

УДК 621.315

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОЙ ПРИМЕСИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ ZnSe

А.Х. МАНАСЕЛЯН, А.В. КАЗАРЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 18 января 2008 г.)

Рассмотрены электронные и дырочные состояния в полупроводниковой сферической квантовой точке из ZnSe, в центре которой находится магнитный примесный атом марганца. В расчетах квантовая точка аппроксимируется сферической прямоугольной ямой конечной глубины. С помощью теории возмущений рассмотрено влияние обменного спинового взаимодействия электрона и дырки с магнитной примесью на зонную структуру системы. Исследован также оптический спектр системы для различных поляризаций падающего света.

1. Введение

В последние годы интенсивно исследуются свойства магнитных полупроводниковых систем $\text{III}_{1-x}\text{Mn}_x\text{V}$ и $\text{III}_{1-x}\text{Mn}_x\text{VI}$ вследствие их важности как для фундаментальной физики, так и возможных применений в спинтронике и в квантовой информатике [1,2]. В таких системах спиновые обменные взаимодействия электронов и дырок с магнитными примесями играют важную роль, что, в свою очередь, приводит к необходимости учета сложной структуры валентной зоны этих соединений. Впервые эта задача была рассмотрена в работе Кона и Латтинджера [3], где методом **kp**-теории получен матричный вид гамильтониана для зон тяжелых и легких дырок (гамильтониан Латтинджера в 4-зонном приближении) как без учета, так и с учетом спин-орбитального взаимодействия. В работе [4] рассмотрен более общий случай и приведен обобщенный гамильтониан Латтинджера, в котором учтены зона проводимости Γ_6 , зона тяжелых дырок Γ_8 и расщепленная зона Γ_7 (8-зонное приближение). Следует отметить также работы [5-7], в которых исследована зонная структура магнитных полупроводников в магнитном поле и учтено обменное взаимодействие электронов и дырок с атомами магнитной примеси.

В низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах, вследствие кардинальной перестройки законов дисперсии носителей заряда (НЗ), следует ожидать новых проявлений взаимодействия НЗ с магнитными примесями. Одной из первых в этой области является работа [8], где предложен аналитический метод определения зонной структуры сферических квантовых точек (КТ) и цилиндрических квантовых проволок в много-зонном приближении.

Следует особо отметить работы [9-11], где исследованы полупроводниковые низкоразмерные системы с магнитными примесями и показано, что в таких системах возможно

управление спиновыми состояниями примеси.

В данной работе рассмотрены электронные и дырочные состояния в полупроводниковой сферической КТ из ZnSe, в центре которой находится магнитный примесный атом марганца (Mn). В расчетах КТ аппроксимируется сферической прямоугольной ямой конечной глубины. С помощью теории возмущений рассмотрено влияние обменного спинового взаимодействия электрона и дырки с магнитной примесью на зонную структуру. Исследован также оптический спектр данной системы для различных поляризацій падающего света.

2. Теория

Рассмотрим сферическую КТ из ZnSe с радиусом a . В условиях сильного размерного квантования, когда радиус КТ меньше боровского радиуса экситона в массивном образце, волновую функцию системы “электрон + дырка” можно представить в виде

$$\Psi_{m\mu}^{eh}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \Psi_m^e(\mathbf{r}_e) \Psi_\mu^h(\mathbf{r}_h). \quad (1)$$

Волновая функция электрона в основном состоянии имеет следующий вид [9]:

$$\Psi_m^e(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \phi(\mathbf{r}) u_m^c(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где $u_m^c(\mathbf{r})$ – блоховские функции в центре зоны Бриллюэна в зоне проводимости ($m = s_z = \pm 1/2$) [9]:

$$u_{1/2}^c(\mathbf{r}) = |s\rangle |\uparrow\rangle, \quad u_{-1/2}^c(\mathbf{r}) = |s\rangle |\downarrow\rangle.$$

