Магнитооптика квантовых ям с $D^{(-)}$-центрами

© В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин, Вас.В. Евстифеев

Пензенский государственный университет,
440026 Пенза, Россия

(Получена 13 октября 2005 г. Принята к печати 17 октября 2005 г.)

Рассмотрены $D^{(-)}$-состояния в квантовой яме при наличии продольного по отношению к направлению оси роста магнитного поля. В рамках модели потенциала нулевого радиуса получено уравнение, определяющее зависимость энергии связи $D^{(-)}$-состояния от параметров потенциала структуры, координат $D^{(-)}$-центра и величины магнитного поля. Проведено сравнение с экспериментальными данными по зависимости энергии связи $D^{(-)}$-состояния от величины магнитного поля и показано удовлетворительное согласие с теоретическими расчетами в области магнитных полей $B < 10$ Тл. Выявлен фактор размерности в координатной зависимости энергии связи при переходе 2D $\to$ 1D $\to$ 0D. Рассчитан коэффициент примесного магнитооптического поглощения многоямной квантовой структуры и исследована его спектральная зависимость. Показано, что существенный вклад в уширение линий поглощения вносит дисперсия ширины квантовых ям структуры.

PACS: 78.67.De, 75.75.+a, 73.21.Fg

1. Введение

Селективно-легированные полупроводниковые квантовые ямы (КЯ) представляют большой интерес для исследования так называемых $D^{(-)}$-состояний, соответствующих присоединению дополнительного электрона к нейтральному мелкому донору [1–3]. Эксперименты показывают [3], что энергия связи $D^{(-)}$-состояний в КЯ существенно зависит от величины внешнего магнитного поля. Так, в случае $D^{(-)}$-центров в селективно-легированных многоямных структурах GaAs/AlGaAs гибридизация размерного и магнитного квантования приводит к росту энергии связи $D^{(-)}$-состояний в несколько раз по сравнению с объемным материалом [3]. Возможность управления энергией связи $D^{(-)}$-центров в магнитном поле позволяет в принципе изменять концентрацию носителей заряда в достаточно широких пределах вследствие экспоненциальной зависимости функции распределения от энергии вблизи уровня Ферми в КЯ. С другой стороны, теоретические и экспериментальные исследования зависимости энергии связи $D^{(-)}$-центров от параметров потенциала структуры и магнитного поля открывают определенные перспективы для идентификации примесей. Эти исследования в сочетании с магнитооптическими методами изучения селективно-легированных КЯ [1,3] могут составить основу для разработки фотоприемников с управляемой чувствительностью в области примесного поглощения света [4].

Цель данной работы состоит в вычислении спектра $D^{(-)}$-центра в КЯ при наличии продольного по отношению к направлению оси роста магнитного поля, а также в теоретическом исследовании эффекта гибридизации спектра примесного магнитооптического поглощения в структурах с КЯ с учетом дисперсии их ширины. Будет выполнено сравнение результатов расчета энергии связи $D^{(-)}$-состояния с экспериментом [1,3] и показано их удовлетворительное согласие в области магнитных полей $B < 10$ Тл. Для описания одноэлектронных состояний в КЯ используется параболический потенциал конфайнмента

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

где m^* — эффективная масса электрона, ω_0 — характерная частота удерживающего потенциала КЯ, $-L/2 \le z \le L/2$, L — ширина КЯ.

Векторный потенциал магнитного поля $\mathbf{A}$ выбирается в симметричной калибровке:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2} B \rho \mathbf{e}_\varphi, \tag{2}$$

где $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ — вектор магнитной индукции, $\mathbf{e}_\varphi$ — единичный вектор в цилиндрической системе координат (ρ, φ, z).

Для невозмущенных примесями одноэлектронных состояний в квантующем магнитном поле гамильтониан в выбранной модели (1) имеет вид

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}\left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}\right] - \frac{i\hbar\omega_B}{2}\frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{m^*\omega_B^2\rho^2}{8} - \frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{m^*\omega_0^2 z^2}{2}, \tag{3}$$

где $\omega_B = |e|B/m^*$ — циклотронная частота, $|e|$ — заряд электрона.

Собственные значения $E_{n_1,m,n}$ и соответствующие собственные функции $\Psi_{n_1,m,n}(\rho, \varphi, z)$ гамильтониана (3) даются выражениями вида

$$E_{n_1,m,n} = \frac{\hbar\omega_B}{2}(2n_1 + |m| + 1) + \frac{\hbar\omega_B}{2} m + \hbar\omega_0\left(n + \frac{1}{2}\right), \tag{4}$$

$$\Psi_{n_1,m,n}(\rho,\varphi,z)=\frac{1}{2^{|m|/2}a_B^{|m|+1}\sqrt{2^{n+1}n!\pi^{3/2}a}}$$
$$\times\left[\frac{n_1!}{(n_1+|m|)!}\right]^{1/2}\rho^{|m|}\exp\left[-\left(\frac{\rho^2}{4a_B^2}+\frac{z^2}{2a^2}\right)\right]$$
$$\times L_{n_1}^{|m|}\left(\frac{\rho^2}{2a_B^2}\right)H_n\left(\frac{z}{a}\right)\exp(im\varphi), \tag{5}$$

