ЖЭТФ, 2011, том 140, вып. 5 (11), стр. 1002–1008

СПИНОВАЯ ОРИЕНТАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИМПУЛЬСАМИ НЕПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В НИЗКОСИММЕТРИЧНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ

В. А. Горелов, С. А. Тарасенко, Н. С. Аверкиев*

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

Поступила в редакцию 20 декабря 2010 г.

Исследована спиновая динамика электронов в низкосимметричных квантовых ямах в условиях межзонного возбуждения ультракороткими импульсами неполяризованного света. Показано, что после прохождения светового импульса через время, сопоставимое с временем релаксации импульса электронов, в системе возникает спиновая поляризация, которая затем исчезает. Микроскопическая теория спиновой ориентации электронов оптическими импульсами, несущими нулевой угловой момент, развита для асимметричных квантовых ям, выращенных из полупроводников с решеткой цинковой обманки вдоль кристаллографического направления [110]. В таких структурах накачка неполяризованным светом в геометрии нормального падения приводит к возникновению спина в плоскости квантовой ямы вдоль оси $[1\bar{1}0]$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка эффективных методов спиновой ориентации носителей заряда в низкоразмерных системах относится к основным направлениям развития полупроводниковой спинтроники. Широкое распространение получили оптические методы создания и детектирования неравновесной спиновой поляризации, основанные на спин-зависимых правилах отбора для межзонных оптических переходов [1, 2]. Механизмы спиновой ориентации электронов и дырок при оптическом возбуждении циркулярно поляризованным светом хорошо изучены экспериментально и теоретически для объемных полупроводников и полупроводниковых наноструктур [3–5]. Переход от объемных кубических материалов к наноструктурам на их основе приводит к усилению роли спин-орбитального взаимодействия. Благодаря размерному квантованию, оптическая ориентация спинов носителей заряда в наноструктурах становится более эффективной и достигает 100 %. Более того, в низкоразмерных структурах со спин-орбитальным расщеплением подзон размерного квантования спиновая ориентация носителей заряда может быть осуществлена линейно поляризованным и даже неполяризованным светом [6–8]. В этом случае механизм оптической ориентации является двухступенчатым и связан с асимметричным спин-зависимым фотовозбуждением, обусловленным правилами отбора, и последующей прецессией спинов в эффективном магнитном поле, индуцированном спин-орбитальным взаимодействием Рашбы или Дрессельхауза.

В последнее время интерес в изучении оптических свойств полупроводниковых систем сдвигается в сторону сверхбыстрых процессов. Благодаря прогрессу в технологии создания наноструктур и развитию импульсных методик исследований, появилась возможность изучать спиновую динамику носителей заряда на пикосекундных и фемтосекундных масштабах времени, что привело к открытию новых режимов спиновой релаксации [9–14]. Было обнаружено, что в зависимости от соотношения между временем релаксации импульса электронов и периодом прецессии в эффективном магнитном поле либо происходит релаксация спина по классическому механизму Дьяконова – Переля [15, 16], либо возникают спиновые биения. В настоящей работе построена теория оптической ориентации электронных спинов в низкосимметричных квантовых ямах в условиях межзонного возбуждения короткими импульсами неполяризованного света. Показано, что через некоторое время после прохождения импульса в структу-

*E-mail: tarasenko@coherent.ioffe.ru

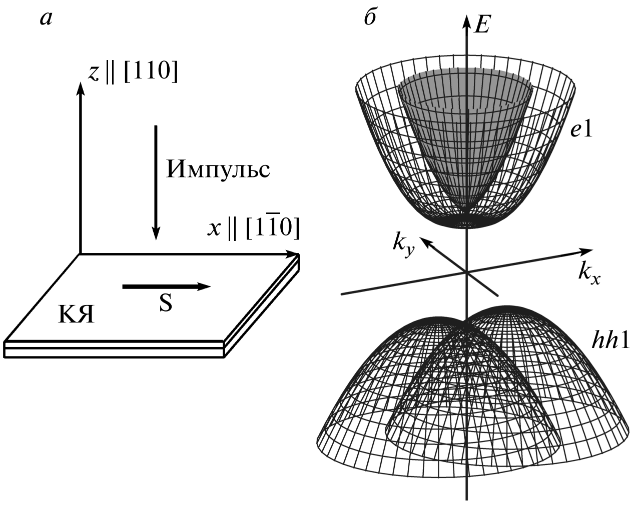

Рис. 1. *а*) Геометрия предполагаемого эксперимента; *б*) модельная зонная структура квантовой ямы (КЯ)

ре возникает спиновая поляризация, которая затем исчезает. Детальный расчет зависимости среднего спина электронов от времени проведен для асимметричных квантовых ям с кристаллографической ориентацией (110), выращенных из полупроводников с решеткой цинковой обманки. Развитая теория справедлива для произвольного соотношения между периодом прецессии спина в эффективном магнитном поле и временем релаксации импульса электронов.

