



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Д. Кревчик, А. В. Разумов, В. А. Прошкин, Энергетический спектр D_2^- -центра в полупроводниковой квантовой точке при наличии внешних электрического и магнитного полей,

Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки, 2008, выпуск 3, 91–104

<https://www.mathnet.ru/ivpnz749>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.174

13 мая 2025 г., 14:22:33



ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР D_2^- -ЦЕНТРА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ

Методом потенциала нулевого радиуса в приближении эффективной массы исследована эволюция термов примесного молекулярного иона D_2^- в квантовой точке с параболическим потенциалом конфайнмента с изменением внешних электрического и магнитного полей. Показано, что внешнее магнитное поле стабилизирует D_2^- -состояние, а внешнее электрическое поле инициирует вырождение термов D_2^- -центра в квантовой точке.

Введение

Проблема управления энергией связи примесных состояний является традиционной для физики полупроводников. В связи с развитием нанотехнологии эта проблема приобрела особый интерес вследствие новой физической ситуации, связанной с эффектом размерного квантования [1, 2]. Действительно, как показывают эксперименты [3, 4], энергия связи примесных состояний существенно зависит от характерного размера наноструктуры и параметров ограничивающего потенциала. С другой стороны, наличие внешнего магнитного поля, как известно [5], приводит к усилению латерального геометрического конфайнмента наноструктуры. Поэтому варьируя B , можно изменять эффективный геометрический размер системы и, следовательно, изменять энергию связи примесных состояний. Наложение размерного и магнитного квантования приводит к эффекту гибридизации спектра примесного магнито-оптического поглощения, который несет ценную информацию о зависимости энергии связи локализованного носителя от магнитного поля, параметров наноструктуры и типа дефекта [6–8]. В последние годы наблюдается возрастающий интерес к исследованию влияния эффектов электрического поля на свойства полупроводниковых систем с пониженной размерностью. Этот интерес обусловлен тем, что в таких системах имеется высокая степень свободы в управлении зонной структурой и оптическими свойствами с помощью внешнего и внутреннего встроенного электрического поля. Так, в случае квантовой ямы (КЯ), электрическое поле, направленное вдоль оси размерного квантования, модифицирует электронный спектр и волновые функции, что приводит к появлению максимумов в зависимости вероятности оптических переходов от электрического поля. Эксперименты по влиянию внешнего поля на вероятность оптических переходов в КЯ на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} / \text{GaAs}$ подтвердили сильные и нетривиальные изменения вероятности оптических переходов под действием электрического поля, что открывает определенные перспективы для создания приборов оптоэлектроники с управляемыми характеристиками. В экспериментах по исследованию спектров фотолюминесценции и фототока самоорганизованных квантовых точек (КТ) $\text{InGaAs} / \text{GaAs}$, выращенных на подложках с высоким индексом Миллера, в зависимости от величины электрического поля наблюдалось индуцированное встроенным электрическим полем красное смещение энергии оптических переходов, полу-

чившее название квантово-размерного эффекта Штарка. Модификация примесных состояний в наноструктурах во внешнем электрическом поле открывает новые возможности для исследования квантово-размерного эффекта Штарка в спектрах примесного электропоглощения низкоразмерных систем. Это актуально, поскольку эффект Штарка в легированных полупроводниковых наноструктурах представляет собой новое физическое явление с потенциальными возможностями приборных приложений. В данной статье методом потенциала нулевого радиуса теоретически исследуется динамика термов примесного молекулярного иона D_2^- в сферически-симметричной КТ при изменении внешних электрического и магнитного полей.

1 Термы примесного молекулярного иона D_2^- в антипараллельных электрическом и магнитном полях

Рассматривается полупроводниковая сферическая КТ радиусом R_0 при наличии внешних магнитного и электрического полей. Последующие вычисления проводятся в цилиндрической системе координат с началом в центре КТ. Для описания одноэлектронных состояний в КТ используется параболический потенциал конфинмента:

$$V_0(\rho, z) = \frac{m^* \omega_0^2 (\rho^2 + z^2)}{2}, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса электрона; ω_0 – характерная частота удерживающего потенциала КТ; ρ, φ, z – цилиндрические координаты; $\rho \leq R_0$; $-R_0 \leq z \leq R_0$.

Пусть вектор напряженности электрического поля \vec{E}_0 направлен противоположно оси z цилиндрической системы координат, а вектор магнитной индукции \vec{B} – вдоль оси z , тогда оператор Гамильтона \hat{H}_{QD} можно представить в виде

$$\begin{aligned} \hat{H}_{QD} = & -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) - \\ & - \frac{i \hbar \omega_B}{2} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{m^*}{2} \left(\omega_0^2 + \frac{\omega_B^2}{4} \right) \rho^2 + \hat{H}_{zQD}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\omega_B = |e| \hbar B / m^*$ – циклотронная частота; $|e|$ – абсолютное значение электрического заряда электрона; B – абсолютное значение вектора \vec{B} ; $\hat{H}_{zQD} = -\hbar^2 / (2m^*) (\partial^2 / \partial z^2) + m^* \omega_0^2 z^2 / 2 - eE_0 z$.