где $n_1=0,1,2,\ldots$ — радиальное квантовое число, соответствующее уровням Ландау, $m=0,\pm1,\pm2,\ldots$ — магнитное квантовое число, $n=0,1,2,\ldots$ — осцилляторное квантовое число, $a_B=\sqrt{\hbar/m^*\omega_B}$ — магнитная длина, $a=\sqrt{\hbar/m^*\omega_0}$ — характерная длина осциллятора, $L_{n_1}^{|m|}(x)$ — полиномы Лагерра, $H_n(y)$ — полиномы Эрмита.

Следует отметить, что в используемом здесь приближении амплитуда потенциала КЯ U_0 является эмпирическим параметром и, следовательно, выражения (4) и (5) справедливы, когда $U_0/\hbar\omega_0\gg1$, где $U_0=m^*\omega_0^2L^2/8$.

Потенциал примеси описывается в рамках модели потенциала нулевого радиуса $V_\delta(\rho,\varphi,z;\rho_a,\varphi_a,z_a)$ мощностью $\gamma=2\pi\hbar^2/\alpha m^*$:

$$V_\delta(\rho,\varphi,z;\rho_a,\varphi_a,z_a)=\gamma\,\frac{\delta(\rho-\rho_a)}{\rho}\,\delta(\varphi-\varphi_a)\delta(z-z_a)$$
$$\times\left[1+(\rho-\rho_a)\frac{\partial}{\partial\rho}+(z-z_a)\frac{\partial}{\partial z}\right], \tag{6}$$

где α определяется энергией $E_i=-\hbar^2\alpha^2/2m^*$ связанного состояния этого же $D^{(-)}$-центра в объемном материале, $R_a=(\rho_a,\varphi_a,z_a)$ — координаты $D^{(-)}$-центра.

Необходимо отметить, что моделирование $D^{(-)}$-центра электроном в поле потенциала нулевого радиуса использовалось в ряде теоретических работ при расчете энергии связи $D^{(-)}$-состояния в квантовых нитях и точках [4,5], а также в КЯ с потенциалом конфайнмента в виде прямоугольной потенциальной ямы конечной глубины [6]. В работе [7] проведено вычисление спектра A^+-центра в модели потенциала нулевого радиуса в случае бесконечно глубокой КЯ. Было показано [7], что модель A^+-системы с потенциалом нулевого радиуса достаточно хорошо описывает эксперимент и позволяет учесть химическую природу примеси.

2. Эволюция энергии связи $D^{(-)}$-состояния с изменением величины продольного магнитного поля

В приближении эффективной массы волновая функция $\Psi_{\lambda_B}(\rho,\varphi,z;\rho_a,\varphi_a,z_a)$ электрона, локализованного на D^0-центре, удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\left(E_{\lambda_B}^{(0)}-H\right)\Psi_{\lambda_B}(\rho,\varphi,z;\rho_a,\varphi_a,z_a)=V_\delta(\rho,\varphi,z;\rho_a,\varphi_a,z_a)$$
$$\times\Psi_{\lambda_B}(\rho,\varphi,z;\rho_a,\varphi_a,z_a), \tag{7}$$

где $E_{\lambda_B}^{(0)}=-\hbar^2\lambda_B^2/2m^*$ — собственные значения гамильтониана $H_B=H+V_\delta(\rho,\varphi,z;\rho_a,\varphi_a,z_a)$.

Одноэлектронная функция Грина к уравнению Шредингера (7) $G(\rho,\varphi,z,\rho_1,\varphi_1,z_1;E_{\lambda_B}^{(0)})$, соответствующая источнику в точке (ρ_1,φ_1,z_1) и энергии $E_{\lambda_B}^{(0)}$, запишется в виде

$$G\big(\rho,\varphi,z,\rho_1,\varphi_1,z_1;E_{\lambda_B}^{(0)}\big)$$
$$=\sum_{n_1,m,n}\frac{\Psi^*_{n1,m,n}(\rho_1,\varphi_1,z_1)\Psi_{n_1,m,n}(\rho,\varphi,z)}{E_{\lambda_B}^{(0)}-E_{n_1,m,n}}. \tag{8}$$

