

Поглощение света нанопроволокой с переходами носителей из валентной зоны в донорные состояния в присутствии электрического поля

Э.П. Синявский¹, С.М. Соковнич²

¹Институт прикладной физики АН РМ, г. Кишинёв

²Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко, г. Тирасполь,
s_sokovnich@rambler.ru

Аннотация — Теоретически исследуется поглощение света квантовой проволокой с переходом носителей из валентной зоны в донорные состояния в присутствии поперечного электрического поля. Примесный центр моделируется потенциалом нулевого радиуса. Получены выражения для коэффициента поглощения света с учётом процессов рассеяния носителей. Анализируются частотные зависимости коэффициента поглощения света при различных значениях напряженности электрического поля и при различных значениях энергии связанного состояния. Показана возможность управления положением максимума поглощения света с помощью электрического поля.

Ключевые слова — квантовая проволока, внешнее электрическое поле, примесные центры, метод потенциала нулевого радиуса, энергия связанного состояния, коэффициент поглощения света.

I. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия происходит экспериментальное и теоретическое освоение структур нанометровых размеров, что объясняется не только перспективами дальнейшего улучшения характеристик микроэлектронных приборов, но и возможностью создания объектов с совершенно новыми физическими свойствами. Это связано с тем, что при таких размерах (для прямоугольной квантовой ямы размер должен быть меньше 100Å) начинают проявляться квантовые эффекты, прежде всего эффект размерного квантования. Таких эффектов в объемном материале нет, а значит есть возможность создавать структуры и приборы с уникальными физическими свойствами.

Среди подобных систем большое внимание уделяется исследованию одиночных квантовых ям (КЯ), систем с квантовыми ямами, сверхрешеток, квантовых проволок (КП), квантовых точек (КТ).

В последнее время все чаще применяется модель, в которой потенциал КП аппроксимируется параболой (параболоидом). Квантовые системы с таким потенциалом получают и при использовании специальной технологии легирования [1]. Повышенное внимание к системам с параболическим потенциалом

объясняется тем, что проявление эффектов размерного квантования в них происходит в достаточно толстых КП (с диаметром d_0 порядка 1000Å). Для типичных параметров параболической квантовой проволоки GaAs-Al_xGa_{1-x}As шаг пространственного квантования для электронов равен $14,6/d_0$ эВ (если задавать диаметр проволоки в Å), то есть, при толщине проволоки $d_0 = 1000\text{Å}$, $\hbar\omega = 14,6$ мэВ. Следовательно, при температуре $T < 100\text{K}$, размерно-квантованные уровни могут заметным образом определять свойства таких квантовых систем. Параболическая зависимость потенциала КП также очень удобна для теоретических расчетов, так как многие параметры позволяют получить аналитически, что делает возможным более ярко описать физическую картину исследуемого явления.

Современная нанотехнология, используя направленное легирование, получает размерно-ограниченные объекты с заранее задаваемым положением примесного центра в них. Это послужило мощным толчком к теоретическим исследованиям влияния положения примеси на электрические и оптические свойства подобных систем.

Физические свойства КП и других структур пониженной размерности коренным образом меняются, если эти системы помещают во внешние поля. Исследование свойств КП в зависимости от величины и направления внешних полей и, в частности, электрического поля представляют собой важную задачу, так как это позволяет создавать новые полупроводниковые приборы с уникальными свойствами.

В квантовых проволоках типа ZnO, GaN, CdS, InP, GaAs экспериментально исследовалась люминесценция на примесные состояния: донорно-акцепторная люминесценция [2], люминесценция, с переходом электрона в акцепторные состояния [3]. Аналогичные оптические переходы наблюдались в нанопроволоках ZnS [4].

В нашей работе примесное состояние моделируется потенциалом нулевого радиуса [5, 6].

II. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Пусть квантовая проволока расположена вдоль оси Ox . Ось Oz направим по направлению напряженности электрического поля F . Потенциал квантовой проволоки считаем квадратичным, причем одинаковым вдоль оси Oy и Oz (профиль потенциала – параболоид вращения с осью симметрии Ox). Так же будем считать, что эффективные массы носителей не зависят от направления и равны m . Тогда потенциальная энергия носителя в квантовой проволоке с квадратичным потенциалом в постоянном электрическом поле дается выражением:

$$V(y, z) = \frac{m_c}{2} \omega^2 (y^2 + z^2) + eFz. \quad (1)$$

ω – частота размерного квантования, e – заряд электрона.

Рис. 1 представляет собой зависимость $U(z)$ – сечение равенства (1) плоскостью $y = 0$.

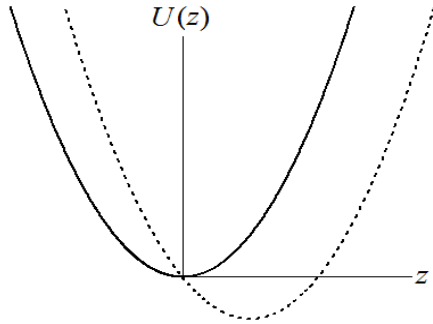


Рис. 1. Зависимость потенциальной энергии рассматриваемой системы от координаты z . Сплошная линия – в отсутствие электрического поля, пунктирная – в присутствие внешнего электрического поля

Как видно из рис. 1 электрическое поле смещает минимум потенциальной энергии вдоль оси Oz .

Решение стационарного уравнения Шредингера для электрона в квантовой проволоке с параболическим потенциалом в поперечном электрическом поле принимает вид:

$$\Psi_{k_x, n, m}^c(x, y, z) = \frac{e^{ik_x x}}{\sqrt{L_x}} \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sqrt{2^n n! 2^m m!}} \times H_n(\sqrt{\lambda}(z + z_0)) e^{-\frac{\lambda(z+z_0)^2}{2}} \quad (2)$$

$$E^c = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_c} + \hbar\omega(n + m + 1) - \Delta. \quad (3)$$

$$\lambda = \frac{m_c \omega}{\hbar}; \quad z_0 = \frac{eF}{m_c \omega^2}; \quad \Delta = \frac{e^2 F^2}{2m_c \omega^2};$$

Формулы (2) и (3) написаны для электрона в зоне проводимости, о чем свидетельствует индекс c . m_c – эффективная масса электрона в зоне проводимости.

Как непосредственно следует из (3) дно размерно-квантованной зоны проводимости (как и валентной

зоны) с ростом напряженности электрического поля смещается в область запрещенных значений энергии (рис. 2).

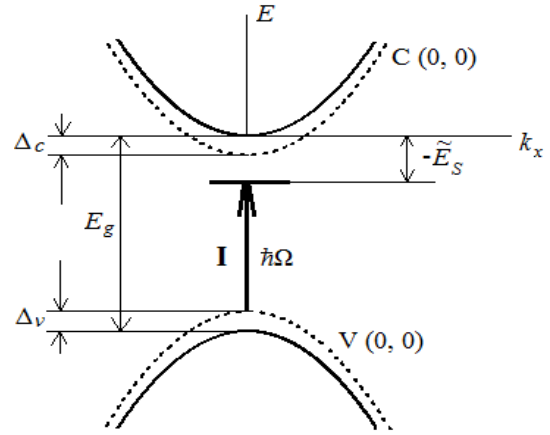


Рис. 2. Энергетический спектр нанопроволоки в поперечном электрическом поле. Показан оптический переход, исследуемый в работе. Приведены нижайшая зона проводимости C ($n = m = 0$) и валентная зона V ($n' = m' = 0$). Пунктирные линии – зоны в присутствии электрического поля

