Циркулярная поляризация люминесценции, обусловленная током в квантовых ямах

© Н.С. Аверкиев¶, А.Ю. Силов*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
* Научный центр COBRA, Технический университет г. Эйндховена, Нидерланды

(Получена 25 апреля 2005 г. Принята к печати 10 мая 2005 г.)

Рассчитана степень циркулярной поляризации фотолюминесценции из квантовой ямы n-типа на основе $\mathrm{A^{III}B^{V}}$, выращенной вдоль направления (001), при протекании в плоскости ямы электрического тока. Показано, что смешивание состояний легких и тяжелых дырок приводит к круговой поляризации фотолюминесценции при распространении света в плоскости структуры. Проанализирована роль различного типа линейных по волновому вектору слагаемых в энергетическом спектре электронов в эффектах спиновой ориентации и возникновения круговой поляризации излучения в электрическом поле.

1. Одной из главных особенностей наноразмерных структур, создаваемых на основе соединений $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ является наличие в них гиротропных свойств. С точки зрения симметрии это означает, что компоненты векторов и псевдовекторов преобразуются по одинаковым представлениям и между ними возможна линейная связь. Феноменологически это должно приводить, например, к возникновению среднего спина носителей (псевдовектор) при протекании в гиротропной среде постоянного электрического тока [1]. Микроскопической причиной линейной связи среднего спина и электрического поля является наличие линейных по волновому вектору слагаемых в спектре электронов или дырок. В объемных гиротропных кристаллах теллура возникновение однородной спиновой плотности при протекании тока было предсказано в [2] и обнаружено по дополнительному повороту плоскости поляризации линейно поляризованного света, распространяющегося вдоль главной оси кристалла [3]. Для негиротропных кристаллов возникновение спиновой плотности вблизи поверхности при протекании тока предсказано в [4]. Для структур на основе AlGaAs прямым наблюдением спиновой ориентации является измерение степени циркулярной поляризации излучения [5]. Однако, если для объемных кристаллов AlGaAs средний спин связан со степенью циркулярной поляризации числовым множителем, для квантовых гетеропереходов это не так, и коэффициент зависит от ориентации спина относительно осей кристалла.

Недавно эффект спиновой ориентации носителей тока был обнаружен по степени циркулярной поляризации в асимметричном гетеропереходе p-AlGaAs [6]. Цель данной работы состоит в расчете степени циркулярной поляризации фотолюминесценции для квантовых ям на основе $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ с n-типом проводимости, выращенных вдоль направления (001), при протекании тока в плоскости ямы.

2. Симметрия квантовых ям на основе $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ с направлением роста вдоль оси (001) может быть D_{2d} или C_{2v}. В соответствии с этим при протекании тока в квантовой яме средний спин электронов будет ориентироваться в плоскости гетероструктуры, но относительная ориентация среднего спина и тока зависит от соотношения между различными линейными по волновому вектору вкладами в гамильтониан двумерного газа [7]. Если преобладает вклад, обусловленный асимметрией самой квантовой ямы, и спектр электронов описывается гамильтонианом Рашбы, то средний спин перпендикулярен току [8].

Если асимметрия самого гетероперехода несущественна и главную роль играют линейные по волновому вектору слагаемые, обусловленные отсутствием центра инверсии в объемном материале (слагаемые Дрессельхауза), то спин не перпендикулярен току и угол между ними зависит от направления тока относительно кристаллографических осей [7].

Для возникновения люминесценции в квантовых ямах n-типа необходимо появление неравновесных дырок. Неосновные носители могут быть созданы светом, и тогда циркулярная поляризация излучения будет зависеть от пространственной локализации носителей. Если неравновесные дырки находятся в барьере и их движение не квантовано, то степень циркулярной поляризации равна среднему спину, умноженному на 0.25 [9]. Если рекомбинирующие дырки оказались в квантовой яме, то их движение квантовано так, что полный момент выстроен вдоль оси роста. Вследствие этого степень циркулярной поляризации будет равна нулю, если электрон и дырка имеют квазиимпульс, равный 0. Для всего ансамбля носителей заряда это означает, что циркулярная поляризация излучения будет зависеть от распределения электронов и дырок, и ее величина не будет связана со средним спином простым числовым множителем. Далее при вычислении степени поляризации будем считать, что неравновесные дырки, участвующие в рекомбинации, находятся на основном уровне размерного квантования и могут иметь отличный от нуля квазиимпульс в плоскости ямы, а концентрация фотовозбужденных электронов значительно меньше равновесной.