Используя стандартную процедуру метода потенциалов нулевого радиуса (см., например, [4]), для функции Грина в (8) получим

$$G\big(\rho,\varphi,z,\rho_a,\varphi_a,z_a;E_{\lambda_B}^{(0)}\big)=-2^{-5/2}\pi^{-3/2}\beta^{1/2}a_B^{-2}a_d^{-1}E_d^{-1}$$
$$\times\int_0^\infty dt\,e^{-(\beta\eta_B^2+1/2)t}\left[\mathrm{sh}(\beta a{^*_B}^{-2}t)\right]^{-1}\left(1-e^{-2t}\right)^{-1/2}$$
$$\times\exp\left[-\frac{(\rho_a^2+\rho^2)\,\mathrm{cth}(\beta a{^*_B}^{-2}t)}{4a_B^2}\right]$$
$$\times\exp\left[\frac{\rho_a\rho\,\mathrm{ch}\big[i(\varphi-\varphi_a)-\beta a{^*_B}^{-2}t\big)}{2a_B^2\,\mathrm{sh}(\beta a{^*_B}^{-2}t)}\right]$$
$$\times\exp\left\{-\frac{(z_a^2+z^2)\,\mathrm{cth}\,t}{4\beta a_d^2}\right\}\exp\left\{\frac{z_az}{2\beta a_d^2\,\mathrm{sh}\,t}\right\}, \tag{9}$$

где $\eta_B=\sqrt{|E_{\lambda_B}^{(0)}|/E_d}$, $\beta=L^*/4\sqrt{U_0^*}$, $a_B^*=a_B/a_d$; E_d и a_d — эффективные боровская энергия и боровский радиус соответственно, $L^*=L/a_d$, $U_0^*=U_0/E_d$.

Энергия связанного состояния электрона является полюсом функции Грина, т.е. решением уравнения [4]

$$1=\gamma(TG)\big(\rho_a,\varphi_a,z_a,\rho_a,\varphi_a,z_a;E_{\lambda_B}^{(0)}\big), \tag{10}$$

где

$$(TG)\big(\rho_a,\varphi_a,z_a,\rho_a,\varphi_a,z_a;E_{\lambda_B}^{(0)}\big)=\lim_{\substack{\rho\to\rho_a\\ \varphi\to\varphi_a\\ z\to z_a}}\big[1+(\rho-\rho_a)\partial/\partial\rho$$
$$+(z-z_a)\partial/\partial z\big]G\big(\rho,\varphi,z,\rho_a,\varphi_a,z_a;E_{\lambda_B}^{(0)}\big).$$

Подставляя (9) в (10) и выполняя необходимые предельные переходы, получим (в боровских единицах) уравнение, определяющее зависимость энергии связи

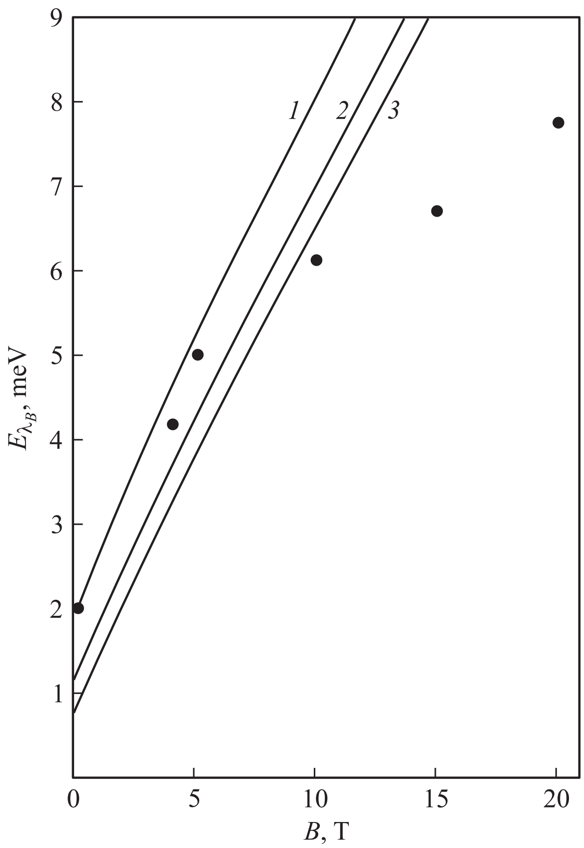

Рис. 1. Зависимость энергии связи $|E_{\lambda_B}|$ $D^{(-)}$-центра, локализованного в точке $\mathbf{R}_a = (0, 0, 0)$, от величины магнитной индукции B в КЯ на основе GaAs при $|E_i| = 0.4$ мэВ, $L = 10$ нм для различных значений амплитуды потенциала U_0, эВ: *1* — 0.48, *2* — 0.45, *3* — 0.4. Точки — результаты эксперимента в селективно-легированных структурах GaAs/AlGaAs [3].

$D^{(-)}$-центра E_{λ_B} от параметров потенциала структуры, координат центра и магнитной индукции B:

$$\sqrt{|E^*_{\lambda_B}|} = \eta_i - \sqrt{\frac{2}{\pi\beta}} \int\limits_0^\infty dt\, e^{-|E^*_{\lambda_B}|\beta t} \times \left\{ \frac{1}{2t\sqrt{2t}} - \beta a^{*-2}_B \left(1 - e^{-2\beta a^{*-2}_B t}\right)^{-1} \times \left(1 - e^{-2t}\right)^{-1/2} \exp\left(-\frac{z^{*2}_a \operatorname{th}(t/2)}{2\beta}\right) \right\}, \quad (11)$$

где $|E^*_{\lambda_B}| = \eta_B^2 + a^{*-2}_B + (2\beta)^{-1}$ — энергия связи $D^{(-)}$-центра, отсчитываемая от уровня энергии основного состояния КЯ, $z^*_a = z_a/a_d$.