Геометрия предполагаемого эксперимента и модельная зонная структура квантовой ямы изображены на рис. 1. Неполяризованный или линейно поляризованный свет падает нормально на квантовую яму, выращенную вдоль оси $z \parallel [110]$, и вызывает оптические переходы между подзоной тяжелых дырок $hh1$ и электронной подзоной $e1$. В гетероструктурах (110) эффективный гамильтониан, описывающий спин-орбитальное расщепление подзоны тяжелых дырок, содержит слагаемое, пропорциональное $J_z k_x$ [17], которое приводит к расщеплению подзоны $hh1$ на две ветви с проекциями углового момента $\pm 3/2$ на ось z. Ветви сдвинуты друг относительно друга вдоль оси k_x (рис. 1*б*). Здесь J_z — матрица 4×4, описывающая состояния с моментом 3/2, $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ — двумерный волновой вектор, $x \parallel [1\bar{1}0]$ и $y \parallel [00\bar{1}]$ — координаты в плоскости квантовой ямы. Аналогичное спин-зависимое слагаемое в эффективном гамильтониане электронов обычно меньше; им для простоты пренебрегается. За счет линейного по k_x расщепления подзоны $hh1$ и правил отбора межзонные оптические переходы приводят к появлению как электронов с проекцией спина $+1/2$ на ось z преимущественно в состояниях с $k_x > 0$, так и частиц с противоположной проекцией спина в состояниях с $k_x < 0$. Непосредственно в момент фотовозбуждения спиновая поляризация электронов отсутствует, поскольку оптические переходы в состояния $+1/2$ и $-1/2$ под действием неполяризованного света идут с одинаковой вероятностью.

Средний спин электронов возникает в результате последующей прецессии спинов отдельных частиц в эффективном магнитном поле, обусловленном спин-орбитальным расщеплением подзоны $e1$ [6]. Будем считать для простоты, что это расщепление изотропно в $\mathbf{k}$-пространстве и связано со структурной асимметрией квантовой ямы (слагаемое Рашбы), см. рис. 1*б*. Эффективное магнитное поле Рашбы лежит в плоскости интерфейсов и вызывает прецессию электронных спинов, ориентированных сразу после действия оптического импульса вдоль нормали квантовой ямы, с ларморовой частотой $\mathbf{\Omega_k}$, соответствующей эффективному полю. Поскольку поле Рашбы является нечетной функцией волнового вектора и, в частности, $\Omega_{k_x,y} = -\Omega_{-k_x,y}$, направления вращения спинов противоположны для частиц с положительными и отрицательными значениями k_x. В результате прецессия спинов отдельных электронов в эффективном поле приведет к появлению отличной от нуля компоненты S_x полного спина. Последующая спиновая динамика определяется соотношением между временем τ релаксации носителей по импульсу и периодом прецессии в эффективном поле. Если $\tau\Omega_\mathbf{k} \gg 1$ для характерных волновых векторов, то прецессия спинов отдельных электронов будет продолжаться и зависимость S_x от времени будет содержать осцилляции. В противоположном предельном случае быстрая релаксация электронов по импульсу приведет к монотонному затуханию спина по механизму Дьяконова–Переля.

Отметим, что возможность возникновения электронного спина S_x при накачке асимметричных квантовых ям с кристаллографической ориентацией (110) неполяризованным светом следует также из соображений симметрии. Подобные структуры описываются точечной группой C_s, которая содержит единственный нетривиальный элемент — плоскость отражения yz. Отражение в этой плоскости не меняет компоненты псевдовектора S_x, поэтому S_x, как и скалярная величина интенсивности I света, преобразуется по единичному представлению, что допускает феноменологическую связь $S_x \propto I$.

2. МЕЖЗОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

Микроскопическую теорию спиновой ориентации электронов импульсами неполяризованного света построим методом матрицы плотности. Одночастичная матрица плотности ρ электронов удовлетворяет квантовому кинетическому уравнению

$$i\hbar\frac{\partial\rho}{\partial t} = [H+V,\rho], \qquad (1)$$

где H — невозмущенный гамильтониан системы,

$$V = -\frac{e}{m_0 c}\,\mathbf{A}\cdot\mathbf{p}$$

— оператор взаимодействия электронов со световой волной, e — заряд электрона, m_0 — масса свободного электрона, c — скорость света, $\mathbf{A}$ — векторный потенциал волны, $\mathbf{p}$ — оператор импульса. Решение уравнения (1) можно представить в виде разложения ρ по оператору возмущения V:

$$\rho = \rho^{(0)} + \rho^{(1)} + \rho^{(2)} + \ldots, \qquad (2)$$

где $\rho^{(0)}$ — невозмущенная матрица плотности, удовлетворяющая уравнению

$$[H,\rho^{(0)}] = 0, \qquad (3)$$

а поправки $\rho^{(k)}$ связаны друг с другом итерационными соотношениями

$$i\hbar\frac{\partial\rho^{(k)}}{\partial t} = [V,\rho^{(k-1)}] + [H,\rho^{(k)}]. \qquad (4)$$

