

В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов,
А. В. Разумов, З. А. Гаврина, П. В. Кревчик

ДВУХФОТОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ 1D-ДИССИПАТИВНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ В КВАНТОВЫХ МОЛЕКУЛАХ С D⁻-ЦЕНТРАМИ

Аннотация. В одноинстантонном приближении проведено теоретическое исследование влияния электрического поля на процесс туннелирования в квантовой молекуле с D⁻-центром. Показано, что наличие электрического поля приводит к трансформации двухъямного потенциала и, как следствие, к появлению на полевой зависимости вероятности туннелирования резонансного пика, когда двухъямный осцилляторный потенциал становится симметричным. Найдено, что данная особенность может быть идентифицирована в спектрах двухфотонного примесного поглощения.

Ключевые слова: диссипативное туннелирование, двухфотонная спектроскопия.

Abstract. Theoretical investigation of the electric field influence on tunnel process in quantum molecule with D⁻-center is fulfilled in one – instanton approximation. It is shown, that the presence of electric field leads to the double – well transformation, and, as consequence, to appearance of the resonance peak on the tunnel probability field dependence, when the double – well oscillator potential become a symmetric one. It is found, than such feature can be identified in spectra of two – photon impurity absorption.

Keywords: dissipative tunneling, two – photon spectroscopy.

Введение

В настоящее время двухфотонная (ДФ) спектроскопия широко применяется для исследования зонной структуры низкоразмерных систем как неразрушающий метод считывания информации в устройствах трехмерной оптической памяти для изучения когерентных свойств излучения, а также в целом ряде приложений. Развитие технологии получения квантовых молекул (КМ) (туннельно-связанных квантовых точек (КТ)) требует расширения возможностей ДФ спектроскопии, в частности, применительно к исследованию особенностей диссипативного туннелирования. Необходимо отметить, что квантовое туннелирование оказывается важным при исследовании электронного транспорта через молекулярные нити, структуры с КТ или квантовыми ямами, а также в низкотемпературных химических реакциях [1–6]. Для рассмотрения таких систем удобным оказывается применение инстантонного подхода. Использование науки о квантовом туннелировании с диссипацией для изучения взаимодействия КМ с контактной средой оказывается продуктивным, поскольку, несмотря на использование инстантонных подходов, появляется возможность получить основные результаты в аналитической форме с учетом влияния среды на процесс туннельного переноса, что в других часто используемых подходах не представляется возможным.

Цель работы заключается в теоретическом изучении особенностей ДФ примесного поглощения света, связанных с влиянием электрического поля на процесс 1D-туннелирования в КМ.

Энергия связи D^- -состояния в электрическом поле

Рассмотрим полупроводниковую КТ, содержащую D^- -центр и находящуюся в электрическом поле напряженностью $\vec{E}_0$. Вычисления проведем в декартовых координатах.

Для описания одноэлектронных состояний в КТ используем потенциал конфинмента в виде трехмерной осцилляторной ямы:

$$V_0(x, y, z) = \frac{m^* \omega_0^2 (x^2 + y^2 + z^2)}{2}, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса электрона; ω_0 – характерная частота осциллятора.

Волновая функция и энергетический спектр одноэлектронных состояний будут иметь вид

$$\begin{aligned} \Psi_{n_1 n_2 n_3}(x, y, z) = & 2^{-\frac{n_1+n_2+n_3}{2}} (n_1! n_2! n_3!)^{-\frac{1}{2}} \pi^{-\frac{3}{4}} a_0^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{(x-x_0)^2 + y^2 + z^2}{2a_0^2} \right] \times \\ & \times H_{n_1} \left(\frac{x-x_0}{a_0} \right) H_{n_2} \left(\frac{y}{a_0} \right) H_{n_3} \left(\frac{z}{a_0} \right); \end{aligned} \quad (2)$$

$$E_{n_1 n_2 n_3} = \hbar \omega_0 \left(n_1 + n_2 + n_3 + \frac{3}{2} \right) - \frac{|e|^2 E_0^2}{2m^* \omega_0^2}, \quad (3)$$

здесь $x_0 = |e| E_0 / m^* \omega_0^2$, $a_0 = \sqrt{\hbar / m^* \omega_0}$, $H_n(x)$ – полином Эрмита.

Потенциал D^- -центра моделируется потенциалом нулевого радиуса мощностью $\gamma = 2\pi \hbar^2 / (\alpha m^*)$:

$$V_\delta = \gamma \delta(x - x_a) \delta(y - y_a) \delta(z - z_a) \left[1 + (x - x_a) \frac{\partial}{\partial x} + (y - y_a) \frac{\partial}{\partial y} + (z - z_a) \frac{\partial}{\partial z} \right], \quad (4)$$

где x_a, y_a, z_a – координаты D^- -центра.

В приближении эффективной массы волновая функция $\Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a)$ связанного состояния D^- -центра в КТ с параболическим потенциальным профилем, находящейся в магнитном поле, удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$\begin{aligned} (\hat{H}_{QD} + V_\delta(x, y, z; x_a, y_a, z_a)) \Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a) = \\ = E_\lambda \Psi_\lambda(x, y, z; x_a, y_a, z_a), \end{aligned} \quad (5)$$

где гамильтониан $\hat{H}_{QD}$ определяется выражением

$$\hat{H}_{QD} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \frac{m^* \omega_0^2 (x^2 + y^2 + z^2)}{2} - |e| E x. \quad (6)$$

Для нахождения дисперсионного уравнения и вида волновой функции локализованного на D^0 -центре электрона перейдем к интегральной формулировке задачи.

Уравнение Липпмана – Швингера для связанного состояния запишется в виде

$$\Psi_{\lambda}(x, y, z; x_a, y_a, z_a) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(x, y, z; x_a, y_a, z_a; E_{\lambda}) \mathcal{V}_{\delta}(x, y, z; x_a, y_a, z_a) \times \\ \times \Psi_{\lambda}(x, y, z; x_a, y_a, z_a) dx dy dz, \quad (7)$$

здесь $G(x, y, z; x_a, y_a, z_a; E_{\lambda})$ – одноэлектронная функция Грина, которая определяется следующим выражением:

$$G(x, y, z; x_a, y_a, z_a; E_{\lambda}) = \sum_{n_1 n_2 n_3} \frac{\Psi_{n_1 n_2 n_3}^*(x, y, z) \Psi_{n_1 n_2 n_3}(x, y, z)}{E_{\lambda} - E_{n_1 n_2 n_3}}. \quad (8)$$

После подстановки в (7) выражения для потенциала нулевого радиуса (4) получим

$$\Psi_{\lambda}(x, y, z; x_a, y_a, z_a) = \gamma G(x, y, z; x_a, y_a, z_a; E_{\lambda}) (\mathbf{T} \Psi_{\lambda})(x, y, z; x_a, y_a, z_a), \quad (9)$$

где оператор $\mathbf{T}$ имеет вид

$$\mathbf{T} = \lim_{\substack{x \rightarrow x_a \\ y \rightarrow y_a \\ z \rightarrow z_a}} \left[1 + (x - x_a) \frac{\partial}{\partial x} + (y - y_a) \frac{\partial}{\partial y} + (z - z_a) \frac{\partial}{\partial z} \right]. \quad (10)$$

Действуя оператором $\mathbf{T}$ на обе части соотношения (9), получаем уравнение, определяющее зависимость энергии связи D^- -состояния от параметров КТ и величины напряженности электрического поля.