Аналогичное решение для электрона в валентной зоне имеет вид:

$$\Psi_{k_x, n, m}^V = \frac{e^{ik_x x}}{\sqrt{L_x}} \left(\frac{\lambda_1}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{H_n(\sqrt{\lambda_1}(z - z_{01}))}{\sqrt{2^n n! 2^m m!}} e^{-\frac{\lambda_1 y^2}{2}} e^{-\frac{\lambda_1 (z - z_{01})^2}{2}}, \quad (4)$$

$$E^V = -\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_v} - \hbar\omega_1(m + n + 1) + \Delta_1 - E_g, \quad (5)$$

$$\lambda_1 = \frac{m_v \omega_1}{\hbar}; \quad z_{01} = \frac{eF}{m_v \omega_1^2}; \quad \Delta_1 = \frac{e^2 F^2}{2m_v \omega_1^2}.$$

m_v – эффективная масса электрона в валентной зоне, ω_1 – частота размерного квантования в валентной зоне, E_g – ширина запрещенной зоны.

В дальнейшем мы рассматриваем случай $m_v = m_c$. Тогда $\omega_1 = \omega$, $\lambda_1 = \lambda$, $z_{01} = z_0$, $\Delta_1 = \Delta$. Подобные «зеркальные» зоны существуют, например, у висмута. В связи с этим индексы у масс в дальнейшем опускаются, как и индекс 1 в соответствующих величинах.

При исследовании кинетических процессов в параболической квантовой проволоке радиуса R в поперечном электрическом поле используются следующие ограничения:

$$\left. \begin{aligned} 2eFR < \Delta E_c \\ \left(\frac{2\Delta E_c}{\hbar\omega_e}\right)^{1/2} \gg 1 \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

Первое неравенство в (6) означает, что высота потенциальной энергии ΔE_c на границе наносистемы больше энергии, набираемой электроном вдоль оси размерного квантования в электрическом поле, т.е. носители не покидают нанопроволоку. Выполнение второго неравенства (в параболическом потенциале помещается много размерно-квантованных уровней)

позволяет надёжно пользоваться свойствами ортонормированных волновых функций гармонического осциллятора, описывающих состояния частиц.

Рассмотрим поглощение света квантовой проволокой, находящейся в поперечном электрическом поле, с переходом электрона из валентной зоны на примесный центр. Примесь - мелкий донор - будем описывать в модели потенциала нулевого радиуса.

Коэффициент поглощения света [7] для рассматриваемого случая имеет вид:

$$K(\Omega) = \frac{4\pi^2 e^2 N_D}{S n_0 c m_e^2 \hbar \Omega} \sum_{\alpha\nu} \langle \Psi_\alpha(\mathbf{r}) | \mathbf{P}_{c\nu} \xi | S \rangle^2 \delta(E_\alpha - E_s - \hbar\Omega).$$

N_D - линейная концентрация доноров, S - площадь сечения квантовой проволоки с показателем преломления n_0 . $\mathbf{P}_{c\nu}$ - матричный элемент оператора импульса на блоховских функциях зоны проводимости и валентной зоны. ξ - вектор поляризации поглощаемой электромагнитной волны, -функция выражает собой закон сохранения энергии.

Учитывая выражения (4), (5), получаем:

$$K(\Omega) = \frac{4\pi^2 e^2 N_D |P_{cv}|^2}{S n_0 c \hbar \Omega m_0^2} \sum_{k_x, n, m} \left| \int dx dy dz \Psi_{k_x, n, m}^*(\mathbf{r}) \Psi_s(\mathbf{r}) \right|^2 \times \delta\left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} + \varepsilon_g + \hbar\omega(n' + m' + 1) - \Delta - E_s - \hbar\Omega\right) \quad (7)$$

Волновая функция связанного состояния в модели потенциала нулевого радиуса дается выражением:

$$\Psi_s(\mathbf{r}) = C \sum_{k_x, n, m} \frac{\Psi_{k_x, n, m}^*(0, 0, 0) \Psi_{k_x, n, m}(\mathbf{r})}{-E_s - E_\alpha}. \quad (8)$$

Постоянная C определяется из условия нормировки волновой функции связанного состояния, $\Psi_\alpha(\mathbf{r})$ - волновая функция электрона в зоне проводимости КП в модели параболического потенциала в поперечном электрическом поле (2), $E_s > 0$ - величина энергии локализованного состояния, E_α дается выражением (3). При записи (8) предполагалось, что примесь локализована на оси квантовой проволоки $\mathbf{r}'(0, 0, 0)$.

