

**КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

Інститут високих технологій

Кафедра нанофізики конденсованих середовищ

Завідувач кафедри нанофізики конденсованих середовищ
проф. Валерій Антонович Скришевський
Протокол №____ засідання кафедри
від “____” _____ 2020 р.

ВИПУСКНА КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА МАГІСТРА
на тему:

**ВІДГУК СИСТЕМИ GaAs КВАНТОВИХ КІЛЕЦЬ НА
ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ**

студентки 2 курсу магістратури
спеціальності 105 «Прикладна фізика та
наноматеріали»

Захарченко Яни Віталіївни

Науковий керівник:

кандидат фізико-математичних наук,
доцент **Разумова Маргарита Анатоліївна**

Оцінка захисту роботи

Київ - 2020 р.

РЕФЕРАТ

Випускна кваліфікаційна робота магістра: 25 сторінок, 26 формул, 12 рисунків, 4 таблиці та 16 джерел.

Чисельно розраховано спектри поглинання світла системою GaAs-квантових кілець, розміщених на GaAs-підкладинці. Побудовано графіки залежності коефіцієнта поглинання монохроматичного електромагнітного випромінювання системою квантових кілець GaAs від частоти цього випромінювання. Досліджено, що наявність системи квантових кілець впливає на спектр поглинання, а саме з'являються резонансні піки.

Ключові слова: КВАНТОВЕ КІЛЬЦЕ, СИСТЕМА КВАНТОВИХ КІЛЕЦЬ, ТРИРІВНЕВА СИСТЕМА, ПРОФІЛЬ ПОГЛИНАННЯ, ЕФЕКТИВНА СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ, КОЕФІЦІЄНТ ПОГЛИНАННЯ, ЛОКАЛЬНЕ ПОЛЕ, ЛІНІЙНИЙ ВІДГУК.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	4
ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР І ХВИЛЬОВІ ФУНКЦІЇ ЕЛЕКТРОНА В КВАНТОВОМУ КІЛЬЦІ	7
ЕФЕКТИВНА СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ ОДИНИЧНОГО КВАНТОВОГО КІЛЬЦЯ НА ПОВЕРХНІ ТВЕРДОГО ТІЛА.....	9
ЕФЕКТИВНА СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ СИСТЕМИ КВАНТОВИХ КІЛЕЦЬ	13
СПЕКТР ПОГЛИНАННЯ.....	14
РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ.....	15
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ	23
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ.....	24

ВСТУП

Об'єкти, які мають нанометровий діапазон розмірів описуються квантовою механікою. Квантові ефекти можуть змінювати оптичні, електричні і магнітні властивості досліджуваних зразків. Поясненням цього є фізичні властивості таких систем, в більшості обумовлені квантовими процесами, що в них створюються.

Самоорганізовані квантові кільця (КК) становлять значний інтерес з точки зору дослідження їх фундаментальних властивостей ще з моменту першого отримання. Практичний інтерес до цих структур обумовлений їх особливими електронними, оптичними і магнітними властивостями. Крім того в КК експериментально перевірялись особливості макроскопічних квантових ефектів, таких як ефект Ааронова-Бома і незгасаючі струми. Вони цікаві з точки зору їх використання в нових приладах наноелектроніки. Дивлячись на це, все більше приладів включають в себе такі елементи, як квантові кільця, точки, характерною рисою яких є наявність квантової ями в потенціальній енергії. [1]

Важливу роль в розумінні квантових інтерференційних ефектів зіграла найпростіша одновимірна модель кільця [2], але вона не пояснює ефекти, які досліджуються експериментально. У зв'язку з цим підкреслимо, що скінчена ширина кільця є одним з найважливіших факторів, які призводять до складності в розумінні реальних експериментів. В кільці з скінченою шириною проявляються два важливих ефекта. По-перше, в разі незгасаючих струмів важливий багатоканальний режим транспорту. По-друге, при наявності зовнішнього однорідного магнітного поля істотну роль може зіграти проникнення магнітного поля в провідну область кільця. А ось вже для опису складнішої моделі використовують потенціал Волкано чи потенціал Хілла [2].

Такі моделі кільця використовуються в теоретичних дослідженнях, адже вони дають змогу отримати аналітичні вирази при наявності зовнішнього магнітного поля для електронного спектра кілець і згодом знайти для магнітного моменту і незгасаючого струму в цій наносистемі явні аналітичні вирази [2].

Недавні дослідження підтвердили можливість отримання концентричних квантових кілець на основі матеріалу GaAs/AlGaAs. Сьогодні тунельно-зв'язані системи квантових кілець GaAs, впорядковані в просторі, можна вважати перспективними нанооб'єктами. Не дивлячись на успіхи досліджень фізичних властивостей наноструктур Ga/As, залишаються невирішені принципові проблеми. Наприклад, не виявлено прямої залежності енергетичного зміщення, напівширини і спектральної форми смуг люмінесценції від геометричних параметрів системи квантових кілець GaAs. Крім того, для розширення уявлень про електронну структуру таких нанооб'єктів в гетероструктурах необхідно дослідити відмінності в механізмах випромінювальної рекомбінації в квантових кільцях GaAs [3]. Передбачуване застосування – використання таких наноструктур в якості робочих елементів для оптоелектронних приладів. Схожі квантові кільця розробляються на основі гетероструктур, наприклад AlGaAs-GaAs-гетероструктури, в яких формується двовимірний електронний газ. Таким чином, вивчення процесів тунелювання в нестационарному режимі стає актуальною задачею, у всякому разі тільки при порівнянні теоретичних результатів і експериментальних даних можна судити про застосовність тієї чи іншої моделі для опису кільця [4].

Спінтроніка – це галузь електроніки, робота приладів якої базується на використанні електронного спінового ступеня вільності. Декілька пристроїв, навіть на комерційному рівні, вже довели свою значимість, які ґрунтуються на використанні електрона.

Предметом даного дослідження є квантові кільця. Розгляд таких систем є актуальним, тому що квантові кільця (КК) та точки можна розглядати як штучні атоми. Керування магнітними властивостями за допомогою зовнішнього електричного поля та ще цілу низку особливостей мають КК на відміну від звичайних атомних систем. Прилади на квантових точках оптоелектроніки мають багато плюсів: температурна стабільність, широкий спектральний діапазон, менший темновий струм, більше відношення сигнал / шум, можливість

внутрішньозонного поглинання нормально падаючого світла і мультиекситонного поглинання [2].

Визначення енергетичного спектру нових квантово-розмірних структур та виявлення можливості керування цим спектром є важливим завданням як з фундаментальної, так і прикладної точки зору.

ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР І ХВИЛЬОВІ ФУНКЦІЇ ЕЛЕКТРОНА В КВАНТОВОМУ КІЛЬЦІ

Для теоретичного опису квантового кільця використовується ряд різних моделей. Розглянемо невзаємодіючі електрони (без урахування спінових станів) в 2D-кільці, що описується радіальним потенціалом Волкано:

$$V(r) = \frac{a_1}{r^2} + a_2 r^2 - V_0, \quad (1)$$

де $V_0 = 2\sqrt{a_1 a_2}$, a_1 та a_2 – сталі, для якого аналітично знайдено енергетичний спектр і відповідні хвильові функції [9].

Головні параметри цієї моделі : середній радіус $r_0 = \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^{1/4}$ та ширина кільця при енергії Фермі E_f : $\Delta r \approx \sqrt{\frac{8E_f}{\mu\omega_0^2}}$, де $\omega_0 = \sqrt{\frac{8a_2}{\mu}}$ – характеристична частота квантового кільця.

