

ЕКСИТОННИЙ СПЕКТР МАСИВУ ШЕСТИГРАННИХ НАНОТРУБОК З ВРАХУВАННЯМ ЕКСИТОН-ФОНОННОЇ ВЗАЄМОДІЇ

Маханець О., Довганюк М., Цюпак Н.

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,
e-mail: ktf@chnu.edu.ua

Інтенсивний розвиток нанотехнологій вже сьогодні дає можливість експериментально створювати нові наносистеми з чіткими геометричними формами. Зокрема, в серії робіт [1-5] автори методом металоорганічної епітаксії експериментально отримали масиви шестигранних нанодротин і нанотрубок та дослідили спектри випромінювання у таких системах.

На основі простої моделі у одній із цих робіт [5] низькоенергетичний пік фотолюмінісценції було ідентифіковано з основним екситонним станом, однак інші особливості експериментального спектру (зокрема положення максимуму високоенергетичного піка та співвідношення між інтенсивностями обох піків) не знайшли теоретичного пояснення.

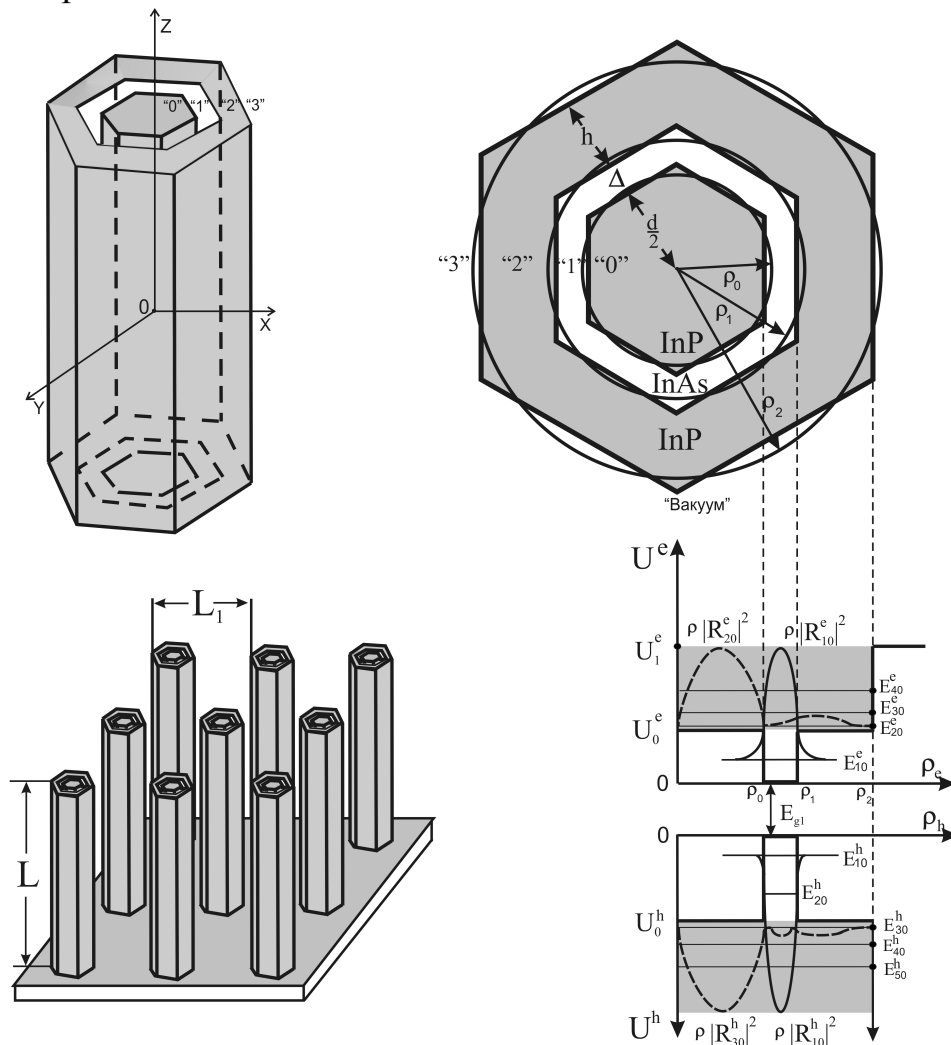


Рис.1. Геометричні та енергетичні схеми системи

Наскільки відомо, послідовної теорії екситонів у кількешарових шестигранних напівпровідникових нанотрубках, тим більше у масивах таких трубок, поки що немає взагалі. То ж відсутня і теорія взаємодії екситона з фононами, як однією з головних дисипативних підсистем будь-якої наносистеми. Тому метою роботи є розробка теорії екситонного спектра масиву шестигранних нанотрубок (рис.1.) з урахуванням взаємодії екситонів з обмеженими та інтерфейсними фононами на основі моделі ефективних мас і прямокутних потенціалів для екситонних електрона і дірки, та моделі діелектричного континууму для поляризаційних фононів

$$\epsilon(\vec{r}) = \begin{cases} \epsilon_0, \\ \epsilon_1, \\ \epsilon_2 = \epsilon_0, \\ \epsilon_3 = 1, \end{cases} \quad \mu^{(e,h)}(\vec{r}) = \begin{cases} \mu_0^{(e,h)}, \\ \mu_1^{(e,h)}, \\ \mu_2^{(e,h)} = \mu_0^{(e,h)}, \\ \mu_3^e = m_0, \end{cases} \quad U^{(e,h)}(\vec{r}) = \begin{cases} U_0^{(e,h)}, & \text{"0"}, \\ U_1^{(e,h)} = 0, & \text{"1"}, \\ U_2^{(e,h)} = U_0^{(e,h)}, & \text{"2"}, \\ U_3^e, U_3^h = \infty, & \text{"3"}. \end{cases} \quad (1)$$