В реальных квантовых системах всегда присутствуют процессы рассеяния носителей заряда. В исследуемых нами квантовых системах важным является процесс рассеяния носителей на шероховатостях поверхности [8, 9, 10]. Эти процессы теоретически исследовались в [11, 12].

Если учитывать процессы рассеяния носителей, то δ - функцию в выражении (7) нужно заменить следующим образом:

$$\delta\left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} + E_g + \hbar\omega(n' + m' + 1) - \Delta - E_s - \hbar\Omega\right) \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{i}{\hbar} t \left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} + E_g + \hbar\omega(n' + m' + 1) - \Delta - E_s - \hbar\Omega\right) - \Gamma_\alpha |t|\right) dt.$$

Тогда коэффициент поглощения света в рассматриваемой системе, определяется соотношением:

$$K(\Omega) = \frac{4\pi^2 e^2 N_D}{S n_0 c m_e^2 \Omega} \sum_{k_x, n, m} |M_{\alpha\nu, s}|^2 \times \int dt \exp\left(\frac{it}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} + E_g + \hbar\omega(n' + m' + 1) - \Delta - E_s - \hbar\Omega\right) - \Gamma_\alpha |t|\right).$$

Здесь

$$\Gamma_\alpha = \frac{1}{|k_x|} \gamma, \quad \gamma = \frac{E_1^2 k_0 T m_e^2 \omega}{2 \hbar^4 \pi \rho v^2} + \frac{2 m_e \gamma_0 \omega^2}{\hbar R^2} \left[1 + \frac{2\Delta}{\hbar\omega}\right].$$

E_1 - постоянная деформационного потенциала, v - скорость звука в наноструктуре радиуса R и плотностью материала ρ , $\gamma_0^{1/3}$ - определяет высоту флуктуаций.

Выражение для коэффициента поглощения света с учётом того, что переход электрона происходит с верхнего уровня валентной зоны ($n' = m' = 0$), принимает вид:

$$K(\Omega) = \frac{4\pi^2 e^2 N_D |P_{cv}|^2 C^2}{S n_0 c m_e^2 \Omega m_0^2} \frac{\lambda}{L_x} \frac{4}{\pi} e^{-3\lambda z_0^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \left[\sum_m \frac{(\sqrt{\lambda} z_0)^m H_m(\sqrt{\lambda} z_0)}{m! \left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} + E_s + m\hbar\omega + \hbar\omega - \Delta\right) \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega}} \right]^2 \times \frac{2\hbar^2 |k_x| \gamma}{\hbar^2 \gamma^2 + |k_x|^2 \left(\hbar\Omega - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} - E_g + E_s + \Delta - \hbar\omega\right)^2}$$

После преобразований выражение для коэффициента поглощения света окончательно принимает вид:

$$K(\Omega) = \frac{16\pi^2 e^2 N_D |P_{cv}|^2 C^2 \lambda}{S n_0 c m_e^2 \Omega m_0^2} \frac{1}{L_x} \frac{4}{\pi} e^{-\frac{6\Delta}{\hbar\omega}} \frac{1}{(\hbar\omega)^3} 2 \sqrt{\frac{2\hbar m_e}{\omega}} \sqrt{\delta_f} \times \int_0^\infty \frac{dt}{1 + t \left(t - \delta_f \left(\frac{\hbar\Omega + E_s - E_g + \Delta - \hbar\omega}{\hbar\omega}\right)\right)^2} \times \left[\int_0^\infty d\tau \exp\left(\frac{-\tau}{\delta_f} \left(t + \frac{(E_s - \Delta + \hbar\omega) \cdot \delta_f}{\hbar\omega}\right) - \frac{2\Delta}{\hbar\omega} e^{-\tau} (e^{-\tau} - 2)\right) \right]^2.$$

Здесь обозначено $\frac{\hbar\omega}{\hbar\omega_f} \equiv \delta_f$, где $\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_e} \equiv t \cdot \hbar\omega_f$.

