

Поглощение электромагнитного излучения в квантовой проволоке с анизотропным параболическим потенциалом в поперечном магнитном поле

© В.В. Карпунин⁺, В.А. Маргулис^{*}

⁺ Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е. Евсевьева, 430007 Саранск, Россия

^{*} Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, 430005 Саранск, Россия

E-mail: karpuninv@mail.ru, theorphysics@mrsu.ru

(Получена 18 ноября 2015 г. Принята к печати 18 ноября 2015 г.)

Получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения электромагнитного излучения электронами квантовой проволоки, помещенной в магнитное поле. Рассмотрен случай поперечного магнитного поля по отношению к оси проволоки. Показан резонансный характер поглощения, и найдено положение резонансных частот в зависимости от поля. Исследовано рассеяние электронов на оптических фонах и показано, что оно приводит к дополнительным резонансным пикам в поглощении.

1. Введение

Фотоотклик двумерных (2D) и квазидвумерных систем, помещенных в магнитное поле [1–6], в последнее время привлекает растущее внимание. Это обусловлено тем важным обстоятельством, что с помощью исследований фотоотклика можно получить информацию о спектре носителей заряда в образце, в частности о его зависимости от величины и направления магнитного поля [7]. Кроме того, из таких исследований можно получить информацию о неупругих процессах рассеяния, сопровождающих поглощение электромагнитного излучения в образцах. В частности, в 2D системах резонансное поглощение возможно не только на циклотронной частоте, но и на мультисоставных частотах [1].

Отметим, что, как следует из литературы [3,7,8], наклонное к оси симметрии системы магнитное поле дает дополнительные возможности для изучения параметров спектра носителей заряда и данных рассеяния. В [9] исследовалось влияние спин-орбитального взаимодействия на поглощение электромагнитного излучения в квантовой проволоке.

Исследованию фотоотклика квазиодномерных систем посвящены работы [10–12].

В [2] экспериментально исследовано поглощение излучения в гетероструктуре InAs/GaSb, помещенной в наклонное магнитное поле. Обнаружено расщепление линии циклотронного резонанса. Рассмотрено подавление расщепления в наклонном магнитном поле.

В [13] теоретически исследовано поглощение электромагнитного излучения квазидвумерным электронным газом, помещенным в наклонное магнитное поле. Показаны дополнительные пики, возникающие при неупругом рассеянии на оптических фонах. Выявлена дублетная структура резонансных парциальных пиков. В [12] найдена зависимость фотоотклика квазиодномерной наноструктуры от частоты излучения и найдены условия резонансов.

Целью настоящей работы является исследование фотоотклика квантовой проволоки, помещенной в поперечное по отношению к оси проволоки магнитное поле. Далее рассмотрен случай невырожденного электронного газа.

2. Коэффициент поглощения гибридного резонанса

Рассмотрим задачу нахождения коэффициента поглощения (КП) электромагнитного излучения в квантовой проволоке, помещенной в поперечное магнитное поле, описываемое векторным потенциалом $\mathbf{A} = (0, B_z x - B_x z, 0)$, т.е. поле перпендикулярно оси проволоки.

Гамильтониан электрона в анизотропной параболической проволоке имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2m^*} \left[p_x^2 + \left(p_y - \frac{e}{c} B_z x + \frac{e}{c} B_x z \right)^2 + p_z^2 \right] + \frac{m^*}{2} (\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 z^2), \quad (1)$$

где ω_1, ω_2 — частоты параболического потенциала конформанта.

Волновые функции гамильтониана (1) можно представить в виде

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{L_y}} \exp(ip_y y / \hbar) \varphi_{n_1} \left(\frac{u}{l_1} \right) \varphi_{n_2} \left(\frac{v}{l_2} \right), \quad (2)$$

$l_1, l_2 = \sqrt{\hbar/m^* \Omega_{1,2}}$ — гибридные длины, $\varphi_n(x)$ — осцилляторные функции, L_y — длина проволоки.

