

Влияние внешнего электрического поля на оптические свойства квантовой молекулы с резонансным $D^{(-)}$ -состоянием

В. Ч. Жуковский^{1,a}, В. Д. Кревчик^{2,b}, А. Б. Грунин², М. Б. Семенов², Р. В. Зайцев²

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра теоретической физики. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²Пензенский государственный университет, кафедра «Физика».

Россия, 440026, Пенза, ул. Красная, д. 40.

E-mail: ^avlchzh@gmail.com, ^bphysics@pnzgu.ru

Статья поступила 31.07.2012, подписана в печать 28.09.2012.

Выполнены расчеты средней энергии связи и ширины уровня резонансного $D^{(-)}$ -состояния в квантовой молекуле при наличии внешнего электрического поля. Расчеты проводились в модели потенциала нулевого радиуса с учетом туннельного распада резонансного состояния. Показано, что внешнее электрическое поле стимулирует распад резонансных $D^{(-)}$ -состояний в условиях диссипативного туннелирования. Найдено, что на кривой зависимости вероятности фотоионизации $D^{(-)}$ -центра от напряженности внешнего электрического поля имеются два пика, связанных соответственно с изменением симметрии двухъямного осцилляторного потенциала квантовой молекулы и трансформацией огибающих волновых функций, вызванной электрическим полем.

Ключевые слова: резонансные донорные состояния, средняя энергия связи, ширина примесного уровня, диссипативное туннелирование, вероятность фотоионизации.

УДК: 539.23; 539.216.1; 537.311.322. PACS: 73.21.La.

Введение

Привлекательность полупроводниковых наноструктур с примесными резонансными состояниями (ПРС) связана с возможностью создания новых источников стимулированного излучения на примесных переходах [1]. В этой связи становится актуальным теоретическое исследование влияния различных факторов на время жизни ПРС, которое является основным параметром, определяющим возможность получения инверсии заселенности, а также порог генерации на примесных переходах. Влияние локализации в квантовой яме на время жизни состояний мелких примесных центров теоретически и экспериментально исследовалось в работе [2]. Было показано [2], что локализация в квантовой яме ведет к замедлению спада волновых функций примесных состояний в пространстве волновых векторов и может приводить к экспоненциальному уменьшению времени жизни примесных состояний с уменьшением ширины ямы. Необходимо отметить, что в полупроводниковых квантовых точках (КТ) эффект размерного квантования выражен значительно сильнее в сравнении с квантовыми ямами, и соответственно следует ожидать более существенной модификации ПРС в квазиуменьшенных структурах. Между тем оптические свойства туннельно-связанных КТ, так называемых квантовых молекул (КМ), с ПРС к настоящему времени изучены недостаточно подробно. Отчасти это связано с известными трудностями учета туннельных процессов, рассмотрение которых в основном проводится в рамках численных методов. В некоторых практически важных случаях использование науки о квантовом туннелировании с диссипацией может оказаться достаточно продуктивным, поскольку, несмотря на использование инстантонных подходов, появляется возможность в сочетании с моделью потен-

циала нулевого радиуса для ПРС получить основные результаты в аналитической форме. При этом в рамках указанного подхода возможно учесть влияние эффектов электрического поля на ПРС в КМ.

Цель настоящей работы заключается в теоретическом исследовании влияния внешнего электрического поля и туннельного распада на среднюю энергию связи резонансных $D^{(-)}$ -состояний, ширину резонансного уровня и вероятность фотоионизации $D^{(-)}$ -центра с резонансным уровнем в КМ. Предполагалось, что распад примесного резонансного состояния обусловлен процессом диссипативного туннелирования. Расчеты средней энергии связи и ширины резонансного уровня $D^{(-)}$ -состояния выполнены в модели потенциала нулевого радиуса. Расчет вероятности туннелирования проведен в одноинстантонном приближении с учетом взаимодействия с локальной фононной модой среды.

1. Расчет средней энергии связи и уширения резонансного уровня $D^{(-)}$ -состояния в квантовой молекуле

Квантовая молекула моделируется двухъямным осцилляторным потенциалом, т.е. представляет собой две туннельно-связанные сферические квантовые точки. Донорный уровень резонансного $D^{(-)}$ -состояния расположен между дном КТ и уровнем энергии ее основного состояния, а $D^{(-)}$ -центр расположен в точке $\mathbf{R} = (x_a, y_a, z_a)$. Удерживающий потенциал КТ моделируется потенциалом трехмерного гармонического осциллятора:

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

где m^* — эффективная масса электрона; ω_0 — характерная частота удерживающего потенциала КТ. Оператор Гамильтона при наличии внешнего электрического

поля в декартовой системе координат имеет вид

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

где E — напряженность внешнего электрического поля $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$, $|e|$ — величина заряда электрона. Потенциал $D^{(-)}$ -центра моделируется потенциалом нулевого радиуса мощностью $\gamma = 2\pi\hbar^2/(\alpha m^*)$:

$$V_\delta(\mathbf{r}; \mathbf{R}_a) = \gamma \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_a) [1 + (\mathbf{r} - \mathbf{R}_a) \nabla_r], \quad (3)$$

где α определяется энергией E_i связанного состояния такого же $D^{(-)}$ -центра в объемном полупроводнике. Собственные значения E_{n_1, n_2, n_3} и соответствующие собственные волновые функции $\Psi_{n_1, n_2, n_3}(x, y, z)$ гамильтониана (2) имеют вид

$$E_{n_1, n_2, n_3} = \hbar\omega_0 \left(n_1 + n_2 + n_3 + \frac{3}{2} \right) - \frac{e^2 E^2}{2m^* \omega_0^2}, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \psi_{n_1, n_2, n_3}(x, y, z) = & \left(a_0^3 \cdot \pi^{3/2} \cdot n_1! n_2! n_3! \cdot 2^{n_1+n_2+n_3} \right)^{-1/2} \times \\ & \times \exp \left[-\frac{(x-x_0)^2 + y^2 + z^2}{2a_0^2} \right] \times \\ & \times H_{n_1} \left(\frac{x-x_0}{a_0} \right) \cdot H_{n_2} \left(\frac{y}{a_0} \right) \cdot H_{n_3} \left(\frac{z}{a_0} \right), \quad (5) \end{aligned}$$

где $a_0 = \sqrt{\hbar/(m^* \omega_0)}$; $x_0 = |e|E/(m^* \omega_0^2)$; n_1, n_2, n_3 — осцилляторные квантовые числа; $H_n(x)$ — полиномы Эрмита. Задача определения волновой функции и средней энергии связи \bar{E} резонансного $D^{(-)}$ -состояния состоит в построении одноэлектронной функции Грина $G(x, y, z, x_a, y_a, z_a, E_\lambda)$ для уравнения Шрёдингера с гамильтонианом рассматриваемой задачи

