
ФІЗИЧНІ, ХІМІЧНІ ТА ІНШІ ЯВИЩА, НА ОСНОВІ ЯКИХ МОЖУТЬ БУТИ СТВОРЕНІ СЕНСОРИ

PHYSICAL, CHEMICAL AND OTHER PHENOMENA, AS THE BASES OF SENSORS

УДК 538.955

DOI 10.18524/1815-7459.2016.4.86641

СТРУМ СПІНОВОГО МАГНІТНОГО МОМЕНТУ ДОНОРНОГО ЕЛЕКТРОНА У СФЕРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ CdS

В. І. Бойчук, Р. Я. Лешко, І. Б. Іванчишин

*Дрогобицький державний педагогічний університет ім. Івана Франка, кафедра
теоретичної і прикладної фізики та комп'ютерного моделювання
Львівська обл., м. Дрогобич, вул. Срійська, 3
e-mail: ivan.ivanchyshyn@mail.ru*

СТРУМ СПІНОВОГО МАГНІТНОГО МОМЕНТУ ДОНОРНОГО ЕЛЕКТРОНА У СФЕРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ CdS

В. І. Бойчук, Р. Я. Лешко, І. Б. Іванчишин

Анотація. В рамках наближення ефективної маси досліджено електронні стани сферичної квантової точки, що поміщена у діелектричну матрицю. Потенціал електрона квантової точки апроксимовано скінченною прямокутною потенціальною ямою. Отримано залежності енергій станів електрона від розмірів квантової точки для гетеросистеми CdS/SiO₂ за наявності та при відсутності домішки у квантовій точці. Для основного стану отримано залежності струму спінового магнітного моменту електрона від радіальної змінної для різних радіусів квантової точки. Обчислено напруженість магнітного поля, створеного цим струмом у центрі квантової точки.

Ключові слова: квантова точка, донорна домішка, струм спінового магнітного моменту

SPIN MAGNETIC MOMENT CURRENT OF IMPURITY ELECTRON IN A CdS SPHERICAL QUANTUM DOT

V. I. Boichuk, R. Ya. Leshko, I. B. Ivanchyshyn

Abstract. In the effective mass approach electron states of a spherical quantum dot embedded in the dielectric matrix are investigated. The electron potential of a quantum dot is approximated by a finite rectangular potential well. The dependences of electron states energy on quantum dot size for the CdS/SiO₂ heterosystem are derived both in the presence and the absence of an impurity in the quantum dot. For the electron ground state the dependences of spin magnetic moment current on the radial coordinate for different quantum dot radii are obtained. The magnetic field intensity created by this current in the quantum dot centre is calculated.

Keywords: quantum dot, donor impurity, spin magnetic moment current

ТОК СПИНОВОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА ДОНОРНОГО ЭЛЕКТРОНА В СФЕРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ CDS

В. И. Бойчук, Р. Я. Лешко, И. Б. Иванчишин

Аннотация. В рамках приближения эффективной массы исследованы электронные состояния сферической квантовой точки, которая помещена в диэлектрическую матрицу. Потенциал электрона квантовой точки аппроксимирован конечной прямоугольной потенциальной ямой. Получены зависимости энергий состояний электрона от размеров квантовой точки для гетеросистемы CdS/SiO₂ при наличии и при отсутствии примеси в квантовой точке. Для основного состояния получены зависимости тока спинового магнитного момента электрона от радиальной переменной для разных радиусов квантовой точки. Вычислена напряженность магнитного поля, созданного этим током в центре квантовой точки.

Ключевые слова: квантовая точка, донорная примесь, ток спинового магнитного момента

Вступ

Сучасні квантові технології дозволяють в широких межах змінювати спінові та енергетичні стани електронів у напівпровідникових наноструктурах, створюючи широкі можливості для розвитку спінтроники [1,2], наноелектроніки, квантових комп'ютерів і т.д. Квантово розмірні ефекти найбільш яскраво виражені в квантових точках (КТ), де енергетичний спектр носіїв заряду повністю квантований. Ці системи багато в чому володіють властивостями атомів, у зв'язку з чим їх часто називають «штучними атомами». Наявність повного розмірного квантування приводить до ряду суттєвих ефектів, характерних саме для

нуль-вимірних систем. Одним з них є наявність додаткової енергії у донорного електрона у випадку, коли домішка локалізована всередині КТ. Завдяки наявності меж поділу гетеросистеми виникає конкуренція між розмірним і кулонівським квантуванням. При малих радіусах КТ енергія розмірного квантування стає більшою за притягальну кулонівську енергію, тому повна енергія системи стає додатною.