За відсутності прикладеного перпендикулярно до площини кільця магнітного поля, власні енергії і власні хвильові функції мають вигляд [9]:

$$E_{n,m} = \left(n + \frac{1}{2} + \frac{M}{2}\right) \hbar\omega_0 - V_0, \quad (2)$$

$$\Psi_{n,m}(r, \theta) = \Phi_{nm}(r)e^{im\theta},$$

$$\Phi_{nm}(r) = \left(\frac{\Gamma(n+M+1)}{2^{M+1}[\Gamma(M+1)]^2 n! \pi}\right)^{1/2} \cdot \frac{r^M}{\lambda} \cdot e^{-(1/4)r^2} {}_1F_1\left(-n, M+1, \frac{1}{2}r^2\right), \quad (3)$$

де m – магнітне квантове число ; $\lambda = \sqrt{\frac{\hbar}{\mu\omega_0}}$, $r = \Gamma/\lambda$, μ – ефективна маса

електронів, Γ - циліндричний радіус, $M = \sqrt{m^2 + \frac{2a_1\mu}{\hbar^2}}$, $n = 0,1,2,3 \dots$; ${}_1F_1$ -

вироджена гіпергеометрична функція; $\hbar = 6.582119569 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{c}$ – зведена стала Планка, $\Gamma(z)$ - гамма-функція.

На рисунку 1 побудовано залежності радіальних частин хвильових функцій від безрозмірного циліндричного радіуса для декількох найнижчих станів при таких параметрах моделі $2\mu a_1/\hbar^2 = 10$, $2a_2/(\mu\omega_0^2) = 0.2$

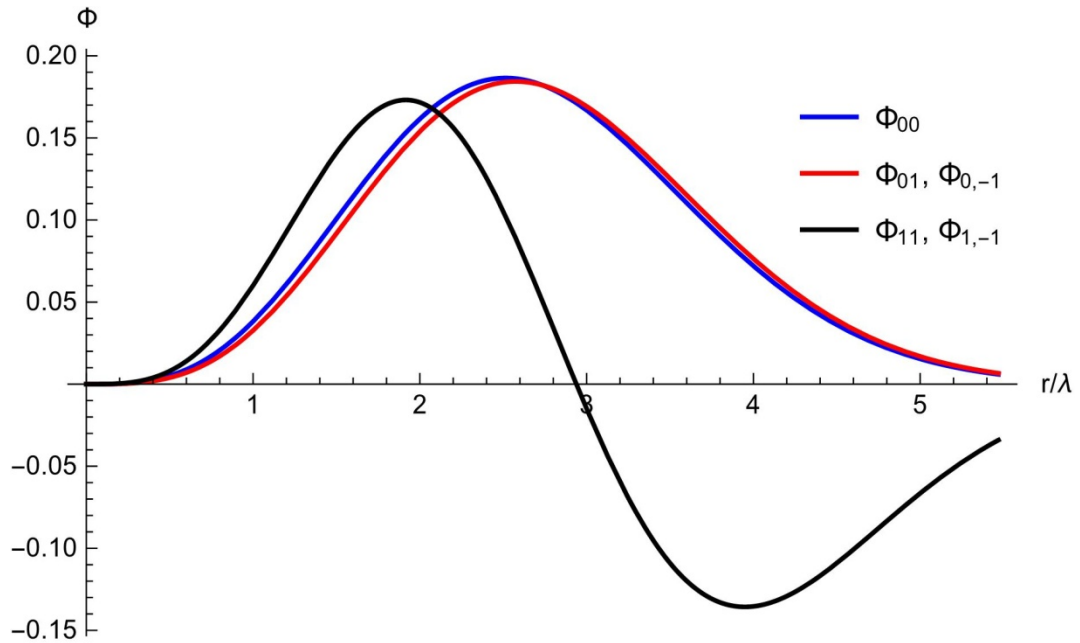


Рис. 1. Залежність радіальних частин хвильових функцій Φ_{nm} від безрозмірного циліндричного радіуса для $2\mu a_1/\hbar^2 = 10$, $2a_2/(\mu\omega_0^2) = 0.2$.

Квантове число n визначає кількість нулів радіальної частини хвильової функції.

ЕФЕКТИВНА СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ ОДИНИЧНОГО КВАНТОВОГО КІЛЬЦЯ НА ПОВЕРХНІ ТВЕРДОГО ТІЛА

Для того щоб визначити ефективну сприйнятливість квантового кільця, потрібно знати лінійний відгук на локальне поле, для розрахування якого скористаємось формулою [3, 4]:

$$\chi_{kl}(R, R', \omega) = \frac{1}{\mu_0 \omega^2} \sum_{\alpha} a_{\alpha}(\omega) j_k^{\alpha 0}(R) j_l^{0\alpha}(R'), \quad (3)$$

де $j_k^{\alpha 0}(R)$, $j_l^{0\alpha}(R')$, k -і та l -і компоненти густини струму переходу від основного стану (0) до α збудженого, і навпаки. Для густини квантово-механічного струму переходу від стану β в стан α маємо [7, 8]:

$$j_i^{\beta\alpha} = -\frac{e\hbar}{2i\mu} [(\psi^{\alpha})^* \nabla_i \psi^{\beta} - \psi^{\beta} (\nabla_i \psi^{\alpha})^*], \quad (4)$$

де ψ^{β} і ψ^{α} - це хвильові функції станів β і α , відповідно.

Оскільки квантовий стан електрона в квантовому кільці задається набором із двох квантових чисел, то в нашому випадку $\alpha = \{n, m\}$ і $\beta = \{n', m'\}$. Квантовий струм (4) зв'язаний з квантовими переходами від $|n', m'\rangle$ до $|n, m\rangle$.

Розглянемо систему, яка складається з об'єкта, який поміщений в середовище, електродинамічні властивості якого описуються псевдовакуумною функцією Гріна $G_{ik}^{(psv)}$ і самоузгодженим локальним полем $E_i(R, \omega)$ всередині нанооб'єкта. Основна ідея полягає в тому, що систему, де знаходиться даний об'єкт, описують електродинамічною функцією Гріна, що формально описує поширення світла в середовищі без цього об'єкта. Таке середовище і розглядається як "новий вакуум" [6]

$$E_i(R, \omega) = \tilde{E}_i^{(0)}(R, \omega) - i\mu_0 \omega \int_{V_q} dR' G_{ik}^{(psv)}(R, R') I_k(R', \omega), \quad (5)$$

де $\tilde{E}_i^{(0)}(R, \omega)$ - поле, зовнішнє відносно нанооб'єкта, $I_k(R', \omega)$ - локальний струм, індукований локальним полем всередині нанооб'єкта.