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1; E_\lambda) = \sum_{n_1, n_2, n_3} \frac{\Psi_{n_1, n_2, n_3}^*(\mathbf{r}_1) \Psi_{n_1, n_2, n_3}(\mathbf{r})}{\left(E_\lambda - E_{n_1, n_2, n_3} + \frac{e^2 E^2}{2m^* \omega_0^2} - i\hbar\Gamma_0 \right)}, \quad (6)$$

где Γ_0 — вероятность распада резонансного $D^{(-)}$ -состояния; E_λ — комплексная энергия, соответствующая резонансному $D^{(-)}$ -состоянию. В методе потенциала нулевого радиуса [3] энергия резонансного состояния электрона является полюсом функции Грина, т.е. решением уравнения

$$\alpha = \frac{2\pi\hbar^2}{m^*} (\hat{T}G)(\mathbf{R}_a, \mathbf{R}_a; E_\lambda), \quad (7)$$

где $\hat{T} \equiv \lim_{\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{R}_a} [1 + (\mathbf{r} - \mathbf{R}_a) \nabla_r]$. Используя явный вид одночастичных волновых функций $\Psi_{n_1, n_2, n_3}(\mathbf{r})$, для функции Грина в (6) получим

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a; \varepsilon_\lambda) = & -\frac{1}{a_0^3 \pi^{3/2} \varepsilon_0} \left\{ \frac{a_0}{2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{R}_a|} \times \right. \\ & \times \exp \left[-\sqrt{-2\varepsilon_\lambda + 3 + \frac{2i\hbar\Gamma_0}{\varepsilon_0} - \frac{e^2 E^2}{m^* \omega_0^2 \varepsilon_0}} \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_a|}{a_0} \right] + \\ & + \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int_0^\infty dt \exp \left[-\left(-\varepsilon_\lambda + \frac{3}{2} + \frac{i\hbar\Gamma_0}{\varepsilon_0} - \frac{e^2 E^2}{2m^* \omega_0^2 \varepsilon_0} \right) t \right] \times \\ & \times \left[\frac{\exp \left(-\frac{R_a^2}{a_0^2} \operatorname{th} \frac{t}{2} \right)}{2^{-3/2} (1 - \exp[-2t])^{3/2}} - \frac{1}{t\sqrt{t}} \right] \Big\}, \quad (8) \end{aligned}$$

где $\varepsilon_0 = \hbar\omega_0$, $\varepsilon_\lambda = E_\lambda/\varepsilon_0$, $R_a^2 = (x_a - x_0)^2 + y_a^2 + z_a^2$. Подставляя (8) в (7) и выполняя необходимые предельные переходы, получим дисперсионное уравнение для определения средней энергии связи $\bar{E} = \operatorname{Re} E_\lambda$ и ширины резонансного уровня $\Delta E = 2 \operatorname{Im} E_\lambda$:

$$\begin{aligned} & \sqrt{-\eta^2 + \frac{3}{2}\beta^{-1} + 4i\Gamma_0^* - \frac{x_0^2 a_d^2}{a_0^4}} = \eta_i - \sqrt{\frac{2}{\beta\pi}} \times \\ & \times \int_0^\infty dt \exp \left[-\left(-\beta\eta^2 + \frac{3}{2} + 4i\Gamma_0^* \beta - \frac{2x_0^2 a_d^2}{a_0^4} \right) t \right] \times \\ & \times \left(\frac{1}{2t\sqrt{t}} - \frac{1}{[1 - \exp(-2t)]^{3/2}} \exp \left[-\frac{R_a^{*2}}{2\beta} \operatorname{th} \frac{t}{2} \right] \right), \quad (9) \end{aligned}$$

где $\eta^2 = E_\lambda/E_d$; $\eta_i = \sqrt{E_i/E_d}$; $\beta = R_0^*/(4\sqrt{U_0^*})$; $R_0^* = 2R_0/a_d$; $U_0^* = U_0/E_d$; U_0 — амплитуда потенциала конфайнмента КТ: $U_0 = m^* \omega_0^2 R_0^2/2$; $R_a^* = R_a/a_d$; $\Gamma_0^* = \hbar\Gamma_0/(4E_d)$; E_d и a_d — эффективные боровские энергия и радиус соответственно. Нетрудно показать, что волновая функция резонансного $D^{(-)}$ -состояния в КТ, отличающаяся от одноэлектронной функции Грина (8) только постоянным множителем, может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \Psi_\lambda(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a) = & C_{QD} \pi^{-3/2} \exp \left(-\frac{r^2 + R_a^2}{2a_0^2} \right) \times \\ & \times \int_0^\infty dt \exp \left[-\left(-\varepsilon_\lambda + \frac{3}{2} + \frac{i\hbar\Gamma_0}{\varepsilon_0} - \frac{e^2 E^2}{2m^* \omega_0^2 \varepsilon_0} \right) t \right] \times \\ & \times (1 - \exp[-2t])^{-3/2} \times \\ & \times \exp \left[-\frac{\exp(-2t)(r^2 + R_a^2) - 2\exp(-t)(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a)}{a_0^2 (1 - \exp[-2t])} \right], \quad (10) \end{aligned}$$

где C_{QD} определяется как

$$\begin{aligned} C_{QD} = & \left\{ 2\sqrt{\pi} a_0^3 \Gamma \left(\frac{7}{4} + \frac{i\hbar\Gamma_0}{2\varepsilon_0} - \frac{e^2 E^2}{4m^* \omega_0^2 \varepsilon_0} + \frac{\varepsilon_\lambda}{2} \right) \times \right. \\ & \times \left[\left(\frac{3}{4} + \frac{i\hbar\Gamma_0}{2\varepsilon_0} - \frac{e^2 E^2}{4m^* \omega_0^2 \varepsilon_0} - \frac{\varepsilon_\lambda}{2} \right) \times \right. \\ & \times \left(\Psi \left(\frac{1}{4} + \frac{i\hbar\Gamma_0}{2\varepsilon_0} - \frac{e^2 E^2}{4m^* \omega_0^2 \varepsilon_0} - \frac{\varepsilon_\lambda}{2} \right) - \right. \\ & \left. \left. - \Psi \left(\frac{7}{4} + \frac{i\hbar\Gamma_0}{2\varepsilon_0} - \frac{e^2 E^2}{4m^* \omega_0^2 \varepsilon_0} - \frac{\varepsilon_\lambda}{2} \right) \right) + 1 \right] \Big\}^{1/2} \times \\ & \times \left(\frac{3}{2} + \frac{i\hbar\Gamma_0}{\varepsilon_0} - \frac{e^2 E^2}{2m^* \omega_0^2 \varepsilon_0} - \varepsilon_\lambda \right)^{-1} \times \\ & \times \left[\Gamma \left(\frac{1}{4} + \frac{i\hbar\Gamma_0}{2\varepsilon_0} - \frac{e^2 E^2}{4m^* \omega_0^2 \varepsilon_0} - \frac{\varepsilon_\lambda}{2} \right) \right]^{-1/2}, \quad (11) \end{aligned}$$

