

# Оптическая ориентация дырок в деформированных наноструктурах

© Н.С. Аверкиев, Н.И. Саблина<sup>†</sup>

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

(Получена 13 августа 2007 г. Принята к печати 30 августа 2007 г.)

Представлена теория оптической ориентации и эффекта Ханле для дырок в квантовых ямах или точках на основе кубических полупроводников. Показано, что наличие внутренней или внешней деформации в квантово-размерных структурах приводит к зависимости эффекта Ханле от ориентации магнитного поля относительно оси роста гетероструктуры.

PACS: 77.65.Ly, 73.21.Fg, 72.25.Rb

## 1. Введение

Метод оптической ориентации спинов носителей заряда широко и успешно применяется для исследования полупроводниковых структур. С помощью этой методики были определены времена спиновой релаксации и времена корреляции между спином и импульсом для объемных и низкоразмерных структур. В объемных кубических кристаллах, в которых валентная зона имеет сложную структуру, время спиновой релаксации дырок оказывается весьма коротким, так что удается ориентировать только спины электронов. Однако уже в первых теоретических работах по оптической ориентации было показано, что если вырождение состояний в валентной зоне частично снято, например вследствие одноосной деформации [1–3], то оптическая ориентация спинов дырок также возможна. В двумерных структурах в валентной зоне основное состояние расщеплено вследствие эффекта размерного квантования, поэтому квантовые ямы или квантовые точки на основе соединений  $A^{III}B^V$  или  $A^{II}B^{VI}$  представляют собой естественный объект для изучения спиновой ориентации дырок.

В работе [4] исследовались квантовые точки на основе CdSe и было обнаружено, что основная линия фотолюминесценции соответствует рекомбинации электрона и дырки, входящих в состав триона, содержащего два электрона и дырку. Поскольку при захвате фотовозбужденных дырок и электронов отрицательно заряженными квантовыми точками полный спин электронов становится равным нулю вследствие обменного взаимодействия, спиновую ориентацию сохраняют только дырки, и, следовательно, излучательная рекомбинация такого триона несет информацию о спиновой ориентации и релаксации именно дырок.

Спиновую динамику обычно изучают по эффекту деполаризации фотолюминесценции в поперечном по отношению к первоначальному направлению спина магнитном поле (эффект Ханле). Такие исследования дают возможность определить или времена спиновой релаксации или компоненты  $g$ -фактора носителей заряда.

Особенностью низкоразмерных систем на основе кубических полупроводников является то, что основным состоянием носителей в валентной зоне является состояние, в котором проекция момента дырки на ось роста квантовой ямы или квантовой точки равна  $\pm 3/2$  (состояние тяжелой дырки). Для наблюдения эффекта Ханле магнитное поле прикладывается перпендикулярно оси роста. Однако при такой ориентации магнитного поля к оси квантования тяжелых дырок парамагнитное расщепление отсутствует (переходы с измерением магнитного квантового числа на 3 запрещены в сферическом приближении), в результате чего эффекта Ханле не наблюдается.

В работе [4] наблюдалась деполаризация излучения в магнитном поле, что означает, что основное состояние дырок расщепляется в поперечном поле. Такое расщепление может возникать вследствие наличия одноосной деформации в квантовых ямах и точках [5,6]. Возникновение парамагнитного расщепления тяжелых дырок в присутствии деформации обсуждалось в [7] для объемных материалов. В низкоразмерных системах роль деформации по одной оси играет размерное квантование, так что для обнаружения ненулевого  $g$ -фактора дырок в квантовых ямах или квантовых точках достаточно одноосной деформации любого направления, не совпадающего с осью роста. Таким образом, одноосная деформация в низкоразмерных системах должна приводить к возникновению эффекта Ханле. Микроскопической причиной парамагнитного расщепления в поперечном магнитном поле является смешивание состояний тяжелой и легкой дырок под действием одноосной деформации. Такое смешивание изменяет правила отбора для межзонных оптических переходов и, следовательно, влияет на величину наблюдаемой циркулярной поляризации излучения. Это означает, что для изучения эффекта Ханле и спиновой ориентации дырок в низкоразмерных полупроводниковых соединениях необходимо создание теории, учитывающей влияние деформации как на спиновое расщепление, так и на волновые функции носителей тока. Цель данной работы заключается в теоретическом рассмотрении эффекта Ханле в кванто-

<sup>†</sup> E-mail: Nsab@les.ioffe.ru

вых ямах и квантовых точках, созданных на основе кубических полупроводников с учетом внутренней или внешней деформации. Будет рассмотрен случай, когда квантовая гетероструктура выращена вдоль кристаллографической оси (100), принятой за ось  $z$ , а магнитное поле направлено под различными углами по отношению к оси  $z$ . Одноосная деформация предполагается направленной вдоль различных кристаллографических осей. Именно такая геометрия эксперимента была рассмотрена в работе [4], поэтому с ее экспериментальными данными мы и будем сравнивать результаты нашего расчета.