Это выражение сложно для численного расчета, но можно заметить, что во втором интеграле в первой скобке первое слагаемое намного меньше второго при малых t (δ_f – большая величина). При больших t всё выражение мало за счёт первого интеграла. Это означает, что практически можно пренебречь t во втором интеграле. Тогда для численного расчёта можно применить формулу:

$$K(\Omega) = \frac{16\pi^2 e^2 N_D |P_{cv}|^2 C^2 \lambda}{S n_0 c m_e^2 \Omega m_0^2 L_x \pi} e^{-\frac{6\Delta}{\hbar\omega}} \frac{1}{(\hbar\omega)^3} 2 \sqrt{\frac{2\hbar m_e}{\omega}} \times \sqrt{\delta_f} \int_0^\infty \frac{dt}{1 + t \left(t - \delta_f \left(\frac{\hbar\Omega + E_s - E_g + \Delta - \hbar\omega}{\hbar\omega} \right) \right)^2} \times \left[\int_0^\infty d\tau \exp \left(-\tau \left(\frac{E_s - \Delta + \hbar\omega}{\hbar\omega} \right) - \frac{2\Delta}{\hbar\omega} e^{-\tau} (e^{-\tau} - 2) \right) \right]^2 \quad (9)$$

III. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

На рис. 3 приведена зависимость коэффициента поглощения света от энергии падающего излучения в относительных единицах для различных значений напряжённости электрического поля, рассчитанная по формуле (9). По оси абсцисс откладывается величина $\tilde{E} = \frac{1}{\hbar\omega} (\hbar\Omega + E_s - \hbar\omega - E_g)$. Графики I, II, III отвечают значениям $\frac{\Delta}{\hbar\omega} = 0; 0,5; 1$ соответственно. Во всех случаях $\tilde{E}_s = \frac{1}{\hbar\omega} (E_s + \hbar\omega) = 4$ и $\delta_f = 10$.

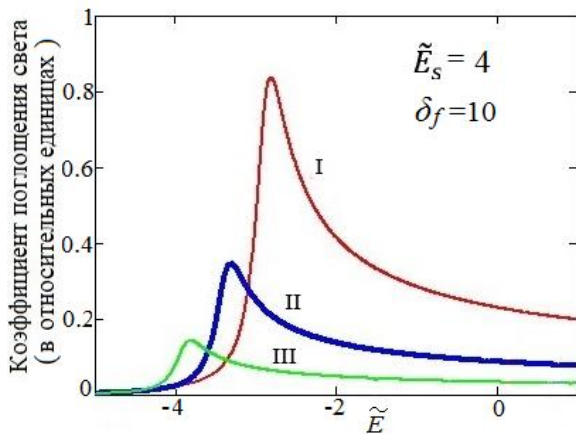


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения света от энергии падающего излучения при различных значениях напряжённости электрического поля. Кривые I, II, III соответствуют значениям $\frac{\Delta}{\hbar\omega} = 0; 0,5; 1$

На рис. 4 даны частотные зависимости коэффициента поглощения света (в относительных единицах) для рассматриваемой системы при различных значениях величины энергии связанного состояния \tilde{E}_s в отсутствие электрического поля при

$\delta_f = 10$. Кривые I, II, III соответствуют значениям $\tilde{E}_s = 1, 2, 3, 4$.

