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

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

УДК 535.34

ПЕРЕХОДИ ВАЖКОЇ ДІРКИ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ КВАНТОВИХ ТОЧКАХ І МОЖЛИВОСТІ ЇХ ВИКОРИСТАННЯ В НАНОЛАЗЕРІ

С. І. Покутній

Іллічівський навчально-науковий центр
Одеського національного університету ім. І.І. Мечникова
(вул. Данченка, 17а, Іллічівськ, Одеської обл., 68001;
e-mail: univer@ivt.ilyichevsk.odessa.ua)

Анотація

ПЕРЕХОДИ ВАЖКОЇ ДІРКИ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ КВАНТОВИХ ТОЧКАХ І МОЖЛИВОСТІ ЇХ ВИКОРИСТАННЯ В НАНОЛАЗЕРІ

С. І. Покутній

Приводиться теоретичний аналіз можливості використання переходів важкої дірки між еквідистантною серією рівнів у адіабатичному потенціалі електрона в напівпровідникових квантових точках у оптичному нанолазері.

Ключові слова: переходи важкої дірки, адіабатичний потенціал, квантові точки, нанолазер

Аннотация

ПЕРЕХОДЫ ТЯЖЕЛОЙ ДЫРКИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НАНОЛАЗЕРЕ

С. И. Покутний

Проводится теоретический анализ возможности использования переходов тяжелой дырки между эквидистантной серией уровней в адиабатическом потенциале электрона в полупроводниковых квантовых точках в оптическом нанолазере.

Ключевые слова: переходы тяжелой дырки, адиабатический потенциал, квантовые точки, нанолазер

© С. І. Покутній, 2004

Summary

HEAVY HOLE TRANSITIONS IN SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS AND THEIR POSSIBLE USE IN NANOLASER

S. I. Pokutnyi

We discuss energy spectrum of electron-hole pairs in a quasi-zero-dimensional system consisting of spherical semiconductor quantum dots placed in transparent dielectric matrice. We study theoretically the prospect of using hole transitions between equidistant series of quantum levels observed in quantum dots iv design of a nanoleser.

Keywords: transitions the heavy hole, adiabatic potential, quantum dots, nanolaser

Вступ

Квазінульвимірні системи, якими є напівпровідникові мікрокристали сферичної форми з розмірами $a \sim 1 — 10$ ***nm*** (так звані сферичні квантові точки (КТ)), вирощені в напівпровідникових (діелектричних) матрицях [1-7], привертають до себе увагу в зв'язку з їх нелінійними оптичними властивостями і прикладаннями в оптоелектроніці і в квантовій електроніці (зокрема, як нових матеріалів, перспективних для створення елементів, що керують оптичними сигналами в інжекційних напівпровідникових лазерах [1,8-12]).

Оптичні та електрооптичні властивості подібних гетерофазних систем у значній мірі визначаються енергетичним спектром просторово обмеженої електронно-діркової пари (екситона) [13-17]. Енергетичний спектр носіїв заряду в КТ, розпочинаючи з розмірів a порядка борівського радіуса електрона a_e і дірки a_h буде повністю дискретним [13,18-23].

Дискретність енергетичного спектра електронів і дірок в КТ використовується для створення оптичних нанолазерів та інших приладів з високою температурною стабільністю частоти генерації [1-3, 8-9]. Розміри КТ a повинні бути в діапазоні декількох nm, щоб енергетичні зазори, які виникають між квантоворозмірними рівнями електронів і дірок $\Delta E_{e(h)}$, були порядка декількох kT_0 при кімнатній температурі T_0 (де k — постійна Больцмана) [10-12].

У низькотемпературних ($T = 4,2K$) спектрах міжзонного поглинання світла КТ сульфіда кадмія, в області переходів на нижній рівень розмірного квантування електрона експериментально було виявлено структуру, що складалась із еквідистантної серії рівнів [4]. Вказана структура зумовлена квантуванням енергетичного спектра важкої дірки в адіабатичному потенціалі електрона в КТ.

У даній роботі приводиться теоретичний аналіз можливості використання переходів важкої дірки між еквідистантною серією рівнів у адіабатичному потенціалі електрона в КТ сульфіда кадмія в умовах експериментів [4] в оптичному нанолазері.