Собственные значения E_{n_1, m, n_2} и соответствующие собственные функции $\Psi_{n_1, m, n_2}(\rho, \varphi, z)$ гамильтониана (2) даются выражениями вида:

$$E_{n_1, m, n_2} = \frac{\hbar\omega_B m}{2} + \hbar\omega_0 \left(n_2 + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_0 \sqrt{1 + \frac{\omega_B^2}{4\omega_0^2}} (2n_1 + |m| + 1) - \frac{e^2 E_0^2}{2m^* \omega_0^2}; \quad (3)$$

$$\Psi_{n_1, m, n_2}(\rho, \varphi, z) = \frac{1}{a_1} \left(\frac{n_1!}{2^{n_2+1} \pi^{\frac{3}{2}} n_2! (n_1 + |m|)! a} \right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{\rho^2}{2a_1^2} \right)^{\frac{|m|}{2}} \exp \left[- \left(\frac{\rho^2}{4a_1^2} + \frac{(z-z_0)^2}{2a^2} \right) \right] \times H_{n_2} \left(\frac{z-z_0}{a} \right) L_{n_1}^{|m|} \left(\frac{\rho^2}{2a_1^2} \right) \exp(im\varphi), \quad (4)$$

где $a_1^2 = a^2 / \left(2\sqrt{1 + a^4 / (4a_B^4)} \right)$; $a = \sqrt{\hbar / (m^* \omega_0)}$; $a_B = \sqrt{\hbar / (m^* \omega_B)}$ – магнитная длина; $H_{n_2}(x)$ – полиномы Эрмита; $z_0 = eE_0 / m^* \omega_0^2$.

Потенциал D_2^- -центра моделируется суперпозицией потенциалов нулевого радиуса мощностью $\gamma_i = 2\pi\hbar^2 / (\alpha_i m^*)$ ($i=1,2$):

$$V_\delta = \sum_{i=1}^2 \gamma_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) [1 + (\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \nabla_{\mathbf{r}}]. \quad (5)$$

В приближении эффективной массы волновая функция $\Psi_\lambda^{(QD)}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a)$ связанного D_2^- -состояния в КТ с параболическим потенциальным профилем, находящейся в электрическом и магнитном полях, удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\begin{aligned} (E_\lambda - \hat{H}_{QD}) \Psi_\lambda^{(QD)}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = \\ = V_\delta(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) \Psi_\lambda^{(QD)}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a), \end{aligned} \quad (6)$$

где $E_\lambda = -\hbar^2 \lambda^2 / (2m^*)$ – собственные значения гамильтониана $\hat{H}_{(QD)}^\delta = \hat{H}_{QD} + V_\delta(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a)$.

Одноэлектронная функция Грина $G(\rho, \varphi, z; \rho_1, \varphi_1, z_1; E_\lambda)$ к уравнению Шредингера (6), соответствующая энергии E_λ и источнику в точке $\vec{r}_1 = (\rho_1, \varphi_1, z_1)$, запишется в виде

$$G(\rho, \varphi, z, \rho_1, \varphi_1, z_1; E_\lambda) = \sum_{n_1, m, n_2} \frac{\Psi_{n_1, m, n_2}^*(\rho_1, \varphi_1, z_1) \Psi_{n_1, m, n_2}(\rho, \varphi, z)}{(E_\lambda - E_{n_1, m, n_2})}. \quad (7)$$

Уравнение Липпмана–Швингера для D_2^- -состояния в КТ имеет следующий вид:

$$\Psi_\lambda^{(QD)}(\rho, \varphi, z; \rho_a, \varphi_a, z_a) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \rho_1 d\rho_1 d\varphi_1 dz_1 G(\rho, \varphi, z, \rho_1, \varphi_1, z_1; E_\lambda) \times \\ \times V_\delta(\rho_1, \varphi_1, z_1; \rho_a, \varphi_a, z_a) \Psi_\lambda^{(QD)}(\rho_1, \varphi_1, z_1; \rho_a, \varphi_a, z_a). \quad (8)$$

После подстановки выражения (5) для потенциала нулевого радиуса в (8) получим

$$\Psi_\lambda^{(QD)}(\rho, \varphi, z; \rho_{a1}, \varphi_{a1}, z_{a1}; \rho_{a2}, \varphi_{a2}, z_{a2}) = \gamma_1 G(\rho, \varphi, z, \rho_{a1}, \varphi_{a1}, z_{a1}; E_\lambda) \times \\ \times \left(\widehat{T}_1 \Psi_\lambda^{(QD)} \right) (\rho, \varphi, z; \rho_{a1}, \varphi_{a1}, z_{a1}; \rho_{a2}, \varphi_{a2}, z_{a2}) + \gamma_2 G(\rho, \varphi, z, \rho_{a2}, \varphi_{a2}, z_{a2}; E_\lambda) \times \\ \times \left(\widehat{T}_2 \Psi_\lambda^{(QD)} \right) (\rho, \varphi, z; \rho_{a1}, \varphi_{a1}, z_{a1}; \rho_{a2}, \varphi_{a2}, z_{a2}), \quad (9)$$

где

$$\mathbf{T}_i = \lim_{\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{R}_i} \left[1 + (\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \nabla_{\mathbf{r}} \right]. \quad (10)$$

Действуя оператором \widehat{T}_i на обе части соотношения (9), получим систему алгебраических уравнений вида

$$\begin{cases} c_1 = \gamma_1 a_{11} c_1 + \gamma_2 a_{12} c_2, \\ c_2 = \gamma_1 a_{21} c_1 + \gamma_2 a_{22} c_2, \end{cases} \quad (11)$$

здесь $c_1 = (\mathbf{T}_1 \Psi_\lambda)(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$; $c_2 = (\mathbf{T}_2 \Psi_\lambda)(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$; $a_{ij} = (\mathbf{T}_i G)(\mathbf{r}, \mathbf{R}_j; E_\lambda)$.