Координаты u, v связаны с декартовыми координатами в (1) следующими соотношениями:

$$u = (x - x_0) \cos \alpha + (z - z_0) \sin \alpha,$$

$$v = -(x - x_0) \sin \alpha + (z - z_0) \cos \alpha,$$

где $x_0 = p_y \omega_z / M \omega_1^2$, $z_0 = -p_y \omega_x / M \omega_2^2$, $\omega_z = e B_z / m^* c$, $\omega_x = e B_x / m^* c$, угол α выражается через угол θ наклона

магнитного поля $\sin \theta = B_x/B$ по формуле

$$\cos 2\alpha = \frac{\omega_2^2 - \omega_1^2 - \omega_c^2 \cos 2\theta}{\sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2 - \omega_c^2 \cos 2\theta)^2 + \omega_c^4 \sin^2 2\theta}}.$$

Энергетический спектр имеет вид

$$E_{n_1, n_2, p_y} = \hbar\Omega_1 \left(n_1 + \frac{1}{2} \right) + \hbar\Omega_2 \left(n_2 + \frac{1}{2} \right) + \frac{p_y^2}{2M}, \quad (3)$$

где гибридные частоты есть

$$\begin{aligned} 2\Omega_1^2 &= \omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_c^2 \\ &\quad - \sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2 - \omega_c^2 \cos 2\theta)^2 + \omega_c^4 \sin^2 2\theta}, \\ 2\Omega_2^2 &= \omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_c^2 \\ &\quad + \sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2 - \omega_c^2 \cos 2\theta)^2 + \omega_c^4 \sin^2 2\theta}, \end{aligned}$$

и

$$M = m^* \left(1 + \frac{\omega_c^2 \sin^2 \theta}{\omega_2^2} + \frac{\omega_c^2 \cos^2 \theta}{\omega_1^2} \right).$$

Вектор поляризации направим вдоль оси x , тогда оператор электрон-фотонного взаимодействия

$$H_R = -\frac{ie\hbar}{m^*} \sqrt{\frac{2\pi\hbar N_f}{V\epsilon\omega}} \frac{\partial}{\partial x}, \quad (4)$$

где

$$\frac{\partial}{\partial x} = \cos \alpha \frac{\partial}{\partial u} - \sin \alpha \frac{\partial}{\partial v}.$$

где N_f — число фотонов, ϵ — вещественная часть диэлектрической проницаемости, V — нормировочный объем.

Найдем матричный элемент

$$\begin{aligned} \langle n_1, n_2, p_y, 0 | H_R | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f} \rangle &= -\frac{ie\hbar}{m^* l_1 l_2} \sqrt{\frac{2\pi\hbar N_f}{V\epsilon\omega}} \delta_{p_y, p'_y} \\ &\times \left[\delta_{n_2, n'_2} l_2 \cos \alpha \left(\sqrt{n'_1} \delta_{n_1, n'_1-1} - \sqrt{n'_1+1} \delta_{n_1, n'_1+1} \right) \right. \\ &\left. - \delta_{n_1, n'_1} l_1 \sin \alpha \left(\sqrt{n'_2} \delta_{n_2, n'_2-1} - \sqrt{n'_2+1} \delta_{n_2, n'_2+1} \right) \right]. \quad (5) \end{aligned}$$

Коэффициент поглощения Γ вычислим в первом порядке теории возмущений. Рассмотрим далее случай невырожденного электронного газа, тогда

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{2\pi\sqrt{\epsilon}}{c\hbar N_f} \\ &\times V \sum_{n_1, n_2, p_y} \sum_{n'_1, n'_2, p'_y} f_0(E_{n_1, n_2, p_y}) \left| \langle n_1, n_2, p_y, 0 | H_R \right. \\ &\left. \times | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f} \rangle \right|^2 \delta(E_{n_1, n_2, p_y} - E_{n'_1, n'_2, p'_y} + \hbar\omega). \quad (6) \end{aligned}$$

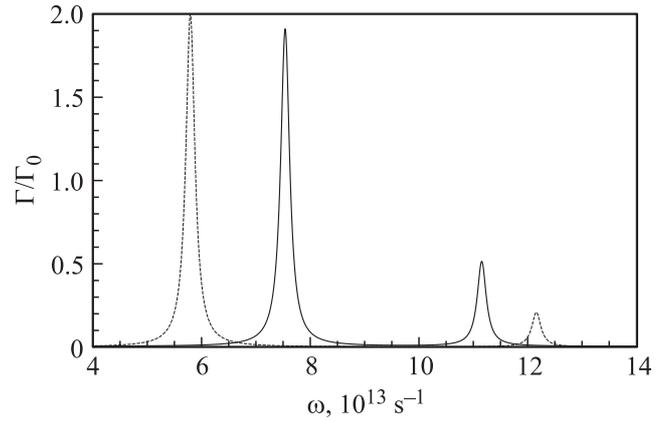


Рис. 1. Зависимости коэффициента поглощения электромагнитного излучения от частоты излучения. $\omega_1 = 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_2 = 10 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_c = 7.5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $\theta = \pi/3$ (сплошная кривая), $\pi/6$ (штриховая); $\tau = 10^{-13} \text{ с}$; $T = 100 \text{ К}$.

