

# Энергетический спектр и магнитооптические свойства $D^{(-)}$ -центра в квантовом сужении

© В.Д. Кревчик<sup>¶</sup>, А.А. Марко, А.Б. Грунин

Пензенский государственный университет,  
440017 Пенза, Россия

(Получена 8 июня 2005 г. Принята к печати 31 августа 2005 г.)

Рассмотрены состояния электрона, локализованного на доноре в квантовом сужении с параболическим электронным потенциалом при наличии продольного по отношению к оси сужения магнитного поля. В рамках модели потенциала нулевого радиуса аналитически получено дисперсионное уравнение электрона с учетом влияния магнитного поля на  $D^{(-)}$ -состояние в квантовом сужении. Найдено, что особенность электронного спектра в квантовом сужении проявляется в зависимости энергии связи  $D^{(-)}$ -состояния и края полосы примесного поглощения от эффективной длины сужения. Исследована эволюция энергии связи  $D^{(-)}$ -состояния, а также спектра примесного магнитооптического поглощения в квантовом сужении с изменением величины продольного магнитного поля и проведено сравнение со случаем  $D^{(-)}$ -состояний в квантовой проволоке.

PACS: 73.21.Nb, 78.67.Lt, 73.63.Nm

## 1. Введение

Эксперименты показывают [1], что энергия связи примесных состояний существенно зависит от величины внешнего магнитного поля. Так, в случае  $D^{(-)}$ -центров в селективно легированных многоямных структурах GaAs/AlGaAs наблюдается значительный рост энергии связи  $D^{(-)}$ -состояний в условиях гибридного квантования [1]. Возможность управлять энергией связи локализованных носителей путем варьирования величины внешнего магнитного поля открывает перспективу для изменения оптических и транспортных свойств наноструктур и соответственно создания квантовых приборов с управляемыми характеристиками. В настоящее время тенденции развития прецизионного наноструктурирования материалов таковы, что возникает необходимость учитывать влияние особенностей геометрической формы наноструктур на электронный энергетический спектр, включая примесные состояния. В случае квантовых сужений такие особенности проявляются прежде всего в кардинальной модификации электронного спектра при переходе (квантовая проволока)–(квантовое сужение) и, как следствие, в существенной зависимости кондактанса от эффективной длины сужения [2]. Высокая чувствительность энергии связи носителя на примеси к энергетическому спектру наноструктуры позволяет в принципе проследить за эволюцией энергии связи с изменением геометрической формы наноструктуры. Это важно, поскольку, как показывают эксперименты [3,4], наличие даже одиночной примеси в квантовом сужении существенно изменяет транспортный режим и условия квантования кондактанса.

Цель данной работы состоит в вычислении спектра  $D^{(-)}$ -центра, расположенного в сечении узкого горла квантового сужения (КС), в рамках метода потенциала

нулевого радиуса [5,6] и исследовании его магнитооптических свойств. Удобной моделью электронного потенциала КС, которая позволяет учесть как роль формы КС, так и влияние квантующего магнитного поля, является потенциал „мягкой стенки“ [7]:

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

где  $m^*$  — эффективная масса электрона;  $z$  — координата вдоль оси КС; частота  $\omega_z$  определяется длиной КС  $L_z$ :  $\omega_z = \hbar/m^*L_z^2$ ;  $\omega$  — характерная частота двумерного гармонического осциллятора, потенциалом которого моделируется потенциал КС в плоскости, перпендикулярной к оси КС.

Для невозмущенных примесью одноэлектронных состояний в симметричной калибровке векторного потенциала магнитного поля  $\mathbf{A} = (-yB/2, xB/2, 0)$  (магнитное поле  $\mathbf{B}$  направлено вдоль оси КС) гамильтониан  $H_B$  в выбранной модели запишется как

$$H_B = H_{\rho,\varphi} + H_z, \quad (2)$$

где

$$H_{\rho,\varphi} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) - \frac{i\hbar\omega_B}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{m^*}{8} \Omega^2 \rho^2, \quad (3)$$

$$H_z = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{m^*}{2} \omega_z^2 z^2, \quad (4)$$

$\rho, \varphi, z$  — цилиндрические координаты;  $\omega_B = |e|B/m^*$  — циклотронная частота,  $\Omega = \sqrt{4\omega_0^2 + \omega_B^2}$  — гибридная частота. Спектр гамильтониана (2) имеет вид [2,7]

$$E_{n,m,\lambda} = \frac{\hbar\omega_B m}{2} + \frac{\hbar\Omega}{2} (2n + |m| + 1) + \hbar\omega_z \lambda, \quad (5)$$

$$\Psi_{n,m,\lambda}(\rho, \varphi, z) = \Psi_{n,m}(\rho, \varphi) \Psi_\lambda(z). \quad (6)$$

