Особенности размерно-фононного поглощения света в цилиндрических проволоках

Б.Э. Эшпулатов*, Д.Ш. Хужанова, А.Ш. Хужанов

Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий им. Мухаммеда аль-Хорезмий, ул. Ш. Мирзо, 47А, 100140, Самарканд, Узбекистан

Получена 09.09.2021

* Corresponding author: e-mail barat50@bk.ru, +998 91 548 23 99

Развита теория формы линии размерно-фононного поглощения света в размерно-квантованной полупроводниковой проволоке цилиндрической формы. Получены волновые функции и энергетический спектр электрона. На основе этих волновых функций определен матричный элемент оператора Фурье разложения фонона и получен гамильтониан взаимодействия электрона с объемными оптическими фононами. Для оценки членов ряда теории возмущений использована стандартная графическая техника. Показано, что размерно-фононное поглощение содержит квадратичную логарифмическую сингулярность. Получены частотные зависимости резонансного размерно-фононного поглощения, когда переход между уровнями сопровождается испусканием оптического фонона. Определены спектры электрон-фононной системы в случае резонансной связи между соседними уровнями. Показано, что резонансное размерно-фононное поглощение расщепляется на два компонента, расстояние между которыми существенно больше, чем в объемном случае.

Ключевые слова: форма линий, размерно-фононное поглощение, межуровневые частотные зависимости, спектры, электрон-фононная система, расщепление линий.

The theory of the shape of the line of size-phonon absorption of light in a size-quantized cylindrical semiconductor wire is developed. The wave functions and the energy spectrum of the electron are obtained. On the basis of these wave functions, the matrix element of the Fourier operator of the phonon expansion is determined, and the Hamiltonian of the interaction of an electron with bulk optical phonons is obtained. To estimate the terms of the perturbation theory series, a standard graphic technique is used. It is shown that the size-phonon absorption contains a quadratic logarithmic singularity. The frequency dependences of the resonant size-phonon absorption are obtained, when the transition between the levels is accompanied by the emission of an optical phonon. The spectra of the electron-phonon system are determined in the case of resonance coupling between adjacent levels. It is shown that the resonant size-phonon absorption splits into two components, the distance between which is much greater than in the bulk case.

Keywords: line shape, size-phonon absorption, frequency dependences between levels, spectra, electron-phonon system, line splitting.

https//doi.org/10.52304/.v23i2.240

I. Введение

Более 50 лет назад началось изучение квантовых эффектов в полупроводниковых структурах [1]. Были сделаны замечательные открытия в области физики низкоразмерного электронного газа [2], достигнуты поразительные успехи в техноло-

гии [3], построены новые электронные [4] и оптоэлектронные [5] приборы. Сегодня в физических лабораториях активно продолжаются работы, направленные на создание и исследование новых квантовых структур и приборов. Эти квантовые структуры и приборы станут элементами больших интегральных схем, способных с высокой скоростью переработать и хранить огромные объемы информации [4]. Возможно, что уже через несколько лет наступит эра квантовой полупроводниковой электроники.

Оптические и магнетооптические исследования низкоразмерных структур (квантовые ямы, нитки и точки) в настоящее время интенсивно развиваются [6-11].

Как отмечалось в литературе [7, 8, 5, 12-20], исследование резонансов в поглощении, обусловленных внутризонными электронными переходами с участием оптических фононов, может дать ценную информацию о параметрах электронного энергетического спектра и потенциале конфайнмента.

В связи с этим представляется актуальным исследование влияния оптических фононов на поглощение света электронами в размерно-квантованных полупроводниковых проволоках в случае, когда электрон-фононное взаимодействие искажает частотную зависимость поглощения. Одним из таких эффектов является размерно-фононный резонанс [12-13, 20], при котором поглощение света обусловлено переходами электрона между размерно-квантованными уровнями с участием оптического фонона.

Цель настоящей работы заключается в исследовании размерно-фононного поглощения электромагнитного излучения квазиодномерным квантовым каналом цилиндрической формы. Рассматривается размерно-фононное поглощение, когда расстояние между двумя уровнями произвольное. Изучаются частотные зависимости размерно-фононного поглощения в случае резонансной связи двух соседних уровней, то есть, когда переход между этими уровнями сопровождается испусканием оптического фонона.

