична от нуля только при учете тетрагональной симметрии и, как показывает эксперимент $[9]$, мала не только по сравнению с δ_0 , но и с δ_2 .

В магнитном поле экситонный спин-гамильтониан \hat{H} включает помимо оператора обменного взаимодействия (2) зеемановский вклад

$$\hat{H}_B = (g_e^\parallel \mu_0 \hat{s}_z + g_h^\parallel \mu_0 \hat{J}_z) B_z + g_e^\perp \mu_0 \hat{s}_\perp \mathbf{B}_\perp, \quad (3)$$

где \hat{s} и \hat{J} — операторы спина электрона ($s = 1/2$) и дырки ($J = 3/2$), μ_0 — магнетон Бора, g_e^\parallel , g_e^\perp — продольный или поперечный g -фактор электрона и учтено, что для тяжелой дырки $\pm 3/2$ отлична от нуля только продольная компонента g -фактора g_h^\parallel . В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением продольной геометрии поля $\mathbf{B} \parallel z$, при которой положение уровней квартета определяется выражениями

$$E_{1,2} = \frac{\delta_0}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\delta_2^2 + (3g_h^\parallel - g_e^\parallel)^2 \mu_0^2 B^2},$$

$$E_{3,4} = -\frac{\delta_0}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\delta_1^2 + (3g_h^\parallel + g_e^\parallel)^2 \mu_0^2 B^2}. \quad (4)$$

Уровень E_3 пересекается с E_1 и E_2 при значениях поля

$$B_{\text{кр},\pm} = \sqrt{\frac{X_\pm^2 - \delta_1^2}{\mu_0 (3g_h^\parallel + g_e^\parallel)}}, \quad (5)$$

$$X_{\pm} = \frac{1}{1-\lambda} \left[2\delta_0 \pm \sqrt{4\lambda\delta_0^2 + (1-\lambda)(\delta_2^2 - \lambda\delta_1^2)} \right], \quad \lambda = \left(\frac{3g_h^{\parallel} - g_e^{\parallel}}{3g_h^{\parallel} + g_e^{\parallel}} \right)^2.$$

Условия пересечения уровней квартета $e1-hh1(1s)$ в поперечном поле $B \perp z$ проанализированы в [10].

Антипересечение уровней E_2, E_3 или E_1, E_3 происходит за счет низкосимметричного возмущения \hat{V} , смешивающего радиационные состояния с нерадиационными. Мы предполагаем, что оператор \hat{V} действует на электронный и дырочный спины независимо и его матричные элементы в базисе $|m\rangle_0$ можно записать в виде

$$\|V_{m,m'}\| = \begin{bmatrix} 0 & 0 & V_e^* & V_h \\ 0 & 0 & V_h^* & V_e \\ V_e & V_h & 0 & 0 \\ V_h^* & V_e^* & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Формула (6) применима, в частности, если антипересечение уровней обусловлено небольшой поперечной составляющей магнитного поля ($V_h = 0, V_e \propto g_e^{\perp}$) или статическим дефектом структуры, смешивающим дырочные состояния $\pm 3/2$ ($V_e = 0, V_h \neq 0$, а также в случае, рассмотренном в [2], когда смешивание экситонных состояний происходит вследствие сверхтонкого взаимодействия электронных и ядерных спинов.

2. Уравнения кинетики для заселенности уровней

Разложим собственные решения $|j\rangle$ ($j = 1-4$) для полного спингамильтониана

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{exch}} + \hat{H}_B + \hat{V}$$

по исходным базисным состояниям

$$|j\rangle = \sum_m C_{jm} |m\rangle_0 \quad (7)$$

и обозначим энергии уровней при $\hat{V} \neq 0$ через \bar{E}_j . Это позволяет представить систему стационарных уравнений кинетики для заселенностей уровней f_j в виде

$$\left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{\text{rec}} + \left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{\text{s.r.}} + G_j = 0, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{\text{rec}} = -\frac{1}{\tau_j} f_j, \quad \frac{1}{\tau_j} = \frac{1}{\tau_r} (|C_{j,1}|^2 + |C_{j,-1}|^2) + \frac{1}{\tau_0}, \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{\text{s.r.}} = -\sum_{j' \neq j} \left(\frac{f_j}{T_{j'j}} - \frac{f_{j'}}{T_{jj'}} \right), \quad (10)$$