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

здесь α определяется энергией E_i связанного состояния этого же D^- -центра в объемном полупроводнике.

С учетом выражения для одночастичных волновых функций (2) и энергетического спектра (3) выражение (8) для функции Грина можно переписать в виде

$$G(x, y, z; x_a, y_a, z_a; E_{\lambda}) = \frac{1}{\pi^2 a_0^3} \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2 + y^2 + z^2 + (x_a - x_0)^2 + y_a^2 + z_a^2}{2a_0^2} \right] \times \\ \times \int_0^{\infty} \exp \left[-\left(\beta (\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{2} \right) t \right] \sum_{n_1=0}^{\infty} \left(\frac{e^{-t}}{2} \right)^{n_1} (n_1!)^{-1} H_{n_1} \left(\frac{x - x_0}{a_0} \right) H_{n_1} \left(\frac{x_a - x_0}{a_0} \right) \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \sum_{n_2=0}^{\infty} \left(\frac{e^{-t}}{2} \right)^{n_2} (n_2!)^{-1} H_{n_2} \left(\frac{y}{a_0} \right) H_{n_2} \left(\frac{y_a}{a_0} \right) \times \\
& \times \sum_{n_3=0}^{\infty} \left(\frac{e^{-t}}{2} \right)^{n_3} (n_3!)^{-1} H_{n_3} \left(\frac{z}{a_0} \right) H_{n_3} \left(\frac{z_a}{a_0} \right) dt, \quad (12)
\end{aligned}$$

здесь введены обозначения $|E_\lambda|/E_d = \eta^2$, $W_0^* = |e|^2 E_0^2 / (2m^* \omega_0^2 E_d)$,
 $\beta = E_d / \hbar \omega_0$.

Вычисление сумм в (12) приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned}
G(x, y, z; x_a, y_a, z_a; E_\lambda) = & -\frac{1}{\frac{3}{\pi^2} a_0^3 E_d} \times \\
& \times \exp \left[-\frac{(x-x_0)^2 + y^2 + z^2 + (x_a-x_0)^2 + y_a^2 + z_a^2}{2a_0^2} \right] \int_0^\infty \exp \left[-\left(\beta(\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{2} \right) t \right] \times \\
& \times \left(1 - e^{-2t} \right)^{-\frac{3}{2}} \exp \left[\frac{2((x-x_0)(x_a-x_0) + yy_a + zz_a) e^{-t}}{a_0^2 (1 - e^{-2t})} \right] \times \\
& \times \exp \left[-\frac{(x-x_0)^2 + (x_a-x_0)^2 + y^2 + y_a^2 + z^2 + z_a^2}{a_0^2 (1 - e^{-2t})} e^{-2t} \right] dt. \quad (13)
\end{aligned}$$

После выделения в (13) расходящейся части имеем

$$\begin{aligned}
G(x, y, z; x_a, y_a, z_a; E_\lambda) = & -\frac{\beta}{\frac{3}{\pi^2} a_0^3 E_d} \left\{ \int_0^\infty \exp \left[-\left(\beta(\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{2} \right) t \right] \times \right. \\
& \times \left(1 - e^{-2t} \right)^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{(x-x_0)^2 + y^2 + z^2 + (x_a-x_0)^2 + y_a^2 + z_a^2}{2a_0^2} \cdot \frac{1 + e^{-2t}}{1 - e^{-2t}} \right] \times \\
& \times \exp \left[\frac{(x-x_0)(x_a-x_0) + yy_a + zz_a}{a_0^2} \cdot \frac{2e^{-t}}{1 - e^{-2t}} \right] - \\
& \left. - t^{-\frac{3}{2}} \exp \left[\frac{(x-x_a)^2 + (y-y_a)^2 + (z-z_a)^2}{2a_0^2 t} \right] \right\} dt +
\end{aligned}$$

$$+ \sqrt{2}a_0 \frac{\exp \left[- \sqrt{\frac{(2\beta(\eta^2 - W_0^*) + 3)((x - x_a)^2 + (y - y_a)^2 + (z - z_a)^2)}{a_0^2}} \right]}{\sqrt{(x - x_a)^2 + (y - y_a)^2 + (z - z_a)^2}} \Bigg]. \quad (14)$$

Подставляя выражение для функции Грина (14) в (11) и выполняя необходимые предельные переходы, получаем дисперсионное уравнение для D^- -состояния в КТ:

$$\sqrt{\eta^2 - W_0^* + \frac{3}{2\beta}} = \eta_i - \sqrt{\frac{2}{\pi\beta}} \int_0^\infty \exp \left[- \left(\beta(\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{2} \right) t \right] \left\{ \frac{1}{2t\sqrt{2t}} - (1 - e^{-2t})^{-\frac{3}{2}} \times \right. \\ \left. \times \exp \left(- \frac{(x_a^* - x_0^*)^2 + y_a^{*2} + z_a^{*2}}{a_0^{*2}} \cdot \frac{1 - e^{-t}}{1 + e^{-t}} \right) \right\} dt, \quad (15)$$

где η_i – параметр, определяющий энергию связи того же D^- -состояния в объемном полупроводнике.

Энергия связи D^- -состояния E_λ^{QD} , из-за наличия квантового размерного эффекта, должна, вообще говоря, отсчитываться от уровня энергии основного состояния КТ:

$$E_\lambda^{QD} / E_d = \begin{cases} \eta^2 + 3/(2\beta) - W_0^*, & E_\lambda < 0, \\ -\eta^2 + 3/(2\beta) - W_0^*, & E_\lambda > 0. \end{cases} \quad (16)$$

Первая строка в (16) соответствует случаю расположения примесного уровня ниже дна КТ ($\eta^2 > 0$), а вторая – между дном удерживающего потенциала и уровнем энергии основного состояния КТ ($\eta^2 < 0$).

