



Общероссийский математический портал

В. Д. Кревчик, Е. Н. Калинин, З. А. Гаврина, Резонансные состояния доноров  
в квантовых молекулах во внешнем электрическом поле,  
*Известия высших учебных заведений. Поволжский регион.*  
*Физико-математические науки*, 2011, выпуск 2, 131–140

<https://www.mathnet.ru/ivpnz575>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и  
согласны с пользовательским соглашением  
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.168

21 мая 2025 г., 02:37:32



УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

В. Д. Кревчик, Е. Н. Калинин, З. А. Гаврина

## РЕЗОНАНСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДОНОРОВ В КВАНТОВЫХ МОЛЕКУЛАХ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

*Аннотация.* 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.

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

*Abstract.* The authors have calculated the average binding energy and level width of  $D^{(-)}$ -state resonance in a quantum molecule in an external electric field. The calculations have been performed in a model of zero-range potential in consideration of tunnel collapse resonant state. The article shows that the external electric field stimulates the decay of  $D^{(-)}$ -state resonance during dissipative tunneling.

*Key words:* resonant donor states, average binding energy, impurity level width, dissipative tunneling.

### Введение

В последние годы возрос интерес к исследованиям примесных резонансных состояний в полупроводниковых наноструктурах [1]. Этот интерес связан прежде всего с кардинальной модификацией примесных состояний в условиях размерного квантования [2, 3], которая дает дополнительные степени свободы для управления не только зонным, но и примесным спектрами. Необходимо отметить, что привлекательность полупроводниковых наноструктур с примесными резонансными состояниями также связана с возможностью создания новых источников стимулированного излучения на примесных переходах [4, 5]. В этой связи становится актуальным теоретическое исследование влияния различных факторов на время жизни примесных резонансных состояний, 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 [6]. Было показано [5], что локализация в квантовой яме приводит 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.

В работе [7] показано, что электрон-фононное взаимодействие модифицируется вблизи энергий резонансных состояний в квантовой яме. Эта модификация обусловлена гибридизацией подзон размерного квантования. Испускание фотона электроном, находящимся в гибридизованном состоянии, как было показано в [6], представляет собой многоканальный процесс, причем в квазидвумерном случае в нем участвуют два слабо интерферирующих

канала. При этом один канал соответствует взаимодействию фонона с электроном, локализованным на примесном центре, а второй – отвечает уходу электрона от примеси из-за туннелирования в континуум нижележащей подзоны и внутривозонному испусканию ЛО-фонона [7].

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

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

Квантовая молекула (КМ) моделируется двухъямным осцилляторным потенциалом, т.е. представляет собой две туннельно-связанные сферические квантовые точки (КТ). Донорный уровень резонансного  $D^{(-)}$ -состояния расположен между дном КТ и уровнем энергии ее основного состояния, а  $D^{(-)}$ -центр расположен в точке  $\vec{R} = (x_a, y_a, z_a)$ . 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;  $\omega_0$  – характерная частота удерживающего потенциала КТ.

Оператор Гамильтона при наличии внешнего электрического поля в декартовой системе координат имеет вид

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

где  $E$  – напряженность внешнего электрического поля  $\vec{E} = (E, 0, 0)$ ;  $|e|$  – величина заряда электрона.

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

$$V_\delta(\vec{r}; \vec{R}_a) = \gamma \delta(\vec{r} - \vec{R}_a) \left[ 1 + (\vec{r} - \vec{R}_a) \vec{\nabla}_{\vec{r}} \right], \quad (3)$$

где  $\alpha$  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  $\Psi_{n_1, n_2, n_3}^\varepsilon(x, y, z)$  гамильтониана (2) имеют вид

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

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

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;  $H_n(x)$  – полином Эрмита.

Задача определения волновой функции и средней энергии  $\bar{E}$  резонансного  $D^{(-)}$ -состояния состоит в построении одноэлектронной функции Грина  $G^\varepsilon(x, y, z, x_a, y_a, z_a, E_\lambda)$  для уравнения Шредингера с гамильтонианом рассматриваемой задачи:

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

где  $\Gamma_0$  – вероятность распада резонансного  $D^{(-)}$ -состояния;  $E_\lambda$  – комплексная энергия, соответствующая резонансному  $D^{(-)}$ -состоянию.