где $\Psi(x) = \Gamma'(x)/\Gamma(x)$ — логарифмическая производная гамма-функции. В одноинстантонном приближении вероятность распада (диссипативного туннелирования) Γ_0 можно представить в виде $\Gamma_0 = B^* \exp(-S^*)$, где B^* и S^* определяются как [4]

$$B^* = \frac{2E_d\sqrt{U_0^*}}{\hbar\sqrt{\pi}} \left(\frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} + 1 \right) \sqrt{\varepsilon_T^*} \times$$

$$\times \left\{ \frac{A^* \left[\beta_1^* \operatorname{ch} \left(\frac{\beta_1^*}{2} \right) - 1 \right] + D^* \left[\beta_2^* \operatorname{ch} \left(\frac{\beta_2^*}{2} \right) - 1 \right]}{\left\{ A^* \left[\frac{\beta_1^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\beta_1^*}{2} - \tilde{\tau}_{01}^* \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta_1^*}{2} \right)} - 1 \right] + D^* \left[\frac{\beta_2^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\beta_2^*}{2} - \tilde{\tau}_{02}^* \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta_2^*}{2} \right)} - 1 \right] \right\}^{1/2}} + \right.$$

$$\left. + \frac{A^* \left[1 - \frac{\beta_1^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\beta_1^*}{2} - \tilde{\tau}_{01}^* \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta_1^*}{2} \right)} \right] + D^* \left(\frac{\beta_2^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\beta_2^*}{2} - \tilde{\tau}_{02}^* \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta_2^*}{2} \right)} - 1 \right)}{\left\{ A^* \left[\frac{\beta_1^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\beta_1^*}{2} - \tilde{\tau}_{01}^* \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta_1^*}{2} \right)} - 1 \right] + D^* \left(\frac{\beta_2^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\beta_2^*}{2} - \tilde{\tau}_{02}^* \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta_2^*}{2} \right)} - 1 \right) \right\}^{1/2}} \right\}, \quad (12)$$

$$S^* = \frac{1}{2} \left(\frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} + 1 \right) \left(3 - \frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} \right) \tau_0^* -$$

$$- \frac{1}{2\beta^*} \cdot \left(\frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} + 1 \right)^2 \tau_0^{*2} - \frac{1}{2\tilde{\gamma}'_1} \left(\frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} + 1 \right)^2 \times$$

$$\times \left\{ \frac{1 - \tilde{x}'_2}{\sqrt{\tilde{x}'_1}} \left[\operatorname{cth} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1} \right) - \right. \right.$$

$$\left. - \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1} \right)} \left\{ \operatorname{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_1} \right) - \operatorname{ch} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1} \right) \right\} + \right.$$

$$\left. + \operatorname{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_1} \right) \right] -$$

$$- \frac{1 - \tilde{x}'_1}{\sqrt{\tilde{x}'_2}} \left[\operatorname{cth} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2} \right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2} \right)} \left\{ \operatorname{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_2} \right) - \operatorname{ch} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2} \right) \right\} + \right.$$

$$\left. + \operatorname{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_2} \right) \right] \left. \right\}, \quad (13)$$

где $A^* = (2\varepsilon_L^{*2}a^{*2} - \tilde{x}'_1) / ((\tilde{x}'_1 - \tilde{x}'_2)\tilde{x}'_1)$; $D^* = (2\varepsilon_L^{*2}a^{*2} - \tilde{x}'_2) / ((\tilde{x}'_1 - \tilde{x}'_2)\tilde{x}'_2)$; $\beta_1^* = \sqrt{2}\sqrt{U_0^*}\sqrt{\tilde{x}'_1}/a^*\varepsilon_T^*$, $\beta_2^* = \sqrt{2}\sqrt{U_0^*}\sqrt{\tilde{x}'_2}/a^*\varepsilon_T^*$, $\tilde{\tau}_{01}^* = \sqrt{\tilde{x}'_1}\tau_0^*/\sqrt{2}$, $\tilde{\tau}_{02}^* = \sqrt{\tilde{x}'_2}\tau_0^*/\sqrt{2}$, $W_0 = |e|E/\omega_0^2m^*a_d$,

$$\tau_0^* = \operatorname{arcsch} \left(\left(1 - \frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} \right) \operatorname{sh} \beta^* / \left(1 + \frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} \right) \right) + \beta^*;$$

$b'_0 = b_0/a_d$, $a'_0 = a_0/a_d$; a_0 и b_0 — координаты потенциальных минимумов двухъямного осцилляторного потенциала; $\beta^* = \sqrt{U_0^*}/a^*\varepsilon_T^*$; $\varepsilon_T^* = kT/E_d$; $\varepsilon_c^* = \hbar\sqrt{c}/E_d$; $\varepsilon_L^* = \hbar\omega_L/E_d$;

$$\tilde{\gamma}' = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_L^{*2}a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^{*4}a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2}U_0^*} \right)^2 - \frac{\varepsilon_L^{*2}a^{*2}}{U_0^*}},$$

$$\tilde{x}'_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{\varepsilon_L^{*2}a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^{*4}a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2}U_0^*} - \right.$$

$$\left. - \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_L^{*2}a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^{*4}a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2}U_0^*} \right)^2 - \frac{\varepsilon_L^{*2}a^{*2}}{U_0^*}} \right],$$

$$\tilde{x}'_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{\varepsilon_L^{*2}a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^{*4}a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2}U_0^*} + \right.$$

$$\left. + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_L^{*2}a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^{*4}a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2}U_0^*} \right)^2 - \frac{\varepsilon_L^{*2}a^{*2}}{U_0^*}} \right].$$

Следует отметить, что параметрами диссипативного туннелирования являются ε_T^* , ε_c^* и ε_L^* , содержащие соответственно температуру, константу взаимодействия c_0 туннелирующего электрона с контактной средой и частоту фононной моды ω_L . На рис. 1 представлена зависимость средней энергии связи \bar{E} резонансного $D^{(-)}$ -состояния от радиуса R_0 InSb КТ для различных значений E и параметров диссипативного туннелирования, рассчитанная с помощью уравнения (9). Можно видеть, что при уменьшении R_0 средняя энергия связи резонансного $D^{(-)}$ -состояния сначала увеличивается из-за все более сильной локализации волновой функции электрона по трем пространственным направлениям. Но при дальнейшем уменьшении R_0 волновая функция начинает «выжиматься» из КТ, поэтому средняя энергия связи уменьшается. Видно также (сравни кривые 1 и 2 на рис. 1), что в электрическом поле