На рис. 1 представлены результаты компьютерного анализа уравнения (16) применительно к $D^{(-)}$ -состояниям в InSb КТ. Можно видеть, что в обоих случаях $\eta^2 > 0$ (рис. 1,а) и $\eta^2 < 0$ (рис. 1,б) энергия связи $D^{(-)}$ -состояния в электрическом поле уменьшается за счет штарковского сдвига по энергии и поляризации $D^{(-)}$ -центра. Видно также, что примесный уровень может существовать и при нулевой мощности потенциала нулевого радиуса, т.е. когда параметр $\eta_i^2 = 0$, что связано с наличием удерживающего потенциала КТ.

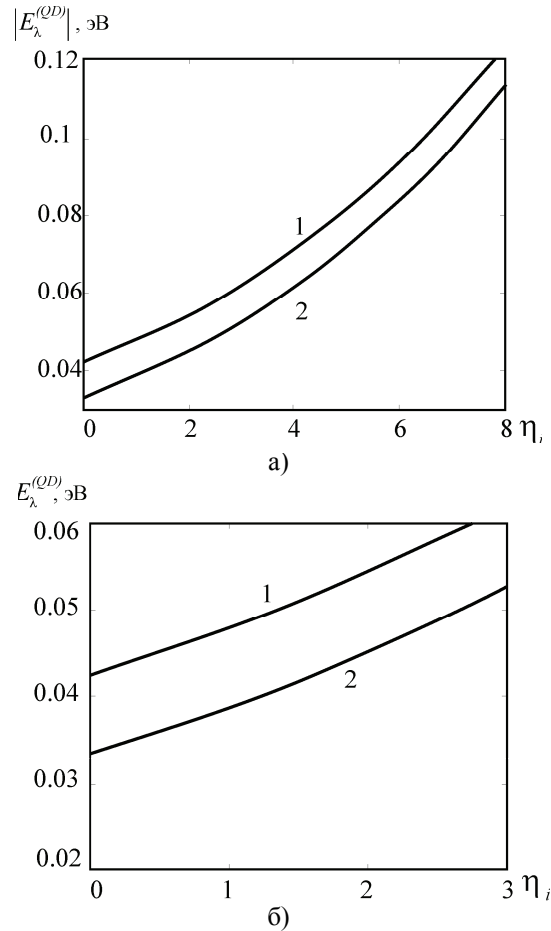


Рис. 1 Зависимость энергии связи D^- -состояния в КТ от параметра η_i при наличии внешнего электрического поля E_0 : 1 – $E_0 = 0$; 2 – $E_0 = 10^6$ В/м при $R_0^* = 1$, $x_a^*, y_a^*, z_a^* = 0$: а – $\eta_i > 0$ ($U_0^* = 250$); б – $\eta_i < 0$ ($U_0^* = 450$)

Особенности 1D-диссипативного туннелирования в спектрах двухфотонного поглощения

Рассмотрим поглощение света при ДФ ионизации $D^{(-)}$ -центра для случая, когда примесный атом расположен в центре КТ $\vec{R}_a = (0, 0, 0)$.

Волновая функция начального состояния определяется следующим выражением:

$$\Psi_\lambda(x, y, z; 0, 0, 0) = C \frac{\beta}{\pi^{\frac{3}{2}}} \int_0^\infty \exp \left[- \left(\beta (\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{2} \right) t \right] (1 - e^{-2t})^{\frac{3}{2}} \times \\ \times \exp \left[- \frac{(x - x_0)^2 + x_0^2 + y^2 + z^2}{2a_0^2} \cdot \frac{1 + e^{-2t}}{1 - e^{-2t}} \right] \exp \left[- \frac{(x - x_0)x_0}{a_0^2} \cdot \frac{2e^{-t}}{1 - e^{-2t}} \right] dt, \quad (17)$$

где нормировочный множитель C дается выражением вида

$$C = \left[\frac{a_0^3 \exp\left(\frac{x_0^2}{a_0^2}\right) \Gamma\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + \frac{7}{4}\right)}{\pi\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{4}\right) \Gamma\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + 1\right)} \times \right. \\ \left. \times \left[\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{4}\right) \left(\Psi\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + \frac{7}{4}\right) - \Psi\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + 1\right) \right) - 1 \right] \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

Волновая функция конечного состояния берется в виде (2). В выражении для энергетического спектра учтем лоренцево размытие уровней:

$$E_{n_1 n_2 n_3} = \hbar \omega_0 \left(n_1 + n_2 + n_3 + \frac{3}{2} \right) - \frac{|e|^2 E_0^2}{2m^* \omega_0^2} + i \hbar \Gamma_0, \quad (19)$$

здесь Γ_0 – ширина уровня.

Гамильтониан взаимодействия с полем электромагнитной волны берется в виде

$$\hat{H}_{\text{int}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi \hbar^2 \alpha^* I_0}{m^{*2} \omega}} \exp(i \vec{q} \vec{r}) (\vec{e}_\lambda \vec{p}), \quad (20)$$

где $\vec{e}_\lambda$ – единичный вектор поляризации; $\vec{q}$ – волновой вектор; λ_0 – коэффициент локального поля; α^* – постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической проницаемости; I_0 , ω – интенсивность и частота света.

Матричный элемент ДФ оптического перехода с учетом лоренцева уширения [5, 6]:

$$M = \sum_{n'_1 n'_2 n'_3} \frac{\langle \Psi_{n_1 n_2 n_3} | \mathbf{H}_{\text{int}} | \Psi_{n'_1 n'_2 n'_3} \rangle \langle \Psi_{n'_1 n'_2 n'_3} | \mathbf{H}_{\text{int}} | \Psi_\lambda \rangle}{|E_\lambda| + E_{n'_1 n'_2 n'_3} - \hbar \omega}, \quad (21)$$

где $\Psi_{n'_1 n'_2 n'_3}$ и $E_{n'_1 n'_2 n'_3}$ – волновая функция и энергия виртуального состояния.