## 2. Случайная деформация в плоскости квантовой ямы

Для простоты будем считать, что рассматриваемая квантовая яма бесконечно глубока и основным состоянием является состояние тяжелой дырки с проекцией момента на ось роста (100), равной  $\pm 3/2$ . Волновые функции и спектр дырок с волновым вектором, равным нулю, в валентной зоне с учетом эффекта размерного квантования и внутренней или внешней деформации могут быть рассчитаны с помощью гамильтониана [7]:

$$H = a \text{Sp} \hat{\epsilon} I + b \left( J_x^2 \epsilon_{xx} + J_y^2 \epsilon_{yy} + J_z^2 \epsilon_{zz} - \frac{5}{4} \text{Sp} \epsilon \right) + \frac{2d}{\sqrt{3}} (\epsilon_{xy} [J_x J_y] + \epsilon_{zx} [J_x J_z] + \epsilon_{yz} [J_z J_y]) + \frac{1}{4\mu} \hat{p}_z^2 I + \frac{1}{4} \left( \frac{1}{m_{hh}} - \frac{1}{m_{lh}} \right) \hat{p}_z^2 \left( J_z^2 - \frac{5}{4} \right), \quad (1)$$

где  $\epsilon_{\alpha\beta}$  — компоненты тензора деформации;  $a, b, d$  — константы деформационного потенциала,  $m_{hh}, m_{lh}$  — эффективные массы тяжелой и легкой дырок,  $\mu^{-1} = m_{hh}^{-1} + m_{lh}^{-1}$ ,  $\mu$  — приведенная масса дырок,  $\hat{p}_z$  — оператор  $z$ -проекции импульса,  $[J_\alpha J_\beta] = \frac{1}{2} (J_\alpha J_\beta + J_\beta J_\alpha)$ ,  $J_\alpha$  — матрицы  $4 \times 4$  оператора полного момента  $J = \frac{3}{2}$ ,  $I$  — единичная матрица.

Слагаемые, содержащие оператор  $\hat{p}_z$ , описывают эффект размерного квантования, который приводит к возникновению уровней энергий тяжелых и легких дырок:

$$E_{hh} = \frac{\hbar^2}{2m_{hh}} \frac{\pi^2}{a^2} n^2 \quad \text{и} \quad E_{hl} = \frac{\hbar^2}{2m_{lh}} \frac{\pi^2}{a^2} n^2, \quad (2)$$

где  $a$  — ширина квантовой ямы. Деформация приводит к смешиванию состояний с одинаковыми значениями  $n$ . Будем считать, что в рассматриваемых структурах заполнен лишь основной уровень тяжелых дырок  $E_{hh}$  с  $n = 1$ .

Предположим, что случайная механическая нагрузка  $P$  расположена в плоскости ( $xy$ ) под углом  $\vartheta$  к оси  $x$ . Тогда ненулевые компоненты тензора деформации  $\hat{\epsilon}$  будут

