



Гнідко І.С.

Гнідко І.С.²

Маханець О.М., доктор фіз.-мат. наук^{1,2}

¹Інститут термоелектрики НАН та МОН України,
вул. Науки, 1, Чернівці, 58029, Україна;

²Чернівецький національний університет імені
Юрія Федьковича,
вул. Коцюбинського 2, Чернівці, 58012, Україна



Маханець О.М.

ОСОБЛИВОСТІ ПЕРЕНОРМУВАННЯ ЕЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА ОБМЕЖЕНИМИ ФОНОНАМИ У НАПІВПРОВІДНИКОВІЙ НАНОСТРУКТУРІ КВАНТОВА ТОЧКА-КВАНТОВЕ КІЛЬЦЕ

У моделі ефективних мас і прямокутних потенціальних енергій для електрона та моделі діелектричного континууму для фононів побудовано теорію перенормування електронного енергетичного спектра взаємодією із обмеженими фононами у напівпровідниковій (GaAs/Al_xGa_{1-x}As) наноструктурі квантова точка – квантове кільце. Перенормований енергетичний спектр знаходився з використанням методу функцій Гріна шляхом розв'язування рівняння Дайсона. Проаналізовано залежності парціальних та повного зсувів основного енергетичного електронного рівня у довгохвильову область спектра від геометричних параметрів напівпровідникової наноструктури. Розглянуто вплив зсувів основного енергетичного електронного рівня на ефективність термоелектричних матеріалів. Бібл. 40, рис. 2.

Ключові слова: квантова точка, квантове кільце, електрон, фонон, енергетичний спектр, термоелектричний матеріал.

Вступ

На даний час експериментальні можливості створення різноманітних напівпровідникових наноструктур дозволяють вченим вирощувати цілі впорядковані масиви концентричних простих та подвійних квантових кілець з аксіальною симетрією та досліджувати спектри люмінесценції в них [1–3].

Унікальні властивості квазічастинок (електронів, дірок, екситонів...) у таких наноструктурах, що проявляються при їхній взаємодії між собою та зовнішніми електричним та магнітним полями, дозволяють використовувати їх у приладах сучасної наноелектроніки: напівпровідникових лазери [4], фотодетектори [5], елементарні кубіти квантових комп'ютерів [6].

Теоретичні моделі розрахунку спектрів, хвильових функцій основних квазічастинок та інтенсивностей внутрішньозонних та міжзонних оптичних квантових переходів у таких структурах також інтенсивно розвиваються і удосконалюються.

У працях [7, 8] автори дослідили залежність енергетичного спектра електрона у простому циліндричному напівпровідниковому квантовому кільці від напруженості однорідного електричного поля, що направлена перпендикулярно до аксіальної осі кільця. Вони показали, що

ці залежності для певного діапазону зміни напруженості електричного поля різні і визначаються співвідношенням між внутрішнім та зовнішнім радіусами кілець. Зокрема у відповідних залежностях може спостерігатися антикросінг енергетичних рівнів.

У працях [9–12] автори теоретично досліджували вплив електричного та магнітного полів на енергетичний спектр, хвильові функції та інтенсивності внутрішньозонних квантових переходів електрона у подвійних квантових нанокільцях на основі напівпровідників $GaAs / Al_xGa_{1-x}As$. Стационарне рівняння Шредінгера для квазічастинки за наявності магнітного поля розв'язується аналітично точно, а хвильова функція одержується у вигляді суперпозиції конфлюентних гіпергеометричних функцій і узагальнених поліномів Лагерра. У випадку електричного поля це рівняння точно не розв'язується. Тому спектр електрона, що взаємодіє з електричним полем знаходився методом розкладу невідомої хвильової функції електрона за повним ортонормованим набором хвильових функцій квазічастинки у наносистемі без поля і розв'язування отриманого секулярного рівняння. Автори показали, що у залежності від значення індукції магнітного (B), напруженості електричного (F) полів та співвідношенням між товщинами нанокілець, електрон у всіх станах може локалізуватись або у внутрішньому, або ж у зовнішньому кільці. При цьому у відповідних залежностях енергетичних рівнів від F чи B спостерігаються антикросінги енергетичних рівнів, а в залежностях сил осциляторів яскраво виражені максимуми та мінімуми інтенсивностей відповідних переходів. Автори встановили, що причиною такої поведінки є зміна локалізації електрона у просторі двох нанокілець у різних квантових станах зі зміною напруженості електричного чи індукції магнітного полів.

Екситонні та поляронні ефекти у нанокільцях вивчалися у працях [13, 14]. Розрахунки, проведені авторами показали, що використовуючи електричне та магнітне поля, можна цілеспрямовано керувати розташуванням електрона у системі подвійних нанокілець. Енергія основного стану полярону нелінійно зменшується зі збільшенням напруженості електричного поля, а в цілому прикладання електричного та магнітного полів призводить до підсилення електрон-фононої взаємодії.

Відомо що електрон-фононна взаємодія є важливим фактором у визначенні ефективності термоелектричних матеріалів [15–17]. Сильна електрон-фононна взаємодія може погіршувати коефіцієнт Зеєбека через зростання розсіювання електронів, але в певних матеріалах це може сприяти покращенню коефіцієнта термоЕРС завдяки локалізованим ефектам – квантовим точкам. Квантові точки здатні ефективно розсіювати низькочастотні фоони, це дозволяє досягти оптимального зменшення теплопровідності без істотного впливу на електропровідність [18–21]. Тому актуальним являється оптимізація цієї взаємодії шляхом зниження теплопровідності та підтримання високої електропровідності, що є ключем до створення високоефективних термоелектричних перетворювачів, в тому числі джерел електрики та високочутливих сенсорів.

У даній роботі буде теоретично досліджено вплив обмежених фононів на енергетичний спектр електрона у напівпровідниковій наноструктурі квантова точка – квантове кільце.

1. Теорія перенормування електронного спектра взаємодією із обмеженими фононами у наноструктурі квантова точка – квантове кільце

Можливості впливу на електронну і фононну підсистеми нових термоелектричних структур ще одним параметром – розміром – значно розширює шляхи покращення термоелектричної добротності. На даний момент розглядаються два нових напрямки. У першому

напрямку намагаються досягнути поступу у конструкції і вирішенні надграток, а в другому отримувати впорядковані структури меншої розмірності (одномірні квантові дроти і 0-мірні квантові точки). Застосування низькорозмірних матеріалів для підвищення термоелектричної ефективності отримало більше можливостей за рахунок використання трьох концепцій: енергетичне дроселювання носіїв на бар'єрах; "carrier-rocket" інженерія; перехід від напівметалу до напівпровідника. Зазначимо, що всі ці концепції і стратегії в даний час використовуються для підвищення ефективності наноструктурованих термоелектричних матеріалів при фундаментальних і прикладних дослідженнях у цій області. Зупинимося на аналізі технології "carrier-rocket" [22]. Її суть полягає в розробці структури надгратки таким чином, щоб один тип носія був квантово обмежений в області квантової ями і інший тип носія того ж знаку – в області бар'єру. Цю концепцію було введено для випадку Γ -точки електронів квантових ям $GaAs$ та для X -точки електронів бар'єрів $AlAs$ [23] у надгратках квантових ям $GaAs/AlAs$ [22].