Исключив из системы (11) коэффициенты c_i , содержащие неизвестную функцию, получим уравнение, определяющее зависимость энергии связанного состояния E_λ электрона от параметров КТ и координат D^0 -центров:

$$\gamma_1 a_{11} + \gamma_2 a_{22} - 1 = \gamma_1 \gamma_2 (a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}). \quad (12)$$

В случае, когда $\gamma = \gamma_1 = \gamma_2$, а D^0 -центры расположены симметрично относительно начала координат, уравнение (12) распадается на два уравнения:

$$\gamma a_{11} = 1 - \gamma a_{12} \text{ при } c_2 = c_1, \quad (13)$$

и

$$\gamma a_{11} = 1 + \gamma a_{12} \text{ при } c_2 = -c_1, \quad (14)$$

определяющих симметричное (g -терм) и антисимметричное (u -терм) состояния электрона соответственно.

Используя выражение для одночастичных волновых функций (4) и энергетический спектр (3), для функции Грина будем иметь

$$\begin{aligned} G(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E \lambda) = & -\frac{\beta}{2\pi^{\frac{3}{2}} a a_1^2 E_d} \exp \left[-\left(\frac{\rho_a^2 + \rho^2}{4a_1^2} + \frac{(z_a - z_0)^2 + (z - z_0)^2}{2a^2} \right) \right] \times \\ & \times \int_0^{+\infty} dt \exp \left[-\left(\beta \eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right) t \right] \sum_{n_2=0}^{\infty} \left(\frac{e^{-t}}{2} \right)^{n_2} \frac{H_{n_2} \left(\frac{z_a - z_0}{a} \right) H_{n_2} \left(\frac{z - z_0}{a} \right)}{n_2!} \times \\ & \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp[-|m|wt] \exp \left[\left(i(\varphi - \varphi_a) - \beta a^{*-2} t \right) m \right] \left(\frac{\rho_a}{2} \frac{\rho}{a_1^2} \right)^{|m|} \times \\ & \times \sum_{n_1=0}^{\infty} \frac{n_1!}{(n_1 + |m|)!} L_{n_1}^{|m|} \left(\frac{\rho_a^2}{2a_1^2} \right) L_{n_1}^{|m|} \left(\frac{\rho^2}{2a_1^2} \right) \exp[-2n_1wt], \quad (15) \end{aligned}$$

где $\beta_1 = R_0^* / \left(4 \sqrt{U_0^*} \right)$; $R_0^* = 2 R_0 / a_d$; $U_0^* = U_0 / E_d$; $\eta_2^2 = |E \lambda| / E_d$; $w = \sqrt{1 + \beta^2 a^{*-4}}$; $a^* = a_B / a_d$; $W_0 = e^2 E_0^2 / 2m^* \omega_0^2$; a_d и E_d – эффективный боровский радиус и боровская энергия соответственно.

Выполняя в (15) суммирование по квантовым числам n_1 , n_2 и m посредством формул Мелера и Хилле–Харди, функцию Грина можно записать в виде

$$\begin{aligned} G(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E \lambda_B) = & -\frac{w}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\beta} E_d a_d^3} \times \\ & \times \exp \left[-\frac{(\rho_a^2 + \rho^2)w + (z_a - z_0)^2 + (z - z_0)^2}{4\beta a_d^2} \right] \times \\ & \times \int_0^{+\infty} dt \exp \left[-\left(\beta \eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right) t \right] \left(1 - e^{-2t} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \exp[-2wt] \right)^{-1} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{2(z_a - z_0)(z - z_0)e^{-t} - \left((z_a - z_0)^2 + (z - z_0)^2 \right) e^{-2t}}{2\beta a_d^2 (1 - e^{-2t})} \right\} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \exp \left[-\exp[-2wt] \frac{(\rho_a^2 + \rho^2)w}{2\beta a_d^2(1 - \exp[-2wt])} \right] \exp \left[\frac{1}{2} \left(\exp[i(\varphi - \varphi_a) - \beta a^{*-2}t] + \right. \right. \\ & \left. \left. + \exp[-i(\varphi - \varphi_a) + \beta a^{*-2}t] \right) \frac{\rho_a \rho w \exp[-wt]}{\beta a_d^2(1 - \exp[-2wt])} \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