Зміною розмірів КТ можна керувати не лише енергетичним спектром донорного електрона, але й контролювати інші характеристики досліджуваної домішкової системи. Однією з таких характеристик є струм спинового магнітного моменту електрона, що пов'язаний з його власним магнітним моментом. Цей струм

не пов'язаний з переміщенням заряду, а обумовлений наявністю зв'язку між намагніченістю і густиною струму.

У роботі [3] обчислювався струм спінового магнітного моменту на прикладі атома водню. Показано що для S -станів орбітальний струм перетворюється в нуль і присутній лише струм спінового магнітного моменту. У роботах [4-6] розглядався електрон у сферичній і циліндричній квантових точках. У таких системах також можна реалізувати умови, за яких одноелектронний орбітальний струм зникає і залишається лише струм спінового магнітного моменту.

Метою даної роботи є обчислення залежностей струму спінового магнітного моменту донорного електрона КТ від радіальної змінної і радіуса КТ для випадку, коли потенціал квантової точки апроксимований скінченною прямокутною потенціальною ямою. У роботі проаналізовано також залежність напруженості магнітного поля, створеного цим струмом, від радіуса КТ.

Енергетичний спектр і хвильова функція електрона

Розглядаємо наногетеросистему, що складається з сферичного нанокристала радіуса a , діелектрична проникність якого ε_1 , а ефективна маса електрона m_1^* , який поміщений у матрицю з діелектричною проникністю ε_2 і ефективною масою електрона в ній m_2^* . Нехай у центрі цієї квантової точки знаходиться донорна домішка. На рис. 1 подано схематично модель гетеросистеми. Гамільтоніан електрона такої системи запишемо у вигляді [7]:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{m^*} \nabla + \Pi(r), \quad (1)$$

де потенціальна енергія частинки $\Pi(r)$ є сумою:

$$\Pi(r) = V(r) + U(r),$$

в якій потенціальна енергія, що зумовлена розривом енергетичних зон гетероструктури,

$$U(r) = \begin{cases} 0, & r \leq a; \\ U_0, & r > a \end{cases}, \quad (2)$$

а потенціальна енергія взаємодії електрона з йоном домішки

$$V(r) = -\frac{e^2}{\varepsilon r}, \quad (3)$$

де ε – деяке середнє значення діелектричної проникності КТ і матриці.

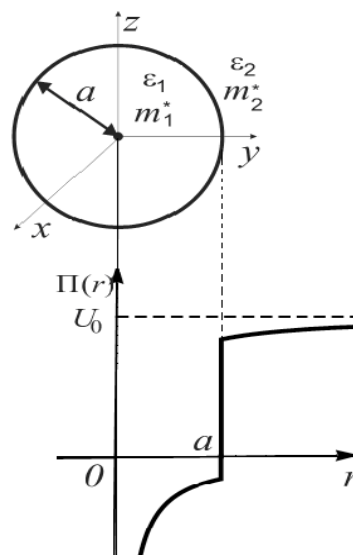


Рис. 1. Геометрична схема наносистеми та потенціал електрона у ній.

Рівняння Шредінгера для домішкового електрона має наступний вигляд [8,9]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{m^*(r)} \nabla + \Pi(r) \right) \varphi(r) = E \varphi(r).$$

Враховуючи сферичну симетрію задачі, хвильову функцію можна подати у вигляді добутку радіальної і кутової складових:

$$\varphi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi).$$

Область зміни координати r зручно розділити на дві – внутрішню ($r \leq a$) і зовнішню ($r > a$). Якщо $r \leq a$, то можна отримати радіальне рівняння [10]

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1^*} \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) R_1(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_1^* r^2} \times \\ \times R_1(r) - \frac{e^2}{\varepsilon r} R_1(r) = E R_1(r). \quad (4)$$