<sup>¶</sup> E-mail: physics@diamond.stup.ac.ru

Здесь  $\Psi_{n,m}(\rho, \varphi)$  и  $\Psi_\lambda(z)$  — собственные функции операторов  $H_{\rho,\varphi}$  и  $H_z$  соответственно:

$$\Psi_{n,m}(\rho, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} a_1} \left[ \frac{n!}{(n+|m|)!} \right]^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\rho^2}{2a_1^2} \right)^{\frac{|m|}{2}} \times \exp\left(-\frac{\rho^2}{4a_1^2}\right) L_n^{|m|} \left( \frac{\rho^2}{2a_1^2} \right) \exp(im\varphi), \quad (7)$$

$$\Psi_\lambda(z) = \exp\left(-\frac{\pi\lambda}{4}\right) \left[ \sqrt{2} L_z (1 + \exp(-2\pi\lambda)) \right]^{-\frac{1}{2}} \times \left[ D_{-i\lambda-\frac{1}{2}} \left( (1+i) \frac{z}{L_z} \right) + D_{-i\lambda-\frac{1}{2}} \left( -(1+i) \frac{z}{L_z} \right) \right], \quad (8)$$

где  $n = 0, 1, 2, \dots$  — квантовое число, соответствующее уровню Ландау;  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  — магнитное квантовое число;

$$a_1^2 = \frac{a^2}{2\sqrt{1+a^4/4a_B^4}}; \quad a = \sqrt{\hbar/m^*\omega_0};$$

$a_B = \sqrt{\hbar/m^*\omega_B}$  — магнитная длина;  $L_n^s(x)$  — полиномы Лагерра;  $\lambda \in R_+$ ;  $D_p(x)$  — функция параболического цилиндра [8].

Предполагается, что  $D^{(-)}$ -центр расположен в точке  $\mathbf{R}_a = (\rho_a, \varphi_a, z_a)$  сечения узкого горла КС. Здесь  $\rho_a, \varphi_a, z_a$  — цилиндрические координаты примесного центра. Потенциал примеси описывается в рамках модели потенциала нулевого радиуса  $V_\delta(\mathbf{r}, \mathbf{R}_a)$  мощностью  $\gamma = 2\pi\hbar^2/am^*$ , который в цилиндрической системе координат имеет вид

$$V_\delta(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = \gamma \frac{\delta(\rho - \rho_a)}{\rho} \delta(\varphi - \varphi_a) \delta(z - z_a) \times \left[ 1 + (\rho - \rho_a) \frac{\partial}{\partial \rho} + (z - z_a) \frac{\partial}{\partial z} \right], \quad (9)$$

где  $\alpha$  определяется энергией  $E_i$  связанного состояния этого же  $D^{(-)}$ -центра в массивном полупроводнике.

Следует отметить, что модель КС в виде (1) применима только вблизи узкого горла сужения. В использованном далее приближении амплитуда потенциала  $U_0$  ( $U_0 = m^*\omega_0 L^2/2$ , где  $L$  — радиус сечения узкого горла КС), которым моделируется КС в плоскости, перпендикулярной оси сужения, является эмпирическим параметром [9]. Наконец, в случае сильной локализации электрона, когда  $\lambda_B a \gg 1$  ( $\lambda_B^{-1}$  — радиус связанного  $D^{(-)}$ -состояния), влиянием потенциала примеси на основное состояние КС можно пренебречь.

## 2. Энергетический спектр $D^{(-)}$ -центра в квантовом сужении

Уравнение Липпмана–Швингера для  $D^{(-)}$ -состояния в КС с параболическим потенциалом в присутствии

продольного магнитного поля запишется как

$$\Psi_{\lambda B}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \rho_1 d\rho_1 d\varphi_1 dz_1 \times G(\rho, \varphi, z, \rho_1, \varphi_1, z_1; E_{\lambda B}) V_\delta(\rho_1, \varphi_1, z_1; \rho_a, \varphi_a, z_a) \times \Psi_{\lambda B}(\rho_1, \varphi_1, z_1; \rho_a, \varphi_a, z_a), \quad (10)$$

где  $\Psi_{\lambda B}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a)$  — волновая функция электрона, локализованного на короткодействующем потенциале  $D^{(-)}$ -центра;  $E_{\lambda B} = -\hbar^2 \lambda_B^2 / 2m^*$  — собственные значения оператора Гамильтона  $H_B^\delta = H_B + V_\delta(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a)$ ;  $G(\rho, \varphi, z, \rho_1, \varphi_1, z_1; E_{\lambda B})$  — одноэлектронная функция Грина к уравнению Шредингера с гамильтонианом  $H_B^\delta$ , соответствующая источнику в точке  $\mathbf{r}_1 = (\rho_1, \varphi_1, z_1)$  и энергии  $E_{\lambda B}$ .