¶ E-mail: Averkiev@les.ioffe.ru

Поляризационные свойства излучаемого света определяются поляризационным тензором $d_{\alpha\beta}$ [10]:

$$d_{\alpha\beta} = \sum_{\substack{nm\\ n'm'}} V^{*\alpha}_{nm} V^{\beta}_{n'm'} \hat{\rho}^{e}_{nn'} \hat{\rho}^{h}_{m'm}, \tag{1}$$

где $\hat{\rho}^e, \hat{\rho}^h$ — спиновые матрицы плотности для электронов и дырок, V^{α}_{nm} — матричные элементы для оператора проекции импульса между состоянием n для электронов и m для дырок. Будем считать, что свет распространяется в плоскости (x, y) вдоль оси y_1, ось z параллельна оси роста, а $x \parallel (100)$, $y \parallel (001)$, электрическое поле имеет проекции $(\mathscr{E}_x, \mathscr{E}_y, 0)$. Задача состоит в вычислении $d_{\alpha\beta}$, где $\alpha, \beta = z, x_1$, а $x_1 \perp y_1$. В общем виде электронную спиновую матрицу плотности с определенным значением квазиимпульса можно представить в виде

$$\rho^{e}_{nn'} = \left(a(k)\frac{1}{2}\cdot I + \hat{\boldsymbol{\sigma}}\mathbf{S}(\mathbf{k})\right)_{nn'} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} a + S_z & S_x - iS_y \\ S_x + iS_y & a - S_z \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где a и $S_i(k)$ могут зависеть от электрического поля и определяются из решения соответствующего кинетического уравнения, σ_i — матрицы Паули. Будем считать, что неравновесные дырки не ориентируются электрическим полем, и их спиновая матрица плотности диагональна:

$$\rho^{h}_{mm'} = \frac{1}{2}\delta_{mm'} f^{h}(\mathbf{k}), \tag{3}$$

где $f^h(\mathbf{k})$ — функция распределения дырок. Для простоты расчета волновых функций электронов и дырок рассмотрим прямоугольную квантовую яму и пренебрежем нечетными по волновому вектору слагаемыми. Волновые функции для основного состояния дырок удобно представить в форме [11]:

$$\begin{aligned}\psi_{3/2,k} = e^{i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}}\frac{1}{\sqrt{A}}\big(&-V_0(k)C(z)U_{3/2} + iV_1(k)S(z)e^{i\varphi_k}U_{1/2}\\ &- V_2(k)C(z)e^{2i\varphi_k}U_{-1/2} + iV_3(k)S(z)e^{3i\varphi_k}U_{-3/2}\big),\\ \psi_{-3/2,k} = e^{i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}}\big(&V_3(k)C(z)e^{-3i\varphi_k}U_{3/2}\\ &+ V_2(k)C(z)e^{-2i\varphi_k}U_{1/2} + iV_1(k)S(z)e^{i\varphi_k}U_{-1/2}\\ &+ V_0(k)C(z)U_{-3/2}\big).\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $C(z)$ и $S(z)$ — четная и нечетная относительно центра квантовой ямы функции, V_i — функции от k, причем при $k \to 0$ $V_m \propto k^m$, $\boldsymbol{\rho}(x, y)$ — радиус-вектор носителя заряда в плоскости ямы, U_n — волновые функции на вершине валентной зоны объемного матерала, φ_k — полярный угол вектора k и A — площадь. В (4) не учтена кубическая анизотропия валентной зоны.

Волновая функция электронов

$$\psi_{n,k} = e^{i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}}\frac{1}{\sqrt{A}} f(z) U^{n}_{c}, \quad n = \pm\frac{1}{2}, \tag{5}$$

где $f(z)$ — плавная огибающая волновой функции, зависящая от вида потенциального барьера, U^n_c — блоховская волновая функция в зоне проводимости при $\mathbf{k} = 0$. Далее мы будем считать, что электроны находятся на основном уровне, так что $f(z)$ — четная относительно центра ямы функция. Используя для функций U_m и U^n_c канонический базис [10], матричные элементы V^{α}_{nm} могут быть записаны в виде

$$\begin{gathered} V^{x_1}_{1/2,3/2} = \left(\frac{n_x + in_y}{\sqrt{2}}V_0(k) - \frac{n_x - in_y}{\sqrt{3}}V_2(k)e^{2i\varphi_k}\right)DP,\\ \hat{V}^{z}_{1/2,-3/2} = \sqrt{\frac{2}{3}}\,e^{-2i\varphi_k}DP,\\ V^{z}_{-1/2,3/2} = -V^{*z}_{1/2,-3/2},\\ V^{x_1}_{-1/2,-3/2} = V^{*x1}_{1/2,3/2},\\ P = \int_{-\infty}^{\infty} f(z)C(z)dz, \end{gathered} \tag{6}$$

