

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

**ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В КВАНТОВОЙ
ПРОВОЛОКЕ С ОДНОМЕРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ
ИЗ ПОТЕНЦИАЛОВ НУЛЕВОГО РАДИУСА¹**

Аннотация. *Актуальность и цели.* Эффект фотонного увлечения несет ценную информацию о зонной структуре и механизмах релаксации импульса носителей заряда в полупроводниковых низкоразмерных системах. С точки зрения приборных приложений этот эффект может быть использован для создания детекторов лазерного излучения на основе наноструктур, которые представляют широкие возможности управления как зонным спектром, так и примесными состояниями (локализованными и резонансными). Цель данной работы состоит в теоретическом исследовании особенностей эффекта фотонного увлечения электронов, связанных с наличием примесной зоны, образованной резонансными состояниями электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров в квантовой проволоке при наличии внешнего продольного магнитного поля. *Материалы и методы.* Кривые спектральной зависимости плотности тока фотонного увлечения в квантовой проволоке с регулярной цепочкой D^0 -центров во внешнем магнитном поле построены для случая квантовой проволоки на основе InSb. Для расчета плотности тока использовался метод кинетического уравнения Больцмана. *Результаты.* Показано, что с уменьшением периода регулярной цепочки D^0 -центров в квантовой проволоке порог эффекта фотонного увлечения смещается в длинноволновую область спектра из-за роста эффективной массы электрона в примесной зоне. При этом в спектральной зависимости плотности тока фотонного увлечения возрастает частота и амплитуда осцилляций интерференционной природы. Найдено, что с ростом внешнего магнитного поля происходит подавление осцилляций за счет уменьшения ширины примесной зоны. Показано, что параметры диссипативного туннелирования оказывают существенное влияние на порог эффекта фотонного увлечения в квантовой проволоке. В квантовой проволоке с резонансными состояниями электрона и туннельно связанной с объемным полупроводником появляются дополнительные степени свободы для управления эффектом фотонного увлечения путем варьирования параметров диссипативного туннелирования.

Ключевые слова: квантовая проволока, регулярная цепочка D^0 -центров, примесные резонансные состояния электрона, примесная зона, внешнее магнитное поле, эффект фотонного увлечения электронов.

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

**THE PHOTOMAGNETIC EFFECT IN A QUANTUM
WIRE WITH ONE-DIMENSIONAL SUPERLATTICE
FROM ZERO-RADIUS POTENTIALS**

Abstract. *Background.* Photon entrainment effect bears valuable information about the band structure and mechanisms of charge carrier pulse relaxation in semiconductor low-dimensional systems. From the viewpoint of device application, this effect

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).

may be used to create laser radiation detectors based on nanostructures that provide wide control capabilities over both band spectrum and impurity states (localized and resonant). The purpose of this paper is a theoretical study of the peculiarities of the effect of photon entrainment of electrons connected with the presence of an impurity band formed by resonant electron states in the field of a regular chain of D^0 -centers in a quantum wire in the presence of an external longitudinal magnetic field. *Materials and methods.* The curves of the spectral dependence of the photon entrainment current density in a quantum wire with a regular chain of D^0 -centers in an external magnetic field are plotted for the case of an InSb quantum wire. To calculate the current density the method the Boltzmann kinetic equation was used. *Results.* It is shown that with a period decrease in the regular chain of D^0 -centers in a quantum wire the threshold of photon entrainment effect is shifted to long-wavelength spectrum part due to the growth of the effective electron mass in the impurity band. At the same time the frequency and amplitude of the oscillations of interference nature increases in the spectral dependence of the photon entrainment current density. It is found out that with the increase of external magnetic field oscillations are suppressed due to the impurity band width reduction. It is shown that the dissipative tunneling parameters have a significant impact on the threshold of the photon entrainment effect in a quantum wire. A quantum wire with resonant electron states which is related by tunnels to a bulk semiconductor possesses additional degrees of freedom to control the effect of photon entrainment by varying the dissipative tunneling parameters.

Key words: quantum wires, regular chain of D^0 -centers, impurity resonant electron states, impurity band, external magnetic field, the effect of photon entrainment of electrons.

Введение

Интерес к эффекту фотонного увлечения (ЭФУ) носителей заряда в полупроводниковых низкоразмерных системах обусловлен прежде всего возможностью получения ценной информации о зонной структуре и механизмах релаксации импульса носителей заряда в таких системах. Впервые ЭФУ при фотоионизации примесных центров в бесконечно глубокой квантовой яме полупроводника был теоретически исследован в работе [1]. Было показано [1], что в случае релаксации электронов на акустических фононах ЭФУ может быть использован для определения зависимости времени релаксации от ширины квантовой ямы. В работе [2] была развита теория ЭФУ электронов в квантовой проволоке (КП) при фотоионизации H^- -подобных примесных центров в продольном магнитном поле. Авторы [2] выполнили оценку величины плотности тока увлечения (ТУ) для InSb КП, которая показала, что ЭФУ одномерных электронов в продольном магнитном поле вполне доступен для экспериментального наблюдения. Цель настоящей работы состоит в теоретическом исследовании особенностей ЭФУ электронов, связанных с наличием примесной зоны, образованной резонансными состояниями электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров в КП при наличии внешнего продольного магнитного поля. Ранее в работе [3] был рассмотрен случай локализованных состояний электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров в КП. Было показано [3], что наличие примесной зоны, образованной локализованными состояниями электрона, проявляется в спектральной зависимости ЭФУ в виде осцилляций интерференционной природы, амплитудой которых можно управлять с помощью внешнего продольного магнитного поля. В рассмат-

риваемом здесь случае примесной зоны, образованной резонансными состояниями электрона, появляются дополнительные степени свободы в управлении как шириной примесной зоны, так и величиной плотности ТУ за счет варьирования параметров диссипативного туннелирования.