В рамках модели прямоугольной ямы конечной глубины огибающую волновую функцию электрона можно представить в виде [12]

$$\phi(r) = \frac{C}{\sqrt{4\pi}} \begin{cases} j_0(kr), & r \leq a, \\ \frac{j_0(ka)}{h_0(i\lambda a)} h_0(i\lambda r), & r > a, \end{cases} \quad (3)$$

где $k = \sqrt{2m_e(E - E_{c1})/\hbar^2}$, $\lambda = \sqrt{2m_e(E_{c2} - E)/\hbar^2}$, $E_{c1}(E_{c2})$ – дно зоны проводимости для КТ (для барьера), $j_l(z)$ и $h_l(z)$ – соответственно, сферические функции Бесселя и Ганкеля [13], C – постоянная нормировки.

В рамках сферической аппроксимации гамильтониан Латтинджера для зоны тяжелых и легких дырок (зона Γ_8) можно представить в следующем виде [3,8]:

$$\hat{H}_{\Gamma_8} = \begin{matrix} & |3/2, 3/2\rangle & |3/2, 1/2\rangle & |3/2, -1/2\rangle & |3/2, -3/2\rangle \\ \begin{matrix} |3/2, 3/2\rangle \\ |3/2, 1/2\rangle \\ |3/2, -1/2\rangle \\ |3/2, -3/2\rangle \end{matrix} & \begin{pmatrix} E_v + T/2 & -iL & -M & 0 \\ iL^* & E_v + T/6 + 2Q/3 & 0 & -M \\ -M^* & 0 & E_v + T/6 + 2Q/3 & iL \\ 0 & -M^* & -iL^* & E_v + T/2 \end{pmatrix} \end{matrix}, \quad (4)$$

где

$$-\frac{T}{2} = (\gamma_1 + \gamma) \frac{k_x^2 + k_y^2}{2} + (\gamma_1 - 2\gamma) \frac{k_z^2}{2}, \quad -\left(\frac{T}{6} + \frac{2Q}{3}\right) = (\gamma_1 - \gamma) \frac{k_x^2 + k_y^2}{2} + (\gamma_1 + 2\gamma) \frac{k_z^2}{2},$$

$$-L = -i2\sqrt{3}\gamma \frac{(k_x - ik_y)k_z}{2}, \quad -M = \sqrt{3}\gamma \frac{(k_x - ik_y)^2}{2}, \quad \gamma = \frac{2\gamma_2 + 3\gamma_3}{5},$$

$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ – параметры Латтинджера. Если в системе имеется также ограничивающий потенциал $V(r)$, то волновая функция частиц состоит из блоховских функции и огибающей функции. В таких задачах часто бывает удобным переход из одночастичной задачи к “двухчастичной”, то есть рассматривать “блоховскую частицу” с собственным моментом $\hat{\mathbf{j}}$ и “огибающую частицу” с собственным моментом $\hat{\mathbf{l}}$. Из-за сферической симметрии системы оператор Гамильтона $\hat{H}_{\Gamma_8}$ коммутирует с оператором квадрата суммарного момента $\hat{\mathbf{F}} = \hat{\mathbf{j}} + \hat{\mathbf{l}}$ и с оператором его проекции $\hat{F}_z$. Поэтому с помощью собственных базисных функций $\hat{\mathbf{F}}^2$ и $\hat{F}_z$

$$|\mathbf{k}, F, F_z, j, l\rangle = \sum_{j_z=-j}^j \sum_{l_z=-l}^l C_{j, j_z; l, l_z}^{F, F_z} |j, j_z\rangle |\mathbf{k}, l, l_z\rangle \quad (5)$$