Предположим, что возбуждающий импульс имеет несущую частоту ω, а его огибающая описывается функцией Гаусса, т. е.

$$\mathbf{A} = \left(\mathbf{A}_0 e^{-i\omega t} + \mathbf{A}_0^* e^{i\omega t}\right) e^{-(t/t_0)^2}, \qquad (5)$$

где A_0 и t_0 — характерные амплитуда и длительность импульса. В этом случае матричные элементы оператора возмущения в базисе собственных функций гамильтониана H примут вид

$$V_{nn'}(t) = \left[R_{nn'}e^{-i\omega t} + R^*_{n'n}e^{i\omega t}\right] e^{-(t/t_0)^2}, \qquad (6)$$

где $R_{nn'} = -(e/m_0 c)\,\mathbf{A}_0\cdot\mathbf{p}_{nn'}$, $\mathbf{p}_{nn'}$ — матричные элементы оператора импульса.

Будем считать, что до прихода оптического импульса валентная зона полностью заполнена электронами, зона проводимости пуста, а импульс вызывает оптические переходы между подзоной $hh1$ тяжелых дырок и электронной подзоной $e1$. В равновесном состоянии матрица плотности $\rho^{(0)}$ диагональна по собственным состояниям невозмущенного гамильтониана. В первом порядке по возмущению V электромагнитная волна смешивает состояния валентной зоны и зоны проводимости, что приводит к появлению недиагональной по зонам матрицы плотности $\rho^{(1)}$. Компоненты матрицы плотности, отвечающие электронам в зоне проводимости, возникают во втором порядке по возмущению и содержатся в $\rho^{(2)}$. Решение уравнения (1) с точностью до второго порядка по V показывает, что матрица плотности электронов в подзоне $e1$ после прохождения оптического импульса принимает вид

$$\begin{aligned}\tilde\rho_{\beta\beta'} = \frac{\pi t_0^2}{2\hbar^2}\sum_n R_{\beta n}R^*_{\beta' n}\,\rho^{(0)}_{nn}\,\times \\ \times\left\{\exp\left[-\frac{(\omega_{\beta n}-\omega)^2}{2}t_0^2\right] + \right. \\ \left. + \exp\left[-\frac{(\omega_{\beta' n}-\omega)^2}{2}t_0^2\right]\right\}, \end{aligned} \qquad (7)$$

где β и β' — индексы, нумерующие состояния в подзоне $e1$, n — индекс состояний валентной зоны, $\omega_{\beta n} = (E_\beta - E_n)/\hbar$ — энергетическое расстояние между уровнями β и n, разделенное на $\hbar$. При выводе формулы (7) предполагалось, что $|\omega_{\beta n}-\omega|$, $|\omega_{\beta' n}-\omega| \ll \omega$ и длительность импульса t_0 значительно меньше характерных времен релаксации электронов и $1/\Omega_{\mathbf{k}}$. В случае большой длительности импульса величина $\sqrt{2/\pi}\,\tilde\rho_{\beta\beta'}/t_0$ переходит в выражение для матрицы генерации электронов при стационарной оптической накачке [7].

В квантовых ямах с кристаллографической ориентацией (110) спектр электронов в подзоне $hh1$ с учетом вклада, пропорционального $J_z k_x$, в эффективный гамильтониан определяется выражением

$$E_{hh1,\pm3/2} = -E_g - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h} \pm \gamma k_x, \qquad (8)$$

где E_g — эффективная ширина запрещенной зоны в квантовой яме, m_h — эффективная масса дырок в плоскости интерфейсов, γ — константа спин-орбитального расщепления. Стационарные волновые функции в подзоне $hh1$ имеют вид

$$\begin{aligned}\psi_{hh1,+3/2} &= \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_\parallel)\,u_h(z)[-(X+iY)/\sqrt{2}]\uparrow,\\ \psi_{hh1,-3/2} &= \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_\parallel)\,u_h(z)[(X-iY)/\sqrt{2}]\downarrow,\end{aligned} \qquad (9)$$

где $\mathbf{r}_\parallel$ — координата в плоскости ямы, $u_h(z)$ — функция размерного квантования, X, Y — блоховские амплитуды, символы «↑» и «↓» обозначают спиноры, соответствующие состояниям с проекциями спина $+1/2$ и $-1/2$ на ось z.