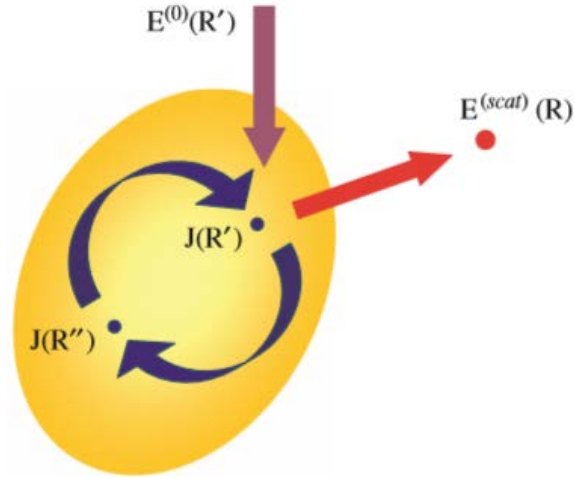


Рис.2. Схема формування повного поля зовнішнім полем та полем, індукованим струмами в частинці

Для квантового кільця треба використовувати співвідношення, що враховує нелокальний зв'язок між локальним полем і локальним струмом [9]

$$I_k(R, \omega) = \int_{V_q} dR' \sigma_{kl}(R, R', \omega) E_l(R'), \quad (6)$$

в якому провідність (її парамагнітна частина) визначається струмами електронних переходів $j_i^{\alpha\beta}(R)$ між станами α та β [3,6]

$$\sigma_{kl}(R, R', \omega) = \frac{1}{i\omega} \sum_{\alpha} a_{\alpha}(\omega) j_k^{\alpha 0}(R) j_l^{0\alpha}(R'), \quad (7)$$

де

$$a_{\alpha}(\omega) = 2\hbar \frac{E_{\alpha} - E_0}{(E_{\alpha} - E_0)^2 - \hbar^2(\omega + i\nu)^2}, \quad (8)$$

E_{α} - енергія α -го електронного рівня, ν - параметр, що враховує скінчений час життя збудження. Тоді рівняння для самоузгодженого локального поля можна записати у вигляді

$$E_i(R, \omega) = \tilde{E}_i^{(0)}(R, \omega) - \sum_{\alpha} a_{\alpha}(\omega) F_i^{\alpha}(R, \omega) \int_{V_q} dR' j_l^{0\alpha}(R') E_l(R'), \quad (9)$$

де

$$F_i^{\alpha}(R, \omega) = \mu_0 \int_{V_q} dR' G_{ik}(R, R') j_k^{\alpha 0}(R'). \quad (10)$$

Можна [9] перетворити інтегральне рівняння (9) в систему алгебраїчних рівнянь

$$\gamma^{0\beta} = \gamma_{(0)}^{0\beta} - \sum_{\alpha} a_{\alpha}(\omega) N^{\beta\alpha} \gamma^{0\alpha}, \quad (11)$$

$$N^{\beta\alpha} = \int_{V_q} dR j_k^{0\beta}(R) F_k^{\alpha 0}(R) = \mu_0 \int_{V_q} dR j_k^{0\beta}(R) \int_{V_q} dR' G_{kj}^{(psv)}(R, R', \omega) j_j^{\alpha 0}(R') \quad (12)$$

де $N^{\beta\alpha}$ відіграє роль енергії самодії (нанооб'єкта самого на себе).

Якщо кільце знаходиться на підкладинці, то роль псевдовакуумної функції Гріна буде відігравати функція Гріна для двох півпросторів із плоским інтерфейсом [9]:

$$G(r, r', \omega) = -\frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1} \frac{c^2}{4\pi\omega^2} \frac{1}{R_M^5} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} -3(x - x')^2 + R_M^2 & -3(x - x')(y - y') & 3(x - x')(z + z') \\ -3(x - x')(y - y') & -3(y - y') + R_M^2 & 3(y - y')(z + z') \\ -3(x - x')(z + z') & -3(y - y')(z + z') & 3(z - z') - R_M^2 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

де $R_M = |R_M| = |r - r'_M|$, $r'_M = (x', y', -z')$.

Тоді рівняння (11) може бути переписано

$$\sum_{\alpha} (\delta_{\alpha\beta} + a_{\alpha}(\omega) N^{\beta\alpha}) \gamma^{0\alpha} = \gamma_{(0)}^{0\beta}. \quad (14)$$

Розв'язок цієї системи алгебраїчних рівнянь має вигляд

$$\gamma^{0\alpha} = \frac{B^{\beta\alpha}}{\Delta} \gamma_{(0)}^{0\beta}, \quad (15)$$

де $B^{\beta\alpha}$ – відповідне алгебраїчне доповнення, а Δ – визначник матриці $\{\delta_{\alpha\beta} + a_{\alpha}(\omega) N^{\beta\alpha}\}$

Запишемо розв'язок рівняння (8) у вигляді

$$E_i(R, \omega) = \tilde{E}_i^{(0)}(R, \omega) - \sum_{\alpha} a_{\alpha}(\omega) F_i^{\alpha}(R, \omega) \frac{B^{\beta\alpha}}{\Delta} \gamma_{(0)}^{0\beta}. \quad (16)$$

Ми розглядаємо випадок, коли одиничне квантове кільце розташоване на поверхні твердого тіла. Припускаємо, що зовнішнє поле слабо змінюється на відстанях порядку лінійного розміру кільця, що дозволяє вважати

$$\gamma_{(0)}^{0\beta} = \int_{V_q} dR j_k^{0\beta}(R) \tilde{E}_k^{(0)}(R) \approx \int_{V_q} dR j_k^{0\beta}(R) \tilde{E}_k^{(0)}(R_0) = \tilde{\gamma}_k^{0\beta} \tilde{E}_k^{(0)}(R_0), \quad (17)$$

де R_0 – довільна точка всередині кільця (наприклад, його центр). В результаті отримуємо

$$E_i(R, \omega) = \Lambda_{ik}^{(QR)}(R, \omega) \tilde{E}_k^{(0)}(R, \omega), \quad (18)$$

з так званим фактором локального поля [6]

$$\Lambda_{ik}^{(QR)}(R, \omega) = \delta_{ik} - \sum_{\alpha\beta} a_\alpha(\omega) F_i^\alpha(R, \omega) \frac{B^{\beta\alpha}}{\Delta} \tilde{\gamma}_k^{0\beta}. \quad (19)$$

Можна ввести ефективну сприйнятливість [9] квантового кільця

$$I_k(R, \omega) = \chi_{kj}^{(QR)}(R, \omega) \tilde{E}_j^{(0)}(R, \omega). \quad (20)$$

З урахуванням (7) та (20), маємо ефективну сприйнятливість квантового кільця

$$\chi_{il}^{(QR)}(R, \omega) = \frac{1}{\mu_0 \omega^2} \sum_{\alpha\beta} a_\alpha(\omega) j_i^{\alpha 0}(R) \frac{B^{\beta\alpha}}{\Delta} \tilde{\gamma}_l^{0\beta}, \quad (21)$$

яка визначає лінійний відгук одиничного квантового кільця на поверхні підкладки на зовнішнє відносно квантового кільця поле. Вважаємо, що в квантовому кільці, є один вільний електрон, який знаходиться в основному стані потенціальної ями. Під дією випромінювання він може здійснювати переходи в збуджені стани. $\gamma_{(0)}^{00, nm}$ відмінне від нуля тільки для переходів в стани, в яких квантове число $m = \pm 1$.

ЕФЕКТИВНА СПРИЙНЯТЛИВІСТЬ СИСТЕМИ КВАНТОВИХ КІЛЕЦЬ

На рисунку 3 схематично зображено декілька кілець на підкладинці, які опромінюються нормально падаючим електромагнітним пучком з хвильовим вектором \vec{k} .