Далі у роботі досліджується спрощена задача, наноструктура, що складається із циліндричної напівпровідникової квантової точки (квантова яма, середовище $GaAs$), яка через скінченний потенціальний бар'єр (середовище $Al_xGa_{1-x}As$) тунельно-зв'язана із коаксіальним циліндричним нанокільцем (квантова яма, середовище $GaAs$). Висота наноструктури – L . Поперечний переріз площиною $z=0$ та схему потенціальних енергій електрона такої наноструктури зображено на рис. 1.

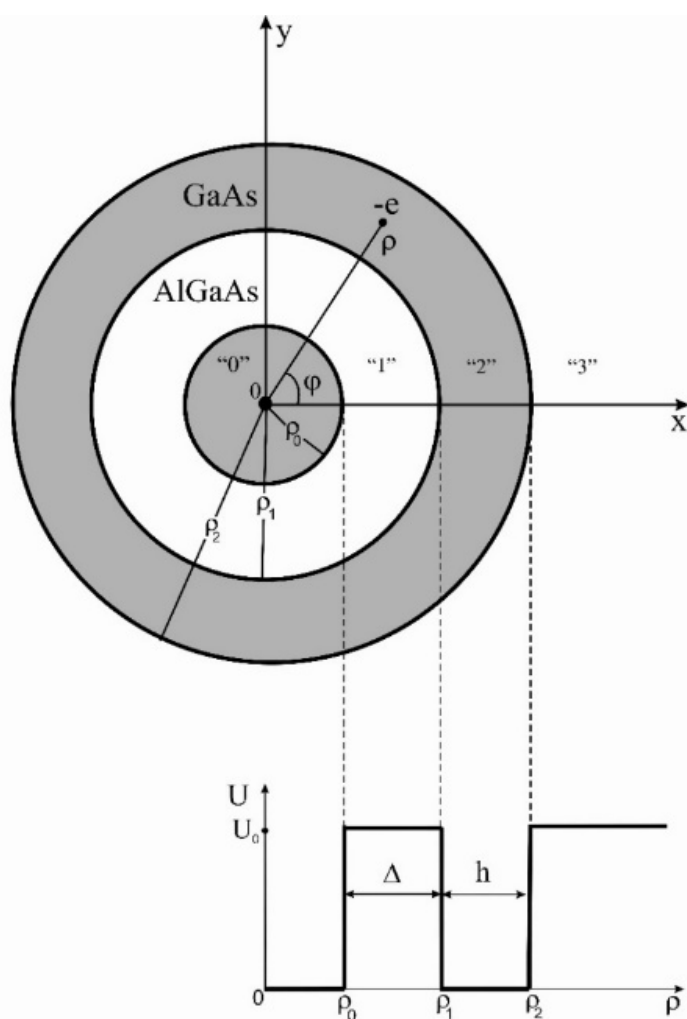


Рис. 1. Геометрична та енергетична схеми наноструктури.

З міркувань симетрії усі подальші розрахунки виконуються у циліндричній системі координат з віссю Oz вздовж аксіальної осі наноструктури.

Оскільки сталі ґраток і діелектричні проникності напівпровідникових елементів наноструктури мало відрізняються між собою, то для розрахунку спектрів і хвильових функцій електрона використовується модель ефективних мас і прямокутних потенціальних енергій, а для опису фононної підсистеми – модель діелектричного континууму. Тому уважатимемо ефективні маси, потенціальні енергії та діелектричні проникності відомими у всіх областях досліджуваної наноструктури:

$$\mu^{(e)}(\vec{r}) = \begin{cases} \mu_0^{(e)}, & 0 \leq \rho \leq \rho_0, \quad \rho_1 \leq \rho \leq \rho_2 \\ \mu_1^{(e)}, & \rho_0 < \rho < \rho_1, \quad \rho > \rho_2 \end{cases}, \quad (1)$$

$$U^{(e)}(\rho) = \begin{cases} U_0^{(e)}, & \rho_0 \leq \rho \leq \rho_1, \quad \rho > \rho_2 \\ 0, & 0 < \rho < \rho_0, \quad \rho_1 < \rho \leq \rho_2 \end{cases}, \quad \varepsilon(\omega) = \begin{cases} \varepsilon_0(\omega), & 0 < \rho < \rho_0, \quad \rho_1 < \rho \leq \rho_2 \\ \varepsilon_1(\omega), & \rho_0 \leq \rho \leq \rho_1, \quad \rho > \rho_2 \end{cases}. \quad (2)$$

Методику знаходження енергетичного спектра ($E_{n_p m}^e$) та хвильових функцій електрона ($\Psi_{n_p m}(\vec{r}_e)$) детально розглянуто у праці [24], тому надалі уважатимемо їх відомими. Тут n_p та m – радіальне та магнітне квантові числа відповідно.

Потенціали поля поляризації обмежених фононів у досліджуваній наноструктурі шукаються у моделі діелектричного континууму згідно із загальною теорією [25]. Вирази для них у зображенні вторинного квантування за фононними змінними достатньо громіздкі, тому поки що ми їх не приводитимемо.

Тепер повний гамільтоніан електрон-фононної системи має вигляд:

$$\hat{H}(\vec{r}_e) = \hat{H}_e(\vec{r}_e) + \hat{H}_{e-L}(\vec{r}_e) + \hat{H}_L. \quad (3)$$

Тут $\hat{H}_e(\vec{r}_e)$ – гамільтоніан електрона у координатних змінних, \hat{H}_L – гамільтоніан обмежених фононів, який вже одержаний у зображенні вторинного квантування за своїми змінними, $\hat{H}_{e-L}(\vec{r}_e)$ – гамільтоніан взаємодії електрона з обмеженими фононами.

Перехід до зображень чисел заповнення за електронними змінними здійснюється згідно із загальною теорією на квантованих хвильових функціях:

$$\begin{aligned} \hat{\Psi}_{n_p m}(\vec{r}_e) &= \sum_{n_p m k} \Psi_{n_p m}(\vec{r}_e) \hat{a}_{n_p m}, \\ \hat{\Psi}_{n_p m}^+(\vec{r}_e) &= \sum_{n_p m k} \Psi_{n_p m}^*(\vec{r}_e) \hat{a}_{n_p m}^+, \end{aligned} \quad (4)$$

де $a_{n_p m}, a_{n_p m}^+$ – ферміївські оператори знищення та народження електронних станів.