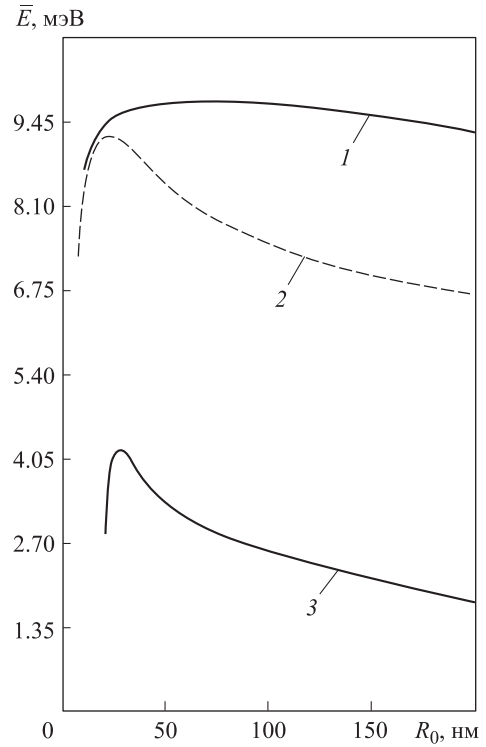


Рис. 1. Зависимость средней энергии связи резонансного $D^{(-)}$ -состояния \bar{E} от радиуса КТ R_0 при $U_0 = 0.4$ эВ, $x_a^* = y_a^* = z_a^* = 0$, $E_i = 1.38 \cdot 10^{-2}$ эВ для различных значений E и параметров диссипативного туннелирования: кривая 1 — $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 1$, $\varepsilon_T^* = 1$, $E = 0$; 2 — $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 1$, $\varepsilon_T^* = 1$, $E = 32$ кВ/см; 3 — $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 1$, $\varepsilon_T^* = 3$, $E = 32$ кВ/см

средняя энергия связи резонансного $D^{(-)}$ -состояния уменьшается, что связано с электронной поляризацией и штарковским сдвигом энергии. Рост параметра ε_T^*

приводит к увеличению вероятности распада и к соответствующему уменьшению величины \bar{E} (сравн. кривые 2 и 3 на рис. 1).

На рис. 2 приведена зависимость ширины ΔE резонансного уровня от координаты $D^{(-)}$ -центра в x -направлении КТ для различных значений параметров диссипативного туннелирования. На рис. 2 видно, что наименьшее время жизни имеют резонансные $D^{(-)}$ -состояния, соответствующие $D^{(-)}$ -центрам, расположенным вблизи границ КТ. Рост параметра ε_c^* блокирует туннельный распад резонансного состояния за счет увеличения «вязкости» контактной среды, в то время как рост параметров ε_L^* и ε_T^* увеличивает вероятность распада.

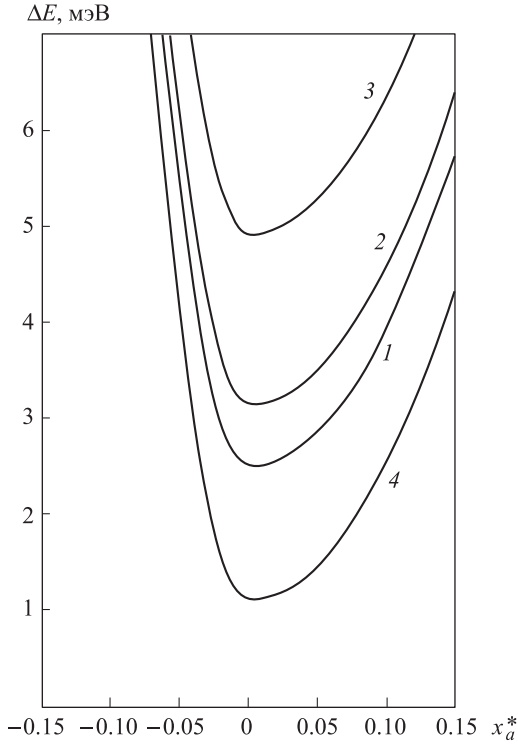


Рис. 2. Зависимость ширины резонансного уровня ΔE от координаты x_a^* $D^{(-)}$ -центра в КТ при $R_0 = 70$ нм, $U_0 = 0.38$ эВ, $E = 15$ кВ/см для различных значений параметров диссипативного туннелирования: кривая 1 — $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 1$, $\varepsilon_T^* = 1$; 2 — $\varepsilon_L^* = 3$, $\varepsilon_c^* = 1$, $\varepsilon_T^* = 1$; 3 — $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 1$, $\varepsilon_T^* = 3$; 4 — $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 3$, $\varepsilon_T^* = 1$

2. Расчет вероятности фотоионизации $D^{(-)}$ -центра в квантовой молекуле при наличии внешнего электрического поля

Выражение для вероятности фотоионизации $D^{(-)}$ -центра в КМ при наличии внешнего электрического поля имеет вид

$$P_{f\lambda}(\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_n |M_{f\lambda}|^2 \frac{\hbar\Gamma_0}{(E_{n_1, n_2, n_3} - \bar{E})^2 + \hbar^2\Gamma_0^2}, \quad (14)$$

где $M_{f\lambda}$ — матричный элемент рассматриваемого оптического перехода. Эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны \hat{H}_{int} , характеризуемой

волновым вектором \mathbf{q} и единичным вектором поляризации \mathbf{e}_λ , запишется следующим образом:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2\alpha^*}{m^*2\omega}} I_0 \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r})(\mathbf{e}_\lambda \mathbf{p}), \quad (15)$$