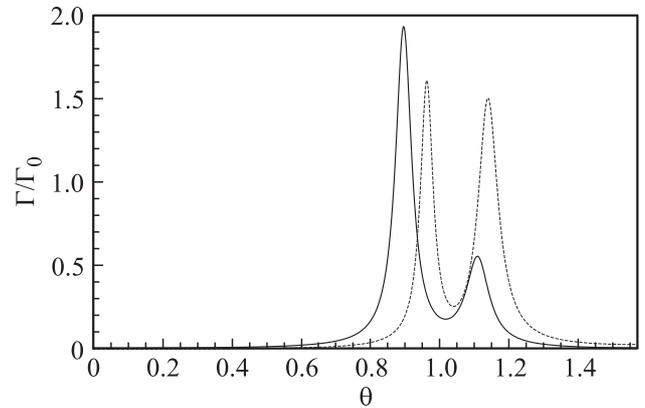


Рис. 2. Зависимости коэффициента поглощения электромагнитного излучения от угла наклона магнитного поля θ . $\omega_1 = 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_2 = 10 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_c = 7.5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ (сплошная кривая), $11 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ (штриховая); $\omega = 7 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\tau = 10^{-13} \text{ с}$; $T = 100 \text{ К}$.

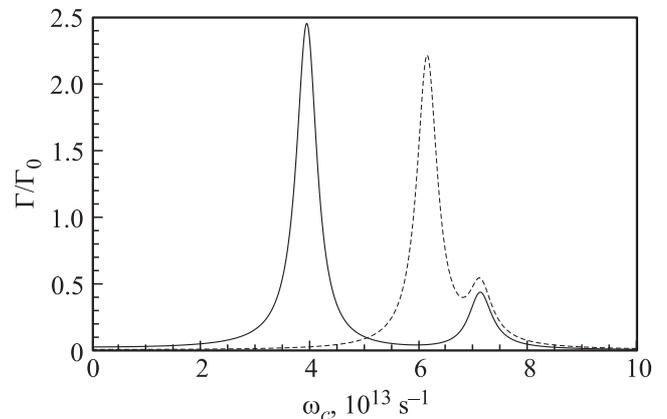


Рис. 3. Зависимости коэффициента поглощения электромагнитного излучения от магнитного поля. $\omega_1 = 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_2 = 10 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $\omega = 6 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ (сплошная кривая), $7 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ (штриховая); $\theta = \pi/3$, $\tau = 10^{-13} \text{ с}$; $T = 100 \text{ К}$.

Здесь нормированная функция распределения электронного газа имеет вид

$$f_0(E_{n_1, n_2, p_y}) = \frac{8\pi\hbar n \sinh(\hbar\Omega_1/2T) \sinh(\hbar\Omega_2/2T)}{\sqrt{2M\pi T} L_y} \times \exp\left(-\frac{E_{n_1, n_2, p_y}}{T}\right), \quad (7)$$

где n — концентрация электронов, T — температура.

Коэффициент поглощения найдем, используя лоренцево уширение, заменяя $\delta(x)$ на