После выделения в (16) расходящейся части при помощи интеграла Вебера

$$\begin{aligned} & \int_0^{+\infty} t^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{(\rho \cos \varphi - \rho_a \cos \varphi_a)^2 w + (\rho \sin \varphi - \rho_a \sin \varphi_a)^2 w + (z - z_a)^2}{4\beta a_d^2 t} - \right. \\ & \left. - \left(\beta \eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right) t \right] dt = \\ & = \frac{2\sqrt{\pi\beta} a_d}{\sqrt{(\rho \cos \varphi - \rho_a \cos \varphi_a)^2 w + (\rho \sin \varphi - \rho_a \sin \varphi_a)^2 w + (z - z_a)^2}} \times \\ & \quad \times \exp \left[-\sqrt{\frac{2\beta \eta_2^2 + 2w + 1}{2\beta a_d^2}} \times \right. \\ & \quad \left. \times \sqrt{(\rho \cos \varphi - \rho_a \cos \varphi_a)^2 w + (\rho \sin \varphi - \rho_a \sin \varphi_a)^2 w + (z - z_a)^2} \right], \end{aligned} \quad (17)$$

функцию Грина в (17) можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} G(\rho, \varphi, z, \rho_a, \varphi_a, z_a; E, \lambda) &= -\frac{1}{2^3 \pi^{\frac{3}{2}} \sqrt{\beta} E_d a_d^3} \left[\int_0^{+\infty} dt \exp \left[-\left(\beta \eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right) t \right] \times \right. \\ & \times \left(2\sqrt{2} w \exp \left[-\frac{(z_a - z_0)^2 + (z - z_0)^2}{4\beta a_d^2} \right] (1 - e^{-2t})^{-\frac{1}{2}} (1 - \exp[-2wt])^{-1} \times \right. \\ & \quad \left. \times \exp \left\{ \frac{2(z_a - z_0)(z - z_0)e^{-t} - ((z_a - z_0)^2 + (z - z_0)^2)e^{-2t}}{2\beta a_d^2(1 - e^{-2t})} \right\} \times \right. \\ & \quad \left. \times \exp \left[-\frac{(\rho_a^2 + \rho^2)w(1 + \exp[-2wt])}{4\beta a_d^2(1 - \exp[-2wt])} \right] \times \right. \\ & \left. \times \exp \left[\frac{1}{2} \left(\exp[i(\varphi - \varphi_a) - \beta a^{*-2}t] + \exp[-i(\varphi - \varphi_a) + \beta a^{*-2}t] \right) \frac{\rho_a \rho w \exp[-wt]}{\beta a_d^2(1 - \exp[-2wt])} \right] \right] - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -t^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{(\rho \cos \varphi - \rho_a \cos \varphi_a)^2 w + (\rho \sin \varphi - \rho_a \sin \varphi_a)^2 w + (z - z_a)^2}{4\beta a_d^2 t} \right] + \\
& + \frac{2\sqrt{\pi\beta} a_d}{\sqrt{(\rho \cos \varphi - \rho_a \cos \varphi_a)^2 w + (\rho \sin \varphi - \rho_a \sin \varphi_a)^2 w + (z - z_a)^2}} \times \\
& \quad \times \exp \left[-\sqrt{\frac{2\beta\eta_2^2 + 2w + 1}{2\beta a_d^2}} \times \right. \\
& \quad \left. \times \sqrt{(\rho \cos \varphi - \rho_a \cos \varphi_a)^2 w + (\rho \sin \varphi - \rho_a \sin \varphi_a)^2 w + (z - z_a)^2} \right]. \quad (18)
\end{aligned}$$

Действуя оператором \hat{T}_i на функцию Грина (18), получим

$$\begin{aligned}
a_{ii} = & -\frac{1}{2^3 \pi^{\frac{3}{2}} \sqrt{\beta} E_d a_d^3} \left[\int_0^{+\infty} dt \exp \left[-\left(\beta\eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right) t \right] \times \right. \\
& \times \left(2\sqrt{2} w \exp \left[-\frac{(z_i - z_0)^2}{2\beta a_d^2} \right] (1 - e^{-2t})^{-\frac{1}{2}} (1 - \exp[-2wt])^{-1} \times \right. \\
& \quad \left. \times \exp \left\{ \frac{(z_i - z_0)^2 e^{-t}}{\beta a_d^2 (1 + e^{-t})} \right\} \exp \left[-\frac{\rho_i^2 w (1 + \exp[-2wt])}{2\beta a_d^2 (1 - \exp[-2wt])} \right] \times \right. \\
& \left. \times \exp \left[\operatorname{ch}(\beta a^{*-2} t) \frac{2\rho_i^2 w \exp[-wt]}{\beta a_d^2 (1 - \exp[-2wt])} \right] - t^{-\frac{3}{2}} \right] + 2\sqrt{\pi} \sqrt{\beta\eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2}} \left. \right], \quad (19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
a_{ij} = & -\frac{1}{2^3 \pi^{\frac{3}{2}} \sqrt{\beta} E_d a_d^3} \left[\int_0^{+\infty} dt \exp \left[-\left(\beta\eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right) t \right] \times \right. \\
& \times \left(2\sqrt{2} w \exp \left[-\frac{(z_i - z_0)^2 + (z_j - z_0)^2}{4\beta a_d^2} \right] (1 - e^{-2t})^{-\frac{1}{2}} (1 - \exp[-2wt])^{-1} \times \right. \\
& \quad \left. \times \exp \left\{ \frac{2(z_i - z_0)(z_j - z_0)e^{-t} - \left((z_i - z_0)^2 + (z_j - z_0)^2 \right) e^{-2t}}{2\beta a_d^2 (1 - e^{-2t})} \right\} \times \right. \\
& \quad \left. \times \exp \left[-\frac{(\rho_i^2 + \rho_j^2) w (1 + \exp[-2wt])}{4\beta a_d^2 (1 - \exp[-2wt])} \right] \times \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \exp \left[\left(\exp \left[i(\varphi_i - \varphi_j) - \beta a^{*-2} t \right] + \exp \left[-i(\varphi_i - \varphi_j) + \beta a^{*-2} t \right] \right) \frac{\rho_i \rho_j w \exp(-wt)}{2\beta a_d^2 (1 - \exp[-2wt])} \right] - \\
 & - t^{-\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{(\rho_i \sin \varphi_i - \rho_j \sin \varphi_j)^2 w + (\rho_i \sin \varphi_i - \rho_j \sin \varphi_j)^2 w + (z_i - z_j)^2}{4\beta a_d^2 t} \right] + \\
 & + \frac{2\sqrt{\pi\beta} a_d}{\sqrt{(\rho_i \sin \varphi_i - \rho_j \sin \varphi_j)^2 w + (\rho_i \sin \varphi_i - \rho_j \sin \varphi_j)^2 w + (z_i - z_j)^2}} \times \\
 & \times \exp \left[-\sqrt{\frac{2\beta \eta_2^2 + 2w + 1}{2\beta a_d^2}} \times \right. \\
 & \left. \times \sqrt{(\rho_i \sin \varphi_i - \rho_j \sin \varphi_j)^2 w + (\rho_i \sin \varphi_i - \rho_j \sin \varphi_j)^2 w + (z_i - z_j)^2} \right]. \quad (20)
 \end{aligned}$$

