

В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, Т. А. Губин

**ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕСНОЙ ЗОНЫ В КВАНТОВОЙ
ПРОВОЛОКЕ, ОБРАЗОВАННОЙ РЕГУЛЯРНОЙ ЦЕПОЧКОЙ
 D^0 -ЦЕНТРОВ С РЕЗОНАНСНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ,
ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ¹**

Аннотация. *Актуальность и цель исследования.* Полупроводниковые квантовые проволоки с примесной зоной перспективны с точки зрения создания на их основе новых источников стимулированного излучения на примесных переходах, а также фотоприемников ИК-излучения с управляемой чувствительностью. Целью данной работы является теоретическое исследование влияния внешнего магнитного поля на ширину примесной зоны, образованной регулярной цепочкой D^0 -центров с резонансными состояниями электрона в квантовой проволоке. *Материалы и методы.* Кривые зависимости ширины примесной зоны от величины внешнего магнитного поля и периода регулярной цепочки D^0 -центров построены для случая квантовой проволоки на основе InSb. Дисперсионные уравнения, определяющие границы примесной зоны в квантовой проволоке при наличии внешнего продольного по отношению к оси квантовой проволоки магнитного поля, получены в рамках обобщенного варианта модели Кронига – Пенни методом потенциала нулевого радиуса. *Результаты.* Показано, что с ростом величины внешнего магнитного поля ширина примесной зоны с резонансными состояниями уменьшается из-за уменьшения степени перекрытия одноцентровых волновых функций. Выявлена достаточно высокая чувствительность ширины примесной зоны, образованной регулярной цепочкой D^0 -центров с резонансными состояниями примесного электрона в квантовой проволоке к параметрам диссипативного туннелирования: с ростом температуры и частоты фононной моды ширина примесной зоны увеличивается за счет увеличения вероятности диссипативного туннелирования, а с ростом константы взаимодействия с контактной средой ширина примесной зоны уменьшается, что связано с блокировкой туннельного распада. *Выводы.* Выявлена возможность эффективного управления шириной примесной зоны, образованной регулярной цепочкой D^0 -центров с резонансными состояниями связанного электрона посредством варьирования величины внешнего магнитного поля и параметров диссипативного туннелирования.

Ключевые слова: квантовая проволока, примесная зона с резонансными состояниями электрона, магнитное поле, диссипативное туннелирование, регулярная цепочка D^0 -центров.

V. D. Krevchik, A. V. Razumov, T. A. Gubin

**THE PECULIARITIES OF THE IMPURITY BAND
IN THE QUANTUM WIRE FORMED BY A REGULAR CHAIN
OF D^0 -CENTERS WITH RESONANT STATES
IN THE EXTERNAL MAGNETIC FIELD**

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (соглашение № 14.B37.21.1165).

Abstract. *Background.* Semiconductor quantum wire with impurity band are promising in terms of creating new sources of stimulated emission on the impurity transitions, as well as infrared emission photodetectors with controlled sensitivity on their basis. The aim of this work is a theoretical study of the influence of the external magnetic field on the width of the impurity band formed by a regular chain of D^0 centers with resonant electron states in the quantum wire. *Materials and methods.* The curves of the impurity band width dependency on the external magnetic field magnitude and the period of a regular chain of D^0 centers are plotted for the case of an InSb quantum wire. Dispersion equations defining the boundaries of the impurity band in a quantum wire in the presence of an external longitudinal magnetic field relative to the axis of a quantum wire are obtained in the framework of a generalized version of the Kronig – Penney model by the zero-radius potential method. *Results.* It is shown that with the increasing magnitude of the external magnetic field the width of the impurity band with resonant states decreases due to the decrease of the degree of the single-site wave functions overlap. There is sufficiently high sensitivity of the impurity band width formed by a regular chain of D^0 centers with resonant states of the impurity electron in a quantum wire to dissipative tunneling parameters: increasing temperature and phonon mode frequency causes the increase of the impurity band width due to the increased dissipative tunneling probability, and increasing medium coupling constant induces the reduction of the impurity band width due to the blocking of the tunneling decay. *Conclusions.* The possibility of effective control over the impurity band width formed by a regular chain of D^0 centers with resonance states of the bound electron by varying the external magnetic field magnitude and dissipative tunneling parameters was revealed.

