

УДК 621.315

СПИНОВЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КВАНТОВОМ КОЛЬЦЕ С МАГНИТНОЙ ПРИМЕСЬЮ

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

Ереванский государственный университет, Армения

*e-mail: amanasel@ysu.am

(Поступила в редакцию 30 октября 2013 г.)

Рассмотрены экситонные состояния в полупроводниковом квантовом кольце из CdTe с магнитной примесью, во внешнем магнитном поле с учетом спинового взаимодействия между электроном и дыркой, а также $s,p-d$ взаимодействий между электроном, дыркой и магнитной примесью. Показано, что при наличии $s,p-d$ спиновых взаимодействий между экситоном и магнитной примесью основное состояние экситона расщепляется на 12 двукратно вырожденных уровней. Внешнее магнитное поле полностью снимает двукратное вырождение. Предложен метод оценки значений интенсивностей $s,p-d$ взаимодействий. Исследован также оптический спектр системы для различных поляризаций света и начального состояния проекции спина магнитной примеси.

1. Введение

Интенсивные исследования в области теории и эксперимента полупроводниковых квантовых точек (КТ) – систем с полностью дискретным энергетическим спектром, обусловлены, в частности, тем обстоятельством, что их форму, число электронов и дырок в них можно целенаправленно варьировать посредством различных воздействий [1,2]. Квантовые кольца (КК), так же как и КТ, относятся к полупроводниковым кластерам с нанометровыми размерами, ограничивающим движение электрона по всем трем направлениям [3]. Наблюдение осцилляций Ааронова–Бома [4] и незатухающих токов в маленьких проводящих кольцах [5], а также недавние экспериментальные разработки по изготовлению КК с несколькими электронами [6-8], сделали их интересными объектами как для экспериментальных исследований, так и для обоснований теории многих частиц в квазиодномерных системах [9,10].

Изготовление полупроводниковой КТ, легированной одним атомом магнитной примеси – атомом марганца (Mn), стимулировало проведение интенсивных экспериментальных [11-13] и теоретических [14-17] исследований по контролированию одного спина в КТ. Выявление и контроль одного магнитного атома в КТ и КК является фундаментальным размерным пределом для хранения информации. Сильные и электрически контролируемые спиновые взаимодей-

ствия, существующие в магнитных полупроводниках, дают возможность исследовать процессы считывания и контроля состояний одного магнитного атома.

Легирование КТ и КК магнитными атомами приводит к возникновению новых, весьма специфических оптических переходов и особенностей $s,p-d$ обменных взаимодействий в них. В работах [18,19] описаны эксперименты, демонстрирующие влияние магнитной примеси на оптические свойства экситонов в КТ. Оптические свойства КТ, содержащих магнитную примесь, теоретически были исследованы разными группами [15,20-23]. В работе [12] представлен новый метод оптического контроля спина одной магнитной примеси в КТ и показано, что оптическое возбуждение атома магнитной примеси фотонами круговой поляризации можно использовать для получения неравновесного распределения его спина даже в отсутствие магнитного поля. Другой подход для оптического переключения спина магнитной примеси в КТ с использованием сверхбыстрых лазерных импульсов и оптического эффекта Штарка развит в работах [14,16,17]. В работе [15] представлен другой подход для переключения спина магнитной примеси в КТ с использованием магнитного поля. Спиновые состояния и незатухающие токи в КК, содержащих магнитную примесь, теоретически были исследованы в работе [24]. В работе [25] сообщалось о получении колец из GeSi, содержащих магнитные примеси марганца.

В данной работе исследованы экситонные и оптические свойства полупроводникового КК из CdTe с магнитной примесью в магнитном поле. Показано, что при наличии $s-d$ и $p-d$ спиновых взаимодействий между экситоном и магнитной примесью основное состояние экситона расщепляется на 12 двукратно вырожденных (по знаку проекции полного момента) уровней. Внешнее магнитное поле полностью снимает это двукратное вырождение, однако при определенных значениях индукции магнитного поля для некоторых уровней вырожденность восстанавливается из-за сокращения зеемановского члена магнитной примеси и члена спинового взаимодействия между примесью и дыркой. Измеряя величину индукции магнитного поля, при которой наблюдается группирование уровней, можно оценить интенсивности спинового взаимодействия для электрона и дырки. Показано также, что при определенном значении спина магнитной примеси и поляризации света оптические переходы наблюдаются только для одного энергетического уровня экситона из группы 24 уровней.