Тоді гамільтоніан електронів і електрон-фононної взаємодії у зображенні вторинного квантування за всіма змінними матиме вигляд

$$\hat{H}_e = \int \Psi_{n_p m}^+(\vec{r}_e) (\hat{H}_e(\vec{r}_e) + \hat{H}_{e-L}(\vec{r}_e)) \Psi_{n_p m}(\vec{r}_e) d^3\vec{r}_e = \hat{H}_e + \hat{H}_{e-L}. \quad (5)$$

Тут

$$\hat{H}_e = \sum_{n_p m} E_{n_p m}^e a_{n_p m}^+ a_{n_p m} \quad (6)$$

– електронний гамільтоніан у зображенні вторинного квантування в діагональному вигляді,

$$\begin{aligned} \widehat{H}_{e-L} = & \sum_{p=0}^3 \sum_{q_s p} \sum_{m m_1} \sum_{n_{p_1} n_{p_2}} F_{n_{p_1} m_1}^{n_{p_2} m_1+m}(m, q, k_{s_p}) \times \\ & \times \widehat{a}_{n_{p_1} m_1 q}^+ \widehat{a}_{n_{p_2} m_1+m} \left(\widehat{b}_{m q_s p}^+ + \widehat{b}_{-m-q_s p} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

– гамільтоніан взаємодії електрона з обмеженими L – фононами з функціями зв'язку

$$\begin{aligned} F_{n_{p_1} m_1}^{n_{p_2} m_1+m}(m, q, k_{s_0}) = & \sqrt{\frac{2e^2 \Omega_{L0}}{L} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty 0}} - \frac{1}{\varepsilon_{00}} \right)} \frac{1}{\rho_0 \sqrt{k_{s_0}^2 + q^2}} \frac{1}{|J_{m+1}(k_{s_0} \rho_0)|} \times \\ & \times \int_0^{\rho_0} R_{n_{p_1} m_1 q}^{(0)*}(\rho) R_{n_{p_2} m_1+m}^{(0)}(\rho) J_m(k_{s_0} \rho) \rho d\rho \end{aligned} \quad (8)$$

– при взаємодії з фононами квантової точки;

$$\begin{aligned} F_{n_{p_1} m_1}^{n_{p_2} m_1+m}(m, q, k_{s_1}) = & \sqrt{\frac{2e^2 \Omega_{L1}}{L} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty 1}} - \frac{1}{\varepsilon_{01}} \right)} \frac{\pi}{2} \frac{k_{s_1}}{\sqrt{k_{s_1}^2 + q^2}} \times \left[\frac{1}{N_m^2(k_{s_1} \rho_1)} - \frac{1}{N_m^2(k_{s_1} \rho_0)} \right]^{-1/2} \times, \\ & \times \int_{\rho_0}^{\rho_1} R_{n_{p_1} m_1 q}^{(1)*}(\rho) R_{n_{p_2} m_1+m}^{(1)}(\rho) \left[J_m(k_{s_1} \rho) - \frac{J_m(k_{s_1} \rho_0)}{N_m(k_{s_1} \rho_0)} N_m(k_{s_1} \rho) \right] \rho d\rho \end{aligned} \quad (9)$$

- при взаємодії з фононами шару-бар'єру;

$$\begin{aligned} F_{n_{p_1} m_1 k}^{n_{p_2} m_1+m}(m, q, k_{s_2}) = & \sqrt{\frac{2e^2 \Omega_{L0}}{L} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty 0}} - \frac{1}{\varepsilon_{00}} \right)} \frac{\pi}{2} \frac{k_{s_2}}{\sqrt{k_{s_2}^2 + q^2}} \times \left[\frac{1}{N_m^2(k_{s_2} \rho_2)} - \frac{1}{N_m^2(k_{s_2} \rho_1)} \right]^{-1/2} \times, \\ & \times \int_{\rho_1}^{\rho_2} R_{n_{p_1} m_1 q}^{(2)*}(\rho) R_{n_{p_2} m_1+m}^{(2)}(\rho) \left[J_m(k_{s_2} \rho) - \frac{J_m(k_{s_2} \rho_1)}{N_m(k_{s_2} \rho_1)} N_m(k_{s_2} \rho) \right] \rho d\rho \end{aligned} \quad (10)$$

- при взаємодії з фононами квантового кільця;

$$\begin{aligned} F_{n_{p_1} m_1}^{n_{p_2} m_1+m}(m, q, k_{s_3}) = & \sqrt{\frac{2e^2 \Omega_{L1}}{L} \left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty 1}} - \frac{1}{\varepsilon_{01}} \right)} \frac{1}{\rho_2 \sqrt{k_{s_3}^2 + q^2}} \frac{1}{|N_{m+1}(k_{s_3} \rho_2)|} \times \\ & \times \int_{\rho_2}^{\infty} R_{n_{p_1} m_1 q}^{(3)*}(\rho) R_{n_{p_2} m_1+m}^{(3)}(\rho) N_m(k_{s_3} \rho) \rho d\rho \end{aligned} \quad (11)$$

– при взаємодії з фононами зовнішнього середовища; J_m , N_m – функції Бесселя цілого порядку; $R_{n_p m}(\rho)$ – відомі радіальні електронні функції.

Низькочастотні (ε_0) та високочастотні (ε_{∞}) діелектричні проникності, а також енергії обмежених фононів (Ω_L) відомі і подані у таблиці 1.

Перенормовані фононами енергії електрона ($\tilde{E}_{n_p m}^{(e)}$) визначаються з дисперсійних рівнянь

$$\omega - E_{n_p m}^{(e)} - M_{n_p m}^{(e)}(\omega) = 0, \quad (12)$$

де $M_{n_p m}^{(e)}$ – масовий оператор, що пов'язаний із поданими вище функціями зв'язку через функцію Гріна рівнянням Дайсона

$$M_{n_p m}^{(e)}(k, \omega) = \sum_{p=0}^3 \sum_{s_p q m} \sum_{n_{p1} m_1} \frac{|F_{n_p m}^{n_{p1} m_1+m}(m, q, k_{s_p})|^2}{\omega - E_{n_{p1} m_1}^{(e)}(q) - \Omega_{L_p}}. \quad (13)$$

Ці енергії для зручності доцільно подати через енергію $E_{n_p m}^{(e)}$ і повний зсув відповідного електронного енергетичного рівня (Δ)

$$\tilde{E}_{n_p m}^{(e)} = E_{n_p m}^{(e)} + \Delta_{n_p m}^{(e)}. \quad (14)$$

Розрахунок і аналіз парціальних та відповідного повного зсувів основного електронного рівня виконувався числовими методами для наноструктури, основою якої є напівпровідники $GaAs / Al_{0.4}Ga_{0.6}As$. Матеріальні параметри відповідних напівпровідників подано у таблиці 1.

2. Аналіз та обговорення результатів

Враховуючи слабкість взаємодії електрона з фононами повний зсув основного електронного рівня доцільно подати у вигляді суми відповідних парціальних зсувів.

Зауважимо, що оскільки взаємодія електрона з фононами досліджується при $T=0$, то основний рівень квазічастинки зміщується лише в довгохвильову область, а відповідні зсуви від'ємні.