Используя стандартную процедуру метода потенциала нулевого радиуса (см., например, [10]) для  $G(\rho, \varphi, z, \rho_1, \varphi_1, z_1; E_{\lambda B})$ , получим

$$G(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; \eta^2) = - (2^{3/2} \pi^{3/2} E_a a^3)^{-1} \times \left\{ \int_0^{+\infty} dt \exp\left[-(\eta^2 + (a_1^*)^{-2})t\right] \times \sqrt{2\pi} a_1 \left(1 - \exp(-2(a_1^*)^{-2}t)\right)^{-1} \times \exp\left[-\frac{(\rho_a^2 + \rho^2)(1 + \exp(-2(a_1^*)^{-2}t))}{4a_1^2(1 - \exp(-2(a_1^*)^{-2}t))}\right] \times \exp\left[\left(\exp[i(\varphi - \varphi_a) - (a_B^*)^{-2}t] + \exp[-i(\varphi - \varphi_a) + (a_B^*)^{-2}t]\right) \times \frac{\rho_a \rho \exp(-2(a_1^*)^{-2}t)}{2a_1^2(1 - \exp(-2(a_1^*)^{-2}t))} J(z_a, z, L_z, t) - \frac{1}{t\sqrt{t}} \exp\left[-\frac{(\rho - \rho_a)^2}{4a_1^2 t} + \frac{(z - z_a)^2}{2L_z^2 t}\right] + 2\sqrt{\pi} \left[a_1^{-2}(\rho - \rho_a)^2 + L_z^{-2}(z - z_a)^2\right]^{-\frac{1}{2}} \times \exp\left[-\left((\eta^2 + (a_1^*)^{-2})a_1^{-2} + (\rho - \rho_a)^2 + 2^{-1}L_z^{-2}(z - z_a)^2\right)^{1/2}\right] \right\}, \quad (11)$$

где  $\eta^2 = |E_{\lambda B}|/E_d$ ;  $a^* = a/a_d$ ;  $a_B^* = a_B/a_d$ ;  $a_d$  и  $E_d$  — эффективный боровский радиус и эффективная боровская энергия соответственно; функция  $J(z_a, z, L_z, t)$  имеет

вид

$$\begin{aligned}
 J(z_a, z, L_z, t) &= \int_0^\infty \left[ \sqrt{2} L_z (1 + \exp(-2\pi\lambda)) \right]^{-1} \\
 &\times \exp(-\pi\lambda/4) \exp\left(-\frac{L_z^2 \lambda t}{a_d}\right) \\
 &\times \left[ D_{-i\lambda-\frac{1}{2}}\left((1+i)\frac{z}{L_z}\right) - D_{-i\lambda-\frac{1}{2}}\left(-(1+i)\frac{z}{L_z}\right) \right] \\
 &\times \left[ D_{i\lambda-\frac{1}{2}}\left((1+i)\frac{z}{L_z}\right) - D_{i\lambda-\frac{1}{2}}\left(-(1+i)\frac{z}{L_z}\right) \right] d\lambda. \quad (12)
 \end{aligned}$$

Рассмотрим случай, когда  $D^{(-)}$ -центр расположен в сечении узкого горла КС ( $z_a = 0$ ). Энергия связанного состояния электрона в рассматриваемом суммарном поле является полюсом функции Грина, т.е. решением уравнения:

$$\begin{aligned}
 \alpha &= \frac{2\pi\hbar^2}{m^*} \lim_{\substack{\rho \rightarrow \rho_a \\ \varphi \rightarrow \varphi_a \\ z \rightarrow z_a}} \left[ 1 + (\rho - \rho_a) \frac{\partial}{\partial \rho} + (z - z_a) \frac{\partial}{\partial z} \right] \\
 &\times G(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; \eta^2). \quad (13)
 \end{aligned}$$