$$\frac{1}{T_{j'j}} = \frac{w_{j'j}}{\tau_s} \left| \sum_{m'm} \eta_{m'm} C_{jm}^* C_{j'm'} \right|^2, \quad (11)$$

$$w_{j'j} = \begin{cases} 1, & \text{если } \bar{E}_{j'} < \bar{E}_j, \\ \exp[-(\bar{E}_{j'} - \bar{E}_j)/k_B T], & \text{если } \bar{E}_{j'} > \bar{E}_j, \end{cases} \quad (12)$$

$$G_j = G_r \left| \sum_m C_{jm}^* \frac{M_m}{M_0} \right|^2 + G_0. \quad (13)$$

Три слагаемых в левой части уравнения (8) описывают соответственно рекомбинацию, спиновую релаксацию (т.е. переходы между уровнями квартета) и генерацию экситонов. В (9)–(13) использованы следующие обозначения: τ_r — излучательное время жизни для состояний $|\pm 1\rangle_0$, τ_0 — безызлучательное время жизни, которое считается одинаковым для всех экситонных состояний, $T_{j'j}$ — время жизни экситона на уровне j относительно межуровневого перехода $j \rightarrow j'$, M_m и M_0 введены в (1). В дальнейшем предполагается, что возмущение, ответственное за переходы между уровнями, действует либо на электронный, либо на дырочный спин, и безразмерные коэффициенты $\eta_{m'm}$ выбирается в виде

$$\eta_{m'm} = \delta_{|m-m'|,l}, \quad (14)$$

где соответственно $l = 1$ или 3 . Множители $w_{j'j}$ в (11) учитывают различие в вероятностях переходов $E_j \rightarrow E_{j'}$ и $E_{j'} \rightarrow E_j$. Для сверхрешеток GaAs/AlAs типа II расщепления $|E_j - E_{j'}|$ малы по сравнению с тепловой энергией $k_B T$ даже при $T = 2$ К и можно положить $w_{j'j} = 1$. Для сверхрешеток типа I или твердых растворов энергия обменного взаимодействия сравнима с величиной $k_B T$ при температуре жидкого гелия и множители $w_{j'j}$, $w_{j'j}$ могут заметно различаться.

Положительные коэффициенты G_r и G_0 , пропорциональные интенсивности возбуждающего света, учитывают соответственно поляризационно-зависимый и не зависящий от поляризации возбуждения вклады в генерацию экситонов. При резонансном оптическом возбуждении экситонов $G_0 \ll G_r$, обратное неравенство имеет место при нерезонансном возбуждении свободных носителей высоко в зону с последующей их термализацией и связыванием в экситоны. Очевидно, при квазирезонансном (краевом) фотовозбуждении G_0 и G_r могут быть сравнимы по порядку величины. Интенсивность фотолюминесценции циркулярно поляризованных компонент связана с f_j соотношением

$$I_{\pm} \propto \sum_j |C_{j,\pm i}|^2 f_j. \quad (15)$$

Заметим, что уравнения кинетики (8)–(13) применимы при том условии, что расщепления $|E_j - E_{j'}|$ ($j \neq j'$) превышают неопределенность энергии, характеризуемую параметром $\hbar(\tau_0^{-1} + \tau_r^{-1} + \tau_s^{-1})$. В противном случае нужно использовать формализм спиновой матрицы плотности экситонов $\hat{\rho}$ [11,12], учитывая наряду с диагональными компонентами $\rho_{jj} \equiv f_j$ и недиагональные.

Используя систему уравнений (8)–(13) совместно с соотношением (15), можно рассчитывать полевые зависимости интенсивности $I = I_+ + I_-$ и степени циркулярной поляризации

$$P_{\text{circ}} = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$$

фотолюминесценции. Прежде чем представлять результаты численного расчета этих зависимостей при определенных значениях параметров, мы рассмотрим два приближенных метода, позволяющих записать результаты в аналитической форме в окрестности антипересечения ($B \approx B_{cr}$) и в области малых полей на линейном участке зависимости $P_{circ}(B)$.

