

Особенности спектров двухфотонного примесного поглощения в квантовой молекуле с туннельно-прозрачным потенциальным барьером

В. Ч. Жуковский^{1,a}, В. Д. Кревчик², М. Б. Семенов^{2,b}, Ю. Г. Смирнов², П. В. Кревчик²,
С. А. Губина²

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

² Пензенский государственный университет, естественнонаучный факультет. Россия, 440026, Пенза, ул. Красная, д. 40, корп. 8.

E-mail: ^a th180@phys.msu.ru, ^b physics@pnzgu.ru

Статья поступила 15.05.2009, подписана в печать 02.07.2009

Теоретически исследовано влияние параметров диссипативного туннелирования на спектральную зависимость вероятности двухфотонного примесного поглощения в квантовой молекуле. Показано, что влияние прозрачности туннельного барьера на двухфотонное примесное поглощение в квантовой молекуле проявляется в изменении ширины энергетических уровней виртуального и конечного состояний за счет варьирования таких параметров диссипативного туннелирования, как температура, частота фонной моды и константа взаимодействия с контактной средой.

Ключевые слова: диссипативное туннелирование, квантовая молекула, двухфотонное примесное поглощение.

УДК: 539.23; 539.216.1. PACS: 73.40.Gk, 82.20.Xg, 03.65.Xp, 31.15.Gy.

Введение

Интерес к двухфотонному (ДФ) поглощению света в структурах с квантовыми точками (КТ) обусловлен прежде всего возможностью наблюдения двухфотонно возбуждаемой люминесценции, которая в настоящее время широко используется как метод исследования нанокристаллов, как неразрушающий метод считывания информации в устройствах трехмерной оптической памяти, а также при оптической накачке в лазерах. Наличие примесных центров в КТ не только расширяет круг возможных механизмов ДФ поглощения, но и, что наиболее важно, за счет концентрации силы осциллятора в области энергетически наинизшего перехода вызывает увеличение оптической нелинейности полупроводниковых КТ. Причем величина ДФ поглощения в этом случае может значительно превышать аналогичную величину для объемного полупроводника [1]. В случае туннельно-связанных КТ (квантовая молекула (КМ)) туннельная прозрачность потенциального барьера, модифицируя электронный спектр КТ, может приводить ко многим интересным с фундаментальной и практической точки зрения эффектам. Цель настоящей работы заключается в теоретическом исследовании влияния прозрачности туннельного барьера на оптические переходы при ДФ ионизации $D^{(-)}$ -центра в КМ.

1. Расчет вероятности двухфотонного примесного поглощения в квантовой молекуле

Влияние прозрачности туннельного барьера на ДФ переходы с участием $D^{(-)}$ -центра в КМ рассматривается в рамках науки о квантовом туннелировании с диссипацией. Актуальность развития науки о диссипативном туннелировании применительно к КМ, несмотря на использование инстантонных подходов, связана с возможностью получения основных результатов в ана-

литической форме, что в других часто используемых подходах, при необходимости учета влияния среды на процесс туннельного переноса, не представляется возможным.

Теоретический подход основан на рассмотрении квантового туннелирования с диссипацией применительно к электронному транспорту в КМ, моделируемой двухъямным осцилляторным потенциалом, с учетом взаимодействия с локальной фонной модой при конечной температуре. На рис. 1 изображен двухъямный потенциал КМ вдоль координаты туннелирования x и показан рассматриваемый ДФ оптический переход.

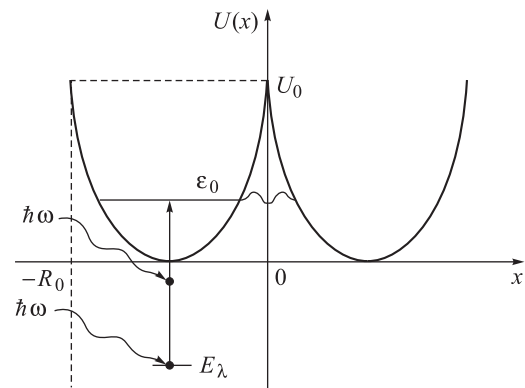


Рис. 1. Двухъямный потенциал КМ вдоль координаты туннелирования x и схема ДФ оптических переходов с участием примесного уровня: $\hbar\omega$ — энергия поглощаемого фотона; $E_\lambda < 0$ — положение энергетического уровня $D^{(-)}$ -центра относительно дна КТ; ϵ_0 — уровень энергии основного состояния КТ; U_0 — амплитуда потенциала конфайнмента КТ; R_0 — радиус КТ