Выражение для матричного элемента $\langle \Psi_{n'_1 n'_2 n'_3} | \hat{H}_{\text{int}} | \Psi_\lambda \rangle$ можно представить в виде

$$\langle \Psi_{n'_1 n'_2 n'_3} | \mathbf{H}_{\text{int}} | \Psi_\lambda \rangle = i \lambda_0 \left(\frac{2\pi \alpha^* I_0}{\omega \pi^6 n'_1 n'_2 n'_3} \right)^{\frac{1}{2}} (E_{n'_1 n'_2 n'_3} - E_\lambda) \times \\ \times \left[\frac{\exp\left(\frac{x_0^2}{a_0^2}\right) \Gamma\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + \frac{7}{4}\right)}{\pi\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{4}\right) \Gamma\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + 1\right)} \times \right.$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\left(\frac{\beta}{2} (\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{4} \right) \left(\Psi \left(\frac{\beta}{2} (\eta^2 - W_0^*) + \frac{7}{4} \right) - \Psi \left(\frac{\beta}{2} (\eta^2 - W_0^*) + 1 \right) \right) - 1 \right]^{-\frac{1}{2}} \times \\
& \times \beta a_0^{-3} 2^{-\frac{n'_1 + n'_2 + n'_3}{2}} \int_0^\infty \left(1 - e^{-2t} \right)^{-\frac{3}{2}} \exp \left[- \left(\beta (\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{2} \right) t \right] \times \\
& \times \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty \exp \left[- \frac{(x - x_0) x_0}{a_0^2} \cdot \frac{2e^{-t}}{1 - e^{-2t}} - \frac{(x - x_0)^2 + y^2 + z^2}{2a_0^2} \right] \times \\
& \times \exp \left[- \frac{(x - x_0)^2 + x_0^2 + y^2 + z^2}{2a_0^2} \cdot \frac{1 + e^{-2t}}{1 - e^{-2t}} \right] \times \\
& \times x \cdot H_{n'_1} \left(\frac{x - x_0}{a_0} \right) H_{n'_2} \left(\frac{y}{a_0} \right) H_{n'_3} \left(\frac{z}{a_0} \right) dx dy dz dt. \quad (22)
\end{aligned}$$

Вычисление интегралов в (22) приводит к следующему выражению для матричного элемента:

$$\begin{aligned}
& \langle \Psi_{n'_1 m'_2 m'_3} | \mathbf{H}_{\text{int}} | \Psi_\lambda \rangle = i \lambda_0 \left(\frac{\alpha^* I_0 E_d^2}{\omega n'_1! (2m'_2)! (2m'_3)!} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\
& \times \left[\frac{\exp \left(\frac{x_0^{*2}}{a_0^2} \right) \Gamma \left(\frac{\beta}{2} (\eta^2 - W_0^*) + \frac{7}{4} \right)}{\pi \left(\frac{\beta}{2} (\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{4} \right) \Gamma \left(\frac{\beta}{2} (\eta^2 - W_0^*) + 1 \right)} \right] \times \\
& \times \left[\left(\frac{\beta}{2} (\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{4} \right) \left(\Psi \left(\frac{\beta}{2} (\eta^2 - W_0^*) + \frac{7}{4} \right) - \Psi \left(\frac{\beta}{2} (\eta^2 - W_0^*) + 1 \right) \right) - 1 \right]^{-\frac{1}{2}} \times \\
& \times a_d a_0^* n_1! \pi^{-1} 2^{-\frac{n'_1 + 2m'_2 + 2m'_3 - 1}{2}} \left(n'_1 + 2m'_2 + 2m'_3 + \frac{3}{2} + \left(\eta^2 - W_0^* + i \frac{\hbar \Gamma}{E_d} \right) \beta \right) \times \\
& \times \int_0^\infty \left(1 - e^{-2t} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[- \left(\beta (\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{2} \right) t \right] \times \\
& \times \sum_{m=0}^{\left[\frac{n_1}{2} \right]} \frac{(-1)^{m+n'_1+m'_2+m'_3} f(x_0^*, t)^{n_1-2m} \exp \left(\frac{f(x_0^*, t)}{4} - (2m'_2 + 2m'_3) t \right) (2m'_2)! (2m'_3)!}{m! (n'_1 - 2m)! m'_2! m'_3!} \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \delta_{n'_2, 2m'_2} \delta_{n'_3, 2m'_3} \left[x_0^* (n'_1 - 2m) \sum_{k=0}^{\left[\frac{n'_1 - 2m}{2} \right]} \frac{f(x_0^*, t)^{-k}}{(n'_1 - 2m - 2k)! k!} - \right. \\ & \left. - a_0^* (n'_1 - 2m + 1) \sum_{k=0}^{\left[\frac{n'_1 - 2m + 1}{2} \right]} \frac{f(x_0^*, t)^{-k+1}}{2(n'_1 - 2m - 2k + 1)! k!} \right] dt, \end{aligned} \quad (23)$$

здесь $a_0^* = a_0/a_d$, $x_0^* = x_0/a_d$, $x^* = x/a_d$, $y^* = y/a_d$, $z^* = z/a_d$.

Матричный элемент, определяющий величину силы осциллятора дипольных оптических переходов электрона из виртуальных состояний $\Psi_{n'_1 n'_2 n'_3}(x, y, z)$ в конечные состояния $\Psi_{n_1 n_2 n_3}(x, y, z)$ дискретного спектра КТ, можно записать в виде

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{n_1 n_2 n_3} | \mathbf{H}_{\text{int}} | \Psi_{n'_1 n'_2 n'_3} \rangle &= i\lambda_0 \frac{\sqrt{\alpha^* I_0 2^{-(n_1 + n_2 + n_3 + n'_1 + 2m'_2 + 2m'_3 + 1)} (E_{n_1 n_2 n_3} - E_{n'_1 n'_2 n'_3})}}{a_0^{*3} \sqrt{\omega \pi^2 n_1! n_2! n_3! n'_1! (2m'_2)! (2m'_3)!}} \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^* \exp \left(-\frac{(x^* - x_0^*)^2 + y^{*2} + z^{*2}}{a_0^{*2}} \right) H_{n'_1} \left(\frac{x^* - x_0^*}{a_0^*} \right) \times \\ & \times H_{n_1} \left(\frac{x^* - x_0^*}{a_0^*} \right) H_{n'_2} \left(\frac{y^*}{a_0^*} \right) H_{n_2} \left(\frac{y^*}{a_0^*} \right) H_{n'_3} \left(\frac{z^*}{a_0^*} \right) H_{n_3} \left(\frac{z^*}{a_0^*} \right) dx^* dy^* dz^*. \end{aligned} \quad (24)$$

После интегрирования для (24) имеем

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{n_1 n_2 n_3} | \hat{H}_{\text{int}} | \Psi_{n'_1 n'_2 n'_3} \rangle &= i\lambda_0 \pi^2 a_0^* E_d \times \\ & \times \frac{\left(\alpha^* I_0 2^{-4(n_1 + n_2 + n_3)} \right)^{\frac{1}{2}} \beta(n_1! n_2! n_3!)^{\frac{1}{2}}}{2(\omega(n_1 - 1)!(n_2)!(n_3)!)^{\frac{1}{2}}} \delta_{n_1, n'_1 + 1} \delta_{n_2, 2m'_2} \delta_{n_3, 2m'_3}. \end{aligned} \quad (25)$$