где $\lambda_0 = E_{\text{eff}}/E_0$ — коэффициент локального поля, учитывающий увеличение амплитуды оптического перехода за счет того, что эффективное локальное поле $D^{(-)}$ -центра E_{eff} превышает среднее макроскопическое поле в кристалле E_0 ; $\alpha^* = |e|^2/(4\pi\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon}\hbar c)$ — постоянная тонкой структуры с учетом статической относительной диэлектрической проницаемости ε ; c — скорость света в вакууме; I_0 — интенсивность света; ω — частота поглощаемого излучения; $|e|$ — абсолютное значение электрического заряда электрона. Рассмотрим случай, когда $\mathbf{e}_\lambda \parallel \mathbf{E}$. В дипольном приближении матричный элемент рассматриваемого оптического перехода можно представить в виде

$$\begin{aligned} M_{f\lambda}^{(s)} &= i\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\alpha^* I_0}{\omega}} \cdot 2^{-(5+2n_1)/4} \pi^{-3/4} \beta^{-1/4} E_d \cdot 2C a_d^{5/2} n_1! \times \\ &\times \exp \left[-\frac{3x_0^2}{4a_0^2} \right] \sum_{m=0}^{N_1} \frac{(-1)^m 2^{n_1-m}}{m!(n_1-2m)!} \sum_{k=0}^{n_1-2m} C_{n_1-2m}^k (-1)^{n_1-2m-k} \times \\ &\times \left(-\beta\eta^2 + \frac{3}{2} + 4i\Gamma_0^*\beta - \frac{x_0^2 a_d^2}{a_0^2} + n_1 + n_2 + n_3 \right) \times \\ &\times 2^{n_2+n_3} (n_2!n_3!)^{-1/2} \Gamma\left(\frac{n_2}{2} + 1\right) \Gamma\left(\frac{n_3}{2} + 1\right) (k+1)! \times \\ &\times \sum_{p=0}^{N_2} \frac{2^{-2p}}{(k+1-2p)!p!} \left(\frac{x_0}{a_0}\right)^{n_1-2m-2p+2} \times \\ &\times B\left(k+2-p, \frac{1}{2} \left[-\beta\eta^2 + \frac{3}{2} + 4i\Gamma_0^*\beta - \frac{x_0^2 a_d^2}{a_0^2} \right] + n_2 + n_3 \right) \times \\ &\times F\left(k+2-p, \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{2} \left[-\beta\eta^2 + \frac{3}{2} + 4i\Gamma_0^*\beta - \frac{x_0^2 a_d^2}{a_0^2} \right] + n_2 + n_3 + k - 2 - p, \frac{x_0}{a_0} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

где C_n^k — биномиальные коэффициенты [5]; $B(\alpha, \beta)$ — бета-функция; $F(\alpha, \beta, x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция [5]; $N_1 = [n_1/2]$; $N_2 = [(k+1)/2]$.

В процессе вычисления появлялись интегралы вида [6]

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{+\infty} dy \exp\left(-\frac{y^2}{a_0^2} \text{cth } t\right) H_{n_2}\left(\frac{y}{a_0}\right) = \\ &= \begin{cases} 0, & \text{если } n_2 = 2k + 1, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \\ 2^{n_2/2} a_0 (-1)^{n_2/2} \Gamma\left(\frac{1+n_2}{2}\right) (\text{cth } t - 1)^{n_2/2} (\text{cth } t)^{-n_2/2+1/2}, & \text{если } n_2 = 2k, \end{cases} \end{aligned} \quad (17)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dz \exp\left(-\frac{z^2}{a_0^2} \text{cth } t\right) H_{n_3}\left(\frac{z}{a_0}\right) =$$

$$= \begin{cases} 0, & \text{если } n_3 = 2k + 1, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \\ 2^{n_3/2} a_0 (-1)^{n_3/2} \Gamma\left(\frac{1+n_3}{2}\right) (\operatorname{cth} t - 1)^{n_3/2} (\operatorname{cth} t)^{-n_3/2+1/2}, & \text{если } n_3 = 2k. \end{cases} \quad (18)$$

Таким образом, оптические переходы из резонансного $D^{(-)}$ -состояния возможны в размерно-квантованные состояния КТ с четными значениями осцилляторных квантовых чисел и соответственно в y - и z -направлении КТ. В этом случае для вероятности фотоионизации $D^{(-)}$ -центра с резонансным примесным уровнем в КМ $P_{j\lambda}^{(s)}(\omega)$ получим следующее выражение:

$$P_{j\lambda}^{(s)}(\omega) = P_0 X^{-1} \exp(-6\lambda_n) \sum_{n_1=0}^{N'_1} \sum_{n_2=0}^{N'_2} \sum_{n_3=0}^{N'_3} (n_1!)^2 \cdot 2^{-n_1} \times \\ \times \left| \frac{\left(\frac{3}{2} + i\mu_n - \lambda_n - \xi_n\right)^{1/2}}{\Gamma^{1/2}\left(\frac{7}{4} + i\mu_n - \lambda_n + \xi_n\right)} \left\{ \Gamma\left(\frac{1}{4} + i\mu_n - \lambda_n - \xi_n\right) \right\}^{1/2} \times \right. \\ \times \left. \left\{ \left(\frac{3}{4} + i\mu_n - \lambda_n - \xi_n\right) \left[\Psi\left(\frac{1}{4} + i\mu_n - \lambda_n - \xi_n\right) - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \Psi\left(\frac{7}{4} + i\mu_n - \lambda_n - \xi_n\right) \right] + 1 \right\}^{-1/2} \times \right. \\ \times \sum_{m=0}^{N-1} \frac{(-1)^m 2^{n_1-m}}{n_1!(n_1-2m)!} \sum_{k=0}^{n_1-2m} C_{n_1-2m}^k (-1)^{n_1-2m-k} \times \\ \times \left(-2\xi_n + \frac{3}{2} + 2i\mu_n - 4\lambda_n (a_0^*)^{-2} + n_1 + n_2 + n_3 \right) \times \\ \times 2^{n_2+n_3} (n_2!n_3!)^{-1/2} \Gamma\left(\frac{n_2}{2} + 1\right) \Gamma\left(\frac{n_3}{2} + 1\right) (k+1)! \times \\ \times \sum_{p=0}^{N_2} \frac{2^{-2p}}{(k+1-2p)!p!} \left(2\sqrt{\lambda_n} \right)^{n_1-2m-2p+2} \times \\ \times B\left(k+2-p, n_2+n_3-\xi_n+\frac{3}{4}+i\mu_n-2\lambda_n(a_0^*)^{-2}\right) \times \\ \times F\left(k+2-p, n_2+n_3+k-2-p-\xi_n+\frac{3}{4}+i\mu_n-2\lambda_n(a_0^*)^{-2}, 2\sqrt{\lambda_n}\right) \Bigg|^2 \times \\ \times \frac{2\mu_n}{(n_1+n_2+n_3+\frac{3}{2}-4\lambda_n(a_0^*)^{-2}-2\xi_n-X\beta)^2+(2\mu_n)^2}, \quad (19)$$

где $P_0 = 2^{-3/2} \pi^{-3} \lambda_0^2 \alpha^* \beta^{1/2} a_d^5 a_0^{-3} I_0$, $X = \hbar\omega/E_d$, $\beta = R_0^*/(4\sqrt{U_0^*})$, $R_0^* = 2R_0/a_d$, $U_0^* = U_0/E_d$, $\xi_n = \eta^2 \beta/2$, $\mu_n = 2\Gamma_0^* \beta$, $\lambda_n = x_0^2/(4a_0^2)$, $\Gamma_0^* = \hbar\Gamma_0/(4E_d)$, $a_0^* = a_0/a_d$, $N'_1 = [2\xi_n + 4\lambda_n(a_0^*)^{-2} - \frac{3}{2} + X\beta]$, $N'_2 = [C_1]$, $N'_3 = [C_2]$ — целая часть числа C_2 , $C_2 = C_1 - n_1$.