Спектр электронов в подзоне $e1$ с учетом спин-орбитального расщепления Рашбы, обусловленного структурной асимметрией квантовой ямы, описывается выражением

$$E_{e1,\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \pm \frac{\hbar}{2}\Omega_k, \tag{10}$$

где m_e — эффективная масса электронов, $\Omega_k = 2\alpha_R k/\hbar$ — частота прецессии спинов в эффективном магнитном поле, направление оси вращения определяется вектором $\mathbf{\Omega_k} = (2\alpha_R/\hbar)(k_y, -k_x, 0)$, α_R — константа Рашбы. Соответствующие стационарные волновые функции электронов имеют вид

$$\psi_{e1,\pm} = \exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_\parallel)\, u_e(z) S\chi_\pm, \tag{11}$$

где $u_e(z)$ — функция размерного квантования электронов в подзоне $e1$, S — блоховская амплитуда, $\chi_\pm = [\exp(-i\phi/2)\uparrow \mp i\exp(i\phi/2)\downarrow]/\sqrt{2}$ — спиноры, $\phi = \operatorname{arctg}(k_y/k_x)$ — азимутальный угол волнового вектора $\mathbf{k}$ в полярной системе координат.

Межзонные матричные элементы $R_{\alpha n}$ диагональны по волновому вектору $\mathbf{k}$ и в базисе волновых функций (9) и (11) принимают вид

$$\begin{aligned}
R_{e1,+;\,hh1,+3/2} &= \frac{eJP_{cv}}{2m_0 c}(A_{0,x} + iA_{0,y})e^{i\phi/2},\\
R_{e1,+;\,hh1,-3/2} &= -\frac{eJP_{cv}}{2m_0 c}(A_{0,y} + iA_{0,x})\,e^{-i\phi/2},\\
R_{e1,-;\,hh1,+3/2} &= \frac{eJP_{cv}}{2m_0 c}(A_{0,x} + iA_{0,y})e^{i\phi/2},\\
R_{e1,-;\,hh1,-3/2} &= \frac{eJP_{cv}}{2m_0 c}(A_{0,y} + iA_{0,x})\,e^{-i\phi/2},
\end{aligned} \tag{12}$$

где $J = \int u_e(z) u_h(z) dz$ — интеграл перекрытия, $P_{cv} = \langle S|p_x|X\rangle$ — межзонный матричный элемент оператора импульса.

Расчет по формуле (7) с использованием матричных элементов (12) показывает, что спиновая матрица плотности электронов в подзоне $e1$ после прохождения короткого ($t_0 \ll \tau, 1/\Omega_k$) неполяризованного оптического импульса определяется выражением

$$\tilde\rho = \pi\left|\frac{eA_0 t_0 JP_{cv}}{2m_0 c\hbar}\right|^2 \begin{pmatrix} d_+ + d_- & d_+ - d_- \\ d_+ - d_- & d_+ + d_- \end{pmatrix}, \tag{13}$$

где

$$d_\pm = \exp\left[-\left(E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \mp \gamma k_x - \hbar\omega\right)^2 \frac{t_0^2}{2\hbar^2}\right], \tag{14}$$

$\mu = m_e m_h/(m_e + m_h)$ — приведенная масса. Матрица плотности (13) представлена в базисе спиноров $\chi_\pm$. Она описывает функции распределения электронов, $f_\mathbf{k} = \mathrm{Tr}\tilde\rho/2$, и электронных спинов, $\mathbf{S_k} = \mathrm{Tr}\,\tilde{\boldsymbol\sigma}\tilde\rho/2$, в $\mathbf{k}$-пространстве, где компоненты матриц $\tilde{\boldsymbol\sigma}$ определяются соотношениями $\tilde{\boldsymbol\sigma}_{ss'} = \chi_s^\dagger \boldsymbol\sigma \chi_{s'}$, $\boldsymbol\sigma$ — вектор, составленный из матриц Паули, $s, s' = \pm$. Расчет показывает, что $f_\mathbf{k}$ и $\mathbf{S_k}$ сразу после прохождения оптического импульса имеют вид

$$f_\mathbf{k}(0) = \pi\left|\frac{eA_0 t_0 JP_{cv}}{2m_0 c\hbar}\right|^2 (d_+ + d_-), \tag{15}$$

$$S_{\mathbf{k},z}(0) = \pi\left|\frac{eA_0 t_0 JP_{cv}}{2m_0 c\hbar}\right|^2 (d_+ - d_-), \tag{16}$$

$S_{\mathbf{k},x}(0), S_{\mathbf{k},y}(0) = 0$. Выражение (16) описывает нечетное по k_x распределение спиновой плотности в $\mathbf{k}$-пространстве. Отличный от нуля средний спин электронов появляется и затем исчезает в результате спиновой релаксации данного неравновесного распределения.