1. Постановка задачи

Рассматривается цилиндрическая КП, удерживающий потенциал которой моделируется потенциалом двумерного гармонического осциллятора. Внешнее магнитное поле направлено вдоль оси КП, которая туннельно связана с объемным полупроводником. КП содержит регулярную цепочку D^0 -центров, потенциал которой моделируется суперпозицией потенциалов нулевого радиуса (одномерная сверхрешетка из потенциалов нулевого радиуса) [4]. При этом примесная зона образуется за счет перекрытия одноцентровых волновых функций, описывающих резонансные состояния электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров, и расположена между дном удерживающего потенциала КП и уровнем энергии ее основного состояния. Дополнительное уширение примесной зоны возникает за счет туннельной прозрачности потенциального барьера. Предполагается, что распад примесных резонансных состояний электрона обусловлен процессом диссипативного туннелирования, вероятность которого рассчитывалась в одноинстантонном приближении с учетом взаимодействия с локальной фононной модой среды при конечной температуре [5]. Волновая функция, описывающая резонансные состояния электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров, может быть получена в рамках обобщенного варианта модели Кронига – Пенни с использованием метода потенциала нулевого радиуса (см., например [4]):

$$\begin{aligned} \Psi_{\lambda_B}^{(QW)}(\rho, \varphi, z) = & \pi^{\frac{1}{2}} w^{-1} a_d^{-\frac{3}{2}} \left[\sum_{p'=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{p=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{n=0}^{\infty} \exp(i(p-p')q_e a_0) \times \right. \\ & \times \exp \left[-a_0^* \left((p'-p)^2 \left((i\Gamma_0^* - \eta^2) + w\beta^{-1}(2n+1) \right) \right)^{\frac{1}{2}} \right] \times \\ & \times \left[a_0^* (p'-p) \left(\beta \left(i\Gamma_0^* - \eta^2 \right) + w(2n+1) \right)^{\frac{1}{2}} + \beta^{\frac{1}{2}} \right] \left(\beta \left(i\Gamma_0^* - \eta^2 \right) + w(2n+1) \right)^{-\frac{3}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \times \\ & \times \sum_{s=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} e^{isq_e a_d a_0^*} \left\{ \int_0^{\infty} \frac{1}{\sqrt{t}} \exp \left[- \left(\left(\beta \left(i\Gamma_0^* - \eta^2 \right) + w \right) t + \frac{(z - s a_d a_0^*)^2}{4\beta a_d^2 t} \right) \right] \times \right. \\ & \times (1 - \exp(-2wt))^{-1} \exp \left[- \frac{\rho^2 w (1 + \exp(-2wt))}{4\beta a_d^2 (1 - \exp(-2wt))} \right] dt, \end{aligned} \quad (1)$$

где L_z – длина КП; $w = \sqrt{1 + \beta^2 a^{*-4}}$; $a_B^* = a_B/a_d$; $a_B = \sqrt{\hbar/(m^* \omega_B)}$ – магнитная длина; $\beta = L^*/(4\sqrt{U_0^*})$; $L^* = L/a_d$; L – радиус КП; a_d – эффективный боровский радиус; $U_0^* = U_0/E_d$; U_0 – амплитуда удерживающего потенциала; q_e – квазиимпульс электрона в КП; $\Gamma_0^* = \hbar\Gamma/E_d$; Γ_0 – вероятность диссипативного туннелирования [5]; E_d – эффективная боровская энергия; $a_0^* = a_0/a_d$; a_0 – период регулярной цепочки; $\eta^2 = E_\lambda/E_d$; E_λ – комплексный корень дисперсионного уравнения, определяющего границы примесной зоны, образованной резонансными состояниями электрона, локализованного в поле регулярной цепочки D^0 -центров.

Волновая функция электрона в КП при наличии внешнего продольного магнитного поля $\Psi_{n,m,k}(\rho, \varphi, z)$ является результатом решения соответствующей спектральной задачи:

$$\Psi_{n,m,k_z}(\rho, \varphi, z) = \frac{\sqrt{w}}{\sqrt{2\pi\beta L_z a_d}} \left[\frac{n!}{(n+|m|)!} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{w\rho^2}{2\beta a_d^2} \right)^{\frac{|m|}{2}} \exp\left(-\frac{w\rho^2}{4\beta a_d^2}\right) \times \\ \times L_n^{|m|}\left(\frac{w\rho^2}{2\beta a_d^2}\right) \times \exp(im\varphi) \times \exp(ik_z z), \quad (2)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ – квантовое число, соответствующее уровням Ландау; $m = 0, 1, 2, \dots$ – магнитное квантовое число; k – проекция квазиволнового вектора электрона в КП на ось Oz ;

$$a_1^2 = a^2 / \left(2\sqrt{1 + a^4/(4a_B^4)} \right); \quad a = \sqrt{\hbar/(m^* \omega_B)};$$

m^* – эффективная масса электрона; ω_0 – характерная частота удерживающего потенциала; $L_n^C(x)$ – полиномы Лагерра.

Волновые функции (1) и (2) будут использованы в следующем разделе для расчета матричного элемента оптического перехода электрона из состояния примесной зоны в гибридно-квантованные состояния КП.