1. Спектр електронно-діркової пари в квантовій точці

У рамках адіабатичного наближення ($m_e << m_h$, де m_e і m_h — ефективні маси електрона і дірки в КТ), використовуючи тільки перший порядок теорії збурень на функціях нескінченно глибокої сферичної потенціальної ями, в роботах [14,16,17] було отримано спектр електронно-діркової пари

$$E^{t_h}_{n_{e,0}}\left(\overline{S}\right) = E_g + \frac{\pi^2 n_e^{\,2}}{\overline{S}^2} K \frac{m_h}{m_e} + \frac{1}{\overline{S}}\left(Z_{n_{e,0}} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right) + \lambda^{t_h}_{n_{e,0}}\left(\overline{S}\right), \quad (1)$$

у стані ($n_e, l_e = 0; t_h$) в КТ з діелектричною проникністю ε_2, яку оточено середовищем з діелектричною проникністю ε_1, причому діелектричні проникності КТ і середовища значно відрізняються (тобто $\varepsilon_1 << \varepsilon_2$). Припускалось також, що зони електронів і дірок мають параболічну форму. У формулі (1) n_e, t_h — головні квантові числа електрона і дірки, l_e — орбітальне квантове число електрона, $\overline{S} = \left(\overline{a} / a_h\right)$ — безрозмірний середній радіус КТ, $a_h = \left(\varepsilon_2 \hbar^2 / m_h e^2\right)$ та E_g — борівський радіус дірки і ширина забороненої зони в необмеженому напівпровіднику з ді-

електричною проникністю ε_2. Коефіцієнт $K = 0{,}67$ враховує дисперсію КТ за радіусами $\boldsymbol{a}$ [23]. Крім того, проведена в роботі [24] числова обробка результатів рентгенівських вимірювань з урахуванням дисперсії КТ за розмірами показала, що середнє за розподілом Лифшиця-Слезова [25] значення радіуса КТ $\bar{S} = (\bar{a}/a_h) = 0{,}86S$ (де $\boldsymbol{a}$ — значення радіуса КТ отримане у монодисперсному наближенні). Тут і далі енергію наведено в одиницях $Ry = \left(\hbar^2/2m_h a_h^2\right)$.

Спектр електронно-діркової пари (1) отримано для КТ, радіуси яких обмежені умовою

$$a_0 << a_h << \bar{a} \le a_e \qquad (2)$$

де $a_e = \left(\varepsilon_2 \hbar^2/m_e e^2\right)$ — борівський радіус електрона в напівпровіднику з діелектричною проникністю ε_2, a_0 — характерний розмір порядка міжатомного [26]. Умова (2) дозволяє розглядати рух електрона і дірки в КТ у наближенні ефективної маси.

У спектрі електронно-діркової пари (1), останній член описує спектр важкої дірки

$$\lambda^{t_h}_{n_e,0}\left(\bar{S}\right) = \frac{P_{n_e,0}}{\bar{S}} + \omega\left(\bar{S}, n_e\right)\left(t_h + \frac{3}{2}\right), \qquad (3)$$

яка здійснює осциляторні коливання з частотою [16,17]

$$\omega\left(\bar{S}, n_e\right) = 2{,}232\left[1 + \frac{2}{3}\pi^2 n_e^{\,2}\right]^{1/2}\bar{S}^{-3/2}, \qquad (4)$$

в адіабатичному потенціалі електрона в КТ. При цьому коефіцієнти $Z_{n_e,0}$ та $P_{n_e,0}$ визначаються так:

$$Z_{n_e,0} = 2\int_0^1 dx \sin^2\left(\pi n_e x\right)/\left(1 - x^2\right) \qquad (5)$$

$$P_{n_e,0} = 2Ci\left(2\pi n_e\right) - 2\ln\left(2\pi n_e\right) - 2\gamma + \left(\varepsilon_2/\varepsilon_1\right) - 1,$$

де $Ci(y)$ — інтегральний косинус, $\gamma = 0{,}577$ — стала Ейлера.

Слід відмітити, що спектр електронно-діркової пари $E^{t_h}_{n_e,0}\left(\bar{S}\right)$ в КТ, який описується формулами (1), (3)-(5), отримано в [14,16,17] для КТ з розмірами $\bar{S}$, що задовольняють умову (2) та нерівність

$$\bar{S}^{1/2} >> \left(t_h + \frac{3}{2}\right)\left[1 + \frac{2}{3}\pi^2 n_e^{\,2}\right]^{-1/2}, \qquad (6)$$

При цьому, спектр електронно-діркової пари $E^{t_h}_{n_e,0}\left(\bar{S}\right)$ (1), (3)-(5) в КТ можна застосувати тільки для слабко збуджених станів електронно-діркової пари ($n_e, l_e = 0; t_h$), для яких виконується нерівність

$$\left[E^{t_h}_{n_e,0}\left(\bar{S}\right) - E_g\right] << \Delta V_0\left(\bar{S}\right), \qquad (7)$$

де $\Delta V_0\left(\bar{S}\right)$ — глибина потенціальної ями для електронів у КТ; наприклад, у КТ сульфіда кадмія в області розмірів КТ $\bar{S}$ (2) величина $\Delta V_0 = (2{,}3 - 2{,}5)eV$ [27].