равны:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= P \frac{\cos^2 \vartheta - \frac{c_{12}}{2c_{12}-c_{11}}}{c_{11} - c_{12}}, \\ \epsilon_{yy} &= P \frac{\sin^2 \vartheta - \frac{c_{12}}{2c_{12}-c_{11}}}{c_{11} - c_{12}}, \\ \epsilon_{zz} &= -P \frac{c_{12}}{2c_{12} + c_{11}} \frac{1}{c_{11} - c_{12}}, \\ \epsilon_{xy} &= -P \frac{\sin 2\vartheta}{4c_{44}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $c_{ik}$  — упругие модули кристалла. Согласно (1), компоненты тензора деформации (3) смешивают состояния дырок со спинами  $3/2$  и  $-1/2$ ,  $-3/2$  и  $1/2$ , так что соответствующие волновые функции состояний будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \sqrt{\frac{E+A}{2E}} \left( \Psi_{3/2} + \frac{E-A}{D} \Psi_{-1/2} \right), \\ \Psi_2 &= \sqrt{\frac{E+A}{2E}} \left( \Psi_{-3/2} + \frac{E-A}{D^*} \Psi_{1/2} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} A &= P \frac{b}{2(c_{11} - c_{12})} + \frac{\Delta}{2}, \\ D &= P \frac{\sqrt{3}}{2(c_{11} - c_{12})} \cos 2\vartheta - iP \frac{d}{4c_{44}} \sin 2\vartheta, \\ E &= -\sqrt{A^2 + |D|^2}, \\ \Delta &= \frac{\hbar^2 \pi^2}{2a^2} (m_{lh}^{-1} - m_{hh}^{-1}), \end{aligned}$$

$\Delta$  — величина расщепления подуровней тяжелых и легких дырок с  $n = 1$ .

Для расчета степени поляризации излучения, обусловленной рекомбинацией ориентированных по спину электронов и дырок, необходимо определить спиновую матрицу плотности фотовозбужденных дырок  $\hat{\rho}$ . Уравнение движения для  $\hat{\rho}^h$  имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [H_B, \rho] + i\hbar \text{Col} \hat{\rho} + i\hbar \hat{G} + i\hbar \hat{R}. \quad (5)$$

Здесь  $H_B$  — гамильтониан, учитывающий внешнее магнитное поле,  $\text{Col} \hat{\rho}$  — интеграл столкновений, определяющий спиновую релаксацию дырок,  $\hat{G}$  — матрица генерации, оператор  $R$  описывает излучательную рекомбинацию.

Интеграл столкновений для дырок, которые находятся в двух состояниях 1 и 2, феноменологически может быть записан в виде

$$\text{Col} \hat{\rho} = \begin{pmatrix} -\frac{\rho_{11} - \rho_{22}}{2\tau_s} & \frac{\rho_{12}}{2\tau_s} \\ \frac{\rho_{21}}{2\tau_s} & -\frac{\rho_{22} - \rho_{11}}{\tau_s} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$R = -\frac{1}{\tau_0} \hat{\rho}$ ,  $\tau_0$  — время жизни дырок, а  $\tau_s$  — время их спиновой релаксации, которая для простоты вычислений

считается изотропной. Матрица  $\hat{G}$  должна быть рассчитана с учетом смешивания состояний  $\pm 3/2$  и  $\mp 1/2$ . Общее выражение для  $G_{\alpha\beta}$  при условии, что электроны не ориентированы по спину, имеет вид [2,4]

$$G_{\alpha\beta} = Q \sum_n (\mathbf{e}_{n\alpha})(\mathbf{e}_{n\beta})^*, \quad (7)$$

где  $Q$  — коэффициент, зависящий от интенсивности возбуждения,  $\mathbf{e}$  — поляризация возбуждающего излучения,  $(\alpha, \beta) = (1, 2)$  — состояния дырок, описываемые волновыми функциями (4),  $\mathbf{p}_{n\alpha}$  — матричный элемент оператора импульса между состояниями  $|n\rangle$  в зоне проводимости ( $c$ ) и  $\langle\alpha|$  в валентной зоне ( $v$ ) при нулевом волновом векторе электрона и дырки в плоскости квантовой ямы. Правила отбора при возбуждении светом, распространяющимся вдоль оси  $z$  и поляризованном по левому или правому кругу, имеют вид:

$$\begin{aligned} \langle 3/2, v | 1/2, c \rangle &= -e_+, & \langle 1/2, v | 1/2, c \rangle &= 0, \\ \langle -1/2, v | 1/2, c \rangle &= e_-/\sqrt{3}, \\ \langle -3/2, v | 1/2, c \rangle &= 0, \\ \langle 3/2, v | 1/2, c \rangle &= 0, & \langle 1/2, v | -1/2, c \rangle &= -e_+/\sqrt{3}, \\ \langle -1/2, v | -3/2, c \rangle &= 0, \\ \langle -3/2, v | -1/2, c \rangle &= -e_-. \end{aligned} \quad (8)$$

Смешивание состояний дырок за счет деформации изменяет правила отбора, в результате чего при возбуждении полностью поляризованным светом (например,  $e_+$ ) генерируются дырки с проекцией момента на ось роста  $+3/2$  и  $-3/2$ . Выражение для  $G_{\alpha\beta}$  с учетом (4) можно записать как

$$\hat{G} = |C_E|^2 Q \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{(E-A)^2}{3|D|^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{11} & 0 \\ 0 & G_{22} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Такой вид матрицы генерации  $\hat{G}$  означает, что при возбуждении полностью поляризованным светом из-за смешивания состояний легких и тяжелых дырок степень ориентации дырок не равна 1. В соответствии с этим и фотолюминесценция не будет полностью поляризованной.

