

УДК 539.23; 539.216.1

В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, Е. А. Тюрин, Ю. Д. Пальченков

МОДЕЛЬ КУБИТА НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ С УПРАВЛЯЕМОЙ ПЕРЕДИСЛОКАЦИЕЙ ДВУХЦЕНТРОВОЙ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Аннотация. Теоретически рассмотрена модель кубита на полупроводниковой точке (КТ) с D_2^- -центром с управляемой внешним электрическим полем передислокацией двухцентрковой волновой функции. Ортонормированный базис кубита $|0\rangle$ и $|1\rangle$ выбран таким образом, чтобы соответствовать локализованным состояниям электрона на центрированном доноре и на доноре, смещенном к границе КТ. Показано, что эффект передислокации двухцентрковой волновой функции связан со смещением центра тяжести электронного облака как по энергии (квантоворазмерный эффект Штарка), так и по координате. Показана возможность реализации в таком кубите квантового вентили NE (NOT).

Ключевые слова: кубит, квантовая точка, эффект передислокации двухцентрковой волновой функции, термы, спектр фотовозбуждения.

Abstract. Studied theoretically for the quantum bit model of semiconductor quantum dot with D_2^- -center with controlled external electric field of the relocation of two-center wave function. Orthonormal basis quantum bit $|0\rangle$ and $|1\rangle$ are selected in such a way as to conform to the localized electron states centered on the donor and the donor, biased to the border of CT. It is shown that the effect of relocation of the two-center wave function associated with the displacement of the center of gravity of the electron cloud as the energy (quantum-Stark effect) and to coordinate. The possibility of realization in such quantum bit quantum gate (NOT).

Keywords: quantum bit, quantum dot, the effect of relocation of the two-center wave function, the terms, the range of photoexcitation.

Модель кубита

Кубит, или квантовый бит, – это вектор единичной длины в двухмерном комплексном пространстве, в котором зафиксирован некоторый базис $\{|0\rangle, |1\rangle\}$. Следует отметить, что, в отличие от классического бита, кубиты могут находиться в суперпозиции $|0\rangle$ и $|1\rangle$, т.е. $a|0\rangle + b|1\rangle$, где a и b – комплексные числа, такие что $|a|^2 + |b|^2 = 1$. В рассматриваемой нами модели предполагается, что квантовая точка (КТ) имеет сферическую форму с радиусом R_0 , и начало системы координат совпадает с ее центром.

Для невозмущенных примесными одноэлектронных состояний в продольном магнитном поле гамильтониан в выбранной модели имеет вид

$$\hat{H} = -\hbar^2 / (2m^*) \nabla^2 + m^* \omega_0^2 (x^2 + y^2 + z^2) / 2 - |e| E x, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса электрона; ω_0 – характерная частота удерживающего потенциала КТ; $|e|$ – абсолютное значение заряда электрона; x, y, z – прямоугольные декартовы координаты; E – напряженность электрического поля в КТ.

Собственные значения E_{n_1, n_2, n_3} и соответствующие собственные функции Ψ_{n_1, n_2, n_3} гамильтониана (1) даются выражениями вида

$$E_{n_1, n_2, n_3} = \hbar \omega_0 (n_1 + n_2 + n_3 + 3/2) - |e|^2 E^2 / (2m^* \omega_0^2); \quad (2)$$

$$\Psi_{n_1, n_2, n_3}(x, y, z) = 2^{-\frac{n_1+n_2+n_3}{2}} (n_1! n_2! n_3!)^{-\frac{1}{2}} \pi^{-\frac{3}{4}} a^{-\frac{3}{2}} \times \\ \times \exp\left(-\left[(x-x_0)^2 + y^2 + z^2\right] / (2a^2)\right) H_{n_1}\left(\frac{x-x_0}{a}\right) H_{n_2}\left(\frac{y}{a}\right) H_{n_3}\left(\frac{z}{a}\right), \quad (3)$$

где $n_1, n_2, n_3 = 0, 1, 2, \dots$ – квантовые числа, соответствующие уровням энергии осцилляторной сферически-симметричной потенциальной ямы; $a = \sqrt{\hbar / (m^* \omega_0)}$ – характерная длина трехмерного осциллятора; $x_0 = |e| E / (m^* \omega_0^2)$ – x -координата смещенного в электрическом поле положения равновесия трехмерного осциллятора; $H_n(x)$ – полиномы Эрмита.