Поглощение света при ДФ ионизации $D^{(-)}$ -центра рассматривается для случая, когда примесный атом

расположен в центре сферической КТ: $\mathbf{R}_a = (0, 0, 0)$. Потенциал $D^{(-)}$ -центра моделируется потенциалом нулевого радиуса, в этом случае волновая функция начального состояния определяется следующим выражением [2]:

$$\psi_\lambda(r) = \left\{ \frac{2\sqrt{\pi}}{\varepsilon_a^2} \frac{\Gamma(1 - \varepsilon_a/2) \cdot a^3}{\Gamma(-\varepsilon_a/2 - 1/2)} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{\varepsilon_a}{2} \left(\Psi\left(-\frac{\varepsilon_a}{2} + 1\right) - \Psi\left(-\frac{\varepsilon_a}{2} - \frac{1}{2}\right) - 1 \right) \right] \right\}^{-1/2} \times \\ \times \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\right) \int_0^\infty dt \exp(-\beta t) (1 - \exp[-2t])^{-3/2} \times \\ \times \exp\left\{ \frac{r^2 \exp(-2t)}{a^2(1 - \exp[-2t])} \right\}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_a = \beta - 3/2$.

Волновая функция конечного состояния и электронный энергетический спектр имеют вид

$$\psi_{n,l,m}(r) = \sqrt{\frac{n!}{a^3 \Gamma(l + 3/2 + n)}} \left(\frac{r}{a}\right)^l \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \times \\ \times L_n^{l+1/2}\left(\frac{r^2}{a^2}\right) \sqrt{\frac{2l+1}{2\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos\theta) \exp(im\varphi), \\ E_{nl} = \hbar\omega_0(2n + l + 3/2) + i\hbar\Gamma_0. \quad (2)$$

Здесь Γ_0 — ширина энергетического уровня в КТ; $L_n^{l+1/2}(r^2/a^2)$ — обобщенные полиномы Лагерра; $P_l^m(\cos\theta)$ — присоединенные функции Лежандра первого рода; n , l и m — радиальное, орбитальное и магнитное квантовые числа соответственно; r , φ , θ — сферические координаты.

Эффективный гамильтониан взаимодействия с полем электромагнитной волны определяется выражением

$$\hat{H}_{\text{int}} = \lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2\alpha^* I_0}{m^* 2\omega}} \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) (\mathbf{e}_\lambda \hat{\mathbf{p}}), \quad (3)$$

где \mathbf{e}_λ — единичный вектор поляризации; \mathbf{q} — волновой вектор; λ_0 — коэффициент локального поля; α^* — постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической проницаемости; I_0 , ω — интенсивность и частота света соответственно.

Матричный элемент ДФ оптического перехода можно записать как

$$M = \sum_{n',l',m'} \frac{\langle \psi_{n,l,m} | \hat{H}_{\text{int}} | \psi_{n',l',m'} \rangle \langle \psi_{n',l',m'} | \hat{H}_{\text{int}} | \psi_\lambda \rangle}{-|E_{\lambda 0}| + E_{n',l',m'} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_0}, \quad (4)$$

где $\psi_{n',l',m'}$ и $E_{n',l',m'}$ — волновая функция и энергия виртуального состояния

$$\psi_{n',1,0}(r) = \sqrt{\frac{3n'!}{2\pi a^3 \Gamma(5/2 + n')}} \times \\ \times \frac{r}{a} \exp\left(-\frac{r^2}{2a^2}\right) L_{n'}^{3/2}\left(\frac{r^2}{a^2}\right) P_1(\cos\theta), \quad (5) \\ E_{n'1} = \hbar\omega_0(2n' + 5/2) + i\hbar\Gamma_0.$$