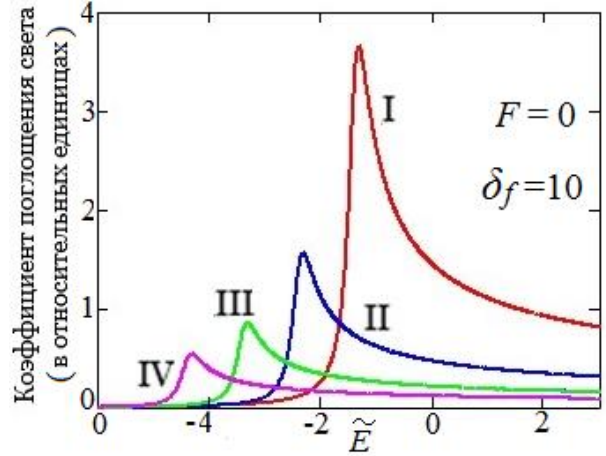


Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения света от энергии падающего излучения при различных значениях энергии связанного состояния в отсутствие электрического поля. Кривые I, II, III, IV соответствуют значениям $\tilde{E}_s = \frac{1}{\hbar\omega} (E_s + \hbar\omega) = 1, 2, 3, 4$

Исследование дало следующие результаты:

1. С ростом напряженности электрического поля величина коэффициента поглощения света уменьшается. Это, по-видимому, связано с тем, что электрическое поле сдвигает экстремумы потенциальной энергии от оси квантовой проволоки вдоль оси Oz (рис.1). В связи с этим уменьшается перекрытие волновых функций связанного состояния и электрона в зоне проводимости, что и приводит к уменьшению коэффициента поглощения света. Это справедливо для исследуемого нами случая, когда примесь находится на оси квантовой проволоки. Если же примесь располагается не на оси симметрии проволоки, то возникает возможность управления положением максимума коэффициента поглощения света с помощью электрического поля, что может быть использовано на практике.

2. С ростом напряженности электрического поля, положение максимума коэффициента поглощения света сдвигается в длинноволновую область частот. Это связано с тем, что с ростом электрического поля, поднимается потолок валентной зоны (рис. 2), а значит уменьшается разность энергий между примесным состоянием и потолком валентной зоны.

3. При фиксированном значении напряженности электрического поля, как и при отсутствии электрического поля, с ростом величины энергии связи величина коэффициента поглощения света уменьшается, что связано, вероятно, с тем, что в этом случае примесный уровень удаляется от дна зоны проводимости и уменьшается перекрытие соответствующих волновых функций.

4. При фиксированном значении напряженности электрического поля с ростом величины энергии связи максимум коэффициента поглощения света сдвигается

в длинноволновую область, так как в этом случае разность энергий между связанным состоянием и потолком валентной зоны уменьшается.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. М.: Мир, 1989. 240 с.
- [2] Xiao-Yan Yan, Cheng-Bao Yao, Jin Li et.al. Optical Materials, v.55, p. 73-77, 2016.
- [3] Khan A., Kordesch M.E. Phys. E. Low-dimensional Syst. Nanostructures 2005, v.28, p. 1-6.
- [4] Sowmya Kolli, Chandra Shekhar Pendyala et.al. Journal of Luminescence v.141, p. 162-165, 2013.
- [5] Демков Ю.Н., Островский В.Н. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л.: Изд-во ЛГУ. 1975. 240 с.

- [6] Синявский Э. П. Оптические свойства полупроводников и квазидвумерных систем. Тирасполь. РИО ПГУ, 2002г., 120 с.
- [7] Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. М., "Лань", 2021, 624с.
- [8] Sakaki H., Noda T., Hurakawa K. et.al. Appl. Phys. Lett. 1987, v.51, № 23, p. 1934-1936.
- [9] Sinyavskii E.P., Kostyukevich N.S. Opt. Spectrosc. 2013, v.114, № 2, p. 205-210.
- [10] Unuma T., Takahashi T., Noda T. et.al. J. Appl. Phys. 2001, v.78, № 22, p. 3448-3450.
- [11] Синявский Э.П., Карапетян С.А. // ФТП. 2012. Т. 46. № 8. С. 1032.
- [12] Синявский Э.П., Хамидуллин Р.А. // ФТП. 2002. Т. 36. № 8. С. 989.