II. Постановка задачи и основные соотношения

Рассмотрим изотропный полупроводник кубической сингонии с параболическим законом дисперсии электронов. Температура и концентрация электронов предполагаются достаточно низкими, так что заселен только нижний уровень размерного квантования в полупроводниковой проволоке, а оптические фононы не возбуждены. Электромагнитное излучение поглощается за счет переброса электронов на более высокие уровни с испусканием оптического фонона.

В приближении эффективной массы уравнение Шредингера в цилиндрической системе координат имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e^*}\left[\frac{d^2}{d\rho^2}+\frac{1}{\rho}\frac{d}{d\rho}+\frac{1}{\rho^2}\frac{d}{d\varphi}+\frac{d^2}{dz^2}+V(\rho)\right]\psi(\vec{\rho},z)= = E\psi(\vec{\rho},z). \tag{1}$$

Здесь m_e^* – эффективная масса электрона, $\vec{\rho} = (x, y)$, $|\vec{\rho}| = \sqrt{x^2+y^2}$, $x = \rho\sin\varphi$, $y = \rho\cos\varphi$, $\operatorname{tg}\varphi = x/y$, $V(\rho)$ – двумерная, бесконечно глубокая, сферически симметричная потенциальная яма, задаваемая в виде

$$V(\rho)=\begin{cases}0 & \text{при } \rho<R\\ \infty & \text{при } \rho\ge R\end{cases}, \tag{2}$$

где R – радиус площади поперечного сечения проволоки и решение уравнения (1) должно соответственно удовлетворять граничным условиям

$$\begin{cases}\psi(\vec{\rho},z)\neq 0\\ \psi(\vec{\rho},z)=0\end{cases}. \tag{3}$$

Таким образом, решение уравнения (1), удовлетворяющее граничным условиям (3) и нормированное на единицу имеет вид

$$\psi(\vec{\rho},z)=\frac{\exp[i(m\varphi+k_z z)]}{\sqrt{\pi L_z}RJ_{m+1}(b_n)}J_m(\rho), \tag{4}$$

где

$$\lambda_n = b_n / R. \tag{4a}$$

Тогда уровни энергии электрона в квантованной полупроводниковой проволоке определяются выражением

$$E(n,k_z)=\hbar^2 b_n^2/2m_e^*R^2+\hbar^2k_z^2/2=E_n+\hbar^2k_z^2/2m_e^*. \tag{5}$$

Здесь J_m – функции Бесселя первого рода порядка m [21], k_z – волновой вектор электрона, характеризующий свободное движение вдоль оси z, m –

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

азимутальное квантовое число, L_z – нормировочный множитель, b_n – корни функции Бесселя, которые приведены в таблице.

Таблица. Значения корней функции Бесселя.

Состояние	1s	1p	1d	2s
b_n	2.405	3.832	5.136	5.520
Состояние	3f	2p	2d	3s
b_n	6.380	7.016	8.417	8.654

В случае падения световой волны *S*-поляризации под углом θ со стороны диэлектрика доля поглощенной энергии по отношению к энергие падающей волны определяется выражением [22]

$$W=\cos\theta\alpha(\omega)\left[\cos\theta+\sqrt{(\varepsilon_p/\varepsilon_I)-\sin^2\theta}\right]^{-2}, \qquad (6)$$

где ε_p и ε_I – статическая диэлектрическая проницаемость соответственно полупроводника и диэлектрика, ω – частота падающего электромагнитного излучения. Функция α(ω) определяет частотную зависимость поглощения, она выражается через двухчастичный коррелятор $G_{\alpha\gamma}(s,\beta)$ [23]:

$$\alpha(\omega)=\frac{4\pi}{c\sqrt{\varepsilon_I}}\sum_{\alpha\gamma}\mathcal{I}_{\alpha\gamma}^{(y)}\mathcal{I}_{\gamma\alpha}^{(y)}\,\mathrm{Re}\,G_{\alpha\gamma}(s,\beta), \qquad (7)$$