гамильтониан можно привести к блочно-диагональному виду, где каждому значению F соответствует свой блок [8]. В (5) $C_{j, j_z; l, l_z}^{F, F_z}$ – коэффициенты Клебша–Гордана, $|j, j_z\rangle$ – блоховские функции для валентной зоны Γ_8 ($j = 3/2$):

$$\left|\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right\rangle = -\sqrt{\frac{1}{2}}(|x\rangle + i|y\rangle)|\uparrow\rangle, \quad \left|\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\right\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}}(|x\rangle - i|y\rangle)|\downarrow\rangle,$$

$$\left|\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\right\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}|z\rangle|\uparrow\rangle - \sqrt{\frac{1}{6}}(|x\rangle + i|y\rangle)|\downarrow\rangle, \quad \left|\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}}|z\rangle|\downarrow\rangle + \sqrt{\frac{1}{6}}(|x\rangle - i|y\rangle)|\uparrow\rangle,$$

где $|x\rangle, |y\rangle$ и $|z\rangle$ – орбитальные функции с симметрией p_x, p_y и p_z , соответственно.

Огибающую волновую функцию можно представить в виде [8,14]

$$|\mathbf{k}, l, l_z\rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi}} i^l j_l(kr) Y_{l, l_z}(\theta, \varphi), \quad (6)$$

где $j_l(kr)$ – сферические функции Бесселя, $Y_{l, l_z}(\theta, \varphi)$ – сферические гармоники. Воспользовавшись базисными функциями (5) для матричных элементов гамильтониана, получим [8]:

$$\langle k, F, F_z; j, l | H_{\Gamma_8} | k, F', F'_z; j', l' \rangle = \sum_{j_z=-j}^j \sum_{j'_z=-j'}^{j'} C_{j, j_z; j', F_z - j_z}^{F, F_z} C_{j', j'_z; l', F'_z - j'_z}^{F', F'_z} \times$$

$$\times \int d\Omega_k (Y_l^{F_z - j_z}(\Omega_k))^* Y_{l'}^{F'_z - j'_z}(\Omega_k) \langle \mathbf{k}, j, j_z | H_{\Gamma_8} | \mathbf{k}, j', j'_z \rangle, \quad (7)$$

где $\Omega_k = (\theta_k, \varphi_k)$ – полярные координаты вектора $\mathbf{k}$, а матричные элементы $\langle \mathbf{k}, j, j_z | H_{\Gamma_8} | \mathbf{k}, j', j'_z \rangle$ даны в (4).

Найдем энергию основного состояния в зоне Γ_8 , когда $F = 3/2$ и, следовательно, $F_z = \pm 3/2, \pm 1/2$. В этом случае мы получим 4 базисные функции (для простоты вместо $|\mathbf{k}, F, F_z, j, l\rangle$ записано $|j, l\rangle$):

$$|j, l\rangle = \left| \frac{3}{2}, 0 \right\rangle, \left| \frac{3}{2}, 1 \right\rangle, \left| \frac{3}{2}, 2 \right\rangle, \left| \frac{3}{2}, 3 \right\rangle, \quad (8)$$

а для матричного вида гамильтониана получим

$$H_{\Gamma_8}^{F=3/2} = \begin{matrix} & \left| \frac{3}{2}, 0 \right\rangle & \left| \frac{3}{2}, 2 \right\rangle & \left| \frac{3}{2}, 1 \right\rangle & \left| \frac{3}{2}, 3 \right\rangle \\ \begin{matrix} \left| \frac{3}{2}, 0 \right\rangle \\ \left| \frac{3}{2}, 2 \right\rangle \\ \left| \frac{3}{2}, 1 \right\rangle \\ \left| \frac{3}{2}, 3 \right\rangle \end{matrix} & \begin{pmatrix} E_v - \gamma_1 \frac{k^2}{2} & 2\gamma \frac{k^2}{2} & 0 & 0 \\ 2\gamma \frac{k^2}{2} & E_v - \gamma_1 \frac{k^2}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_v - \left(\gamma_1 - \frac{8}{5} \gamma \right) \frac{k^2}{2} & \frac{6}{5} \gamma \frac{k^2}{2} \\ 0 & 0 & \frac{6}{5} \gamma \frac{k^2}{2} & E_v - \left(\gamma_1 + \frac{8}{5} \gamma \right) \frac{k^2}{2} \end{pmatrix} \end{matrix}. \quad (9)$$