2. Расчет матричного элемента

Выражение для матричного элемента M , определяющего оптические переходы электрона из состояния с $q_e = 0$ примесной зоны в гибридно-квантованные состояния КП, с учетом (1) и (2) можно представить в виде

$$M = i\lambda_0 \sqrt{\frac{\hbar^4 \alpha^*}{m_i^{*2} \omega}} I_0 \frac{\pi^2 w^{-\frac{1}{2}} a_d^{-\frac{5}{2}}}{\sqrt{\beta L_z}} \left[\frac{n!}{(n+|m|)!} \right]^{\frac{1}{2}} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\sum_{p'=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{p=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{n=0}^{\infty} \exp(i(p-p')q_e a_0) \times \right. \\
& \times \exp \left[-a_0^* \left((p'-p)^2 \left((i\Gamma_0^* - \eta^2) + w\beta^{-1}(2n+1) \right) \right)^{\frac{1}{2}} \right] \times \\
& \times \left[a_0^* (p'-p) \left(\beta \left(i\Gamma_0^* - \eta^2 \right) + w(2n+1) \right)^{\frac{1}{2}} + \beta^{\frac{1}{2}} \right] \left(\beta \left(i\Gamma_0^* - \eta^2 \right) + w(2n+1) \right)^{-\frac{3}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \times \\
& \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \rho d\rho dz d\varphi \exp[i(q_z - k_z)z] \left(\frac{\rho^2 w}{2\beta a_d^2} \right)^{\frac{|m|}{2}} \exp \left(-\frac{w\rho^2}{4\beta a_d^2} \right) L_n^{|m|} \left(\frac{w\rho^2}{2\beta a_d^2} \right) \times \\
& \times \exp(-im\varphi) \int_0^{\infty} dt \left(\frac{\rho w(1 + \exp(-2wt))}{2\beta a_d^2(1 - \exp(-2wt))} \cos(\Theta - \varphi) + \frac{i|e|B}{2\hbar} \rho \sin(\varphi - \Theta) \right) \times \\
& \times \sum_{s=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} e^{isq_e a_d a_0^*} \left\{ \frac{1}{\sqrt{t}} \exp \left[- \left(\left(\beta \left(i\Gamma_0^* - \eta^2 \right) + w \right) t + \frac{(z - s a_d a_0^*)^2}{4\beta a_d^2 t} \right) \right] \times \right. \\
& \times (1 - \exp(-2wt))^{-1} \exp \left[-\frac{\rho^2 w(1 + \exp(-2wt))}{4\beta a_d^2(1 - \exp(-2wt))} \right] dt, \quad (3)
\end{aligned}$$

где λ_0 – коэффициент локального поля; m_i^* – эффективная масса электрона в примесной зоне; α^* – постоянная тонкой структуры с учетом статической относительной диэлектрической проницаемости ϵ материала КП; I_0 – интенсивность света; ω – его частота; Θ – полярный угол единичного вектора поперечной поляризации $\mathbf{e}_{\lambda t}$ в цилиндрической системе координат; $|e|$ – абсолютное значение электрического заряда электрона.

Интегрирование по φ и z в выражении для M можно выполнить с использованием следующих соотношений:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \exp(-im\varphi) \begin{Bmatrix} \cos(\Theta - \varphi) \\ \sin(\varphi - \Theta) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1 \\ -im \end{Bmatrix} \pi \delta_{m,\pm 1} \exp(-mi\Theta), \quad (4)$$

здесь $\delta_{m,n}$ – символ Кронекера,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dz \exp \left[i(q_z - k_z)z - \frac{(z - p a_0)^2}{4\beta a_d^2 t} \right] =$$

$$= 2a_d \sqrt{\pi \beta t} \exp \left[-\beta a_d^2 (q_z - k_z)^2 t + i(q_z - k_z) p a_0 \right]. \quad (5)$$

В результате для $|M|^2$ будем иметь

$$\begin{aligned} |M|^2 = & 2^5 \pi^4 \lambda_0^2 \frac{\alpha^* I_0}{\omega} \left(\frac{m^*}{m_i} \right)^2 L_z^{*-1} E_d^2 a_d^3 \beta^3 w^{-4} \delta_{m,\pm 1} (n+1) \times \\ & \times \left\{ \sum_{p'=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{p=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{j=0}^{\infty} \exp(i(p-p')q_e a_0) \left(\beta(i\Gamma_0^* - \eta^2) + w(2j+1) \right)^{-\frac{3}{2}} \times \right. \\ & \times \exp \left[-a_0^* \left((p'-p)^2 \left((i\Gamma_0^* - \eta^2) + w\beta^{-1}(2j+1) \right) \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left[\left(\beta(i\Gamma_0^* - \eta^2) + w(2j+1) \right)^{\frac{1}{2}} \times \right. \\ & \times a_0^* (p'-p) + \beta^{\frac{1}{2}} \left. \right]^{\frac{1}{2}} \left. \right]^{-2} \left\{ \left[\beta^2 \Gamma_0^{*2} + \left(\beta a_d^2 (q_z - k_z)^2 + (2n+1)w - \beta \eta^2 \right)^2 \right]^{-1} \times \right. \\ & \times \left[\beta^2 \Gamma_0^{*2} + \left(\beta a_d^2 (q_z - k_z)^2 + (2n+3)w - \beta \eta^2 \right)^2 \right]^{-1} \times \\ & \times \left[\Gamma_0^{*2} w^2 + \left(w a_d^2 (q_z - k_z)^2 + (2n+2)w^2 \beta^{-1} - \eta^2 w + 2w a_B^{*-2} m \right)^2 \right] \left. \right\} \times \\ & \times \left[\left(\sum_{s=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \cos \left[(q_z + q_e a_d a_0^* - k_z) s a_0 \right] \right)^2 + \right. \\ & \left. + \left(\sum_{s=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sin \left[(q_z + q_e a_d a_0^* - k_z) s a_0 \right] \right)^2 \right]. \quad (6) \end{aligned}$$