2. Теория

Рассмотрим систему, состоящую из электрона и дырки (экситона) в КК, содержащем магнитную примесь – атом марганца, в магнитном поле. В полупроводниковых соединениях типа II-VI атом марганца формирует изоэлектрическую примесь со спином $5/2$, поэтому взаимодействует с экситоном только спиновыми взаимодействиями [22]. Гамильтониан системы можно представить в следующем виде:

$$H = H_e + H_h + V_{eh} + H_{s-d} + H_{p-d} + H_{eh} + H_{Mn}, \quad (1)$$

где H_e (H_h) – одночастичный гамильтониан электрона (дырки), V_{eh} – потенциальная энергия кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой, $H_{s-d} = -J_e \delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_{Mn}) \boldsymbol{\sigma} \mathbf{S}$ и $H_{p-d} = -J_h \delta(\mathbf{r}_h - \mathbf{r}_{Mn}) \mathbf{j} \mathbf{S}$ – операторы спинового обменного взаимодействия атома марганца Mn со спином \mathbf{S} с электроном и дыркой с интенсивностями J_e и J_h , соответственно, $H_{eh} = -J_{eh} \delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h) \boldsymbol{\sigma} \mathbf{j}$ – оператор спинового обменного взаимодействия электрона с дыркой с интенсивностью J_{eh} [26], $\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{j})$ – спин электрона (дырки), $H_{Mn} = g_{Mn} \mu_B B S_z$ – зеемановская энергия магнитной примеси в магнитном поле. Одночастичный гамильтониан электрона

$$H_e = \frac{1}{2m_e} (\mathbf{p} + e\mathbf{A})^2 + V_{\text{conf}}(\rho, z) + \frac{1}{2} g_e \mu_B B \sigma_z, \quad (2)$$

где $\mathbf{A} = (0, B\rho/2, 0)$ – векторный потенциал магнитного поля в кулоновской калибровке, $V_{\text{conf}}(\rho, z)$ – ограничивающий потенциал КК, а последнее слагаемое – зеемановская энергия электрона, μ_B – магнетон Бора, g_i ($i = e, h, \text{Mn}$) – множитель Ланде. Как было показано в [27], влияние учета сложной структуры валентной зоны на основное дырочное состояние в КТ незначительно, поэтому в дальнейшем изложении использован гамильтониан дырки в однозонном приближении, который выражается формулой (2) с заменой параметров электрона на соответствующие параметры тяжелой дырки. Для узких колец, т.е. когда $W \ll R$, где W – полуширина, а R – радиус кольца, радиальное движение намного быстрее по сравнению с движением в азимутальном направлении (т.н. адиабатическое приближение [28]).

Рассматривая состояния электрона и дырки как в радиальном, так и в z -направлении как состояния в узкой, непроницаемой квантовой яме, и пренебрегая их кулоновским взаимодействием и влиянием магнитного поля, для энергии и волновой функции электрона (e) и дырки (h) в основном состоянии будем иметь:

$$E_\rho^{e,h} = \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m_{e,h}}, \quad f_{n_\rho=0, m=0}(\rho) = C_\rho \left(J_0(k_0 \rho) - \frac{J_0(k_0(R-W))}{Y_0(k_0(R-W))} Y_0(k_0 \rho) \right), \quad (3)$$

$$E_z^{e,h} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{e,h} L^2}, \quad g_l(z) \equiv g_{n_z=1}(z) = \sqrt{\frac{2}{L}} \cos\left(\frac{\pi}{L} z\right), \quad (4)$$

где n_ρ , m и n_z – квантовые числа, $J_m(\rho)$ и $Y_m(\rho)$ – функции Бесселя первого и второго рода, соответственно [29], L – толщина КК, C_ρ – постоянная нормировки, а k_0 определяется из граничного условия.

Рассматривая одномерное движение электрона и дырки по окружности с фиксированным радиусом $\rho \approx R$, а кулоновский потенциал взаимодействия – короткодействующим, аппроксимируя его дельта-функцией [30], приходим к следующему уравнению Шрёдингера для экситона без учета спиновых взаимодействий:

$$\left[\frac{1}{2m_e} \left(\frac{-i\hbar}{R} \frac{\partial}{\partial \varphi_e} + eA \right)^2 + \frac{1}{2m_h} \left(\frac{-i\hbar}{R} \frac{\partial}{\partial \varphi_h} - eA \right)^2 + U \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(\varphi_e - \varphi_h + 2\pi n) \right] \Psi(\varphi_e, \varphi_h) = (E_\varphi - E_g) \Psi(\varphi_e, \varphi_h), \quad (5)$$

