



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, С. А. Губина, Особенности энергетического спектра $D^{(-)}$ -центра в квантовом канале при наличии поперечного магнитного поля, *Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки*, 2010, выпуск 2, 94–104

<https://www.mathnet.ru/ivpnz630>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.80

15 мая 2025 г., 23:04:32



УДК 539.23; 539.216.1

В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, С. А. Губина

ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА $D^{(-)}$ -ЦЕНТРА В КВАНТОВОМ КАНАЛЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Аннотация. Рассмотрены $D^{(-)}$ -состояния в квантовом канале, находящемся в поперечном магнитном поле. В рамках модели потенциала нулевого радиуса в приближении эффективной массы получено уравнение, определяющее зависимость энергии связи $D^{(-)}$ -состояния от параметров потенциала структуры, координат $D^{(-)}$ -центра и величины магнитного поля. Показано, что в квантовом канале имеет место пространственная анизотропия энергии связи $D^{(-)}$ -состояния. Выявлена ее высокая чувствительность к величине магнитного поля в y -направлении квантового канала.

Ключевые слова: квантовый канал, поперечное магнитное поле, дисперсионное уравнение, пространственная анизотропия энергии связи, гибридизация размерного и магнитного квантования.

Abstract. $D^{(-)}$ -states in the quantum channel under influence of transversal magnetic field have been considered. In the framework of the zero-range-potential model in the effective mass approximation an equation that determines the dependence of the $D^{(-)}$ -state binding energy on the structure potential parameters, the $D^{(-)}$ -center coordinates and on the magnetic field value, has been derived. It has been shown that the spatial anisotropy for the $D^{(-)}$ -state binding energy is realized in the quantum channel. The high sensitivity of $D^{(-)}$ -state binding energy to the magnetic field value in y -direction of the quantum channel is also revealed.

Keywords: quantum channel, transversal magnetic field, dispersion equation, spatial anisotropy of the binding energy, hybridization of dimensional and magnetic quantization.

Введение

В последние годы очевиден рост интереса к примесным состояниям в полупроводниковых наноструктурах [1, 2]. Это связано с чрезвычайной чувствительностью таких структур к наличию единичных дефектов, которые могут существенно изменять их транспортные и оптические свойства и приводить к появлению новых эффектов, отсутствующих в баллистических структурах [3]. Проблема управления энергией связи примесных состояний является достаточно актуальной для физики полупроводников. В связи с развитием нанoeлектроники эта проблема приобрела особый интерес вследствие новой физической ситуации, связанной с эффектом размерного квантования. Действительно, как показывают эксперименты [4, 5], энергия связи примесных состояний существенно зависит от характерного размера наноструктуры и параметров ограничивающего потенциала. С другой стороны, наличие внешнего магнитного поля $\vec{B} = (0, 0, B_z)$, как известно [6–8], приводит к уси-

лению латерального геометрического конфайнмента наноструктуры. Поэтому, варьируя $\vec{B} = (0, 0, B_z)$, можно изменять эффективный геометрический размер системы и, следовательно, изменять энергию связи примесных состояний. Наложение размерного и магнитного квантования приводит к эффекту гибридизации [9, 10], который несет ценную информацию о зависимости энергии связи локализованного носителя от магнитного поля и параметров наноструктуры. В этой связи экспериментальные и теоретические исследования примесных состояний в полупроводниковых наноструктурах в условиях внешнего магнитного поля представляют несомненный интерес.

Цель настоящей работы заключается в теоретическом исследовании влияния внешнего поперечного магнитного поля на $D^{(-)}$ -состояния в квантовом канале (КК). Такие состояния соответствуют присоединению дополнительного электрона к нейтральному донору и удовлетворительно описываются в рамках модели потенциала нулевого радиуса [1, 2]. Для КК использовалась модель удерживающего потенциала $U(z)$ квазидвумерного слоя электронного газа в виде модели «жестких» стенок (прямоугольная потенциальная яма с бесконечно высокими стенками). В качестве дополнительного латерального потенциала выбран параболический потенциал $U(y) = m^* \omega_0^2 y^2 / 2$ (ω_0 – характерная частота параболического латерального потенциала, m^* – эффективная масса электрона), который формирует канал в квазидвумерном слое [9].