Для расчета плотности ТУ необходимо представить (6) в линейном по импульсу фотона q_z приближении:

$$\begin{aligned} |M|_{q_z}^2 = & 2^5 \pi^4 \lambda_0^2 \frac{\alpha^* I_0}{\omega} \left(\frac{m^*}{m_i} \right)^2 L_z^{*-1} \times q_z \times E_d^2 a_d^4 \beta^3 w^{-4} \delta_{m,\pm 1} (n+1) \times \\ & \times \left\{ \sum_{p'=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{p=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{j=0}^{\infty} \exp(i(p-p')q_e a_0) \left(\beta(i\Gamma_0^* - \eta^2) + w(2j+1) \right)^{-\frac{3}{2}} \times \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp \left[-a_0^* \left((p' - p)^2 \left((i\Gamma_0^* - \eta^2) + w\beta^{-1}(2j+1) \right) \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left[\left(\beta(i\Gamma_0^* - \eta^2) + w(2j+1) \right)^{\frac{1}{2}} \times \right. \\
& \quad \left. \times a_0^* (p' - p) + \beta^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + (\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+1)w - \beta \eta^2)^2 \right)^{-1} \times \right. \\
& \quad \times \left\{ \left[\beta \left(\Gamma_0^{*2} w^2 + (wa_d^2 k_z^2 + (2n+2)w^2 \beta^{-1} - \eta^2 w + 2wa_B^{*-2} m)^2 \right) \times \right. \right. \\
& \quad \times \left(\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+3)w - \beta \eta^2 \right) \left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + (\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+3)w - \beta \eta^2)^2 \right)^{-1} + \\
& \quad + \left[\left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + (\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+1)w - \beta \eta^2)^2 \right) \times \right. \\
& \quad \times \beta \left(\Gamma_0^{*2} w^2 + (wa_d^2 k_z^2 + (2n+2)w^2 \beta^{-1} - \eta^2 w + 2wa_B^{*-2} m)^2 \right) - \\
& \quad - w \left(wa_d^2 k_z^2 + (2n+2)w^2 \beta^{-1} - \eta^2 w + 2wa_B^{*-2} m \right) \times \\
& \quad \times \left. \left. \left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + (\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+1)w - \beta \eta^2)^2 \right) \right] \right\} \times \\
& \quad \times \left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + (\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+1)w - \beta \eta^2)^2 \right)^{-1} \left. \right] \times 4k_z a_d \left(\cos \left((q_e a_d a_0^* - k_z) \frac{L_z}{2} \right) + \right. \\
& \quad + \operatorname{ctg} \left((q_e a_d a_0^* - k_z) \frac{a_0}{2} \right) \sin \left((q_e a_d a_0^* - k_z) \frac{L_z}{2} \right) \left. \right)^2 - \\
& \quad - a_0^* \left[\Gamma_0^{*2} w^2 + (wa_d^2 k_z^2 + (2n+2)w^2 \beta^{-1} - \eta^2 w + 2wa_B^{*-2} m)^2 \right] \times \\
& \quad \times \left(\sin \left((q_e a_d a_0^* - k_z) \frac{a_0}{2} \right) \right)^{-3} \sin \left((q_e a_d a_0^* - k_z) \left(1 + \frac{L_z}{a_0} \right) \frac{a_0}{2} \right) \times \\
& \quad \times \left[\left(1 + \frac{L_z}{a_0} \right) \sin \left((q_e a_d a_0^* - k_z) \frac{L_z}{2} \right) - \frac{L_z}{2a_0} \sin \left((q_e a_d a_0^* - k_z) \left(1 + \frac{L_z}{2a_0} \right) a_0 \right) \right] \times \\
& \quad \times \left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + (\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+1)w - \beta \eta^2)^2 \right)^{-1}. \tag{7}
\end{aligned}$$

Полученное выражение для квадрата модуля матричного элемента (7) будет использовано в следующем разделе для расчета плотности ТУ одномерных электронов в продольном магнитном поле.

3. Плотность тока фотонного увлечения электронов в квантовой проволоке при наличии внешнего продольного магнитного поля

Рассмотрим случай сильного магнитного квантования, когда характерная длина осциллятора $a = \sqrt{\hbar / m^* \omega_0}$ значительно больше магнитной длины $a_B = \sqrt{\hbar / (m^* \omega_B)}$, $a \gg a_B$.

В режиме короткого замыкания плотность ТУ электронов $j(\omega)$ в КП имеет вид

$$j(\omega) = -\frac{|e| N_0 n_\lambda}{2\pi^2 \hbar^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n,m} \theta \left[\hbar\omega - |E_\lambda| - \frac{\hbar\omega_B m}{2} - \hbar\omega_0 \sqrt{1 + \frac{\omega_B^2}{4\omega_0^2}} (2n+2) \right] \times \\ \times \frac{\partial E_{n,m,k_z}}{\partial k_z} \tau(E_{n,m,k_z}) |M_{q_z}|^2 \times \\ \times \left[f_0(E_\lambda) - f_0(E_{n,m,k_z}) \right] \frac{\hbar\Gamma_0}{(E_{n,m,k_z} + E_\lambda)^2 + \hbar^2\Gamma_0^2} dk_z dq_e, \quad (8)$$

где N_0 – концентрация D^0 -центров в КП; n_λ – линейная концентрация D^0 -центров, локализованных в точках $\mathbf{R}_a = (0, 0, pa_0)$ на оси КП; $\theta(s)$ – единичная функция Хевисайда; $\hbar\omega$ – энергия фотона; $\tau(E_{n,m,k_z})$ – время релаксации электронов в КП; $f_0(E)$ – квазиравновесная функция распределения электронов в КП.