Таблиця 1

$GaAs$	$Al_x Ga_{1-x} As$
$\mu_0^{(e)} = 0.063m_0$	$\mu_1^{(e)} = (0.063 + 0.083x)m_0$
$U_0^{(e)} = 0.57(1.155x + 0.37x^2) eV$	
$\epsilon_{\infty 0} = 10.89$	$\epsilon_{01} = 10.89 - 2.73x$
$\epsilon_{\infty 0} = 12.9$	$\epsilon_{01} = 12.9 - 2.84x$
$\Omega_{L_0} = 35 meV$	$\Omega_{L_1} = 35 + 1.83x + 17.12x^2 - 5.11x^3$

На рис. 2 зображено залежність парціальних зсувів основного електронного рівня, зумовлених взаємодією з обмеженими фононами квантової точки $\Delta_{L_0}^e$ (рис. 2. a), шару – бар'єру $\Delta_{L_1}^e$ (рис. 2 b), квантового кільця $\Delta_{L_2}^e$ (рис. 2 c) та відповідного повного зсуву Δ_L^e (рис. 2 d) від радіуса (ρ_0) квантової точки при $x=0.4$, фіксованих товщинах шару – бар'єра $\Delta = 4a_{GaAs}$, квантового кільця $h = 4 nm$. Для зручності величини зсувів подаються у безрозмірних одиницях відносно енергії поздовжніх оптичних фононів (Ω_{L_0}) кристалу $GaAs$.

З рис. 2 a–c видно, що зсув основного електронного рівня формується обмеженими фононами усіх середовищ через внутрішньозонну взаємодію ($\Delta_{L_0}^e(10), \Delta_{L_1}^e(10), \Delta_{L_2}^e(10)$) та кінематичну взаємодію з енергетичними рівнями з більшими значеннями квантових чисел n_p і m через обмежені фонони. Внесок внутрішньозонної взаємодії з обмеженими фононами квантової точки ($\Delta_{L_0}^e(10)$) в абсолютну величину $\Delta_{L_0}^e$ за малих радіусів ρ_0 також малий, але повільно зростає зі збільшенням ρ_0 . Починаючи з $\rho_0 \approx 5a_{GaAs}$ він спочатку швидко збільшується, досягаючи максимуму при $\rho_0 \approx 13a_{GaAs}$, а потім повільно зменшується (рис. 2 a).

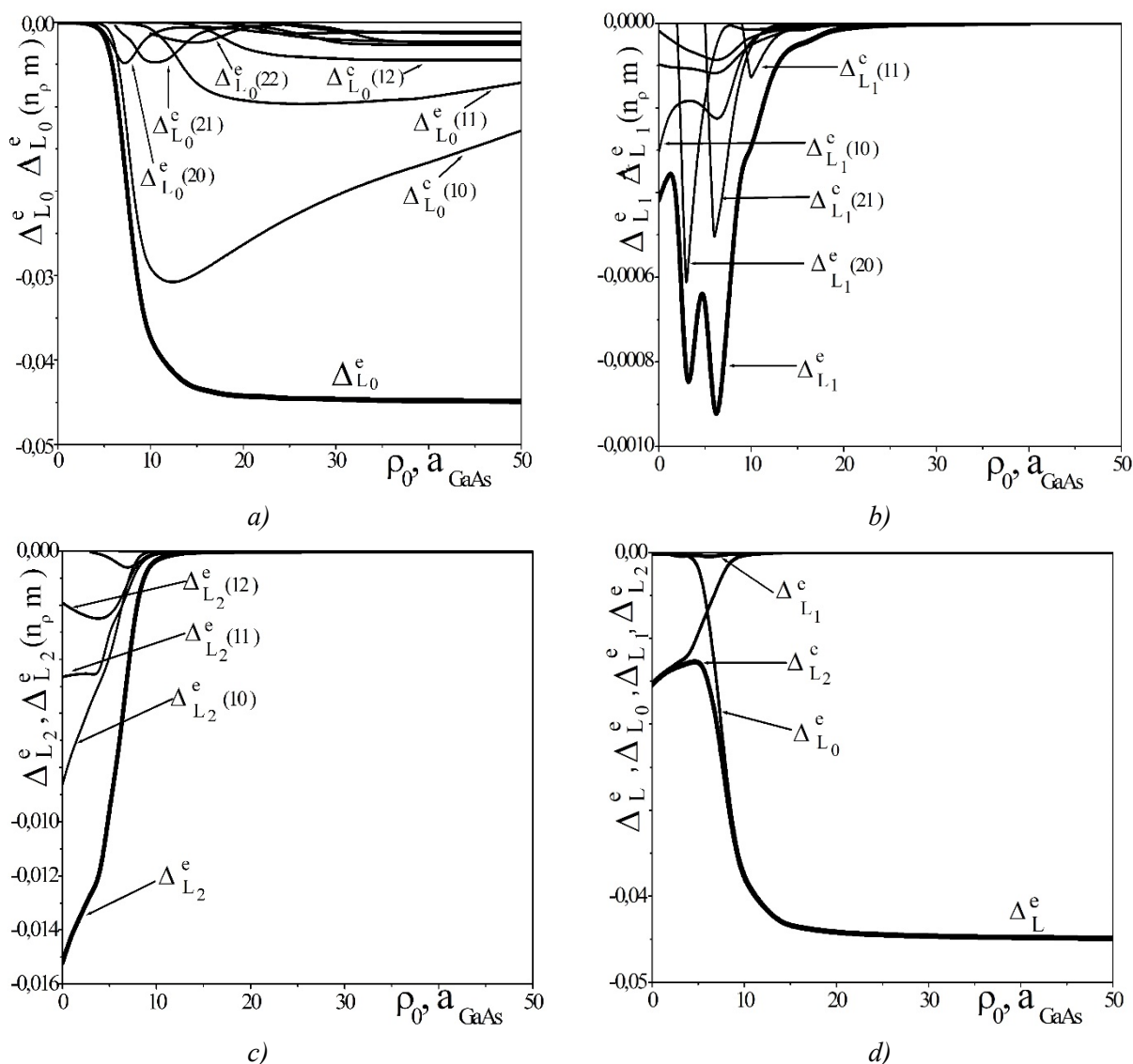


Рис. 2. Залежність парціальних зсувів основного електронного рівня, зумовлених взаємодією з обмеженими фононами квантової точки $\Delta_{L_0}^e$ (a), шару – бар'єру $\Delta_{L_1}^e$ (b), квантового кільця $\Delta_{L_2}^e$ (c) і відповідного повного зсуву Δ_L^e (d) від радіуса (ρ_0) квантової точки при $x = 0.4$ та фіксованих товщинах шару - бар'єра $\Delta = 4a_{\text{GaAs}}$ і квантового кільця $h = 4 \text{ nm}$.

Зі збільшенням радіуса (ρ_0) квантової точки у наноструктурі з'являється все більше енергетичних рівнів з різними квантовими числами n_p і t , кінематична взаємодія з якими формує відповідні парціальні внески ($\Delta_{L_0}^e(n_p, t)$). Поведінка цих парціальних зсувів у залежності від ρ_0 подібна до тієї, що зумовлена внутрішньозонною взаємодією: після появи відповідного рівня його внесок у взаємодію спочатку зростає, досягаючи максимуму, а потім повільно зменшується. Саме тому повний зсув основного рівня ($\Delta_{L_0}^e$), зумовлений взаємодією з обмеженими фононами середовища квантової точки, плавно збільшується зі збільшенням ρ_0 із повільною тенденцією до насичення (жирна крива на рис. 2 a).