3 Термы примесного молекулярного иона D_2^- в КТ в скрещенных электрическом и магнитном полях

Пусть теперь вектор напряженности электрического поля направлен вдоль оси x , а вектор индукции магнитного поля по-прежнему вдоль оси z . Тогда решение уравнения Шредингера удобно представить в прямоугольной системе координат

$$\begin{aligned}
 \Psi_{n_1, n_2, n_3}(x, y, z) = & \frac{1}{a_1} \frac{H_{n_1} \left(\frac{x-x_0}{a_1} \right) H_{n_2} \left(\frac{y}{a_1} \right) H_{n_3} \left(\frac{z}{a} \right)}{\left(2^{n_1+n_2+n_3} \pi^{\frac{3}{2}} n_1! n_2! n_3! a \right)^{\frac{1}{2}}} \times \\
 & \times \exp \left[-\left(\frac{(x-x_0)^2 + y^2}{4 a_1^2} + \frac{z^2}{2 a^2} \right) \right]. \quad (21)
 \end{aligned}$$

Одноэлектронная функция Грина $G(\vec{r}, \vec{R}_a, E_{\lambda_2})$ для уравнения Шредингера (6) после выделения расходящейся части запишется в виде

$$\begin{aligned}
 G(\vec{r}, \vec{R}_a, E_{\lambda_2}) = & -(2\pi)^{-\frac{3}{2}} \beta^{-\frac{1}{2}} E_d^{-1} a_d^{-3} \times \\
 & \times \left[\int_0^\infty dt \exp \left[-\left(\beta \eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right) t \right] \right] \left\{ \left(1 - e^{-2t} \right)^{-\frac{3}{2}} \times \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp \left[-\frac{(x_a - x_0)^2 + y_a^2 + z_a^2 + (x - x_0)^2 + y^2 + z^2}{2a^2} \right] \times \\
& \times \exp \left(\frac{2(x_a - x_0)(x - x_0)e^{-t} - [(x_a - x_0)^2 + (x - x_0)^2]e^{-2t}}{a^2(1 - e^{-2t})} \right) \times \\
& \times \exp \left(\frac{2y_a y e^{-t} - (y_a^2 + y^2)e^{-2t}}{a^2(1 - e^{-2t})} \right) \exp \left(\frac{2z_a z e^{-t} - (z_a^2 + z^2)e^{-2t}}{a^2(1 - e^{-2t})} \right) - \\
& - t^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\left(\frac{(x - x_a)^2 + (y - y_a)^2}{4a^2} + \frac{(z - z_a)^2}{2a^2} \right) \frac{1}{t} \right] \Bigg\} + \\
& + \frac{2\sqrt{\pi\beta}}{\sqrt{(x - x_a)^2 + (y - y_a)^2 + (z - z_a)^2 / a_d^2}} \times \\
& \times \exp \left[-\sqrt{\beta} \left(\eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \sqrt{(x - x_a)^2 + (y - y_a)^2 + (z - z_a)^2 / a_d^2} \right) \right], \quad (22)
\end{aligned}$$

где $x_0 = eE_0/m^* \omega_0^2$, x_a, y_a, z_a – координаты D^0 -центра.

Применяя изложенную выше процедуру метода потенциала нулевого радиуса, получим уравнение, определяющее зависимость энергии связи $E_\lambda^{(QD)}$ электрона, локализованного на D_2^0 -центре, от координат D^0 -центров, параметров КТ и величины напряженности внешнего электрического поля:

$$\gamma_1 a_{11} + \gamma_2 a_{22} - 1 = \gamma_1 \gamma_2 (a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}), \quad (23)$$

где $a_{ij} = (\hat{T}_i G) (\bar{R}_{ai}, \bar{R}_{aj}, E_{\lambda 2}^{(0)})$; $i, j = 1, 2$.