$$\frac{(\pi\tau)^{-1}}{\tau^{-2} + x^2}. \quad (8)$$

После вычисления всех сумм, стоящих в (6), получим

$$\begin{aligned} \Gamma = & \frac{2\pi\sqrt{\epsilon}}{c\hbar N_f} \frac{8\pi\hbar n \sinh(\hbar\Omega_1/2T) \sinh(\hbar\Omega_2/2T)}{\sqrt{2M\pi T} L_y} \left(\frac{e\hbar}{m^*l_1l_2}\right)^2 \\ & \times \left(\frac{\pi\hbar N_f}{\epsilon\omega}\right) \sqrt{2M\pi T} \frac{L_y}{2\pi\hbar} \left\{ \frac{\exp(\hbar\Omega_2/2T)}{\exp(\hbar\Omega_2/T) - 1} \right. \\ & \times \left[l_2^2 \cos^2 \alpha \left(\frac{\exp(\hbar\Omega_1/2T)}{[\exp(\hbar\Omega_1/T) - 1]^2} + \frac{\exp(\hbar\Omega_1/2T)}{\exp(\hbar\Omega_1/T) - 1} \right) \right. \\ & \times \frac{(\pi\tau)^{-1}}{\tau^{-2} + (\omega - \Omega_1)^2} - l_2^2 \cos^2 \alpha \frac{\exp(\hbar\Omega_1/2T)}{[\exp(\hbar\Omega_2/T) - 1]^2} \\ & \left. \left. \frac{(\pi\tau)^{-1}}{\tau^{-2} + (\omega + \Omega_1)^2} \right] + \frac{\exp(\hbar\Omega_1/2T)}{\exp(\hbar\Omega_1/T) - 1} \right. \\ & \times \left[l_1^2 \sin^2 \alpha \left(\frac{\exp(\hbar\Omega_2/2T)}{[\exp(\hbar\Omega_2/T) - 1]^2} + \frac{\exp(\hbar\Omega_2/2T)}{\exp(\hbar\Omega_2/T) - 1} \right) \right. \\ & \times \frac{(\pi\tau)^{-1}}{\tau^{-2} + (\omega - \Omega_2)^2} - l_1^2 \sin^2 \alpha \\ & \left. \left. \times \frac{\exp(\hbar\Omega_2/2T)}{[\exp(\hbar\Omega_2/T) - 1]^2} \frac{(\pi\tau)^{-1}}{\tau^{-2} + (\omega + \Omega_2)^2} \right] \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

Введем

$$\Gamma_0 = \frac{8\pi n e^2 \tau}{\sqrt{\epsilon} m^*}. \quad (10)$$

Зависимость Γ/Γ_0 от частоты ω показана на рис. 1, а зависимости от угла наклона и величины магнитного поля — на рис. 2, 3.

3. Коэффициент поглощения для гибридно-фононного резонанса

Теперь учтем поглощение излучения с учетом рассеяния электронов на оптических фононах. Рассмотрим

рассеяние только на продольных оптических фононах. В отличие от первого раздела, здесь необходимо использовать второй порядок теории возмущений [14]. Матричный элемент оператора возмущения будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} W = & \langle n_1, n_2, p_y, 0, 0 | F | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f}, \pm \mathbf{q} \rangle \\ & \langle n_1, n_2, p_y, 0 | H_R | n''_1, n''_2, p''_y, -\mathbf{f} \rangle \times \\ & = \sum_{n''_1, n''_2, p''_y} \frac{\langle n''_1, n''_2, p''_y | H_L | n'_1, n'_2, p'_y \rangle}{E_{n_1, n_2, p_y} - E_{n''_1, n''_2, p''_y} + \hbar\omega} \\ & \langle n_1, n_2, p_y | H_L | n''_1, n''_2, p''_y \rangle \times \\ & + \sum_{n''_1, n''_2, p''_y} \frac{\langle n''_1, n''_2, p''_y, 0 | H_R | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f} \rangle}{E_{n''_1, n''_2, p''_y} - E_{n'_1, n'_2, p'_y} - \hbar\omega}. \quad (11) \end{aligned}$$

Вычисление матричного элемента электрон-фононного взаимодействия h_L приводит к выражению

$$\begin{aligned} \langle n_1, n_2, p_y | h_L | n'_1, n'_2, p'_y \rangle = & D_q \sqrt{N_q + 1/2 \pm 1/2} \\ & \times \exp(-l_1^2 G^2/4) \exp(-l_2^2 J^2/4) \exp(iq_x x_0) \exp(iq_z z_0) \\ & \times \sqrt{\frac{n_1!}{n'_1!}} \sqrt{\frac{n_2!}{n'_2!}} \rho^{n'_1 - n_1} \mathfrak{a}^{n'_2 - n_2} i^{n'_1 - n_1} i^{n'_2 - n_2} L_{n_1}^{n'_1 - n_1} \\ & \times \left(\frac{l_1^2 G^2}{2}\right) L_{n_2}^{n'_2 - n_2} \left(\frac{l_2^2 J^2}{2}\right) \delta(k_y, k'_y \pm q_y), \quad (12) \end{aligned}$$

где введено $G^2 = (g_{x1} + g_{z1})^2/l_1^2$, $g_{x1} = q_x l_1 \cos \alpha$, $g_{z1} = q_z l_1 \sin \alpha$, $J^2 = (g_{z2} - g_{x2})^2/l_2^2$, где $g_{x2} = q_x l_2 \sin \alpha$, $g_{z2} = q_z l_2 \cos \alpha$, N_q — число фононов. Здесь D_q — электрон-фононная константа связи [14], $L_n^\alpha(x)$ — присоединенный полином Лагерра.