Пусть D^0 -центры расположены в точках $\vec{R}_{a1} = (x_{a1}, y_{a1}, z_{a1})$ и $\vec{R}_{a2} = (x_{a2}, y_{a2}, z_{a2})$, здесь $\vec{R}_{ai} = (x_{ai}, y_{ai}, z_{ai})$, $i = 1, 2$, – прямоугольные декартовы координаты примесных центров. Двухцентровой потенциал моделируется суперпозицией потенциалов нулевого радиуса мощностью $\gamma_i = 2\pi\hbar^2 / (\alpha_i m^*)$ и в декартовой системе координат имеет вид

$$V_\delta(\vec{r}; \vec{R}_{a1}, \vec{R}_{a2}) = \sum_{i=1}^2 \gamma_i \delta(\vec{r} - \vec{R}_{ai}) \times [1 + (\vec{r} - \vec{R}_{ai}) \nabla_{\vec{r}}], \quad (4)$$

где α_i определяется энергией $E_{i2} = -\hbar^2 \alpha_i^2 / (2m^*)$ электронного локализованного состояния на этих же D^0 -центрах в массивном полупроводнике.

В приближении эффективной массы волновая функция электрона $\Psi_{\lambda_2}(\vec{r}; \vec{R}_{a1}, \vec{R}_{a2})$, локализованного на D_2^0 -центре в КТ, находящейся во внешнем электрическом поле, удовлетворяет уравнению Липпмана – Швингера для связанного состояния и может быть представлена в виде линейной комбинации:

$$\Psi_{\lambda_2}(\vec{r}; \vec{R}_{a1}, \vec{R}_{a2}) = \sum_{i=1}^2 \lambda_i c_i G(\vec{r}; \vec{R}_{a1}, E_{\lambda_2}^{(0)}), \quad (5)$$

где $c_i = (\hat{T}_i \Psi_{\lambda_2})(R_{a1}, R_{a2}, R_{a3})$; $\hat{T}_i = \lim_{r \rightarrow R_{a1}} [1 + (\vec{r} - \vec{R}_{ai}) \nabla_{\vec{r}}]$; $G(\vec{r}, \vec{R}_{ai}, E_{\lambda_2}^{(0)})$ – одноэлектронная функция Грина, соответствующая источнику в точке R_{ai} и энергии $E_{\lambda_2}^{(0)} = -\hbar^2 \lambda^2 / (2m^*)$ ($E_{\lambda_2}^{(0)}$ – энергия связанного состояния электрона в поле D^0 -центров, отсчитываемая от дна КТ).

Решение задачи на связанные D_2^- -состояния в КТ, помещенной во внешнее электрическое поле, сводится к построению одноэлектронной функции Грина $G(\vec{r}, \vec{R}_{ai}; E_{\lambda_2}^{(0)})$ для уравнения Шредингера:

$$\begin{aligned} G(\vec{r}, \vec{R}_{ai}, E_{\lambda_2}^{(0)}) = & -(2\pi)^{-\frac{3}{2}} \beta^{-\frac{1}{2}} E_d^{-1} a_d^{-3} \times \left[\int_0^\infty dt \exp \left[-\beta E_{\lambda_2}^{(QD)} t / E_d \right] \right] \left\{ (1 - e^{-2t})^{-\frac{3}{2}} \times \right. \\ & \times \exp \left[-\frac{(x_{ai} - x_0)^2 + y_{ai}^2 + z_{ai}^2 + (x - x_0)^2 + y^2 + z^2}{2a^2} \right] \times \\ & \times \exp \left[\frac{2(x_{ai} - x_0)(x - x_0)e^{-t} - [(x_{ai} - x_0)^2 + (x - x_0)^2]e^{-2t}}{a^2(1 - e^{-2t})} \right] + \\ & + \exp \left[\frac{2y_{ai}ye^{-t} - (y_{ai}^2 + y^2)e^{-2t}}{a^2(1 - e^{-2t})} \right] \exp \left[\frac{2z_{ai}ze^{-t} - (z_{ai}^2 + z^2)e^{-2t}}{a^2(1 - e^{-2t})} \right] - \\ & \left. - t^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{(x - x_{ai})^2 + (y - y_{ai})^2 + (z - z_{ai})^2}{2a^2 t} \right] \right\} + \\ & + 2\sqrt{\pi}\beta \times \frac{\exp \left[-\sqrt{E_{\lambda_2}^{(QD)}} / E_d \sqrt{(x - x_{ai})^2 + (y - y_{ai})^2 + (z - z_{ai})^2} / a_d^2 \right]}{\sqrt{(x - x_{ai})^2 + (y - y_{ai})^2 + (z - z_{ai})^2} / a_d^2} \Bigg], \quad (6) \end{aligned}$$