После суммирования в (21) по виртуальным состояниям для квадрата модуля матричного элемента $|M|^2 = MM^*$ получим:

$$|M|^2 = \frac{\left[\left(\beta^{-1} \left(n_1 + n_2 + n_3 + \frac{1}{2} \right) - W_0^* + \eta^2 \right)^2 + \frac{\hbar^2 \Gamma^2}{E_d^2} \right] a_0^{*4} a_d^4 \beta^4 I_0^2 \pi^{-1} \lambda_0^4 \alpha^{*2} \hbar^2}{\left[\left(\beta^{-1} \left(n_1 + n_2 + n_3 + \frac{1}{2} \right) - W_0^* + \eta^2 - X \right)^2 + \frac{\hbar^2 \Gamma^2}{E_d^2} \right] \left[\left(\frac{n_2}{2} \right)! \left(\frac{n_3}{2} \right)! \right]^2 X^2} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\frac{\exp\left(\frac{x_0^{*2}}{a_0^{*2}}\right) \Gamma\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + \frac{7}{4}\right)}{\pi\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{4}\right) \Gamma\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + 1\right)} \times \right. \\
& \times \left. \left[\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + \frac{3}{4} \right) \left(\Psi\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + \frac{7}{4}\right) - \Psi\left(\frac{\beta}{2}(\eta^2 - W_0^*) + 1\right) \right) - 1 \right] \right]^{-1} \times \\
& \times 2^{-5(n_1+n_2+n_3)-3} n_1! n_2! n_3! \times \left[\int_0^\infty (1 - e^{-2t})^{-\frac{1}{2}} \exp\left[-\left(\beta(\eta^2 - W_0^*) + n_2 + n_3 + \frac{3}{2} \right) t \right] dt \right] \times \\
& \times \sum_{m=0}^{\left[\frac{n_1}{2} \right]} (-1)^m f(x_0^*, t) \frac{\exp\left[\frac{f(x_0^*, t)}{4} \right]}{m!(n_1 - 2m - 1)!} \times \\
& \times \left[x_0^*(n_1 - 2m - 1) \sum_{k=0}^{\left[\frac{n_1 - 2m - 1}{2} \right]} \frac{f(x_0^*, t)^{-k}}{(n_1 - 2m - 2k - 1)! k!} - \right. \\
& \left. - a_0^*(n_1 - 2m) \sum_{k=0}^{\left[\frac{n_1 - 2m}{2} \right]} \frac{f(x_0^*, t)^{-k+1}}{2(n_1 - 2m - 2k)! k!} \right] dt \Bigg|^2. \quad (26)
\end{aligned}$$

Вероятность ДФ ионизации D^- -центра в КТ $W(2\omega)$ с параболическим потенциалом конфайнмента при наличии внешнего электрического поля с учетом лоренцева уширения энергетических уровней виртуальных и конечных состояний КТ:

$$\begin{aligned}
W(2\omega) = B_0 \sum_{n_1, n_2, n_3} & \frac{\left[(\beta^{-1}(n_1 + n_2 + n_3 + 1/2) - W_0^* + \eta^2)^2 + \hbar^2 \Gamma_0^2 / E_d^2 \right] X^{-2}}{\left[(\beta^{-1}(n_1 + n_2 + n_3 + 1/2) - W_0^* + \eta^2 - X)^2 + \hbar^2 \Gamma_0^2 / E_d^2 \right]} \times \\
& \times \frac{1}{((n_2/2)!(n_3/2)!)^2} \left\{ \frac{\exp(x_0^{*2}/a_0^{*2}) \Gamma(\beta(\eta^2 - W_0^*)/2 + 7/4)}{\pi(\beta(\eta^2 - W_0^*)/2 + 3/4) \Gamma(\beta(\eta^2 - W_0^*)/2 + 1)} \times \right. \\
& \times \left. \left[(\beta(\eta^2 - W_0^*)/2 + 3/4) (\psi(\beta(\eta^2 - W_0^*)/2 + 7/4) - \psi(\beta(\eta^2 - W_0^*)/2 + 1)) - 1 \right] \right\}^{-1} \times
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times 2^{-5(n_1+n_2+n_3)-3} \cdot n_1! n_2! n_3! \left| \int_0^\infty dt (1-e^{-2t})^{-1/2} \exp \left[-(\beta(\eta^2 - W_0^*) + n_2 + n_3 + 3/2)t \right] \times \right. \\
 & \quad \times \sum_{m=0}^{[n_1/2]} (-1)^m f(x_0^*, t) \frac{\exp(f(x_0^*, t)/4)}{m!(n_1 - 2m - 1)!} \left[x_0^* (n_1 - 2m - 1) \times \right. \\
 & \quad \left. \sum_{k=0}^{[(n_1 - 2m - 1)/2]} \frac{f(x_0^*, t)^{-k}}{(n_1 - 2m - 2k - 1)! k!} - a_0^* (n_1 - 2m) \sum_{k=0}^{[(n_1 - 2m)/2]} \frac{f(x_0^*, t)^{1-k}}{2(n_1 - 2m - 2k)! k!} \right]^2 \times \\
 & \quad \times \frac{\Gamma_0}{(3\beta^{-1}/2 - W_0^* + \eta^2 - X)^2 + \hbar^2 \Gamma_0^2 / E_d^2}, \quad (27)
 \end{aligned}$$

где $B_0 = 2(a_0^* \beta \lambda_0)^4 (a_d \alpha^*)^2 \hbar I_0 / E_d$; λ_0 – коэффициент локального поля; α^* – постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической постоянной КТ; I_0 – интенсивность света; $X = \hbar \omega / E_d$ – энергия фотона в единицах эффективной борновской энергии; $f(x_0^*, t) = x_0^{*2} (2e^{-t} + e^{-2t}) / a_0^{*2}$; Γ_0 – величина размытия уровня; $\psi(x)$ – логарифмическая производная Г-функции. Процесс вычисления выявил следующие правила отбора: оптические переходы с примесного уровня возможны только в размерно-квантованные состояния КТ с четными значениями квантовых чисел n_2, n_3 и со значением квантового числа $n_1 = n_1' + 1$ ($n_1' = 0, 1, 2, \dots$).