Введем далее ρ, \mathfrak{a} :

$$\rho^2 = \frac{l_1^2 G^2}{2}, \quad \mathfrak{a}^2 = \frac{l_2^2 J^2}{2}.$$

Найдем парциальный коэффициент поглощения, вычислив все сопутствующие матричные элементы. При вычислении КП дисперсия оптических фононов не учитывается:

$$\begin{aligned} \Gamma^\pm(n_1, n_2, n'_1, n'_2) = & \frac{2\pi\sqrt{\epsilon}}{c\hbar N_f} V \\ & \times \sum_{p_y, p'_y} \left| \langle n_1, n_2, p_y, 0, 0 | F | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f}, \pm \mathbf{q} \rangle \right|^2 \\ & \times f_0(E_{n_1, n_2, p_y}) \delta(E_{n_1, n_2, p_y} - E_{n'_1, n'_2, p'_y} \mp \hbar\omega_q + \hbar\omega), \quad (13) \end{aligned}$$

где $\hbar\omega_q$ — энергия оптического фонона.

Используя формулы (П.1) и (П.2), при интегрировании по \mathbf{q} , перейдем в полярную систему координат q_{\perp}, φ . Рассмотрим далее актуальный случай, когда переходы идут только из основного состояния $n_1 = n_2 = 0$. В этом случае для деформационного механизма рассеяния (ДО-фононы) получим для интеграла по q_{\perp} [15]:

$$\int_0^{\infty} x^{n'_1+n'_2+1} \exp[-(\beta^2 + \gamma^2 \eta^2)x] dx = \Gamma(n'_1 + n'_2 + 2)(\beta^2 + \gamma^2 \eta^2)^{-(n'_1+n'_2+2)}, \quad (14)$$

где Γ — γ -функция Эйлера, $x = q_{\perp}^2 l_1^2 = (q_x^2 + q_z^2) l_1^2$, $\beta = \cos(\alpha - \varphi)/\sqrt{2}$, $\gamma = \sin(\varphi - \alpha)/\sqrt{2}$, $\eta = l_2/l_1$.

Для поляризационного механизма рассеяния (РО-фононы), положив $q_y = 0$, получим для интеграла по q_{\perp} [15]:

$$\int_0^{\infty} x^{n'_1+n'_2} \exp[-(\beta^2 + \gamma^2 \eta^2)x] dx = \Gamma(n'_1 + n'_2 + 1)(\beta^2 + \gamma^2 \eta^2)^{-(n'_1+n'_2+1)}. \quad (15)$$

Для интеграла по φ получим для (ДО-фононов) выражение

$$\frac{4l_1^2 l_2^2}{\hbar^2} \int_0^{2\pi} (\beta^2 + \gamma^2 \eta^2)^{-(n'_1+n'_2+2)} \times \left[-\beta \left(\frac{\omega \omega_q}{\Omega_1^2 - \omega^2} \right) \cos \alpha + \gamma \left(\frac{\omega \omega_q}{\Omega_2^2 - \omega^2} \right) \sin \alpha \right]^2 \times \beta^{2n'_1} (\gamma \eta)^{2n'_2} d\varphi.$$

Двойной интеграл по импульсам электронов в (13) имеет вид [15]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-p_y^2/2MT) \times \delta(E_{0,0,p_y} - E_{n'_1,n'_2,p'_y} \mp \hbar \omega_q + \hbar \omega) dp_y dp'_y = M \exp(\hbar \Delta \omega^{\pm}/2T) K_0(\hbar |\Delta \omega^{\pm}|/2T). \quad (16)$$

Здесь расстройка частоты $\Delta \omega^{\pm} = \omega - \Omega_1 n'_1 - \Omega_2 n'_2 \mp \omega_q$, $K_0(z)$ — функция Макдональда.