Уравнение (11) соответствует случаю, когда примесный уровень расположен ниже дна КЯ, т. е. $E^{(0)}_{\lambda_B} < 0$. Если примесный уровень расположен между дном КЯ и уровнем энергии основного состояния электрона $E_{0,0,0} = \hbar(\omega_0 + \omega_B)/2$ $(E^{(0)}_{\lambda_B} > 0)$, то соответствующее уравнение для определения энергии связи $D^{(-)}$-центра получается из (11) путем замены η_B^2 на $-\eta_B^2$. На рис. 1 показана рассчитанная с помощью (11) зависимость энергии связи $D^{(-)}$-состояния $|E_{\lambda_B}|$ от величины магнитной индукции B в КЯ на основе GaAs для $\mathbf{R}_a = (0, 0, 0)$ (кривые *1–3*). На этом же рисунке точками показаны результаты эксперимента в случае $D^{(-)}$-центров в селективно-легированных многоямных структурах GaAs/AlGaAs [3]. К сожалению, в работе [3] не обсуждался вопрос, связанный с влиянием на точность экспериментальных данных таких факторов, как зависимость энергии связи $D^{(-)}$-состояния от координат примесного центра, дисперсия ширины КЯ, а также приборная погрешность. Два подгоночных параметра теории U_0 и $|E_i|$ позволили оптимальным образом расположить теоретическую кривую по отношению к экспериментальным точкам. Можно видеть, что в области магнитных полей $B < 10$ Тл результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментом. Как показывают численные оценки, в этом случае магнитная длина a_B оказывается больше эффективного радиуса связанного $D^{(-)}$-состояния λ_B^{-1} (так, например, при $B = 9$ Тл: $a_B \approx 9$ нм, $\lambda_B^{-1} \approx 8$ нм), т. е. рост

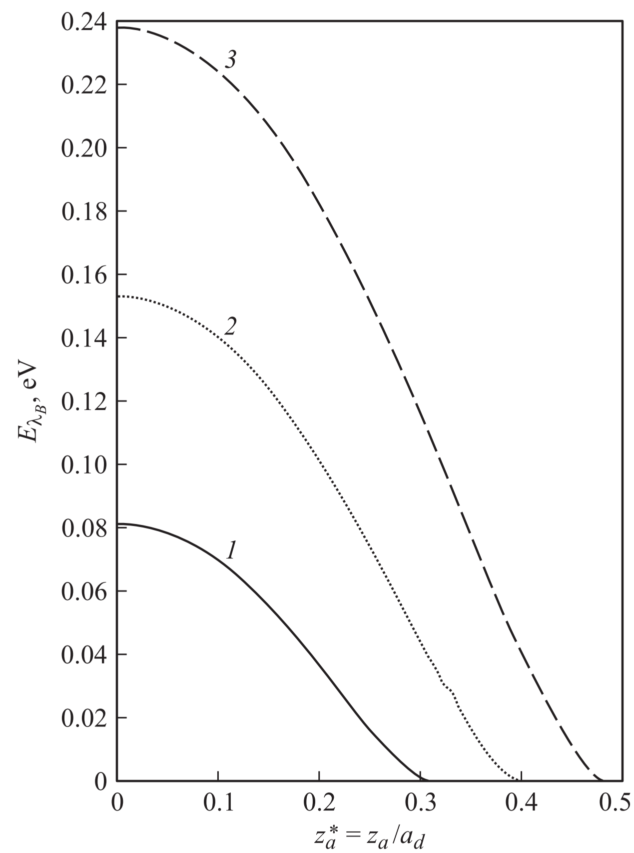

Рис. 2. Зависимость энергии связи $|E_{\lambda_B}|$ $D^{(-)}$-центра $(E^{(0)}_{\lambda_B} > 0)$ в 2D (*1*), 1D (*2*) и 0D (*3*) структурах на основе GaAs от координаты примеси при $|E_i| = 6.6$ мэВ, $L = 9.1$ нм, $U_0 = 0.4$ эВ, $B = 10$ Тл. В случае 1D структуры меняется радиальная координата примеси [4].