КК находится в поперечном по отношению к его оси однородном магнитном поле с индукцией $\vec{B} = (0, 0, B_z)$, векторный потенциал которого представлен в виде [9]

$$\vec{A} = (-yB, 0, 0).$$

Для невозмущенных примесями одноэлектронных состояний в поперечном магнитном поле гамильтониан в выбранной модели в цилиндрической системе координат запишется как

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 - i\hbar\omega_B y \frac{\partial}{\partial x} + \frac{m^* \Omega^2 y^2}{2} + U(z), \quad (1)$$

где $\omega_B = |e| \hbar B / m^*$ – циклотронная частота; $|e|$ – абсолютное значение заряда электрона; $\Omega = \sqrt{\omega_0^2 + \omega_B^2}$ – гибридная частота.

Спектр гамильтониана (1) и соответствующие волновые функции имеют следующий вид [11]:

$$E_{n,p_x,m} = \hbar\Omega \left(n + \frac{1}{2} \right) + \frac{\hbar^2 \pi^2 m^2}{2m^* L_z^2} + \frac{p_x^2 \omega_0^2}{2m^* \Omega^2}; \quad (2)$$

$$\Psi_{n,m,p_x}(x,y,z) = \frac{1}{\sqrt{2^{n-1} n! \sqrt{\pi} L_x L_z}} \exp\left(\frac{i p_x x}{\hbar}\right) \times$$

$$\times H_n \left(\frac{y - y_0(p_x)}{a} \right) \exp \left(- \frac{(y - y_0(p_x))^2}{2a^2} \right) \sin \left(\frac{\pi m z}{L_z} \right), \quad (3)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ – квантовое число, соответствующее уровням гибридного квантования; $m = 1, 2, \dots$ – квантовое число, отвечающее уровням энергии размерного квантования вдоль оси z КК; p_x – проекция квазиимпульса электрона в КК на ось x ; $a = \sqrt{\hbar / (m^* \Omega)}$ – гибридная длина; $a_0 = \sqrt{\hbar / (m^* \omega_0)}$ – характерная длина осциллятора в y -направлении; $a_B = \sqrt{\hbar / (m^* \omega_B)}$ – магнитная длина; $H_n(x)$ – полиномы Эрмита [11]; $y_0(p_x) = -p_x \omega_B / (m^* \Omega^2)$.

В использованном здесь приближении амплитуда потенциала U_0 КК вдоль оси y является эмпирическим параметром, и, следовательно, выражения (2) и (3) справедливы, когда

$$U_0 / (\hbar \Omega) \gg 1, \quad (4)$$

где $U_0 = m^* \omega_0^2 (L_y / 2)^2 / 2$.

Потенциал $D^{(-)}$ -центра, расположенного в точке $\vec{R}_a = (x_a, y_a, z_a)$, описывается в рамках модели потенциала нулевого радиуса мощностью $\gamma = 2\pi\hbar^2 / (\alpha m^*)$:

$$V_\delta(x, y, z; x_a, y_a, z_a) = \gamma \delta(\vec{r} - \vec{R}_a) \left[1 + (\vec{r} - \vec{R}_a) \nabla_{\vec{r}} \right], \quad (5)$$

где α определяется энергией E_i связанного состояния этого же $D^{(-)}$ -центра в объемном полупроводнике.

Необходимо отметить, что важным достоинством используемой модели (5) является то, что она позволяет получить аналитическое решение для волновой функции локализованного носителя, а также проанализировать дисперсионное уравнение электрона, локализованного на $D^{(-)}$ -центре в КК в поперечном магнитном поле.

1. Дисперсионное уравнение электрона, локализованного на $D^{(-)}$ -центре в квантовом канале

В приближении эффективной массы волновая функция $\Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a)$ электрона, локализованного на короткодействующем потенциале примесного центра, удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$(E_\lambda - \hat{H}) \Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a) = V_\delta(x, y, z; x_a, y_a, z_a) \Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a), \quad (6)$$

где $E_\lambda = -\hbar^2 \lambda^2 / (2 m^*)$ – собственные значения гамильтониана $\hat{H}^\delta = \hat{H} + V_\delta(x, y, z; x_a, y_a, z_a)$.