где E_φ – энергия азимутального движения, E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, из которого изготовлено КК, $A = BR/2$. Для решения уравнения (5) перейдем к переменным движения центра масс и относительного движения:

$$\Phi_c = \frac{m_e \varphi_e + m_h \varphi_h}{m_e + m_h}, \quad \varphi = \varphi_e - \varphi_h. \quad (6)$$

Представляя волновую функцию экситона в виде произведения $\Psi(\varphi_e, \varphi_h) = \Psi_c(\Phi_c)\Phi(\varphi)$, для функции $\Psi_c(\Phi_c)$, описывающей движение экситона как целого, и для его энергии E_c получим:

$$E_c = \frac{\hbar^2 N^2}{2MR^2}, \quad \Psi_c(\Phi_c) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{iN\Phi_c}, \quad (7)$$

где $M = m_e + m_h$ – масса экситона, $N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – квантовое число, следовательно, $\hbar N$ – собственное значение проекции орбитального момента экситона на ось z . Сделаем обозначения

$$\varepsilon = \frac{E_r}{\Delta}, \quad f = \frac{eB\pi R^2}{h}, \quad \Delta = \frac{\hbar^2}{2\mu R^2}, \quad (8)$$

где $\mu = m_e m_h / M$ – приведенная масса экситона, E_r – энергия относительного движения, связанная с собственным значением уравнения (5) соотношением $E_r + E_c + E_g = E_\varphi$, для волновой функции относительного движения $\Phi(\varphi)$ получим следующее уравнение:

$$\left[\left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} + f \right)^2 - \varepsilon \right] \Phi(\varphi) = \frac{U}{\Delta} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \delta(\varphi + 2\pi n) \Phi(\varphi). \quad (9)$$

Можно показать [30], что из-за периодичности потенциала взаимодействия, имеющего период 2π , волновая функция должна иметь блоховский вид:

$$\Phi(\varphi) = e^{il\varphi} u(\varphi), \quad u(\varphi + 2\pi) = u(\varphi), \quad (10)$$

а параметр

$$l = k - f = \frac{m_h n_1}{m_e + m_h} - \frac{m_e n_2}{m_e + m_h}, \quad (11)$$

где k – аналог квазиимпульса в кристалле, принимающий значения в зоне Бриллюэна $-1/2 < k \leq 1/2$, n_1 и n_2 – целые числа, связанные с квантовым числом соотношением $N = n_1 + n_2$. Решая уравнение (9) в точках $\varphi \neq 0, 2\pi, 4\pi, \dots$, где частица не взаимодействует с потенциалом и, накладывая граничные условия в точках присутствия потенциала с помощью формулы (10), для определения собственных значений энергии приходим к трансцендентному уравнению

$$\cos[2\pi(f+l)] - \cos(2\pi\sqrt{\varepsilon}) = \frac{U}{\Delta} \sin(2\pi\sqrt{\varepsilon}), \quad (12)$$

а для волновой функции получаем следующие выражения:

$$\Phi(\varphi) = C_\varphi e^{-i\varphi} \left[\cos(\sqrt{\varepsilon}\varphi) - e^{-i(f+l)2\pi} \cos(\sqrt{\varepsilon}(\varphi - 2\pi)) + \frac{U}{\Delta\sqrt{\varepsilon}} \sin(\sqrt{\varepsilon}\varphi) \right], \quad \text{для} \\ 0 \leq \varphi < 2\pi, \quad (13)$$

$$\Phi(\varphi) = C_\varphi e^{-i\varphi - i(f+l)2\pi} \left[\cos(\sqrt{\varepsilon}(\varphi + 2\pi)) - e^{-i(f+l)2\pi} \cos(\sqrt{\varepsilon}\varphi) + \frac{U}{\Delta\sqrt{\varepsilon}} \sin(\sqrt{\varepsilon}(\varphi + 2\pi)) \right], \\ \text{для } -2\pi \leq \varphi < 0, \quad (14)$$

где C_φ – постоянная нормировки. Для основного связанного состояния, когда $\varepsilon < 0$, в уравнениях (12)–(14) следует учесть, что $\cos(\sqrt{\varepsilon}\varphi) = \text{ch}(\sqrt{|\varepsilon|}\varphi)$ и $\sin(\sqrt{\varepsilon}\varphi) = i \text{sh}(\sqrt{|\varepsilon|}\varphi)$, а также $N = 0$, и поэтому, согласно соотношению (11), $l = n_1$.