где

$$G_{\alpha\gamma}(s,\beta)=\int_{-\infty}^{0}dte^{st}\int_{0}^{\beta}d\lambda Sp\left\{F_0e^{\frac{\mathcal{H}}{i\hbar}(t+i\hbar\lambda)}a_\gamma^+a_\alpha e^{-\frac{\mathcal{H}}{i\hbar}(t+i\hbar\lambda)}a_\alpha^+a_\gamma\right\}. \qquad (8)$$

Здесь $F_0=\exp(-\beta\mathcal{H})/Sp\exp(-\beta\mathcal{H})$, $s=-\omega+\delta$, $\delta\to0$, $\beta=T^{-1}$, T – температура, $a_\alpha^+(a_\alpha)$ – операторы рождения (уничтожения) электрона в состоянии $\alpha=(m, n, k_z)$, $\mathcal{H}$ – полный гамильтониан электрон-фононной системы.

Матричные элементы оператора плотности тока, вычисленные на основе волновых функций (4) имеет вид

$$\mathcal{I}_{\alpha\gamma}^{(y)}=ieR\hbar^{-1}\left(E_\gamma-E_\alpha\right)\delta\left(k_z^\gamma-k_z^\alpha\right)\times\left(\delta_{m_\gamma,m_\alpha+1}-\delta_{m_\gamma,m_\alpha-1}\right)R_{n_\gamma m_\gamma}^{n_\alpha m_\alpha}, \qquad (9)$$

где

$$R_{n_\gamma m_\gamma}^{n_\alpha m_\alpha}=\left[J_{m+1}(b_n)J_{m'+1}(b_{n'})\right]^{-1}\times\int_0^1 duu^2J_m(b_nu)J_{m'}(b_{n'}u), \qquad (10)$$

e – электрический заряд электрона.

Взаимодействие электрона с объемными оптическими фононами описывается гамильтонианом

$$H_{\mathrm{int}}=\sum_{\alpha\alpha'\atop\vec q}\left[C_{\vec q}\mathcal{J}_{\alpha\alpha'}(\vec q)b_{\vec q}+\text{э.с.}\right]a_\alpha^+a_{\alpha'}, \qquad (11)$$

где

$$C_{\vec q}=-i(\hbar\omega)\left[4\pi\alpha_0l_0^2/V\right]^{1/2}(l_0q)^{-1},\quad l_0=\left(\hbar/2m_e^*\omega_0\right)^{1/2},\quad \alpha_0=\left(e^2/2\hbar\omega_0l_0\right)\left(\varepsilon_\infty^{-1}-\varepsilon_p^{-1}\right), \qquad (12)$$

$\mathcal{J}_{\alpha\alpha'}(\vec q)$ – матричный элемент оператора $\exp(i\vec q\vec r)$, вычисленный на основе волновых функций (4)

$$\mathcal{J}_{\alpha\alpha'}(\vec q)=\delta\left(k_z^\gamma-k_z^\alpha-q_z\right)\times\exp\left[i\left(\pi/2\right)\left(m_\gamma-m_\alpha\right)\right]D_{n_\gamma m_\gamma}^{n_\alpha m_\alpha}(qR), \qquad (13)$$

где

$$D_{n_\gamma m_\gamma}^{n_\alpha m_\alpha}(qR)=2\left[J_{m+1}(b_n)J_{m'+1}(b_{n'})\right]^{-1}\times\int_0^1 duu^2J_m(b_nu)J_{|m'-m|}(qRu)J_{m'}(b_{n'}u), \qquad (14)$$

Здесь $b_{\vec q}(b_{\vec q}^+)$ – операторы уничтожения (рождения) оптического фонона с волновым вектором $\vec q=(q_x,q_y,q_z)$, $\vec q=\sqrt{q_x^2+q_y^2}$, ω_0 – частота оптического фонона, ε_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость полупроводника, V – нормировочный объем.

III. Анализ поглощения света

III.1. Размерно-фононное поглощение

Чтобы избежать излишне громоздких формул, дальнейшее рассмотрение целесо-образно провести при некоторых частных предположениях, которые не искажают качественную сторону явления.