В эффекте Ханле внешнее магнитное поле обычно невелико, так что вызываемое им расщепление  $\mu_0 g_h B$  много меньше, чем  $\Delta$  или  $E$ . Будем считать, что в самом общем виде магнитное поле  $\mathbf{B}$  имеет все три компоненты ( $B_x, B_y, B_z$ ). Исходный гамильтониан, описывающий парамагнитное взаимодействие полного момента дырок с полем без учета особенностей, связанных с кубической

симметрией, имеет вид

$$H_B = \mu_0 g_h (\mathbf{B} \mathbf{J}) = \mu_0 g_h \begin{pmatrix} \frac{3}{2} B_z & \frac{\sqrt{3}}{2} B_- & 0 & 0 \\ \frac{\sqrt{3}}{2} B_+ & \frac{1}{2} B_z & B_- & 0 \\ 0 & B_+ & -\frac{1}{2} B_z & -\frac{\sqrt{3}}{2} B_z \\ 0 & 0 & \frac{\sqrt{3}}{2} B_+ & -\frac{3}{2} B_+ \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где  $g_h$  исходный  $g$ -фактор дырки,  $\mu_0$  — магнетон Бора,  $B_{\pm} = B_x \pm i B_y$ , а оси  $x, y, z$  соответствуют кристаллографическим направлениям (001), (010), (100) соответственно.

Из (10) сразу видно, что если ось квантования совпадает с осью  $z$  (рассматриваемая нами геометрия), то для магнитного поля, лежащего в плоскости ( $zx$ ), парамагнитное расщепление и эффект Ханле отсутствуют. Поскольку  $\mu_0 g B \ll \Delta$ , для учета влияния магнитного поля необходимо вычислить матричные элементы оператора (10) на волновых функциях (4). Результаты такого вычисления в базисе состояний (4) удобно записать в виде

$$H_B = \hbar (g_z \sigma_z + g_x \sigma_x + g_y \sigma_y), \quad (11)$$

где  $\sigma_i$  — матрицы Паули, а  $g_i$  — величины, пропорциональные  $B_i$  и зависящие от вида  $\epsilon_{\alpha\beta}$ . Согласно (11), энергетическое расщепление между состояниями 1 и 2, обусловленное магнитным полем, составляет

$$2\hbar \sqrt{g_x^2 + g_y^2 + g_z^2}.$$

Для случайной деформации, с компонентами (3), интересующие нас (см. далее) величины  $g_i$  равны

$$g_z = \frac{1}{2} \mu_0 g_h B_z \left( 1 + \frac{2A}{E} \right),$$

$$\begin{aligned} g_x^2 + g_y^2 &= \mu_0^2 g_h^2 \frac{|D|^2}{4|E|^2} \left\{ \left[ 3 + \frac{(E-A)^2}{|D|^2} \right] (B_x^2 + B_y^2) \right. \\ &\quad \left. + \frac{2\sqrt{3}}{E+A} [(B_x^2 - B_y^2) \text{Re } D - 2B_x B_y \text{Im } D] \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Для расчета матрицы  $\hat{\rho}$  в стационарном режиме необходимо подставить (11), (9) и (6) в уравнение для матрицы плотности (5) и считать, что  $\dot{\rho} = 0$ . Компоненты матрицы  $\hat{\rho}$  удобно выразить через компоненты эффективного спина дырок:

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= \frac{\rho_0 + S_z}{2}, & \rho_{22} &= \frac{\rho_0 - S_z}{2}, \\ \rho_{12} &= \rho_{21}^* = \frac{S_x - i S_y}{2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\rho_0$  и  $S_i$  — вещественные функции, выражения для которых имеют вид:

$$\rho_0 = \tau_0(G_{11} + G_{22}), \quad S_z = \frac{1 + 4T_s^2 g_z^2}{1 + 4g^2 T_s^2} T_s (G_{11} - G_{22}),$$

$$S_x = \frac{2T_s^2 (G_{11} - G_{22})}{1 + 4g^2 T_s^2} (g_y + 2T_s g_x g_z),$$

$$S_y = \frac{2T_s^2 (G_{11} - G_{22})}{1 + 4g^2 T_s^2} (2T_s g_y g_z - g_x),$$

$$g^2 = g_x^2 + g_y^2 + g_z^2, \quad T_s^{-1} = \tau_0^{-1} + \tau_s^{-1}. \quad (14)$$

Из (12) и (13) следует, что при  $B_z = 0$  (вектор магнитного поля  $\mathbf{B}$  — в плоскости  $(xy)$ )  $g_z = 0$ , но  $g_x$  и  $g_y \neq 0$ , и, следовательно, магнитное поле приводит к уменьшению  $S_z$ . Степень циркулярной поляризации излучаемого света определяется компонентами тензора поляризации  $d_{++}$  и  $d_{--}$ , который при рекомбинации дырок с неполяризованными электронами имеет вид

$$d_{mm'} = Q' \sum_{\alpha\beta} \rho_{\alpha\beta} \mathbf{e}_{\beta n}^{*m} \mathbf{e}_{\alpha n}^{m'}, \quad (15)$$

где  $Q'$  — постоянный для данного соединения коэффициент;  $\alpha, \beta$  нумеруют состояния дырки 1 и 2,  $n$  — состояния электронов со спином  $\pm 1/2$ ,  $\mathbf{e}$  — поляризация света, излучаемого при переходе  $(\alpha, n)$ . Согласно (8) и с учетом (4):

$$d_{++} = |C_E|^2 Q' \left( \rho_{22} \frac{|(E-A)|^2}{3|D|^2} + \rho_{11} \right),$$

$$d_{--} = |C_E|^2 Q' \left( \rho_{11} \frac{|(E-A)|^2}{3|D|^2} + \rho_{22} \right). \quad (16)$$

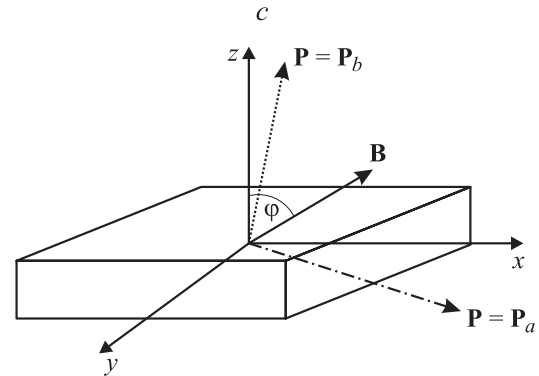
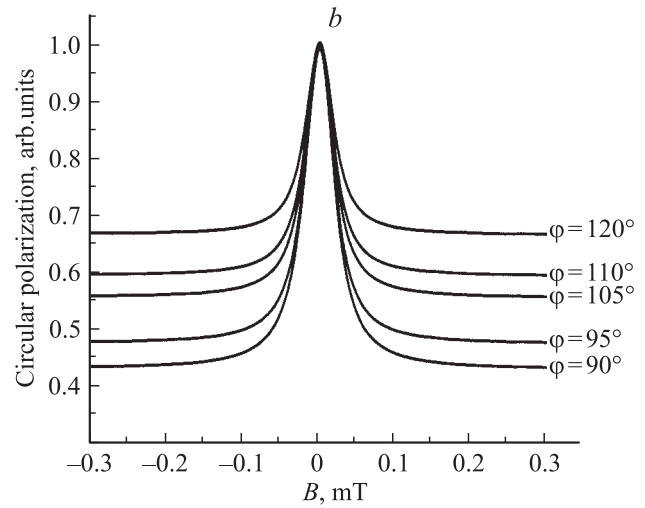
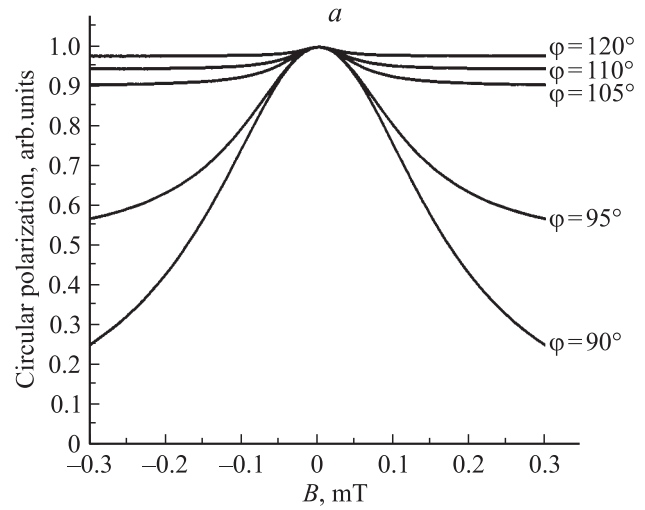
Степень циркулярной поляризации