Величина размытия энергетического уровня Γ_0 будет определяться процессом туннельного перехода в КМ. Проведем расчет вероятности туннелирования в одноинстантонном приближении.

КМ моделировалась двухъямным осцилляторным потенциалом вида

$$U(q) = \frac{\omega_0^2}{2} (q - a)^2 \theta(q) + \frac{\omega_0^2}{2} (q + a)^2 \theta(-q) - |e| E q, \quad (28)$$

где q – координата туннелирования; ω_0 – характерная частота потенциала; $\theta(q)$ – единичная функция Хевисайда; E – напряженность электрического поля.

В случае взаимодействия с выделенной локальной модой одноинстантонное действие запишется в виде

$$\begin{aligned}
 2S = & (q_1 + q_0) (3q_0 - q_1) \omega^2 \tau_0 - \frac{4\omega^2 (q_0 + q_1)^2 (\tau_0)^2}{\beta} - \\
 & - \frac{\omega^2 (q_0 + q_1)^2}{2\tilde{\gamma}} \left\{ \frac{(\omega^2 - \tilde{x}_2)}{\sqrt{\tilde{x}_1}} \left(\operatorname{cth} \left(\frac{\beta}{2} \sqrt{\tilde{x}_1} \right) - \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta}{2} \sqrt{\tilde{x}_1} \right)} \left(\operatorname{ch} \left[\left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \sqrt{\tilde{x}_1} \right] - \right. \right. \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}\right)\sqrt{\tilde{x}_1}\right]+\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau_0\right)\sqrt{\tilde{x}_1}\right]\right)-\frac{\left(\omega^2-\tilde{x}_1\right)}{\sqrt{\tilde{x}_2}}\left(\operatorname{cth}\left(\frac{\beta}{2}\sqrt{\tilde{x}_2}\right)-\right. \\
& \left.-\frac{1}{\operatorname{sh}\left(\frac{\beta}{2}\sqrt{\tilde{x}_2}\right)}\left(\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau_0\right)\sqrt{\tilde{x}_2}\right]-\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}\right)\sqrt{\tilde{x}_2}\right]+\operatorname{ch}\left[\left(\frac{\beta}{2}-2\tau_0\right)\sqrt{\tilde{x}_2}\right]\right)\right)\right\}, \quad (29)
\end{aligned}$$

$$\text{где } \tilde{x}_{1,2}=\frac{1}{2}\left(\omega^2+\omega_L^2+\frac{C^2}{\omega_L^2}\right) \mp \frac{1}{2} \sqrt{\left(\omega^2+\omega_L^2+\frac{C^2}{\omega_L^2}\right)^2-4 \omega^2 \omega_L^2},$$

$$\tilde{\gamma}=\sqrt{\left(\omega^2+\omega_L^2+\frac{C^2}{\omega_L^2}\right)^2-4 \omega^2 \omega_L^2}.$$

Та же формула (29) в боровских единицах принимает вид

$$\begin{aligned}
S &= \frac{1}{2} \frac{E_d}{\hbar} a_d^2 \varepsilon_0^{*2} l_1^2 \left(\frac{l_2}{2 l_1} \tau_0^* - \tau_0^{*2} \varepsilon_T^* - \right. \\
& - \frac{1}{2 \gamma^*} \left(\frac{\varepsilon_0^{*2} - x_2^*}{\sqrt{x_1^*}} \operatorname{cth} \left(\frac{\sqrt{x_1^*}}{2 \varepsilon_T^*} \right) - \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\frac{\sqrt{x_1^*}}{2 \varepsilon_T^*} \right)} \left(2 \operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_T^*} - 2 \tau_0^* \right) \frac{\sqrt{x_1^*}}{2} \right] - \operatorname{ch} \left[\frac{\sqrt{x_1^*}}{2 \varepsilon_T^*} \right] \right) \right) - \\
& \left. - \frac{\left(\varepsilon_0^{*2} - x_1^* \right)}{\sqrt{x_2^*}} \left(\operatorname{cth} \left(\frac{\sqrt{\tilde{x}_2}}{2 \varepsilon_T^*} \right) - \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\frac{\sqrt{\tilde{x}_2}}{2 \varepsilon_T^*} \right)} \left(2 \operatorname{ch} \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_T^*} - 2 \tau_0^* \right) \frac{\sqrt{\tilde{x}_2}}{2} \right] - \operatorname{ch} \left[\frac{\sqrt{\tilde{x}_2}}{2 \varepsilon_T^*} \right] \right) \right) \right\}, \quad (30)
\end{aligned}$$

$$\text{где } x_{1,2}^*=\left(\varepsilon_0^{*2}+\varepsilon_L^{*2}+\gamma_0^*/\varepsilon_L^{*2}\right) / 2 \mp \sqrt{\left(\varepsilon_0^{*2}+\varepsilon_L^{*2}+\gamma_0^*/\varepsilon_L^{*2}\right)^2-4 \varepsilon_0^{*2} \varepsilon_L^{*2}} / 2,$$

$$\tilde{\gamma}=\sqrt{\left(\varepsilon_0^{*2}+\varepsilon_L^{*2}+\gamma_0^*/\varepsilon_L^{*2}\right)^2-4 \varepsilon_0^{*2} \varepsilon_L^{*2}},$$

$$\tau_0^*=\operatorname{Arcsh}\left[\frac{1-b^*}{1+b^*} \operatorname{sh} \frac{\varepsilon_0^*}{2 \varepsilon_T^*}\right] / \varepsilon_0^*+1 /\left(2 \varepsilon_T^*\right),$$

$$\varepsilon_T^*=k T / E_d, \quad \varepsilon_L^*=\hbar \omega_L / E_d, \quad \beta=\hbar / \varepsilon_T^* E_d, \quad U_0^*=U_0 / E_d, \quad b^*=b / a,$$

$$l_1=a^*+\tilde{b}, \quad l_2=3 a^*-\tilde{b}, \quad a^*=q_0 / a_d, \quad \tilde{b}=q_1 / a_d, \quad \gamma_0^*=\hbar^4 C^2 / E_d^4.$$