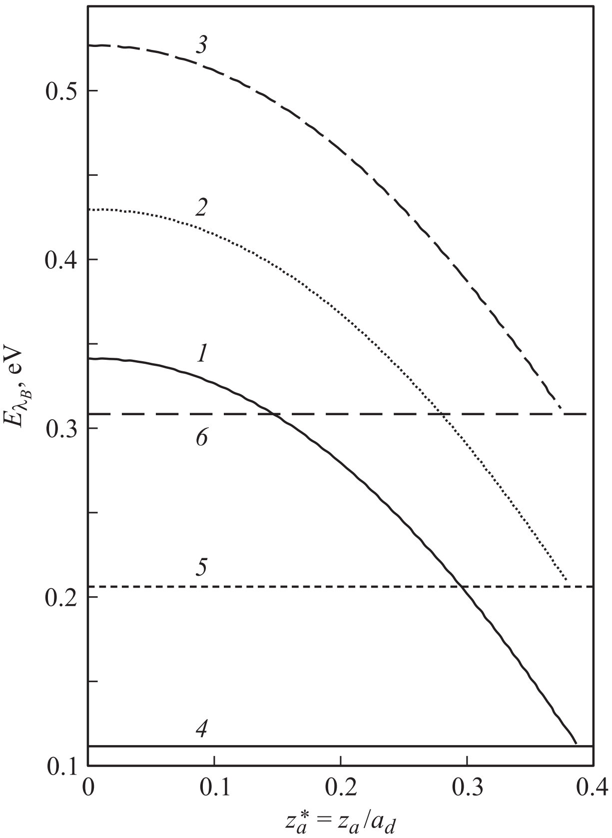

Рис. 3. Зависимость энергии связи $|E_{\lambda_B}|$ $D^{(-)}$-центра ($E_{\lambda_B}^{(0)} < 0$) в 2D (*1*), 1D (*2*) и 0D (*3*) структурах на основе GaAs от координаты примеси при $|E_i| = 0.4$ мэВ, $L = 9.1$ нм, $U_0 = 0.4$ эВ, $B = 10$ Тл. *4, 5, 6* — энергии основного состояния в данных структурах [4].

энергии связи $D^{(-)}$-центра с увеличением магнитного поля обусловлен в основном с динамикой уровней Ландау. При $B > 10$ Тл выполняется неравенство $a_B < \lambda_B^{-1}$ (например, при $B = 15$ Тл: $a_B \approx 6.5$ нм, $\lambda_B^{-1} \approx 6.7$ нм), т. е. заметной оказывается динамика примесного уровня. Следует отметить спиновые эффекты, которые не были учтены в рассматриваемой здесь модели, и этим отчасти можно объяснить различие результатов теории и эксперимента в области больших полей. Из рис. 1 видно, что с ростом амплитуды потенциала конфайнмента U_0 энергия связи $D^{(-)}$-состояния увеличивается (ср. кривые *1* и *3*) вследствие большего влияния на волновую функцию $D^{(-)}$-центра ограничивающего потенциала КЯ. Рис. 2 дает возможность проследить фактор размерности в координатной зависимости энергии связи при переходе двумерная → одномерная → нульмерная структура (2D → 1D → 0D) ($E_{\lambda_B}^{(0)} > 0$) [3,5,8]. Можно видеть, что с понижением размерности электронного газа (2D → 0D) энергия связи $D^{(-)}$-состояния возрастает в несколько раз (ср. кривые *1* и *3*). Это обусловлено кардинальной модификацией локальных электронных состояний вблизи границ квантовой точки [5]. Случай $E_{\lambda_B}^{(0)} < 0$ представлен на рис. 3, из которого видно, что увеличение энергии связи $D^{(-)}$-состояния происходит в основном за счет динамики уровней Ландау с ростом B. Таким образом, двумерные $D^{(-)}$-состояния в продольном магнитном поле удовлетворительно описываются в рамках метода потенциала нулевого радиуса в области магнитных полей, когда радиус локализации $D^{(-)}$-состояния не превосходит магнитной длины. В случае, когда $a_B < \lambda_B^{-1}$, необходимо учитывать спиновые эффекты.

3. Расчет коэффициента поглощения многоямной квантовой структуры в продольном магнитном поле

Рассмотрим примесное поглощение света в полупроводниковой КЯ в случае поперечной по отношению к направлению магнитного поля поляризации света. Предполагается, что $D^{(-)}$-центр располагается в точке $\mathbf{R}_a = (0, 0, 0)$, а примесный уровень расположен ниже дна КЯ ($E_{\lambda_B}^{(0)} < 0$). Тогда, согласно (9), волновая функция $\Psi_{\lambda_B}(\rho, \varphi, z)$ электрона, локализованного на короткодействующем потенциале, запишется в виде

$$\Psi_{\lambda_B}(\rho, \varphi, z) = C_B \int_0^\infty dt \exp\left(-\beta t |E_{\lambda_B}^*|\right) \times \left[1 - \exp(-2t)\right]^{-1/2} \left[1 - \exp(-2\beta a_B^{*-2} t)\right]^{-1} \times \exp\left[-\frac{\rho^{*2}}{4 a_B^{*2}} \operatorname{cth}(\beta a_B^{*-2} t)\right] \exp\left[-\frac{z^{*2}}{4\beta} \operatorname{cth} t\right], \quad (12)$$