где $\beta = R_0^* / (4\sqrt{U_0^*})$; $R_0^* = 2R_0 / a_d$; $U_0^* = U_0 / E_d$; U_0 – амплитуда потенциала конфинмента КТ; E_d, a_d – эффективная боровская энергия и боровский радиус соответственно; $|E_{\lambda_2}^{(QD)}| = 3/2 \hbar \omega_0 - |e|^2 E^2 / (2m^* \omega_0^2) + |E_{\lambda_2}^{(0)}|$ – энергия связи D_2^- -состояния в КТ во внешнем электрическом поле.

Используя известную процедуру метода потенциала нулевого радиуса [1], получим уравнение, определяющее зависимость энергии связи $E_{\lambda_2}^{(QD)}$ электрона, локализованного на D_2^0 -центре, от координат D^0 -центров, параметров КТ и величины напряженности внешнего электрического поля:

$$\gamma_1 a_{11} + \gamma_2 a_{22} - 1 = \gamma_1 \gamma_2 (a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}), \quad (7)$$

где $a_{ij} = (\hat{T}G)(\vec{R}_{ai}, \vec{R}_{aj}, E_{\lambda_2}^{(0)})$; $i, j = 1, 2$.

Коэффициенты a_{ij} , входящие в (7), с учетом (6) запишутся в виде

$$\begin{aligned} a_{ij} = & -(4\pi)^{-\frac{3}{2}} \beta^{-\frac{1}{2}} E_d^{-1} a_d^{-3} \left[\int_0^\infty dt \exp \left[-\beta E_{\lambda}^{(QD)} t / E_d \right] \left\{ 2^{\frac{3}{2}} (1 - e^{-2t})^{-\frac{3}{2}} \times \right. \right. \\ & \times \exp \left[-\frac{\left((x_{ai} - x_0)^2 + y_{ai}^2 + z_{ai}^2 \right) th(t/2)}{a^2} \right] - t^{\frac{3}{2}} \left. \right\} - 2\sqrt{\pi \beta E_{\lambda}^{(QD)} / E_d} \left. \right]; \quad (8) \\ a_{ij} = & -(4\pi)^{-\frac{3}{2}} \beta^{-\frac{1}{2}} E_d^{-1} a_d^{-3} \times \left[\int_0^\infty dt \exp \left[-\beta E_{\lambda}^{(QD)} t / E_d \right] \left\{ 2^{\frac{3}{2}} (1 - e^{-2t})^{-\frac{3}{2}} \times \right. \right. \\ & \times \exp \left[-\frac{\left((x_{ai} - x_0)^2 + y_{ai}^2 + z_{ai}^2 \right) \text{cth}(t)}{2a^2} \right] \exp \left[-\frac{\left((x_{aj} - x_0)^2 + y_{aj}^2 + z_{aj}^2 \right) \text{cth}(t)}{2a^2} \right] \times \\ & \times \exp \left[\frac{2e^{-t} \left((x_{aj} - x_0)(x_{ai} - x_0) + y_{aj}y_{ai} + z_{aj}z_{ai} \right)}{a^2 (1 - e^{-2t})} \right] - \\ & - t^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{\left((x_{ai} - x_{aj})^2 + (y_{ai} - y_{aj})^2 + (z_{ai} - z_{aj})^2 \right)}{2a^2 t} \right] \left. \right\} + 2\sqrt{\pi \beta} \times \\ & \times \frac{\exp \left[-\sqrt{E_{\lambda}^{(QD)} / E_d} \sqrt{\left((x_{ai} - x_{aj})^2 + (y_{ai} - y_{aj})^2 + (z_{ai} - z_{aj})^2 \right) / a_d^2} \right]}{\sqrt{\left((x_{ai} - x_{aj})^2 + (y_{ai} - y_{aj})^2 + (z_{ai} - z_{aj})^2 \right) / a_d^2}} \left. \right]. \quad (9) \end{aligned}$$