Key words: quantum wire, impurity band with resonant electron states, magnetic field, dissipative tunneling, a regular chain of D^0 centers.

Введение

В последние годы примесные резонансные состояния (ПРС) в полупроводниковых наноструктурах привлекают пристальное внимание исследователей (обзор дан в [1]) в связи с перспективой создания новых источников стимулированного излучения на примесных переходах, детекторов ИК-излучения, а также возможными приложениями в оптоэлектронных приборах, работающих в терагерцовом диапазоне [2]. Необходимо отметить, что в туннельно-связанных наноструктурах значительно проще управлять свойствами ПРС, поскольку в этом случае имеется дополнительная степень свободы в управлении средней энергией связи и уширением примесного уровня за счет варьирования вероятности туннельного распада во внешнем электрическом или магнитном полях [3, 4]. Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния внешнего магнитного поля на ширину примесной зоны, образованной регулярной цепочкой D^0 -центров с резонансными состояниями примесного электрона в квантовой проволоке (КП) при наличии туннельного распада. В отличие от случая локализованных состояний электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров в КП [5], примесная зона, образованная резонансными состояниями, расположена между дном удерживающего потенциала КП и уровнем энергии ее основного состояния. В условиях туннельной связи КП с объемной матрицей возникает дополнительное уширение примесной зоны за счет конечного времени жизни связанного электрона.

Предполагается, что распадность ПРС в КП обусловлена процессом диссипативного туннелирования, основными параметрами которого являются температура, частота фононной моды и константа взаимодействия с контактной средой. Несмотря на использование инстантонных подходов для расчета вероятности туннелирования [6], в этом случае появляется интересная возможность для исследования влияния объемной матрицы и внешнего магнитного поля на ширину примесной зоны и эффективную массу примесного электрона.

1. Постановка задачи и используемые модели

Потенциал конфайнмента КП моделируется потенциалом двумерного гармонического осциллятора:

$$V(\rho) = \frac{m^* \omega_0^2}{2} \rho^2, \quad (1)$$

где $\rho \leq L$; m^* – эффективная масса электрона; ω_0 – характерная частота удерживающего потенциала КП; L – радиус КП.

КП находится в продольном по отношению к ее оси магнитном поле с вектором магнитной индукции $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. Векторный потенциал магнитного поля $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ выбран в симметричной калибровке $\mathbf{A} = [\mathbf{B}, \mathbf{r}]/2$ так, что $\mathbf{A} = (-yB/2, xB/2, 0)$.

Гамильтониан в выбранной модели потенциала конфайнмента КП при наличии внешнего продольного по отношению к оси КП магнитного поля в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\mathbf{H} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right) - \frac{i \hbar \omega_B}{2} \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{m^*}{2} \left(\omega_0^2 + \frac{\omega_B^2}{4} \right) \rho^2 + \mathbf{H}_z, \quad (2)$$

где $\omega_B = |e|B/m^*$ – циклотронная частота; $|e|$ – абсолютное значение электрического заряда электрона; $\mathbf{H}_z = \left(-\hbar^2 / (2m^*) \right) \partial^2 / \partial z^2$.