С учетом (1), (3) и (5) выражение для матричного элемента $\langle \psi_{n',l',m'} | \hat{H}_{\text{int}} | \psi_\lambda \rangle$ можно представить в виде

$$\langle \psi_{n',l',m'} | \hat{H}_{\text{int}} | \psi_\lambda \rangle = i\lambda_0 \pi \sqrt{\frac{\pi\alpha^* I_0}{6\omega}} \hbar\omega_0 \times \\ \times \left\{ \frac{2\sqrt{\pi}\Gamma\left(\frac{\beta}{2} + 1\right) a^3}{\beta^2 \Gamma\left(\frac{\beta}{2} - \frac{1}{2}\right)} \left(\frac{\beta}{2} \left[\psi\left(\frac{\beta}{2} + 1\right) \psi\left(\frac{\beta}{2} - \frac{1}{2}\right) \right] - 1 \right) \right\}^{-1/2} \times \\ \times \left(2n' + \frac{5}{2} - \varepsilon_a \right) \sqrt{2n'! a^5 \Gamma\left(n' + \frac{5}{2}\right)} \times \\ \times \sum_{k=0}^{n'} (-1)^k \frac{(2k+3)!!}{k!(n-k)! 2^{k+2}} \frac{\Gamma(k+2) \Gamma\left(\frac{\beta}{2}\right)}{\Gamma\left(k+2+\frac{\beta}{2}\right)}. \quad (6)$$

Здесь учтены правила отбора для магнитного m' и орбитального l' квантовых чисел виртуального состояния: $m' = 0$, $l' = 1$.

Матричный элемент, определяющий величину силы осциллятора дипольных оптических переходов электрона из виртуальных состояний $\psi_{n',l',m'}(\rho, \varphi, z)$ в конечные состояния $\psi_{n,l,m}(\rho, \varphi, z)$ квазидискретного спектра КТ, можно записать в виде

$$\langle \psi_{n,l,m} | \hat{H}_{\text{int}} | \psi_{n',l',m'} \rangle = i\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\alpha^*}{\omega}} I_0 (E_{n,l,m} - E_{n',l',m'}) \times \\ \times \langle \psi_{n,l,m}^*(\rho, \varphi, z) | (\mathbf{e}_\lambda, \mathbf{r}) | \psi_{n',l',m'}(\rho, \varphi, z) \rangle. \quad (7)$$

Учитывая выражения (3) для энергетического спектра и волновой функции электрона в КТ, а также (5), матричный элемент (7) можно представить в виде

$$\langle \psi_{n,l,m} | \hat{H}_{\text{int}} | \psi_{n',1,0} \rangle = i\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\alpha^*}{\omega a^6}} I_0 \hbar\omega_0 (2n + l - 2n' - 1) \times \\ \times \left(\frac{r}{a}\right)^{l+1} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \sqrt{\frac{2l+1}{2\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} \times \\ \times \sqrt{\frac{3n'!n!}{2\pi\Gamma(l+3/2+n)\Gamma(5/2+n')}} \times \\ \times \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} dr d\theta d\varphi r^3 \sin\theta \cos^2\theta \left(\frac{r}{a}\right)^{l+1} \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \times \\ \times L_{n'}^{3/2}\left(\frac{r^2}{a^2}\right) L_n^{3/2}\left(\frac{r^2}{a^2}\right) P_l^m(\cos\theta) \exp(-im\varphi). \quad (8)$$

Расчет матричного элемента дипольных оптических переходов в (8) приводит к интегралам вида

$$\int_0^{2\pi} \exp(-im\varphi) d\varphi = \begin{cases} 0, & \text{если } m \neq 0, \\ 2\pi, & \text{если } m = 0, \end{cases} \quad (9)$$

$$\int_0^\pi \sin\theta \cos^2\theta P_l(\cos\theta) d\theta = \begin{cases} \frac{4}{15}, & \text{если } l = 2, \\ 0, & \text{если } l \neq 2. \end{cases} \quad (10)$$