Согласно методу потенциала нулевого радиуса [3] энергия резонансного состояния электрона является полюсом функции Грина, т.е. решением уравнения

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

$$\text{где } \hat{T} \equiv \lim_{\vec{r} \rightarrow \vec{R}_a} \left[ 1 + (\vec{r} - \vec{R}_a) \vec{\nabla}_{\vec{r}} \right].$$

Очевидно, что чем меньше энергия связи, тем легче система разваливается под действием внешнего электрического поля. Распад резонансного  $D^{(-)}$ -состояния в рассматриваемом нами случае происходит за счет туннельного перехода. Используя явный вид одночастичных волновых функций  $\Psi_{n_1, n_2, n_3}^\varepsilon(\vec{r})$ , для функции Грина в (6) получим

$$G^\varepsilon(\vec{r}, \vec{R}_a; \varepsilon_\lambda) = -\frac{1}{a_0^3 \pi^{3/2} \varepsilon_0} \left( \frac{a_0}{2\pi |\vec{r} - \vec{R}_a|} \right) \times \\ \times \exp \left[ -\sqrt{-2\varepsilon_\lambda + 3 + \frac{2i\hbar\Gamma_0}{\varepsilon_0} - \frac{e^2 E^2}{m^* \omega_0^2 \varepsilon_0}} \frac{|\vec{r} - \vec{R}_a|}{a_0} \right] +$$

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

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  $\bar{E} = \operatorname{Re} E_{\lambda}$  и ширины резонансного уровня  $\Delta E = 2 \operatorname{Im} E_{\lambda}$ :

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

где

$$\eta^2 = E_{\lambda} / E_d; \quad \eta_i = \sqrt{E_i / E_d}; \quad \beta = R_0^* / (4\sqrt{U_0^*});$$

$$R_0^* = 2R_0 / a_d; \quad U_0^* = U_0 / E_d;$$

$U_0$  – 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 боровская 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

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

где  $C_{QD}^{\varepsilon}$  определяется как

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

где  $\Psi(x) = \Gamma'(x)/\Gamma(x)$  – логарифмическая производная гамма-функции.

В одноинстантонном приближении вероятность распада (диссипативного туннелирования)  $\Gamma_0$  можно представить в виде  $\Gamma_0 = B_0 \exp(-S_B)$ , где  $B_0$  и  $S_B$  определяются как [8]

$$B^* = \frac{2E_d \sqrt{U_0^*}}{\hbar\sqrt{\pi}} \left( \frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} + 1 \right) \sqrt{\varepsilon_T^*} \times \left\{ \left( A^* \left[ \beta_1^* \operatorname{ch} \left( \frac{\beta_1^*}{2} \right) - 1 \right] + D^* \left[ \beta_2^* \operatorname{ch} \left( \frac{\beta_2^*}{2} \right) - 1 \right] \right) \times \right. \\ \times \left\{ \left[ A^* \frac{\beta_1^* \operatorname{ch} \left( \frac{\beta_1^*}{2} - \tilde{\tau}_{01}^* \right)}{\operatorname{sh} \left( \frac{\beta_1^*}{2} \right)} - 1 \right] + D^* \frac{\beta_2^* \operatorname{ch} \left( \frac{\beta_2^*}{2} - \tilde{\tau}_{02}^* \right)}{\operatorname{sh} \left( \frac{\beta_2^*}{2} \right)} - 1 \right\}^{\frac{1}{2}} + \right. \\ \left. + \left[ A^* \frac{\beta_1^* \operatorname{ch} \left( \frac{\beta_1^*}{2} - \tilde{\tau}_{01}^* \right)}{\operatorname{sh} \left( \frac{\beta_1^*}{2} \right)} + D^* \frac{\beta_2^* \operatorname{ch} \left( \frac{\beta_2^*}{2} - \tilde{\tau}_{02}^* \right)}{\operatorname{sh} \left( \frac{\beta_2^*}{2} \right)} - 1 \right] \right\} \times \\ \left. \times \left\{ \left[ A^* \frac{\beta_1^* \operatorname{ch} \left( \frac{\beta_1^*}{2} - \tilde{\tau}_{01}^* \right)}{\operatorname{sh} \left( \frac{\beta_1^*}{2} \right)} - 1 \right] + D^* \frac{\beta_2^* \operatorname{ch} \left( \frac{\beta_2^*}{2} - \tilde{\tau}_{02}^* \right)}{\operatorname{sh} \left( \frac{\beta_2^*}{2} \right)} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (12)$$