В случае, когда $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$, уравнение (7) распадается на два уравнения, определяющих симметричное (g -терм) и антисимметричное (u -терм) состояния электрона соответственно:

$$\gamma a_{11} + \lambda a_{12} = 1 \quad (c_1 = c_2); \quad (10)$$

$$\gamma a_{11} - \lambda a_{12} = 1 \quad (c_1 = -c_2). \quad (11)$$

На основании (5) и (6) с помощью условия нормировки можно получить окончательное выражение для волновой функции g - и u -состояний (верхние и нижние знаки соответственно) электрона в КТ во внешнем электрическом поле ($\bar{R}_{a1} = (0, 0, 0)$ и $\bar{R}_{a2} = (x_{a2}, y_{a2}, z_{a2})$ – координаты D^0 -центров) [2, 3]:

$$\begin{aligned} \Psi_{\lambda}(x, y, z, 0, 0, 0, x_{a2}, y_{a2}, z_{a2}) = & -2^{-\frac{5}{2}} \pi^{-1} \beta^{-\frac{3}{4}} a_d^{-\frac{3}{2}} \times \left[\frac{1}{\eta_1^2} \frac{\Gamma(\beta E_{\lambda}^{(QD)} / E_d)}{\Gamma(\beta E_{\lambda}^{(QD)} / E_d + 1/2)} \times \right. \\ & \times F\left(\frac{1}{2}, \left(\beta E_{\lambda}^{(QD)} / E_d\right) + \frac{1}{2}, -\frac{x_0^2}{a^2}\right) + \frac{1}{\eta_2^2} \frac{\Gamma(\beta E_{\lambda}^{(QD)} / E_d)}{\Gamma(\beta E_{\lambda}^{(QD)} / E_d + 1/2)} \times \\ & \times F\left(\frac{1}{2}, \left(\beta E_{\lambda}^{(QD)} / E_d\right) + \frac{1}{2}, -\frac{(x_{a2} - x_0)^2 + y_{a2}^2 + z_{a2}^2}{a^2}\right) \pm 2^{-\frac{1}{4}} \pi^{-\frac{1}{2}} \frac{1}{\eta_1 \eta_2} \times \\ & \times \exp\left[\frac{(x_{a2} - x_0)^2 x_0}{a^2}\right] \left(\frac{x_{a2}^2 + y_{a2}^2 + z_{a2}^2}{2a^2}\right)^{-\frac{1}{4}} \Gamma\left(\frac{\beta E_{\lambda}^{(QD)}}{E_d}\right) \times \\ & \times W_{-\frac{\beta E_{\lambda}^{(QD)}}{E_d} + \frac{1}{4}, \frac{1}{4}}\left(\frac{x_{a2}^2 + y_{a2}^2 + z_{a2}^2}{a^2}\right) \Bigg]^{\frac{1}{2}} \left\{ \frac{1}{\eta_1} \exp\left[\frac{(x - x_0)x_0}{a^2}\right] \times \right. \\ & \times \left(\frac{x^2 + y^2 + z^2}{a^2}\right)^{-\frac{3}{4}} \Gamma\left(\frac{\beta E_{\lambda}^{(QD)}}{E_d}\right) \times W_{-\frac{\beta E_{\lambda}^{(QD)}}{2E_d} + \frac{3}{4}, \frac{1}{4}}\left(\frac{x^2 + y^2 + z^2}{a^2}\right) \pm \\ & \pm \frac{1}{\eta_2} \exp\left[-\frac{(x_{a2} - x_0)(x - x_0) + y_{a2}y + z_{a2}z}{a^2}\right] \times \\ & \times \left(\frac{(x - x_{a2})^2 + (y - y_{a2})^2 + (z - z_{a2})^2}{a^2}\right)^{-\frac{3}{4}} \times \end{aligned}$$

$$\times \Gamma \left(\frac{\beta E_{\lambda}^{(QD)}}{2E_d} \right) \times W \frac{\beta E_{\lambda}^{(QD)}}{2E_d} + \frac{3}{4} \frac{1}{4} \left(\frac{(x-x_{a2})^2 + (y-y_{a2})^2 + (z-z_{a2})^2}{a^2} \right) \Bigg\}, \quad (12)$$

где параметр $\eta_k^2 = |(E_i)_k|/E_d$ определяется энергией связанного состояния $(E_i)_k = -\hbar^2 (\alpha_i)_k^2 / (2m^*)$ k -го $D^{(-)}$ -центра в массивном полупроводнике ($k = 1, 2$); $\Gamma(x)$ – гамма-функция; $F(a, b, z)$ – вырожденная гипергеометрическая функция; $W_{\mu, \nu}(z)$ – функция Уиттекера.