Розвинута теорія дозволяє ідентифікувати положення обох експериментально виявлених піків у шкалі енергій, а також пояснює співвідношення їх інтенсивностей та дає можливість вивчити еволюцію спектральних параметрів екситона зі зміною товщини шестигранної нанотрубки.

У результаті врахування всіх механізмів взаємодії квазічастинок між собою і з фононами спектр екситонних енергій має вигляд

$$E_{n_{\rho}^e m^e}^{n_{\rho}^h m^h} = E_{g_1} + E_{n_{\rho}^e m^e} + E_{n_{\rho}^h m^h} + \delta E_{n_{\rho}^h m^h}^{n_{\rho}^e m^e} + \Delta_{n_{\rho}^e m^e}^{e-L} + \Delta_{n_{\rho}^h m^h}^{h-L} + \Delta_{n_{\rho}^e m^e}^{e-I} + \Delta_{n_{\rho}^h m^h}^{h-I}, \quad (2)$$

де $E_{n_{\rho}^e m^e} \left(E_{n_{\rho}^h m^h} \right)$ – енергії невзаємодіючих електрона та дірки, $\delta E_{n_{\rho}^h m^h}^{n_{\rho}^e m^e}$ – енергія взаємодії електрон-діркової взаємодії, $\Delta_{n_{\rho}^e m^e}^{e-L,I}, \Delta_{n_{\rho}^h m^h}^{h-L,I}$ – зміщення енергетичних рівнів внаслідок взаємодії квазічастинок з фононною підсистемою.

У роботі виконано також оцінку інтенсивностей міжзонних оптичних квантових переходів [6]

$$I_{n_{\rho}^h m^h k^h}^{n_{\rho}^e m^e k^e} \sim \left| \int_0^{\bar{\rho}_2} R_{n_{\rho}^e m^e k^e}^{(I,II)}(\rho) R_{n_{\rho}^h m^h k^h}^{(I,II)}(\rho) \rho d\rho \right|^2. \quad (3)$$

Всі числові розрахунки проводилися для масиву нанотрубок InP/InAs/InP. Установлено, що властивості екситонного спектра шестигранних нанотрубок InAs у середовищі InP, в основному, зумовлені залежностями розмірно квантованих енергій електрона і дірки, що утворюють екситон від геометричних параметрів наносистеми.

Показано, що в масиві експериментально досліджених шестигранних нанотрубок енергії взаємодії електрона і дірки не перевищують 10 MeV, а

зміщення екситонних рівнів за рахунок взаємодії з поляризаційними фононами мають такий же порядок величин, хоча енергія основного стану (E_{10}^{10}) перенормується, в основному, інтерфейсними фононами, а збудженого (E_{30}^{20}) – обмеженими поляризаційними фононами внутрішнього середовища (InP) системи.

Установлено, що як за положенням у шкалі енергій, так і за величинами інтенсивностей квантових переходів, два експериментально виявлені піки у спектрі випромінювання з енергіями E_1 і E_2 відповідають екситонним станам з енергіями E_{10}^{10} і E_{30}^{20} .

[1] Mohan P. Realization of conductive InAs nanotubes based on lattice-mismatched InP/InAs core-shell nanowires / P. Mohan, J.Motohisa, T.Fukui // Appl.Phys.Lett. – 2006. – V. 88. – p.013110-013115.

[2] Noborisaka J. Catalyst-free growth of GaAs nanowires by selective-area metalorganic vapor-phase epitaxy / J. Noborisaka, J.Motohisa, T.Fukui //Appl.Phys.Lett. – 2005 . – V. 86. – p. 1222-1228.

[3] Tomioka K. Crystallographic Structure of InAs Nanowires Studied by Transmission Electron Microscopy / K. Tomioka, J. Motohisa, S. Hara et al.// Jpn. J. Appl. Phys. – 2007. – V.46. - p.1102-1104.

[4] Hashimoto S. Formation of InP and InGaAs Air-Hole Arrays on InP(111) Substrates by Selective-Area Metal–Organic Vapor Phase Epitaxy / S. Hashimoto, J. Takeda, A. Tarumi et al.// Jpn. J. Appl. Phys. - 2008 . – V.47. - p. 3354-3358.

[5] Mohan P. Fabrication of InP/InAs/InP core-multishell heterostructure nanowires by selective area metalorganic vapor phase epitaxy / P. Mohan, J. Motohisa, T. Fukui// Appl. Phys. Lett. – 2006. -. V.88. – p. 133105-133118.

[6] John H. D. The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction / H. D. John // Cambridge University Press, New York. - 1998.- p.438 .