D — вещественная константа, (n_x, n_y) — направление вектора x_1. Здесь учтено, что оптические переходы происходят с сохранением квазиимпульса, так что квазиимпульсы электрона и дырки оказываются одинаковыми. Используя (6) и представления спиновых матриц плотности электронов и дырок (2), (3), можно записать выражения для $d_{\alpha\beta}$:

$$\begin{aligned} d_{zz} &= \frac{a(k)f^h(k)}{2}D^2P^2\frac{2}{3}V_2^2(k),\\ d_{x_1x_1} &= \frac{a(k)f^h(k)}{2}\frac{D^2P^2}{6}\big[3V_0^2 + V_2^2\\ &\quad - 2\sqrt{3}V_0V_2\cos 2\varphi_k(n_x^2 - n_y^2) - 4n_xn_y\sqrt{3}V_0V_2\sin 2\varphi_k\big],\\ d_{x_1z} &= \frac{f^h(k)}{2}\frac{D^2P^2}{3}\,i\big(V_2^2(k)(n_yS_x - n_xS_y)\\ &\quad - \sqrt{3}V_0V_2[(n_xS_x - n_yS_y)\sin 2\varphi - (S_yn_x + S_xn_y)\cos 2\varphi]\big),\\ d_{zx_1} &= d^{*}_{x_1z}. \end{aligned} \tag{7}$$

Циркулярная поляризация определена мнимой частью d_{xz}, и из (7) следует, что при $k = 0$ $d_{xz} \equiv 0$. По порядку величины $V_2 \approx E_h/\Delta$, где Δ — энергия размерного квантования легких дырок, а поскольку в экспериментальной ситуации можно ожидать, что фотовозбужденных дырок мало и их энергия E_h много меньше Δ, то $V_2 \ll 1$. Далее при вычислениях ограничимся этим приближением. Величины S_x и S_y пропорциональны напряженности электрического поля, поэтому при вычислении степени циркулярной поляризации в линейном по $\mathscr{E}$ приближении в выражениях $d_{x_1x_1}$ и d_{zz} не нужно учитывать зависимость $a(\mathbf{k})$ и $f(\mathbf{k})$ от поля. Степень циркулярной поляризации определяется как

$$\mathscr{P}_{circ} = -\frac{4}{\sqrt{3}} \frac{\begin{array}{r}\left\langle V_0 V_2 P^2 f^h(k)\big((n_x S_x - n_y S_y)\sin 2\varphi\right. \\ \left. -(S_y n_x + S_x n_y)\cos 2\varphi\big)\right\rangle\end{array}}{\langle P^2 a(k) f^h(k) V_0^2\rangle}. \quad (8)$$

В выражении (8) символ $\langle\ \rangle$ означает интегрирование по d^2k, и учтено, что средние значения $a(\mathbf{k})f^h(\mathbf{k})\cos 2\varphi$ и $a(\mathbf{k})f^h(\mathbf{k})\sin 2\varphi$ равны нулю при $\mathscr{E} = 0$. Кроме того, здесь выполнено интегрирование по частоте излучаемого света, так что (8) дает величину средней степени циркулярной поляризации фотолюминесценции. Таким образом, необходимо определить S_α, $f(\mathbf{k})$ и $f^h(\mathbf{k})$. Вид $f^h(\mathbf{k})$ определяется условиями фотовозбуждения, а S и $a(\mathbf{k})$ должны находиться из решения кинетического уравнения [5]:

$$\frac{i}{\hbar}[H_k^{(1)}, \hat\rho] + \frac{e\mathscr{E}}{\hbar}\frac{\partial\hat\rho}{\partial\mathbf{k}} = St\hat\rho,$$

$$H_k^{(1)} = \frac{\hbar}{2}(\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\Omega}_k^{(1)}) = \beta_{ij}\sigma_i\mathbf{k}_j, \quad (9)$$