Для исследования спектральной зависимости плотности ТУ следует рассмотреть конкретный механизм рассеяния электронов в КП и в соответствии с этим определить время релаксации в (8). Будем предполагать, что электроны в гибридно-квантованной зоне проводимости КП испытывают упругое рассеяние на системе потенциалов короткодействующих примесей. Тогда в приближении сильного магнитного квантования выражение для времени релаксации $\tau(E_d(X - \eta^2))$ можно записать в виде (в принятых здесь обозначениях) [6]:

$$\tau(E_d(X - \eta^2)) = 2^{-\frac{9}{2}} \pi^{-1} \hbar E_d^{-1} L^{*2} (n_i a_d^3)^{-1} \left(\frac{\lambda_s}{a_d} \right)^{-2} \sqrt{\frac{w}{\beta}} \times \\ \times \left| 1 + \frac{1}{\sqrt{2} a^*} \left(\frac{\lambda_s}{a_d} \right) \zeta \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - \frac{\beta(X - \eta^2)}{2w} \right) \right|^2 \left[\sum_{n=0}^N \left(\frac{\beta(X - \eta^2)}{2w} - n - \frac{1}{2} \right)^{-1/2} \right]^{-1}, \quad (9)$$

здесь n_i – концентрация примесных рассеивающих центров в КП; λ_s – длина рассеяния; $N = [A]$ – целая часть значения выражения $A = \beta(X - \eta^2)/(2w) - 1/2$, если $[A] \neq A$, и $N = [A] - 1$, если $[A] = A$.

Функция распределения электронов $f_0(E_{n,m,k_z})$ в КП для рассматриваемого случая имеет следующий вид [6]:

$$f_0(E_{n,m,k_z}) = 8\sqrt{\pi} (n_e a_d^3) \sqrt{\delta_T} \beta w^{-1} \operatorname{sh}(\delta_T \beta^{-1} w) \exp\left(-\delta_T \frac{E_{n,m,k_z}}{E_d}\right), \quad (10)$$

где n_e – концентрация электронов; $\delta_T = E_d/(kT)$; k – постоянная Больцмана; T – термодинамическая температура; $\operatorname{sh}(x)$ – гиперболический синус.

Тогда для плотности ТУ с учетом (7), (9) и (10) имеем

$$\begin{aligned} j(\omega) = & -\frac{j_0}{X} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n,m} \delta_{m,\pm 1} (n+1) \beta^{\frac{5}{2}} w^{-\frac{7}{2}} \left(\frac{m^*}{m_i^*}\right)^2 \times \\ & \times \theta\left[a_B^{*-2} m + 2w\beta^{-1}(n+1) + k_z^2 a_d^2 - \eta^2 - X\right] \times \\ & \times \left| 1 + \frac{1}{\sqrt{2} a^*} \left(\frac{\lambda_s}{a_d}\right) \zeta\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - \frac{\beta(X - \eta^2)}{2w}\right) \right|^2 \left[\sum_{n=0}^N \left(\frac{\beta(X - \eta^2)}{2w} - n - \frac{1}{2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right]^{-1} k_z \times \\ & \times \left[f_0(E_\lambda) - 8\sqrt{\pi} (n_e a_d^3) \sqrt{\delta_T} \beta w^{-1} \operatorname{sh}(\delta_T \beta^{-1} w) \times \right. \\ & \times \exp\left[-\delta_T (a_B^{*-2} m + 2w\beta^{-1}(n+1) + k_z^2 a_d^2)\right] \times \\ & \times \left\{ \sum_{p'=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{p=-[L_z/2a_0]}^{+[L_z/2a_0]} \sum_{j=0}^{\infty} \exp(i(p-p')q_e a_0) \left(\beta(i\Gamma_0^* - \eta^2) + w(2j+1) \right)^{-\frac{3}{2}} \times \right. \\ & \times \exp\left[-a_0^* \left((p'-p)^2 \left((i\Gamma_0^* - \eta^2) + w\beta^{-1}(2j+1) \right) \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left[\left(\beta(i\Gamma_0^* - \eta^2) + w(2j+1) \right)^{\frac{1}{2}} \times \right. \\ & \times a_0^* (p'-p) + \beta^{\frac{1}{2}} \left. \right] \left. \right\}^{\frac{1}{2}} \left. \right]^{-1} \left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + (\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+1)w - \beta \eta^2)^2 \right)^{-1} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \left\{ \left[\beta \left(\Gamma_0^{*2} w^2 + \left(w a_d^2 k_z^2 + (2n+2) w^2 \beta^{-1} - \eta^2 w + 2 w a_B^{*-2} m \right)^2 \right) \times \right. \right. \\
 & \times \left(\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+3) w - \beta \eta^2 \right) \left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + \left(\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+3) w - \beta \eta^2 \right)^2 \right)^{-1} + \\
 & \quad + \left[\left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + \left(\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+1) w - \beta \eta^2 \right)^2 \right) \times \right. \\
 & \quad \times \beta \left(\Gamma_0^{*2} w^2 + \left(w a_d^2 k_z^2 + (2n+2) w^2 \beta^{-1} - \eta^2 w + 2 w a_B^{*-2} m \right)^2 \right) - \\
 & \quad - w \left(w a_d^2 k_z^2 + (2n+2) w^2 \beta^{-1} - \eta^2 w + 2 w a_B^{*-2} m \right) \times \\
 & \quad \times \left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + \left(\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+1) w - \beta \eta^2 \right)^2 \right) \left. \right] \times \\
 & \quad \times \left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + \left(\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+1) w - \beta \eta^2 \right)^2 \right)^{-1} \left. \right] \cdot 4 k_z a_d \times \\
 & \times \left(\cos \left(\left(q_e a_d a_0^* - k_z \right) \frac{L_z}{2} \right) + \operatorname{ctg} \left(\left(q_e a_d a_0^* - k_z \right) \frac{a_0}{2} \right) \sin \left(\left(q_e a_d a_0^* - k_z \right) \frac{L_z}{2} \right) \right)^2 - \\
 & \quad - a_0^* \left[\Gamma_0^{*2} w^2 + \left(w a_d^2 k_z^2 + (2n+2) w^2 \beta^{-1} - \eta^2 w + 2 w a_B^{*-2} m \right)^2 \right] \times \\
 & \quad \times \left(\sin \left(\left(q_e a_d a_0^* - k_z \right) \frac{a_0}{2} \right) \right)^{-3} \sin \left(\left(q_e a_d a_0^* - k_z \right) \left(1 + \frac{L_z}{a_0} \right) \frac{a_0}{2} \right) \times \\
 & \quad \times \left[\left(1 + \frac{L_z}{a_0} \right) \sin \left(\left(q_e a_d a_0^* - k_z \right) \frac{L_z}{2} \right) - \frac{L_z}{2 a_0} \sin \left(\left(q_e a_d a_0^* - k_z \right) \left(1 + \frac{L_z}{2 a_0} \right) a_0 \right) \right] \times \\
 & \quad \times \left(\beta^2 \Gamma_0^{*2} + \left(\beta a_d^2 k_z^2 + (2n+1) w - \beta \eta^2 \right)^2 \right)^{-1} \times \\
 & \quad \times \frac{\Gamma_0^*}{\left(a_B^{*-2} m + 2 w \beta^{-1} (n+1) + k_z^2 a_d^2 - \eta^2 - X \right)^2 + \Gamma_0^{*2}} dk_z dq_e, \quad (11)
 \end{aligned}$$