Розглянемо випадок, коли енергія електрона $E < 0$. Тоді (4) зводиться до рівняння Уіттекера

$$\chi_1''(\xi) - \frac{l(l+1)}{\xi^2} \chi_1(\xi) + \frac{e^2 \alpha}{\varepsilon} \frac{2m_1^*}{\hbar^2 \alpha^2 \xi} \times \chi_1(\xi) + \frac{2m_1^* E}{\hbar^2 \alpha^2} \chi_1(\xi) = 0. \quad (5)$$

Щоб спростити це рівняння введемо такі позначення:

$$\frac{2m_1^* E}{\hbar^2 \alpha^2} = -\frac{1}{4}, \quad \frac{e^2 \alpha}{\varepsilon} \frac{2m_1^*}{\hbar^2 \alpha^2} = \lambda, \quad \alpha = \sqrt{-\frac{8m_1^*}{\hbar^2}}.$$

Тоді (5) запишеться у вигляді:

$$\chi_1''(\xi) - \frac{l(l+1)}{\xi^2} \chi_1(\xi) + \frac{e^2 \alpha}{\varepsilon} \frac{2m_1^*}{\hbar^2 \alpha^2 \xi} \chi_1(\xi) + \frac{2m_1^* E}{\hbar^2 \alpha^2} \chi_1(\xi) = 0.$$

$$\chi_1''(\xi) - \frac{l(l+1)}{\xi^2} \chi_1(\xi) + \frac{\lambda}{\xi} \chi_1(\xi) - \frac{1}{4} \chi_1(\xi) = 0.$$

Розв'язком такого рівняння є функція Уіттекера:

$$\chi_1(\xi) = C_1 M_{\lambda, \frac{1}{2}(2l+1)}(\xi).$$

Розглянемо тепер область енергії $0 \leq E < U_0$. Тепер (4) можна звести до рівняння виду:

$$\chi_1''(\xi) - \frac{l(l+1)}{\xi^2} \chi_1(\xi) - \frac{2\delta}{\xi} \chi_1(\xi) + \chi_1(\xi) = 0. \quad (6)$$

Розв'язком (6) є функція Кулона. Враховуючи відповідні обмеження на фізичні розв'язки, отримаємо регулярну функцію Кулона:

$$\chi_1(\xi) = D_1 F_l(\delta, \xi).$$

Запишемо розв'язок для $r > a$. У цій області простору енергія завжди більша нуля. Відповідне радіальне рівняння має вигляд:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2^*} \left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) R_2(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m_2^* r^2} R_2(r) - \frac{e^2}{\varepsilon r} R_2(r) + U_0 R_2(r) = E R_2(r). \quad (7)$$

Провівши аналогічні перетворення, як і для випадку $r \leq a$, отримаємо[11]:

$$\chi_2(\xi) = A W_{\lambda, \frac{1}{2}(2l+1)}(\xi),$$

де W – функція Уіттекера, що прямує до нуля при $\xi \rightarrow \infty$.

Для електрона в КТ без іона домішки у рівнянні Шредінгера $\Pi(r) = U(r)$, тому воно зводиться до рівняння Бесселя. Отже,

$$R(r) = \begin{cases} R_1 = A j_l(\chi r), & r \leq a \\ R_2 = B k_l(\gamma r), & r > a \end{cases}$$

$$\text{де } \chi = \sqrt{\frac{2m_1^* E}{\hbar^2}}, \quad \gamma = \sqrt{\frac{2m_2^*(U_0 - E)}{\hbar^2}},$$

$j_l(x), k_l(x)$ – сферичні функції Бесселя.

Використовуючи граничні умови та умову нормування,

$$R_1(r)|_{r=a} = R_2(r)|_{r=a},$$

$$\frac{1}{m_1^*} \frac{d}{dr} R_1(r) \Big|_{r=a} = \frac{1}{m_2^*} \frac{d}{dr} R_2(r) \Big|_{r=a},$$

$$\int_0^a |R_1|^2 r^2 dr + \int_a^\infty |R_2|^2 r^2 dr = 1$$

знайдемо енергетичний спектр та невідомі коефіцієнти для хвильових функцій.