Одноэлектронная функция Грина к уравнению Шредингера (6), соответствующая источнику в точке $\vec{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ и энергии E_λ , запишется в виде

$$G(x, y, z, x_1, y_1, z_1; E_\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\left(\frac{p_x L_x}{\hbar}\right) \sum_{n,m} \frac{\Psi_{n,m,p_x}^*(x_1, y_1, z_1) \Psi_{n,m,p_x}(x, y, z)}{(E_\lambda - E_{n,m,p_x})}. \quad (7)$$

Уравнение Липпмана – Швингера для $D^{(-)}$ -состояния в КК имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a) &= \\ &= \int_{-L_x/2-\infty}^{+L_x/2+\infty} \int_{-\infty}^{L_z} dx_1 dy_1 dz_1 G(x, y, z, x_1, y_1, z_1; E_\lambda) \times \\ &\times V_\delta(x_1, y_1, z_1; x_a, y_a, z_a) \Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a). \end{aligned} \quad (8)$$

Подставив (5) в (8), получим

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a) &= \gamma G(x, y, z, \rho_a, y_a, z_a; E_\lambda) \times \\ &\times (\hat{T} \Psi_\lambda)(x_a, y_a, z_a; x_a, y_a, z_a), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} (\hat{T} \Psi_\lambda)(x_a, y_a, z_a; x_a, y_a, z_a) &\equiv \\ &\equiv \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{R}_a} \left[1 + (\vec{r} - \vec{R}_a) \nabla_{\vec{r}} \right] \Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a). \end{aligned} \quad (10)$$

Действуя оператором \hat{T} на обе части соотношения (9), получим в общем виде дисперсионное уравнение, определяющее зависимость энергии связи $D^{(-)}$ -состояния от параметров КК, координат $\vec{R}_a = (x_a, y_a, z_a)$ $D^{(-)}$ -центра и величины магнитной индукции:

$$\alpha = \frac{2\pi\hbar^2}{m^*} (\hat{T}G)(x_a, y_a, z_a, x_a, y_a, z_a; E_\lambda). \quad (11)$$

Используя явный вид одночастичных волновых функций (3), а также спектр (2), для функции Грина (7) будем иметь

$$\begin{aligned}
 G(x, y, z, x_a, y_a, z_a; E_\lambda) = & \frac{1}{2\hbar\Omega a^2 L_z} \frac{\Omega}{\omega_0} \int_0^{+\infty} dt \left(\frac{t}{2} + \left(\frac{\omega_B}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right) \right)^{-\frac{1}{2}} \times \\
 & \times \exp \left[- \left(\varepsilon_\lambda + \frac{1}{2} \right) t \right] \left(1 - e^{-2t} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{y_a^2 + y^2}{2a^2} \operatorname{cth}(t) + \frac{y_a y}{a^2 \operatorname{sh}(t)} \right) \times \\
 & \times \exp \left[\frac{\left(i(x - x_a) - (y_a + y) \frac{\omega_B}{\Omega} \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right) \right)^2}{4a^2 \left(\frac{\omega_0}{\Omega} \right)^2 \left(\frac{t}{2} + \left(\frac{\omega_B}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right) \right)} \right] \times \\
 & \times \left(\theta_3 \left(\frac{\pi(z_a - z)}{2L_z}, e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{2L_z^2}} \right) - \theta_3 \left(\frac{\pi(z_a + z)}{2L_z}, e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{2L_z^2}} \right) \right), \quad (12)
 \end{aligned}$$

здесь $\varepsilon_\lambda = |E_\lambda| / (\hbar\Omega) = \eta^2 a^2 / (2a_d^2)$ ($E_\lambda < 0$); $\theta_3(u, q) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} q^{k^2} \exp(2uni)$ – тэта-функция [11]; $a_d = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon \hbar^2 / (m^* |e|^2)$ – эффективный боровский радиус; ε_0 – электрическая постоянная; ε – статическая относительная диэлектрическая проницаемость полупроводникового вещества КК; $\eta^2 = |E_\lambda| / E_d$, $E_d = \hbar^2 / (2m^* a_d^2)$ – эффективная боровская энергия.