Как видно, матрица (9) блочно-диагональна: верхнему блоку соответствуют четные состояния, а нижнему – нечетные. Для четных состояний тяжелых и легких дырок имеем

$$|HH\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| \frac{3}{2}, 0 \right\rangle + \left| \frac{3}{2}, 2 \right\rangle \right), \quad |LH\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| \frac{3}{2}, 0 \right\rangle - \left| \frac{3}{2}, 2 \right\rangle \right). \quad (10)$$

Так как в КТ не могут существовать чисто тяжелые или легкие состояния дырок, то волновую функцию основного состояния в валентной зоне Γ_8 представим как

$$\Psi_{F_z}^h(r) = A|HH\rangle + B|LH\rangle = \sum_{j_z} f_{F_z, j_z}(r) |j, j_z\rangle, \quad (11)$$

где $F_z = \pm 3/2, \pm 1/2$ и $j_z = \pm 3/2, \pm 1/2$, а для огибающей волновой функции f_{F_z, j_z} получим: в области КТ

$$f_{F_z, j_z}(r) = \frac{\delta_{F_z, j_z}}{\sqrt{4\pi}} [A_1 j_0(k_{HH}r) + B_1 j_0(k_{LH}r)] - C_{3/2, j_z; 2, F_z - j_z}^{3/2, F_z} [A_1 j_2(k_{HH}r) - B_1 j_2(k_{LH}r)] Y_{2, F_z - j_z}(\theta, \varphi), \quad (12)$$

в области барьера

$$f_{F_z, j_z}(r) = \frac{\delta_{F_z, j_z}}{\sqrt{4\pi}} [A_2 h_0(i\lambda_{HH}r) + B_2 j_0(i\lambda_{LH}r)] - C_{3/2, j_z; 2, F_z - j_z}^{3/2, F_z} [A_2 h_2(i\lambda_{HH}r) - B_2 j_2(i\lambda_{LH}r)] Y_{2, F_z - j_z}(\theta, \varphi). \quad (13)$$

В (12), (13) введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} k_{HH} &= \sqrt{2m_{HH}(E_{v1} - E)/\hbar^2}, & k_{LH} &= \sqrt{2m_{LH}(E_{v1} - E)/\hbar^2}, \\ \lambda_{HH} &= \sqrt{2m_{HH}(E - E_{v2})/\hbar^2}, & \lambda_{LH} &= \sqrt{2m_{LH}(E - E_{v2})/\hbar^2}, \end{aligned} \quad (14)$$

m_{HH} (m_{LH}) – эффективная масса тяжелой (легкой) дырки, E_{v1} (E_{v2}) – потолок валентной зоны для КТ (для барьера). Энергию основного состояния дырки определим из условия непрерывности огибающей волновой функции:

$$\det \begin{vmatrix} j_0(k_{HH}a)j_0(k_{LH}a)h_0(i\lambda_{HH}a) & h_0(i\lambda_{LH}a) \\ j_2(k_{HH}a)-j_2(k_{LH}a) & h_2(i\lambda_{HH}a) & -h_2(i\lambda_{LH}a) \\ j'_0(k_{HH}a)j'_0(k_{LH}a)h'_0(i\lambda_{HH}a) & h'_0(i\lambda_{LH}a) \\ j'_2(k_{HH}a)-j'_2(k_{LH}a) & h'_2(i\lambda_{HH}a) & -h'_2(i\lambda_{LH}a) \end{vmatrix} = 0. \quad (15)$$