Уравнения (10), (11) и функциональная зависимость (12) допускают компьютерный анализ. Это позволяет проследить за эволюцией g - и u -термов с изменением напряженности электрического поля в КТ.

На рис. 1 показана зависимость энергии связи электрона $|E_{\lambda_2}^{(QD)}|$ от расстояния R_{12} ($R_{12} \equiv x_{a2}$) между D^0 -центрами ($\vec{R}_{a1} = (0, 0, 0)$ и $\vec{R}_{a2} = (x_{a2}, 0, 0)$) в КТ на основе *InSb*.

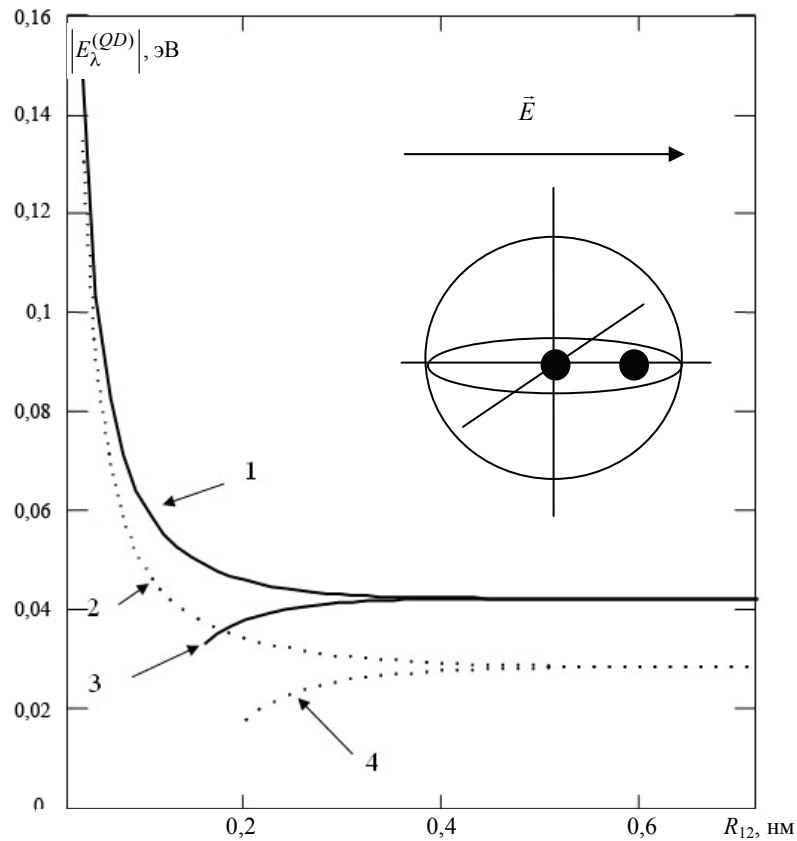


Рис. 1. Термы молекулярного иона D_2^- в КТ на основе *InSb* для различных значений напряженности электрического поля E при $|E_i| = 1,4 \times 10^{-2}$ эВ, $R_0 = 71,6$ нм, $U_0 = 0,2$ эВ (1, 2 – g -терм; 3, 4 – u -терм): 1 и 3 – $E = 0$ В/м; 2 и 4 – $E = 1,5 \times 10^4$ В/см

Из рис. 1 видно, что в электрическом поле условия существования g -состояния становятся менее жесткими и несколько увеличивается координатная область существования этого состояния (ср. кривые 1 и 2). В то же время условия существования u -состояния становятся более жесткими, что видно из сравнения кривых 3 и 4. Энергия связи D_2^- -состояния в электрическом поле незначительно уменьшается (ср. кривые 1, 3 и 2, 4), что обусловлено квантово-размерным эффектом Штарка. На рис. 2 приведена зависимость расщепления $|E_{\lambda g}^{(QD)} - E_{\lambda u}^{(QD)}|$ между g - и u -термами от напряженности электрического поля.