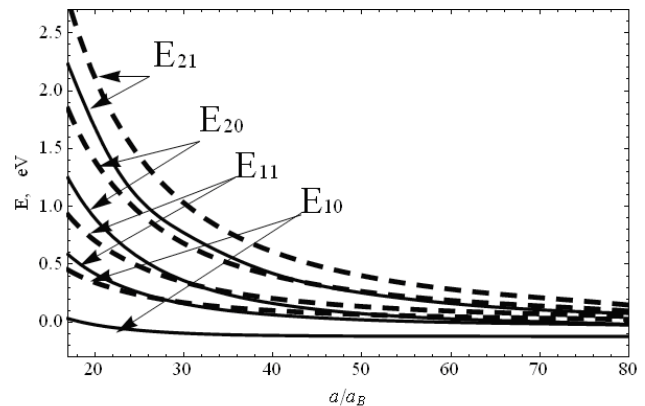


Рис. 2. Залежність енергії електрона від радіуса КТ для наногетероструктури CdS/SiO₂ з іоном домішки (суцільні лінії) та без домішки (штрихові лінії).

На рис. 2. наведено залежності енергій основного та збуджених станів донорного електрона від розмірів квантової точки гете-

роструктури CdS/SiO₂, розрахованих з урахуванням у рівнянні Шредингера потенціалу $\Pi(r)$ (суцільні лінії) та лише потенціалу $U(r)$ (штрихові лінії). З рис. 2. видно, що у квантових точках малих розмірів дискретний електронний спектр визначається потенціалом обмеження $U(r)$, а кулонівська взаємодія у випадку домішки приводить лише до зміщення усіх енергетичних рівнів в область менших енергій, якісно не змінюючи його поведінки. При збільшенні розмірів квантової точки енергетичні рівні домішкового електрона, попадають у заборонену зону масивного кристалу CdS. Аналіз показує, що при $a > 20$ нм спостерігається таке зменшення впливу на електрон потенціалу обмеження, що енергетичний спектр стає воднеподібним.

Струм спінового магнітного моменту. Напруженість магнітного поля спінового струму

Густина струму заряду задається формулою [11,12]:

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{orb} + \mathbf{j}_{cn}, \quad (8)$$

Перший доданок пов'язаний з орбітальним рухом електрона

$$\mathbf{j}_{orb} = \frac{ie\hbar}{2m^*} (\Psi \nabla \Psi^+ - \Psi^+ \nabla \Psi), \quad (9)$$

а другий є струмом спінового магнітного моменту

$$\mathbf{j}_{cn} = \mu_0 c \text{rot} (\Psi^+ \hat{\sigma} \Psi), \quad (10)$$

де $\hat{\sigma}$ - матриці Паулі, $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2m_0 c}$ - магнетон

Бора, а хвильова функція електрона Ψ є добутком координатної φ_{nlm} та спінової χ хвильових функцій. Якщо електрон знаходиться в основному стані, то

$$\varphi_{100}(r) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} R_{10}(r). \quad (11)$$

Тобто, координатна хвильова функція є дійсною. З формули (9) видно, що в цьому випадку $\mathbf{j}_{orb} = 0$. Якщо ж розглянути, наприклад, p -стан, то в цьому випадку для $m = \pm 1$ отримуємо $\mathbf{j}_{orb} \neq 0$.

Отже, для основного стану електрона густина струму

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_{cn}.$$

Обчислимо тепер \mathbf{j} , враховуючи формулу (10). Маємо

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \mu_0 c \text{rot} (\Psi^+ \hat{\sigma} \Psi) = \mu_0 c \text{rot} (\chi^+ \hat{\sigma} \chi \varphi^* \varphi) = \\ &= \mu_0 c \text{rot} (\langle \hat{\sigma} \rangle \rho(r)), \end{aligned} \quad (12)$$

де $\langle \hat{\sigma} \rangle = \chi^+ \hat{\sigma} \chi$ - середнє значення магнітного моменту в стані χ , $\rho(r) = \varphi^* \varphi = \frac{1}{4\pi} R_{10}^2(r)$.