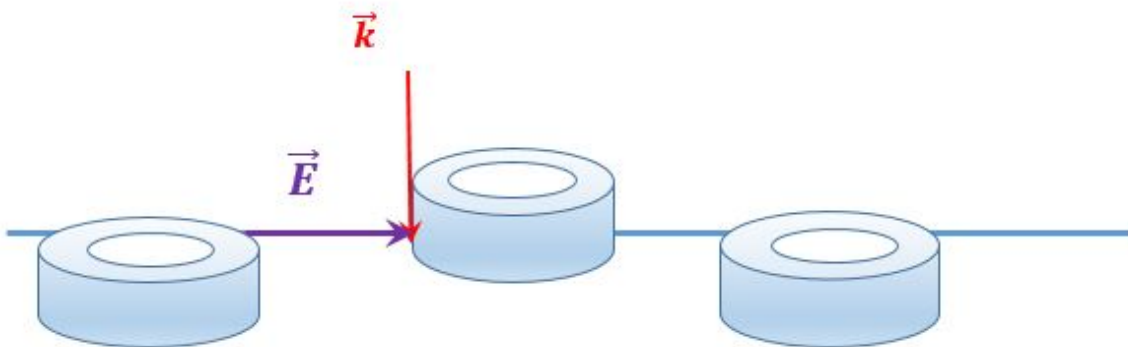


Рис. 3. Квантові кільця на підкладинці, які опромінюються нормально падаючим електромагнітним пучком

Розглянемо систему, в якій квантові кільця розподілені в середньому однорідно на поверхні твердого тіла з деякою заданою поверхневою щільністю n . Ефективну сприйнятливість такої системи будемо обчислювати за допомогою формули, отриманої в [9]:

$$X_{ji}(\mathbf{k}, z_\alpha, \omega) = [(\tilde{\chi}_{ji}(\omega))^{-1} + nk_0^2 G_{ij}(\mathbf{k}, z_\alpha, z_\alpha, \omega)]^{-1} \quad (22)$$

де $G_{ij}(\mathbf{k}, z_\alpha, z_\alpha, \omega)$ – пропагатор (або функція Гріна) в \mathbf{k}, z –представленні, $k_0 = \omega/c$. Вважаємо $z_\alpha = -h/2$, де h – висота квантового кільця. $\tilde{\chi}_{ji}(\omega)$ поляризованість однієї частинки на поверхні (має смисл лінійного відгуку на зовнішнє поле):

$$\tilde{\chi}_{ji}(\omega) = \int_{V_q} \chi_{kj}^{(QR)}(R, \omega) dR. \quad (23)$$

Ефективна сприйнятливість (22) визначає лінійний відгук системи квантових кілець, що знаходиться на твердотільній підкладинці, як цілої на зовнішнє електричне поле.

Отриманий вираз для ефективної сприйнятливості демонструє залежність від поверхневої концентрації кілець на поверхні, розмірів кільця, зовнішнього середовища, частоти збуджуючої монохроматичної хвилі.

Формула (22) отримана у припущенні, що всі частинки на поверхні – однакові та розміщені в середньому однорідно. Розміри частинок менші за середні відстані між частинками в площині поверхні, яку вони покривають.

СПЕКТР ПОГЛИНАННЯ

Для розрахунку спектрів поглинання необхідно знайти енергію, яка поглинається кільцями за одиницю часу. Якщо квантові кільця опромінюються монохроматичним випромінюванням з частотою ω , то дисипативна функція (Джоулеве тепло) знаходиться за такою формулою [6]

$$Q(\omega) = \frac{1}{4} \langle (J_i(R, \omega) + J_i^*(R, \omega))(E_i(R, \omega) + E_i^*(R, \omega)) \rangle \quad (24)$$

Із (24), враховуючи співвідношення (20), (21), (22) та (23), знаходимо вираз, який використовуємо для розрахунків спектрів поглинання

$$Q(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \omega |E_x^{(0)}|^2}{2} \text{Im}(X_{i1}(\mathbf{k}, -h/2, \omega)) \int_{V_q} \chi_{ij}^{(QR)}(R, \omega) dR X_{j1}(\mathbf{k}, -h/2, \omega) \quad (25)$$

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ:

В розрахунках окреме квантове кільце розглядали як трирівневу систему (враховуємо переходи лише між трьома найнижчими рівнями). Зазначимо, що у відсутності зовнішнього електромагнітного випромінювання збуджені рівні такої трирівневої системи двократно вироджені по знаку магнітного числа m .

Дослідили, що з наявністю системи квантових кілець з'являються резонансні піки в спектрах поглинання.

Проаналізували спектри поглинання для певного набору безрозмірних параметрів моделі $2\mu a_1/\hbar^2 = a_1$, $2a_2/(\mu\omega_0^2) = a_2$, які визначають ширину кілець і положення радіусів (r_{min} та r_{max} - внутрішні і зовнішні радіуси кілець, відповідно, в одиницях λ).

В числових розрахунках для GaAs квантових кілець використовували такі значення параметрів: $\hbar\omega_0 = 1\text{eV}$, $\lambda = \sqrt{\frac{\hbar}{\mu\omega_0}} = 1.06\text{ нм}$, ефективна маса електронів в GaAs $\mu = 0.67m_e$, де m_e - маса електрона.

Поверхнева частка квантових кілець на поверхні підкладинки

$$n = N_{QR} S_{QR}/S_{subs}, \quad (26)$$

де S_{QR} - площа плоскої поверхні одного квантового кільця, S_{subs} - площа поверхні підкладинки, N_{QR} - кількість квантових точок на поверхні підкладинки.

На Рис. 4-6 зображено потенціальні ями з різними параметрами та відповідні квантові кільця.

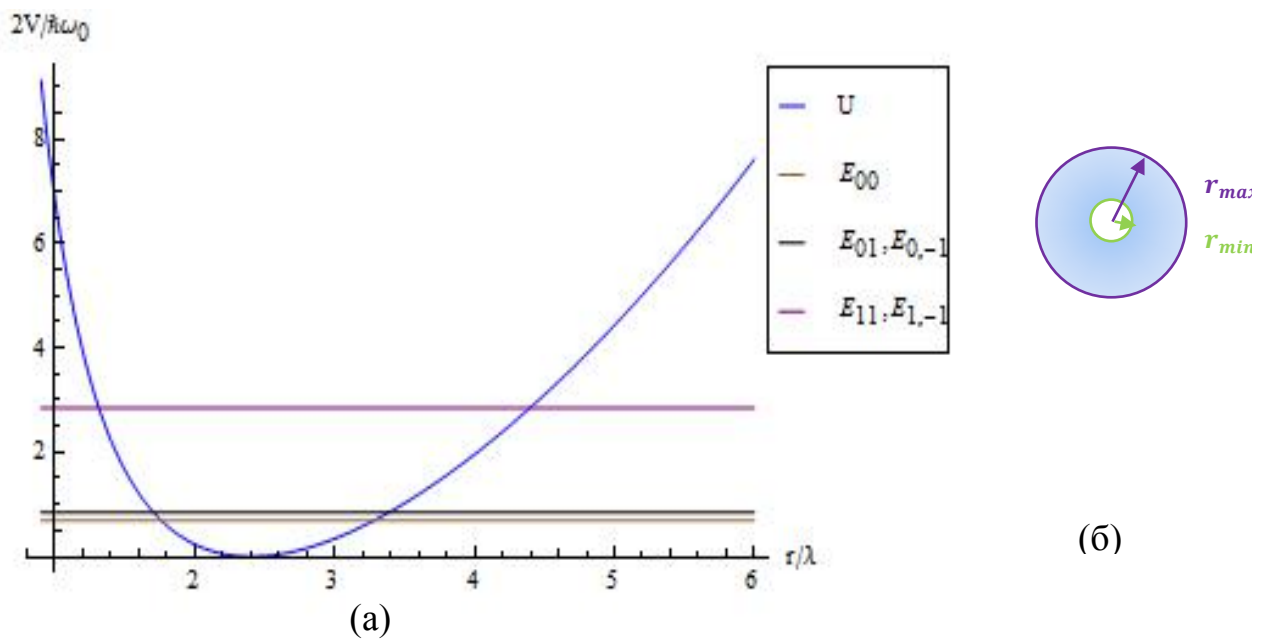


Рис. 4. (а) Трирівнева система в потенціальній ямі з параметрами $a_1 = 10, a_2 = 0.3$
 (б) Квантове кільце з внутрішнім радіусом $r_{min} = 1.14$ нм та зовнішнім $r_{max} = 3.9$ нм