3. СПИНОВАЯ ДИНАМИКА

В простом приближении времени релаксации спиновая динамика электронов описывается кинетическим уравнением [3]

$$\frac{d\mathbf{S_k}}{dt} + \mathbf{S_k}\times\mathbf{\Omega_k} = -\frac{\mathbf{S_k} - \langle\mathbf{S_k}\rangle}{\tau}, \tag{17}$$

где $\langle\mathbf{S_k}\rangle$ — электронный спин, усредненный по направлениям волнового вектора $\mathbf{k}$, τ — время изотропизации функции распределения электронов в импульсном пространстве. В уравнении (17) пренебрегается энергетической релаксацией и рекомбинацией электронов с дырками; эти процессы предполагаются медленными по сравнению с τ и временем спиновой релаксации. Для нахождения зависимости среднего спина электронов от времени после прохождения оптического импульса необходимо решить уравнение (17) с начальным условием (16).

Уравнение (17) удобно решить, разложив функцию распределения $\mathbf{S_k}$ электронных спинов и частоту $\mathbf{\Omega_k}$ по угловым гармоникам:

$$\mathbf{S_k} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathbf{S}^{(m)}\, e^{im\phi}, \tag{18}$$

$$\mathbf{\Omega_k} = \mathbf{\Omega}^{(1)}\, e^{i\phi} + \mathbf{\Omega}^{(1)*}\, e^{-i\phi}, \tag{19}$$

и сделав замену переменных

$$S_\pm^{(m)} = S_x^{(m)} \pm iS_y^{(m)},$$

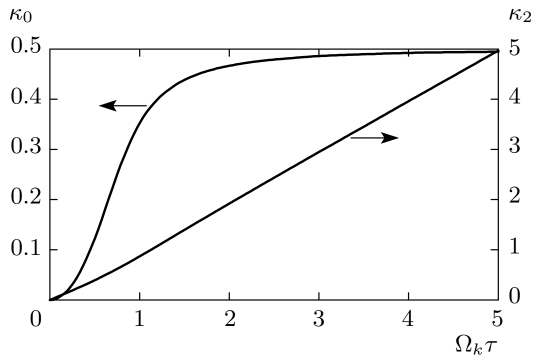

Рис. 2. Зависимости величин κ_0 и κ_2 от $\Omega_k\tau$

где

$$\Omega_x^{(1)} = -\frac{i\Omega_k}{2}, \quad \Omega_y^{(1)} = -\frac{\Omega_k}{2}, \quad \Omega_z^{(1)} = 0.$$

Подстановка рядов (18) и (19) в уравнение (17) показывает, что компонента $S_+^{(0)}$, описывающая средний спин электронов в плоскости ямы, связана системой линейных дифференциальных уравнений только с компонентами $S_z^{(-1)}$ и $S_-^{(-2)}$:

$$\begin{gathered} \frac{dS_+^{(0)}}{dt} + \Omega_k S_z^{(-1)} = 0, \\ \frac{dS_z^{(-1)}}{dt} - \frac{\Omega_k}{2}\left[S_+^{(0)} + S_-^{(-2)}\right] = -\frac{S_z^{(-1)}}{\tau}, \\ \frac{dS_-^{(-2)}}{dt} + \Omega_k S_z^{(-1)} = -\frac{S_-^{(-2)}}{\tau}. \end{gathered} \tag{20}$$

Аналогичная система уравнений справедлива для гармоник $S_-^{(0)}$, $S_z^{(+1)}$ и $S_+^{(+2)}$. Решение системы (20) можно представить в виде

$$\begin{pmatrix} S_+^{(0)} \\ S_z^{(-1)} \\ S_-^{(-2)} \end{pmatrix} = \sum_{j=1}^{3} C_j \begin{pmatrix} -\Omega_k\tau/\lambda_j \\ 1 \\ -\Omega_k\tau/(\lambda_j+1) \end{pmatrix} \times \exp\left(\frac{\lambda_j t}{\tau}\right), \tag{21}$$

где C_j — коэффициенты, которые определяются начальными условиями, λ_j — корни характеристического уравнения

$$(2\lambda+1)(\Omega_k\tau)^2 + 2\lambda(\lambda+1)^2 = 0. \tag{22}$$

Уравнение (22) имеет в общем случае три различных корня, λ_1, λ_2 и λ_3, которые удобно выразить через два вещественных параметра, κ_0 и κ_2, определяющих соответственно декременты затухания и частоту осцилляции решений:

$$\lambda_1 = -\kappa_0, \quad \lambda_{2,3} = -1 + \kappa_0/2 \pm i\kappa_2. \tag{23}$$