3. Приближение изолированной пары уровней

Рассмотрим область полей вблизи точки пересечения, например, уровней E_1 и E_3 и будем учитывать влияние возмущения (6) только на резонансное смешивание $E \leftrightarrow E_3$, пренебрегая нерезонансным смешиванием $E_2 \leftrightarrow E_4$ или $E_j \leftrightarrow E_{j'}$ с $j = 1, 3; j' = 2, 4$. Кроме того, для простоты пренебрежем спиновой релаксацией и положим в (6) $V_h = 0$.

В указанном приближении волновые функции собственных состояний кватрета с учетом возмущения (6) приобретают вид

$$\begin{aligned} |1\rangle &= C_1(D_1|1\rangle_0 + D_{-1}|-1\rangle_0) + C_2|2\rangle_0, \\ |2\rangle &= -D_{-1}^*|1\rangle_0 + D_1|-1\rangle_0, \\ |3\rangle &= -C_2^*(D_1|1\rangle_0 + D_{-1}|-1\rangle_0) + C_1|2\rangle_0, \\ |4\rangle &= |-2\rangle_0. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь

$$D_1 = \left(\frac{1+P}{2}\right)^{1/2}, \quad D_{-1} = -i \frac{\delta_2}{|\delta_2|} \left(\frac{1-P}{2}\right)^{1/2}, \quad (17)$$

$$C_1 = \left(\frac{1+y}{2}\right)^{1/2}, \quad C_2 = -\frac{V_e}{|V_e|} \left(\frac{1-y}{2}\right)^{1/2}, \quad (18)$$

$$P = \frac{g_r \mu_0 B}{\sqrt{(g_r \mu_0 B)^2 + \delta_2^2}}, \quad y = \frac{E_1 - E_3}{\sqrt{(E_1 - E_3)^2 + 4|V_e|^2}}, \quad (19)$$

$g_r = 3g_h^{\parallel} - g_e^{\parallel}$ и энергии E_j определены согласно (4). Для интенсивностей циркулярно поляризованных компонент находим

$$I_{\pm} \propto |D_{\pm 1}|^2 (C_1^2 f_1 + |C_2|^2 f_2) + |D_{\mp 1}|^2 f_2, \quad (20)$$

где стационарные заселенности

$$f_1 = \frac{G_r C_1^2 + G_0}{\tau_r^{-1} C_1^2 + \tau_0^{-1}}, \quad f_2 = \frac{G_r + G_0}{\tau_r^{-1} + \tau_0^{-1}}, \quad f_3 = \frac{G_r |C_2|^2 + G_0}{\tau_r^{-1} |C_2|^2 + \tau_0^{-1}}. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (16), после ряда преобразований окончательно получаем

$$P_{circ} = P \frac{F}{1+F}, \quad (22)$$

где

$$F = \frac{1}{2} \frac{G_0 \tau_0 - G_r \tau_r}{(G_0 + G_r)(\tau_0 + 2\tau_r)} \frac{1}{1 + (E_1 - E_3)^2 / \bar{V}^2}, \quad (23)$$

$$\tilde{V} = \frac{\tau_0 + 2\tau_r}{\sqrt{\tau_0(\tau_0 + \tau_r)}} |V_e|, \quad (24)$$

а величина P введена в (19). Интенсивность излучения связана с функцией F или поляризацией P_{circ} соотношениями

$$I \propto (G_0 + G_r)(1 + F) = (G_0 + G_r) \left(1 - \frac{P_{\text{circ}}}{P}\right)^{-1}. \quad (25)$$

Зависимости степени поляризации и резонансного вклада в интенсивность от разности $E_1 - E_3$ имеют лорентцевский вид с полуширинами

$$\left(1 + \frac{1}{2(1+2t)} \frac{u-t}{u+t}\right)^{1/2} \tilde{V} \quad \text{и} \quad \tilde{V},$$

пропорциональными возмущению $|V_e|$. В то же время значения P_{circ} и I при точном резонансе $E_1 = E_3$ не зависят от V_e . Заметим, что в рассматриваемом приближении полевую зависимость функции $1 + (E_1 - E_3)^2/\tilde{V}^2$ в (23) можно записать в явном виде

$$1 + (B - B_{\text{cr}})^2/\tilde{B}^2,$$

где полуширина

$$\tilde{B} = \frac{2}{\mu_0 |g_{nr} - P g_r|} \tilde{V},$$

$$g_{nr} = 3g_h^{\parallel} + g_e^{\parallel}, \quad g_r = 3g_h^{\parallel} - g_e^{\parallel}.$$

Формулы (22)–(24) применимы и для приближенного описания антипересечения $E_2 \leftrightarrow E_3$, если в (23) заменить E_1 на E_2 , правую часть (22) умножить на -1 и в (24) поменять знаки перед F и отношением P_{circ}/P .