$$\begin{aligned}
 S^* &= \frac{1}{2} \left( \frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} + 1 \right) \left( 3 - \frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} \right) \tau_0^* - \frac{1}{2\beta^*} \cdot \left( \frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} + 1 \right)^2 \tau_0^{*2} - \\
 &- \frac{1}{2\tilde{\gamma}'} \left( \frac{b'_0 + W_0}{a'_0 - W_0} + 1 \right)^2 \left\{ \frac{1 - \tilde{x}'_2}{\sqrt{\tilde{x}'_1}} \left[ \operatorname{cth}(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1}) - \frac{1}{\operatorname{sh}(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1})} \left\{ \operatorname{ch}((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_1}) - \right. \right. \right. \\
 &- \operatorname{ch}(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_1}) \left. \left. \right\} + \operatorname{ch}((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_1}) \right] - \frac{1 - \tilde{x}'_1}{\sqrt{\tilde{x}'_2}} \left[ \operatorname{cth}(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2}) - \frac{1}{\operatorname{sh}(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2})} \times \right. \\
 &\left. \left. \times \left\{ \operatorname{ch}((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_2}) - \operatorname{ch}(\beta^* \sqrt{\tilde{x}'_2}) \right\} + \operatorname{ch}((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}'_2}) \right] \right\}, \quad (13)
 \end{aligned}$$

где

$$A^* = (2\varepsilon_L^{*2} a^{*2} - \tilde{x}'_1) / ((\tilde{x}'_1 - \tilde{x}'_2) \tilde{x}'_1), \quad D^* = (2\varepsilon_L^{*2} a^{*2} - \tilde{x}'_2) / ((\tilde{x}'_1 - \tilde{x}'_2) \tilde{x}'_2),$$

$$\beta_1^* = \sqrt{2} \sqrt{U_0^*} \sqrt{\tilde{x}'_1} / a^* \varepsilon_T^*, \quad \beta_2^* = \sqrt{2} \sqrt{U_0^*} \sqrt{\tilde{x}'_2} / a^* \varepsilon_T^*, \quad \tilde{\tau}_{01}^* = \sqrt{\tilde{x}'_1} \tau_0^* / \sqrt{2},$$

$$\tilde{\tau}_{02}^* = \sqrt{\tilde{x}'_2} \tau_0^* / \sqrt{2}, \quad W_0 = |e| E / \omega_0^2 m^* a_d,$$

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

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

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

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

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

Следует отметить, что параметрами диссипативного туннелирования являются  $\varepsilon_T^*$ ,  $\varepsilon_c^*$  и  $\varepsilon_L^*$ , содержащие соответственно температуру, константу

взаимодействия с туннелирующего электрона с контактной средой и частоту фононной моды  $\omega_L$ .

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 (сравн. кривые 1 и 2 на рис. 1), что в электрическом поле средняя энергия связи резонансного  $D^{(-)}$ -состояния уменьшается, что связано с электронной поляризацией и штарковским сдвигом энергии. Рост параметра  $\epsilon_T^*$  приводит к увеличению вероятности распада и к соответствующему уменьшению величины  $\bar{E}$  (сравн. кривые 2 и 3 на рис. 1).