При заданном расположении D_2^0 -центра (D^0 -центры расположены симметрично относительно центра КТ вдоль оси z), вместо уравнения (23) будем иметь систему уравнений вида (13), (14). Для рассматриваемой ситуации коэффициенты a_{ii} и a_{ij} , запишутся в виде

$$\begin{aligned}
a_{ii} = & -(4\pi)^{\frac{3}{2}} \beta^{-\frac{1}{2}} E_d^{-1} a_d^{-3} \left[\int_0^\infty dt \exp \left[-\left(\beta \left(\eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right) t \right) \right] \left\{ 2^{\frac{3}{2}} (1 - e^{-2t})^{-\frac{3}{2}} \times \right. \right. \\
& \times \exp \left[-\left(\frac{(x_{ai} - x_0)^2 + y_{ai}^2}{2a_1^2} + \frac{z_{ai}^2}{a^2} \right) th \left(\frac{t}{2} \right) \right] - t^{\frac{3}{2}} \Bigg\} - 2\sqrt{\pi \left(\beta \eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right)} \right]; \quad (24)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_{ij} = & -(4\pi)^{-\frac{3}{2}} \beta^{-\frac{1}{2}} E_d^{-1} a_d^{-3} \times \left[\int_0^{\infty} dt \exp \left[- \left(\beta \eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right) t \right] \right] \left\{ 2^{\frac{3}{2}} (1 - e^{-2t})^{-\frac{3}{2}} \times \right. \\
 & \times \exp \left[- \left(\frac{(x_{ai} - x_0)^2 + y_{ai}^2}{4a_1^2} + \frac{z_{ai}^2}{2a^2} \right) cth(t) \right] \exp \left[- \frac{\left((x_{aj} - x_0)^2 + y_{aj}^2 + z_{aj}^2 \right) cth(t)}{2a^2} \right] \times \\
 & \times \exp \left[\frac{2e^{-t} \left((x_{aj} - x_0)(x_{ai} - x_0) + y_{aj}y_{ai} + z_{aj}z_{ai} \right)}{a^2 (1 - e^{-2t})} \right] - \\
 & \left. - t^{\frac{3}{2}} \exp \left[- \frac{\left((x_{ai} - x_{aj})^2 + (y_{ai} - y_{aj})^2 + (z_{ai} - z_{aj})^2 \right)}{2a^2 t} \right] \right\} + 2\sqrt{\pi\beta} \times \\
 & \times \frac{\exp \left[- \sqrt{\left(\beta \eta_2^2 + w - \frac{W_0}{E_d} \beta + \frac{1}{2} \right)} \sqrt{\left((x_{ai} - x_{aj})^2 + (y_{ai} - y_{aj})^2 + (z_{ai} - z_{aj})^2 \right) / a_d^2} \right]}{\sqrt{\left((x_{ai} - x_{aj})^2 + (y_{ai} - y_{aj})^2 + (z_{ai} - z_{aj})^2 \right) / a_d^2}} \right]. \quad (25)
 \end{aligned}$$

4 Динамика термов примесного молекулярного иона D_2^-

Как показал численный анализ дисперсионных уравнений (13), (14), энергия связи D_2^- -центра существенно зависит от величины внешних магнитного и электрического полей. На рис. 1 приведена зависимость энергии связи D_2^- -центра в полупроводниковой КТ от расстояния между D^0 -центрами (в борзовских единицах) и величины индукции приложенного магнитного поля. Как видно, в магнитном поле происходит стабилизация D_2^- -состояния (ср. кривые 1 и 2 на рис. 1). Из рис. 2 видно, что в условиях внешнего электрического поля наблюдается штарковский сдвиг g - и u -термов (ср. кривые 1 и 2). На рис. 3 показана зависимость величины расщепления между g - и u -термами от расстояния между D^0 -центрами (рис. 3,а) и от величины внешнего электрического поля (рис. 3,б).

Результат численного анализа дисперсионных уравнений (13) и (14) для случая скрещенных полей представлен на рис. 4. При одинаковой напряженности электрического поля смещение термов в случае скрещенных полей оказывается меньше, а область, где возможно существование связанных состояний, значительно увеличивается.

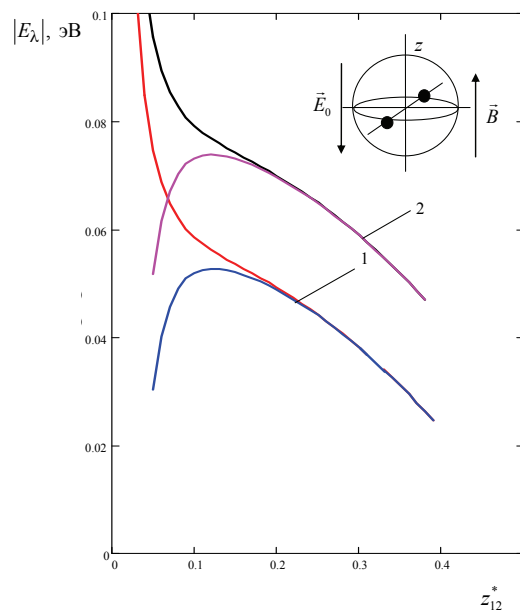


Рис. 1 Термы молекулярного иона $D_2^{(-)}$ в КТ на основе InSb для различных значений индукции магнитного поля B при $R_0^* = 1$, $U_0^* = 200$, $\eta_i = 8$, $E_0 = 0$: 1 – $B = 0$; 2 – $B = 10$ Тл