Подібно формується повний зсув ($\Delta_{L_2}^e$), зумовлений взаємодією електрона з обмеженими

фононами середовища квантового кільця (рис.2 с). Однак на відміну від $\Delta_{L_0}^e$, $\Delta_{L_2}^e$ – значний при малих радіусах (ρ_0) квантової точки, а зі збільшенням ρ_0 він швидко зменшується і, починаючи з $\rho_0 \approx 13a_{GaAs}$ практично дорівнює нулеві.

Як видно з рис. 2 b, зсув основного електронного рівня, зумовлений взаємодією з обмеженими оптичними фононами шару – бар'єру ($\Delta_{L_1}^e$) на порядки менший за відповідні зсуви $\Delta_{L_0}^e$ та $\Delta_{L_2}^e$ і швидко зменшується зі збільшенням ρ_0 .

Зауважимо, що повний зсув основного електронного рівня, зумовлений взаємодією з обмеженими фононами зовнішнього середовища ($\Delta_{L_3}^e$) виявляється ще на порядок меншим за $\Delta_{L_1}^e$. Саме тому він не приведений на рисунках, оскільки його внесок у перенормування основного стану електрона нехтовно малий.

Описану картину формування парціальних зсувів основного енергетичного рівня електрона, внаслідок його взаємодії з обмеженими фононами легко зрозуміти з простих фізичних міркувань. Дійсно, за малих радіусів квантової точки ($0 \leq \rho_0 \leq 5a_{GaAs}$) електрон переважно перебуває у середовищі квантового кільця, товщиною h . Внаслідок цього він найбільш суттєво взаємодіє з L_2 – фононами саме цього середовища, формуючи зсув $\Delta_{L_2}^e$ (рис. 2 d). З подальшим зростанням ρ_0 електрон все більше проникає в середовище квантової точки. При цьому, природньо, його взаємодія з L_0 – фононами збільшується, а з L_2 – зменшується. Саме ця обставина і приводить до того, що, починаючи з $\rho_0 \approx 5a_{GaAs}$, величина зсуву $\Delta_{L_0}^e$ – різко зростає, а $\Delta_{L_2}^e$ – спадає (рис. 2 d). Починаючи із $\rho_0 \approx 13a_{GaAs}$, електрон вже повністю локалізується у квантовій точці, і, відповідно, повний зсув Δ_L^e цілком визначається його парціальним зсувом $\Delta_{L_0}^e$ (рис.2 d). Зсув основного електронного рівня (рівня Фермі) у напівпровідниках може суттєво впливати на їхню теплопровідність, оскільки він змінює концентрацію носіїв заряду (електронів і дірок), які відіграють важливу роль у передачі тепла. Зменшивши теплопровідність при зсуві основного електронного рівня за практично незмінних електропровідності та коефіцієнті термоЕРС, ми збільшимо добротність нових термоелектричних матеріалів.

Зауважимо, що за всіх значень ρ_0 електрон практично не проникає в область бар'єрних середовищ "1" чи "3". Тому не дивно, що внески L_1 - та L_3 -фононів ($\Delta_{L_1}^e$, $\Delta_{L_3}^e$) у перенормування основного електронного стану – нехтовно малі.

Отже, з приведенного вище аналізу зрозуміло, що повний зсув основного електронного рівня, зумовлений взаємодією з обмеженими фононами (Δ_L^e) формуватиметься, в основному, взаємодією електрона з відповідними фононами середовища квантової точки ($\Delta_{L_0}^e$) та квантового кільця ($\Delta_{L_2}^e$) (рис. 2 d). Внеском обмежених фононів зовнішнього середовища ($\Delta_{L_3}^e$) та шару – бар'єру ($\Delta_{L_1}^e$) за тих геометричних параметрів багаточислової наноструктури, що досліджуються у роботі, можна знехтувати.

Розроблена теорія взаємодії електрона з обмеженими фононами в багаточислової наноструктурі квантова точка – квантове кільце дозволяє оптимізувати термоелектричні структури шляхом зниження теплопровідності та підтримання високої електропровідності, що є

ключем до створення високоефективних термоелектричних перетворювачів, в тому числі джерел електрики та високочутливих сенсорів.

Основні результати та висновки

1. Методом функцій Гріна розроблено теорію взаємодії електрона з обмеженими фононами в багат шаровій наноструктурі квантова точка – квантове кільце. Досліджено особливості перенормування енергії основного електронного енергетичного рівня обмеженими фононами у залежності від радіуса (ρ_0) квантової точки.
2. Установлено, що зсув основного електронного рівня формується обмеженими фононами усіх середовищ через внутрішньозонну взаємодію та кінематичну взаємодію з енергетичними рівнями з більшими значеннями квантових чисел n_p і m через обмежені фонони.
3. Показано, що повний зсув основного електронного рівня, зумовлений взаємодією з обмеженими фононами ($\Delta_L^{(e)}$) формується, в основному, взаємодією електрона з відповідними фононами середовища квантової точки ($\Delta_{L_0}^{(e)}$) та квантового кільця ($\Delta_{L_2}^{(e)}$). Зменшення теплопровідності при зсуві основного електронного рівня за практично незмінних електропровідності та коефіцієнта термоЕРС, призводить до збільшення добротності термоелектричних матеріалів. Внеском обмежених фононів зовнішнього середовища ($\Delta_{L_3}^{(e)}$) та шару – бар'єру ($\Delta_{L_1}^{(e)}$) за тих геометричних параметрів багат шарової наноструктури, що досліджуються у роботі, можна знехтувати.

Література

1. Kuroda T., Mano T., Ochiai T., Sanguinetti S., Sakoda K., Kido G. and Koguchi N. (2005). Optical transitions in quantum ring complexes. *Physical Review B* 72 (20), 205301; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.205301>.
2. Young Joon Hong, Rajendra K. Saroj, Won Park, Gyu-Chul Yi (2021). One-dimensional semiconductor nanostructures grown on two-dimensional nanomaterials for flexible device applications. *APL Mater.* V. 9, 060907; <https://doi.org/10.1063/5.0049695>.
3. Pham V.D., Kanisawa K. and Folsch S. (2019). Quantum rings engineered by atom manipulation. *Phys. Rev. Lett.* 123, 066801; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.066801>.
4. Suarez F., Granados D., Dotor M.L., Garcia J.M. (2004) Laser devices with stacked layers of *InGaAs/GaAs* quantum rings. *Nanotechnology* 15, S126–S130; <https://doi.org/10.1088/0957-4484/15/4/003>.
5. Dai J.H., Lin Y., Lee S. Ch. (2007). Voltage tunable dual band *In(Ga)As* quantum ring infrared photodetector. *IEEE Photonics Technology Letters* 19 (19), 1511–1513; <https://doi.org/10.1109/LPT.2007.903344>.
6. Szopa M.J., Zipper E. (2010). Flux qubits on semiconducting quantum ring. *Journal of Physics: Conference Series* 213, 012006; <http://doi.org/10.1088/1742-6596/213/1/012006>.
7. Llorens J.M., Trallero-Giner C., Garcia-Cristobal A., Cantarero A. (2001). Electronic structure of a quantum ring in a lateral electric field. *Physical Review B* 64, 035309; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.035309>.
8. Llorens J.M., Trallero-Giner C., Garcia-Cristobal A., Cantarero A. (2002). Energy levels of a quantum ring