Наличие множителя $G_0\tau_0 - G_r\tau_r$ в (24) показывает, что существуют две независимые причины для появления циркулярной поляризации фотолюминесценции: 1) различие в скоростях генерации $2(G_r + G_0)$ и $2G_0$ на радиационные ($m = \pm 1$) и нерадиационные ($m = \pm 2$) состояния; 2) различие между временами жизни $\tau_0\tau_r/(\tau_0 + \tau_r)$ и τ_0 экситона в этих состояниях.

Если главную роль играет первая причина, т.е. $F < 0$, то антипересечение сопровождается резонансным уменьшением интенсивности и появлением положительной/отрицательной нетепловой поляризации соответственно для антипересечений $E_2 \leftrightarrow E_3$ и $E_1 \leftrightarrow E_3$ (при положительном знаке $3g_h^{\parallel} - g_e^{\parallel}$). Если более важную роль играет различие времен жизни, так что $G_0\tau_0 > G_r\tau_r$, то антипересечение приводит к перекачке возбуждения с более заполненного нерадиационного состояния 3 к менее заполненному состоянию $j = 1$ или 2, вследствие чего полная интенсивность возрастает, а поляризация положительна/отрицательна соответственно для первого и второго резонансов.

4. Область малых полей

Симметричный анализ различных членов разложения P_{circ} и I по степеням поля B и возмущения V_e , V_e^* показывает, что в рассматриваемой модели разложение для P_{circ} начинается с члена $B|V_e|^2$, а для I — с $|V_e|^2$ и B^2 . Поэтому для расчета циркулярной поляризации при малых B и V_e нужно использовать третий порядок теории возмущений. Расчет показывает, что при выполнении неравенств

$$|g_r|\mu_0 B \ll \delta_2; \quad |g_{nr}|\mu_0 B, \quad |V_e| \ll \delta_0,$$

степень поляризации определяется выражением

$$P_{\text{circ}} = \frac{G_0\tau_0 - G_r\tau_r}{(G_0 + G_r)\tau_r} \frac{\delta_0|V_e|^2}{[\delta_0^2 - (\delta_2/2)^2]} \left(g_{nr} - g_r \frac{\tau_0 + 2\tau_r}{\tau_0 + \tau_r} \right) \mu_0 B, \quad (26)$$

где, как и при выводе формулы (22), мы положили $V_h = 0$ и пренебрегли спиновой релаксацией. Если вместо условия $|g_r|\mu_0 B \ll \delta_2$ выполняются неравенства $\delta_2 \ll |g_r|\mu_0 B \ll \delta_0$, в выражение для P_{circ} вместо комбинации g -факторов $g_{nr} - g_r \frac{1+2t}{1+t}$ входит множитель $\frac{1+2t}{1+t}(g_{nr} - g_r)$.

В случае $V_e = 0$, $V_h \neq 0$ формулы для P_{circ} получаются из (22), (26) простой заменой V_e на V_h и g_{nr} на $-g_{nr}$.

5. Результаты расчета и обсуждение

На рис. 1 представлены интенсивность и степень циркулярной поляризации в зависимости от продольного магнитного поля. Значения параметров, при которых проводился расчет, указаны в подписи к рисунку. Отношения G_r/G_0 и τ_0/τ_r подбирались из условия наилучшего согласия с зависимостью $P_{\text{circ}}(B)$, измеренной в сверхрешетке GaAs/AlAs $17.4 \text{ \AA}/26 \text{ \AA}$ на коротковолновом краю фотolumинесценции [13]. Спиновой релаксацией пренебрегалось. Два пика на рис. 1,а и контур с острыми минимумом и максимумом на рис. 1,б являются резонансными сигналами антипересечения уровней $E_1 \leftrightarrow E_3$ и $E_2 \leftrightarrow E_3$. В рассматриваемой гетероструктуре $g_r \ll g_{nr}$ и параметр $\lambda = (g_r/g_{nr})^2$ в (5) мал. Поэтому расстояние между экстремумами $\Delta B_{\text{cr}} \equiv B_{\text{cr},+} - B_{\text{cr},-}$ можно оценить как $2\delta_2/(\mu_0 g_{nr}) = 150 \text{ Gs}$ в согласии с результатами расчета. Штриховые кривые на рис. 1 рассчитаны по приближенным формулам (22), (24) и (26). Таким образом, величина ΔB_{cr} не слишком велика, так как значения $B_{\text{cr},+}$ и $B_{\text{cr},-}$ имеют один порядок, но и не слишком мала, чтобы взаимное влияние уровней 1 и 2 за счет возмущения (6) приводило к сильному различию с моделью антипересечения изолированной пары уровней. Как видно из рис. 1, учет смешивания состояний 1 и 2 приводит лишь к некоторым количественным изменениям и небольшому относительному сдвигу точек экстремумов. При резонансном и квазирезонансном возбуждениях циркулярно поляризованным светом сигнал антипересечения уровней накладывается на плавную полевую зависимость циркулярной поляризации, обусловленной оптической ориентацией экситонов.