Рассмотрим случай, когда $\mathbf{e}_\lambda \perp \mathbf{E}$. В дипольном приближении матричный элемент для рассматриваемого случая запишется в виде

$$M_{j\lambda}^{(t)} = i\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\alpha^* I_0}{\omega}} \cdot 2^{-(5+2n_1)/4} \pi^{-3/4} \beta^{-1/4} E_d \cdot 2C a_d^{5/2} n_1! \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{3x_0^2}{4a_0^2}\right] \sum_{m=0}^{N_1} \frac{(-1)^m 2^{n_1-m}}{m!(n_1-2m)!} \sum_{k=0}^{n_1-2m} C_{n_1-2m}^k (-1)^{n_1-2m-k} \times \\ \times \left(-\beta\eta^2 + \frac{3}{2} + 4i\Gamma_0^* \beta - \frac{x_0^2 a_d^2}{a_0^2} + n_1 + n_2 + n_3 \right) \times \\ \times 2^{n_2+n_3} (n_2!n_3!)^{-1/2} k! \left\{ \Gamma\left(\frac{n_2+1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n_3+1}{2}\right) \times \right. \\ \times \sum_{p=0}^{N_3} \frac{2^{-2p}}{(k-2p)!p!} \left(\frac{x_0}{a_0}\right)^{n_1-2m-2p-1} \times \\ \times B\left(k+2-p, \frac{1}{2} \left[-\beta\eta^2 + \frac{3}{2} + 4i\Gamma_0^* \beta - \frac{x_0^2 a_d^2}{a_0^2} \right] + n_2 + n_3 - 1 \right) \times \\ \times F\left(k+2-p, \frac{1}{2} \left[-\beta\eta^2 + \frac{3}{2} + 4i\Gamma_0^* \beta - \frac{x_0^2 a_d^2}{a_0^2} \right] + n_2 + n_3 + k + 1 - p, \frac{x_0}{a_0}\right) \cos \delta + \\ + \Gamma\left(\frac{n_2}{2} + 1\right) \Gamma\left(\frac{n_3}{2} + 1\right) \sum_{p=0}^{N_3} \frac{2^{-2p}}{(k-2p)!p!} \left(\frac{x_0}{a_0}\right)^{n_1-2m-2p-1} \times \\ \times B\left(k+2-p, \frac{1}{2} \left[-\beta\eta^2 + \frac{3}{2} + 4i\Gamma_0^* \beta - \frac{x_0^2 a_d^2}{a_0^2} \right] + n_2 + n_3 - 1 \right) \times \\ \times F\left(k+2-p, \frac{1}{2} \left[-\beta\eta^2 + \frac{3}{2} + 4i\Gamma_0^* \beta - \frac{x_0^2 a_d^2}{a_0^2} \right] + n_2 + n_3 + k + 2 - p, \frac{x_0}{a_0}\right) \cos \gamma \Bigg\}, \quad (20)$$

где $N_3 = [k/2]$ — целая часть числа $k/2$.

В процессе вычисления появлялись интегралы вида [6]

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dy y \exp\left(-\frac{y^2}{a_0^2} \operatorname{cth} t\right) H_{n_2}\left(\frac{y}{a_0}\right) = \\ = \begin{cases} 0, & \text{если } n_2 = 2k, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \\ 2^{n_2} a_0 (-1)^{(n_2-1)/2} \Gamma\left(\frac{n_2}{2} + 1\right) (\operatorname{cth} t - 1)^{n_2/2} \times \\ \times (\operatorname{cth} t)^{-n_2/2+3/2}, & \text{если } n_2 = 2k + 1, \end{cases} \quad (21)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dz z \exp\left(-\frac{z^2}{a_0^2} \operatorname{cth} t\right) H_{n_3}\left(\frac{z}{a_0}\right) = \\ = \begin{cases} 0, & \text{если } n_3 = 2k, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \\ 2^{n_3} a_0 (-1)^{(n_3-1)/2} \Gamma\left(\frac{n_3}{2} + 1\right) (\operatorname{cth} t - 1)^{(n_3-1)/2} \times \\ \times (\operatorname{cth} t)^{-n_3/2+3/2}, & \text{если } n_3 = 2k + 1. \end{cases} \quad (22)$$

Из (21) и (22) видно, что оптические переходы из резонансного $D^{(-)}$ -состояния возможны в размерно-квантованные состояния КТ с нечетными значениями осцилляторных квантовых чисел n_2 и n_3 соответственно в y - и z -направлении КТ. В результате для вероятности фотоионизации $D^{(-)}$ -центра с резонансным примесным уровнем в КМ $P_{j\lambda}^{(t)}(\omega)$ в случае

$\mathbf{e}_\lambda \perp \mathbf{E}$ будем иметь

$$\begin{aligned}
 P_{i\lambda}^{(i)}(\omega) = & P_0 X^{-1} \exp(-6\lambda_n) \sum_{n_1=0}^{N'_1} \sum_{n_2=0}^{N'_2} \sum_{n_3=0}^{N'_3} (n_1!)^2 \cdot 2^{-n_1} \times \\
 & \times \left(-2\xi_n + \frac{3}{2} + 2i\mu_n - 4\lambda_n (a_0^*)^{-2} + n_1 + n_2 + n_3 \right) \times \\
 & \times 2^{n_2+n_3} (n_2!n_3!)^{-1/2} k! \left\{ \Gamma\left(\frac{n_2+1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{n_3+1}{2}\right) \times \right. \\
 & \times \sum_{p=0}^{N_3} \frac{2^{-2p}}{(k-2p)!p!} (2\sqrt{\lambda_n})^{n_1-2m-2p-1} \times \\
 & \times B\left(k+2-p, n_2+n_3-\xi_n + \frac{3}{4} + i\mu_n - 2\lambda_n (a_0^*)^{-2}\right) \times \\
 & \times F\left(k+2-p, \right. \\
 & \left. n_2+n_3+k-p+1-\xi_n + \frac{3}{4} + i\mu_n - 2\lambda_n (a_0^*)^{-2}, 2\sqrt{\lambda_n}\right) \cos \delta + \\
 & \times \left. \left[\frac{\left(\frac{3}{2} + i\mu_n - \lambda_n - \xi_n\right)^{1/2}}{\Gamma^{1/2}\left(\frac{7}{4} + i\mu_n - \lambda_n + \xi_n\right)} \left\{ \Gamma\left(\frac{1}{4} + i\mu_n - \lambda_n - \xi_n\right) \right\}^{1/2} \times \right. \right. \\
 & \times \left. \left\{ \left(\frac{3}{4} + i\mu_n - \lambda_n - \xi_n\right) \left[\Psi\left(\frac{1}{4} + i\mu_n - \lambda_n - \xi_n\right) - \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. \left. - \Psi\left(\frac{7}{4} + i\mu_n - \lambda_n - \xi_n\right) \right] + 1 \right\}^{1/2} \times \right. \\
 & \left. \times \sum_{m=0}^N \frac{(-1)^m 2^{n_1-m}}{n_1!(n_1-2m)!} \sum_{k=0}^{n_1-2m} C_{n_1-2m}^k (-1)^{n_1-2m-k} \times \right.
 \end{aligned}$$