2. Теоретичний аналіз можливості використання переходів важкої дірки в оптичному нанолазері

В експериментальній роботі [4] досліджувались низькотемпературні ($T = 4{,}2K$) спектри міжзонного поглинання диспергованих у прозорій матриці силікатного скла (з діелектричною проникністю $\varepsilon_1 = 1{,}5$) КТ сульфіда кадмію (з діелектричною проникністю $\varepsilon_2 = 9{,}3$ [28]) розміром $\bar{a} \le a_e$. В області переходів на нижній рівень $\left(n_e = 1, l_e = 0\right)$ розмірного квантування електрона було виявлено структуру, що складалась із еквідистантної серії рівнів, відстань між якими (тобто величина розщеплення) $\Delta E(\bar{a}) \sim \bar{a}^{-3/2}$. Вказана структура зумовлена квантуванням енергетичного спектра важкої дірки в адіабатичному потенціалі електрона в КТ. Ефективні маси електрона і дірки в КТ сульфіда кадмію дорівнювали $m_e = 0{,}205m_0$ і $m_h = 5m_0$ [28] (тобто $m_e/m_h << 1$).

Із порівняння формули (4) (при $n_e = 1$) з експериментальною залежністю розщеплення $\Delta E(\bar{a}) = \omega(\bar{a}, n_e = 1)$ від розміру КТ $\bar{a}$, одержаною в [4], випливає що для КТ з радіусами $\bar{a} \le a_e$ величини розщеплення $\omega(\bar{a}, n_e = 1)$ (4) (при $a = 2nm$ $\bar{\omega} = 46{,}7meV$ і при $a = 3nm$ $\omega = 28{,}29meV$) добре узгоджуються з експериментальними даними [4], відрізняючись від останніх не більше ніж на 6% [16, 17].

Розглянемо питання про можливість використання переходів важкої дірки між еквідистантною серією рівнів $\lambda^{t_h}_{n_e,0}\left(\bar{S}\right)$ (3) в адіабатичному потенціалі в КТ сульфіда кадмія, в умовах експериментів [4], в оптичному нанолазері.

На рис. 1 зображена якісна діаграма оптичних переходів електрона і дірки в КТ сульфіда кадмія з радіусами $\bar{a}$, які задовольняють умови (2), (6). Для КТ з такими радіусами основний внесок у спектр електронно-діркової пари $E^{t_h}_{n_{e,0}}\left(\bar{S}\right)$ (1), (3)-(5) дає кінетична енергія електрона (другий член в (1)):

$$E_{n_e,l_e}\left(\bar{S}\right)=\frac{\varphi^{\,2}_{n_e,l_e}}{\bar{S}^2}\cdot\frac{m_h}{m_e}, \qquad (8)$$

(де φ_{n_e,l_e} — корені функції Бесселя $J_{l_e+1/2}\left(\varphi_{n_e,l_e}\right)=0$), а останні члени виступають лише як малі поправки [12]. Тому в першому наближенні будемо вважати, що переходи електрона з валентної зони E_V відбуваються на квантово розмірні рівні $E_{n_e,l_e}\left(\bar{S}\right)$ (8) зони провідності E_c КТ. Переходи важкої дірки $\left(m_e \ll m_h\right)$ в валентній зоні E_V КТ здійснюються між еквідистантними рівнями $\lambda^{t_h}_{n_{e,0}}\left(\bar{S}\right)$ (3), відстань між якими визначається формулою $\omega\left(\bar{S},n_e=1\right)$ (4). При цьому спектр важкої дірки, яка рухається в адіабатичному потенціалі електрона $\bar{U}^{n_{e,0,0}}\left(x,\bar{S}\right)$ (де $x=\left(r/\bar{a}\right)$, r — відстань дірки від центра КТ) в валентній зоні E_V КТ, описується виразом $\lambda^{t_h}_{n_{e,0}}\left(\bar{S}\right)$ (3) [16,17].