Для выделения в (12) расходящейся части воспользуемся интегралом вида

$$\begin{aligned}
 & \int_0^{+\infty} dt t^{-1} \exp \left[- \left(\varepsilon_\lambda + \frac{1}{2} \right) t \right] \exp \left(- \frac{(x - x_a)^2 + (y - y_a)^2}{2a^2 t} \right) \times \\
 & \times \left(\theta_3 \left(\frac{\pi(z_a - z)}{2L_z}, e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{2L_z^2}} \right) - \theta_3 \left(\frac{\pi(z_a + z)}{2L_z}, e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{2L_z^2}} \right) \right). \quad (13)
 \end{aligned}$$

Далее, подставляя полученное выражение для функции Грина в (11), получим дисперсионное уравнение локализованного на $D^{(-)}$ -центре электрона в КК в поперечном магнитном поле:

$$\begin{aligned}
& \frac{2\pi^2 a_d}{a} \sqrt{\eta^2 \frac{a^2}{a_d^2} + 1} = \eta_i - \frac{\pi a_d}{L_z} \int_0^{+\infty} dt \exp \left[- \left(\frac{\eta^2 a^2}{2a_d^2} + \frac{1}{2} \right) t \right] \times \\
& \times \left(\theta_3 \left(0, e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{2L_z^2}} \right) \right) - \left(\theta_3 \left(\frac{\pi z_a}{L_z}, e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{2L_z^2}} \right) \right) \times \left(\frac{1}{t} - \frac{\Omega}{\omega_0} \left(\frac{t}{2} + \left(\frac{\omega_B}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right) \right) \right)^{-\frac{1}{2}} \times \\
& \times \left(1 - e^{-2t} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{y_a^2 \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right)}{a^2} \right) \exp \left(\frac{y_a^2 \left(\frac{\omega_B}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{th}^2 \left(\frac{t}{2} \right)}{a^2 \left(\frac{t}{2} + \left(\frac{\omega_B}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right) \right)} \right), \quad (14)
\end{aligned}$$

где $\eta_i^2 = |E_i|/E_d$ – параметр, характеризующий энергию связанного состояния E_i этого же $D^{(-)}$ -центра в объемном полупроводнике.

Рассмотрим случай, когда примесный уровень расположен между дном и уровнем энергии основного состояния $E_{0,0,1} = \hbar\Omega/2 + \hbar^2 \pi^2 / (2m^* L_z^2)$ (L_z – ширина прямоугольной потенциальной ямы) КК: $E_\lambda = \hbar^2 \lambda'^2 / (2m^*) > 0$, где $\lambda'^2 = \eta^2 / a_d^2$. Замена λ^2 на $-\lambda'^2$ или η^2 на $-\eta^2$ приводит к переходу в дисперсионном уравнении (14) от случая $E_\lambda < 0$ к случаю $E_\lambda > 0$:

$$\begin{aligned}
& \frac{2\pi^2 a_d}{a} \sqrt{-\eta^2 \frac{a^2}{a_d^2} + 1} = \eta_i - \frac{\pi a_d}{L_z} \int_0^{+\infty} dt \exp \left[- \left(-\frac{\eta^2 a^2}{2a_d^2} + \frac{1}{2} \right) t \right] \times \\
& \times \left(\theta_3 \left(0, e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{2L_z^2}} \right) \right) - \left(\theta_3 \left(\frac{\pi z_a}{L_z}, e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{2L_z^2}} \right) \right) \times \left(\frac{1}{t} - \frac{\Omega}{\omega_0} \left(\frac{t}{2} + \left(\frac{\omega_B}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right) \right) \right)^{-\frac{1}{2}} \times \\
& \times \left(1 - e^{-2t} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(-\frac{y_a^2 \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right)}{a^2} \right) \exp \left(\frac{y_a^2 \left(\frac{\omega_B}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{th}^2 \left(\frac{t}{2} \right)}{a^2 \left(\frac{t}{2} + \left(\frac{\omega_B}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right) \right)} \right). \quad (15)
\end{aligned}$$

Волновая функция электрона, локализованного на короткодействующем потенциале $D^{(-)}$ -центра в КК в поперечном магнитном поле, как видно из (9), только постоянным множителем отличается от одноэлектронной функции Грина. Запишем функцию Грина (12) в виде

$$G(x, y, z, x_a, y_a, z_a; E_\lambda) = \frac{1}{a^2 L_z \hbar \Omega} G^{(1)}(x, y, z, x_a, y_a, z_a; E_\lambda), \quad (16)$$

здесь $G^{(1)}(x, y, z, x_a, y_a, z_a; E_\lambda)$ – безразмерная функция Грина.