Рассмотрим теперь КТ, в которой находится магнитный примесный атом марганца Мп. Обменное взаимодействие электрона с d-электроном атома Мп имеет вид [6]

$$H_{ex} = -J(\mathbf{r} - \mathbf{R})\hat{\mathbf{S}}, \quad (16)$$

где $\hat{\mathbf{S}}$ – оператор собственного момента атома Мп. С помощью теории возмущений для матричного элемента точечного обменного взаимодействия получим:

$$\langle \Psi_m^e | H_{ex}^e | \Psi_n^e \rangle = -\alpha |\phi(R)|^2 \langle m | \hat{\mathbf{S}} | n \rangle, \quad (17)$$

где $\alpha = \langle s | J | s \rangle, |s\rangle$ – орбитальные волновые функции сферической симметрии в зоне проводимости, $|m\rangle$ – собственные функции оператора проекции спина электрона $\hat{s}_z$.

Таким же образом для обменного взаимодействия дырки с атомом Мп получим

$$\langle \Psi_\mu^h | H_{ex}^h | \Psi_\nu^h \rangle = -\frac{\beta}{3} \sum_{\lambda, \xi} f_{\lambda\mu}^*(R) \langle \lambda | \hat{\mathbf{J}}\hat{\mathbf{S}} | \xi \rangle f_{\xi\nu}(R), \quad (18)$$

где $\beta = \langle x | J | x \rangle = \langle y | J | y \rangle = \langle z | J | z \rangle$ [6], $|\lambda\rangle$ – собственные функции оператора проекции спина дырки $\hat{j}_z$.

Для атома магнитной примеси в центре КТ спиновый гамильтониан взаимодействия электрона и дырки с d-электроном атома Мп можно представить в виде

$$H_{ex}^{eh} = -I_e(\hat{\mathbf{S}}\hat{\mathbf{S}}) - I_h(\hat{\mathbf{J}}\hat{\mathbf{S}}), \quad (19)$$

где $I_e = \alpha |\phi(0)|^2 = C^2 N_0 \alpha \frac{a_L^3}{16\pi}$, $I_h = \frac{\beta}{3} |f(0)|^2 = N_0 \beta \frac{a_L^3}{48\pi} (A_1 + B_1)^2$, N_0 – концентрация катионов, a_L – постоянная решетки.

Заметим, что оператор $\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{S}} + \hat{\mathbf{j}}$ коммутирует с H_{ex}^{eh} , и “хорошими” квантовыми числами являются s, j, S, J, J_z . Для данного значения J спиновые функции $|1\rangle = |S+1/2, j, J, J_z\rangle$ и $|2\rangle = |S-1/2, j, J, J_z\rangle$ являются базисными. Воспользовавшись этими функциями и соответствующими коэффициентами Рака, для матричных элементов спинового гамильтониана получим:

$$H_{11} = -\frac{I_e}{2}S - \frac{I_h}{2}(U + D_1), \quad H_{12} = H_{21} = \frac{1}{2}I_h\sqrt{D_1D_2}, \quad H_{22} = \frac{I_e}{2}(S+1) - \frac{I_h}{2}(U + D_2), \quad (20)$$

где введены следующие обозначения:

$$U = J^2 - S(S+1) - (j+1/2)^2, \quad D_1 = \frac{(j+1/2)^2 - (J-S)^2}{2S+1}, \quad D_2 = \frac{(J+S+1)^2 - (j+1/2)^2}{2S+1}.$$

Таким образом, для данного значения J получим два собственных значения гамильтониана H_{ex}^{eh} :

$$E_{\pm}^J = \frac{1}{4}(I_e - I_h) - \frac{I_h}{2} \left[\left(J + \frac{1}{2} \right)^2 - \left(S + \frac{1}{2} \right)^2 - \left(j + \frac{1}{2} \right)^2 \right] \pm \frac{1}{2} \left[- \left(J + \frac{1}{2} \right)^2 (I_e - I_h) I_h + \left(S + \frac{1}{2} \right)^2 (I_e - I_h) I_e + \left(j + \frac{1}{2} \right)^2 I_e I_h \right]^{1/2}. \quad (21)$$

Собственные функции спинного гамильтониана определяются как

$$|J, \pm, J_z\rangle = c_1 |1\rangle + c_2 |2\rangle, \quad (22)$$

где коэффициенты c_1, c_2 являются собственными векторами H_{ex}^{eh} . Функции $|1\rangle$ и $|2\rangle$, в свою очередь, можно представить в термах $|1/2, s_z\rangle |j, j_z\rangle |S, S_z\rangle$, используя соответствующие коэффициенты Клебша–Гордана.