Спектр гамильтониана (2) запишется как

$$E_{n,m,k} = \frac{\hbar \omega_B m}{2} + \hbar \omega_0 \sqrt{1 + \frac{\omega_B^2}{4\omega_0^2} (2n + |m| + 1)} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (3)$$

$$\Psi_{n,m,k}(\rho, \phi, z) = \frac{1}{2\pi a_1} \left[\frac{n!}{(n + |m|)!} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho^2}{2a_1^2} \right)^{\frac{|m|}{2}} \times \\ \times \exp\left(-\frac{\rho^2}{4a_1^2}\right) L_n^{|m|} \left(\frac{\rho^2}{2a_1^2} \right) \exp(im\phi) \exp(ikz), \quad (4)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ – квантовое число, соответствующее уровням Ландау; $m = 0, 1, 2, \dots$ – магнитное квантовое число; k – проекция квазиволнового век-

тора электрона в КП на ось Oz ; $a_1^2 = a^2 / \left(2\sqrt{1+a^4/(4a_B^4)} \right)$; $a = \sqrt{\hbar/(m^*\omega_0)}$; $a_B = \sqrt{\hbar/(m^*\omega_B)}$ – магнитная длина; $L_n^c(x)$ – полиномы Лагерра.

Потенциал регулярной цепочки D^0 -центров в КП моделируется суперпозицией потенциалов нулевого радиуса одинаковой мощности $\gamma = 2\pi \cdot \hbar^2 / (\alpha \cdot m^*)$:

$$V_\delta(\rho, \varphi, z; 0, 0, pa_0) = \gamma \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \delta(\rho) \delta(\varphi) \delta(z - pa_0) \left[1 + \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + (z - pa_0) \frac{\partial}{\partial z} \right], \quad (5)$$

где α определяется энергией связи $E_i = \hbar^2 \alpha^2 / 2m^*$ электрона, локализованного в поле такой же регулярной цепочки D^0 -центров в объемном полупроводнике; ρ, φ, z – цилиндрические координаты; a_0 – период цепочки D^0 -центров в КП.

2. Дисперсионные уравнения, определяющие границу примесной зоны

Предполагается, что КП туннельно связана с объемным полупроводником и что такую систему можно моделировать асимметричным двухъямным осцилляторным потенциалом. При этом внешнее магнитное поле направлено перпендикулярно координате туннелирования. В рамках науки о квантовом туннелировании с диссипацией в одноинстантонном приближении можно получить грубую оценку вероятности диссипативного туннелирования Γ_0 [4] и, соответственно, дополнительного уширения примесной зоны с резонансными состояниями электрона, связанного с туннельной прозрачностью потенциального барьера:

$$\begin{aligned} \Gamma_0 = & \frac{E_d}{\hbar} \frac{2\sqrt{U_0^*}(1+b^*)\sqrt{\epsilon_T}}{\sqrt{\pi}} \times \left\{ \left[A^* \left[\beta_1^* \operatorname{ch} \left(\frac{\beta_1^*}{2} \right) - 1 \right] + D^* \left[\beta_2^* \operatorname{ch} \left(\frac{\beta_2^*}{2} \right) - 1 \right] \right] \times \right. \\ & \times \left\{ A^* \left[\frac{\beta_1^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\beta_1^*}{2} - \tilde{\tau}_{01}^* \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta_1^*}{2} \right)} - 1 \right] + D^* \left[\frac{\beta_2^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\beta_2^*}{2} - \tilde{\tau}_{02}^* \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta_2^*}{2} \right)} - 1 \right] \right\}^{-1/2} + \\ & \left. + \left\{ A^* \left[1 - \frac{\beta_1^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left[\frac{\beta_1^*}{2} - \tilde{\tau}_{01}^* \right]}{\operatorname{sh} \left[\frac{\beta_1^*}{2} \right]} \right] + D^* \left[\frac{\beta_2^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\beta_2^*}{2} - \tilde{\tau}_{02}^* \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta_2^*}{2} \right)} - 1 \right] \right\} \times \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left\{ A^* \left[\frac{\beta_1^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left[\frac{\beta_1^*}{2} - \tilde{\tau}_{01}^* \right]}{\operatorname{sh} \left[\frac{\beta_1^*}{2} \right]} - 1 \right] + D^* \left[\frac{\beta_2^*}{2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{\beta_2^*}{2} - \tilde{\tau}_{02}^* \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\beta_2^*}{2} \right)} - 1 \right] \right\}^{-1/2} \times \\
& \times \exp \left[-a^* \sqrt{U_0^*} \left\{ \frac{1}{2} (b^* + 1)(3 - b^*) \tau_0^* - \frac{(b^* + 1)^2 (\tau_0^*)^2}{2\beta^*} - \frac{(b^* + 1)^2}{2\tilde{\gamma}'} \times \right. \right. \\
& \times \left. \left\{ \frac{(1 - \tilde{x}_2')}{\sqrt{\tilde{x}_1'}} \left[\operatorname{cth} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}_1'} \right) - \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}_1'} \right)} \left\{ \operatorname{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}_1'} \right) - \operatorname{ch} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}_1'} \right) \right\} + \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. + \operatorname{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}_1'} \right) \right] - \frac{(1 - \tilde{x}_1')}{\sqrt{\tilde{x}_2'}} - \left[\operatorname{cth} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}_2'} \right) - \frac{1}{\operatorname{sh} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}_2'} \right)} \times \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. \times \left\{ \operatorname{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}_2'} \right) - \operatorname{ch} \left(\beta^* \sqrt{\tilde{x}_2'} \right) \right\} + \operatorname{ch} \left((\beta^* - \tau_0^*) \sqrt{\tilde{x}_2'} \right) \right] \right\} \right\} \right], \quad (6)
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
A^* &= \omega_0^2 \frac{A}{2\gamma_1} = \frac{2\varepsilon_L^{*2} a^{*2} - \gamma_{\delta.p.}^{(-)}}{(\gamma_{\delta.p.}^{(-)} - \gamma_{\delta.p.}^{(+)}) \gamma_{\delta.p.}^{(-)}}, \quad D^* = \omega_0^2 \frac{D}{2\gamma_1} = \frac{2\varepsilon_L^{*2} a^{*2} - \gamma_{\delta.p.}^{(+)}}{(\gamma_{\delta.p.}^{(-)} - \gamma_{\delta.p.}^{(+)}) \gamma_{\delta.p.}^{(+)}}, \\
\beta_1^* &= \sqrt{\gamma_1} \beta = \frac{\sqrt{2} \sqrt{U_0^*}}{a^* \varepsilon_T^*} \sqrt{\gamma_{\delta.p.}^{(-)}}, \quad \beta_2^* = \sqrt{\gamma_2} \beta = \frac{\sqrt{2} \sqrt{U_0^*}}{a^* \varepsilon_T^*} \sqrt{\gamma_{\delta.p.}^{(+)}}, \\
\tilde{\tau}_{01}^* &= 2\sqrt{\gamma_1} \tau_0 = \sqrt{\gamma_{\delta.p.}^{(-)}} \tau_0^* \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \tilde{\tau}_{02}^* = 2\sqrt{\gamma_2} \tau_0 = \sqrt{\gamma_{\delta.p.}^{(+)}} \tau_0^* \frac{1}{\sqrt{2}}, \\
\tau_0^* &= \operatorname{arcsch} \left(\frac{1 - b^*}{1 + b^*} \operatorname{sh} \beta^* \right) + \beta^*; \quad b^* = \frac{b}{a}; \quad \beta^* = \frac{\sqrt{U_0^*}}{a^* \varepsilon_T^*}; \quad \varepsilon_T^* = \frac{kT}{E_d}; \\
\tilde{\gamma}' &= \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^4 a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2} U_0^*} \right)^2 - \frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{U_0^*}}; \quad \varepsilon_c^* = \frac{h\sqrt{c}}{E_d}; \quad \varepsilon_L^* = \frac{h\omega_L}{E_d}; \\
\tilde{x}_1' &= \frac{1}{2} \left[\frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^4 a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2} U_0^*} - \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^4 a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2} U_0^*} \right)^2 - \frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{U_0^*}} \right];
\end{aligned}$$

$$\tilde{x}'_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^4 a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2} U_0^*} + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{4U_0^*} + 1 + \frac{\varepsilon_c^4 a^{*2}}{4\varepsilon_L^{*2} U_0^*} \right)^2 - \frac{\varepsilon_L^{*2} a^{*2}}{U_0^*}} \right]. \quad (7)$$