Будем считать, что заполнен только нижний уровень размерного квантования 1*s* (m=0, n=1). Оптические фононы не возбуждены, а частота света достаточна для переброса электрона на

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

уровень 1*p* (*m*=1, *n*=1) и рождения одного фонона. Из (6) и (7) видно, что неоднородность среды в корреляторе $G_{\alpha\gamma}$ проявляется только в зависимости уровней энергии и матричных элементов от квантовых чисел. Поэтому для его вычисления применяется стандартная графическая техника [23]. Вычислим сначала $G_{\alpha\gamma}$ в линейном по электрон-фононной связи приближении, которое имеет вид, соответствующий графику на рис. 1.

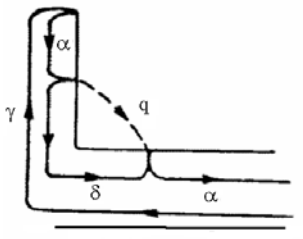


Рисунок 1. Простейший график угловой части, определяющий $G_{\alpha\gamma}$

$$G_{\alpha\gamma}(s,\beta)=(i\hbar)^{-1}\times$$
$$\times\sum_{\delta\vec{q}}\frac{N_\gamma\left|C_{\vec{q}}\right|^2\left|\mathcal{J}_{\alpha\delta}(\vec{q})\right|^2}{\hbar\omega_{\alpha\gamma}\hbar\left(\omega_{\delta\gamma}+\omega_0\right)\left(s+i\omega_{\alpha\gamma}\right)\left[s+i\left(\omega_{\delta\gamma}+\omega_0\right)\right]}. \quad (15)$$

Подставляя (9) и (15) в (7) и переходя от суммирования по k_z и $\vec{q}$ к интегрированию, производя интегрирование по полярному углу φ, получим, что

$$\alpha(\omega)/\alpha(0)=$$
$$=\int_0^\infty dtN_0(t)\int_{-\infty}^{+\infty}dx\int_0^\infty ydy\frac{\left|D_{11}^{11}(yR/l_0)\right|^2}{\left[y^2+(x-t)^2\right]}\delta\left(\Gamma+t^2-x^2\right), \quad (16)$$

где

$$\alpha(0)=\frac{16\alpha_0}{\sqrt{\varepsilon_1}}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)\left(\frac{R}{l_0}\right)^2\left|R_{11}^{10}\right|^2\frac{\omega_0\omega_{21}}{(\omega_{21}+\omega_0)(\omega-\omega_{21})},$$
$$\Gamma=(\omega-\omega_{21}-\omega_0)/\omega_0, \quad (17)$$
$$\omega_{21}=(\hbar/2m_e^*R^2)\left(b_2^2-b_1^2\right).$$

При низких температурах $N_0(t)$ можно заменить ступенькой, т.е. $N_0(t)=\theta(E_F-E_0-\hbar\omega_0t^2)$, где θ(*x*) есть функция Хевисайда, а $E_F-E_0=\left(\pi^2\hbar^2/2m_e^*\right)n_0$, n_0 – концентрация электронов на уровне 1*s* (*m*=0, *n*=1).

Таким образом, интеграл в (16) по *t* обрезается на $t_0=(\pi^2\hbar n_0/2m_e^*\omega_0)^{1/2}$.

При Γ>0

$$\alpha(\omega)/\alpha(0)=\int_0^{t_0}\frac{dt}{\sqrt{\Gamma+t^2}}\left[D_+(\Gamma,t)+D_-(\Gamma,t)\right], \quad (18)$$

$$D_\pm(\Gamma,t)=\int_0^\infty ydy\frac{\left|D_{11}^{11}(yR/l_0\right|^2}{\left[y^2+\left(t\pm\sqrt{\Gamma+t^2}\right)^2\right]}, \quad (19)$$