$$\mathcal{P}_{\text{circ}} = \frac{d_{++} - d_{--}}{d_{++} + d_{--}} = \frac{\left(1 - \frac{(E-A)^2}{3|D|^2}\right) T_s}{\left(1 + \frac{(E-A)^2}{3|D|^2}\right) \tau_0}$$

$$\times \frac{G_{11} - G_{22}}{G_{11} + G_{22}} \frac{1 + 4T_s^2 g_z^2}{1 + 4T_s^2 g^2}. \quad (17)$$

Формула (17) определяет  $\mathcal{P}_{\text{circ}}$  для случая оптической ориентации дырок в двумерной системе при наложении одноосной деформации в плоскости квантовой ямы. В случае хаотического расположения вектора деформации в системе необходимо провести усреднение (17) по углу  $\vartheta$ .

С целью качественного сравнения результатов расчета с экспериментальными данными далее будут рассматриваться деформации с одним определенным значением угла по отношению к плоскости ямы. На рисунке, *a* показана теоретическая зависимость  $\mathcal{P}_{\text{circ}}$  от магнитного поля при различной его ориентации в плоскости  $(xz)$  для квантовой ямы CdSe/CdTe в случае деформации, расположенной в плоскости  $(xy)$ . Для простоты считаем,



Эффект Ханле (*a, b*) при оптической ориентации спинов дырок в зависимости от направления магнитного поля  $\mathbf{B}$  и случайной деформации относительно оси роста квантовых ям на основе CdSe/ZnSe. Условия, принятые при расчетах (константы деформационного потенциала и модули упругости взяты из работ [8,9]): *a* — вектор деформации  $\mathbf{P} = \mathbf{P}_a$  в плоскости квантовой ямы (штрихпунктирная линия на рисунке, *c*); *b* — вектор деформации  $\mathbf{P} = \mathbf{P}_b$  под углом  $7^\circ$  к оси  $z$  и  $15^\circ$  к оси  $x$  (пунктирная линия на рисунке, *c*); *c* — схема эксперимента:  $x \parallel (001)$ ,  $y \parallel (010)$ , ось роста квантовой ямы  $z \parallel (101)$ .  $\varphi$  — угол между осью  $z$  и направлением магнитного поля  $\mathbf{B}$ ; нагрузка  $P = 300 \text{ кГ/см}^2$  в обоих случаях *a* и *b*.

что анизотропия в плоскости квантовой ямы, обусловленная кубической симметрией исходных полупроводников, несущественна. Видно, что в магнитном поле, особенно при больших нагрузках, происходит уменьшение степени круговой поляризации излучения, причем эффект Ханле существенно зависит от  $\varphi$  — угла между направлением магнитного поля и осью роста  $z$ , достигая максимума при  $\varphi = \pi/2$ . Если  $T_s \approx \tau_0$ , то отличие  $\mathcal{P}_{\text{circ}}$  от 1 при больших нагрузках в нулевом магнитном поле связано с изменением правил отбора в системе за счет деформации. Из рисунка видно, что при изменении угла  $\varphi$  зависимость  $\mathcal{P}_{\text{circ}}(\mathbf{B})$  существенно меняется при неизменном  $\mathcal{P}_{\text{circ}}(0)$ . Поведение  $\mathcal{P}_{\text{circ}}(\mathbf{B})$  качественно совпадает с экспериментальными данными [4]. Существенным отличием является тот факт, что при  $\mathbf{B} \parallel x$ , согласно (17), кривые Ханле стремятся к нулю, тогда как экспериментальные стремятся к насыщению. Из формулы (17) следует, что если  $B_z = B_y = 0$ ,  $g_z \equiv 0$ , то при  $4g^2T_s^2 \gg 1$   $\mathcal{P}_{\text{circ}} = 0$ . Чтобы с ростом магнитного поля величина  $\mathcal{P}_{\text{circ}}(\mathbf{B})$  не стремилась к нулю, необходимо появление компоненты  $g_z$  (11). Согласно (1), такое возможно, если деформация  $\mathbf{P}$  будет лежать вне плоскости  $(xy)$ .