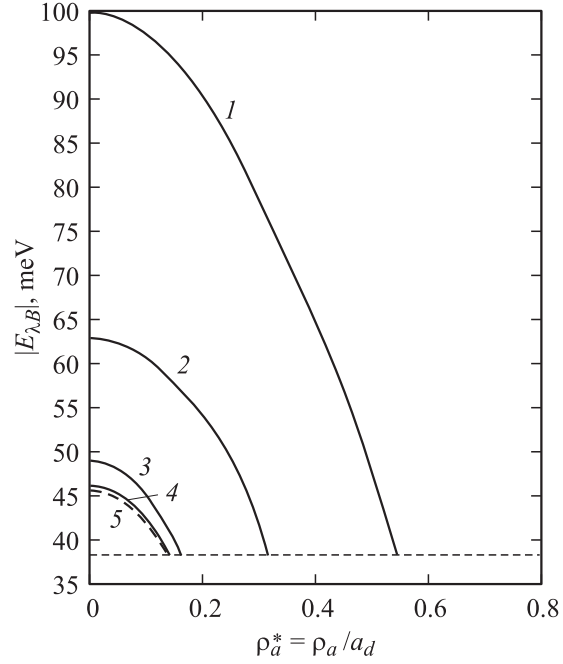
После подстановки (11) в (13) и выполнения необходимых предельных переходов получим дисперсионное уравнение локализованного на  $D^0$ -центре электрона с учетом влияния магнитного поля на  $D^{(-)}$ -состояние в КС:

$$\begin{aligned}
 \sqrt{\eta^2 + (a_1^*)^{-2}} &= \eta_i - \sqrt{\frac{2}{\pi}} a^* \int_0^\infty dt \exp[-(\eta^2 + (a_1^*)^{-2})t] \\
 &\times \left\{ \frac{1}{t\sqrt{t}} - \frac{a_1^*}{L_z^*} \frac{[1 - \exp(-2(a_1^*)^{-2}t)]^{-1}}{\sqrt{2\pi}\Gamma(3/4)} \right. \\
 &\times \exp\left(-\frac{(\rho_a^*)^2}{2(a_1^*)^2} \operatorname{cth}[(a_1^*)^{-2}t]\right) \\
 &\times \left. \exp\left(\frac{(\rho_a^*)^2}{2(a_1^*)^2} \frac{\operatorname{ch}[(a_B^*)^{-2}t]}{\operatorname{sh}[(a_1^*)^{-2}t]}\right) G(t, L_z^*) \right\}, \quad (14)
 \end{aligned}$$

где  $L_z^* = L_z/a_d$ ;  $\rho_a^* = \rho_a/a_d$ ;  $\eta_i^2 = |E_i|/E_d$ ;

$$\begin{aligned}
 G(t, L_z^*) &= \frac{4\pi}{L_z^* \sqrt{2}} \int_0^\infty d\lambda \frac{\exp(-\pi\lambda/2)}{|\Gamma(3/4 + i\lambda/2)|^2} \\
 &\times (1 + \exp(-2\pi\lambda))^{-1} \exp(-2\lambda(L_z^*)^{-2}t). \quad (15)
 \end{aligned}$$

Уравнение (14) допускает предельный переход при  $L_z \rightarrow \infty$  к случаю квантовой проволоки (КП) [6]. С этой целью выразим параметр  $\lambda$  через проекцию квазиимпульса электрона на ось  $Oz$  в КП ( $\hbar k_z$ ), полагая  $E_z = E_{k_z}$ ,



**Рис. 1.** Зависимости энергии связанного состояния электрона  $|E_{\lambda B}|$ , локализованного на  $D^0$ -центре в квантовом сужении (кривые 1–4) и в квантовой проволоке (кривая 5) на основе InSb, от радиуса примеси ( $\rho_a^* = \rho_a/a_d$ ) при  $L = 65$  нм,  $U_0 = 0.2$  эВ,  $B = 0$  Тл,  $E_i = 0.001$  эВ.  $L_z$ , нм: 1 — 325, 2 — 650, 3 — 975, 4 — 1600; 5 —  $L_z \rightarrow \infty$  (пунктиром показана энергия основного состояния в квантовом сужении).