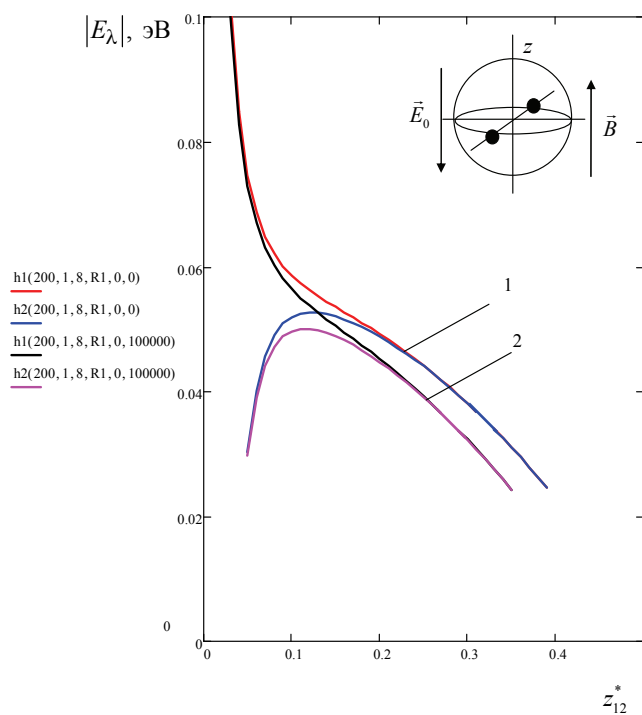


Рис. 2 Термы молекулярного иона $D_2^{(-)}$ в КТ на основе InSb для различных значений напряженности электрического поля E при $R_0^* = 1$, $U_0^* = 200$, $\eta_i = 8$, $B = 0$: 1 – $E_0 = 0$; 2 – $E_0 = 10^5$ В/м

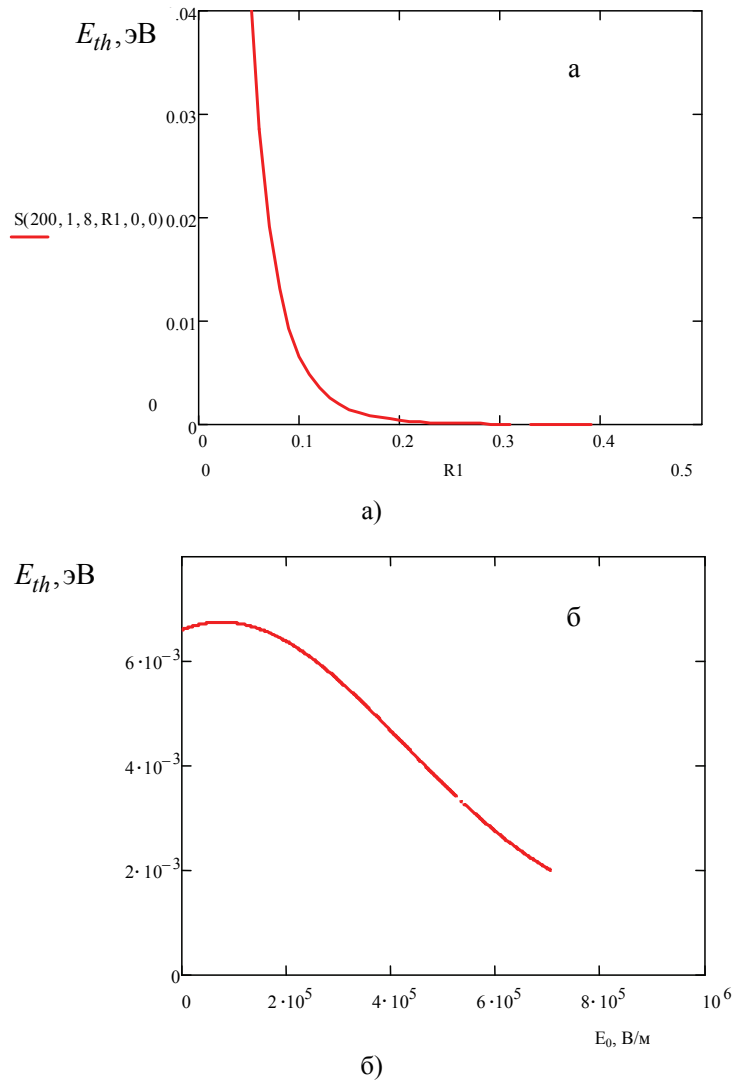


Рис. 3 Зависимость расщепления между термами молекулярного иона $D_2^{(-)}$ от расстояния между $D^{(0)}$ -центрами (а) при $E_0 = 0$, $R_0^* = 1$, $U_0^* = 200$, $\eta_i = 8$, и от величины напряженности электрического поля (б) при $R_0^* = 1$, $U_0^* = 200$, $\eta_i = 8$, $R_{12}^* = 0,1$