Коли електрон знаходиться в станах з визначеним значенням z -проекції спіна ($S_z = \pm \frac{1}{2} \hbar$), то $\langle \hat{\sigma} \rangle = \chi_{\pm}^+ |\hat{\sigma}| \chi_{\pm} = \pm \mathbf{k}$, де \mathbf{k} - одиничний вектор декартової системи координат. Для спрощення виразу (12) скористаємось формулою векторного аналізу

$$\text{rot}(\mathbf{a} f(\mathbf{r})) = -[\mathbf{a}, \text{grad} f(\mathbf{r})].$$

Отже,

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= -\mu_0 c [\langle \hat{\sigma} \rangle, \text{grad} \rho(r)] \equiv -c [\boldsymbol{\mu}, \text{grad} \rho(r)] \\ \boldsymbol{\mu} &= \mu_0 \langle \hat{\sigma} \rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

У сферичній системі координат формула (13) запишеться у вигляді:

$$\mathbf{j} = -c \left[\boldsymbol{\mu}, \frac{\partial \rho(r)}{\partial r} \mathbf{n}_r \right] = -\frac{c}{4\pi} [\boldsymbol{\mu}, \mathbf{n}_r] \frac{\partial R_{10}^2(r)}{\partial r}. \quad (14)$$

Згідно з формулами електродинаміки, напруженість магнітного поля у початку координат дорівнює:

$$\mathbf{H}(0) = \frac{1}{c} \int \frac{[\mathbf{r}, \mathbf{j}(\mathbf{r})]}{r^3} dV = - \int \frac{1}{r^3} [\mathbf{r}, [\boldsymbol{\mu}, \nabla \rho(r)]] dV. \quad (15)$$

Для обчислення інтеграла (15) скористаємось формулою:

$$[\mathbf{r}, [\boldsymbol{\mu}, \nabla \rho(r)]] = \boldsymbol{\mu} (\mathbf{r} \cdot \nabla \rho(r)) - \nabla \rho(r) (\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{r}). \quad (16)$$

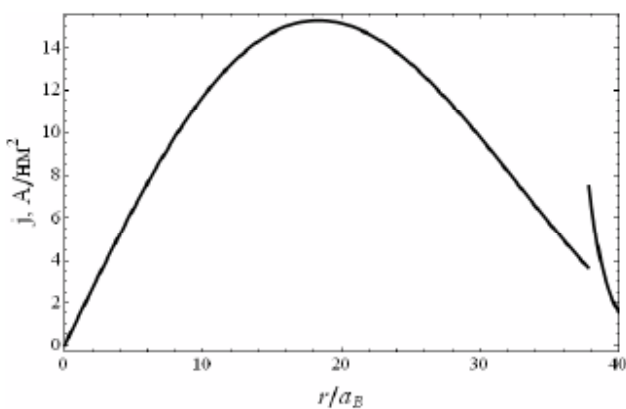
Підставивши (16) у (15), отримаємо

$$\mathbf{H}(0) = \boldsymbol{\mu} \left(4\pi \rho(0) - \frac{4\pi}{3} \rho(0) \right) = \frac{8\pi}{3} \boldsymbol{\mu} \rho(0) = \frac{2}{3} \boldsymbol{\mu} R_{10}^2(0). \quad (17)$$

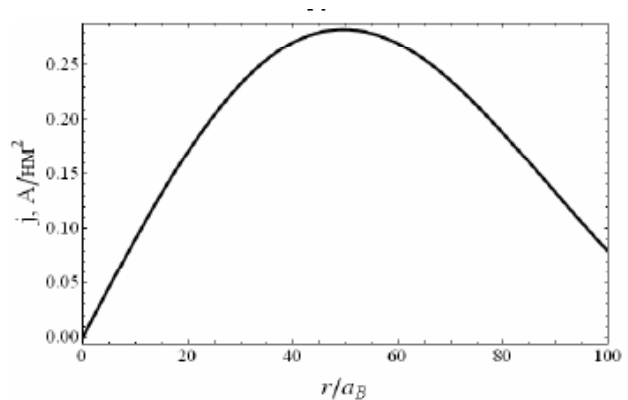
Залежність модуля густини струму від відстані до центру квантової точки гетероструктури CdS/SiO₂ подано на рис.3,4. Модуль густини струму є функцією двох координат сферичної системи: r та θ . Кутова залежність є простою: густина струму $j \sim \sin \theta$, тому на рис.3 та рис.4. подано залежність $j = j(r)$ для конкретного кута $\theta = \frac{\pi}{2}$. Видно, що ви-