Тогда для волновой функции $\Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a)$ согласно (9) будем иметь

$$\Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a) = -C_\lambda G^{(1)}(x, y, z; x_a, y_a, z_a; E_\lambda), \quad (17)$$

где $C_\lambda = \left(L_x a L_z \partial G^{(1)}(x, y, z; x_a, y_a, z_a; \epsilon_\lambda) / (\partial \epsilon_\lambda) \right)^{-1/2}$ – нормировочный множитель.

Используя известную методику вычисления нормировочного множителя, получим в случае, когда $E_\lambda < 0$ и $\vec{R}_a = (x_a, 0, L_z/2)$, следующее выражение для C_λ :

$$C_\lambda = \left[\frac{2^{\frac{3}{2}} L_z^2 a}{\sqrt{\epsilon_\lambda + 1/2}} \operatorname{th} \left(\frac{\sqrt{2} L_z \sqrt{\epsilon_\lambda + 1/2}}{2a} \right) \right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (18)$$

а волновая функция связанного состояния будет иметь вид

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda(x, y, z; x_a, 0, L_z/2) &= \left[\frac{2^{\frac{3}{2}} L_z^2 a}{\sqrt{\epsilon_\lambda + 1/2}} \operatorname{th} \left(\frac{\sqrt{2} L_z \sqrt{\epsilon_\lambda + 1/2}}{2a} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \frac{\Omega}{\omega_0} \times \\ &\times \int_0^{+\infty} dt \left(\frac{t}{2} + \left(\frac{\omega_B}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right) \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[- \left(\epsilon_\lambda + \frac{1}{2} \right) t \right] \left(1 - e^{-2t} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{y^2}{2a^2} \operatorname{cth}(t) \right) \times \\ &\times \exp \left[\frac{\left(i(x - x_a) - y \frac{\omega_B}{\Omega} \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right) \right)^2}{4a^2 \left(\frac{\omega_0}{\Omega} \right)^2 \left(\frac{t}{2} + \left(\frac{\omega_B}{\omega_0} \right)^2 \operatorname{th} \left(\frac{t}{2} \right) \right)} \right] \times \end{aligned}$$

$$\times \left(\theta_3 \left(\frac{\pi(L_z/2-z)}{2L_z}, e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{2L_z^2}} \right) - \theta_3 \left(\frac{\pi(L_z/2+z)}{2L_z}, e^{-\frac{\pi^2 a^2 t}{2L_z^2}} \right) \right). \quad (19)$$

2. Пространственная анизотропия энергии связи $D^{(-)}$ -состояния в квантовом канале при наличии поперечного магнитного поля

На рис. 1, 2 представлены результаты численного анализа дисперсионного уравнения (14) применительно к $D^{(-)}$ -состояниям в КК на основе InSb: эффективная масса электрона в InSb и статическая относительная диэлектрическая проницаемость соответственно равны $m^* = 0,0133m_0$ (m_0 – масса покоя электрона) и $\epsilon = 18$, а эффективная боровская энергия составляет $E_d \approx 5,5 \cdot 10^{-4}$ эВ.

Как видно из рис. 1, энергия связи $D^{(-)}$ -состояния в z -направлении достаточно слабо реагирует на изменение внешнего магнитного поля (от 0 до 0,35 Тл) (сравн. кривые 1 и 2 на рис. 1). Это связано, по-видимому, с небольшим вытягиванием $D^{(-)}$ -орбитали в z -направлении за счет ее сжатия в y -направлении КК. Уменьшение энергии связи $D^{(-)}$ -состояния при приближении примесного центра к границе связано с квантовым размерным эффектом. Рост энергии связи $D^{(-)}$ -состояния в поперечном магнитном поле в y -направлении КК (см. рис. 2) обусловлен как динамикой уровня Ландау, так и динамикой примесного уровня. Действительно, как показывают численные оценки, в этом случае магнитная длина a_B ($a_B \approx 50$ нм) оказывается меньше эффективного радиуса связанного $D^{(-)}$ -состояния λ_B^{-1} ($\lambda_B^{-1} \approx 200$ нм), т.е. заметной оказывается динамика примесного уровня. Высокая чувствительность энергии связи $D^{(-)}$ -состояния к величине поперечного магнитного поля в y -направлении КК (ср. кривые 1 и 2 на рис. 2), по-видимому, обусловлена ее пространственной анизотропией, в результате чего задача становится эффективно двухмерной и в соответствии с общей теорией [12] в двухмерных системах в этой модели связанные состояния с достаточно малой энергией связи имеют место даже для трехмерных потенциалов предельно малой мощности, которые не способны локализовать электрон в объемном полупроводнике.