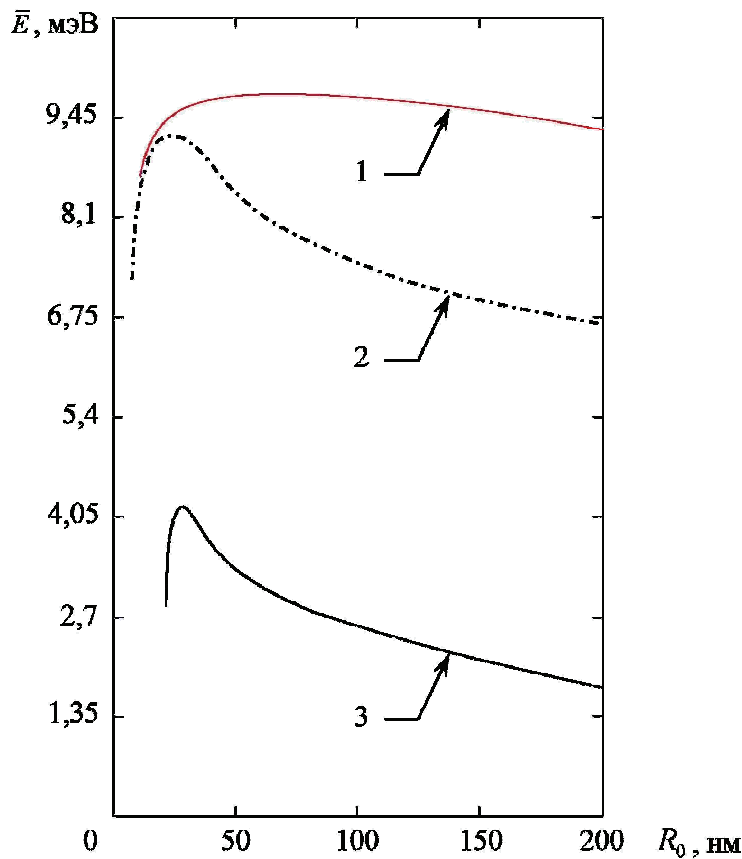


Рис. 1. Зависимость средней энергии связи резонансного  $D^{(-)}$ -состояния  $\bar{E}$  от радиуса КТ  $R_0$  при  $U_0 = 0,4$  эВ,  $x_a^* = y_a^* = z_a^* = 0$ ,  $E_i = 1,38 \cdot 10^{-2}$  эВ для различных значений  $E$  и параметров диссипативного туннелирования:  
 1 –  $\epsilon_L^* = 1$ ,  $\epsilon_C^* = 1$ ,  $\epsilon_T^* = 1$ ,  $E = 0$  кВ/см; 2 –  $\epsilon_L^* = 1$ ,  $\epsilon_C^* = 1$ ,  $\epsilon_T^* = 1$ ,  $E = 32$  кВ/см;  
 3 –  $\epsilon_L^* = 1$ ,  $\epsilon_C^* = 1$ ,  $\epsilon_T^* = 3$ ,  $E = 32$  кВ/см