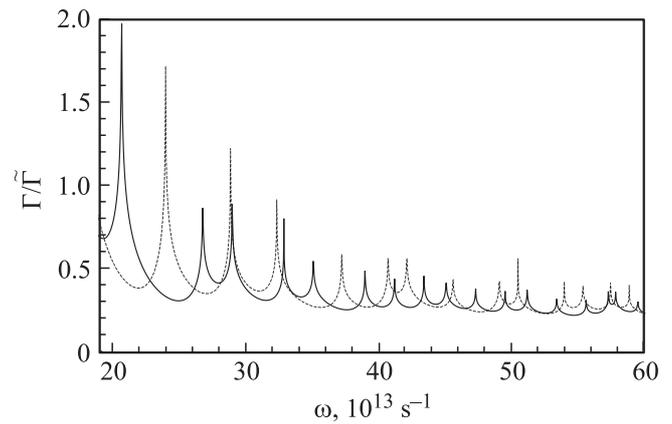


Рис. 4. Зависимости коэффициента поглощения электромагнитного излучения от частоты излучения. $\omega_1 = 5 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_2 = 10 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_q = 6 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_c = 11 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$; $\theta = \pi/3$ (сплошная кривая), $\pi/6$ (штриховая); $T = 100 \text{ K}$.

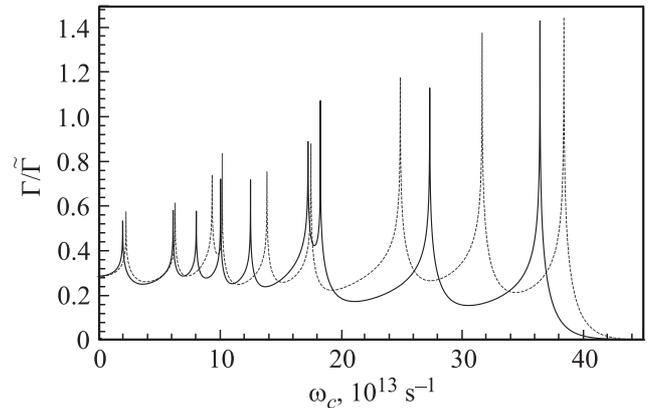


Рис. 5. Зависимости коэффициента поглощения электромагнитного излучения от магнитного поля. $\omega_1 = 5 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_2 = 10 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_q = 6 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$; $\theta = \pi/3$ (сплошная кривая), $\pi/6$ (штриховая); $T = 100 \text{ K}$.

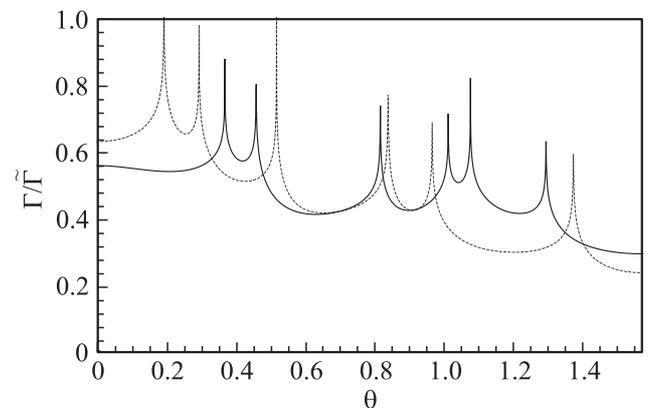


Рис. 6. Зависимости коэффициента поглощения электромагнитного излучения от угла наклона магнитного поля θ . $\omega_1 = 5 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_2 = 10 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_q = 6 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_c = 7 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ (сплошная кривая), $11 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ (штриховая); $T = 100 \text{ K}$.

Запишем окончательное выражение для КП (ДО-фононы), просуммировав парциальные коэффициенты:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma}{\bar{\Gamma}} = & \sum_{n'_1} \sum_{n'_2} (N_q + 1/2 \pm 1/2) \frac{\Omega_1}{\omega_q} \frac{\Omega_2}{\omega} \frac{\Gamma(n'_1 + n'_2 + 2)}{n'_1! n'_2!} \\ & \times \sinh(\hbar\Omega_1/2T) \sinh(\hbar\Omega_2/2T) \exp(-\hbar\Omega_1/2T) \\ & \times \exp(-\hbar\Omega_2/2T) \exp(\hbar\Delta\omega^\pm/2T) K_0(\hbar|\Delta\omega^\pm|/2T) \\ & \times \int_0^{2\pi} (\beta^2 + \gamma^2 \eta^2)^{-(n'_1+n'_2+2)} \left[-\beta \left(\frac{\omega\omega_q}{\Omega_1^2 - \omega^2} \right) \cos \alpha \right. \\ & \left. + \gamma \left(\frac{\omega\omega_q}{\Omega_2^2 - \omega^2} \right) \sin \alpha \right]^2 \beta^{2n'_1} (\gamma\eta)^{2n'_2} d\varphi, \end{aligned} \quad (17)$$

где введено

$$\tilde{\Gamma} = \frac{4\hbar\alpha_L n e^2}{c\sqrt{\epsilon\pi T} m^* \sqrt{m^* \omega_q}} \left(\frac{m^* \omega_q}{\hbar} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

С учетом (15) аналогичное выражение можно записать и для РО-фононов.