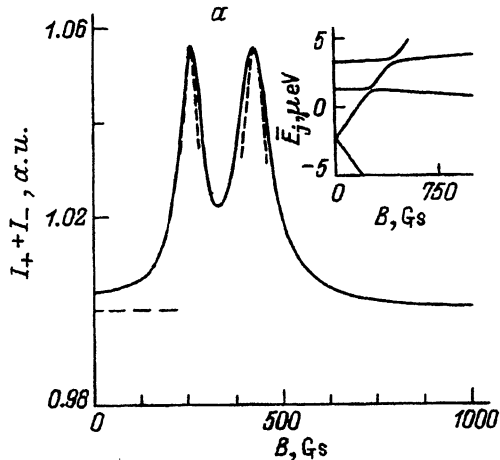
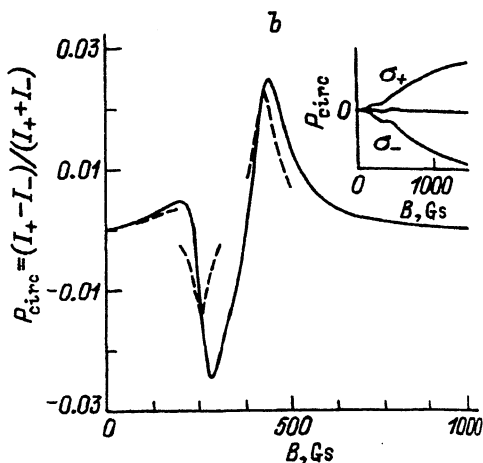


Рис. 1. а) Зависимость полной интенсивности ($I_+ + I_-$) экситонной фотолюминесценции в сверхрешетке типа II от продольного магнитного поля B .

Сплошная кривая — точный расчет по формулам (8)–(13), (15), штриховые кривые — приближенный расчет по формуле (25). Использовались следующие значения параметров: $\delta_0 = 4.5 \mu\text{eV}$, $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = 2 \mu\text{eV}$, $V_e = 0.3 \mu\text{eV}$, $V_h = 0$, $g_e^{\parallel} = 2.08$, $g_h^{\parallel} = 0.83$, $G_r/G_0 = 2$, $\tau_0/\tau_r = 4$, спиновой релаксацией пренебрегалось. На вставке показана зависимость энергии экситонных уровней E_j от магнитного поля.

б) Зависимость степени циркулярной поляризации P_{circ} экситонной фотолюминесценции в сверхрешетке типа II от магнитного поля B .

Сплошная — кривая — точный расчет по формулам (8)–(13), (15), штриховые кривые — приближенный расчет по формулам (22), (24), (26). Вставка показывает изменение циркулярной поляризации в магнитном поле при возбуждении право- и левоциркулярно поляризованным, а также неполяризованным светом.



Заметим, что в сверхрешетке GaAs/AlAs типа II с анизотропным обменным расщеплением $\delta_2 \neq 0$ антипересечения уровней можно наблюдать не только на кривых $I(B)$, $P_{\text{circ}}(B)$, но и по полевой зависимости степени линейной поляризации P_{lin} в осях $x' \parallel [110]$ и $y' \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$ (см. [14]). В приближении изолированной пары уровней формула для $P_{\text{lin}}(B)$ легко получается из (22) заменой P на $\pm\sqrt{1 - P^2}$ соответственно для одного и другого антипересечений.