Согласно теореме Блоха волновая функция электрона, находящегося в поле регулярной цепочки, может быть представлена в виде

$$\Psi_{\lambda_B}^{(QW)}(\rho, \varphi, z) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \exp(iq_e p a_0) \Psi_{\lambda_B}^{(QW)}(\rho, \varphi, z, 0, 0, p a_0), \quad (8)$$

здесь q_e – квазиимпульс электрона в КП.

В методе потенциала нулевого радиуса одноцентровая волновая функция $\Psi_{\lambda_B}^{(QW)}(\rho, \varphi, z, 0, 0, p a_0)$ только постоянным множителем отличается от одноэлектронной функции Грина:

$$\Psi_{\lambda_B}^{(QW)}(\rho, \varphi, z, 0, 0, p a_0) = -C G(\rho, \varphi, z, 0, p a_0; E_\lambda), \quad (9)$$

где E_λ – собственное значение оператора $\hat{H} + V_\delta$; C – постоянная.

Используя явный вид энергетического спектра (3) и одноэлектронных волновых функций (4), для функции Грина в (9) получим

$$\begin{aligned} G(\rho, \varphi, z, 0, 0, p a_0; E_{\lambda_B}) = & -\frac{1}{2^2 \pi^2 E_d a_d^3 \sqrt{\beta}} \left(\int_0^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{t}} \exp \left[-\left(-\beta \eta^2 + w + i \Gamma_0^* \right) t \right] \times \right. \\ & \times \exp \left(-\frac{(z - p a_0)^2}{4 \beta a_d^2 t} \right) \left[2w(1 - \exp[-2wt])^{-1} \exp \left(-\frac{\exp[-2wt] \rho^2}{2a_1^2 (1 - \exp[-2wt])} \right) - \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{t} \exp \left(-\frac{\rho^2 w}{4 \beta a_d^2 t} \right) \right] dt + \right. \\ & \left. + 2\sqrt{\pi \beta} a_d \frac{\exp \left[-\sqrt{\frac{(-\beta \eta^2 + w + i \Gamma_0^*)(\rho^2 w + (z - p a_0)^2)}{\beta a_d^2}} \right]}{\sqrt{\rho^2 w + (z - p a_0)^2}} \right], \quad (10) \end{aligned}$$

где $\beta = L^* / (4\sqrt{U_0^*})$; $L^* = 2L / a_d$; $U_0^* = U_0 / E_d$; a_d и E_d – эффективные боровский радиус и боровская энергия соответственно; U_0 – амплитуда потенциала конфайнмента КП;

$$w = \sqrt{1 + \beta^2 a^{*-4}}; \quad a^* = a_B / a_d; \quad \eta^2 = E_\lambda / E_d; \quad \Gamma_0^* = \hbar \cdot \Gamma_0 / E_d.$$