Зависимость $\Gamma/\tilde{\Gamma}$ от частоты электромагнитного излучения показана на рис. 4, а зависимости от величины и угла наклона магнитного поля — на рис. 5, 6.

4. Заключение

Как следует из полученной в разд. 2 формулы для коэффициента поглощения (9), а также из рис. 1, 2 и 3, зависимости КП от частоты излучения, угла наклона магнитного поля и величины напряженности поля носят резонансный характер. Все зависимости имеют дублетную структуру. Эта структура обусловлена резонансом при условии, что частота излучения ω равна одной из двух гибридных частот $\Omega_{1,2}$. Поскольку гибридные частоты зависят от величины и направления поля, то и положение резонансных частот зависит от этих же параметров магнитного поля. Форма резонансных пиков в соответствии с (9) — симметричная относительно точки резонансных максимумов.

Гибридно-фононные резонансные пики показаны на рис. 4–6 (ДО-фононы). Серия резонансных пиков, как следует из (17), возникает, когда расстройка резонансов $\Delta\omega^\pm = 0$. В этих точках функция Макдональда имеет логарифмическую особенность. Как видно из рисунков и следует из (17), резонансные пики являются асимметричными. Асимметрия резонансных пиков обусловлена поведением функции Макдональда слева и справа от точки сингулярности. Сингулярность в точке резонанса размывается из-за двух основных причин, ими являются столкновительная ширина уровня τ^{-1} , когда $\Delta\omega^\pm \sim \tau^{-1}$, а также дисперсия оптических фононов [14].

Отметим, что, как и в разд. 2, резонансные пики в КП возникают в зависимости от поля, угла его наклона из-за зависимости от этих параметров гибридных частот $\Omega_{1,2}$.

Отметим, что отношение коэффициента поглощения для гибридно-фононного резонанса в максимуме $\Gamma/\tilde{\Gamma}$ к коэффициенту поглощения гибридного резонанса в области крыльев Γ/Γ_0 равно 4–5. Заметим также, что по правилам отбора, указанным в формуле (5), в рамках настоящей модели могут при отклонении потенциала от модельного быть разрешены и другие переходы, причем их интенсивность может быть существенной.

Приложение

Рассмотрим более подробно вычисление матричного элемента (11). Подставив выражения (5) и (12) в (11), найдем матричный элемент W :

$$\begin{aligned} & \langle n_1, n_2, p_y, 0, 0 | F | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f}, \pm \mathbf{q} \rangle \\ & = \sum_{\mathbf{q}} D_{\mathbf{q}} \sqrt{N_{\mathbf{q}} + 1/2 \pm 1/2} \exp(-l_1^2 G^2/4) \exp(-l_2^2 J^2/4) \\ & \times \exp(iq_x x_0) \exp(iq_z z_0) \frac{ie\hbar}{m^* l_1 l_2} \sqrt{\frac{\pi \hbar N_f}{\epsilon \omega}} \delta(k_y, k'_y \pm q_y) \\ & \times i^{n'_1 - n_1} i^{n'_2 - n_2} \left\{ l_2 \cos \alpha \rho^{n'_1 - n_1 + 1} \mathfrak{a}^{n'_2 - n_2} \sqrt{\frac{n_1!}{n'_1!}} \sqrt{\frac{n_2!}{n'_2!}} \right. \\ & \times L_{n'_1 - n_1}^{n'_1 - n_1}(\rho^2) L_{n'_2 - n_2}^{n'_2 - n_2}(\mathfrak{a}^2) \left[\frac{-i}{\hbar(\Omega_1 - \omega)} + \frac{i}{\hbar(\Omega_1 + \omega)} \right] \\ & - l_1 \sin \alpha \rho^{n'_1 - n_1} \mathfrak{a}^{n'_2 - n_2 + 1} \sqrt{\frac{n_1!}{n'_1!}} \sqrt{\frac{n_2!}{n'_2!}} L_{n'_1 - n_1}^{n'_1 - n_1}(\rho^2) L_{n'_2 - n_2}^{n'_2 - n_2}(\mathfrak{a}^2) \\ & \left. \times \left[\frac{-i}{\hbar(\Omega_2 - \omega)} + \frac{i}{\hbar(\Omega_2 + \omega)} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (\text{П.1})$$