### 3. Эффект Ханле при произвольной ориентации $\mathbf{P}$

Выражения (17) описывают  $\mathcal{P}_{\text{circ}}(\mathbf{B})$  при определенных направлениях деформации  $\mathbf{P}$ . Эти выражения весьма громоздки, поскольку они учитывают влияние  $\mathbf{P}$  как на величину  $g$ -фактора, так и на изменение правил отбора. Для относительно малых значений  $\mathbf{P}$  вторым эффектом можно пренебречь, поскольку из рисунка следует, что даже при  $P = 300 \text{ кГ/см}^2$  при  $\mathbf{B} \rightarrow 0$  степень циркулярной поляризации отличается от 1 всего на 20%. Следует отметить, что величина  $\mathcal{P}_{\text{circ}}(0)$  определяется множителем

$$\frac{T_s}{\tau_0} = \frac{\tau_s}{\tau_0 + \tau_s},$$

так что, если  $\tau_s \approx \tau_0$ , множитель будет 1/2, хотя обычно  $\tau_s \gg \tau_0$  и  $\mathcal{P}_{\text{circ}}(0) \approx 1$ . Как будет выяснено далее, вид зависимости  $\mathcal{P}_{\text{circ}}(\mathbf{B})$  очень чувствителен к направлению  $\mathbf{P}$ , поэтому целесообразно вывести выражение для  $\mathcal{P}_{\text{circ}}(\mathbf{B})$  для случая произвольной ориентации  $\mathbf{P}$  относительно кристаллографических осей. В расчете будем считать, что  $\mathbf{P}$  не влияет на правила отбора. Тогда, следуя методу, изложенному выше для  $\mathbf{P} \parallel (100)$ , можно получить следующие выражения:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\mathbf{B}) &= \mathcal{P}_{\text{circ}}(0) \frac{1 + 4g_z^2T_s^2}{1 + 4(g_z^2 + g_y^2 + g_x^2)T_s^2}, \\ g_z &= \mu_0 g |C_E|^2 \left[ \frac{3}{2} B_z \left( 1 + \frac{|A|^2 - |D|^2}{3} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sqrt{3}}{2} (AB_+ + A^*B_-) + (A^*DB_+ + AD^*B_-) \right], \end{aligned}$$

$$g_x + ig_y = \mu_0 g |C_E|^2 [ADB_z + D^2B_+ + (\sqrt{3}D - A^2)B_-],$$

$$A = \frac{d(\epsilon_{xz} - i\epsilon_{yz})}{Q^2}, \quad D = \frac{b\frac{\sqrt{3}}{2}(\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}) - i\epsilon_{xy}d}{Q},$$

$$|C_E|^2 = \frac{1}{|A|^2 + |D|^2 + 1}, \quad Q = \left( \frac{\Delta}{2} + E + F \right),$$

$$F = \frac{3}{2} b\epsilon_{zz},$$

$$E = -\sqrt{\left( \frac{\Delta}{2} + F \right)^2 + \frac{3}{4} b^2 (\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy})^2 + d^2 (\epsilon_{xy}^2 + \epsilon_{yz}^2 + \epsilon_{xz}^2)},$$

$$\epsilon_{ii} = -P \frac{n_i^2 - 1/3}{c_{11} - c_{12}}, \quad \epsilon_{ij} = -P \frac{n_i n_j}{2c_{44}}. \quad (18)$$