а при Γ<0

$$\alpha(\omega)/\alpha(0)=\int_{\sqrt{|\Gamma|}}^{t_0}\frac{dt}{\sqrt{t^2-\Gamma}}\left[D_+(|\Gamma|,t)+D_-(|\Gamma|,t)\right], \quad (20)$$

$$D_\pm(|\Gamma|,t)=\int_0^\infty ydy\frac{\left|D_{11}^{11}(yR/l_0\right|^2}{\left[y^2+\left(t\pm\sqrt{t^2-|\Gamma|}\right)^2\right]}. \quad (21)$$

α(ω)=0, если $|\Gamma|\geq t^2$. Используя асимптоти-ческие разложения модифицированных функций Бесселя [10], можно показать, что при $|\Gamma|\to 0$ размерно-фононное поглощение содержит квадратичную логарифмическую сингулярность, т.е. $\alpha(\omega)/\alpha(0)\sim(\ln|\Gamma|)^2$.

Если $\Gamma\gg t^2$, то, как это следует из (18) и (19), $\alpha(\omega)/\alpha(0)\cong t_0/\Gamma^{3/2}$.

III.2. Резонансное электрон-фононное взаимодействие

Рассмотрим важный случай, когда $E_2-E_1\cong\hbar\omega_0$, и электрон, заброщенный на уровень 1*p* (*m*=1, *n*=1), может испустить оптический фонон и перейти на уровень 1*s* (*m*=0, *n*=1). При этом нельзя ограничиться линейным по константе связи α_0 приближением, так как графики более высоких порядков логарифмически велики вблизи частот $\omega\cong 2\omega_0$. Результат суммирования графиков сводится к замене в функции $G_{\alpha\gamma}$ (формула (15)) знаменателя $\left[s+i\left(\omega_{\delta\gamma}+\omega_0\right)\right]$ на $\left[s+i\left(\omega_{\delta\gamma}+\omega_0\right)-\Sigma\right]$.

Функция Σ, определяющая поведение поглощения в области резонанса, представляется суммой неприводимых графиков, в которых фононные линии расположены на верхнем горизонтальном участке слева от внешней фононной линии (рис. 2).

Функция Σ равна

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

$$\Sigma = -\omega_0 \frac{8.7\alpha_0}{\sqrt{\Gamma + \lambda + t^2}}, \quad (22)$$

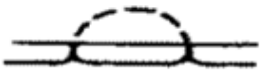


Рисунок 2. Фрагмент графика, определяющий функцию Σ.

где

$$\lambda = (\omega_{21} - \omega_0)/\omega_0. \quad (23)$$

Уравнение для определения спектра электрон-фононной системы имеет вид

$$\varepsilon + \frac{i\eta}{\sqrt{\varepsilon + \lambda}} = 0, \quad (24)$$

где

$$\varepsilon = \Gamma + t^2, \ \eta = 8.7\alpha_0. \quad (25)$$

Если λ=0 (резонансный случай, $E_2 - E_1 \cong \hbar\omega_0$), то корни уравнения (24) при $\alpha_0 =$ 0.02 (InSb) будут следующими:

$$\varepsilon_1 = 0.15 + 0.26i; \ \varepsilon_2 = -0.3. \quad (26)$$

Для получения частотной зависимости поглощения необходимо в формуле (15) знаменатель $[s + i(\omega_{\delta\gamma} + \omega_0)]$ заменить на $[s + i(\omega_{\delta\gamma} + \omega_0) - \Sigma]$, затем из (22) Σ подставить в (15) и, наконец, полученное выражение подстаить в (7); получим

$$\alpha(\omega)/\alpha(0) = \int_0^{t_0} dt \int_0^{\infty} \frac{\left|D_{11}^{11}(yR/l_0)\right|^2 |y| dy}{y^2 + t^2} F(\Gamma, t); \quad (27)$$

$$F(\Gamma, t) = \mathrm{Re}\frac{i}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} dx \left\{\Gamma + t^2 + \frac{i\eta}{\sqrt{\Gamma + \lambda + t^2}} - x^2 + i\delta\right\}^{-1}. \quad (28)$$