Зависимости κ_0 и κ_2 от параметра $\Omega_k\tau$ представлены на рис. 2. При $\Omega_k\tau \ll 1$ коэффициенты κ_0 и κ_2 малы: $\kappa_0 \approx (\Omega_k\tau)^2/2$, $\kappa_2 \approx \Omega_k\tau/\sqrt{2}$. В этом случае величина $-\lambda_1/\tau \approx \Omega_k^2\tau/2$ характеризует скорость релаксации среднего спина электронов в плоскости квантовой ямы [16], а величина $-\lambda_{2,3}/\tau \approx 1/\tau$ — скорость изотропизации функции распределения электронных спинов в импульсном пространстве. В противоположном предельном случае, когда $\Omega_k\tau \gg 1$, коэффициенты κ_0 и κ_2 имеют соответственно асимптотики $1/2$ и $\Omega_k\tau$ и корни характеристического уравнения $\lambda_{2,3}/\tau = \pm i\Omega_k$ соответствуют частоте прецессии спинов в эффективном магнитном поле.

Сразу после прохождения оптического импульса функция распределения спинов (16) в импульсном пространстве содержит только угловые гармоники $S_z^{(n)}$ с нечетным n, причем $S_z^{(n)} = S_z^{(-n)}$. Из решения (21) и аналогичного решения для компонент $S_-^{(0)}$, $S_z^{(+1)}$ и $S_+^{(+2)}$ следует, что последующая прецессия спинов в эффективном магнитном поле приводит к появлению отличных от нуля гармоник $S_+^{(0)} = S_-^{(0)}$, т.е. к возникновению среднего спина вдоль оси x. С учетом соотношений (23) окончательное выражение для зависимости $S_x^{(0)}(t)$ принимает вид

$$S_x^{(0)}(t) = \frac{\Omega_k\tau}{2}\left\{K\left[\exp\left(\frac{\lambda_2 t}{\tau}\right) - \exp\left(\frac{\lambda_1 t}{\tau}\right)\right] + \text{c.c.}\right\} S_z^{(1)}(0), \tag{24}$$

где K — комплексный безразмерный параметр, зависящий от корней характеристического уравнения,

$$K = \frac{2 - i\kappa_0/\kappa_2}{2 - 3\kappa_0 - 2i\kappa_2}, \tag{25}$$

$S_z^{(1)}(0)$ — первая гармоника функции распределения спинов, созданная оптическим импульсом. Разложение функции распределения (16) по угловым гармоникам дает следующее выражение для $S_z^{(1)}(0)$ в линейном приближении по константе спин-орбитального расщепления подзоны тяжелых дырок:

$$S_z^{(1)}(0) = \pi\frac{\gamma k\varepsilon t_0^2}{\hbar^2}\left|\frac{eA_0 t_0 J P_{cv}}{2m_0 c\hbar}\right|^2 \exp\left(-\frac{\varepsilon^2 t_0^2}{2\hbar^2}\right), \tag{26}$$

где $\varepsilon = E_g + \hbar^2 k^2/2\mu - \hbar\omega$.

Выражение (24) определяет временную зависимость спина электронов с определенным значением модуля волнового вектора $\mathbf{k}$. Полный спин электронов может быть найден интегрированием $S_x^{(0)}(t)$ по всем значениям k.

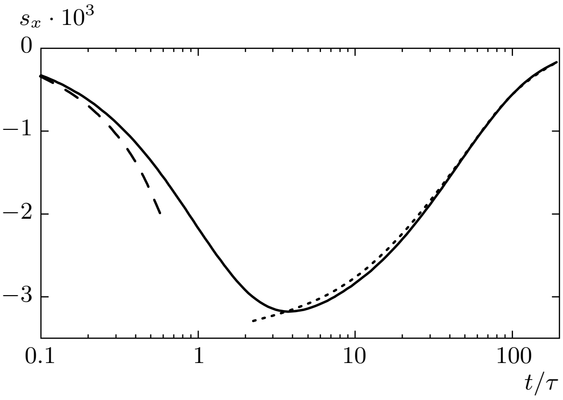

Рис. 3. Зависимость среднего спина s_x от времени, рассчитанная для $\alpha_R/\hbar = 10^5$ см/с и $t_0 = 10^{-13}$ с (сплошная кривая). Штриховой и пунктирной кривыми показаны асимптотики при малых и больших временах, построенные по формулам (28) и (29)