С экспоненциальной точностью вероятность туннелирования Γ_0 оценивается как $\Gamma_0 \sim \exp(-S)$. Предэкспоненциальный множитель B определяется вкладом траекторий, близко расположенных от инстантона. Для его вычисления действие раскладывалось до квадратичного члена по отклонениям $q - q_B$ и производилось интегрирование в функциональном пространстве. Окончательное аналитическое выражение для предэкспоненты с учетом влияния локальной моды среды-термостата запишется в виде

$$B = \frac{2\omega_0^2(a+b)^2}{(2\pi\beta)^{1/2}} \times \left\{ \frac{\frac{A}{2\gamma_1} \left[\sqrt{\gamma_1} \beta \operatorname{cth} \left(\frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2} \right) - 1 \right] + \frac{D}{2\gamma_2} \left[\sqrt{\gamma_2} \beta \operatorname{cth} \left(\frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2} \right) - 1 \right]}{\left[\frac{A}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_1}} \frac{\operatorname{ch} \left(\sqrt{\gamma_1} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_1} \right] + \frac{D}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_2}} \frac{\operatorname{ch} \left(\sqrt{\gamma_2} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_2} \right] \right]^{1/2}} + \frac{\frac{A}{2} \left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_1}} \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\gamma_1} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right]}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2}} \right) + \frac{D}{2} \left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_2}} \frac{\operatorname{ch} \left[\sqrt{\gamma_2} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right]}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2}} \right)}{\left[\frac{A}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_1}} \frac{\operatorname{ch} \left(\sqrt{\gamma_1} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_1} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_1} \right] + \frac{D}{2} \left[\frac{\beta}{2\sqrt{\gamma_2}} \frac{\operatorname{ch} \left(\sqrt{\gamma_2} \left(\frac{\beta}{2} - 2\tau_0 \right) \right)}{\operatorname{sh} \frac{\sqrt{\gamma_2} \beta}{2}} - \frac{1}{\gamma_2} \right] \right]^{1/2}} \right\},$$

$$\text{где } A = -\frac{(\omega_L^2 - \gamma_1)}{\gamma_1 - \gamma_2} = \frac{\omega_L^* - \frac{1}{2} \left[(\omega_L^* + 1 + C^*) - \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*) - 4\omega_L^*} \right]}{2\sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*) - 4\omega_L^*}},$$

$$D = \frac{(\omega_L^2 - \gamma_2)}{\gamma_1 - \gamma_2} = \frac{\omega_L^* - \frac{1}{2} \left[(\omega_L^* + 1 + C^*) + \sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*) - 4\omega_L^*} \right]}{2\sqrt{(\omega_L^* + 1 + C^*) - 4\omega_L^*}},$$

$$\tau^* = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} = \frac{1}{2\omega} \tau_0 = \frac{1}{2\omega} \left[\operatorname{arcsch} \left[\frac{1 - b^*}{1 + b^*} \operatorname{sh} \frac{\beta\omega}{2} \right] + \frac{\beta}{4} \right].$$

тогда вероятность туннелирования запишется в виде $\Gamma_0 = B \exp(-S)$.

На рис. 2 приведена спектральная зависимость вероятности ДФ поглощения при фотоионизации D^- -центра в КТ InSb, рассчитанная с помощью формулы (27) при наличии внешнего электрического поля для случая расположения примесного уровня как ниже дна (рис. 2,а), так и между дном удерживающего потенциала и уровнем энергии основного состояния КТ (рис. 2,б). Из рис. 2 видно, что в электрическом поле имеет место смещение края полосы примесного поглощения в длинноволновую область спектра, что обусловлено квантово-размерным эффектом Штарка.

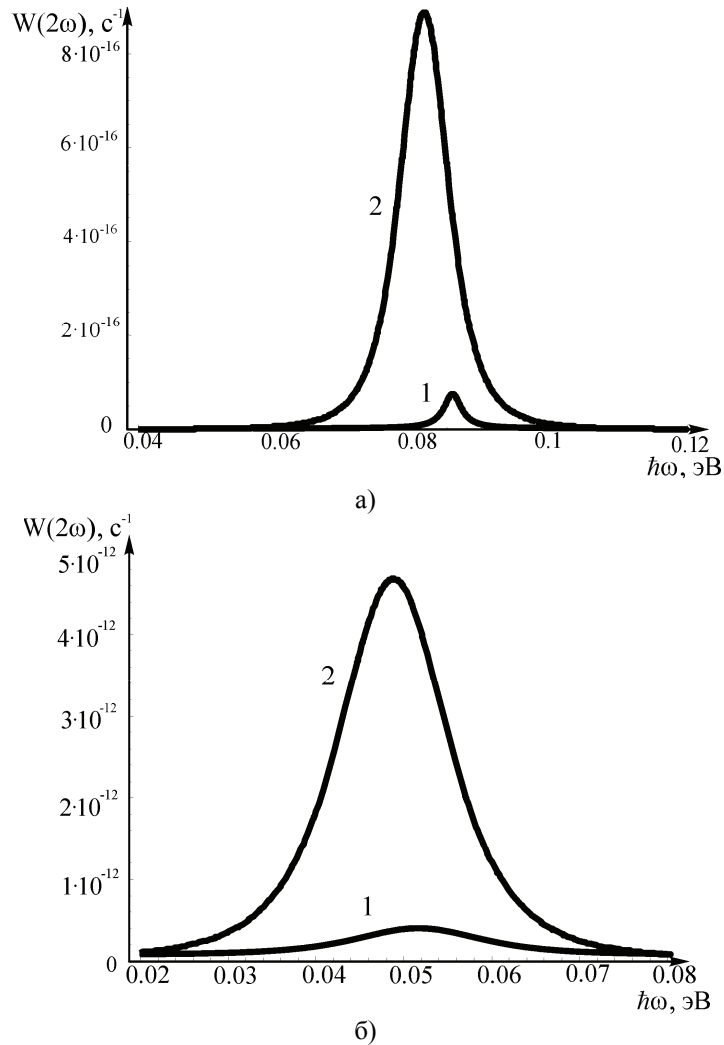


Рис. 2 Спектральная зависимость вероятности ДФ ионизации D^- -центра в условиях внешнего электрического поля E_0 : 1 – $E_0 = 0$; 2 – $E_0 = 10^6$ В/м:
а – $\eta_i > 0$ ($U_0^* = 250$); б – $\eta_i < 0$ ($U_0^* = 450$)

Можно видеть также, что вероятность ДФ переходов с примесных уровней, соответствующих квазистационарным D^- -состояниям (рис. 2,б), на несколько порядков превышает вероятность ДФ перехода с примесных уров-

ней, расположенных ниже дна КТ. Это связано с увеличением степени перекрытия волновых функций начального, виртуального и конечного состояний электрона, несмотря на то, что существование квазистационарных D^- -состояний обеспечивается гораздо большей величиной амплитуды потенциала конфайнмента КТ (ср. рис. 1,а и рис. 1,б). Таким образом, вклад квазистационарных D^- -состояний в вероятность ДФ примесного поглощения в КТ может существенно превышать вклад D^- -состояний с примесными уровнями, расположенными ниже дна удерживающего потенциала КТ. Следует отметить, что вариация величины напряженности поля E_0 может приводить к трансформации двухъямного потенциала, причем переход к симметричной форме сопровождается появлением пика на полевой зависимости вероятности туннелирования (см. вставку на рис. 3) в КМ. На рис. 3 показано, что данный пик может быть идентифицирован на зависимости вероятности ДФ примесного поглощения в КМ от величины напряженности внешнего электрического поля за счет изменения ширины энергетических уровней виртуального и конечного состояний.