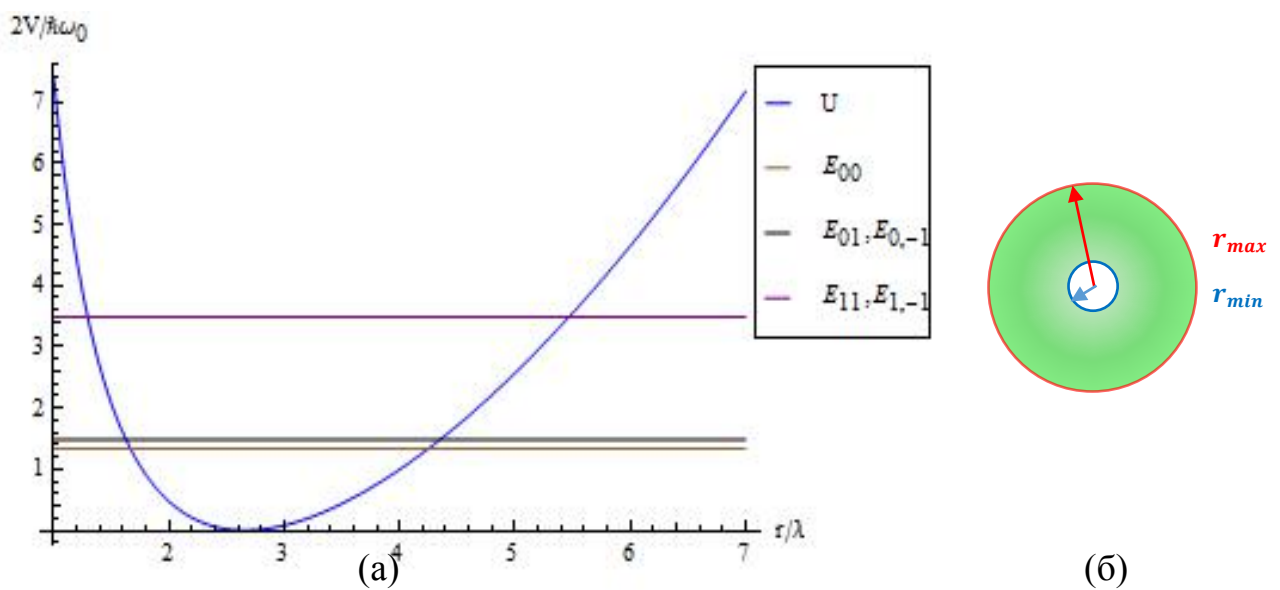


Рис. 5. (а) Трирівнева система в потенціальній ямі з параметрами $a_1 = 10, a_2 = 0.2$
 (б) Квантове кільце з внутрішнім радіусом $r_{min} = 1.29$ нм, та зовнішнім $r_{max} = 5.46$ нм

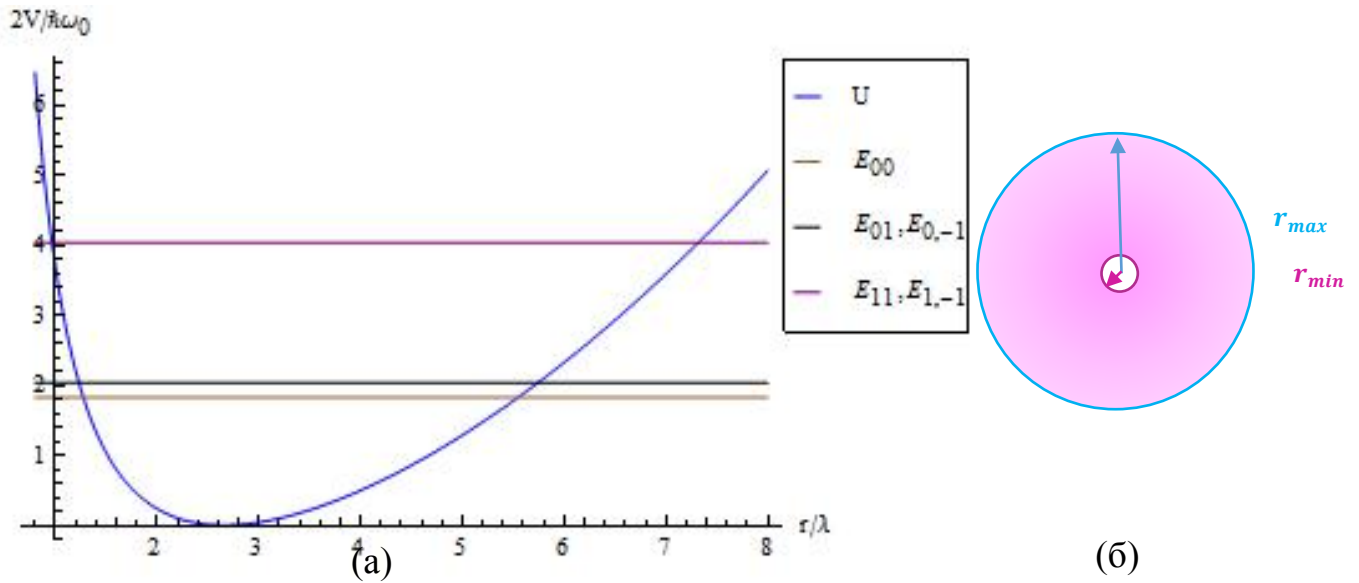


Рис. 6. (а) Трирівнева система в потенціальній ямі з параметрами $a_1 = 5, a_2 = 0.1$
 (б) Квантове кільце з внутрішнім радіусом $r_{min} = 0.97$ нм, та зовнішнім $r_{max} = 7.5$ нм

Відповідні значення величин та параметрів внесено у таблицю 1.

Таблиця 1.

a_1	10	10	5
a_2	0.3	0.2	0.1
$r_{min}, \text{нм}$	1.14	1.29	0.97
$r_{max}, \text{нм}$	3.9	5.46	7.5
$\Delta r = r_{max} - r_{min}, \text{нм}$	2.76	4.17	6.53

Залежність коефіцієнта поглинання монохроматичного електромагнітного випромінювання системою квантових кілець GaAs від частоти цього випромінювання, нормально падаючого на поверхню із квантовими кільцями, зображено на Рис. 7-12.