Для рассмотрения спинового взаимодействия следует составить волновую функцию электрона, дырки и магнитной примеси как разложение по прямым произведениям функций (3), (4) для электрона и дырки по отдельности, функций основных состояний (7), (13) или (14) и собственных функций для магнитной примеси:

$$\Psi_{J_z} = \sum_{\sigma_z} \sum_{j_z} \sum_{S_z} C(\sigma_z, j_z, S_z) f_{00}^e(\rho_e) f_{00}^h(\rho_h) g_1^e(z_e) g_1^h(z_h) \Psi_c^0(\Phi_c) \Phi_0(\varphi) \times |\sigma_z\rangle \times |j_z\rangle \times |S_z\rangle, \quad (15)$$

где $\sigma_z = \pm 1/2$, $j_z = \pm 3/2$ и $S_z = \pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2$, а J_z – проекция полного момента $\mathbf{J} = \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{j} + \mathbf{S}$, являющегося в данном случае интегралом движения. Для определения влияния спинового гамильтониана на энергетические уровни системы следует вычислить матричные элементы спинового гамильтониана в базе получаемого из компонент разложения (17) и затем определить его собственные значения. Следовательно, для матричного элемента спинового взаимодействия электрона и дырки получим:

$$M_{eh} = -J_{eh} \delta_{S_z, S'_z} |C_\varphi|^2 \int_{R-W}^{R+W} |f_{00}^e(\rho_e)|^2 |f_{00}^h(\rho_e)|^2 \rho_e d\rho_e \int_{-L/2}^{L/2} |g_1^e(z_e)|^2 |g_1^h(z_e)|^2 dz_e \times \\ \times \left(1 - 2 \cos(2\pi f) \text{ch}(2\pi\sqrt{|\varepsilon|}) + \text{ch}^2(2\pi\sqrt{|\varepsilon|}) \right) \times \langle \sigma_z, j_z | \boldsymbol{\sigma} \mathbf{j} | \sigma'_z, j'_z \rangle. \quad (16)$$

Спиновый оператор для дырки \mathbf{j} , в силу однозонного приближения, имеет в матричном представлении компоненты, отличные от нуля только для j_z :

$$j_z = \begin{pmatrix} 3/2 & 0 \\ 0 & -3/2 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Считая, что атом марганца находится в точке $\rho_{\text{Mn}} = R$, $\varphi_{\text{Mn}} = 0$, $z_{\text{Mn}} = 0$, для матричных элементов взаимодействия магнитной примеси с электроном

(M_{s-d}) и с дыркой (M_{p-d}) получим:

$$M_{s-d} = -\frac{J_e}{2\pi} \delta_{j_z, j'_z} |C_\varphi|^2 |f_{00}^e(R)|^2 |g_1^e(0)|^2 \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\varphi_h \left(\text{ch}(\sqrt{|\varepsilon|}(2\pi - \varphi_h)) - e^{i2\pi f} \text{ch}(\sqrt{|\varepsilon|}\varphi_h) + \frac{U}{\Delta\sqrt{|\varepsilon|}} \text{sh}(\sqrt{|\varepsilon|}(2\pi - \varphi_h)) \right) \times \\ \times \left(\text{ch}(\sqrt{|\varepsilon|}(2\pi - \varphi_h)) - e^{-i2\pi f} \text{ch}(\sqrt{|\varepsilon|}\varphi_h) + \frac{U}{\Delta\sqrt{|\varepsilon|}} \text{sh}(\sqrt{|\varepsilon|}(2\pi - \varphi_h)) \right) \times \langle \sigma_z, S_z | \sigma \mathbf{S} | \sigma'_z, S'_z \rangle, \quad (18)$$

$$M_{p-d} = -\frac{J_h}{2\pi} \delta_{\sigma_z, \sigma'_z} |C_\varphi|^2 |f_{00}^h(R)|^2 |g_1^h(0)|^2 \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\varphi_e \left(\text{ch}(\sqrt{|\varepsilon|}\varphi_e) - e^{i2\pi f} \text{ch}(\sqrt{|\varepsilon|}(\varphi_e - 2\pi)) + \frac{U}{\Delta\sqrt{|\varepsilon|}} \text{sh}(\sqrt{|\varepsilon|}\varphi_e) \right) \times \\ \times \left(\text{ch}(\sqrt{|\varepsilon|}\varphi_e) - e^{-i2\pi f} \text{ch}(\sqrt{|\varepsilon|}(\varphi_e - 2\pi)) + \frac{U}{\Delta\sqrt{|\varepsilon|}} \text{sh}(\sqrt{|\varepsilon|}\varphi_e) \right) \times \langle j_z, S_z | \mathbf{jS} | j'_z, S'_z \rangle. \quad (19)$$

Наконец, для вычисления спиновых матричных элементов в (18) и (19) введем повышающие и понижающие операторы S_+ и S_- , согласно соотношениям

$$S_+ |S_z\rangle = \sqrt{S(S+1) - S_z(S_z+1)} |S_z+1\rangle, \\ S_- |S_z\rangle = \sqrt{S(S+1) - S_z(S_z-1)} |S_z-1\rangle. \quad (20)$$

Общее число базисных векторов, использованных для спинового гамильтониана, равно $2 \times 2 \times 6 = 24$. Проблема была решена с помощью численной диагонализации полученной спиновой матрицы.