Далее, используя формализм, развитый в работе [5], применительно к связанным состояниям электрона, локализованного в поле регулярной цепочки D^0 -центров в КП, получим трансцендентные уравнения, определяющие границы примесной зоны с резонансными состояниями при $q_e \cdot a_0 = 0$ и $q_e \cdot a_0 = \pi$:

$$\begin{aligned} \eta_i = & \sqrt{-\eta_1^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} - \frac{w}{2\sqrt{\beta}}(-\beta\eta_1^2 + w + i\Gamma_0^*)^{\frac{1}{2}} + \\ & + \frac{2}{a_0^*} \ln \left| 1 - \exp \left(-a_0^* \sqrt{-\eta_1^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} \right) \right| - \frac{w}{2\sqrt{\beta}}(-\beta\eta_1^2 + w + i\Gamma_0^*)^{\frac{1}{2}} \times \\ & \times \frac{\exp \left(-a_0^* \sqrt{-\eta_1^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} \right) - \exp \left(-2a_0^* \sqrt{-\eta_1^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} \right)}{\left(1 - \exp \left[-a_0^* \sqrt{-\eta_1^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} \right] \right)^2} \end{aligned} \quad (11)$$

и

$$\begin{aligned} \eta_i = & \sqrt{-\eta_2^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} - \frac{w}{2\sqrt{\beta}}(-\beta\eta_2^2 + w + i\Gamma_0^*)^{\frac{1}{2}} + \\ & + \frac{2 \exp \left(-a_0^* \sqrt{-\eta_2^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} \right)}{a_0^* \left(1 - \exp \left[-a_0^* \sqrt{-\eta_2^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} \right] \right)} + \\ & + \frac{2}{a_0^*} \ln \left| 1 - \exp \left(-a_0^* \sqrt{-\eta_2^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} \right) \right| + \frac{w}{2\sqrt{\beta}}(-\beta\eta_2^2 + w + i\Gamma_0^*)^{\frac{1}{2}} \times \\ & \times \frac{\exp \left(-a_0^* \sqrt{-\eta_2^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} \right) + \exp \left(-2a_0^* \sqrt{-\eta_2^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} \right)}{\left(1 - \exp \left[-a_0^* \sqrt{-\eta_2^2 + (w + i\Gamma_0^*)\beta^{-1}} \right] \right)^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $a_0^* = a_0/a_d$; $\eta_i = E_i/E_d$.

При этом ширина примесной зоны $\Delta\epsilon$ определяется как $\Delta\epsilon = |\eta_2 - \eta_1|E_d$.

3. Зависимость ширины примесной зоны от величины внешнего магнитного поля и параметров диссипативного туннелирования

На рис. 1 представлена зависимость ширины примесной зоны $\Delta\epsilon$ в InSb КП с резонансными состояниями электрона от величины внешнего

магнитного поля B для различных значений параметров диссипативного туннелирования.