Заключение

В работе методом потенциала нулевого радиуса исследованы $D^{(-)}$ -состояния в КК во внешнем поперечном магнитном поле. Получено дисперсионное уравнение электрона, локализованного на $D^{(-)}$ -центре, с учетом влияния внешнего магнитного поля на $D^{(-)}$ -состояния в КК. Исследована зависимость энергии связи $D^{(-)}$ -состояния от координат $D^{(-)}$ -центра в КК.

Выявлены пространственная анизотропия энергии связи $D^{(-)}$ -состояния в КК и ее высокая чувствительность к внешнему поперечному магнитному полю в y -направлении КК. Последнее обстоятельство открывает перспективы для эффективного управления концентрацией свободных носителей заряда в КК.

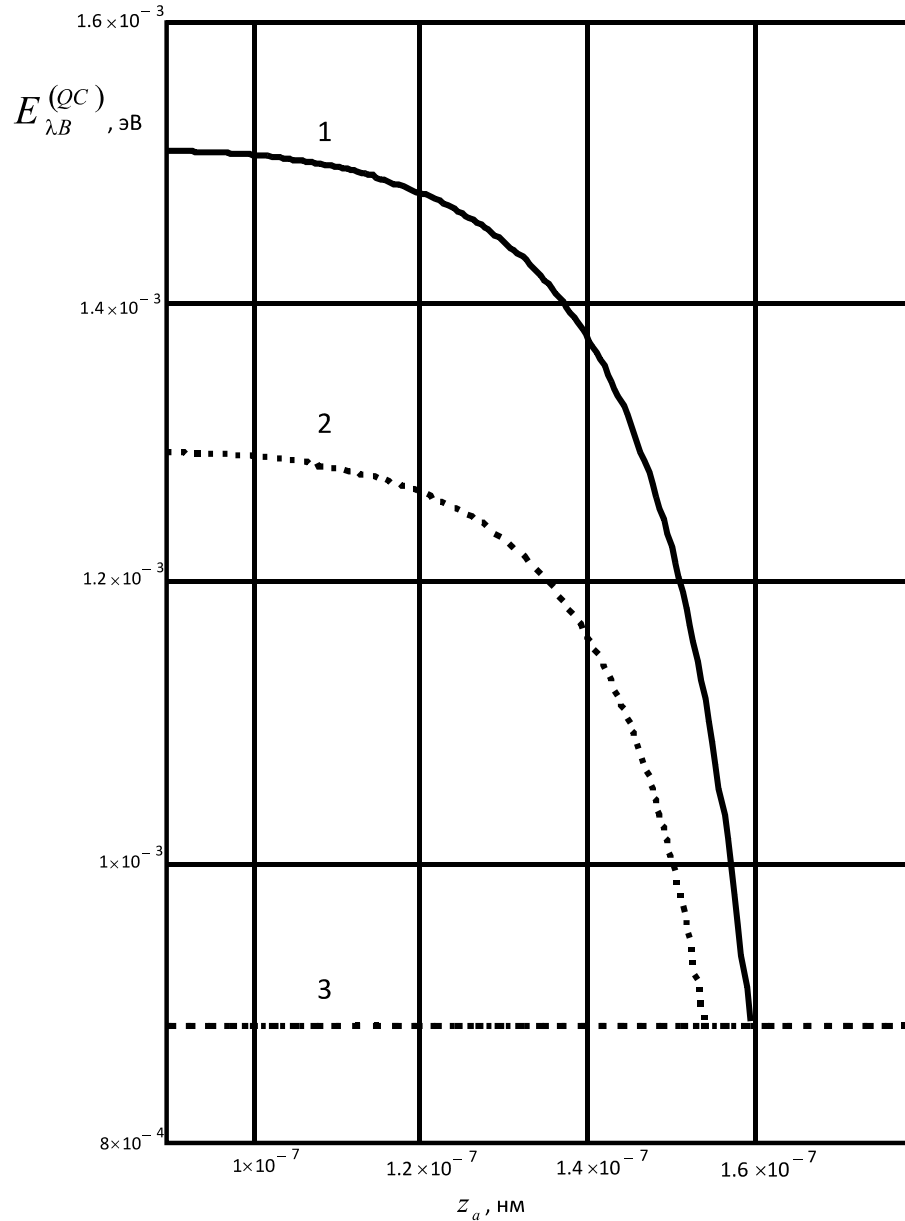


Рис. 1. Зависимость энергии связи $D^{(-)}$ -состояния $E_{\lambda B}^{(QC)}$ ($E_{\lambda} < 0$) в КК на основе InSb ($L_x = 1,432 \cdot 10^4$ нм, $L_y = 2,506 \cdot 10^3$ нм, $L_z = 180$ нм, $U_0 = 0,1$ эВ) от координаты z_a примеси ($|E_i| = 7,7 \cdot 10^{-2}$ эВ) для различных значений величины магнитной индукции B (3 – положение уровня энергии основного состояния электрона в КК для $B = 0$ Тл и $B = 0,35$ Тл соответственно); 1 – $B = 0$ Тл; 2 – $B = 0,35$ Тл