Для электрона в КТ из ZnSe $s=1/2$, для дырки $j=3/2$, а для магнитного атома марганца $S=5/2$, поэтому получается 8 энергетических уровней: $J=1/2(1), 3/2(2), 5/2(2), 7/2(2), 9/2(1)$, где числа в скобках указывают число уровней. Заметим, однако, что состояния с $J=1/2$ и $J=9/2$ запрещены для оптических переходов, потому что не имеют проекций на дипольно активные экситонные состояния с $j_{\text{ex}}=1$:

$$|1,1\rangle = -\frac{1}{2} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle + \frac{\sqrt{3}}{2} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle, \quad |1,0\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \\ |1,-1\rangle = -\frac{\sqrt{3}}{2} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle + \frac{1}{2} \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle, \quad (23)$$

которым соответствуют поляризации света σ^+ , π , σ^- .

Так как $I_e > 0$, а $I_h < 0$, то энергия основного состояния системы будет $E_-^{3/2}$, а максимальная энергия системы будет $E_+^{7/2}$. Разность между этими уровнями можно назвать энергией расщепления экситона: $\Delta = E_+^{7/2} - E_-^{3/2}$.

Для изучения спектра поглощения КТ предположим, что в начальном состоянии валентная зона КТ полностью заполнена. Тогда волновая функция начального состояния определится только собственными функциями спина Мп: $|i\rangle = |S, S_z\rangle$. После взаимодействия с фотоном система переходит в конечные состояния, определенные нами: $|f\rangle = |J, \pm, J_z\rangle$. В рамках электрического дипольного приближения для относительных интенсивностей шести разрешенных переходов получим:

$$P^{J,\pm} = \left| \langle J, \pm, J_z | 1, m \rangle | S, S_z \rangle \right|^2, \quad (24)$$

где $m=1, 0, -1$ характеризует поляризацию света. В конечном состоянии должно выполняться условие $J_z = m + S_z$.

3. Результаты

Численные расчеты нами проведены для квантовой точки из ZnSe. Используются следующие значения параметров: $m_e = 0.17m_0$, $m_{HH} = 0.41m_0$, $m_{LH} = 0.16m_0$, $E_{v1} = 0$, $E_{c1} = 2.7$ эВ, $E_{v2} = -0.3$ эВ, $E_{c2} = 3.2$ эВ, $N_0\alpha = 0.29$ эВ, $N_0\beta = -1.4$ эВ [9].

На рис.1 представлены зависимости энергетических уровней электрона от радиуса КТ в зоне проводимости (рис.1а) и в валентной зоне (рис.1б). Как видно из рисунков, с увеличением радиуса КТ энергетические уровни в зоне проводимости опускаются вниз, стремясь ко дну зоны, а в валентной зоне повышаются, стремясь к потолку зоны. Такое поведение энергетических уровней обусловлено ослаблением роли размерного квантования с увеличением радиуса КТ.