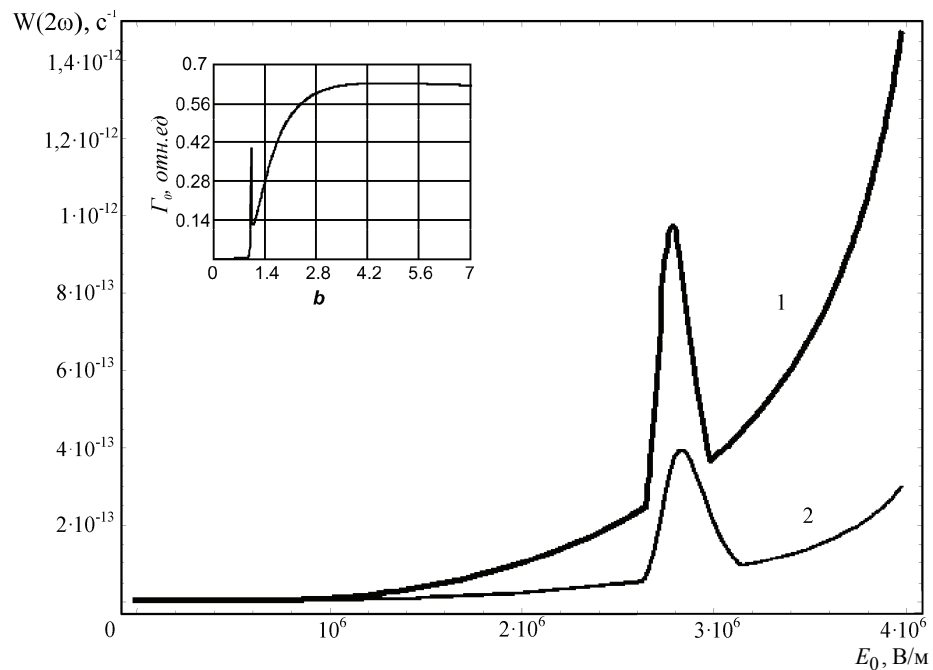


Рис. 3 Зависимость вероятности ДФ ионизации $D^{(-)}$ -центра в квантовой молекуле от величины напряженности внешнего электрического поля E_0

при $U_0^* = 250$, $a_0 = 1$, $b_0 = 0,5$, $\eta_i = 7$ для разных значений параметра $\epsilon_T = kT/E_d$: 1 – $\epsilon_T = 2,5$; 2 – $\epsilon_T = 2$

На вставке к рис. 3 представлена зависимость вероятности 1D-туннелирования от параметра асимметрии b , пропорционального величине напряженности внешнего электрического поля.

Таким образом, характерная особенность вероятности 1D-диссипативного туннелирования в виде пика проявляется в полевой зависимости вероят-

ности ДФ примесного поглощения в КМ при величине напряженности внешнего электрического поля, когда двухъямный осцилляторный потенциал становится симметричным.

Список литературы

1. **Жуковский, В. Ч.** Квантовые эффекты в мезоскопических системах. Ч. 1. Квантовое туннелирование с диссипацией : учебное пособие для студентов физического факультета МГУ / В. Ч. Жуковский, В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов, А. И. Тернов. – М. : Физический факультет МГУ, 2002. – 108 с.
2. **Овчинников, А. А.** Введение в современную мезоскопию : учебное пособие / А. А. Овчинников, В. Ч. Жуковский, В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов [и др.]. – Пенза : Изд-во ПГУ, 2003. – 570 с.
3. **Овчинников, А. А.** Принципы управляемой модуляции низкоразмерных структур : монография / А. А. Овчинников, В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов [и др.]. – М. : УНЦ ДО, 2003. – 510 с.
4. **Krevchik, V. D.** Transfer processes in low-dimensional systems : коллективная монография, мемориальный сборник статей, посвященная памяти А. А. Овчинникова и А. И. Ларкина, при участии Нобелевского лауреата, проф. Э. Леггетта / V. D. Krevchik, M. B. Semenov, V. Ya. Krivnov, K. Yamamoto etc. ; UT Research Institute Press. – Tokyo, Japan, 2005. – 690 p.
5. **Жуковский, В. Ч.** Особенности спектров двухфотонного примесного поглощения в квантовой молекуле с туннельно-прозрачным потенциальным барьером / В. Ч. Жуковский, В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов [и др.] // Вестник МГУ. – 2009. – Вып. 6. – С. 20–24. – (Сер. 3. Физика. Астрономия).
6. **Кревчик, В. Д.** Управляемое диссипативное туннелирование : коллективная монография, посвященная памяти академика РАН А. И. Ларкина ; под ред. Нобелевского лауреата Э. Леггетта ; при ред. участии В. Д. Кревчика, М. Б. Семенова, К. Ямамото и др.) / В. Д. Кревчик, Э. Леггетт, Ю. Н. Овчинников, М. Б. Семенов, К. Ямамото [и др.]. – М. : Изд-во физического факультета МГУ им. М. В. Ломоносова, 2009. – Ч. 1, 2,

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 sub-department
of physics, Penza State University

Семенов Михаил Борисович

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

E-mail: physics@pnzgu.ru

Semenov Mikhail Borisovich

Doctor of physico-mathematical sciences,
professor, sub-department of physics,
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 Pedagogic University
named after V. G. Belinsky

Гаврина Зоя Алексеевна
соискатель, Пензенский
государственный университет
E-mail: physics@pnzgu.ru

Gavrina Zoya Alekseevna
Applicant, Penza State University

Кревчик Павел Владимирович
студент, Пензенский
государственный университет
E-mail: physics@pnzgu.ru

Krevchik Pavel Vladimirovich
Student, Penza State University

УДК 539.2:541.117

Кревчик, В. Д.

Двухфотонная спектроскопия $1D^-$ -диссипативного туннелирования в квантовых молекулах с D^- -центрами / В. Д. Кревчик, М. Б. Семенов, А. В. Разумов, З. А. Гаврина, П. В. Кревчик // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2009. – № 4 (12). – С. 130–146.