Таким образом, имеют место следующие правила отбора: оптические переходы из основного s -состояния $D^{(-)}$ -центра идут в виртуальные p -состояния КТ, а оптические переходы из виртуальных p -состояний — в возбужденные d -состояния КТ. С учетом указанных правил отбора для интеграла по переменной r имеем

$$\int_0^{\infty} r^3 \left(\frac{r}{a}\right)^3 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) L_{n'}^{3/2}\left(\frac{r^2}{a^2}\right) L_n^{5/2}\left(\frac{r^2}{a^2}\right) dr =$$

$$= a^4 \frac{\Gamma\left(n' + \frac{7}{2}\right)}{n'!} \delta_{n',n}, \quad (11)$$

где $\delta_{n',n}$ — символ Кронекера.

После суммирования в (4) по виртуальным состояниям для квадрата модуля матричного элемента будем иметь

$$|M|^2 = \left[I_0 \hbar \lambda_0^4 \alpha^{*2} a^4 \pi^{7/2} \beta^2 n! \left(n + \frac{5}{2}\right) \Gamma\left(\frac{\beta}{2} - \frac{1}{2}\right) \right] \times$$

$$\times \left\{ 90 \omega^2 E_d \Gamma\left(n + \frac{3}{2}\right) \Gamma\left(\frac{\beta}{2} + 1\right) \times \right.$$

$$\times \left[\left(\frac{\beta}{2}\right) \left(\Psi\left(\frac{\beta}{2} + 1\right) - \Psi\left(\frac{\beta}{2} - \frac{1}{2}\right)\right) - 1 \right]^{-1} \times$$

$$\times \left[\sum_{k=0}^n (-1)^k \frac{\Gamma\left(n + \frac{5}{2}\right)}{(n-k)! \Gamma\left(k + \frac{5}{2}\right) k!} \frac{(2k+3)!!}{2^{k+2}} \frac{\Gamma(k+2) \Gamma\left(\frac{\beta}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\beta}{2} + k + 2\right)} \right]^2 \times$$

$$\times \frac{(2n+1+\beta)^2}{\left(\left(\beta^{-1} \left(2n + \frac{5}{2}\right) - \eta^2 - X\right)^2 + \frac{\hbar^2}{E_d^2} \Gamma_0^2\right)^2}. \quad (12)$$

Для учета размытия резонанса рассеянием электрона введем лоренцево уширение дельтаобразных пиков:

$$\delta_r(x) = \frac{(\pi\tau)^{-1}}{\tau^{-2} + x^2}, \quad (13)$$

где τ — феноменологическое время релаксации.

Тогда выражение для вероятности двухфотонного перехода запишется как

$$W(2\omega) = \frac{2\pi}{\hbar I_0} \times$$

$$\times \sum_n |M|^2 \frac{\Gamma_0}{E_d \left(\left(\beta^{-1} \left(2n + \frac{5}{2}\right) - \eta^2 - X\right)^2 + \frac{\hbar^2}{E_d^2} \Gamma_0^2\right)}. \quad (14)$$

Здесь $X = \hbar\omega/E_d$ — энергия фотона в единицах эффективной боровской энергии E_d .

С учетом (12) для вероятности ДФ перехода будем иметь

$$W(2\omega) =$$

$$= \sum_n \left[I_0 \lambda_0^4 \alpha^{*2} a^4 \pi^{9/2} \beta^2 n! \left(n + \frac{5}{2}\right) \Gamma\left(\frac{\beta}{2} - \frac{1}{2}\right) \right] \times$$

$$\times \left\{ 45 X^2 E_d \Gamma\left(n + \frac{3}{2}\right) \Gamma\left(\frac{\beta}{2} + 1\right) \times \right.$$

$$\times \left[\left(\frac{\beta}{2}\right) \left(\Psi\left(\frac{\beta}{2} + 1\right) - \Psi\left(\frac{\beta}{2} - \frac{1}{2}\right)\right) - 1 \right]^{-1} \times$$

$$\times \left[\sum_{k=0}^n (-1)^k \frac{\Gamma\left(n + \frac{5}{2}\right)}{(n-k)! \Gamma\left(k + \frac{5}{2}\right) k!} \frac{(2k+3)!!}{2^{k+2}} \frac{\Gamma(k+2) \Gamma\left(\frac{\beta}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{\beta}{2} + k + 2\right)} \right]^2 \times$$

$$\times \frac{(2n+1+\beta)^2 \hbar \Gamma_0}{\left(\left(\beta^{-1} \left(2n + \frac{5}{2}\right) - \eta^2 - X\right)^2 + \frac{\hbar^2}{E_d^2} \Gamma_0^2\right)^2}. \quad (15)$$