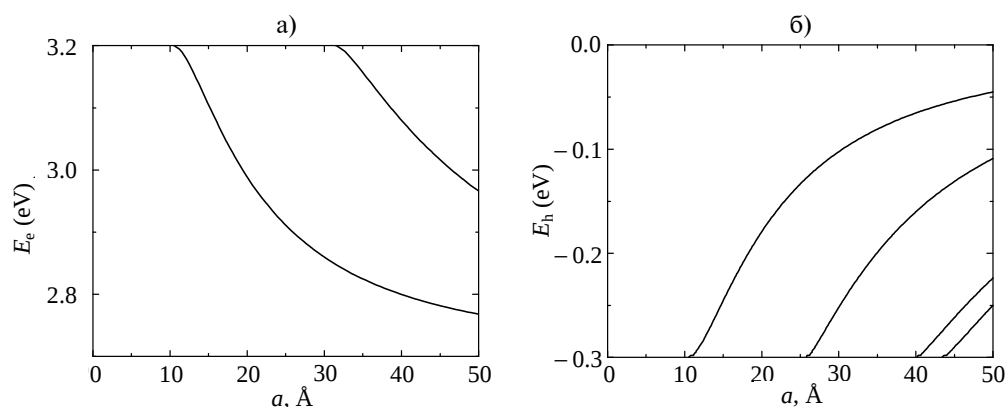


Рис.1. Зависимость энергетических уровней электрона от радиуса КТ:
а) в зоне проводимости, б) в валентной зоне.

На рис.2 представлены относительные интенсивности оптических переходов из начального состояния с $S_z = -5/2$ в конечные состояния $|J, \pm, J_z\rangle$ для различных поляризации света (σ^- , σ^+ , π) для КТ с радиусом 15Е. Сплошные линии соответствуют модели потенциальной ямы конечной глубины, штриховые – бесконечно глубокой ямы.

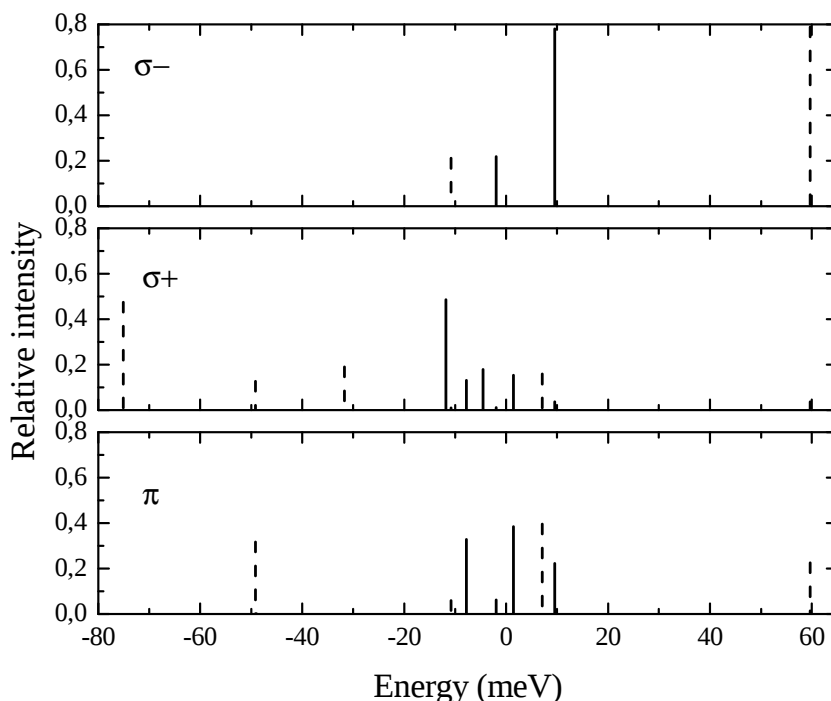


Рис.2. Относительные интенсивности оптических переходов из состояния $|S = 5/2, S_z = -5/2\rangle$ в состояния $|J, \pm, J_z\rangle$ для поляризации света σ^- , σ^+ , π .

Для σ^- -поляризации в конечном состоянии $J_z = -7/2$, и возможны только два перехода в состояния с $J = 7/2$. Для σ^+ -поляризации $J_z = -3/2$, и возможны шесть переходов в состояния с $J = 7/2, 5/2$ и $3/2$. Разность между самыми интенсивными линиями для σ^- и σ^+ -поляризаций равна Δ . Если в начальном состоянии $S_z = 5/2$, то рисунки для σ^- и σ^+ -поляризаций поменяются местами и Δ поменяет знак. Следовательно, с помощью оптических спектров поглощения такой системы можно определить начальное состояние спина магнитного атома.