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

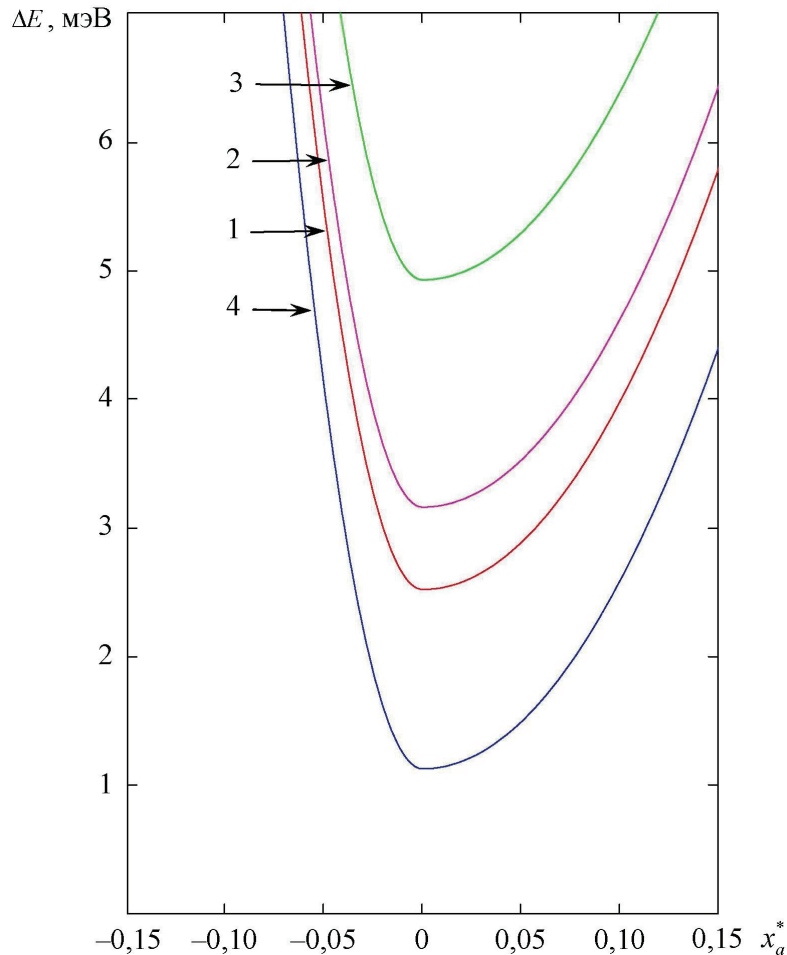


Рис. 2. Зависимость ширины резонансного уровня  $\Delta E$  от координаты  $x_a^*$   $D^{(-)}$ -центра в КТ при  $R_0 = 70$  нм,  $U_0 = 0,38$  эВ,  $E = 15$  кВ/см для различных значений параметров диссипативного туннелирования: 1 –  $\epsilon_L^* = 1$ ,  $\epsilon_C^* = 1$ ,  $\epsilon_T^* = 1$ ; 2 –  $\epsilon_L^* = 3$ ,  $\epsilon_C^* = 1$ ,  $\epsilon_T^* = 1$ ; 3 –  $\epsilon_L^* = 1$ ,  $\epsilon_C^* = 1$ ,  $\epsilon_T^* = 3$ ; 4 –  $\epsilon_L^* = 1$ ,  $\epsilon_C^* = 3$ ,  $\epsilon_T^* = 1$

### 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 в электрическом поле средняя энергия связи резонансного  $D^{(-)}$ -состояния уменьшается за счет электронной поляризации и штарковского сдвига энергии. Показано, что наименьшее время жизни имеют резонансные состояния, соответствующие  $D^{(-)}$ -центрам, расположенным вблизи границ КТ. Найдено, что увеличение константы взаимодействия электрона с контактной средой приводит к блокировке туннельного распада, что обусловлено ростом «вязкости» контактной среды.

### Список литературы

1. **Алешкин, В. Я.** Примесные резонансные состояния в полупроводниках / В. Я. Алешкин, Л. В. Гавриленко, М. А. Одноблюдов, И. Н. Ясевич // ФТП. – 2008. – Т. 42, № 8. – С. 899–922.
2. **Кревчик, В. Д.** К теории фотоионизации глубоких примесных центров в параболической квантовой яме / В. Д. Кревчик, Р. В. Зайцев, В. В. Евстифеев // ФТП. – 2000. – Т. 34, № 10. – С. 1244–1249.
3. **Кревчик, В. Д.** Примесное поглощение света в структурах с квантовыми точками / В. Д. Кревчик, Р. В. Зайцев // ФТТ. – 2003. – Т. 43, № 3. – С. 504–507.
4. **Blom, A.** Mechanism of terahertz lasing in SiGe/Si quantum wells / A. Blom, M. A. Odnoblyudov, H. H. Cheng, I. N. Yassievich, K. A. Chao // Appl. Phys. Lett. – 2001. – V. 79. – P. 713.
5. **Altukhov, I. V.** Towards Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> quantum-well resonant-state terahertz laser / I. V. Altukhov, E. G. Chirkova, V. P. Sinis, M. S. Kagan, Yu. P. Gousev, S. G. Thomas, K. L. Wang, M. A. Odnoblyudov, I. N. Yassievich // Appl. Phys. Lett. – 2001. – V. 79. – P. 3909.
6. **Орлова, Е. Е.** Влияние локализации в квантовой яме на время жизни состояний мелких примесных центров / Е. Е. Орлова, Р. Harrison, W.-M. Zheng, M. P. Halsall // ФТП. – 2005. – Т. 39, № 1. – С. 67–70.
7. **Бекин, Н. А.** Резонансные состояния доноров в квантовой яме / Н. А. Бекин // ФТП. – 2005. – Т. 39, № 4. – С. 463–471.
8. **Жуковский, В. Ч.** Управляемое диссипативное туннелирование во внешнем электрическом поле / В. Ч. Жуковский и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. – 2009. – № 1. – С. 27–31.

---

#### **Кревчик Владимир Дмитриевич**

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

E-mail: physics@pnzgu.ru

#### **Krevchik Vladimir Dmitrievich**

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

#### **Калинин Евгений Николаевич**

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

E-mail: kalinin\_en@mail.ru

#### **Kalinin Evgeny Nikolaevich**

Candidate of physical and mathematical  
sciences, associate professor,  
sub-department of general physics,  
Penza State Pedagogical 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

---

УДК 539.23; 539.216.1; 537.311.322

**Кревчик, В. Д.**

**Резонансные состояния доноров в квантовых молекулах во внешнем электрическом поле / В. Д. Кревчик, Е. Н. Калинин, З. А. Гаврина // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2011. – № 2 (18). – С. 131–140.**