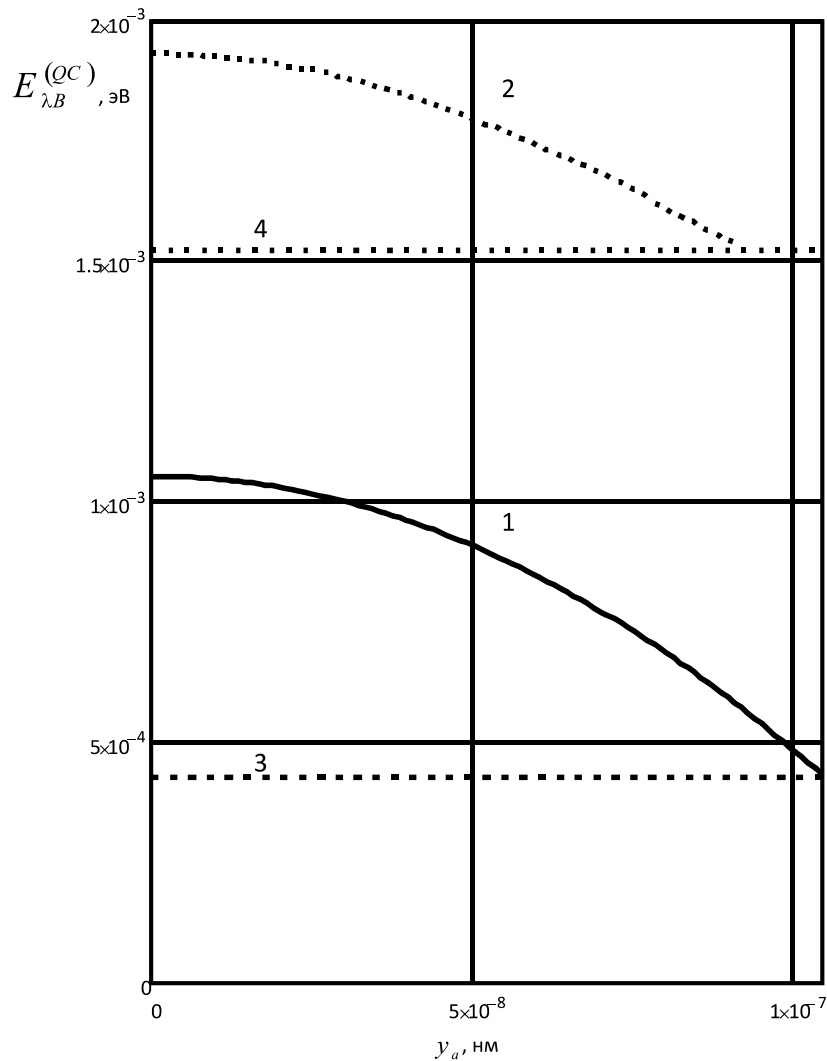


Рис. 2. Зависимость энергии связи $D^{(-)}$ -состояния $E_{\lambda B}^{(QC)}$ ($E_{\lambda} < 0$) в КК на основе InSb ($L_x = 1,432 \cdot 10^4$ нм, $L_y = 2,506 \cdot 10^3$ нм, $L_z = 180$ нм, $U_0 = 0,1$ эВ) от координаты y_a примеси ($|E_i| = 7,7 \cdot 10^{-2}$ эВ) для различных значений величины магнитной индукции В (3 и 4 – положения уровней энергии основного состояния электрона в КК для $B = 0$ Тл и $B = 0,35$ Тл соответственно); 1 – $B = 0$ Тл; 2 – $B = 0,35$ Тл

Список литературы

1. **Krevchik, V. D.** Transfer processes in low-dimensional systems / V. D. Krevchik, A. V. Grunin, A. K. Aringazin, M. B. Semenov // UT Research Institute Press. – Tokyo, Japan. – 2005. – 690 p.
2. **Кревчик, В. Д.** Метод потенциала нулевого радиуса в физике низкоразмерных систем : монография / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин. – Пенза : Изд-во ПГУ, 2007. – 348 с.
3. **Авотина, Е. С.** Нелинейный кондактанс квантового контакта, содержащего единичные дефекты / Е. С. Авотина, Ю. А. Колесниченко // Физика низких температур. – 2004. – № 2. – Т. 30. – С. 209.

4. **Кревчик, В. Д.** Эффект увлечения одномерных электронов при фотоионизации $D^{(-)}$ -центров в продольном магнитном поле / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45. – № 7. – С. 1272.
5. **Кревчик, В. Д.** Энергетический спектр и магнитооптические свойства $D^{(-)}$ -центра в квантовом сужении / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, А. А. Марко // Физика и техника полупроводников. – 2006. – Т. 40. – №4. – С. 433.
6. **Гейлер, В. А.** Проводимость квантовой проволоки в продольном магнитном поле / В. А. Гейлер, В. А. Маргулис, Л. И. Филина // ЖЭТФ. – 1998. – Т. 113. – С. 1377.
7. **Кревчик, В. Д.** Двумерные $D^{(-)}$ -состояния в продольном магнитном поле / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, В. В. Евстифеев // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2005. – № 5. – С. 25.