Учет конечности ограничивающего потенциала приводит к сближению энергетических уровней конечных состояний, и Δ уменьшается. Это можно объяснить уменьшением вероятности нахождения электрона и дырки в центральной части КТ, где находится примесный магнитный атом.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения “Полупроводниковая наноэлектроника”.

ЛИТЕРАТУРА

1. **T. Dietl.** *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, 377 (2002).
2. **E.H. Hwang, S. Das Sarma.** *Phys. Rev. B*, **72**, 035210 (2005).
3. **J.M. Luttinger, W. Kohn.** *Phys. Rev.* **97**, 869 (1955).
4. **A.L. Efros, M. Rosen.** *Phys. Rev. B*, **58**, 7120 (1998).
5. **C.R. Pidgeon, R.N. Brown.** *Phys. Rev.* **146**, 575 (1966).
6. **N.B. Brandt, V.V. Moshchalkov.** *Advances in Physics*, **33**, 193 (1984).
7. **G.D. Sanders, Y. Sun, F.V. Kyrychenko et al.** *Phys. Rev. B*, **68**, 165205 (2003).
8. **P.C. Sercel, K.J. Vahala.** *Phys. Rev. B*, **42**, 3690 (1990).
9. **A.K. Bhattacharjee, J. Perez-Conde.** *Phys. Rev. B*, **68**, 045303 (2003).
10. **K. Chang, S.S. Li, J.B. Xia, F.M. Peeters.** *Phys. Rev. B*, **69**, 235203 (2004).
11. **A.A. Govorov, A.V. Kalameitsev.** *Phys. Rev. B*, **71**, 035338 (2005).
12. **J.H. Davies.** *The physics of low-dimensional semiconductors*, Cambridge University Press, 1998.
13. Справочник по специальным функциям. Под ред. **М. Абрамовица и И. Стиган.** М., Наука, 1979.
14. **Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц.** *Квантовая механика*, М., Наука 1974.

Մագնիսական խառնուկի ազդեցությունը ZnSe գնդային քվանտային կետի օպտիկական հատկությունների վրա.

Ա. Խ.Մանասելյան, Ա. Վ.Ղազարյան, Ա. Ա.Կիրակոսյան.

Դիտարկվել են էլեկտրոնային և խոռոչային վիճակները ZnSe կիսահաղորդչային գնդային քվանտային կետում, որի կենտրոնում գտնվում է մանգանի (Mn) մագնիսական խառնուկային ատոմը: Հաշվարկներում քվանտային կետը մոտարկված է գնդային, վերջավոր խորությամբ ուղղանկյուն փոսով: Խոտորումների տեսությամբ դիտարկված է մագնիսական խառնուկի հետ էլեկտրոնի և խոռոչի փոխանակային սպինային փոխազդեցության ազդեցությունը համակարգի գոտիական կառուցվածքի վրա: Հետազոտված է նաև համակարգի օպտիկական սպեկտրը լույսի տարբեր բևեռացվածությունների դեպքում:

EFFECT OF A MAGNETIC IMPURITY ON THE OPTICAL PROPERTIES OF A SPHERICAL ZnSe QUANTUM DOT

A.KH. MANASELYAN, A.V. GHAZARYAN, A.A. KIRAKOSYAN

The electron and hole states in semiconductor spherical quantum dot of ZnSe, in the center of which the magnetic impurity atom of manganese (Mn) is placed, are investigated. In calculations the quantum dot is approximated by a spherical rectangular well with a finite depth. In the framework of perturbation theory the effect of exchange spin interaction of electron and hole with magnetic impurity on the band structure of the system is considered. The optical spectrum of the system for different polarizations of the incident light is investigated also.