Полагая λ=0 и разделяя вещественную и мнимую части в (28), получим при Γ>0

$$\alpha(\omega)/\alpha(0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^{t_0} \frac{f(\Gamma, t) B(t) dt}{\left\{\left[\left(\Gamma + t^2 - \frac{\eta^{2/3}}{2}\right)^2 + \frac{3}{4}\eta^{4/3}\right]\left(\Gamma + t^2 + \eta^{2/3}\right)\right\}^{1/2}}. \quad (29)$$

где

$$f(\Gamma, t) = [(\Gamma + t^2)^2 + \sqrt{\Gamma + t^2}\sqrt{(\Gamma + t^2)^2 + \eta^2}\,]^{(1/2)}. \quad (30)$$

Анализируя (29), можно увидеть, что эффект существен при малых *t*. Так что при $t^2 \ll |\Gamma|$, пренебрегая t^2 по сравнению с Γ, получим при Γ>0:

$$\alpha(\omega)/\alpha(0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{f(\Gamma, 0)}{\left\{\left[\left(\Gamma - \frac{\eta^{2/3}}{2}\right)^2 + \frac{3}{4}\eta^{4/3}\right]\left(\Gamma + \eta^{2/3}\right)\right\}^{1/2}} \int_0^{\sqrt{\Gamma}} dt B(t); \quad (31)$$

когда $-\eta^{2/3} \le \Gamma \le 0$,

$$\alpha(\omega)/\alpha(0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\left(\Gamma^2 + \eta\sqrt{|\Gamma|}\right)^{1/2}}{\left\{\left(\Gamma^2 + \eta^{2/3}|\Gamma| + \eta^{4/3}\right)\right\}^{1/2}\left(\eta^{2/3} - |\Gamma|\right)} \int_0^{\sqrt{\Gamma}} dt B(t). \quad (32)$$

Из приведенных формул видно, что размерно-фононное поглощение в цилиндрической полупроводниковой проволоке имеет два максимума, которые расположены в точках $\Gamma_1 = -\eta^{2/3}$ и $\Gamma_2 \cong \pi^{2/3} 2$. Расстояние между максимумами $\Delta = (3/2)\pi^{2/3}\hbar\omega_0$, т.е. Δ=10.35 мэВ (InSb), что существенно больше, чем в объемном случае [24].

IV. Обсуждение результатов

Развитая выше теория предсказывает резкое изменение спектра размерно-фононного резонанса в случае резонансной связи между уровнями размерного квантования, т.е. когда расстояние между уровнями, участвующими в оптическом переходе, близко к энергии длинноволнового оптического фонона $E_2 - E_1 \cong \hbar\omega_0$. Такая ситуация возможна в полупроводниковых проволоках с радиусом поперечного сечения *R*=32.5 нм (InSb). Линии размерно-фононного поглощения расщепляются на два компонента, расстояние между которыми определяется резонансным электрон-фононным взаимодействием. Величина расщепления при значениях константы связи для InSb Δ=10.35 мэВ существенно больше расщепления линии в циклотрон-фононном резонансе [25].

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

В каких веществах следует ожидать появления рассмотренного расщепления линий на два компонента? Это должны быть кристаллы с малой эффективной массой электронов, сравнительно большой константой электрон-фононной связи и не очень малой шириной запрещенной зоны. Последнее условие необходимо для пренебрежения непараболичностью закона дисперсии электронов, что сделано выше. К таким веществам относятся многие из соединений группы A_3B_5, так как у них константа электрон-фононной связи $\alpha_0 \sim 0.01$, ширина запрещенной зоны $E_g \sim 1$ эВ. Естественно, что в реальной ситуации линии расширяются, и картина расщепления становится менее отчетливой. Однако рассмотренный выше механизм рассеяния на оптических фононах является резко немонотонным (в отличие от диссипативных механизмов, которые монотонно зависят от внешней частоты) и может быть выделен на их фоне.