Для изучения вероятностей оптических переходов предположим, что в начальном состоянии валентная зона КК полностью заполнена, а зона проводимости пуста. Тогда состояние системы будет определяться только спином магнитной примеси. Предположим также, что магнитная примесь находится в чистом состоянии с определенной проекцией спина магнитной примеси, т.е. $|i\rangle = |S_z\rangle$. После взаимодействия с фотоном система переходит в конечные состояния, определенные как собственные функции спинового гамильтониана и представляемые в виде (15). В рамках электрического дипольного приближения для относительных интенсивностей всех разрешенных переходов получим:

$$P(\tilde{m}) \sim \left| \langle \Psi_{j_z} | \tilde{m}, S_z \rangle \right|^2, \quad (21)$$

где $\tilde{m} = 1, 0, -1$ характеризует поляризацию света (σ^+ , π , σ^- - поляризации, соответственно [20,23]). Предполагается, что при оптических переходах спиновое состояние магнитной примеси не меняется.

3. Обсуждение результатов

Численные расчеты проведены для квантового кольца из CdTe с использованием значений параметров $m_e = 0.096m_0$, $m_h = 0.526m_0$, $E_g = 1568$ мэВ,

$g_e = -1.5$, $g_h = -0.1$, $g_{Mn} = 2$ [31], $J_e = 15$ мЭВ нм³, $J_h = -60$ мЭВ нм³ [14,15], $J_{eh} = 81.63$ мЭВ нм³ [26], $R = 100$ Å, $W = 15$ Å, $L = 30$ Å, $U = 10$ мЭВ.

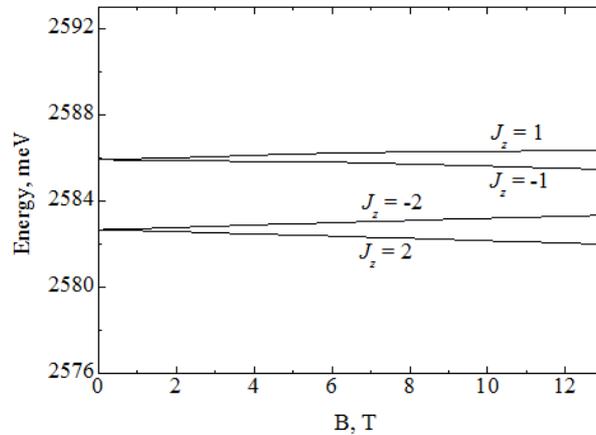


Рис.1. Зависимость энергетических уровней основного состояния экситона от индукции магнитного поля с учетом спинового взаимодействия между электроном и дыркой.

На рис.1 представлены зависимости энергетических уровней основного состояния экситона от индукции магнитного поля при наличии спинового взаимодействия между электроном и дыркой.

При отсутствии магнитного поля и без учета спинового взаимодействия основное состояние экситона в КК вырождено четырехкратно по спинам электрона и дырки, а эти состояния характеризуются проекцией полного спинового момента $J_z = \pm 1, \pm 2$. Магнитное поле полностью снимает спиновое вырождение вследствие зеемановского расщепления, а эти состояния можно характеризовать как яркие экситонные ($J_z = \pm 1$) и темные экситонные ($J_z = \pm 2$) в силу разрешенности оптических переходов на эти состояния. Спиновое взаимодействие между электроном и дыркой снимает четырехкратное вырождение между яркими и темными уровнями также при отсутствии магнитного поля. Как видно из рис.1, два энергетических уровня с меньшей энергией соответствуют темным состояниям с $J_z = \pm 2$, а два уровня с большей энергией – ярким состояниям с $J_z = \pm 1$. При этом, для пары ярких состояний проекция полного момента для нижнего уровня $J_z = -1$, а для верхнего уровня $J_z = 1$.

На рис.2 представлены зависимости энергий оптических переходов для основного состояния экситона от индукции магнитного поля при наличии спиновых взаимодействий между электроном и дыркой. Темные квадраты соответствуют σ^- -поляризации света, а светлые – σ^+ -поляризации. Размер квадрата соответствует вероятности перехода. Как видно из рис.2 и как следует из сделанных выше рассуждений, для света с правой круговой σ^+ -поляризацией оптические переходы разрешены на верхний уровень ярких состояний, а для левой круговой σ^- -поляризации – на нижний уровень ярких состояний.