- in a lateral electric field. *Microelectronics Journal* 33, 355–359; [http://doi.org/10.1016/S0026-2692\(01\)00131-8](http://doi.org/10.1016/S0026-2692(01)00131-8).
9. Konstantinovich A.V. and Konstantinovich I.A. (2011) Oscillations and coherent radiation of harmonics in radiation spectrum of system of electrons moving in spiral in medium. *Problems of Atomic Science and Technology*, (5), 67–74.
 10. Konstantinovich A.V. and Konstantinovich I.A. (2008) Oscillations in radiation spectrum of electron moving in spiral in transparent medium and vacuum. *Astroparticle Physics*, 30 (3), 142–148.
 11. Konstantinovich A.V. and Konstantinovich I.A. (2008) Radiation spectrum of the system of electrons moving in a spiral in transparent medium. *Romanian Reports of Physics*, 53 (3-4), 507–515.
 12. Konstantinovich A.V. and Konstantinovich I.A. (2007) Radiation spectrum of an electron moving in a spiral in medium. *Condensed Matter Physics*, 10(1), 5–9.
 13. Konstantinovich A.V., Melnychuk S.V. and Konstantinovich I.A. (2006) Radiation spectrum of an electron moving in a spiral in magnetic field in transparent media and in vacuum. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 17 (4), 315–320.
 14. Konstantinovich A.V. and Konstantinovich I.A. (2006) Radiation power spectral distribution of the system of electrons moving in a spiral in vacuum. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 8 (6), 2143–2147.
 15. Konstantinovich A.V., Melnychuk S.V. and Konstantinovich I.A. (2003) Radiation power spectral distribution of charged particles moving in a spiral in magnetic fields. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 5 (5), 1423–1431.
 16. Culchac F.J., Porrás-Montenegro N., Granada J.C. and Latge A. (2008). Energy spectrum in a concentric double quantum ring of *GaAs-(Ga, Al)As* under applied magnetic fields. *Microelectronics Journal* 39, 402–406; <https://doi.org/10.1016/j.mejo.2007.07.063>.
 17. Culchac F.J., Porrás-Montenegro N., Latge A. (2008). *GaAs-(Ga, Al)As* double quantum rings: confinement and magnetic field effects. *J. Phys.: Condens. Matter* 20 (28), 285215; <http://doi.org/10.1088/0953-8984/20/28/285215>.
 18. Makhanets O.M., Gutsul V.I., Kuchak A.I. (2017). Electron energy spectrum and oscillator strengths of intra-band quantum transitions in double semiconductor nanorings in magnetic field. *Journal of Nano- and Electronic Physics* 9, 06015; [http://doi.org/10.21272/jnep.9\(6\).06015](http://doi.org/10.21272/jnep.9(6).06015).
 19. Makhanets O.M., Gutsul V.I., Kuchak A.I. (2018). Electron energy spectrum and oscillator strengths of quantum transitions in double quantum ring nanostructure driven by electric field. *Condensed Matter Physics* 21 (4), 43704; <https://doi.org/10.48550/arXiv.1812.08551>.
 20. Makhanets O.M., Gutsul V.I., Koziarskyi I.P., and Kuchak A.I. (2021), Spectral parameters of an exciton in double semiconductor quantum rings in an electric field. *Journal of Nano- and Electronic Physics* 13 (2), 02024; [https://doi.org/10.21272/jnep.13\(2\).02024](https://doi.org/10.21272/jnep.13(2).02024).
 21. Shahbandari A., Yeranossyan M.A., Vartanian A.L. (2013). Polaron states in a double quantum ring structure in the presence of electric and magnetic fields. *Superlattices and Microstructures* 57, 85–94; <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2013.01.011>
 22. Hlukhov K.E., Kharkhalis L.Yu., Babuka T.Ya., Liakh M.V. (2020). Ab initio studies of electron-phonon interaction in indium chalcogenides. *Ukrainian Journal of Physics*, 8 (65), 1210–1218.
 23. Fan D.D., Liu H.J., Cheng L., Liang J.H., Jiang P.H. (2018). First-principles study of the effects of electron-phonon coupling on the thermoelectric properties: a case study of *SiGe* compound. *Journal of Applied Physics*, 123(12), 125104.
 24. Cao J., Dangić Đ., Querales-Flores J.D., Fahy S., Savić I. (2021). Electron-phonon coupling and electronic thermoelectric properties of *n*-type *PbTe* driven near the soft-mode phase transition via