Таблиця 2. Резонансні частоти поглинання світла системою квантових кілець із параметрами $a_1=10$, $a_2=0.2$, $n=0.01$

E_1, eV	E_2, eV
0.11752	1.09504

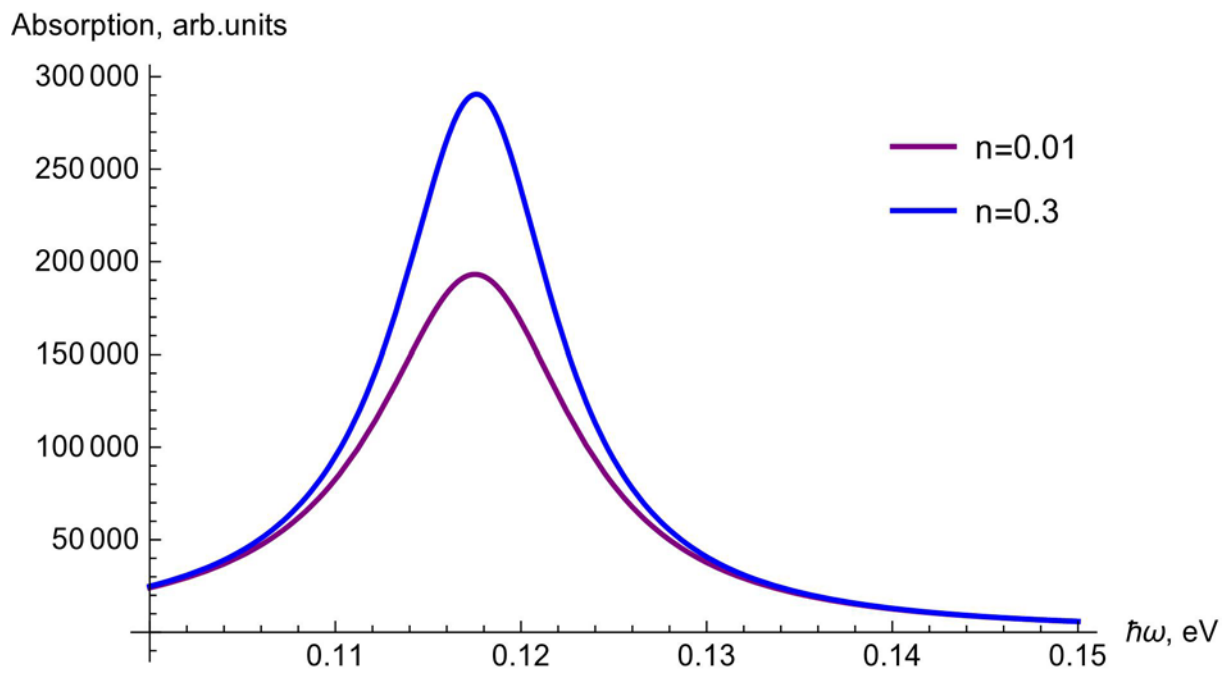


Рис.7. Спектр поглинання системою квантових кілець в мікрохвильовому діапазоні. Розрахунки для GaAs-кілець із параметрами $a_1=10$, $a_2=0.2$

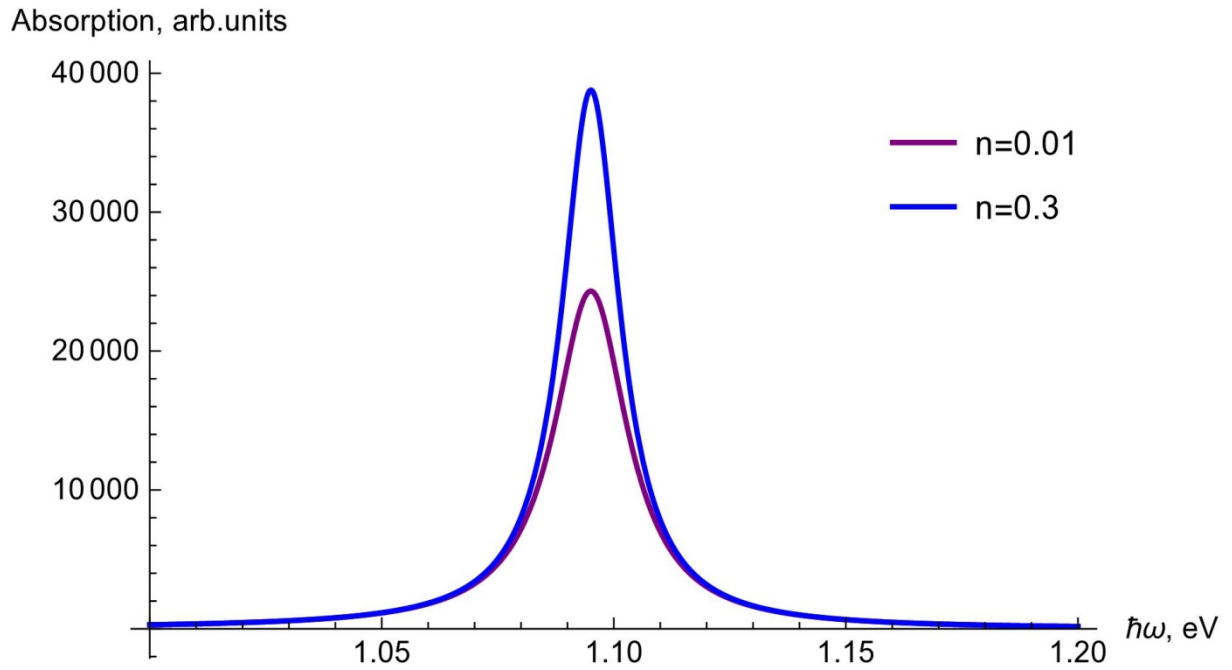


Рис.8. Спектр поглинання системою квантових кілець у високочастотному діапазоні. Розрахунки для GaAs-кілець із параметрами $a_1=10$, $a_2=0.2$

Таблиця 3. Резонансні частоти поглинання світла квантовим кільцем із параметрами $a_1=10$, $a_2=0.3$, $n=0.01$

E_1, eV	E_2, eV
0.11735	1.09518

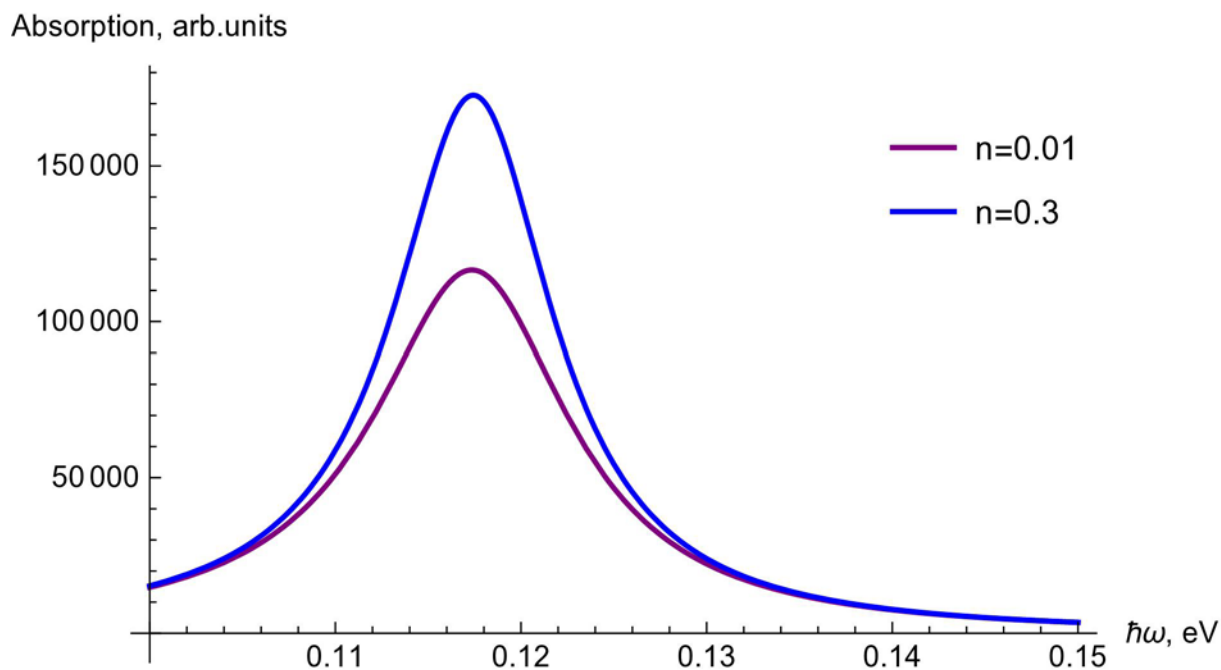


Рис.9. Спектр поглинання системою квантових кілець в мікрохвильовому діапазоні. Розрахунки для GaAs-кілець із параметрами $a_1=10$, $a_2=0.3$