гляд цієї функції залежить від того, чи у КТ присутній домішковий іон, чи ні. За відсутності іона домішки (рис.3) у КТ густина струму, що створена електроном, характеризується немонотонною залежністю $j = j(r)$. Ця функція має яскраво виражений максимум для відстані r заряду, що близька до половини радіусу КТ. В околі $r = a$ маємо стрибкоподібну зміну густини струму, яка пояснюється тим, що, згідно з граничними умовами, неперервною є функція $\frac{1}{m^*(r)} \frac{dR(r)}{dr}$. Порівняння

густини струму для різних розмірів КТ ($a=2$ нм – рис.3а, $a=6$ нм – рис.3б) показує що величина струму $j(r)$ зменшується зі збільшенням a . Коли ж у КТ присутній домішковий іон (рис.4), то отримуємо монотонно спадні функції $j = j(r)$ для будь-якого радіуса КТ. Як і в попередньому випадку, збільшення a веде до зменшення густини струму у кожній точці простору.



(а)



(б)

Рис. 3. Функція $j = j(r)$ ($\theta = \frac{\pi}{2}$) при $a = 2$ нм (рис.3а) та $a = 6$ нм (рис.3б) для КТ без домішки.

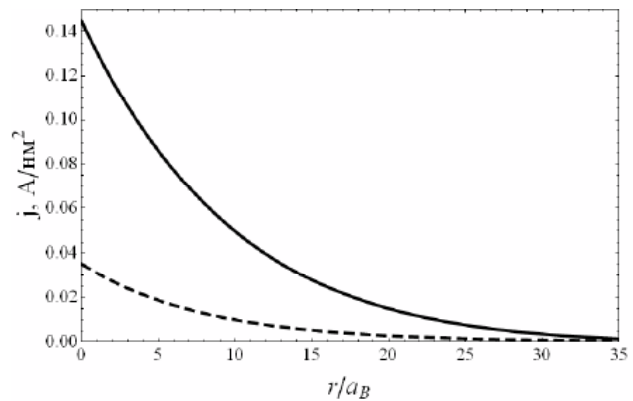


Рис. 4. Функція $j = j(r)$ ($\theta = \frac{\pi}{2}$) при $a = 2$ нм (суцільна лінія) та $a = 6$ нм (штрих пунктирна крива) для домішкової КТ.

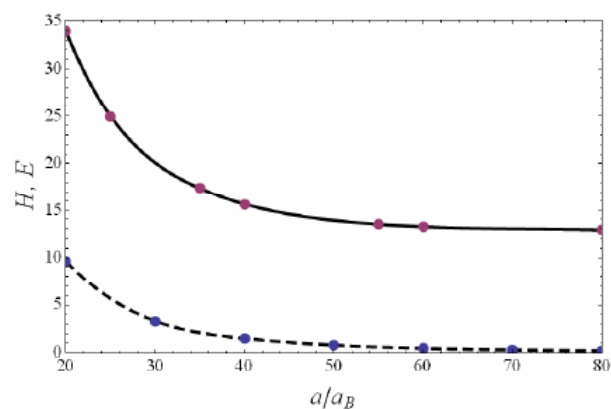


Рис. 5. Залежність від радіуса a напруженості магнітного поля в центрі КТ для основного стану електрона: КТ з іоном домішки (суцільна лінія); КТ без домішки (штрихова лінія).

Функціональні залежності густини струму від координат r та θ визначають величину напруженості магнітного поля в центрі КТ. З рис.5. видно, що величина напруженості зменшується з ростом розміру КТ. Така залежність повністю узгоджується з результатами залежності густини струму від координат на рис.3 і рис.4. Варто зазначити, що для малих квантових точок CdS напруженість магнітного поля, створеного електроном, не є малою. Обчислення показують, що для донорного електрона вона змінюється у межах:

$$33.92 E (a=2 \text{ нм}) \leq H(0) \leq 7.95 E (a = \infty).$$

Зауважимо, що $H(0)=7.75E$ відповідає величині магнітного поля атома водню за умови врахування наявності діелектричного середовища та ефективної маси у електрона. Коли ж у КТ домішковий іон відсутній, то електрон створює магнітне поле напруженістю $H(0)=9.63 E$ при $a=2$ нм. При великих радіусах напруженість магнітного поля у центрі КТ змінюється згідно формули

$$H(0) = \frac{4\pi^2}{3a^3} \mu_0,$$

що узгоджується з виразом для напруженості магнітного поля, створеного моментом μ_0 на великій відстані [11].