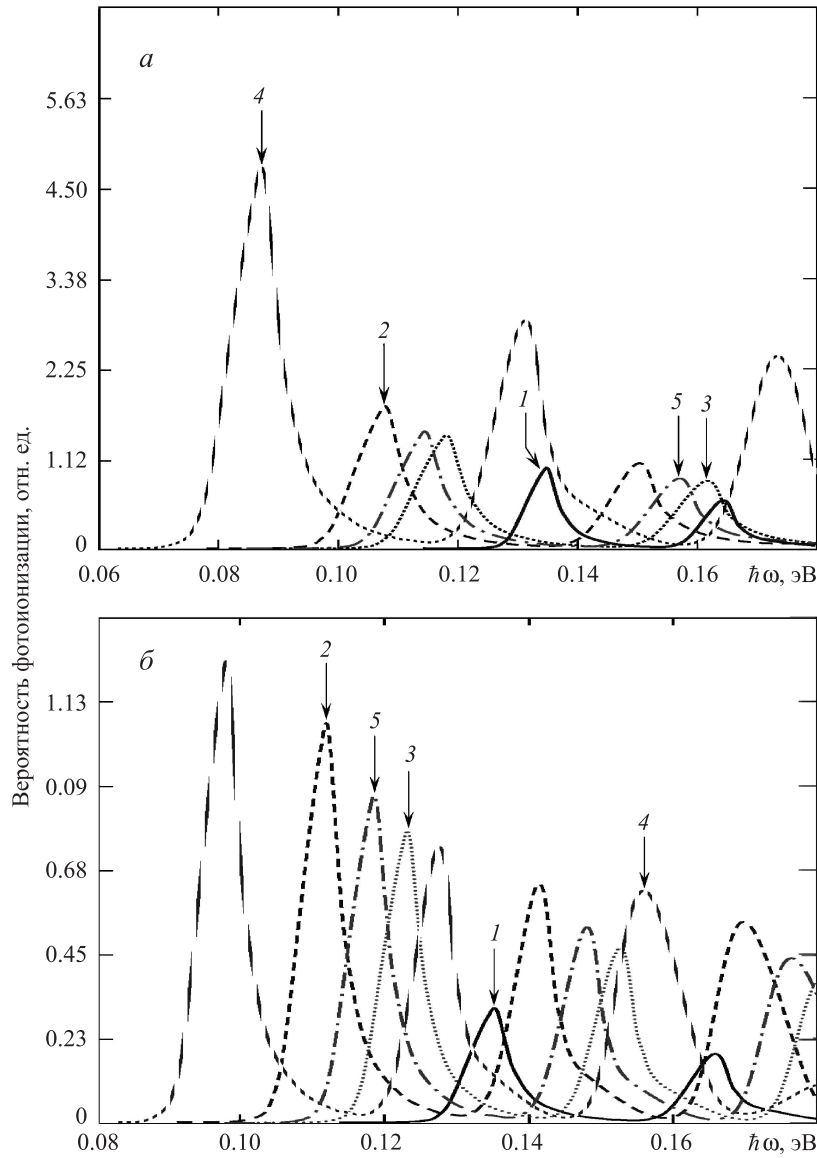


Рис. 3. Спектральная зависимость вероятности фотоионизации $D^{(-)}$ -центра в КМ при $R_0 = 70$ нм, $U_0 = 0.42$ эВ (кривые 2–5 построены при $E = 35$ кВ/см): а — для случая $\varepsilon_\lambda \parallel \mathbf{E}$; б — для случая $\varepsilon_\lambda \perp \mathbf{E}$: кривая 1 — $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 1$ ($E = 0$); 2 — $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 1$; 3 — $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 0.2$, $\varepsilon_c^* = 1$; 4 — $\varepsilon_T^* = 3$, $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 1$; 5 — $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 3$

$$\begin{aligned}
& + \Gamma\left(\frac{n_2}{2} + 1\right) \Gamma\left(\frac{n_3}{2} + 1\right) \sum_{p=0}^{N_3} \frac{2^{-2p}}{(k-2p)!p!} \left(2\sqrt{\lambda_n}\right)^{n_1-2m-2p} \times \\
& \times B\left(k+2-p, n_2+n_3-1-\xi_n+\frac{3}{4}+i\mu_n-2\lambda_n(a_0^*)^{-2}\right) \times \\
& \times F\left(k+2-p, n_2+n_3+k-p+2-\xi_n+\frac{3}{4}+i\mu_n-2\lambda_n(a_0^*)^{-2}, 2\sqrt{\lambda_n}\right) \cos \gamma \Bigg\}^2 \times \\
& \times \frac{2\mu_n}{\left(n_1+n_2+n_3+\frac{3}{2}-4\lambda_n(a_0^*)^{-2}-2\xi_n-X\beta\right)^2+(2\mu_n)^2}. \quad (23)
\end{aligned}$$

На рис. 3 приведены рассчитанные спектральные зависимости вероятности фотоионизации $D^{(-)}$ -центра с резонансным примесным уровнем в КМ для различных значений параметров ε_T^* , ε_c^* , ε_L^* . Они рассчитаны с помощью формул (19) и (23) для случаев $\mathbf{e}_\lambda \parallel \mathbf{E}$ (рис. 3, а) и $\mathbf{e}_\lambda \perp \mathbf{E}$ (рис. 3, б). Как видно из рис. 3, квантово-размерный эффект Штарка проявляется в красном смещении порога фотоионизации, а также в увеличении силы осциллятора дипольного оптического перехода (сравн. кривые 1 и 2 на рис. 3, а и на рис. 3, б). Видно также, что в КМ с ПРС имеет место дихроизм примесного электрооптического поглощения (сравн. кривые на рис. 3, а и 3, б), связанный с изменением правил отбора для осцилляторных квантовых чисел в y - и z -направлении КТ. Из рис. 3, а и 3, б видна высокая чувствительность фотоионизационных спектров к параметрам диссипативного туннелирования: с ростом параметров ε_T^* и ε_L^* имеет место красное смещение порога фотоионизации, что обусловлено уменьшением средней энергии связи ПРС (сравн. кривые 2, 3 и 4 на рис. 3, а и 3, б), связанное с ростом вероятности туннельного распада (уменьшение времени жизни ПРС).