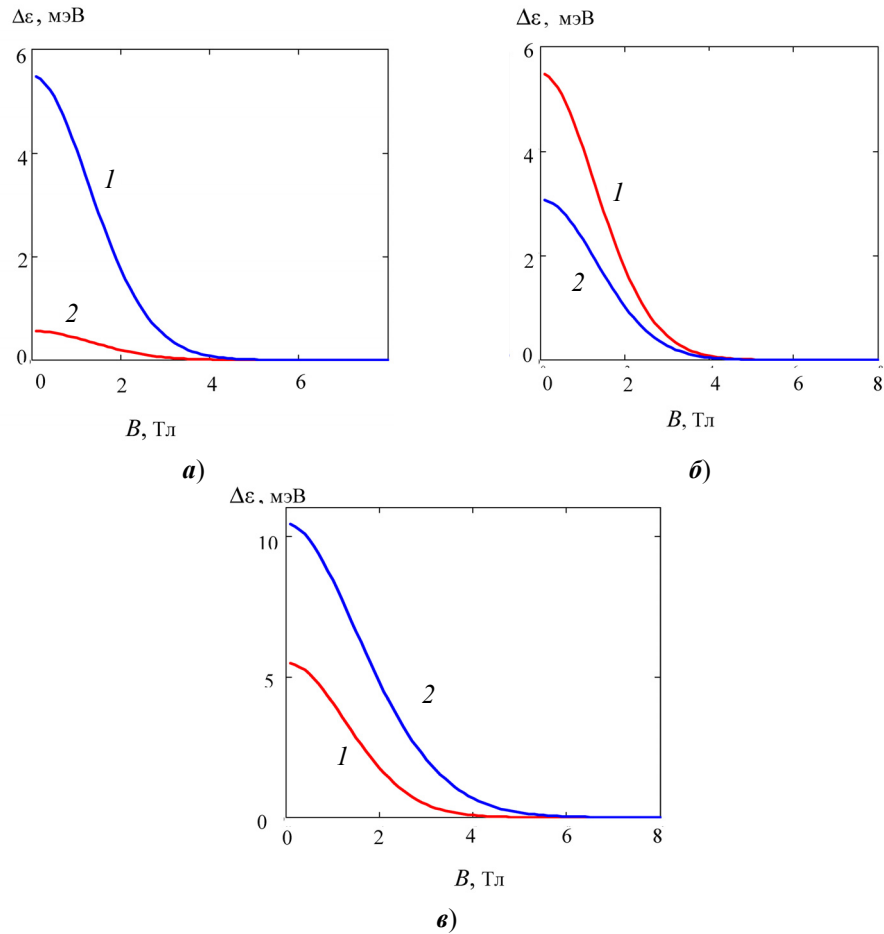


Рис. 1. Зависимость ширины примесной зоны $\Delta\epsilon$ в InSb КП от величины магнитной индукции B при $U_0 = 0,4$ эВ, $E_i = 5$ мэВ, $L = 70$ нм для различных значений параметров диссипативного туннелирования:
а – ϵ_T ; кривые 1 – 2,9; 2 – 2,5 ($\epsilon_C = \epsilon_L = 1$);
б – ϵ_C ; кривые 1 – 1; 2 – 2 ($\epsilon_T = 2,9$; $\epsilon_L = 1$);
в – ϵ_L ; кривые 1 – 1; 2 – 3 ($\epsilon_T = 2,9$; $\epsilon_C = 1$)

Видно, что с ростом величины B ширина примесной зоны уменьшается за счет уменьшения вероятности диссипативного туннелирования [4] и степени перекрытия одноцентровых волновых функций. Важной особенностью приведенных на рис. 1 кривых является достаточно высокая чувствительность ширины примесной зоны к изменению параметров диссипативного туннелирования: с ростом температуры (параметр ϵ_T) и частоты фононной моды (параметр ϵ_L) ширина примесной зоны увеличивается, что связано с ростом вероятности диссипативного туннелирования (время жизни примесного электрона уменьшается); увеличение константы взаимодействия с кон-

тактной средой (параметр ϵ_C) приводит к уменьшению $\Delta\epsilon$ из-за блокировки туннельного распада.

Заключение

В работе теоретически исследовано влияние внешнего магнитного поля и диссипативного туннелирования на ширину примесной зоны, образованной регулярной цепочкой D^0 -центров с резонансными состояниями примесного электрона в КП. В рамках обобщенного варианта модели Кронига – Пенни и метода потенциала нулевого радиуса получены дисперсионные уравнения, определяющие границы примесной зоны в КП с параболическим потенциалом конфайнмента. Показано, что во внешнем магнитном поле ширина примесной зоны уменьшается за счет уменьшения вероятности диссипативного туннелирования и степени перекрытия одноцентровых волновых функций электрона. Выявлена достаточно высокая чувствительность ширины примесной зоны к параметрам диссипативного туннелирования.