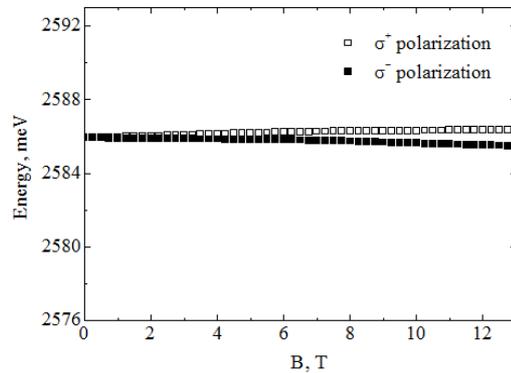


Рис.2. Зависимость энергий оптических переходов для основного состояния экситона от индукции магнитного поля при наличии спиновых взаимодействий между электроном и дыркой.

При наличии магнитной примеси $s,p-d$ спиновые взаимодействия приводят к расщеплению вышеуказанных четырех уровней на 24 уровня, связанных с шестью возможными проекциями спина магнитной примеси. На рис.3 представлены зависимости энергетических уровней основного состояния экситона от индукции магнитного поля при наличии магнитной примеси и спиновых взаимодействий. Тогда волновую функцию каждого энергетического уровня можно разложить по всем 24 базисным функциям (15). При определенном значении индукции магнитного поля каждый энергетический уровень можно обозначить базисным компонентом с наибольшим весом. Например, для первых двух уровней главные базисные компоненты можно характеризовать значениями квантовых чисел $\sigma_z = 1/2, j_z = 3/2, S_z = -5/2$ и $\sigma_z = -1/2, j_z = -3/2, S_z = 5/2$, соответственно, поэтому их можно обозначить как $|1/2, 3/2, -5/2\rangle$ и $|-1/2, -3/2, 5/2\rangle$.

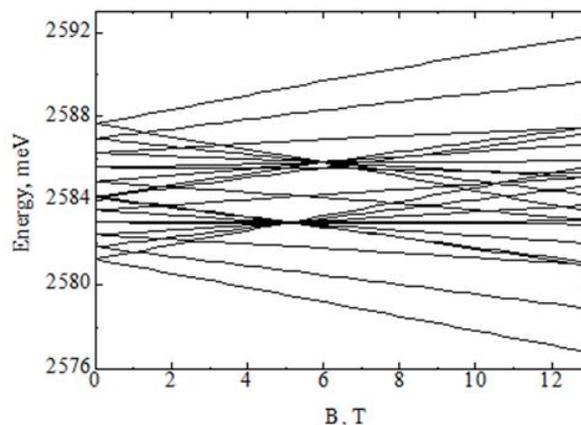


Рис.3. Зависимость энергетических уровней основного состояния экситона от индукции магнитного поля при наличии магнитной примеси и $s,p-d$ спиновых взаимодействий.

Как видно из рис.3, при отсутствии магнитного поля все энергетические уровни двукратно вырождены по знаку проекции полного момента J_z . Магнитное поле снимает это вырождение вследствие зеемановского взаимодействия. Видно также, что при двух значениях индукции магнитного поля энергетические уровни, расщепленные при отсутствии магнитного поля из-за спиновых взаимодействий, собираются в две группы, становясь снова вырожденными. Нижней группе соответствует значение индукции $B \approx 5$ Т, и уровни в этой группе можно обозначить как $|-1/2, -3/2, S_z\rangle$, где S_z принимает все допустимые значения. Верхней группе соответствует значение индукции $B \approx 6$ Т, и уровни в этой группе можно обозначить как $|1/2, -3/2, S_z\rangle$, где S_z опять принимает все допустимые значения. Такое поведение энергетических уровней связано с тем, что матричные элементы спинового гамильтониана практически не зависят от индукции магнитного поля, а матричный элемент спинового взаимодействия для $j_z = -3/2$ и член зеемановского взаимодействия для магнитной примеси имеют противоположные знаки. Усиление магнитного поля приводит к увеличению члена зеемановского взаимодействия для магнитной примеси, и