Absorption of Light by a Nanowire with Transitions of Carriers from the Valence Band to Donor States in the Presence of an Electric Field

E.P. Sinyavskii¹, S.M. Sokovnich²

¹Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of Moldova, Chisinau

²Pridnestrovian State University, Tiraspol,

s_sokovnich@rambler.ru

Abstract — The absorption of light by a quantum wire with the transition of carriers from the valence band to donor states in the presence of a transverse electric field is studied theoretically. The impurity center is modeled by zero-range potentials. The frequency dependences of the light absorption coefficient are analyzed for various electric field strengths. The study gave the following results:

1. With an increase in the electric field, the value of the light absorption coefficient decreases. The electric field shifts the potential energy extremes from the axis of the quantum wire. In connection with this, the overlap of the wave functions of the bound state and the electron in the conduction band decreases. This is true for the case where the impurity is located on the axis of the quantum wire. If the impurity is not on the axis of symmetry, then it becomes possible to control the position of the maximum of the light absorption coefficient using an electric field.

2. With an increase in the electric field strength, the position of the maximum absorption coefficient of light shifts to the long-wave frequency region. This is due to the fact that with an increase in the electric field, the ceiling of the valence band rises, which means that the energy difference between the impurity state and the ceiling of the valence band decreases.

3. At a fixed value of the electric field strength, as well as in the absence of an electric field, with an increase in the value of the binding energy, the value of the light absorption coefficient decreases.

4. At a fixed value of the electric field strength, with an increase in the binding energy, the maximum of the light absorption coefficient shifts to the long-wavelength region.

Keywords — quantum wire, external electric field, impurity centers, zero radius potential method, bound state energy, light absorption coefficient.

REFERENCES

- [1] Marian A. Herman. Semiconductor superlattices. Berlin : Akademie-Verlag, 1986, 269 p.
- [2] Xiao-Yan Yan, Cheng-Bao Yao, Jin Li et.al. Optical Materials, v.55, p. 73-77, 2016.
- [3] Khan A., Kordesch M.E. Phys. E. Low-dimensional Syst. Nanostructures 2005, v.28, p. 1-6.
- [4] Sowmya Kolli, Chandra Shekhar Pendyala et.al. Journal of Luminescence v.141, p. 162-165, 2013.
- [5] Demkov Yu.N., Ostrovskii V.N.. Zero-Range Potentials and Their Applications in Atomic Physics./ Springer US, 1988, p. 296. DOI 10.1007/978-1-4684-5451-2
- [6] Sinyavskii E.P. Opticheskie svoistva poluprovodnikov I kvazidvumernih sistem (Optical properties of semiconductors and quasi-two-dimensional systems). Tiraspol. EPD PSU, 2002, 120s.
- [7] Anselm A.I. Vvedenie v teoriyu poluprovodnikov (Introduction to semiconductor theory). M., "Lani", 2021, 624s.
- [8] Sakaki H., Noda T., Hurakawa K. et.al. Appl. Phys. Lett. 1987, v.51, № 23, p. 1934-1936.
- [9] Sinyavskii E.P., Kostyukevich N.S. Opt. Spectrosc. 2013, v.114, № 2, p. 205-210.
- [10] Unuma T., Takahashi T., Noda T. et.al. J. Appl. Phys. 2001, v.78, № 22, p. 3448-3450.
- [11] Sinyavskii E. P., Karapetyan S. A. *Semiconductors*, 46, pp.1008–1011 (2012).
- [12] Sinyavskii, E.P., Khamidullin, R.A. *Semiconductors* 36, pp. 924–928 (2002)