или  $\lambda = L_z^2 k_z^2/2$ . Далее воспользуемся асимптотической формулой для  $|\Gamma(3/4 + i\lambda/2)|^2$  в (15) [11]:

$$|\Gamma(3/4 + i\lambda/2)|^2 \propto \frac{2\pi\sqrt{\lambda}}{\sqrt{2}} \exp\left(-\frac{\pi\lambda}{2}\right). \quad (16)$$

После подстановки (16) в (15) и замены переменной интегрирования  $\lambda = L_z^2 k_z^2/2$  получим

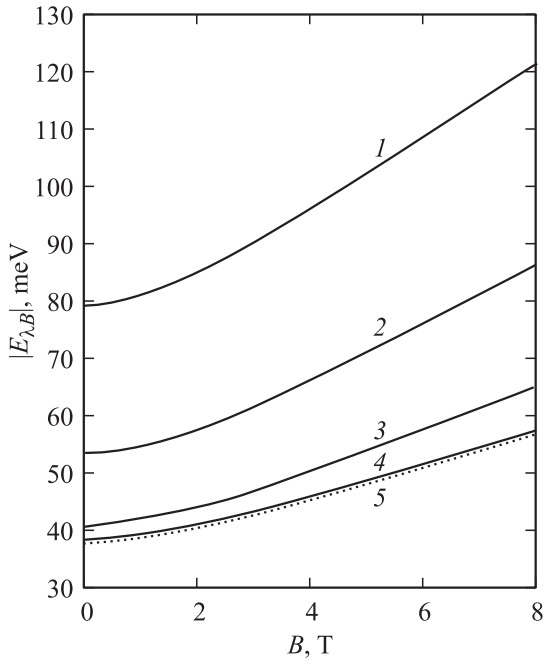
$$G(t, L_z^*) \propto 2\sqrt{2} \int_0^\infty dk_z (1 + \exp(-\pi L_z^2 k_z^2))^{-1} \exp(-k_z^2 a_d^2 t). \quad (17)$$

При  $L_z^* \gg 1$  соотношение (17) примет вид

$$G(t, L_z^*) \propto \frac{\sqrt{2\pi}}{a_d \sqrt{t}}. \quad (18)$$

Подставляя (18) в дисперсионное уравнение (14), получим дисперсионное уравнение для электрона, локализованного на  $D^0$ -центре в КП при наличии продольного магнитного поля [6].

На рис. 1 представлены результаты численного анализа уравнения (14) в случае  $D^{(-)}$ -состояния в КС на основе InSb (отсчет энергии связи ведется от уровня энергии основного состояния КС). Как видно из рис. 1, энергия связи  $D^{(-)}$ -центра  $|E_{\lambda B}|$  в КС является убывающей функцией его радиальной координаты  $\rho_a^*$ , что



**Рис. 2.** Зависимости энергии связанного состояния электрона  $|E_{\lambda B}|$ , локализованного на  $D^0$ -центре, расположенного на оси квантовой проволоки (кривая 5) и в квантовом сужении ( $\rho_a = z_a = 0$ ) (кривые 1–4), от величины магнитной индукции  $B$  при  $L = 65$  нм,  $U_0 = 0.2$  эВ,  $E_i = 0.001$  эВ.  $L_z$ , нм: 1 — 325, 2 — 650, 3 — 975, 4 — 1600; 5 —  $L_z \rightarrow \infty$ .

обусловлено размерным квантованием. С уменьшением эффективной длины КС ( $L_z$ ) энергия связи  $D^{(-)}$ -центра заметно возрастает (ср. кривые 3 и 1). Действительно, с уменьшением  $L_z$   $D^{(-)}$ -орбиталь вытягивается вдоль оси КС и соответственно сжимается в плоскости сечения узкого горла КС. Это приводит к углублению основного состояния  $D^{(-)}$ -центра.

На рис. 2 представлены зависимости энергии связи  $D^+$ -центра, расположенного в сечении узкого горла КС ( $\rho_a = z_a = 0$ ) и на оси КП, от величины магнитного поля  $B$ . Можно видеть, что с ростом магнитного поля энергия связи  $D^{(-)}$ -центра значительно возрастает, что обусловлено как динамикой уровней Ландау, так и локализованного уровня, когда магнитная длина становится меньше радиуса связанного  $D^{(-)}$ -состояния.

С ростом параметра  $L_z^*$  наблюдается переход КС  $\rightarrow$  КП (ср. кривые 1–4 и 5). Для  $L_z = 1.6$  мкм соответствующие кривые практически совпадают (см. кривые 4 и 5).