Для квадрата модуля матричного элемента получим:

$$\begin{aligned} & \left| \langle n_1, n_2, p_y, 0, 0 | F | n'_1, n'_2, p'_y, -\mathbf{f}, \pm \mathbf{q} \rangle \right|^2 \\ & = \sum_{\mathbf{q}} |D_{\mathbf{q}}|^2 (N_{\mathbf{q}} + 1/2 \pm 1/2) \exp(-l_1^2 G^2/2) \exp(-l_2^2 J^2/2) \\ & \times \left(\frac{e\hbar}{m^* l_1 l_2} \right)^2 \left(\frac{\pi \hbar N_f}{\epsilon \omega} \right) \delta(k_y, k'_y \pm q_y) \rho^{2(n'_1 - n_1)} \mathfrak{a}^{2(n'_2 - n_2)} \\ & \times \frac{n_1!}{n'_1!} \frac{n_2!}{n'_2!} [L_{n'_1 - n_1}^{n'_1 - n_1}(\rho^2)]^2 [L_{n'_2 - n_2}^{n'_2 - n_2}(\mathfrak{a}^2)]^2 \left[l_2 \rho \left(\frac{-2\omega}{\hbar(\Omega_1^2 - \omega^2)} \right) \right. \\ & \left. \times \cos \alpha + l_1 \mathfrak{a} \left(\frac{2\omega}{\hbar(\Omega_2^2 - \omega^2)} \right) \sin \alpha \right]^2. \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

Список литературы

- [1] В. Шикин. Письма ЖЭТФ, **77**, 281 (2003).
- [2] А.А. Грешнов, Г.Г. Зегря, Ю.Б. Васильев, С.Д. Сучалкин, Б.Я. Мельцер, С.В. Иванов, П.С. Копьев. Письма ЖЭТФ, **76**, 258 (2002).
- [3] И.Л. Дричко, И.Ю. Смирнов, А.В. Суслов, О.А. Миронов, Д.Р. Лидли. ЖЭТФ, **138**, 557 (2010).
- [4] Jai Yon Ryu, G.Y. Hu, R.F. O'Connell. Phys. Rev. B, **49**, 10 437 (1994).
- [5] А.А. Григорькин, С.М. Дунаевский. ФТТ, **51**, 403 (2009).
- [6] А.В. Иконников, К.Е. Спирин, В.И. Гавриленко, Д.В. Козлов, О. Драченко, Н. Schneider, М. Helm. ФТП, **44**, 1539 (2010).
- [7] Q.P. Li, K. Karrai, S.K. Yip, S. Das Sarma, H.D. Drew. Phys. Rev. B, **43**, 5151 (1991).
- [8] M.A. Wilde, M. Rhode, Ch. Heyn, D. Heitmann, D. Grundler, U. Zeitler, F. Schaffler, R.J. Haug. Phys. Rev. B, **72**, 165 429 (2005).
- [9] V.V. Karpunin, V.A. Margulis. Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, **4**, 324 (2013).
- [10] В.В. Карпунин, В.А. Маргулис. ФТП, **42**, 711 (2008).
- [11] В.А. Маргулис, М.А. Пятаев, С.Н. Ульянов. ФТП, **47**, 1221 (2013).
- [12] V.V. Karpunin, V.A. Margulis. Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics, **5**, 378 (2014).
- [13] В.А. Маргулис. ЖЭТФ, **111**, 1092 (1997).
- [14] Р.К. Баканас, Ф.Г. Басс, И.Б. Левинсон. ФТП, **12**, 1457 (1978).
- [15] А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. *Интегралы и ряды. Элементарные функции* (М., Наука, 1981).

Редактор Л.В. Шаронова

Absorption of the electromagnetic radiation in quantum wire with a anisotropic parabolic potential placed in the transverse magnetic field

V.V. Karpunin⁺, V.A. Margulis^{*}

⁺ Mordovian State Pedagogical Institute,
430007 Saransk, Russia

^{*} Mordovian State University,
430005 Saransk, Russia

Abstract An analytical expression for the absorption coefficient of electromagnetic radiation by electrons of the quantum wire placed in a magnetic field is obtained. The case of the transverse magnetic field to the axis of the wire is considered. The resonance character of the absorption is shown and positions of the resonance frequencies are found. The scattering of electrons by optical phonons is investigated. It leads to additional resonance peaks.