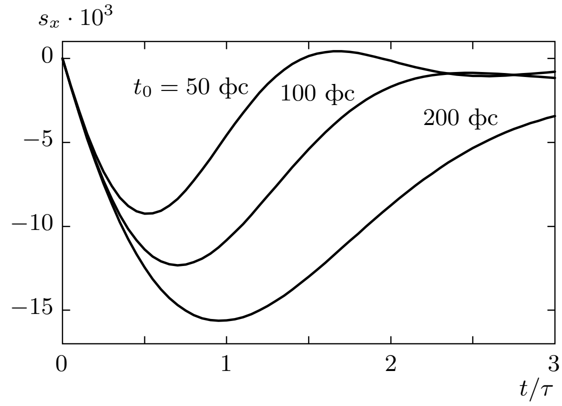

Рис. 5. Зависимости среднего спина s_x от времени, рассчитанные для $\gamma/\hbar = \alpha_R/\hbar = 10^6$ см/с и различных длительностей импульса накачки t_0

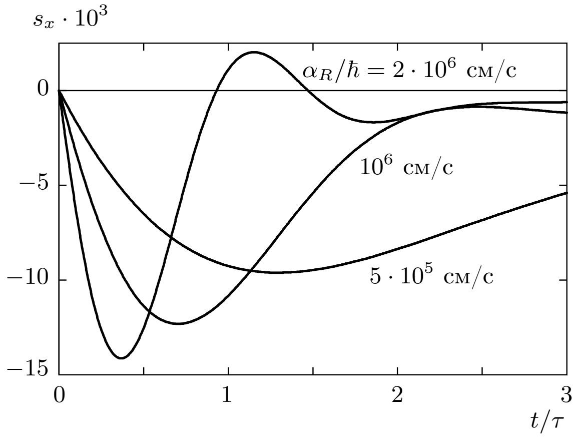

Рис. 4. Зависимости среднего спина s_x от времени, рассчитанные для $t_0 = 10^{-13}$ с и различных значений константы спин-орбитального расщепления в подзоне $e1$

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3–5 представлены зависимости среднего спина электронов

$$s_x(t) = \frac{1}{2\pi N_e} \int\limits_0^\infty S_x^{(0)}(t) k\, dk \tag{27}$$

от времени при возбуждении структуры (в момент времени $t = 0$) коротким неполяризованным оптическим импульсом. В формуле (27) $N_e = 2\sum_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{k}}(0)$ — концентрация электронов, созданных оптическим импульсом; предполагается, что после импульса концентрация постоянна на масштабах времен спиновой релаксации. Зависимости построены для несущей частоты оптического импульса $\omega = E_g/\hbar$, времени изотропизации $\tau = 10^{-12}$ с, приведенной массы $\mu = 0.04 m_0$, константы линейного по $\mathbf{k}$ расщепления подзоны тяжелых дырок $\gamma/\hbar = 10^6$ см/с, различных значений расщепления Рашбы электронной подзоны $\alpha_R/\hbar$ от 10^5 до $2 \cdot 10^6$ см/с и длительностей оптического импульса t_0 от 0.5 до $2 \cdot 10^{-13}$ с. При данных параметрах импульса характерное значение волнового вектора фотоэлектронов составляет $q \sim \sqrt{2\mu/t_0\hbar} \sim 10^6$ см$^{-1}$.

В случае малого расщепления подзоны $e1$ (рис. 3, $\alpha_R/\hbar = 10^5$ см/с, $t_0 = 10^{-13}$ с, что соответствует $\Omega_q \tau \approx 0.2$) спин электронов быстро нарастает после прохождения оптического импульса, достигает максимального значения при $t \sim \tau$ и затем медленно убывает. Анализ выражений (24) и (27) показывает, что линейный рост спина происходит на временах $t \ll \tau$ и описывается выражением

$$s_x(t) \approx -\frac{\alpha_R \gamma \mu}{\hbar^3} t. \tag{28}$$

Уменьшение спиновой поляризации при $t > \tau$ обусловлено спиновой релаксацией, которая идет с различной скоростью для электронов с различными значениями k. При $t \gg \tau$ зависимость $s_x(t)$ имеет вид

$$s_x(t) \approx -\frac{\alpha_R \gamma \mu \tau}{\hbar^3} F\left(\frac{4\sqrt{2}\,\alpha_R^2 \mu \tau t}{t_0 \hbar^3}\right), \tag{29}$$

где

$$F(x) = \left(1 + \frac{x^2}{2}\right)\left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2}\right)\right]\exp\left(\frac{x^2}{4}\right) - \frac{x}{\sqrt{\pi}},$$

erf(y) — функция ошибок. Асимптотические зависимости среднего спина от времени, (28) и (29), построены на рис. 3 штриховой и пунктирной кривыми. Видно, что приближенные функции хорошо согласуются с точным расчетом в соответствующих интервалах времен.