8. **Huant, S.** Two-dimensional D^- -Centers / S. Huant, S. P. Najda, V. Etienne // Phys. Rev. Lett. – 1990. – V. 65. – № 12. – P. 1486.
9. **Карпунин, В. В.** Гибридно-фононные резонансы в квантовом канале / В. В. Карпунин, В. А. Маргулис // Физика и техника полупроводников. – 2008. – Т. 42. – № 6. – С. 711.
10. **Кревчик, В. Д.** Эффект гибридизации размерного и магнитного квантования в спектрах оптического поглощения наногетеросистем с $D^{(-)}$ -состояниями / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, М. Б. Семенов, А. А. Марко // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2004. – № 10. – С. 67.
11. **Бейтмен, Г.** Высшие трансцендентные функции / Г. Бейтмен, А. Эрдейи. – М. : Наука, 1973. – Т. 1, 2.
12. **Ландау, Л. Д.** Квантовая механика. Нерелятивистская теория / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1974.

Кревчик Владимир Дмитриевич
доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий кафедрой
физики, Пензенский государственный
университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Грунин Александр Борисович
доктор физико-математических наук,
профессор, кафедра физики, Пензенский
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Губина Светлана Александровна
аспирант, Пензенский
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Krevchik Vladimir Dmitrievich
Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, head of physics
sub-department, Penza State University

Grunin Alexandr Borisovich
Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, sub-department
of physics, Penza State University

Gubina Svetlana Alexandrovna
Postgraduate student,
Penza State University

УДК 539.23; 539.216.1

Кревчик, В. Д.

Особенности энергетического спектра $D^{(-)}$ -центра в квантовом канале при наличии поперечного магнитного поля / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, С. А. Губина // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2010. – № 2 (14). – С. 94–104.