где нормировочный множитель C_B определяется как

$$C_B = 2^{1/4} \pi^{-1} \beta^{-1/4} a_B^{*-1} a_d^{-3/2} \times \left\{ \sum_{k_1=0}^{\infty} \frac{\Gamma\left(f_{2k_1+1}(\beta, \eta_B) + 1/4\right)}{\Gamma\left(f_{2k_1+1}(\beta, \eta_B) + 3/4\right)} \left[\Psi\left(f_{2k_1+1}(\beta, \eta_B) + 3/4\right) - \Psi\left(f_{2k_1+1}(\beta, \eta_B) + 1/4\right)\right] \right\}^{-1/2}, \quad (13)$$

где $f_{2k_1+1}(\beta, \eta_B) = [\beta \eta_B^2 + \beta a_B^{*-2}(2k_1 + 1)]/2$, $\Gamma(x)$ — гамма-функция, $\Psi(x)$ — логарифмическая производная гамма-функции.

Эффективный гамильтониан взаимодействия с полем световой волны H_{int} в цилиндрической системе координат запишется в виде

$$H_{\text{int}} = -i\hbar\lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2\alpha^*}{m^{*2}\omega}} I_0 \exp(iq_z z) \left[\cos(\varphi - \alpha) \frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho} \sin(\alpha - \varphi) \frac{\partial}{\partial\varphi} - \frac{i|e|B}{2\hbar} \rho \sin(\varphi - \alpha)\right], \quad (14)$$

где λ_0 — коэффициент локального поля, $\alpha^* = |e|^2/4\pi\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon}\,\hbar c$ — постоянная тонкой структуры с учетом диэлектрической проницаемости ε, I_0 — интенсивность света, ω — частота, $\mathbf{q} = (0, 0, q_z)$ — волновой вектор, α — полярный угол единичного вектора $\mathbf{e}_\lambda$ поперечной поляризации в цилиндрической системе координат.

Матричный элемент $M_{f\lambda_B}$, определяющий величину силы осциллятора дипольного оптического перехода из $D^{(-)}$-состояния $\Psi_{\lambda_B}(\rho, \varphi, z)$ в состояния $\Psi_{n_1,m,n}(\rho, \varphi, z)$ дискретного спектра КЯ, можно представить как

$$M_{f\lambda_B} = 2^{n/2+2}(-1)^{(n+1)/2}\pi^{-1/4}\lambda_0\sqrt{\frac{\alpha^* I_0}{\omega}}\, {a^*_B}^{-1} a_d E_d$$
$$\times\left\{\sum_{k_1=0}^{\infty}\frac{\Gamma\big(f_{2k_1+1}(\beta,\eta_B)+1/4\big)}{\Gamma\big(f_{2k_1+1}(\beta,\eta_B)+3/4\big)}\right.$$
$$\left.\times\Big[\Psi\big(f_{2k_1+1}(\beta,\eta_B)+3/4\big)-\Psi\big(f_{2k_1+1}(\beta,\eta_B)+1/4\big)\Big]\right\}^{-1/2}$$
$$\times\,\delta_{n,2k}(n!)^{-1/2}\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)\left[\frac{(n_1+|m|)!}{n_1!}\right]^{1/2}(|m|!)^{-1}$$
$$\times\left(\frac{\exp(-i\alpha)\delta_{m,1}}{2f_{2n_1+1}(\beta,\eta_B)+3/2}+\frac{\exp(i\alpha)\delta_{m,-1}}{2f_{2n_1+3}(\beta,\eta_B)+3/2}\right), \tag{15}$$

где $\delta_{\alpha,\beta}$ — символ Кронекера; выражения для $f_{2n_1+1}(\beta,\eta_B)$ и $f_{2n_1+3}(\beta,\eta_B)$ получаются из $f_{2k_1+1}(\beta,\eta_B)$ путем замены k_1 на n_1 и $2k_1+1$ на $2n_1+3$ соответственно.

При вычислении $M_{f\lambda_B}$ появляются интегралы вида

$$I_1 = \int_0^{2\pi} d\varphi \exp(-im\varphi)$$
$$\times\Big\{\exp\big[i(\varphi-\alpha)\big]+\exp\big[-i(\varphi-\alpha)-2\beta {a^*_B}^{-2}t\big]\Big\}$$
$$= 2\pi\Big[\exp(-i\alpha)\delta_{m,1}+\exp(i\alpha-2\beta {a^*_B}^{-2}r)\delta_{m,-1}\Big], \tag{16}$$

$$I_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} dz\, H_n\left(\frac{z}{a}\right)\exp\left[-\frac{z^2}{a^2}\frac{1}{\big[1-\exp(-2t)\big]}\right]$$
$$= \begin{cases} a(-1)^k 2^{2k}\Gamma(k+1/2)\exp(-2kt)\big[1-\exp(-2t)\big]^{1/2} \\ 0, \quad \text{если} \quad n \neq 2k, \quad k = 0, 1, 2, \ldots \end{cases}. \tag{17}$$

Из (16) и (17) следует, что оптические переходы с примесного уровня возможны только в состояние КЯ с четными значениями осцилляторного квантового числа $n = 2k$ и значениями магнитного квантового числа $m = \pm 1$.