Здесь $\Gamma_0 = B \exp(-S)$ — вероятность диссипативно-го туннелирования в КМ с учетом взаимодействия с локальной фононной модой среды. Предэкспоненциальный множитель B и одноинстантонное действие в боровских единицах имеют соответственно вид [3]

$$B = \frac{E_d}{\hbar} \frac{2\sqrt{U_0^*(1+b^*)}\sqrt{\varepsilon_T^*}}{\sqrt{\pi}} \times$$

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

$$\left. + \frac{A^* \left[1 - \frac{\beta_1^*}{2} \frac{\operatorname{ch}[\beta_1^*/2 - \bar{\tau}_{01}^*]}{\operatorname{sh}[\beta_1^*/2]}\right] + D^* \left(\frac{\beta_2^*}{2} \frac{\operatorname{ch}[\beta_2^*/2 - \bar{\tau}_{02}^*]}{\operatorname{sh}[\beta_2^*/2]} - 1\right)}{\left\{ A^* \left[\frac{\beta_1^*}{2} \frac{\operatorname{ch}[\beta_1^*/2 - \bar{\tau}_{01}^*]}{\operatorname{sh}[\beta_1^*/2]} - 1\right] + D^* \left(\frac{\beta_2^*}{2} \frac{\operatorname{ch}[\beta_2^*/2 - \bar{\tau}_{02}^*]}{\operatorname{sh}[\beta_2^*/2]} - 1\right) \right\}^{1/2}} \right\}, \quad (16)$$

где $A^* = -\omega_0^2 \frac{(\omega_l^2 - \gamma_l)}{2\gamma_l(\gamma_l - \gamma_2)}$, $D^* = \omega_0^2 \frac{(\omega_l^2 - \gamma_l)}{2\gamma_l(\gamma_l - \gamma_2)}$, $\beta_2^* = \sqrt{\gamma_1} \beta$, $\beta_1^* = \sqrt{\gamma_2} \beta$, $\bar{\tau}_{01}^* = 2\sqrt{\gamma_1} \tau_0$, $\bar{\tau}_{02}^* = 2\sqrt{\gamma_2} \tau_0$,

$$\gamma_{1,2} = \omega_0^2 \frac{\left(\frac{\omega_l^2}{\omega_0^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_l^2 \omega_0^2}\right) \mp \sqrt{\left(\frac{\omega_l^2}{\omega_0^2} + 1 + \frac{C^2}{\omega_l^2 \omega_0^2}\right) - \frac{4\omega_l^2}{\omega_0^2}}}{2},$$

$$S = a^* \sqrt{U_0^*} \left\{ \frac{1}{2} (b^* + 1)(3 - b^*) \tau_0^* - \frac{(b^* + 1)^2 (\tau_0^*)^2}{2\beta^*} - \right.$$

$$- \frac{(b^* + 1)^2}{2\bar{\gamma}'} \left\{ \frac{(1 - \bar{x}'_2)}{\sqrt{\bar{x}'_1}} \left[\operatorname{cth}\left(\beta^* \sqrt{\bar{x}'_1}\right) - \right. \right.$$

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

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

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

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

$$\left. \left. + \operatorname{ch}\left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\bar{x}'_2}\right) \right] \right\}, \quad (17)$$