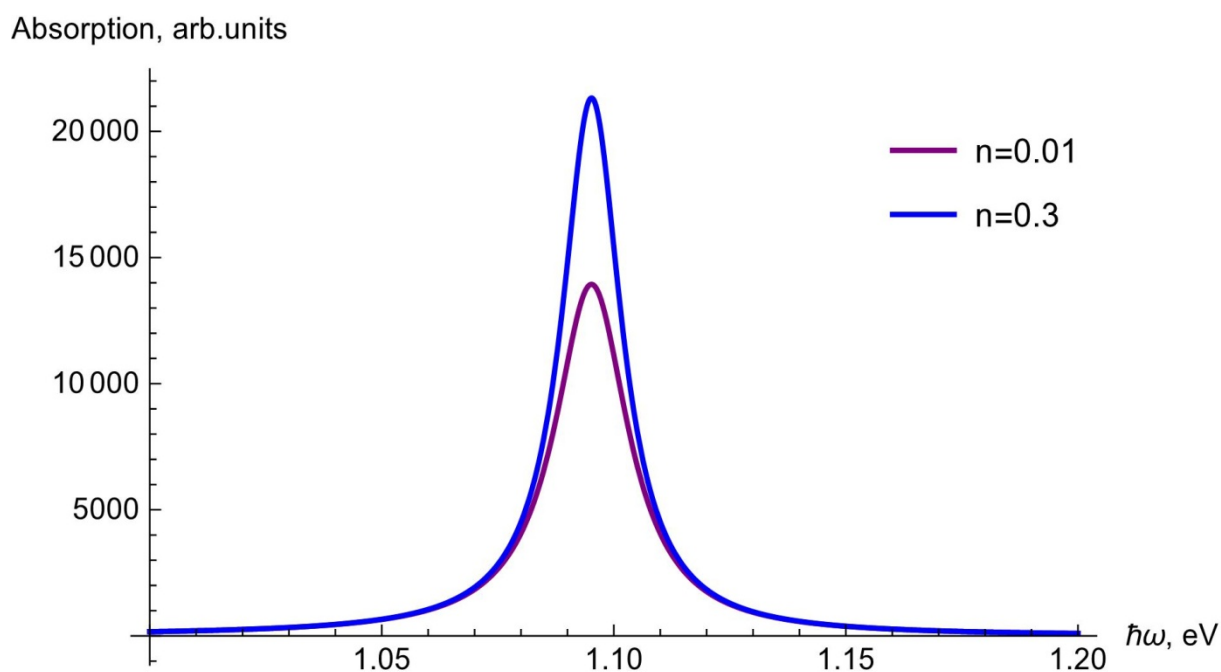


Рис.10. Спектр поглинання системою квантових кілець в високочастотному діапазоні. Розрахунки для GaAs-кілець із параметрами $a_1=10$, $a_2=0.3$

При збільшенні поверхневої частки квантових кілець на поверхні підкладки n від 0.01 до 0.3 спостерігається ледь помітний зсув (в межах похибки розрахунків) резонансної частоти у високочастотну область спектру.

Зокрема, при значеннях $a_1=10$, $a_2=0.3$, збільшення об'ємної частки кілець в приповерхневому прошарку до 0.03 обумовлює частотний зсув в +0.02 меВ.

Таблиця 4. Резонансні частоти поглинання світла квантовим кільцем із параметрами $a_1=5$, $a_2=0.1$, $n=0.01$

E_1, eV	E_2, eV
0.153565	1.126

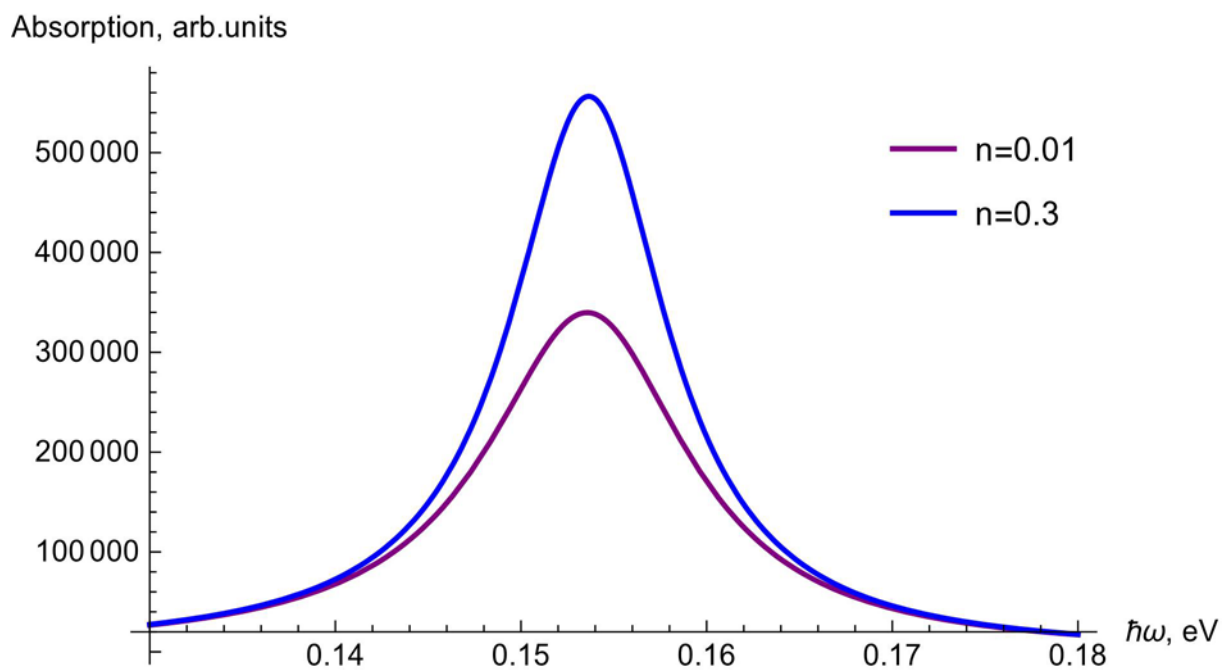


Рис.11. Спектр поглинання системою квантових кілець в мікрохвильовому діапазоні.