где

$$j_0 = 2^{\frac{3}{2}} \pi |e| N_0 n \lambda_0^2 L^{*2} \alpha^* I_0 L_z^{*-1} a_d^5 (n_i)^{-1} (\lambda_s)^{-2} q_z;$$

$f(\eta^2)$ – функция распределения электронов в примесной зоне; $X = \hbar \omega / E_d$.

На рис. 1 приведена спектральная зависимость плотности тока фотонного увлечения (ПТФУ) электронов в относительных единицах $j(\omega)/j_0$ для различных значений величины внешнего магнитного поля построенная с помощью формулы (6) для InSb КП.

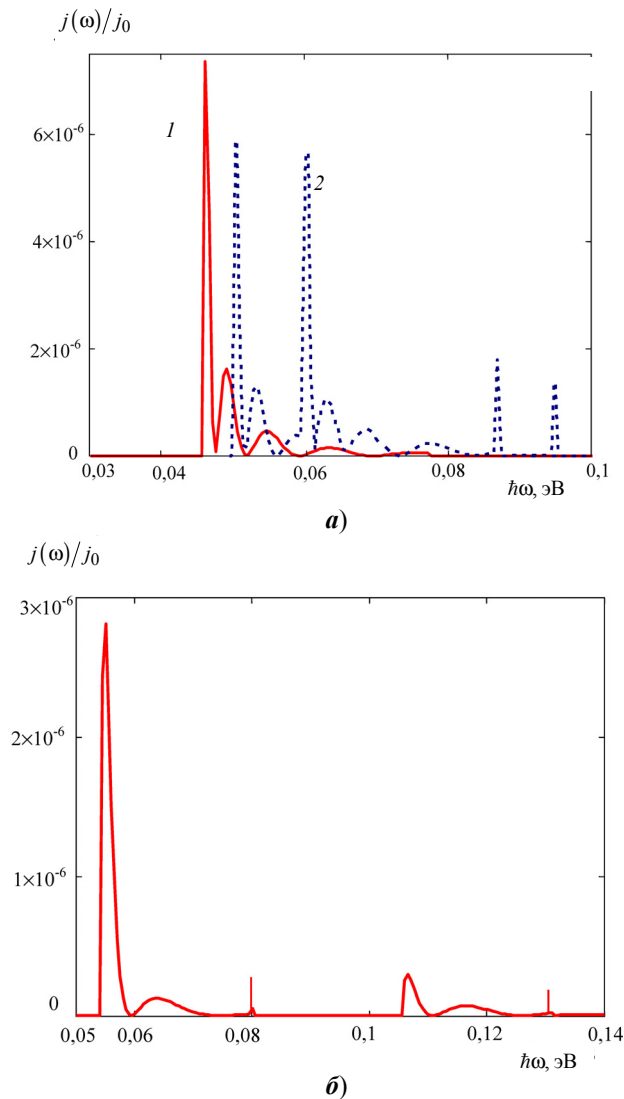


Рис. 1. Спектральная зависимость ТУ в КП с примесной зоной при $U_0 = 0,3$ эВ;

$E_i = 2$ мэВ, $a_0 = 28$ нм, $L = 70$ нм, $L_z = 300$ нм, $\epsilon_L = 1$, $\epsilon_C = 1$, $\epsilon_T = 2,9$ для

различных значений величины внешнего магнитного поля:

a – кривые: 1 – $B = 0$, 2 – $B = 2$ Тл; **б** – $B = 5$ Тл

Из рис. 1,**a** видно, что для спектральной зависимости ТУ характерен квантово-размерный эффект Зеемана (см. кривую 2 на рис. 1,**a**). Видны также осцилляции интерференционной природы, которые исчезают с ростом величины B (см. рис. 1,**б**) из-за уменьшения степени перекрытия одноцентровых волновых функций.