Отметим, что аргумент функции F в формуле (29) представляет собой с точностью до численного коэффициента отношение $t/T_s(q)$, где $T_s(q) = 2/\Omega_q^2\tau$ — время спиновой релаксации электронов с волновым вектором $q = \sqrt{2\mu/t_0\hbar}$. Разложение функции $F(x)$ в ряд и анализ функции $s_x(t)$ при $t \gg T_s(q) \gg \tau$ не представляются нам актуальными, поскольку процессы энергетической релаксации электронов, не учитываемые в настоящей работе, будут менять характер зависимости $s_x(t)$ на больших временах. Кроме того, энергетическая релаксация носителей заряда в низкосимметричных квантовых ямах сама по себе может приводить к частичной спиновой поляризации носителей [18].

При больших значениях спинового расщепления электронной подзоны (рис. 4) зависимость среднего спина электронов от времени после импульса накачки имеет сложный немонотонный характер и содержит осцилляции. Такое поведение обусловлено прецессией спинов фотоэлектронов в эффективном магнитном поле Рашбы. Величина $|s_x(t)|$ в максимумах достигает нескольких процентов от максимального значения $1/2$, частота осцилляций увеличивается с ростом величины расщепления.

На рис. 5 представлены зависимости среднего спина от времени, рассчитанные для фиксированного спинового расщепления подзон $e1$ и $hh1$, но для различных длительностей t_0 оптического импульса. Видно, что зависимости $s_x(t)$, в том числе и максимальные значения спиновой поляризации, различны для разных значений t_0, а одинаковое поведение функции $s_x(t)$ имеет место только при малых временах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе развита теория оптической ориентации электронных спинов ультракороткими импульсами неполяризованного света в низкосимметричных квантовых ямах. Показано, что степень спиновой поляризации фотовозбужденных электронов через некоторое время после прохождения оптического импульса может достигать нескольких процентов. Характер спиновой динамики электронов зависит от соотношения между временем τ изотропизации функции распределения и частотой Ω_q прецессии спинов фотоэлектронов в эффективном магнитном поле. При $\Omega_q\tau \ll 1$ средний спин электронов быстро нарастает после прохождения оптического импульса, достигает максимального значения и затем медленно убывает за счет процессов спиновой релаксации. В противоположном случае, $\Omega_q\tau \gg 1$, зависимость среднего спина от времени имеет осцилляционный характер.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 11-02-00348, 11-02-91346-ННИО), Министерства образования и науки РФ (ГК 14.740.11.0892) и фонда «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. *Optical Orientation*, ed. by Y. Kusrayev and G. Landwehr, Special issue Semicond. Sci. Technol. **23** (2008).
2. *Spin Physics in Semiconductors*, ed. by M. I. Dyakonov, Springer-Verlag, Berlin (2008).
3. *Optical Orientation*, ed. by F. Meier and B. P. Zakharchenya, Elsevier Science, Amsterdam (1984).
4. И. А. Меркулов, В. И. Перель, М. Е. Портной, ЖЭТФ **99**, 1202 (1991).
5. И. А. Акимов, Д. Н. Мирлин, В. И. Перель, В. Ф. Сапега, ФТП **35**, 758 (2001).
6. S. A. Tarasenko, Phys. Rev. B **72**, 113302 (2005).
7. С. А. Тарасенко, ФТТ **49**, 1704 (2007).
8. Sh. Crankshaw, F. G. Sedgwick, M. Moewe et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 206604 (2009).
9. M. A. Brand, A. Malinowski, O. Z. Karimov et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 236601 (2002).
10. W. J. H. Leyland, R. T. Harley, M. Henini et al., Phys. Rev. B **76**, 195305 (2007).
11. В. Н. Гриднев, Письма в ЖЭТФ **74**, 417 (2001).
12. Н. С. Аверкиев, М. М. Глазов, ФТП **42**, 973 (2008).
13. D. Stich, J. Zhou, T. Korn et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 176401 (2007).
14. M. Griesbeck, M. M. Glazov, T. Korn et al., Phys. Rev. B **80**, 241314 (2009).
15. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ФТТ **13**, 3581 (1971).
16. М. И. Дьяконов, В. Ю. Качоровский, ФТП **20**, 178 (1986).
17. E. L. Ivchenko and G. Pikus, *Superlattices and Other Heterostructures*: *Symmetry and Optical Phenomena*, Springer, Berlin (1997).
18. S. A. Tarasenko, ФТП **42**, 982 (2008).