### 3. Сечение фотоионизации $D^{(-)}$ -центра в квантовом сужении

Рассмотрим процесс фотоионизации  $D^{(-)}$ -центра, связанный с оптическим переходом электрона из основного  $D^{(-)}$ -состояния в гибридно-квантованные состояния КС в продольном магнитном поле. Эффективный гамиль-

тониан взаимодействия с полем световой волны  $H_{\text{int}}$  в случае поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации запишется в виде

$$H_{\text{int}} = -i\hbar\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2\alpha^*}{(m^*)^2\omega}} I_0 \exp(iq_z z) \left[ \cos(\theta - \varphi) \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \sin(\theta - \varphi) \frac{\partial}{\partial \varphi} - \frac{i|e|B}{2\hbar} \rho \sin(\varphi - \theta) \right], \quad (19)$$

где  $\lambda_0$  — коэффициент локального поля,

$$\alpha^* = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\sqrt{\epsilon}\hbar c}$$

— постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ ;  $c$  — скорость света в вакууме;  $\omega$  и  $I_0$  — частота и интенсивность света соответственно;  $\theta$  — полярный угол единичного вектора поперечной поляризации в цилиндрической системе координат. Можно показать [6], что волновая функция электрона, локализованного на короткодействующем потенциале, только множителем отличается от одноэлектронной функции Грина в (11). Для случая, когда  $D^{(-)}$ -центр локализован в точке  $\mathbf{R}_a = (0, 0, 0)$ , из (11) будем иметь

$$\begin{aligned} \Psi_{\lambda B}(\rho, \varphi, z) = & -C_B \exp\left(-\frac{\rho^2}{4a_1^2}\right) \int_0^\infty d\lambda \exp\left(-\frac{\pi\lambda}{2}\right) \\ & \times (1 + \exp(-2\pi\lambda))^{-1} \frac{2^{i\lambda/2}}{\Gamma(3/4 - i\lambda/2)} \\ & \times \left[ D_{-i\lambda - \frac{1}{2}}\left((1+i)\frac{z}{L_z}\right) + D_{-i\lambda - \frac{1}{2}}\left(-(1+i)\frac{z}{L_z}\right) \right] \\ & \times \int_0^\infty dt \exp\left[-(\eta^2 + (a_1^*)^{-2} + 2(L_z^*)^{-2}\lambda)t\right] \\ & \times \left[ 1 - \exp(-2(a_1^*)^{-2}t) \right]^{-1} \exp\left\{-\exp(-2(a_1^*)^{-2}t)\right. \\ & \left. \times \frac{\rho^2}{2a_1^2[1 - \exp(-2(a_1^*)^{-2}t)]}\right\}, \quad (20) \end{aligned}$$

где

$$C_B = \frac{2^{1/4}\pi^{-1/2}\Gamma\left(\frac{3}{4}\right)}{(a_1^*)^{-2} \left\{ L_z^* a_d^3 \xi\left(2, \frac{\eta^2(a_1^*)^2}{2} + \frac{1}{2}\right) \left[ \Psi\left(\frac{5}{8}\right) - \Psi\left(\frac{1}{8}\right) \right] \right\}^{1/2}}$$

— нормировочный множитель,  $a_1^* = a_1/a_d$ ,  $\xi(s, v)$  — обобщенная  $\xi$ -функция.

Матричный элемент  $M_{f\lambda B}$ , определяющий величину силы осциллятора дипольного оптического перехода из основного состояния  $D^{(-)}$ -центра  $\Psi_{\lambda B}(\rho, \varphi, z)$  в гибридно-квантованные состояния КС  $\Psi_{n,m,\lambda}(\rho, \varphi, z)$ ,

запишется в виде:

$$\begin{aligned}
 M_{f\lambda_B} = & -i\hbar C_B \lambda_0 L_z^{1/2} \exp\left(-\frac{3\pi\lambda}{4}\right) \text{ch}(\pi\lambda) \\
 & \times \left[\sqrt{2}(1 + \exp(-2\pi\lambda))\right]^{-1} \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2\alpha^*}{(m^*)^2\omega}} I_0(n+1) \\
 & \times \left[\frac{n!}{(n+|m|)!}\right]^{1/2} \delta_{m,\pm 1} \exp(\mp i\theta) \left\{ \left(1 + m \frac{a_1^2}{a_2^2}\right) \right. \\
 & \times [\eta^2 + 2\lambda(L_z^*)^{-2} + (a_1^*)^{-2}(2n+1)]^{-1} \\
 & \left. + \left(1 - m \frac{a_1^2}{a_2^2}\right) [\eta^2 + 2\lambda(L_z^*)^{-2} + (a_1^*)^{-2}(2n+3)]^{-1} \right\}. \quad (21)
 \end{aligned}$$