где $[H_k^{(1)}, \hat\rho]$ означает коммутатор, $St\rho$ — интеграл столкновений, $H_k^{(1)}$ — гамильтониан, описывающий расщепление спиновых уровней в линейном по волновому вектору приближении. Неравновесный спин возникает в процессе спиновой релаксации, поэтому величины S_i зависят от механизмов спиновой релаксации. Далее мы рассчитаем S_i и $\mathscr{P}_{circ}$ в предположении, что основным механизмом спиновой релаксации является кинетический механизм Дьяконова–Переля. Для упрощения расчетов будем считать, что рассеяние происходит на δ-потенциале, так что времена релаксации различных гармоник функции распределения одинаковые. Тогда интеграл столкновений можно представить в виде [5]

$$St\hat\rho = -W_0\sum_k\left\{\delta(E_k - E'_k + H_k^{(1)} - H_{k'}^{(1)}), \hat\rho(k) - \hat\rho(k')\right\}, \quad (10)$$

где $E_k = \frac{\hbar^2k^2}{2m^*}$, m^* — эффективная масса электрона, а $\{AB\} = (AB + BA)/2$ означает антикоммутатор, W_0 — квадрат модуля матричного элемента рассеяния электрона на примесях. В отсутствие электрического поля равновесная матрица плотности имеет вид

$$\rho_0 = \frac{1}{2}f_0(E_k + H_k^{(1)})n. \quad (11)$$

Здесь f_0 — равновесная функция распределения электронов, n — равновесная концентрация электронов, ρ_0 из (11) обращает интеграл столкновений (10) в нуль. При решении уравнения (9) будем предполагать, что $H_k^{(1)} \ll E_k$, и представим в виде суммы (11) и (2)

$$\hat\rho = \frac{1}{2}nf_0(E_k)I + \frac{1}{2}n\frac{\partial f_0}{\partial E_k}H_k^{(1)} + \hat\rho^e, \quad (12)$$

где $\hat\rho^e$ описывает изменение спиновой матрицы плотности в электрическом поле. Подставляя $\rho_0 = \frac{1}{2}f_0(E_k)I + \frac{1}{2}\frac{\partial f_0}{\partial E_k}H_k^{(1)}$ в (8), получаем $\mathscr{P}_{circ} = 0$, хотя спиновое расщепление состояний не равно нулю. Отсутствие циркулярной поляризации связано с тем, что $\hat\rho_0$ содержит нулевую и первую круговые гармоники, а к ненулевым d_{x_1z}, согласно (8), может приводить только вторая гармоника. Вследствие этого в линейном по $\mathscr{E}$ приближении в знаменателе выражения (8) $a(k)$ нужно заменить на $f_0(E_k)n$.

Для определения $S_i(k)$ в полевое слагаемое надо подставить ρ_0, в интеграле столкновений необходимо сохранить линейные по H'_k слагаемые [5]. Подставляя (11) в (9) и последовательно вычисляя $\frac{1}{2}S_p\hat\sigma_i$ и $\frac{1}{2}S_p$, можно получить связанные уравнения для $S_i(k)$ и $a(k)$. Окончательно, после подстановки выражения $a(k)$ в уравнения для $S_i(k)$, получим уравнения для спина носителей $S_\alpha(k)$ в виде

$$[\boldsymbol{\Omega}_k\mathbf{S}]_\alpha = \frac{1}{\tau_0}\big(S_\alpha - \langle S_\alpha\rangle\big) + \frac{\hbar}{2}\big(e\boldsymbol{\mathscr{E}}\boldsymbol{v}\Omega_\alpha - \langle e\boldsymbol{\mathscr{E}}\boldsymbol{v}\Omega_\alpha(k)\rangle\big)\,n\,\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}. \quad (13)$$

Здесь $[\boldsymbol{\Omega}_k\mathbf{S}]_\alpha$ означает векторное произведение, $\langle\ \rangle$ — усреднение по углу вектора $\mathbf{k}$, τ_0 — время релаксации, $\frac{1}{\tau_0} = W_0\sum_{k'}\delta(E - E(k'))$, которое для исследуемых здесь двумерных носителей не зависит от энергии. В отличие от [5] уравнение (13) справедливо и при $\Omega_k^{(1)}\tau_0 \approx 1$. Уравнения для S_α легко решаются при произвольном виде $\Omega_k^{(1)}$, но $S_\alpha(k)$ имеют весьма громоздкий вид. Поэтому для примера далее рассмотрены случаи, когда доминирует лишь один из вкладов в линейное по волновому вектору расщепление.