где $\tau_0^* = \operatorname{arcsch}\left(\frac{1-b^*}{1+b^*} \operatorname{sh} \beta^*\right) + \beta^*$; $b^* = b/a$; $\beta^* = \sqrt{U_0^*/(a^* \varepsilon_T^*)}$; $\varepsilon_T^* = kT/E_d$; $\varepsilon_L^* = \hbar\omega_L/E_d$, ω_L — частота фононной моды; $\varepsilon_C^* = \hbar\sqrt{C}/E_d$, C — константа взаимодействия с контактной средой;

$$\bar{\gamma}' = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_C^4 a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2} U_0^*}\right)^2 - \frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{U_0^*}};$$

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

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

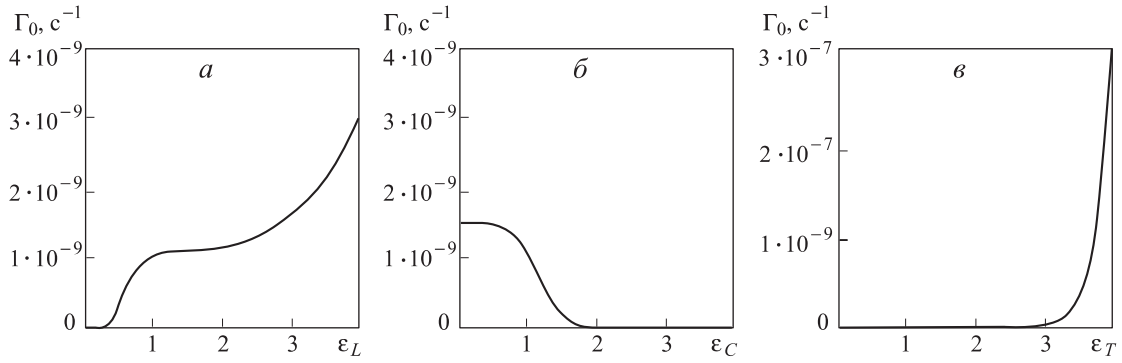


Рис. 2. Зависимость величины Γ_0 от параметров туннелирования: ε_L^* при $U_0 = 0.25$ эВ, $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_C^* = 1$ (а); ε_C^* при $U_0 = 0.25$ эВ, $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 1$ (б); ε_T^* при $U_0 = 0.25$ эВ, $\varepsilon_C^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 1$ (в)

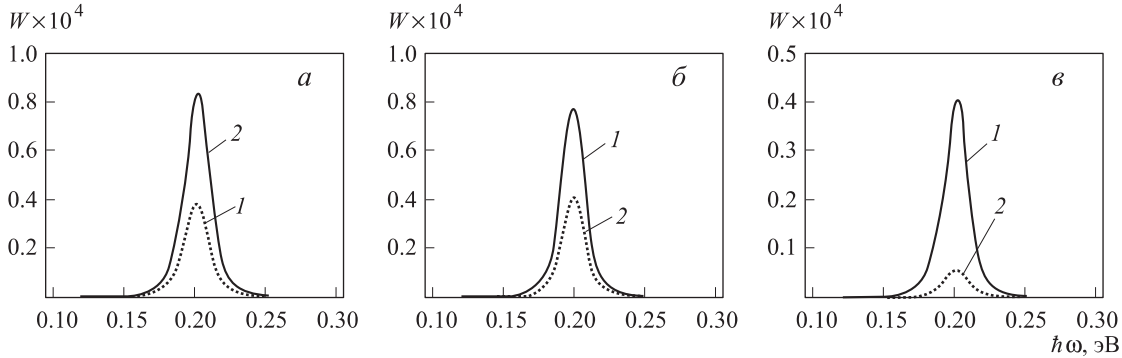


Рис. 3. Спектральная зависимость вероятности ДФ поглощения при фотоионизации $D^{(-)}$ -центра в КМ для различных значений параметров туннелирования: ε_T^* при $U_0 = 0.3$ эВ, $R_0 = 65$ нм, $\varepsilon_C^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 1$ (а) (кривая 1: $\varepsilon_T^* = 0.1$, кривая 2: $\varepsilon_T^* = 1$); ε_L^* при $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_C^* = 1$ (б) (кривая 1: $\varepsilon_L^* = 1$, кривая 2: $\varepsilon_L^* = 0.1$); ε_C^* при $\varepsilon_T^* = 1$, $\varepsilon_L^* = 1$ (в) (кривая 1: $\varepsilon_C^* = 1$, кривая 2: $\varepsilon_C^* = 1.5$)