Приведемо принципіальну схему нанолазера, активну область якого складає масив КТ сульфіда кадмія, що вирощені в матриці борносилікатного скла в умовах експериментів [4]:

1) накачка: перехід дірки з рівня $\lambda^{t_h=0}_{n_e=1,\ l_e=0}\left(\bar{S}\right)$ (3) валентної зони E_V на електронний рівень $E_{n_e=1,\ l_e=0}\left(\bar{S}\right)$ (8) (стан $1s$) в зоні провідності E_c (на рис. 1 перехід 1). Енергія такого переходу дорівнює:

$$\nu_1\left(\bar{S}\right)=E_g+E_{1,0}\left(\bar{S}\right)+\lambda^{1}_{1,0}\left(\bar{S}\right) \qquad (9)$$

2) створення інверсної заселеності на дірковому рівні $\left|t_h=0\right\rangle$ шляхом переходу електрона з рівня $E_{1,0}\left(\bar{S}\right)$ (8) з переворотом спіна [29], на дірковий рівень $\lambda^{0}_{1,0}\left(\bar{S}\right)$ (3) (на рис. 1 перехід 2). Енергія такого переходу

$$\nu_2\left(\bar{S}\right)=E_g+E_{1,0}\left(\bar{S}\right)+\lambda^{\,0}_{1,0}\left(\bar{S}\right)$$

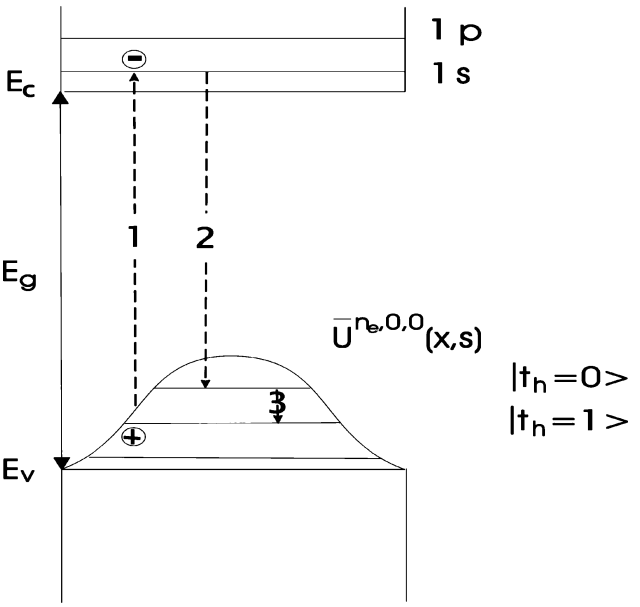

Рис.1. Діаграма оптичних переходів електрона і дірки в КТ сульфіда кадмію: $1s$ і $1p$ — стани електрона на енергетичних рівнях $E_{n_e,\,l_e}\left(\bar{a}\right)$ (8) в зоні провідності E_c; $\left|t_h=0\right\rangle$ і $\left|t_h=1\right\rangle$ — стани важкої дірки на рівнях $\lambda^{t_h}_{n_{e,0}}\left(\bar{a}\right)$ (3) в адіабатичному потенціалі електрона $\bar{U}^{n_{e,0,0}}\left(x,\bar{S}\right)$ [16,17] у валентній зоні E_V; перехід **1** — оптична накачка нанолазера; перехід **2** — створення інверсної заселеності на рівні $\left|t_h=0\right\rangle$; перехід **3** — робочий перехід нанолазера; E_g — ширина забороненої зони.

3) робочий перехід: перехід дірки в валентній зоні E_V КТ між еквідистантними рівнями $\left|t_h=0\right\rangle$ і $\left|t_h=1\right\rangle$ (на рис. 1 перехід 3). Енергія такого переходу визначається формулою (4):

$$\Delta E_h\left(\bar{a}\right)=\omega\ \left(\bar{a},n_e=1\right) \qquad (10)$$

В умовах експериментів [4] для КТ радіусом ***a = 2 nm*** при азотній температурі ***(T_1 = 77K)*** відстань між електронними рівнями ($n_e=1,l_e=1$) (1***p***-стан) і ($n_e=1,l_e=0$) (1***s***-стан), згідно формули (8), дорівнює:

$$\Delta E_e\left(\bar{a}\right)=E_{1,1}\left(\bar{a}\right)-E_{1,0}\left(\bar{a}\right)=$$
$$=\frac{\left(\varphi^2_{1,1}-\pi^2\right)}{\bar{S}^2}\cdot\frac{m_h}{m_e}Ry\simeq 480\ \ meV$$

(де $\varphi_{1,1}=4{,}493$ [30]). При цьому відстань між рівнями дірки $\Delta E_h\left(\bar{a}\right)$ (10), яка дорівнює $\Delta E_h\simeq 47\ \ meV$, в декілька разів

($(\Delta E_e / kT_1)$, $(\Delta E_h / kT_1) \geq 8$) перевищує величину kT_1.