- lattice expansion. *Physical Review B*, 103 (12), 125–207.
25. Prete D., Erdman P.A., Demontis V., Zannier V., Ercolani D., Sorba L., Beltram F., Rossella F., Taddei F., Roddaro S. (2019). Thermoelectric conversion at 30 K in *InAs/InP* nanowire quantum dots. *Nano Letters*, 19 (3), 2022–2030.
 26. van Houten H., Molenkamp L.W., Beenakker C.W.J., Foxon C.T. (1992). Thermo-electric properties of quantum point contacts. *Semiconductor Science and Technology*, 7, B215–B221.
 27. Freik D.M., Lopianko M.A. (2013). Nanostructured thermoelectric materials: problems, technologies, properties (review). *Physics and Chemistry of the Solid State*, 14 (2), 280–299.
 28. Iliinska O.O. (2015). Quantum electromechanical and thermoelectric effects in naosystems with spin-polarized electrons: Candidate's Thesis (Phys &Math). Kharkiv: Institute of Low Temperature Physics of the NAS of Ukraine.
 29. R.R. Kobylianskyi, V.V. Lysko, A.V. Prybyla, I.A. Konstantynovych, A.K. Kobylianska, N.R. Bukharaeva, V.V. Boychuk (2023) Technological modes of manufacturing thermoelectric sensors for medical purposes. *Journal of Thermoelectricity*, (4), 49–63.
 30. L.I. Anatychuk, R.R. Kobylianskyi, V.V. Lysko, A.V. Prybyla, I.A. Konstantynovych, A.K. Kobylianska, M. V. Havrylyuk, V.V. Boychuk (2023) Method of calibration of thermoelectric sensors for medical purposes. *Journal of Thermoelectricity*, (3), 37–49.
 31. L.I. Anatychuk, R.R. Kobylianskyi, R.V. Fedoriv, I.A. Konstantynovych (2023) On the prospects of using thermoelectric cooling for the treatment of cardiac arrhythmia. *Journal of Thermoelectricity*, (2), 5–17.
 32. I.A. Konstantynovych, R.V. Kuz, O.M. Makhanets, R.G. Cherkez (2023) Sectional generator thermoelements in a magnetic field. *Journal of Thermoelectricity*, (1), 75–81.
 33. R.R. Kobylianskyi, A.V. Prybyla, I.A. Konstantynovych, V.V. Boychuk (2022) Results of experimental research on thermoelectric medical heat flow sensors. *Journal of Thermoelectricity*, (3-4), 68–81.
 34. Anatychuk L.I., Kobylianskyi R.R., Prybyla A.V., Konstantynovych I.A. Boychuk V.V. (2022) Computer simulation of the thermoelectric heat flow sensor on the surface of the human body. *Journal of Thermoelectricity*, (2), 46–60.
 35. Anatychuk L.I., Kobylianskyi R.R., Konstantynovych I.A., Kuz R.V., Manik O.M. Nitsovyh O.V., Cherkez R.G. (2016) Technology for manufacturing thermoelectric microthermopiles. *Journal of Thermoelectricity*, (6), 49–53.
 36. Anatychuk L.I., Kobylianskyi R.R., Konstantynovych I.A., Lysko V.V., Puhantseva O.V., Rozver Y.Y., Tiumentsev V.A. (2016) Calibration bench for thermoelectric converters of heat flux. *Journal of Thermoelectricity*, (5), 65–72.
 37. Koga T., Sun X., Cronin S.B., Dresselhaus M.S. (1998). Carrier pocket engineering to design superior thermoelectric materials using *GaAs/AlAs* superlattices. *Appl. Phys. Lett.* 73, 2950 (1998).
 38. P.Y. Yu. M. Cardona (2001). Transmission of terahertz acoustic waves through graphene-semiconductor layered structures. – *Physics and Material Properties*. – 3rd ed. Berlin, Springer.
 39. Hnidko I.S., Gutsul V.I., Koziarskyi I.P., Makhanets O.M. (2022). The exciton spectrum of the cylindrical quantum dot-quantum ring semiconductor nanostructure in an electric field. *Physics and Chemistry of Solid State*. 23, 793–800.
 40. Tkach M.V. (2003). *Quasiparticles in nanoheterosystems. Quantum dots and wires*. Chernivtsi: Ruta.

Надійшла до редакції: 15.02.2024.

I.S. Hnidko,²
O.M. Makhanets, DSc. (Phys-Math)^{1,2}

¹Institute of Thermoelectricity of the NAS and MES of Ukraine, 1 Nauky str.,
Chernivtsi, 58029, Ukraine;

²Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, 2 Kotsiubynskiyi str.,
Chernivtsi, 58012, Ukraine

FEATURES OF RENORMALIZATION OF THE ELECTRON SPECTRUM BY CONFINED PHONONS IN A SEMICONDUCTOR QUANTUM DOT-QUANTUM RING NANOSTRUCTURE

In the model of effective masses and rectangular potential energies for electron and the dielectric continuum model for phonons, a theory of renormalization of the electron energy spectrum by interaction with confined phonons in a semiconductor (GaAs/Al_xGa_{1-x}As) quantum dot-quantum ring nanostructure was constructed. The renormalized energy spectrum was found using the Green's function method by solving the Dyson equation. The dependences of partial and complete shifts of the ground electron energy level into the long-wavelength region of the spectrum on the geometric parameters of the semiconductor nanostructure were analyzed. The influence of shifts of the ground electron energy level on the efficiency of thermoelectric materials was considered. Bibl. 40, Figs. 2.

Key words: quantum dot, quantum ring, electron, phonon, energy spectrum, thermoelectric material.

References

1. Kuroda T., Mano T., Ochiai T., Sanguinetti S., Sakoda K., Kido G. and Koguchi N. (2005). Optical transitions in quantum ring complexes. *Physical Review B* 72 (20), 205301; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.205301>.
2. Young Joon Hong, Rajendra K. Saroj, Won Park, Gyu-Chul Yi (2021). One-dimensional semiconductor nanostructures grown on two-dimensional nanomaterials for flexible device applications. *APL Mater.* V. 9, 060907; <https://doi.org/10.1063/5.0049695>.
3. Pham V.D., Kanisawa K. and Folsch S. (2019). Quantum rings engineered by atom manipulation. *Phys. Rev. Lett.* 123, 066801; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.066801>.
4. Suarez F., Granados D., Dotor M.L., Garcia J.M. (2004) Laser devices with stacked layers of *InGaAs/GaAs* quantum rings. *Nanotechnology* 15, S126–S130; <https://doi.org/10.1088/0957-4484/15/4/003>.
5. Dai J.H., Lin Y., Lee S. Ch. (2007). Voltage tunable dual band *In(Ga)As* quantum ring infrared photodetector. *IEEE Photonics Technology Letters* 19 (19), 1511–1513; <https://doi.org/10.1109/LPT.2007.903344>.
6. Szopa M.J., Zipper E. (2010). Flux qubits on semiconducting quantum ring. *Journal of Physics: Conference Series* 213, 012006; <http://doi.org/10.1088/1742-6596/213/1/012006>.
7. Llorens J.M., Trallero-Giner C., Garcia-Cristobal A., Cantarero A. (2001). Electronic structure of a quantum ring in a lateral electric field. *Physical Review B* 64, 035309; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.035309>.
8. Llorens J.M., Trallero-Giner C., Garcia-Cristobal A., Cantarero A. (2002). Energy levels of a quantum ring in a lateral electric field. *Microelectronics Journal* 33, 355–359; <http://doi.org/10.1016/S0026->

2692(01)00131-8.