Висновки

У запропонованій роботі одержано радіальні рівняння для донорного електрона у сферичній квантовій точці CdS/SiO_2 , знайдено точні розв'язки відповідних рівнянь. Досліджено енергію електронних станів за наявності та при відсутності іона домішки у сферичній квантовій точці. Встановлено, що кулонівська взаємодія електрона з домішкою приводить до зміщення усіх енергетичних рівнів електрона в область менших енергій. Отримано залежності струмів спінового магнітного моменту домішкового електрона та електрона без домішки у сферичній КТ від сферичних координат r та θ при різних радіусах квантової точки. Показано, що наявність чи відсутність іона домішки у КТ суттєво впливає на вигляд функції $j = j(r)$ при фіксованому θ . Зокрема, у домішковій КТ ця функція є монотонно спадною при збільшенні координати r . Якщо ж іон

домішки відсутній то маємо немонотонну залежність $j = j(r)$ з максимумом функції для

$$r \approx \frac{a}{2}.$$

Незважаючи на особливості цієї функції, напруженість магнітного поля, створеного електроном у точці $r = 0$, для обох випадків є плавними функціями від радіуса КТ, які при великих a виходять на насичення. Для малих розмірів КТ напруженість магнітного поля за наявності іона домішки у декілька разів перевищує значення напруженості поля при відсутності донорного іона.

Список використаної літератури

- [1]. I. Žutić, J. Fabian, S. Das. Rev. Mod. Phys., 76, 2 (2004).
- [2]. J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler, P. Stano, I. Žutić. Acta Physica Slovaca. Re-views and Tutorials, 57, 4 (2007).
- [3]. K. Mita. Am. J. Phys., 68, 3 (2000).
- [4]. N. G. Agekyan, E. M. Kazaryan, A. A. Sarkisyan. DNAN RA, 112, 73 (2012).
- [5]. S. M. Amirkhanyan. Vestnik RAU, 2, 51 (2013).
- [6]. N. G. Aghekyan, S. M. Amirkhanyan, E. M. Kazaryan, H. A. Sarkisyan. Superlattices and Microstructures, 69, 87 (2014).
- [7]. Boichuk V. I., Bilynskiy I. V., Leshko R. Ya., Spektry dirok ta aktseptoriv u zakrytii dvosharovii sferychnii kvantovii tochtsi // Fiz. i khim. tverd. tila. – 2010. – Т. 11, No. 4. – s. 935-943.
- [8]. Boichuk V. I., Bilynskiy I. V., Leshko R. Ya., Shevchuk I. S. Vplyv matrytsi na enerhetychnyi spektr vodnevopodibnoi domishky // Aktualni problemy fizyky, matematyky ta informatyky. Fizyka. – 2009. – #1. – s. 9-12.
- [9]. Boichuk V. I., Bilynskiy I. V., Leshko R. Ya. Enerhiia odnovalentnoho ta dvovalentnoho donora u sferychnii kvantovii tochtsi // Naukovyi visnyk Chernivetskoho universytetu. – 2008. – Vypusk 420. Fizyka. Elektronika. – s. 5–11.
- [10]. Boichuk V. I., Bilynskiy I. V., Leshko R. Ya. Hydrogenic impurity in a two-layer spherical quantum dot // Semiconductor physics, quantum electronics and optoelectronics. – 2009. – Vol. 12, № 2. – P. 155–161.
- [11]. L. D. Landau, E. M. Lyfshyts. Kvantovaia mekhanyka. M., Nauka, 1989. – 752 S.
- [12]. V. I. Boichuk. Kvantova mekhanika. Drohobych, Vydavnytstvo DDP, 2016. – 367 S.

Стаття надійшла до редакції 19.10.2016 р.