Вычисления показывают (см., например, [10]), что сечение фотоионизации  $\sigma_B(\omega)$   $D^{(-)}$ -центра, локализованного в точке  $\mathbf{R}_a(0, 0, 0)$ , в случае поглощения света поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации, будет иметь вид

$$\begin{aligned}
 \sigma_B(\omega) = & \sigma_0 \left(\frac{L_z^*}{a_1^*}\right)^4 X^{-1} \left[\xi\left(2, \frac{\eta^2(a_1^*)^2}{2} + \frac{1}{2}\right)\right]^{-1} \\
 & \times \sum_{n=0}^N \sum_{m=-1}^1 \delta_{m,\pm 1}(n+1) \exp\left(-\frac{\pi(L_z^*)^2}{4}(X - m(a_B^*)^{-2} - \right. \\
 & \left. - (2n + |m| + 1)(a_1^*)^{-2} - \eta^2)\right) \\
 & \times \text{ch}\left(\frac{\pi(L_z^*)^2}{2}(X - m(a_B^*)^{-2} - (2n + |m| + 1)(a_1^*)^{-2} - \eta^2)\right) \\
 & \times \left\{ \left(1 + m \frac{a_1^2}{a_2^2}\right) [X - m(a_B^*)^{-2} - |m|(a_1^*)^{-2}]^{-1} \right. \\
 & \left. + \left(1 - m \frac{a_1^2}{a_2^2}\right) [X - m(a_B^*)^{-2} + 2(a_1^*)^{-2}]^{-1} \right\}^2, \quad (22)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 \sigma_0 = & \frac{2^{11}\pi^4\Gamma^2\left(\frac{3}{4}\right)\lambda_0^2\alpha^2 a_d^2}{\Psi\left(\frac{5}{8}\right) - \Psi\left(\frac{1}{8}\right)}, \\
 X = & \hbar\omega/E_d,
 \end{aligned}$$

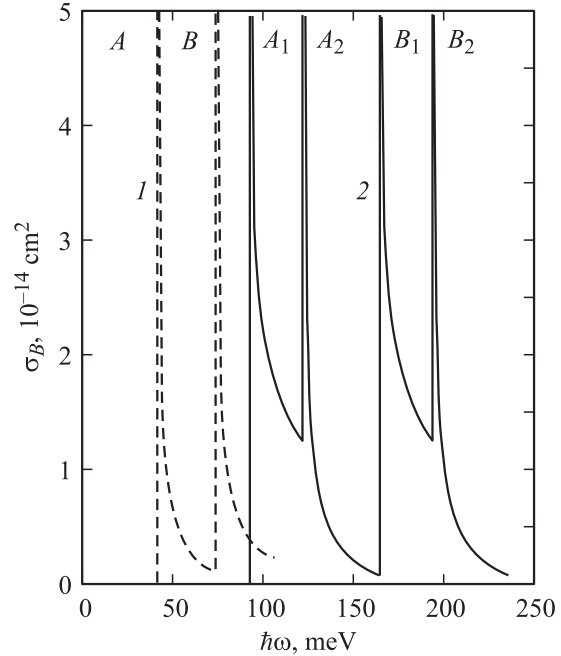
$N = [C]$  — целая часть числа

$$C = \frac{X - m(a_B^*)^{-2} - (|m| + 1)(a_1^*)^{-2} - \eta^2}{2(a_1^*)^{-2}}.$$

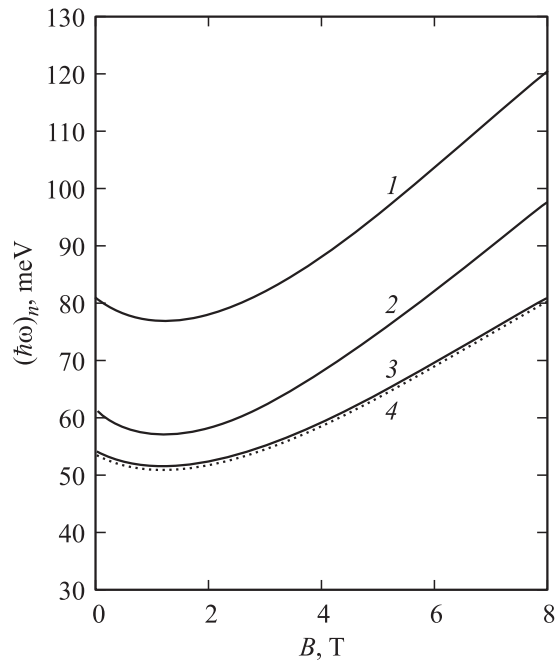
Процесс вычисления выявил следующие правила отбора: в случае поперечной поляризации света оптические переходы с примесного уровня возможны только в гибридно-квантованные состояния КС со значением магнитного квантового числа  $m = \pm 1$ .