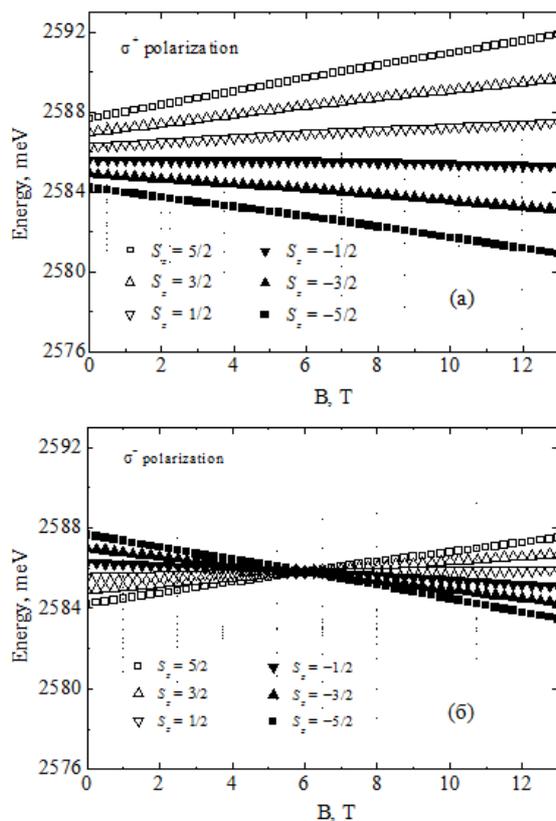


Рис.4. Зависимость энергий оптических переходов для основного состояния экситона от индукции магнитного поля при наличии магнитной примеси и $s,p-d$ спиновых взаимодействий ((а) σ^+ -поляризация, (б) σ^- -поляризация).

при определенном значении индукции магнитного поля эти два члена взаимно сокращаются. Из-за дополнительных членов взаимодействия это явление наблюдается при различных значениях магнитного поля для $\sigma_z = \pm 1/2$. Следовательно, измеряя значение индукции магнитного поля, при котором наблюдается группирование уровней, можно оценить значения интенсивностей спинового взаимодействия J_e и J_h .

На рис.4 представлены зависимости энергий оптических переходов для основного состояния экситона от индукции магнитного поля при наличии магнитной примеси и всех спиновых взаимодействий. Форма и заполненность точек соответствуют различным значениям спина магнитной примеси в начальном состоянии, а размер соответствует вероятности перехода. Как видно из рис.4, при определенном значении спина магнитной примеси и поляризации света оптические переходы наблюдаются только для одного энергетического уровня из группы 24 уровней. Например, если в начальном состоянии $S_z = 5/2$, то для σ^+ -поляризации имеет место переход только на уровень, обозначенный как $|-1/2, 3/2, 5/2\rangle$ (светлые квадраты на рис.4а), а для σ^- -поляризации — $|1/2, -3/2, 5/2\rangle$ (темные квадраты на рис.4б). Аналогично, если в начальном состоянии $S_z = -5/2$, то для σ^+ -поляризации имеет место переход только на уровень $|-1/2, 3/2, -5/2\rangle$ (светлые квадраты на рис.4а), а для σ^- -поляризации — $|1/2, -3/2, -5/2\rangle$ (темные квадраты на рис.4б).

Исследование выполнено при финансовой поддержке ГКН МОН РА в рамках научных проектов № SCS 13-1C196 и № 13RF-093, а также при финансовой поддержке Национального фонда науки и передовых технологий (NFSAT), Программы помощи молодым ученым и Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF) в рамках научного проекта №YSSP-13-06.

ЛИТЕРАТУРА

1. **T. Chakraborty.** Quantum Dots. Amsterdam, North-Holland, 1999.
2. **L. Jacak, P. Hawrylak, A. Wojs.** Quantum Dots (NanoScience and Technology). Berlin, Heidelberg, Springer, 1998.
3. **V.M. Fomin (ed.).** Physics of Quantum Rings. Berlin, Heidelberg, Springer, 2014.
4. **Y. Aharonov, D. Bohm.** Phys. Rev., **115**, 485 (1959).
5. **M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer.** Phys. Lett. A, **96**, 365 (1983).
6. **R.J. Warburton, C. Schäfflein, D. Haft, et al.** Nature, **405**, 926 (2000).
7. **A. Lorke, R.J. Luyken, A.O. Govorov, et al.** Phys. Rev. Lett., **84**, 2223 (2000).
8. **T.W. Kim, E.H. Lee, K.H. Lee, J.S. Kim, H.L. Park.** Appl. Phys. Lett., **84**, 595 (2004).
9. **S. Viefers, P. Koskinen, P. Singha Deo, M. Manninen.** Physica E, **21**, 1 (2004).
10. **M. Manninen, S. Viefers, S.M.Reimann.** Physica E, **46**, 119 (2012).
11. **P.M. Koenraad, M.E. Flatté.** Nature Mater., **10**, 91 (2011).
12. **C. Le Gall, L. Besombes, H. Boukari, et al.** Phys. Rev. Lett., **102**, 127402 (2009).
13. **C. Le Gall, A. Brunetti, H. Boukari, et al.** Phys. Rev. Lett., **107**, 057401 (2011).
14. **D.E. Reiter, T. Kuhn, V.M. Axt.** Phys. Rev. Lett., **102**, 177403 (2009).
15. **A. Manaselyan, T. Chakraborty.** Nanotechnology, **21**, 355401 (2010).
16. **D.E. Reiter, T. Kuhn, V.M. Axt.** Phys. Rev. B, **85**, 045308 (2012).