Если  $P < 0$ , то это означает сжатие; если  $P > 0$  — растяжение. В сферических координатах  $n_z = \cos \vartheta$ ,  $n_x = \sin \vartheta \cos \varphi_P$ ;  $n_y = \sin \vartheta \sin \varphi_P$ , где  $\varphi_P$  — угол между вектором  $\mathbf{P}$  и осью  $z$ ,  $\vartheta$  — угол между проекцией  $\mathbf{P}$  на плоскость  $(xy)$  и осью  $x$ . Результат расчета  $\mathcal{P}_{\text{circ}}(\mathbf{B})$  показан на рисунке,  $b$  при некоторых произвольных пространственных ориентациях  $\mathbf{P}$  и величине деформации порядка  $300 \text{ кГ/см}^2$ . Результаты расчетов, представленные на рисунке,  $b$ , демонстрируют насыщение поляризации в эффекте Ханле, наблюдаемое в работе [4]. Следует заметить, что вид зависимостей весьма чувствителен к ориентации  $\mathbf{P}$  относительно кристаллографических осей и величине деформации. Оценки показывают, что даже при самых больших значениях  $\mathbf{P}$  изменение расщепления за счет деформации между легкими и тяжелыми дырками составляет менее 10%, так что пренебрежение изменением правил отбора за счет деформации оправдано. Полного совпадения ожидать трудно, поскольку в эксперименте наблюдается усредненный эффект влияния деформаций, присутствующих в квантовых точках. Расчеты проводились для носителей заряда с волновым вектором  $\mathbf{k} = 0$ . Однако, поскольку кинетическая энергия электронов и дырок много меньше, чем энергия размерного квантования, спектр дырок оказывается параболическим и правила отбора не зависят от величины квазиимпульса. Это означает, что выражения (17) и (18) описывают степень циркулярной поляризации всей полосы фотолюминесценции. Времена  $\tau_s$  и  $\tau_0$ , входящие в выражения для  $\mathcal{P}_{\text{circ}}$ , отвечают усредненным по распределению дырок временам спиновой релаксации и времени жизни.

Величины нагрузок  $\mathbf{P}$ , для которых построены зависимости на рисунке, вызывают незначительное изменение исходного расщепления между состояниями легких и тяжелых дырок. Для гетероструктур на основе CdSe при  $P \approx 300 \text{ кГ/см}^2$  это изменение составляет порядка 1 мэВ, так что уменьшение степени циркулярной поляризации до 50% [4] в нулевом магнитном поле означает, что  $\tau_s \approx 2\tau_0$ .

## 4. Заключение

Итак, в работе развита теория оптической ориентации спинов дырок в квантовых ямах на основе кубических полупроводников со сложной структурой, подвергнутых внутренним или внешним деформациям. Продемонстрировано, что относительно небольшие механические напряжения приводят к эффекту Ханле для основного состояния тяжелых дырок в квантовых ямах, выращенных вдоль оси (001).

Показано, что для объяснения экспериментальных данных по оптической ориентации дырок в квантовых ямах CdSe/ZnSe необходимо считать, что случайные механические нагрузки не лежат в плоскости квантовой ямы. Сравнение расчета и экспериментальных данных приводит к тому, что для объяснения насыщения кривых Ханле необходимо считать, что случайные механические напряжения отклоняются от оси роста кристалла, причем эффект наблюдается уже при достаточно малых углах до  $10^\circ$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 05-02-16441 и 06-02-16603), ИНТАС и научных программ Российской академии наук.

## Список литературы

- [1] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ЖЭТФ, **60**, 1954 (1971).
- [2] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ФТП, **7**, 2335 (1973).
- [3] Г.Л. Бир, Е.Л. Ивченко. ФТП, **9** (1975).
- [4] Yu.G. Kusraev, B.R. Namozov, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. Phys. Rev. B, **76**, 153 307 (2007).
- [5] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and Other Heterostructures* (Springer Verlag, 1995).
- [6] A.V. Koudinov, N.S. Averkiev, Yu.G. Kusrayev et al. Phys. Rev., **74**, 195 338 (2006).
- [7] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [8] C.F. Cline, H.L. Dunecan, G.W. Henderson. J. Appl. Phys., **38**, 1944 (1967).
- [9] R.M. Martin. Phys. Rev. B, **6**, 4546 (1972).

Редактор Т.А. Полянская

## Optical orientation of holes in strained nanostructures

N.S. Averkiev, N.I. Sablina

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The theory of optical orientation and Hanle effect for holes in quantum wells and quantum dots based on cubic semiconductors is presented. It is shown that both external and internal deformation in quantum structures leads to Hanle effect dependence on magnetic field direction toward axis growth of heterostructure.