На рис. 3 представлена спектральная зависимость  $\sigma_B(\omega)$ , рассчитанная по формуле (22) для КС на основе InSb. Видно, что в магнитном поле резонансные пики  $A$  и  $B$  (кривая 1) расщепляются на дублеты  $A_1$

и  $A_2, B_1$  и  $B_2$  (кривая 2) согласно правилам отбора. Расстояние между резонансными пиками, составляющими дублет Зеемана, определяется циклотронной частотой, а период появления дублета — гибридной частотой.



**Рис. 3.** Спектральные зависимости сечения фотоионизации  $\sigma_B(\omega)$   $D^{(-)}$ -центра, расположенного в центре сечения узкого горла квантового сужения при  $L = 65$  нм,  $L_z = 325$  нм,  $E_i = 0.001$  эВ. Магнитное поле  $B$ , Тл: 1 — 0, 2 — 5.



**Рис. 4.** Зависимости края полосы примесного поглощения  $(\hbar\omega)_n$  в квантовом сужении (кривые 1–3) и в квантовой проволоке (кривая 4) от величины магнитной индукции  $B$  при  $L = 65$  нм,  $U_0 = 0.2$  эВ,  $E_i = 0.001$  эВ.  $L_z$ , нм: 1 — 325, 2 — 650, 3 — 1600; 4 —  $L_z \rightarrow \infty$ .

Особенность электронного спектра в КС проявляется в зависимости края полосы примесного поглощения  $(\hbar\omega)_n$  от эффективной длины сужения  $L_z$  (кривые 1 и 2 на рис. 4), а также в более сильной зависимости  $(\hbar\omega)_n$  от величины магнитного поля по сравнению со случаем КП [10] (ср. кривые 1–3 и 4 на рис. 4).

Таким образом, в данной работе показано, что наличие гибридного квантования приводит к стабилизации  $D^{(-)}$ -состояний в КС. Эффективная длина КС играет роль параметра геометрической формы сужения, от значения которого существенно зависит энергия связи  $D^{(-)}$ -состояния. Следствием магнитного квантования является эффект гибридизации спектра примесного магнитопоглощения в КС. При этом особенность геометрической формы КС проявляется в зависимости края полосы примесного поглощения света от эффективной длины сужения.

## Список литературы

- [1] S. Huant, S.P. Najda. Phys. Rev. Lett., **65** (12), 1486 (1990).
- [2] Н.Г. Галкин, В.А. Гейлер, В.А. Маргулис. ЖЭТФ, **118** (1), 223 (2000).
- [3] D. Tobben, D.A. Wharam, G. Abstreiter, J.P. Kotthaus, F. Schaffler. Phys. Rev. B, **52** (7), 4704 (1995).
- [4] J. Faist, P. Gueret, H. Rothuizen. Phys. Rev. B, **42** (5), 3217 (1990).
- [5] В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев. ФТТ, **43** (3), 504 (2001).
- [6] В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин. ФТТ, **45** (7), 1272 (2003).
- [7] A.G. Scherbakov, E.N. Bogachek, U. Landman. Phys. Rev. B, **53** (7), 4054 (1996).
- [8] Г. Бейтмен, А. Эрдейи. *Высшие трансцендентные функции* (М., Наука, 1973).
- [9] М. Херман. *Полупроводниковые сверхрешетки* (М., Мир, 1989).
- [10] V.D. Krevchik, A.B. Grunin, A.K. Arigazin, M.B. Semenov, E.N. Kalinin, V.G. Mayorov, A.A. Marko, S.V. Yashin. Hadronic J., **26** (1), 31 (2003).
- [11] *Справочник по специальным функциям*, под ред. М. Абрамовица, И. Стиган (М., Наука, 1979).

Редактор Т.А. Полянская

## The energy spectrum and magneto-optical properties of $D^{(-)}$ center in a quantum constriction

V.D. Krewchik, A.A. Marko, A.B. Grunin

The Penza State University,  
440017 Penza, Russia