У такому оптичному нанолазері, активну область якого складає масив КТ сульфіда кадмія з середнім радіусом $\bar{a} = 2\ nm$, величина оптичної накачки $\nu_1 \simeq 3{,}11 eV$ (9) відповідає видимому діапазону спектра, а робочий перехід $\Delta E_h \simeq 47\ meV$ (10) знаходиться в інфрачервоній області спектра.

Таким чином, залежність енергії робочого переходу оптичного нанолазера $\Delta E_h(\bar{a})$, яка визначалась формулами (4) і (10), від радіуса $\bar{a}$ КТ дозволяє змінювати величину енергії робочого переходу в широкому діапазоні в інфрачервоній області спектра.

Список літератури

1. Litovchenko V.G.// Thin Sol. Films. — 1976. — **36**, № 1. — P. 205-215.
2. Зуев В.А., Корбутяк Д.В., Курик М.В., Литовченко В.Г.// Письма в ЖЭТФ. — 1977. — **26**, № 6. — С. 455-459.
3. Литовченко В.Г. Основы физики полупроводниковых слоистых систем. — Киев: Наукова Думка, 1980.
4. Екимов А.И., Онущенко А.А., Эфрос А.Л.// Письма в ЖЭТФ. — 1986. — **43**, № 6. — С. 292-294.
5. Кулиш Н.Р., Кунец В.П., Лисица М.П.// УФЖ. — 1990. — **35**, № 12. — С. 1817-1821.
6. Кулиш Н.Р., Кунец В.П., Лисица М.П.// УФЖ. — 1992. — **37**, № 8. — С. 1141-1146.
7. Кулиш Н.Р., Кунец В.П., Лисица М.П.// УФЖ. — 1993. — **38**, № 11. — С. 1667-1672.
8. Добровольский В.Н., Литовченко В.Г. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников. — Киев: Наукова Думка, 1985.
9. Litovchenko V.G., Sarikov A.V., Korbutyak D.V.// Phys. Low — Dim. Struct. — 2002. — № 1/2. — P. 161-169.
10. Ткач Н.В. Квазічастинки у наногетеросистемах. Квантові точки та дроти. — Чернівці: Чернівецький національний університет, 2003.
11. Блонский И.В.// Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. — 2003. — **1**, № 1 — С. 619-662.
12. Покутний С.И. Теория экситонов в квазинульмерных полупроводниковых системах. — Одесса: Астропринт, 2003.
13. Ефремов Н.А., Покутний С.И.// ФТТ. — 1985. — **27**, № 1. — С. 48-56.
14. Ефремов Н.А., Покутний С.И.// ФТТ. — 1990. — **32**, № 6. — С. 1637-1643.
15. Ткач Н.В., Головацький В.А.// ФТТ. — 1990. — **32**, № 8. — С. 2512-2513.
16. Покутний С.И.// ФТП. — 1991. — **25**, № 4. — С. 628-632.
17. Pokutnyi S.I.// Phys. Lett.A. — 1992. — **168**, № 5,6. — P.433-436.
18. Ефремов Н.А., Покутний С.И.// ФТТ. — 1990. — **32**, № 10. — С. 2921-2930.
19. Ефремов Н.А., Покутний С.И.// ФТТ. — 1991. — **33**, № 10. — С. 2845-2851.
20. Pokutnyi S.I.// Phys. Stat. Sol. (b). — 1991. — **165**, № 1. — P.109-118.
21. Pokutnyi S.I.// Phys. Stat. Sol. (b). — 1992. — **172**, № 2. — P.573-582.
22. Покутний С.И.// ФТТ. — 1993. — **35**, № 2. — С. 257-264.
23. Покутний С.И.// ФТП. — 1997. — **31**, № 12. — С. 1443-1448.
24. Эфрос Ал. Л., Эфрос А.Л.// ФТП. — 1982. — **16**, № 7. — С. 1209-1214.
25. Екимов А.И., Онущенко А.А., Райх М.Э.// ЖЭТФ. — 1986. — **90**, № 5. — С.1795-1807.
26. Лифшиц И.М., Слезов В.В.// ЖЭТФ. — 1958. — **35**, № 2. — С. 479-481.
27. Грабовскис В., Дзенис Я., Екимов А.// ФТТ. — 1989. — **31**, № 1. — С.272-275.
28. Гавриленко В.И., Грехов А.М., Корбутяк Д.В., Литовченко В.Г. Оптические свойства полупроводников. Справочник. — Киев: Наукова Думка, 1987.
29. Богданкевич О.В., Дарзнек С.А., Елисеев П.Г. Полупроводниковые лазеры. — М.: Наука, 1976.
30. Давыдов А.С. Квантовая механика. — М.: Наука, 1973.