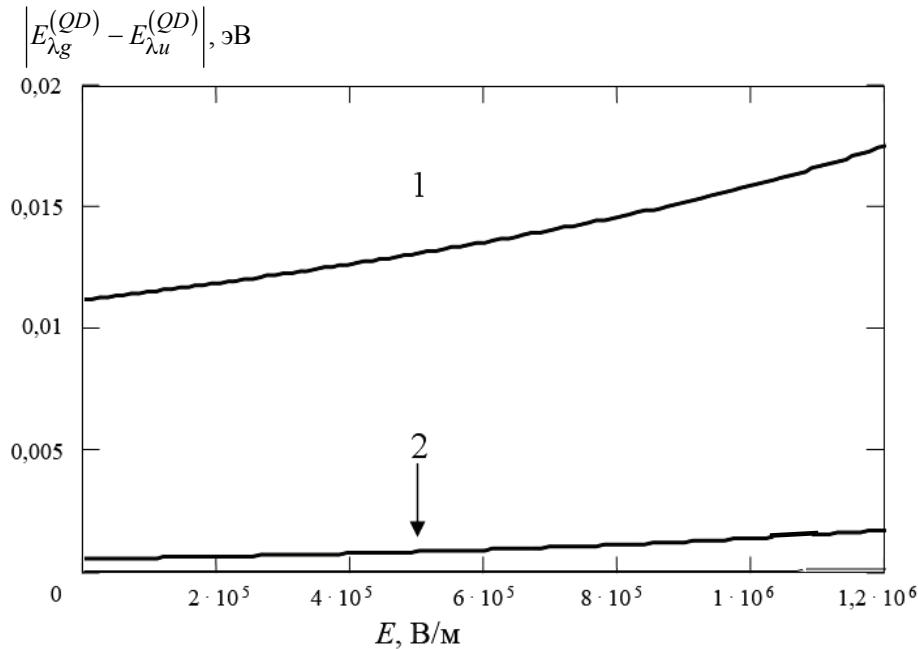


Рис. 2. Зависимость величины расщепления между g - и u -термами $|E_{\lambda g}^{(QD)} - E_{\lambda u}^{(QD)}|$

от напряженности электрического поля E в КТ на основе $InSb$
 при $|E_i| = 1,4 \times 10^{-2}$ эВ, $R_0 = 71,6$ нм, $U_0 = 0,2$ эВ для различных значений
 расстояния между D^0 -центрами R_{12} : 1 – $R_{12} = 18$ нм; 2 – $R_{12} = 35,8$ нм

Незначительное увеличение величины расщепления с ростом напряженности поля, по-видимому, связано с примерно одинаковым изменением энергии связи g - и u -состояний в электрическом поле. Расщепление становится заметным лишь при небольших расстояниях между D^0 центрами. На рис. 3 представлены спектральные зависимости коэффициента примесного поглощения квазиуменьшенной структуры с D_2^- -центрами. Как видно, спектр фотовозбуждения D_2^- -центра, представляет собой полосу, граница которой смещается в длинноволновую область спектра с ростом величины напряженности электрического поля. Что связано с соответствующей динамикой g - и u -термов в электрическом поле.