Линейное расщепление вызвано отсутствием центра инверсии в объемном материале (гамильтониан Дрессельхауза) [5]:

$$\Omega_x = \frac{2}{\hbar}\beta_D k_x, \quad \Omega_y = -\frac{2}{\hbar}\beta_D k_y, \quad x \parallel (100), \quad y \parallel (010).$$

В этом случае решение (12) имеет вид

$$S_z = 0, \quad S_y = \varkappa\beta_D(\mathscr{E}_x k_x k_y + \mathscr{E}_y k_y^2);$$

$$S_x = -\varkappa\beta_D(\mathscr{E}_x k_x^2 + \mathscr{E}_y k_x k_y), \quad \varkappa = \frac{e\hbar}{m}\tau_0 n\frac{\partial^2 f_0}{\partial E^2}. \quad (14)$$

Из (14) можно получить выражение для угла Θ между средним спином и направлением электрического поля [7]:

$$\Theta = \arccos\frac{\mathscr{E}_y^2 - \mathscr{E}_x^2}{\mathscr{E}_x^2 + \mathscr{E}_y^2}. \quad (15)$$

Линейные по k слагаемые обусловлены асимметрией гетерограницы (эффект Рашбы):

$$\Omega_x = \frac{2}{\hbar}\beta_R k_y; \quad \Omega_y = -\frac{2}{\hbar}\beta_R k_x,$$

тогда

$$S_z = 0; \quad S_y = \varkappa\beta_R(\mathscr{E}_x k_x^2 + \mathscr{E}_y k_x k_y),$$
$$S_x = -\varkappa\beta_R(\mathscr{E}_x k_x k_y + \mathscr{E}_y k_y^2). \qquad (16)$$

В этом случае средний спин перпендикулярен направлению электрического поля. Выражения (14) и (16) получены в предположении, что спиновая релаксация обусловлена кинетическим механизмом Дьяконова–Переля и τ_0 не зависит от энергии электронов. Отметим, что средние значения $\langle S_i \rangle$ совпадают с соответствующими значениями из [5,7,8]. Подставляя (14) и (16) в выражение для $\mathscr{P}_{circ}$, получим

$$\mathscr{P}^D_{circ} = \beta_D(n'_x\mathscr{E}_x - n'_y\mathscr{E}_y)\,\frac{\sqrt{3}}{4}\,Q,$$

$$\mathscr{P}^R_{circ} = \beta_R(n'_x\mathscr{E}_y - n'_y\mathscr{E}_x)\,\frac{5}{4\sqrt{3}}\,Q,$$

$$Q = \frac{\langle P^2 k^2 V_0 V_2 f^h(k)\varkappa\rangle}{\langle P^2 f_0 n f^h(k) V_0^2\rangle}. \qquad (17)$$

В (17) n' — единичный вектор в направлении y_1 (направление распространения света). Интересная особенность (17) состоит в различной угловой зависимости $\mathscr{P}^R_{circ}$ и $\mathscr{P}^D_{circ}$. Для $\mathscr{P}^R_{circ}$ степень круговой поляризации всегда максимальна в направлении, перпендикулярном электрическому полю. При доминирующей роли слагаемых Дрессельхауза в гамильтониане двумерного газа $\mathscr{P}^D_{circ}$ зависит не только от относительной ориентации $\mathbf{n}'$ и $\mathscr{E}$, но и от их расположения относительно кристаллографических осей. При приложении электрического поля вдоль осей [100] $\mathscr{E}_x = \pm\mathscr{E}_y$, как следует из (17), степень циркулярной поляризации всегда максимальна для света, распространяющегося перпендикулярно электрическому полю. При $\mathscr{E} \parallel [100]$ $\mathscr{P}^D_{circ}$ максимальна при $n' \parallel [100]$, в то время как $\mathscr{P}^R_{circ} = 0$ для этого n'. Это обстоятельство дает возможность по угловой зависимости величины поляризации определить относительную роль различных линейных по k вкладов в энергетический спектр $2D$ газа. Величины $\mathscr{P}_{circ}$ пропорциональны первой степени параметров β. Строго говоря, $\beta_R = 0$ для симметричной ямы. Однако в данной работе симметричная прямоугольная яма привлечена только для расчета спектра и волновых функций основного состояния электронов в случае $\hbar\Omega^{(1)}_k \ll E_{\rm F}$. Если асимметрия квантовой ямы незначительна, то $\beta_R \neq 0$, а волновая функция сохраняет свою симметричность относительно центра ямы. Поскольку S_α оказываются пропорциональны первой степени β_R, приведенный расчет справедлив и для асимметричных ям для электронов при $\hbar\Omega^{(1)}_k \ll E_{\rm F}$.