Розрахунки для GaAs-кілець із параметрами $a_1=5$, $a_2=0.1$

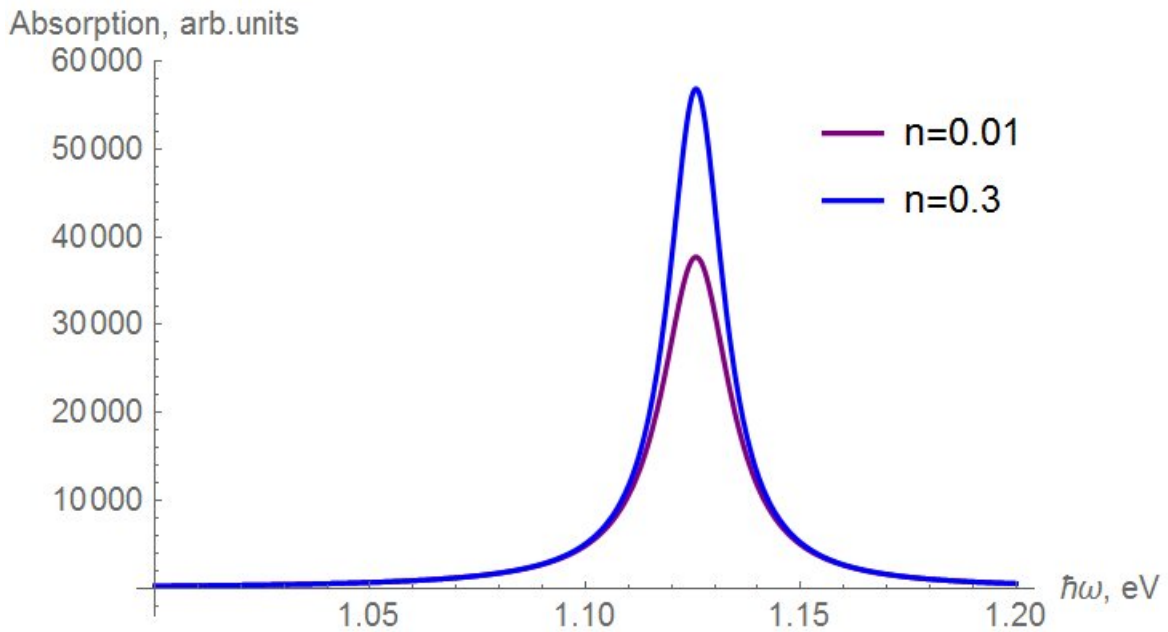


Рис.12. Спектр поглинання системою квантових кілець в високочастотному діапазоні.
Розрахунки для GaAs-кілець із параметрами $a_1=5$, $a_2=0.1$

З отриманих профілів поглинання для системи GaAs квантових кілець спостерігається:

- Два піки в спектрах, один в високочастотному діапазоні та один – в мікрохвильовому.
- При значеннях $a_1=10$, $a_2=0.3$, збільшення об'ємної частки кілець в приповерхневому прошарку до 0.03 обумовлює частотний зсув в +0.02 меВ
- В мікрохвильовому діапазоні інтенсивність резонансного поглинання більша, ніж високочастотному.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

В роботі розглянули квантові кільця як модельні квантові системи з потенціалом Волкано. Чисельно проаналізували системи GaAs-квантових кілець, які знаходяться на нелегованій GaAs-підкладинці. Під дією зовнішнього електромагнітного випромінювання в квантовому кільці збуджуються переходи в стани, в яких магнітне число m змінюється на одиницю, а радіальне число може змінюватися або залишатися незмінним. Враховували відмінності в струмах переходів в стани, що відрізняються знаком m , які індуються зовнішнім електромагнітним монохроматичним випромінюванням.

В рамках використаного методу функцій Гріна і концепції ефективної сприйнятливості отримали, що наявність системи квантових кілець впливає на спектр поглинання, а саме з'являються резонансні піки в різних частотних діапазонах. Піки пов'язані із збудженням колективних резонансів, обумовлених переходами між різними енергетичними рівнями в кільці, індюкованими зовнішнім електромагнітним випромінюванням певної частоти. Інтенсивність резонансного поглинання більша на порядок у низькочастотному діапазоні порівняно з високочастотним. При збільшенні поверхневої частки квантових кілець на поверхні підкладинки n від 0.01 до 0.3 спостерігається ледь помітний зсув (порядку 0.02 мєВ для випадку кілець із розглянутими параметрами) резонансної частоти у бік більш високих частот.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ:

1. Гордюшенков О.Е., Комков О.С., Пихтин А.Н. Исследование InGaAs/GaAs квантовых колец методами фотолюминесценции и фотоотражения//Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». – 2010.
2. Сибирмовский Ю.Д., Васильевский И.С., Виниченко А.Н., Еремин И.С., Жигунов Д.М., Каргин Н.И., Коленцова О.С., Мартюк П.А., Стриханов М.Н. Фотолюминесценция массивов квантовых колец GaAs/AlGaAs // Журнал физика и техника полупроводников – 2015. – Т. 49, №5. – С. 652-657.
3. Keller O., Xiao M. and Vozhevolnyi S. Configurational resonances in optical near-field microscopy: a rigorous point-dipole approach/O. Keller, M. Xiao and S. Vozhevolnyi// Surf. Sci. 280. – 1993.
4. Брызгалов А.А., Карманов Ф.И. Управление туннелированием в системе двух концентрических квантовых колец с помощью магнитного поля//Вычисление методы и программирование. –2011. –Т.12. –С.262.
5. Tan W. C. Electron states in a two-dimensional ring – an exactly soluble model / W. C. Tan, J. C. Inkson // Semicond. Sci. Technol. – 1996. – V.11. – P.1635.
6. Keller O. Local fields in the electrodynamics of mesoscopic media / O. Keller // Physics Reports – 1996. – V.268. – P.85– 262.
7. Keller O. Optical polarizability of small quantum particles: local-field effects in a self-field approach / O.Keller// Journal of the optical society of America – 1994. – B.11. – P. 1480.
8. Lozovski V. Local field equations in electro-dynamics of systems of small particles / V. Lozovski// Opt. and Specroscopy. – 1999. – V.86. – P.96.
9. Lozovski V. The Effective Susceptibility concept in the electrodynamics of nano-systems / V.Lozovski // J. Of Comput. And Theor. Nanosci. – 2010. – V.9.
10. Маргулис В.А., Миронов В.А. Магнитный момент кольца Волкано / В.А. Маргулис, В.А. Миронов // Физика твёрдого тела– 2008. – Т.50, Вып.1. – С.148-153.

11. Баужа О.С. Магнітні властивості квантових кілець при врахуванні спіно-орбітальної та електрон-електронної взаємодії / О.С. Баужа // Український фізичний журнал. – 2013. – Т. 58, № 9. – С. 891-897.
12. Keller O. and Garm T. Retarded electromagnetic response of a spherical quantum dot: A self-consistent field calculation /O.Keller and T. Garm// Phys. Rev. – – 1995.
13. Iezhokin I., Keller O. and Lozovski V. Induced light emission from quantum dots: The directional near-field pattern/I. Iezhokin, O. Keller and V. Lozovski// J. Of Comput. And Theor. Nanosci. – 2010. – V.9.
14. Maradudin A.A. and Mills D.L. Scattering and absorption of electromagnetic radiation by a semi- infinite medium in the presence of surface roughness/ A.A. Maradudin and D.L. Mills// Phys. Rev. – B.11– 1975
15. Мудрый А.В., Мофиднахай Ф., Живулько В.Д., Зиновьев В.А., Двуреченский А.В., Кучинская П.А., Смагина Ж.В. Структурные и оптические характеристики нанослоев Ge/Si с пространственно-упорядоченными группами квантовых точек //Весці нацыянальнай акадэміі навук беларусі –2014. - №2. – С.94.
16. Шиляев П.А., Павлов Д.А. Полупроводниковые гетероструктуры: гетеропереход. /Сост. П.А. Шиляев, Д.А. Павлов. //Учебно-методическое пособие. – 2009. –С.18.