Метаданные

Features of size-phonon absorption of light in cylindrical wires

B.E. Eshpulatov, D.Sh. Khuzhanova, A.Sh. Khuzhanov

Samarkand branch of the Tashkent University of Information Technologies named after Muhammad al-Khorezmiy. Sh. Mirzo, 47A, 100140, Samarkand, Uzbekistan

The theory of the shape of the line of size-phonon absorption of light in a size-quantized cylindrical semiconductor wire is developed. The wave functions and the energy spectrum of the electron are obtained. On the basis of these wave functions, the matrix element of the Fourier operator of the phonon expansion is determined, and the Hamiltonian of the interaction of an electron with bulk optical phonons is obtained. To estimate the terms of the perturbation theory series, a standard graphic technique is used. It is shown that the size-phonon absorption contains a quadratic logarithmic singularity. The frequency dependences of the resonant size-phonon absorption are obtained, when the transition between the levels is accompanied by the emission of an optical phonon. The spectra of the electron-phonon system are determined in the case of resonance coupling between adjacent levels. It is shown that the resonant size- phonon absorption splits into two components, the distance between which is much greater than in the bulk case.

Keywords: line shape, size-phonon absorption, frequency dependences between levels, spectra, electron-phonon system, line splitting.

Литература (References)

[1] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. Electronic properties of two-dimensional system. Rev. Mod. Phys. **54**, No.2, 437 (1982).

[2] K. Fon Klitzing. Kvantoviy effect Kholla. Uspexi Fizizcheskix Nauk **150**, No.1, 107 (1986).

[3] V.V. Starostin. Materialy i metodi nanotexnologiy (BINOM, Moskva, 2010).

[4] V.A. Volkov, I.M. Gradnenskiy. Dvumerniy electron-gaz geteroperekhody. Svoystva i primenenie. Mikroelektronika **11**, No.3, 195 (1982).

[5] J.I. Alfyorov. Dvoynye geterostrukturi: konsepsiya i primeneniya v fizike, elektronye texnologii. Uspekhi Fizizcheskix Nauk **172**, No.9, 1068 (2002).

[6] L.E. Vorob'ev, E.L. Ivchenko, D.A. Firsov, V.A. Shaligin. Opticheskie svoystva nanostruktur (Nauka, Sankt-Peterburg, 2002).

[7] E. Kasapoglu, H. Sari, I. Sokmen. Intersubband optical absorption in a quantum well under a tilted magnetic field. Superlat.and Microstruct. **29**, No.1, 25 (2001).

[8] G.B. Ibragimov. Optical intersubband transitions in quantum wires with an applied magnetic field. Semicond. Phys. Quan. Elect. and Optoelect. **7**, No.3, 283 (2004).

[9] N. Buecking, S. Butscher, M. Richter, C. Weber, S. Declair, M. Woerner, K. Reimann, P. Kratzer, M. Scheffler, and A Knorr. Theory of electron-phonon interactions on nanoscales: semiconductor surfaces and two dimensional electron gases. Proc.of SPIE **6892**, 689209 (2008).

[10] S. Kuhn, F. Schulze, M. Richter, A. Knoor, and A. Carmele. Theory of phonon-assisted intraband transitions in semiconductor quantum dots. Proc.of SPIE **8260**, 826004 (2012).

[11] V.N. Kast, A.V. Platonov, G.E. Siyrlin, A.D. Buravlev, A. Delga, L. Besombes, H. Mariette, V.P. Kochereshko. Polyarizastionnaya spektroskopiya odinochnoy kvantovoy tochki i odinochnoy kvatovoy niti. Fizika Tverdogo Tela **60**, No.12, 445 (2018).

[12] F. Bass, A.Yu. Matulis. Razmerno-fononnye skachki poglosheniya sveta v poluprovodnikovykh plenkakh. Fizika Tverdogo Tela **12**, 2039 (1970).

[13] L.I. Korovin, B.E. Eshpulatov. Pinningovay astruktura razmerno-fononnogo rezonansa v inversionnyx sloyax. Fizika Tverdogo Tela **23**, No.10, 3056 (1981).

[14] P.C. Sercel, and K.J. Vahala. Polarization dependence of optical absorption and emission in quantum wires. Phys. Rev. B **44**, No.11, 5681 (1991).

[15] I.P. Ipatova, A.Yu. Maslov, O.V. Proshina. Mnogofononniye protsessy pri opticheskix perexodakh v kvantovykh nanostrukturakh. Fizika Tverdogo Tela **37**, No.6, 1819 (1995).