9. Konstantinovich A.V. and Konstantinovich I.A. (2011) Oscillations and coherent radiation of harmonics in radiation spectrum of system of electrons moving in spiral in medium. *Problems of Atomic Science and Technology*, (5), 67–74.
10. Konstantinovich A.V. and Konstantinovich I.A. (2008) Oscillations in radiation spectrum of electron moving in spiral in transparent medium and vacuum. *Astroparticle Physics*, 30 (3), 142–148.
11. Konstantinovich A.V. and Konstantinovich I.A. (2008) Radiation spectrum of the system of electrons moving in a spiral in transparent medium. *Romanian Reports of Physics*, 53 (3-4), 507–515.
12. Konstantinovich A.V. and Konstantinovich I.A. (2007) Radiation spectrum of an electron moving in a spiral in medium. *Condensed Matter Physics*, 10(1), 5–9.
13. Konstantinovich A.V., Melnychuk S.V. and Konstantinovich I.A. (2006) Radiation spectrum of an electron moving in a spiral in magnetic field in transparent media and in vacuum. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, 17 (4), 315–320.
14. Konstantinovich A.V. and Konstantinovich I.A. (2006) Radiation power spectral distribution of the system of electrons moving in a spiral in vacuum. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 8 (6), 2143–2147.
15. Konstantinovich A.V., Melnychuk S.V. and Konstantinovich I.A. (2003) Radiation power spectral distribution of charged particles moving in a spiral in magnetic fields. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 5 (5), 1423–1431.
16. Culchac F.J., Porrás-Montenegro N., Granada J.C. and Latge A. (2008). Energy spectrum in a concentric double quantum ring of *GaAs-(Ga, Al)As* under applied magnetic fields. *Microelectronics Journal* 39, 402–406; <https://doi.org/10.1016/j.mejo.2007.07.063>.
17. Culchac F.J., Porrás-Montenegro N., Latge A. (2008). *GaAs-(Ga, Al)As* double quantum rings: confinement and magnetic field effects. *J. Phys.: Condens. Matter* 20 (28), 285215; <http://doi.org/10.1088/0953-8984/20/28/285215>.
18. Makhanets O.M., Gutsul V.I., Kuchak A.I. (2017). Electron energy spectrum and oscillator strengths of intra-band quantum transitions in double semiconductor nanorings in magnetic field. *Journal of Nano- and Electronic Physics* 9, 06015; [http://doi.org/10.21272/jnep.9\(6\).06015](http://doi.org/10.21272/jnep.9(6).06015).
19. Makhanets O.M., Gutsul V.I., Kuchak A.I. (2018). Electron energy spectrum and oscillator strengths of quantum transitions in double quantum ring nanostructure driven by electric field. *Condensed Matter Physics* 21 (4), 43704; <https://doi.org/10.48550/arXiv.1812.08551>.
20. Makhanets O.M., Gutsul V.I., Koziarskyi I.P., and Kuchak A.I. (2021), Spectral parameters of an exciton in double semiconductor quantum rings in an electric field. *Journal of Nano- and Electronic Physics* 13 (2), 02024; [https://doi.org/10.21272/jnep.13\(2\).02024](https://doi.org/10.21272/jnep.13(2).02024).
21. Shahbandari A., Yeranossyan M.A., Vartanian A.L. (2013). Polaron states in a double quantum ring structure in the presence of electric and magnetic fields. *Superlattices and Microstructures* 57, 85 – 94; <https://doi.org/10.1016/j.spmi.2013.01.011>
22. Hlukhov K.E., Kharkhalis L.Yu., Babuka T.Ya., Liakh M.V. (2020). Ab initio studies of electron-phonon interaction in indium chalcogenides. *Ukrainian Journal of Physics*, 8 (65), 1210–1218.
23. Fan D.D., Liu H.J., Cheng L., Liang J.H., Jiang P.H. (2018). First-principles study of the effects of electron-phonon coupling on the thermoelectric properties: a case study of *SiGe* compound. *Journal of Applied Physics*, 123(12), 125104.
24. Cao J., Dangić Đ., Querales-Flores J.D., Fahy S., Savić I. (2021). Electron-phonon coupling and electronic thermoelectric properties of *n*-type *PbTe* driven near the soft-mode phase transition via lattice expansion. *Physical Review B*, 103 (12), 125–207.

25. Prete D., Erdman P.A., Demontis V., Zannier V., Ercolani D., Sorba L., Beltram F., Rossella F., Taddei F., Roddaro S. (2019). Thermoelectric conversion at 30 K in *InAs/InP* nanowire quantum dots. *Nano Letters*, 19 (3), 2022–2030.
26. van Houten H., Molenkamp L.W., Beenakker C.W.J., Foxon C.T. (1992). Thermo-electric properties of quantum point contacts. *Semiconductor Science and Technology*, 7, B215–B221.
27. Freik D.M., Lopianko M.A. (2013). Nanostructured thermoelectric materials: problems, technologies, properties (review). *Physics and Chemistry of the Solid State*, 14 (2), 280–299.
28. Iliinska O.O. (2015). Quantum electromechanical and thermoelectric effects in naosystems with spin-polarized electrons: Candidate's Thesis (Phys & Math). Kharkiv: Institute of Low Temperature Physics of the NAS of Ukraine.
29. R.R. Kobylianskyi, V.V. Lysko, A.V. Prybyla, I.A. Konstantynovych, A.K. Kobylianska, N.R. Bukharaeva, V.V. Boychuk (2023) Technological modes of manufacturing thermoelectric sensors for medical purposes. *Journal of Thermoelectricity*, (4), 49–63.
30. L.I. Anatyshuk, R.R. Kobylianskyi, V.V. Lysko, A.V. Prybyla, I.A. Konstantynovych, A.K. Kobylianska, M. V. Havrylyuk, V.V. Boychuk (2023) Method of calibration of thermoelectric sensors for medical purposes. *Journal of Thermoelectricity*, (3), 37–49.
31. L.I. Anatyshuk, R.R. Kobylianskyi, R.V. Fedoriv, I.A. Konstantynovych (2023) On the prospects of using thermoelectric cooling for the treatment of cardiac arrhythmia. *Journal of Thermoelectricity*, (2), 5–17.
32. I.A. Konstantynovych, R.V. Kuz, O.M. Makhanets, R.G. Cherkez (2023) Sectional generator thermoelements in a magnetic field. *Journal of Thermoelectricity*, (1), 75–81.
33. R.R. Kobylianskyi, A.V. Prybyla, I.A. Konstantynovych, V.V. Boychuk (2022) Results of experimental research on thermoelectric medical heat flow sensors. *Journal of Thermoelectricity*, (3-4), 68–81.
34. Anatyshuk L.I., Kobylianskyi R.R., Prybyla A.V., Konstantynovych I.A. Boychuk V.V. (2022) Computer simulation of the thermoelectric heat flow sensor on the surface of the human body. *Journal of Thermoelectricity*, (2), 46–60.
35. Anatyshuk L.I., Kobylianskyi R.R., Konstantynovych I.A., Kuz R.V., Manik O.M. Nitsovych O.V., Cherkez R.G. (2016) Technology for manufacturing thermoelectric microthermopiles. *Journal of Thermoelectricity*, (6), 49–53.
36. Anatyshuk L.I., Kobylianskyi R.R., Konstantynovych I.A., Lysko V.V., Puhantseva O.V., Rozver Y.Y., Tiumentsev V.A. (2016) Calibration bench for thermoelectric converters of heat flux. *Journal of Thermoelectricity*, (5), 65–72.
37. Koga T., Sun X., Cronin S.B., Dresselhaus M.S. (1998). Carrier pocket engineering to design superior thermoelectric materials using *GaAs/AlAs* superlattices. *Appl. Phys. Lett.* 73, 2950 (1998).
38. P.Y. Yu. M. Cardona (2001). Transmission of terahertz acoustic waves through graphene-semiconductor layered structures. – *Physics and Material Properties*. – 3rd ed. Berlin, Springer.
39. Hnidko I.S., Gutsul V.I., Koziarskyi I.P., Makhanets O.M. (2022). The exciton spectrum of the cylindrical quantum dot-quantum ring semiconductor nanostructure in an electric field. *Physics and Chemistry of Solid State*. 23, 793–800.
40. Tkach M.V. (2003). *Quasiparticles in nanoheterosystems. Quantum dots and wires*. Chernivtsi: Ruta.

Submitted: 15.02.2024.