На рис. 4 представлена зависимость вероятности фотоионизации $D^{(-)}$ -центра с резонансным примесным

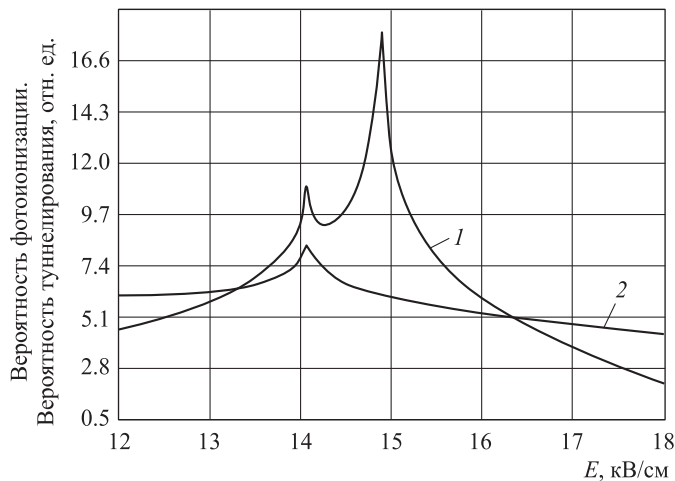


Рис. 4. Зависимость вероятности фотоионизации $D^{(-)}$ -центра с резонансным примесным уровнем в КМ (кривая 1) и вероятности туннелирования (кривая 2) от величины напряженности внешнего электрического поля \mathbf{E} при $E_i = 10^{-3}$ эВ, $U_0 = 0.48$ эВ, $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 1$, $\varepsilon_c^* = 1$

уровнем и вероятности диссипативного туннелирования Γ_0 от напряженности внешнего электрического поля при фиксированной энергии фотона (кривая 1). Как видно на рис. 4, кривая 1 содержит два характерных пика. Первый пик появляется при напряженности поля, при которой исходно асимметричный двухъямный потенциал КМ становится симметричным. Переход к симметричной форме сопровождается появлением пика на полевой зависимости вероятности туннелирования в КМ (кривая 2 на рис. 4). Природа второго пика (кривая 1 на рис. 4) связана с трансформацией огибающих волновых функций, вызванной электрическим полем.

Заключение

В рамках модели потенциала нулевого радиуса теоретически исследовано влияние внешнего электрического поля на резонансные $D^{(-)}$ -состояния в квантовой молекуле в условиях туннельного распада. Показано, что чем больше вероятность туннельного распада, тем легче резонансное $D^{(-)}$ -состояние разваливается под действием внешнего электрического поля. Найдено, что квантово-размерный эффект Штарка проявляется в красном смещении порога фотоионизации, а также в увеличении силы осциллятора дипольного оптического перехода. Установлено, что в КМ с ПРС имеет место дихроизм примесного электрооптического поглощения, связанный с изменением правил отбора для осцилляторных квантовых чисел в y - и z -направлении КТ. Выявлена высокая чувствительность фотоионизационных спектров к параметрам диссипативного туннелирования. Исследована зависимость вероятности фотоионизации $D^{(-)}$ -центра с резонансным примесным уровнем от напряженности внешнего электрического поля. Показано, что данная зависимость имеет нетривиальный вид. Из-за вызванной полем трансформации двухъямного осцилляторного потенциала КМ и огибающих волновых функций появляются максимумы в зависимости вероятности фотоионизации от электрического поля. Это открывает определенные перспективы для управления вероятностью оптических переходов с участием ПРС в КМ при помощи внешнего электрического поля и вариации параметров диссипативного туннелирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-97002) и Фонда фундаментальных исследований в области естественных наук Министерства науки Республики Казахстан (грант 1253/ГФ).

Список литературы

1. Алешкин В.Я., Гавриленко Л.В., Одноблюдов М.А., Ясевич И.Н. // ФТП. 2008. **42**, № 8. С. 899.
2. Орлова Е.Е., Harrison P., Zheng W.-M., Halsall M.P. // ФТП. 2005. **39**, № 1. С. 67.
3. Кревчик В.Д., Зайцев Р.В. // ФТТ. 2003. **43**, № 3. С. 504.
4. Жуковский В.Ч., Горшков О.Н., Кревчик В.Д. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 1. С. 27.
5. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции: В 2 т. М., 1973.
6. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., 1962.

The influence of external electric field on optical properties for the quantum molecule with resonant $D^{(-)}$ -state**V. Ch. Zhukovsky^{1,a}, V. D. Krevchik^{2,b}, A. B. Grunin², M. B. Semenov², R. V. Zaitsev²**¹*Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*²*Physics Department, Penza State University, Krasnaya str. 40, Penza 440026, Russia.**E-mail: ^avlchzh@gmail.com, ^bphysics@pnzgu.ru.*

Calculations of the average binding energy and width of the resonance level of $D^{(-)}$ -states in quantum molecule under influence of an external electric field have been fulfilled. The calculations were performed in a model of the zero-range potential with account of decay for the tunnel resonance state. It is shown, that an external electric field stimulates the decay of the resonant $D^{(-)}$ -states under dissipative tunneling regime. It is found, that the curve of the photoionization probability dependence for $D^{(-)}$ -center on the external electric field has two peaks, respectively, associated with the change in the symmetry of the quantum double-well oscillator potential of the quantum molecule and with transformation of the envelope wave functions caused by the electric field.

Keywords: resonance donor states, the average binding energy, the width of the impurity level, dissipative tunneling, probability of photoionization.

PACS: 73.21.La.

*Received 31 July 2012.*English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2013).**Сведения об авторах**

1. Жуковский Владимир Чеславович — докт. физ.-мат. наук, профессор; e-mail: vlchzh@gmail.com.
2. Кревчик Владимир Дмитриевич — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (8412) 36-82-66; e-mail: physics@pnzgu.ru.
3. Грунин Александр Борисович — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (8412) 36-82-66; e-mail: physics@pnzgu.ru.
4. Семенов Михаил Борисович — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (8412) 36-82-66; e-mail: physics@pnzgu.ru.
5. Зайцев Роман Владимирович — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (8412) 36-82-66; e-mail: physics@pnzgu.ru.