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

На рис. 2 представлена зависимость вероятности туннелирования Γ_0 от параметров ε_L^* , ε_C^* и ε_T^* , определяющих соответственно частоту фононной моды, константу взаимодействия с контактной средой и температуру. Как видно из рис. 2, а, с ростом частоты фононной моды вероятность туннелирования в КМ возрастает за счет увеличения эффективности электрон-фононного взаимодействия. Возрастание константы взаимодействия приводит к увеличению вязкости контактной среды, т.е. к росту ее «степени диссипативности», и вероятность туннелирования падает (рис. 2, б).

2. Спектральная зависимость вероятности двухфотонного примесного поглощения

На рис. 3 представлена спектральная зависимость вероятности ДФ поглощения при фотоионизации $D^{(-)}$ -центра в КМ на основе InSb для различных значений параметров туннелирования ε_L^* , ε_C^* и ε_T^* . Можно видеть, что с ростом частоты фононной моды растет и вероятность ДФ поглощения (рис. 3, б). Увеличение «вязкости» среды приводит к достаточно сильному подавлению ДФ поглощения в КМ (рис. 3, в).

Таким образом, прозрачность туннельного барьера существенно влияет на ДФ примесное поглощение в КМ за счет изменения ширины энергетических уровней виртуального и конечного состояний при варьировании таких параметров диссипативного туннелирования, как температура, частота фононной моды и константа взаимодействия с контактной средой.

С прикладной точки зрения полученные результаты важны при изготовлении лазерных структур на основе массива КТ, когда необходимо учитывать влияние туннельной прозрачности потенциальных барьеров на вероятность ДФ оптической накачки.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки РФ по ФЦП «Развитие потенциала высшей школы» (грант 2.1.1/1647), а также в рамках тем. плана проведения фундаментальных научных исследований по заданию Рособразования (грант 1.15.09).

Список литературы

1. Бугаев А.А., Стакевич А.Л. // ФТТ. 1992. **34**, № 5. С. 1613.
2. Krevchic V.D., Yafasov A.Ya. // Phys. Stat. Sol. (b). 1982. **109**. P. 97.
3. Жуковский В.Ч., Дахновский Ю.И., Кревчик В.Д. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2006. № 3. С. 24.

Features for the two-photon impurity absorption spectra in quantum molecule with tunnelly-transparent potential barrier**V. Ch. Zhukovsky^{1,a}, V. D. Krevchik², M. B. Semenov^{2,b}, Yu. G. Smirnov², P. V. Krevchik², S. A. Gubina²**¹*Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991, Russia.*²*Penza State University, Penza, 440026, Russia.**E-mail: ^a th180@phys.msu.ru, ^b physics@pnzgu.ru*

Influence of the dissipative tunneling parameters on dependence for the two-photon impurity absorption probability in quantum molecule, has been theoretically investigated. It is shown, that the tunnel barrier transparency influence on two-photon impurity absorption in quantum molecule is appeared in the energy levels width change for virtual and final states, because of variation of such dissipative tunneling parameters as temperature, local phonon frequency and the interaction constant with a heat bath.

Keywords: dissipative tunneling, quantum molecule, two-photon impurity absorption.

PACS: 73.40.Gk, 82.20.Xg, 03.65.Xp, 31.15.Gy.

*Received 15 May 2009.*English version: *Moscow University Physics Bulletin* 6(2009).**Сведения об авторах**

1. Жуковский Владимир Чеславович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зам. зав. кафедрой теор. физики физического факультета МГУ; e-mail: th180@phys.msu.ru.
2. Кревчик Владимир Дмитриевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой физики ПГУ.
3. Семенов Михаил Борисович — докт. физ.-мат. наук, профессор кафедры физики ПГУ; e-mail: physics@pnzgu.ru.
4. Смирнов Юрий Геннадьевич — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой математики и математического моделирования ПГУ.
5. Кревчик Павел Владимирович — студент ПГУ.
6. Губина Светлана Александровна — аспирантка ПГУ.