На рис. 2 и 3 представлены результаты расчета $P_{\text{circ}}(B)$ применительно к сверхрешеткам типа I и твердым растворам A_2B_6 . Поскольку точные значения параметров тонкой структуры экситонных уровней в этих системах неизвестны, расчет носит модельный характер и детальное сопоставление с экспериментальными данными [13,15] выходит за пределы данной статьи. Поэтому здесь мы ограничимся качественным обсуждением результатов расчета. В сверхрешетках типа I анизотропное расщепление отсутствует и учет возмущения типа (6) с $V_e \neq 0$, $V_h = 0$ или $V_e = 0$, $V_h \neq 0$ приводит лишь к одному заметному сигналу антипересечения на кривых $I(B)$, $P_{\text{circ}}(B)$. Для получения согласия с экспериментом [13] нужно, по-видимому, размыть острый резонансный

Рис. 2. Зависимость циркулярной поляризации P_{circ} и интенсивности I фотолюминесценции от продольного магнитного поля для экситонов в сверхрешетке типа I.

Значения параметров, использованные при расчетах, следующие: $\delta_0 = 150 \mu\text{eV}$, $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = 0$, $V_e = 50 \mu\text{eV}$, $V_h = 0$, $g_e^{\parallel} = -0.02$, $g_h^{\parallel} = 0.83$, $G_r = G_0$, $\tau_0/\tau_r = 5$, $\tau_s/\tau_r = 2$, $T = 2 \text{ K}$.

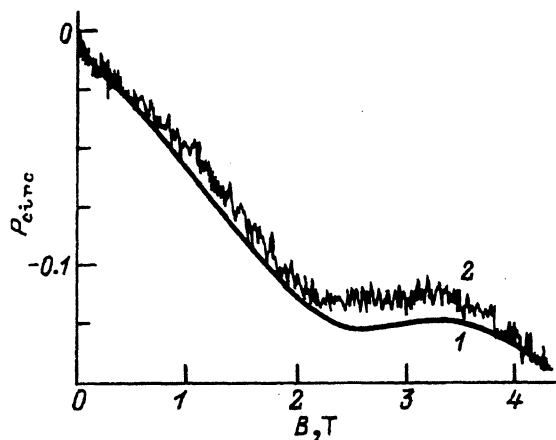
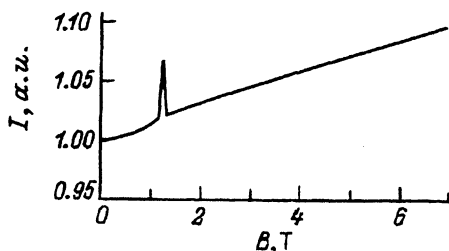
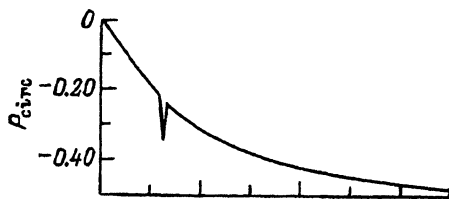


Рис. 3. Зависимость циркулярной поляризации P_{circ} фотолюминесценции от продольного магнитного поля для локализованных экситонов в объемном твердом растворе CdS-CdSe (1).

Параметры: $\delta_0 = 0.7 \text{ meV}$, $\delta_1 = 0$, $\delta_2 = 0.5 \text{ meV}$, $V_e = 0$, $V_h = 0.15 \text{ meV}$, $g_e^{\parallel} = 1.76$, $g_h^{\parallel} = 1.15 \text{ meV}$, $G_r = 0$, $\tau_0/\tau_r = 1.5$, $\tau_s/\tau_r = 1.5$, $T = 2 \text{ K}$. 2 — соответствующая экспериментальная зависимость $P_{\text{circ}}(B)$ [15].

сигнал, вводя неоднородное уширение по величине обменного расщепления δ_0 .

В твердых растворах типа $\text{CdSe}_{1-x}\text{S}_x$ сильное смешивание состояний тяжелых и легких дырок в экситоне, локализованном на анизотропном кластере, должно приводить не только к значительному разбросу значений δ_2 , но и к большой величине матричного элемента V_h в (6), чем и обусловлен выбор значения этого параметра при расчете кривой $P_{\text{circ}}(B)$ на рис. 3. Большое значение расщепления δ_0 выбрано для того, чтобы вторая точка антипересечения $B_{\text{cr},+}$ находилась вне изучаемой области магнитных полей.