На рис. 2 показано влияние периода регулярной цепочки D^0 -центров a_0 на спектральную зависимость плотности ТУ в КП. Можно видеть, что с уменьшением a_0 возрастает число осцилляций интерференционной природы, а порог ЭФУ смещается в длинноволновую область спектра за счет увеличения эффективной массы электрона в примесной зоне.

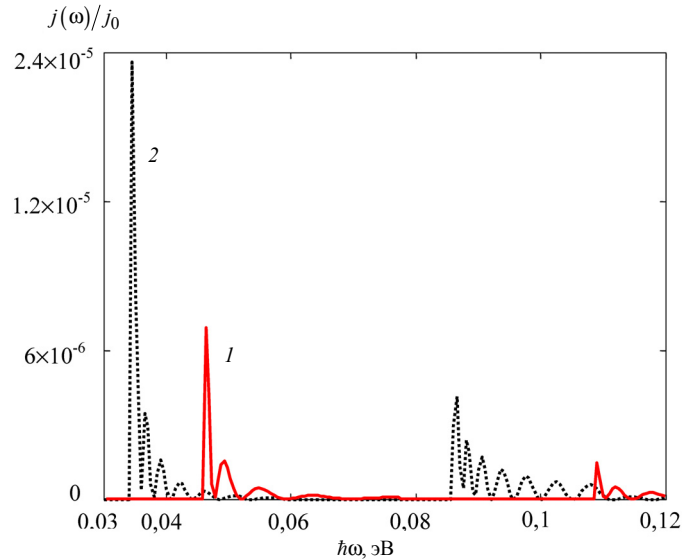


Рис. 2. Спектральная зависимость плотности ТУ в КП с примесной зоной при $U_0 = 0,3$ эВ; $E_i = 2$ мэВ, $B = 0$, $L = 70$ нм, $L_z = 300$ нм, $\epsilon_L = 1$, $\epsilon_C = 1$, $\epsilon_T = 2,9$ для различных значений периода регулярной цепочки D^0 -центров a_0 ; кривые: 1 – $a_0 = 28$ нм; 2 – $a_0 = 21$ нм

Рисунок 3 иллюстрирует влияние параметров диссипативного туннелирования $\epsilon_T = kT/E_d$ (рис. 3,а), $\epsilon_L = \hbar\omega_L/E_d$ (рис. 3,б, ω_L – частота фононной моды), $\epsilon_C = \hbar\sqrt{C}/E_d$ (рис. 3,в, C – константа взаимодействия с контактной средой) на спектры плотности ТУ в КП. Видно, что с уменьшением температуры (параметр ϵ_T) происходит сдвиг порога ЭФУ в коротковолновую область спектра (ср. кривые 1 и 2 на рис. 3,а) из-за увеличения средней энергии связи электрона в примесной зоне. Такая же ситуация имеет место с уменьшением параметра ϵ_L (см. рис. 3,б) и ростом параметра ϵ_C ϵ_L (рис. 3,в). Таким образом, выявлена возможность эффективного управления ЭФУ в КП с примесной зоной, образованной резонансными состояниями электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров во внешнем продольном магнитном поле.

Заключение

Развита теория ЭФУ при оптических переходах электронов из состояния примесной зоны, образованной резонансными состояниями электрона в поле регулярной цепочки D^0 -центров, в гибридно-квантованные состояния во внешнем продольном магнитном поле. В режиме короткого замыкания

в приближении сильного магнитного квантования получено аналитическое выражение для плотности ТУ в КП при рассеянии электронов на системе короткодействующих примесей.