Таким образом, в рамках модели потенциала нулевого радиуса аналитически получены дисперсионные уравнения электрона, локализованного на $D_2^{(0)}$ -центре в КТ с параболическим потенциалом конфайнмента, находящейся во внешних электрическом и магнитном полях, описывающие g - и u -термы, соответствующие симметричному и антисимметричному состояниям электрона. Показано, что в магнитном поле происходит стабилизация D_2^- -состояния. В условиях внешнего электрического поля имеет место штарковский сдвиг термов, что сопровождается уменьшением энергии связи D_2^- -состояния. Рассмотрены случаи

антипараллельных и скрещенных электрического и магнитного полей. Найдено, что при одинаковой напряженности электрического поля смещение термов в случае скрещенных полей оказывается меньше, а область, где возможно существование связанных состояний, значительно увеличивается. Исследована зависимость расщепления между термами от величины приложенного электрического поля и расстояния между $D_2^{(0)}$ -центрами. Показано, что с ростом расстояния и напряженности электрического поля наблюдается сближение термов, причем в первом случае примерно по экспоненциальному закону.

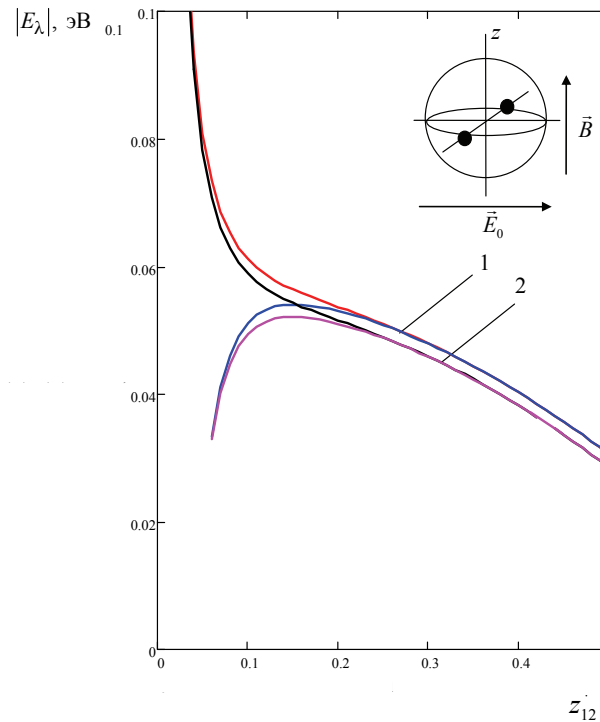


Рис. 4 Термы молекулярного иона $D_2^{(-)}$ в КТ на основе InSb для различных значений напряженности электрического поля E при $R_0^* = 1$, $U_0^* = 200$, $\eta_i = 8$: 1 – $E_0 = 0$; 2 – $E_0 = 10^5$ В/м

Список литературы

1. **Shchukin, V. A.** Theory of quantum-wire formation on corrugated surfaces / V. A. Shchukin, A. I. Borovkov, N. N. Ledentsov, P. S. Kop`ev // Phys. Rev. B. – 1995. – V. 51. – № 24. – P. 17767–17779.
2. **Wang, P. D.** Optical characterization of submonolayer and monolayer InAs structures grown in a GaAs matrix on (100) and high-index surfaces / P. D. Wang, N. N. Ledentsov, C. M. Sotomayor Torres, V. M. Ustinov // Appl. Phys. Lett. – 1994. – V. 64. – № 12. – P. 1526–1528.
3. **Huant, S.** Two-Dimensional D^- – centers / S. Huant, S. P. Najda // Phys. Rev. Lett. – 1990. – V. 65. – № 12. – P. 1486–1489.
4. **Huant, S.** Well-width dependence of D^- – cyclotron resonance in quantum wells / S. Huant, A. Mandray // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48. – № 4. – P. 2370–2374.

5. **Гейлер, В. А.** Проводимость квантовой проволоки в продольном магнитном поле / В. А. Гейлер, В. А. Маргулис, Л. И. Филина // ЖЭТФ. – 1998. – Т. 113. – С. 1377–1396.
6. **Кревчик, В. Д.** Термы и магнитооптические свойства молекулярного иона D_2^- в квантовой нити / В. Д. Кревчик, А. А. Марко, М. Б. Семенов, А. Б. Грунин, В. Ч. Жуковский // Вестник МГУ им. М. В. Ломоносова. – 2004. – Вып. 5. – С. 7–10. – (Серия 3. Физика, астрономия).
7. **Кревчик, В. Д.** Магнитооптические свойства молекулярного иона D_2^- в квантовой нити / В. Д. Кревчик, А. А. Марко, А. Б. Грунин // ФТТ. – 2004. – Т. 46. – Вып. 11. – С. 2099–2103.
8. **Krevchik, V. D.** The magneto-optics of the multi-well quantum structures with D_2^- -centers / V. D. Krevchik, A. B. Grunin, A. K. Aringazin, M. B. Semenov, Vas. V. Evstifeev // Hadronic Journal. – 2005. – V. 28. – № 6. – P. 649–659.