3. Оценим величины $\mathscr{P}_{circ}$ для бесконечно глубокой потенциальной ямы для дырок. Будем считать, что фотовозбужденные дырки распределены равномерно по энергии в некотором интервале $(0, E_0)$. $V_2 \approx E_0/\Delta \ll 1$, $V_0 \simeq 1$, P^2 не зависит от волнового вектора (это условие выполняется при $E_0/\Delta \ll 1$). Тогда $\mathscr{P}_{circ} \approx \langle V_2\rangle \bar{S}/n$, где $\bar{S}$ — значение среднего спина в электрическом поле (14) или (16). Для вырожденного электронного газа $\bar{S}/n \propto e\mathscr{E}\beta\tau_0/E_{\rm F}$, где $E_{\rm F}$ — энергия Ферми электронного газа. Для GaAs при $\beta = 10^{-2}$ эВ·А $\tau_0 \approx 10^{-11}$ с, $\mathscr{E} = 10$ В/см, $n \simeq 10^{12}$ см$^{-2}$, $\bar{S}/n \approx 0.10$. Это означает, что при $V_2 \approx 0.2$ величина $P_{circ} \approx 2\%$. Хотя величина поляризации невелика, она может быть зарегистрирована экспериментально. Таким образом, в работе показано, что спиновая ориентация током основных носителей в симметричной квантовой яме, выращенной вдоль оси (001), приводит к циркулярной поляризации излучения, распространяющегося в плоскости квантовой ямы. Для асимметричных квантовых ям степень поляризации может быть рассчитана методом, развитым в данной работе. Для гетероструктур с проводимостью n-типа выражения (14) и (16) сохраняются, однако компоненты поляризационного тензора $d_{\alpha\beta}$ будут иметь более громоздкий вид. Поскольку выражения для S_α содержат только нулевую и вторую круговую гармонику, степень циркулярной поляризации и для асимметричных гетеропереходов будет определяться смешиванием состояний тяжелых и легких дырок. Поэтому выражение (17) может быть использовано для оценки $\mathscr{P}_{circ}$ для асимметричных квантовых ям в случае, когда доминирующим механизмом спиновой релаксации основных носителей является кинетический механизм Дьяконова–Переля.

Работа частично поддержана грантами РФФИ, ИНТАС, научными программами РАН.

Список литературы

[1] В.И. Белиничер, Б.И. Стурман. УФН, **130**, 415 (1980).
[2] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус. Письма ЖЭТФ, **27**, 640 (1978).
[3] Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, В.А. Шалыгин, А.В. Штурбин. Письма ЖЭТФ, **29**, 485 (1979).
[4] M.I. Dyakonov, V.I. Perel. Phys. Lett., **35A**, 459 (1971).
[5] А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус. ЖЭТФ, **60**, 474 (1991); А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер. Письма ЖЭТФ, **50**, 398 (1989).
[6] A.Yu. Silov, P.V. Blajnov, T.H. Wolter, R. Hey, K.H. Plog, N.S. Averkiev. Appl. Phys. Lett., **85**, 5929 (2004).
[7] A.V. Chaplik, V.M. Entin, L.I. Magaril. Physica E (Amsterdam), **13**, 744 (2002).
[8] V.M. Edelstein. Sol. Commun., **73**, 233 (1990).
[9] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ЖЭТФ, **60**, 1954 (1971).
[10] E.L. Ivchenko, G. Pikus. *Superlattices and other heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena* (Springer Verlag, 1995).
[11] И.А. Меркулов, В.И. Перель, М.Е. Портной. ЖЭТФ, **99**, 1202 (1991).

Редактор Л.В. Беляков

Circular polarization of photoluminescence induced by electric current in quantum wells

*N.S. Averkiev, A.Yu. Silov**

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* COBRA Inter-University Research Institute,
Eindhoven University of Technology,
PO Box 513, NL-5600 MB Eindhoven, the Netherlands

Abstract The current-induced circularly polarized luminescence is analyzed for *n*-type (001) quantum wells in III-V semiconductor compounds. We show that the admixture of the light-hole character to the heavy-hole state allows a circularly polarized optical transition along the quantum well plane. Linear in the wave vector contributions the $2D$ electrons energy are considered both for the current-induced spin alignment and the circularly polarized rediative recombination.