[16] H-J. Xie, Ch-Y. Chen, and B-K. Ma. The bound polaron in a cylindrical quantum-well wire with a finite confining potential. J. Phys.: Condens. Matter. **12**, 8623 (2000).

[17] Y-B. Yu, Shi-N. Zhu, K.X. Guo. Polaron effects on third-harmonic generation in cylindrical quantum-well wires. Solid State Communications **132**, 689 (2004).

[18] E.P. Sinyavskiy, R.A. Xamidullin. Mnogo fononnoe pogloshenie sveta v razmerno-kvantovannykh sistemakh v odnorodnykh elektricheskom i magnitnom polyakh. Fizika Tverdogo Tela **47**, No.10, 1881 (2005).

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.

[19] Y-B. Yu, Shi-N. Zhu, K-X. Guo. Electron-phonon interaction effect on optical absorption in cylindrical quantum wires. Solid State Communications **139**, 76 (2006).
[20] B.E. Eshpulatov, E.U. Arzikulov. Pinningovaya struktura razmerno-fononnogo rezonansa v kvantovykh nitkakh. Elektronnaya obrabotka materialov No.2, 105 (2008).
[21] E. Enke, F. Ende, F. Lyosh. Spestsiyal'nye funksii (Nauka, Moskva,1968).
[22] L.I. Korovin, B.E. Eshpulatov. Mejzonnoe magneto-opticheskoe pogloshenie pripoverkhnostnym sloem poluprovodnika. Fizika Tverdogo Tela **21**, No.12, 3703 (1979).
[23] O.V. Konstantinov, V.I. Perel. Graficheskaya texnika dlya vychisleniya kineticheskix velichin. JETF **39**, No.1(7), 197-208 (1960).
[24] L.I. Korovin, S.T. Pavlov. O roli opticheskix fononov i mejduzonnym magneto-opticheskim poglosheniem poluprovodnikov. JETF **53**, No.5(11), 1708-1716 (1967).
[25] L.I. Korovin, B.E. Eshpulatov. Siklotron-fononniy rezonans v MDP-strukturax. Fizika Tverdogo Tela **23**, No.4, 1048-1053 (1981).

Цилиндрик симларда ёруғликнинг ўлчамли-фонон ютилиши хусусиятлари

Б.Э. Эшпўлатов, Д.Ш. Хужанова, А.Ш. Хужанов

Мухаммад ал-Хоразмий номидаги Тошкент ахборот технологиялари университетининг Самарқанд филиали, Ш. Мирзо, 47А, 100140, Самарқанд, Ўзбекистон

Ўлчамли-квантланган цилиндрик яримўтказгичли симда ёруғликнинг ўлчамли-фонон ютилиш чизиғининг шакли назарий ўрганилган. Электроннинг тўлқин функцияси ва энергетик спектри аниқланган. Бу тўлқин функцияси асосида фононнинг Фур'е компонентаси матрица элементи аниқланган ва электроннинг ҳажмий оптик фонон билан ўзаро таъсири Гамильтониани топилган. Ғалаёнлар назарияси ҳадларини баҳолаш учун стандарт график техникасидан фойдаланилган. Ўлчамли-фонон ютилишида квадратик логарфмик сингулярлик мавжудлиги кўрсатилган. Резонанс ўлчамли-фонон ютилишининг частотага боғлиқлиги, энергетик ҳолатлар орасидаги фарқ оптик фонон энергиясига тенг бўлганидаги ўрганилган. Электрон-фонон тизимининг спектрлари қўшни энергетик сатҳлар орасида резонансли боғланиш мавжуд бўлганида аниқланган. Бунда ўлчамли-фонон ютилиши иккита компонентага ажралиши кўрсатилган ва улар орасидаги масофа ҳажмли намунада бўладиган ажралишдагига қараганда анча катта эканлиги кўрсатилган.

Калит сўзлар: Чизиқ шакли, ўлчамли-фонон ютилиш, частотага боғликлик, ҳолатлар орасидаги спектрлар, элекерон-фонон тизими, чизиқларнинг ажралиши.

©Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2021 г.