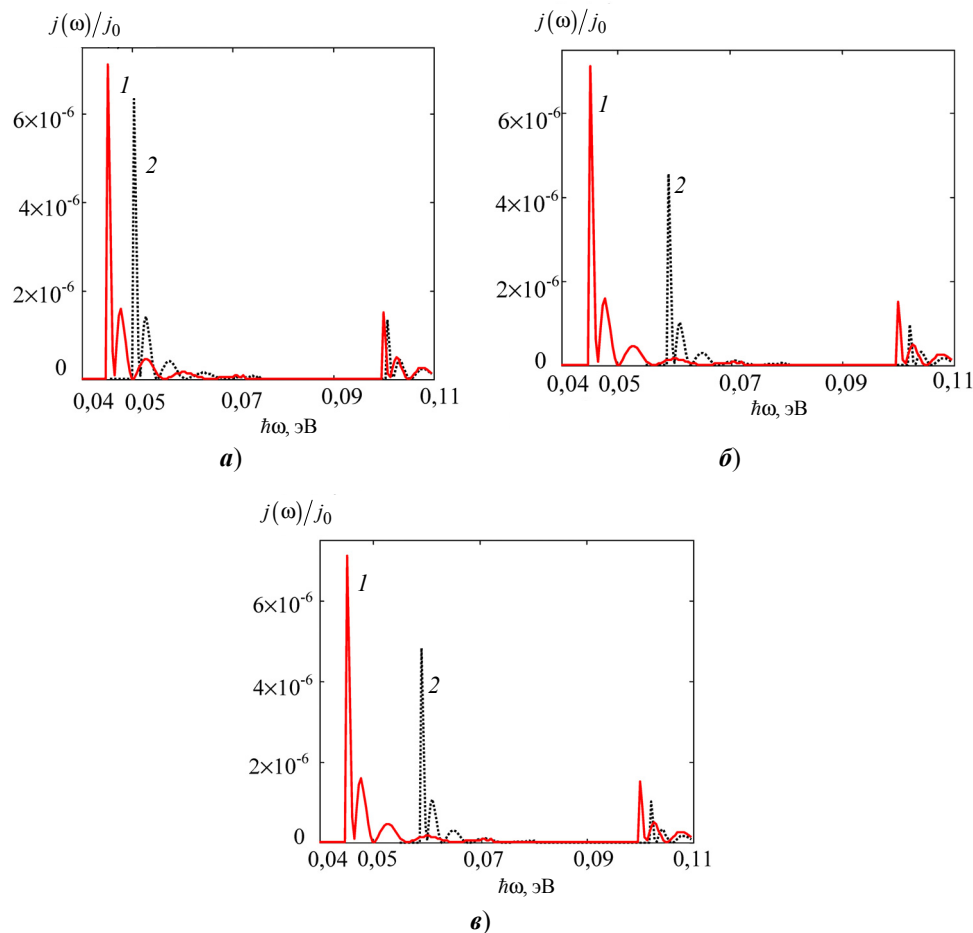


Рис. 3. Спектральная зависимость плотности ТУ в КП с примесной зоной при $U_0 = 0,3$ эВ; $E_i = 2$ мэВ, $a_0 = 28$ нм, $L = 70$ нм, $L_z = 300$ нм, для различных значений параметров диссипативного туннелирования:
а – ε_T ; кривые: 1 – 2,9; 2 – 2,5 ($\varepsilon_L = \varepsilon_C = 1$);
б – ε_L ; кривые: 1 – 1; 2 – 0,8 ($\varepsilon_T = 2,9$ $\varepsilon_C = 1$);
в – ε_C ; кривые: 1 – 1; 2 – 2 ($\varepsilon_T = 2,9$ $\varepsilon_L = 1$)

Показано, что с уменьшением периода регулярной цепочки D^0 -центров в квантовой проволоке порог эффекта фотонного увлечения смещается в длинноволновую область спектра из-за роста эффективной массы электрона в примесной зоне. При этом в спектральной зависимости плотности тока фотонного увлечения возрастает частота и амплитуда осцилляций интерференционной природы. Найдено, что с ростом внешнего магнитного поля происходит подавление осцилляций за счет уменьшения ширины примесной зоны. Показано, что параметры диссипативного туннелирования ока-

зывают существенное влияние на порог эффекта фотонного увлечения в квантовой проволоке. В квантовой проволоке с резонансными состояниями электрона и туннельно связанной с объемным полупроводником появляются дополнительные степени свободы для управления эффектом фотонного увлечения путем варьирования параметров диссипативного туннелирования.

Список литературы

1. **Имамов, Э. З.** Особенности поглощения света глубокими примесными центрами в тонких полупроводниковых слоях / Э. З. Имамов, В. Д. Кревчик // Физика и техника полупроводников. – 1983. – Т. 17, № 7 – С. 1235.
2. **Кревчик, В. Д.** Эффект увлечения одномерных электронов при фотоионизации D^- -центров в продольном магнитном поле / В. Д. Кревчик, А. Б. Грунин // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45, № 7. – С. 1272.
3. **Гришанова, В. А.** Особенности эффекта фотонного увлечения электронов в двумерной ленте, свернутой в спираль, и в квантовой проволоке с примесной зоной в магнитном поле : автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук / Гришанова В. А. – Саранск, 2010.
4. **Кревчик, В. Д.** Модель примесной 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.
5. **Кревчик, В. Д.** Влияние внешнего 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.
6. **Маргулис, В. А.** Проводимость квантовой проволоки в продольном магнитном поле / В. А. Гейлер, В. А. Маргулис, Л. И. Филина // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1998. – Т. 113. – С. 1377–1396.

References

1. Imamov E. Z., Krevchik V. D. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov* [Semiconductor physics and technology]. 1983, vol. 17, no. 7, p. 1235.
2. Krevchik V. D., Grunin A. B. *Fizika tverdogo tela* [Solid state physics]. 2003, vol. 45, no. 7, p. 1272.
3. Grishanova V. A. *Osobennosti effekta fotonnogo uvlecheniya elektronov v dvumernoy lente, svernutoy v spiral', i v kvantovoy provoloke s primesnoy zonoy v magnitnom pole: avtoref. dis. kand. fiz.-mat. nauk* [Features of photonic increase of electrons in a two-dimensional close-coiled tape and in a quantum wire with impurity band in magnetic field: author's abstract of dissertation to apply for the degree of the candidate of physical and mathematical sciences]. Saransk, 2010.
4. Grishanova V. A., Krevchik V. D., Razumov A. V. *Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedeniy. Povolzhskiy region. Fiziko-matematicheskie nauki* [University proceedings. Volga region. Physical and mathematical sciences]. 2010, no. 2, pp. 105–116.
5. 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.
6. Margulis V. A., Geyler V. A., Filina L. I. *Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki* [Journal of experimental and theoretical physics]. 1998, vol. 113, pp. 1377–1396.

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 539.23; 539.216.1

Кревчик, В. Д.

**Фотомагнитный эффект в квантовой проволоке с одномерной
сверхрешеткой из потенциалов нулевого радиуса / В. Д. Кревчик, А. В. Ра-
зумов, Т. А. Губин // Известия высших учебных заведений. Поволжский ре-
гион. Физико-математические науки. – 2013. – № 3 (27). – С. 233–247.**