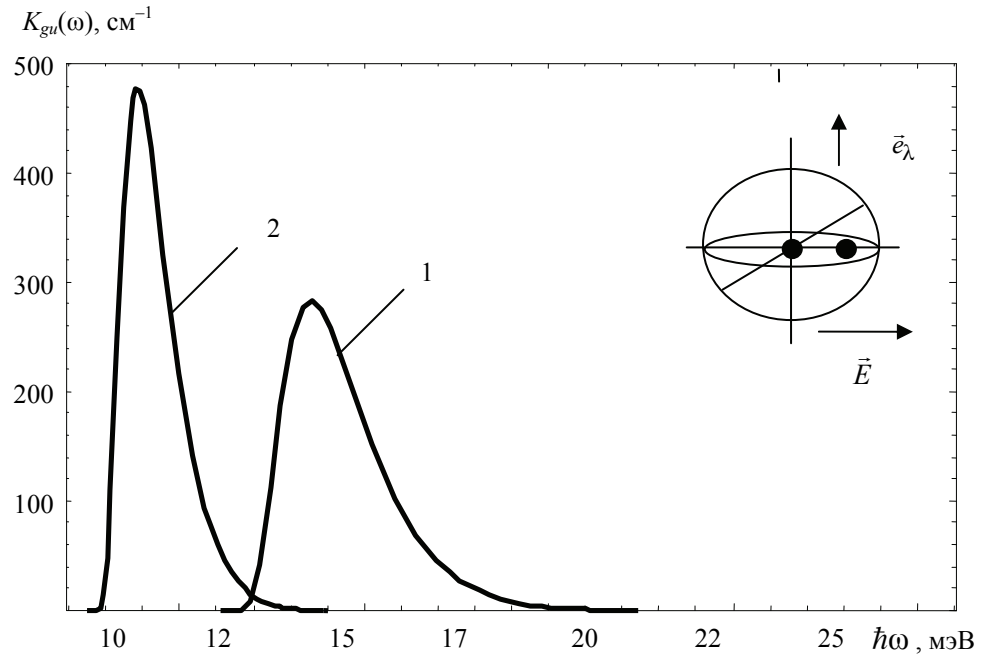


Рис. 3. Спектральная зависимость коэффициента примесного поглощения квазиульмерной структуры в случае фотовозбуждения D_2^- -центра в КТ при $U = 0,14$ эВ, $R_0 = 65$ нм, $R_{12} = 32$ нм при изменении электрического поля: 1 – $E = 0$ В/см; 2 – $E = 10^5$ В/см

Квантовый вентиль

Квантовый вентиль $HE(NOT)$ X задается матрицей вида $X = |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|$. В рассматриваемой модели кубита базис определен как $\Psi_{\lambda_2}(0,0,0;0,0,0) = |0\rangle$ и $\Psi_{\lambda_2}\left(0,0,0;\frac{d}{2},0,0\right) = |1\rangle$, а вентиль $X \equiv W_p = -|e|Ex$, где $|e|$ – величина заряда электрона; E – напряженность внешнего электрического поля. Физическая картина работы однокубитового логического элемента $HE(NOT)$ на основе системы «КТ- D_2^- -центр» с вентилем W_p представлена на рис. 4.

Согласно рис. 4 (кривая 1) при отсутствии электрического поля электронное облако примерно с равной вероятностью распределено между D^0 -центрами, что соответствует суперпозиции электронных состояний $a|0\rangle + b|1\rangle$. При включении электрического поля в зависимости от его направления происходит передислокация двухцентровой волновой функции либо к центральному донору (булев $|0\rangle$, кривая 3), либо к донору, смещенному к границе КТ (булева $|1\rangle$, кривая 2). Таким образом, изменение направления электрического поля (при заданной величине напряженности) приводит к преобразованию кубита (см. вставку на рис. 4). Считывание состояний кубита можно осуществить методами спектроскопии, разработанными применительно к одной КТ.