В заключение заметим, что при сопоставлении теории и экспериментальных данных нужно иметь в виду, что расщепление уровней экситона может само по себе приводить к поляризации излучения, даже если это расщепление мало по сравнению с полушириной полосы фотолюминесценции. Действительно, если $\rho(\hbar\omega)$ — энергетическая плотность экситонных состояний в отсутствие поля, то вклад уровня \bar{E}_j в

интенсивность определяется более точным выражением

$$I_{\pm}^{(l)} \propto |C_{j,\pm 1}|^2 f_j \rho(\hbar\omega - \bar{E}_j).$$

При малых расщеплениях, таких, что $|\bar{E}_j - \bar{E}_j'| |d\rho(\hbar\omega)/d(\hbar\omega)| \ll \rho(\hbar\omega)$, для степени циркулярной поляризации получаем

$$P_{\text{circ}} = \frac{\sum (|C_{j,1}|^2 - |C_{j,-1}|^2) \tilde{f}_j}{\sum (|C_{j,1}|^2 + |C_{j,-1}|^2) \tilde{f}_j}, \quad (27)$$

где эффективная заселенность \tilde{f}_j связана с истинной заселенностью f_j соотношением

$$\tilde{f}_j = f_j \left(1 - \bar{E}_j \frac{d \ln \rho(\hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} \right). \quad (28)$$

Таким образом, развитая в настоящей работе теория позволяет описывать наблюдаемую на опыте зависимость циркулярной поляризации экситонной фотолуминесценции в одноосных полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах при антипересечении экситонных уровней. Теория предсказывает также резонансную модуляцию интенсивности излучения в пределах нескольких процентов.

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и Международным научным фондом (грант № NUB000).

Список литературы

- [1] Гастев С.В., Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е., Соколов Н.С., Яковлев Н.Л. ФТТ **25**, 3002 (1983).
- [2] Chen W.M., Godlewski M., Monemar B., Bergman J.P. Phys. Rev. **B41**, 5746 (1990).
- [3] Baranov P.G., Mashkov I.V., Romanov N.G., Lavallard P., Planel R. Solid State Commun. **87**, 649 (1993).
- [4] Gislason H.P., Monemar B., Dean P.J., Herbert D.C., Depinna S., Cavenett B.C., Killoran N. Phys. Rev. **26**, 827 (1982).
- [5] Алейнер И.Л., Ивченко Е.Л. Письма в ЖЭТФ **55**, 662 (1992).
- [6] Ивченко Е.Л., Каминский А.Ю., Алейнер И.Л. ЖЭТФ **104**, 3401 (1993).
- [7] Вербин С.Ю., Пермогоров С.А., Резницкий А.Н. ФТТ **25**, 346 (1983).
- [8] Абдукадыров А.Г., Барановский С.Д., Вербин С.Ю. и др. ЖЭТФ **98**, 2056 (1990).
- [9] Kesteren H.W., van, Cosman E.C., Poel W.A.J.A., van der, Foxon C.T. Phys. Rev. **B41**, 5283 (1990).
- [10] Pikus G.E., Pikus F.G. J. Lumin. **54**, 279 (1993).
- [11] Pikus G.E., Ivchenko E.L. Excitons. / Ed. E.I. Rashba and M.D. Sturge. North-Holland (1982), P. 205-266.
- [12] Ivchenko E.L., Kochereshko V.P., Naumov A.Yu., Uraltsev I.N., Lavallard P. Superlatt. Microstruct. 1991. V. **10**, P. 497-501. (1991).
- [13] Romanov N.G., Baranov P.G., Mashkov I.V., Lavallard P., Planel R. // Solid State Electronics **37**, 911.
- [14] Баранов П.Г., Машков И.В., Романов Н.Г., Гордон К., Лаваллар Ф., Плanel Р. Письма в ЖЭТФ **60**, (1994).
- [15] Reznitsky A.N., Tsekoun A.G., Verbin S.Yu., Permogorov S.A., Ivchenko E.L., Kaminskii A.Yu. Submitted to European II-VI Semiconductor Workshop. Linz (1994).