Список литературы

1. **Алешкин, В. Я.** Примесные резонансные состояния в полупроводниках. Обзор / В. Я. Алешкин, Л. В. Гавриленко, М. А. Одноблюдов, И. Н. Ясиевич // Физика и техника полупроводников. – 2008. – Т. 42, № 8. – С. 899–922.
2. **Shur, M. S.** Introduction to electronic devices / M. S. Shur. – New York : Wiley, 1995. – 577 p.
3. **Кревчик, В. Д.** Фотолюминесценция квантовой молекулы с резонансным i -состоянием D_2^- -центра во внешнем электрическом поле при наличии диссипативного туннелирования / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин, В. А. Рудин // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2012. – № 3 (23). – С. 172–189.
4. **Кревчик, В. Д.** Влияние магнитного поля на оптические свойства квантовых молекул с резонансными донорными состояниями / В. Д. Кревчик, А. В. Калинина, Е. Н. Калинин, М. Б. Семенов // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2011. – № 3 (19). – С. 91–109.
5. **Кревчик, В. Д.** Модель полимерной молекулы в квантовой проволоке при наличии внешнего продольного магнитного поля / В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, В. А. Гришанова // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2010. – № 2. – С. 105–116.
6. Управляемое диссипативное туннелирование. Туннельный транспорт в низкоразмерных системах : моногр. / В. Д. Кревчик, А. К. Арынгазин, В. А. Бендерский, Ю. И. Дахновский, Х. Деккер, Ю. Н. Овчинников, М. Б. Семенов, К. Ямамото, А. И. Тернов. – М. : Физматлит, 2011. – С. 288–295.

References

1. Aleshkin V. Ya., Gavrilenko L. V., Odnoblyudov M. A., Yassievich I. N. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and technology]. 2008, vol. 42, no. 8, pp. 899–922.
2. Shur M. S. *Introduction to electronic devices*. New York: Wiley, 1995, 577 p.
3. Krevchik V. D., Grunin A. B., Rudin V. A. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki* [University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences]. 2012, no. 3 (23), pp. 154–161.

4. Krevchik V. D., Kalinina A. V., Kalinin E. N., Semenov M. B. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki* [University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences]. 2011, no. 3 (19), pp. 114–134.
5. Krevchik V. D., Razumov A. V., Grishanova V. A. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki* [University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences]. 2010, no. 2, pp. 105–116.
6. Krevchik V. D., Aryngazin A. K., Benderskiy V. A., Dakhnovskiy Yu. I., Dekker Kh., Ovchinnikov Yu. N., Semenov M. B., Yamamoto K., Ternov A. I. *Upravlyaemoe dissipativnoe tunnelirovanie. Tunnel'nyy transport v nizkorazmernykh sistemakh: monografiya* [Controlled dissipative tunneling. Tunnel transport in low-dimensional systems: monograph]. Moscow: Fizmatlit, 2011, pp. 288–295.

Кревчик Владимир Дмитриевич

доктор физико-математических наук,
профессор, декан физико-
математического факультета,
Пензенский государственный
университет (Россия, г. Пенза,
ул. Красная, 40)

E-mail: physics@pnzgu.ru

Krevchik Vladimir Dmitrievich

Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, dean of the faculty
of physics and mathematics, Penza State
University (40 Krasnaya street, Penza,
Russia)

Разумов Алексей Викторович

кандидат физико-математических наук,
доцент, кафедра общей физики
и методики обучения физике,
Пензенский государственный
университет (Россия, г. Пенза,
ул. Красная, 40)

E-mail: physics@pnzgu.ru

Razumov Aleksey Viktorovich

Candidate of physical and mathematical
sciences, associate professor,
sub-department of general physics
and methods of teaching physics, Penza
State University (40 Krasnaya street, Penza,
Russia)

Губин Тихон Александрович

аспирант, Пензенский государственный
университет (Россия, г. Пенза,
ул. Красная, 40)

E-mail: physics@pnzgu.ru

Gubin Tikhon Aleksandrovich

Postgraduate student, Penza State
University (40 Krasnaya street, Penza,
Russia)

УДК 535.8; 537.9; 539.33

Кревчик, В. Д.

Особенности примесной зоны в квантовой проволоке, образованной регулярной цепочкой D^0 -центров с резонансными состояниями, во внешнем магнитном поле / В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, Т. А. Губин // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2013. – № 3 (27). – С. 223–232.