17. **D.E. Reiter, V.M. Axt, T. Kuhn.** Phys. Rev. B, **87**, 115430 (2013).
18. **L. Besombes, Y. Léger, L. Maingault, et al.** Phys. Rev. Lett., **93**, 207403 (2004).
19. **L. Besombes, Y. Léger, L. Maingault, et al.** Phys. Stat. Sol. (b), **242**, 1237 (2005).
20. **A.K. Bhattacharjee, J. Perez-Conde.** Phys. Rev. B, **68**, 045303 (2003).
21. **J. Fernández-Rossier.** Phys. Rev. B, **73**, 045301 (2006).
22. **A. O. Govorov.** C. R. Physique, **9**, 857 (2008).
23. **Ա.Մ. Մանսելյան, Ա.Վ. Կազարյան, Ա.Ա. Կիրակոսյան.** Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 327 (2008).
24. **J.S. Sheng, Kai Chang.** J. Phys.: Condens. Matter, **20**, 025222 (2008).
25. **X. Ma.** J. Mater. Sci., **48**, 2111 (2013).
26. **Al.L. Efros, M. Rosen, M. Kuno, et al.** Phys. Rev. B, **54**, 4843 (1996).
27. **A. Manaselyan, T. Chakraborty.** Europhysics Letters, **88**, 17003 (2009).
28. **L. Wendler, V.M. Fomin, A.V. Chaplik, A.O. Govorov.** Phys. Rev. B, **54**, 4794 (1996).
29. Справочник по специальным функциям. Под ред. **М. Абрамовица и И. Стиган.** М., Наука, 1979.
30. **A.V. Ghazaryan, A.P. Djotyan, K. Mouloupoulos, A.A. Kirakosyan.** Physica Scripta, **83**, 035703 (2011).
31. **S. Adachi.** Handbook of Physical Properties of Semiconductors, vol.3. New York, 2004.

ՄՊԻՆԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ
ԽԱՌՆՈՒԿ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՕՂԱԿՈՒՄ

Ա.Մ. ՄԱՆՍԵԼՅԱՆ, Ա.Վ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված են էքսիտոնային վիճակները մագնիսական խառնուկ պարունակող CdTe կիսահաղորդչային քվանտային օղակում արտաքին մագնիսական դաշտում: Հաշվարկները կատարվել են էլեկտրոնի և խոռոչի միջև սպինային փոխազդեցության, ինչպես նաև էլեկտրոնի, խոռոչի և մագնիսական խառնուկի միջև *s,p-d* փոխազդեցությունների հաշվառմամբ: Ցույց է տրված, որ *s,p-d* սպինային փոխազդեցությունների առկայությամբ էքսիտոնի հիմնական վիճակի էներգիան ճեղքվում է 12 կրկնակի այլասերված էներգիական մակարդակների: Արտաքին մագնիսական դաշտը լրիվ վերացնում է այդ այլասերումը: Առաջարկված է *s,p-d* փոխազդեցությունների ինտենսիվությունների գնահատման նոր եղանակ: Ուսումնասիրված է նաև համակարգի օպտիկական սպեկտրը լույսի տարբեր բևեռացումների և խառնուկի սպինի պրոյեկցիայի տարբեր սկզբնական արժեքների դեպքում:

SPIN INTERACTIONS IN A QUANTUM RING
CONTAINING A MAGNETIC IMPURITY

A.Kh. MANASELYAN, A.V. GHAZARYAN, A.A. KIRAKOSYAN

Exciton states in a semiconductor CdTe quantum ring containing a single magnetic impurity in an external magnetic field are considered. The electron–hole spin interaction and *sp-d* interactions between electron, hole and magnetic impurity are also taken into account in the calculations. It is shown that due to the *s,p-d* spin interactions the ground state exciton energy splits into 12 doubly degenerate energy levels. The external magnetic field removes this degeneracy. A method is proposed to determine the values of the strengths of *s,p-d* interactions. The optical spectrum of the system for different polarizations of the incident light and for different initial states of the magnetic impurity spin projection is studied.