SPIN MAGNETIC MOMENT CURRENT OF IMPURITY ELECTRON IN A CdS SPHERICAL QUANTUM DOT

V. I. Boichuk, R. Ya. Leshko, I. B. Ivanchyshyn

*Department of Theoretical and Applied Physics & Computer Simulation,
Drohobych Ivan Franko State Pedagogical University
3 Stryiska St., Drohobych, 82100, Ukraine
e-mail: ivan.ivanchyshyn@mail.ru*

Summary

The present paper is aimed at calculating dependences of spin magnetic moment current of an impurity electron in a quantum dot on the radial coordinate and quantum dot radius.

The calculation was performed in the effective mass approach. The potential of an electron in the quantum dot is approximated by a finite potential rectangular well.

In the present paper radial equations are obtained for an impurity electron in a CdS/SiO₂ spherical quantum dot and exact solutions of the corresponding equations are found. The electron states energy is investigated both in the presence and the absence of an impurity ion in the spherical quantum dot. It is established that the Coulomb interaction of an electron and an impurity leads to the energy shift of all electron levels toward lower energies. We derived the dependences of spin magnetic moment currents of both the impurity electron and the electron without an impurity in a spherical quantum dot on the spherical coordinates r and θ for different quantum dot radii. It is shown that the presence or absence of an impurity ion in the quantum dot essentially influences the form of the function $j = j(r)$ for a fixed θ . In particular, this function is monotonously decreasing with an increase of coordinate r in the quantum dot containing an impurity. In the absence of an impurity ion we get a non-monotonous dependence $j = j(r)$ with a maximum of the function at $r \approx \frac{a}{2}$. Despite the peculiarities of this function, the intensity of the magnetic field created by an electron at $r = 0$ in both cases is smooth functions of a quantum dot radius which reach saturation for large a . For small quantum dots the intensity of the magnetic field in the presence of an impurity ion is several times higher than the intensity of the magnetic field in its absence.

Keywords: quantum dot, donor impurity, spin magnetic moment current

УДК 538.955

DOI 10.18524/1815-7459.2016.4.86641

СТРУМ СПІНОВОГО МАГНІТНОГО МОМЕНТУ ДОНОРНОГО ЕЛЕКТРОНА У СФЕРИЧНІЙ КВАНТОВІЙ ТОЧЦІ CdS

В. І. Бойчук, Р. Я. Лешко, І. Б. Іванчишин

*Дрогобицький державний педагогічний університет ім. Івана Франка, кафедра теоретичної та прикладної фізики і комп'ютерного моделювання
Львівська обл., м. Дрогобич, вул. Срийська, 3
e-mail: ivan.ivanchyshyn@mail.ru*

Реферат

Метою даної роботи є обчислення залежностей струму спінового магнітного моменту донорного електрона КТ від радіальної змінної і радіуса КТ.

Обчислення проводились у наближенні ефективної маси. Потенціал електрона квантової точки апроксимовано скінченною прямокутною потенціальною ямою.

У запропонованій роботі одержано радіальні рівняння для донорного електрона у сферичній квантовій точці CdS/SiO₂, знайдено точні розв'язки відповідних рівнянь. Досліджено енергію електронних станів за наявності та при відсутності іона домішки у сферичній квантовій точці. Встановлено, що кулонівська взаємодія електрона з домішкою приводить до зміщення усіх енергетичних рівнів електрона в область менших енергій. Отримано залежності струмів спінового магнітного моменту домішкового електрона та електрона без домішки у сферичній КТ від сферичних координат r та θ при різних радіусах квантової точки. Показано, що наявність чи відсутність іона домішки у КТ суттєво впливає на вигляд функції $j = j(r)$ при фіксованому θ . Зокрема, у домішковій КТ ця функція є монотонно спадною при збільшенні координати r . Якщо ж іон домішки відсутній то маємо немонотонну залежність $j = j(r)$ з максимумом функції для $r \approx \frac{a}{2}$. Незважаючи на особливості цієї функції, напруженість магнітного поля, створеного електроном у точці $r = 0$, для обох випадків є плавними функціями від радіуса КТ, які при великих a виходять на насичення. Для малих розмірів КТ напруженість магнітного поля за наявності іона домішки у декілька разів перевищує значення напруженості поля при відсутності донорного іона.

Ключові слова: квантова точка, донорна домішка, струм спінового магнітного моменту