С практической точки зрения представляет интерес расчет коэффициента примесного магнитопоглощения света $K_B(\omega)$ многоямной квантовой структуры с учетом дисперсии ширины КЯ. Будем предполагать, что в каждой КЯ структуры находится по одному $D^{(-)}$-центру в точке $\mathbf{R}_a(0, 0, 0)$, а дисперсия ширины КЯ $u = L/\overline{L}$ ($\overline{L}$ — среднее значение ширины КЯ) описывается распределением вида

$$P(u) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\Phi(0.5)}\exp\big[-(u-1)^2\big], & \text{если} \quad 0.5 \le u \le 1.5, \\ 0, & \text{если} \quad u < 0.5 \quad \text{или} \quad u > 1.5, \end{cases} \tag{18}$$

где $\Phi(x)$ — интеграл ошибок.

Применяя стандартную процедуру расчета [4,9], для коэффициента примесного магнитопоглощения света с учетом (18) получим

$$K_B(\omega) = \frac{\sigma_0}{\overline{L_c}S\sqrt{\pi}\,\Phi(0.5)}(\overline{\beta})^{-1}{a^*_B}^{-2}X^{-1}$$
$$\times\sum_{m=-1}^{+1}\sum_{k=0}^{N_1(\beta^*)}\sum_{n_1=0}^{N_2(\beta^*)}2^{2k}\big[(2k)!\big]^{-1}\left(2k+\frac{1}{2}\right)^{-1}$$
$$\times(n_1+1)\Theta\left(1.5-\frac{\beta^*}{\overline{\beta}}\right)\Theta\left(\frac{\beta^*}{\overline{\beta}}-0.5\right)$$
$$\times\Gamma^2\left(k+\frac{1}{2}\right)\exp\left[-\left(\frac{\beta^*}{\overline{\beta}}-1\right)^2\right]\beta^{*2}A(\beta^*)$$
$$\times\left\{\delta_{m,1}\left[\beta^*\eta_B^2+\beta^* {a^*_B}^{-2}(2n_1+1)+\frac{3}{2}\right]^{-2}\right.$$
$$\left.+\,\delta_{m,-1}\left[\beta^*\eta_B^2+\beta^* {a^*_B}^{-2}(2n_1+3)+\frac{3}{2}\right]^{-2}\right\}, \tag{19}$$

где $\sigma_0 = 2^5\pi^{1/2}\lambda_0^2\alpha^* a_d^2$, $X = \hbar\omega/E_d$, $N_1(\beta) = [C_1]$ — целая часть выражения $C_1 = \big\{\beta[X-\eta_B^2-{a^*_B}^{-2}(|m|+m+1)] - 1/2\big\}/2$, $N_2(\beta) = [C_2]$ — целая часть выражения $C_2 = [X-\eta_B^2-\beta^{-1}(2k+1/2)]/(2{a^*_B}^{-2}) - (|m|+m+1)/2$; $A(\beta) = 2^{-1/4}\pi\beta^{1/4}a_B^* a_d^{3/2}C_B$; $\overline{L_c}$ — средний период структуры с КЯ, S — площадь сечения структуры плоскостью, перпендикулярной ее оси роста; $\Theta(x)$ — единичная функция Хевисайда; $\beta^* = \overline{\beta}u^*$, $\overline{\beta} = \overline{L^*}/4\sqrt{U_0^*}$, $\overline{L^*} = \overline{L}/a_d$.

На рис. 4 приведена спектральная зависимость коэффициента примесного магнитопоглощения света многоямной квантовой структуры в относительных единицах $K_B(\omega)/K_0$, где $K_0 = \sigma_0/\overline{L_c}S$. Как видно из рис. 4, для спектральной зависимости коэффициента поглощения характерен дублет Зеемана с ярко выраженными пиками *1* и *1'*, связанными с оптическими переходами электронов из $D^{(-)}$-состояния в состояния с магнитным квантовым числом $m = \mp 1$ соответственно. Эффект гибридизации спектра примесного оптического поглощения проявляется в том, что расстояние между пиками в дублете определяется циклотронной частотой ω_B, а период появления дублета (*1, 1'* $\to$ *2, 2'*) — гибридной частотой $\Omega = \sqrt{4\omega_0^2+\omega_B^2}$. Амплитуда пика *1'* больше амплитуды пика *1* в первом дублете. Такая особенность пиков в первом дублете Зеемана наблюдалась экспериментально в многоямных квантовых структурах GaAs/AlGaAs [1]. Это обусловлено тем, что состояние