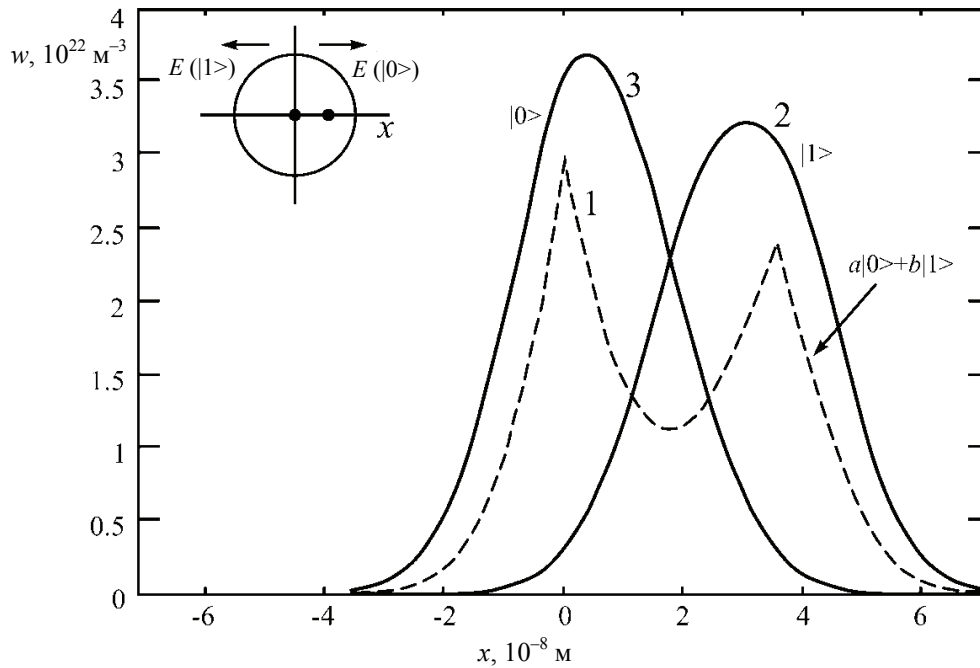


Рис. 4. Координатная зависимость электронной плотности вероятности

$$W = \left| \Psi_{\lambda_2} \left(x, 0, 0, 0; \frac{a_d}{2}, 0, 0 \right) \right|^2 \text{ для } g\text{-состояния } D_2^- \text{-центра}$$

$$\left(\vec{R}_{a_1} = (0, 0, 0), \vec{R} = \left(\frac{a_d}{2}, 0, 0 \right) \right) \text{ в КТ на основе } InSb \text{ радиусом } R_0 = 72 \text{ нм};$$

$$U_0 = 0,2 \text{ эВ}; 1 - E = 0 \text{ В/м}; 2 - E = 1,4 \cdot 10^6 \text{ В/м}; 3 - E = -1,4 \cdot 10^6 \text{ В/м}$$

В рассматриваемом нами случае это может быть анализ спектра фотовозбуждения D_2^- -центра в КТ, связанного с оптическим переходом электрона между g - и i -термами. Так, например, состояниям кубита $|0\rangle$ и $|1\rangle$ будут соответствовать различные пороги фотовозбуждения. Необходимо отметить, что развитие высокочувствительных приемников оптического излучения, например структур с переносом заряда (ПЗС-матриц) и лавинных диодов, в сочетании с оптической микроскопией с дифракционно-ограниченным пространственным разрешением (200–500 нм) позволяет решить проблему оптической спектроскопии одной КТ.

Список литературы

1. **Кревчик, В. Д.** Особенности квантово-размерного эффекта Штарка в спектрах примесного поглощения квазиуменьренных структур / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, С. Е. Игошина, В. В. Евстифеев, А. В. Разумов // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2007. – № 1. – С. 124–132.
2. **Кревчик, В. Д.** Эффект передислокации квазиуменьренной электронной волновой функции в D_2^- -системе / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, Л. Н. Туманова // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. – 2006. – № 5. – С. 200–208. – (Естественные науки).

3. **Кревчик, В. Д.** Эффект передислокации электронной волновой функции в D_2^- -системе в квантовой точке во внешнем электрическом поле / В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, Л. Н. Туманова, В. А. Прошкин, А. М. Иванов // Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение : сборник трудов V Всероссийской молодежной научной школы, посвященной 75-летию Мордовского государственного университета Н. П. Огарева. – Саранск : Изд-во Мордов. гос. ун-та. – 2006. – С. 19.
-

Кревчик Владимир Дмитриевич

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

E-mail: physics@pnzgu.ru

Krevchik Vladimir Dmitrievich

Doctor of physico-mathematical sciences,
professor, head of physics sub-department,
Penza State University

Разумов Алексей Викторович

кандидат физико-математических наук,
доцент, кафедра общей физики,
Пензенский государственный
педагогический университет
им. В. Г. Белинского

E-mail: physics@pnzgu.ru

Razumov Aleksey Viktorovich

Candidate of physico-mathematical
sciences, associate professor,
sub-department of general physics,
Penza State Pedagogical University
named after V. G. Belinsky

Тюрин Евгений Александрович

ведущий электроник, кафедра физики,
Пензенский государственный
университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Tyurin Evgeny Alexandrovich

Chief electronic engineer, sub-department
of physics, Penza State University

Пальченков Юрий Дмитриевич

кандидат технических наук,
профессор, кафедра радиотехники
и радиоэлектронных систем, Пензенский
государственный университет

E-mail: physics@pnzgu.ru

Palchenkov Yuriy Dmitrievich

Candidate of engineering sciences,
professor, sub-department of radio
engineering and radio-electronic systems,
Penza State University

УДК 539.23; 539.216.1

Кревчик, В. Д.

Модель кубита на основе полупроводниковой квантовой точки с управляемой передислокацией двухцентровой волновой функции во внешнем электрическом поле / В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, Е. А. Тюрин, Ю. Д. Пальченков // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2010. – № 1 (13). – С. 91–100.