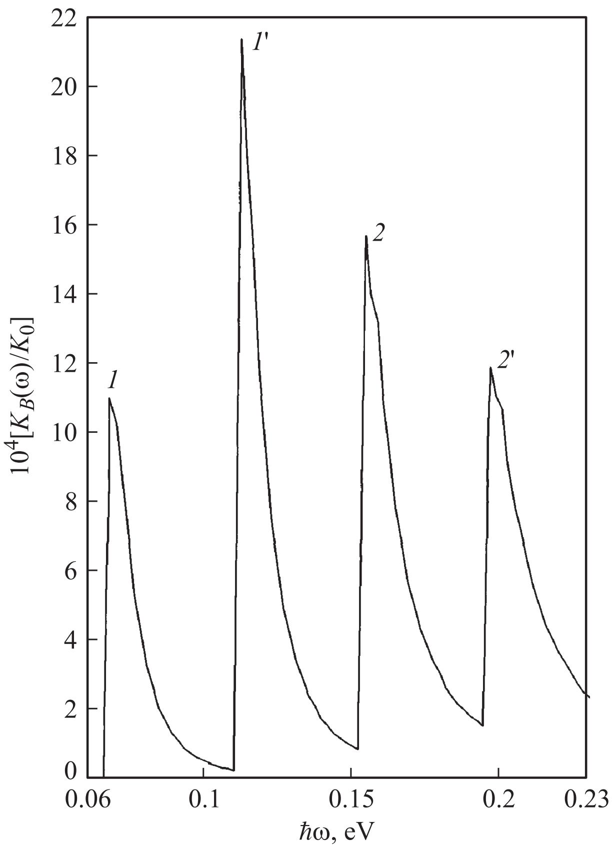

Рис. 4. Спектральная зависимость коэффициента примесного магнитопоглощения $K_B(\omega)/K_0$ (в относительных единицах) света поперечной поляризации в многоямной квантовой структуре с учетом дисперсии ширины КЯ при $|E_i| = 35$ мэВ, $\bar{L} = 72$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ, $L_c = 432$ нм, $B = 5$ Тл.

с энергией $E_{0,+1,0}$ является двукратно вырожденным, т.е. $E_{0,+1,0} = E_{1,-1,0}$ (см. формулу (4)), причем за счет дисперсии ширины КЯ возможно увеличение кратности вырождения.

Как известно [9], в магнитном поле край полосы примесного поглощения сдвигается в коротковолновую область спектра. В случае структуры с КЯ этот сдвиг происходит по закону $(\hbar\omega)_{\text{th}} = |E_{\lambda_B}| + \hbar\omega_B/2 + (3\bar{\beta})^{-1}E_d$. Оценка величины $(\hbar\omega)_{\text{th}}$ для структуры на основе GaAs при численных значениях параметров $\bar{L} = 9.1$ нм, $U_0 = 0.2$ эВ, $|E_i| = 0.4$ эВ показывает, что при изменении магнитного поля от 0 до 10 Тл сдвиг края поглощения составляет ~ 10 мэВ. Средняя полуширина линий поглощения Δ в первом дублете, как показывает оценка, составляет $\Delta \approx 5.2$ мэВ, что несколько отличается от экспериментального значения полуширины 4.8 мэВ [1]. В работе [10] был сделан вклад в величину Δ многофононного механизма уширения линий поглощения, который составил 3.4 мэВ. Следовательно, учет дисперсии ширины КЯ является важным при оценке уширения линий поглощения в многоямных квантовых структурах в продольном магнитном поле.

Таким образом, в данной работе показано, что модель потенциала нулевого радиуса удовлетворительно описывает эксперимент с двумерными $D^{(-)}$-центрами в продольном магнитном поле до 10 Тл, включая примесное магнитооптическое поглощение с учетом дисперсии ширины КЯ полупроводниковой структуры.

Список литературы

[1] S. Huant, S.P. Najda, B. Etienne. Phys. Rev. Lett., **65** (12), 1486 (1990).

[2] S. Huant, A. Mandray, J. Zhu, C.G. Louie, T. Pang, B. Etienne. Phys. Rev. B, **48** (3), 2370 (1993).

[3] S. Huant, S.P. Najda, B. Etienne. Phys. Rev. B, **51** (7), 4637 (1995).

[4] В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин. ФТП, **45** (7), 1272 (2003).

[5] В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев. ФТТ, **43** (3), 504 (2001).

[6] А.А. Пахомов, К.В. Халипов, И.Н. Яссиевич. ФТП, **30** (8), 1387 (1996).

[7] Н.С. Аверкиев, А.Е. Жуков, Ю.Л. Иванов, П.В. Петров, К.С. Романов, А.А. Тонких, В.М. Устинов, Г.Э. Цырлин. ФТП, **38** (2), 222 (2004).

[8] В.Д. Кревчик, Р.В. Зайцев, В.В. Евстифеев. ФТП, **34** (10), 1244 (2000).

[9] В.Д. Кревчик, А.Б. Грунин, Р.В. Зайцев. ФТП, **36** (10), 1225 (2002).

[10] Э.П. Синявский, С.М. Соковнич. ФТП, **34** (7), 844 (2000).

Редактор Л.В. Шаронова

Magnetooptics of quantum wells with $D^{(-)}$-centres

V.D. Krevchik, A.B. Grunin, Vas.V. Evstifeev

Penza State University,
440026 Penza, Russia