

УДК 538.958

В. В. Карпунин, В. А. Маргулис

РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАНТОВОМ КАНАЛЕ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМ ПОТЕНЦИАЛЬНЫМ ПРОФИЛЕМ

Аннотация. Проведено теоретическое исследование поглощения электромагнитного излучения электронами квантового канала, находящимися в поперечном квантуемом магнитном поле. Рассмотрен дополнительный вклад в коэффициент поглощения, обусловленный переворачивающим спин-взаимодействием электронов с оптическими фононами. Установлен резонансный характер поглощения, найдены форма и положение резонансного пика.

Ключевые слова: коэффициент поглощения, электрон-фононные переходы с переворотом спина, квантовый канал.

Abstract. The absorption of electromagnetic radiation by electrons of a quantum channel in a transverse quantized magnetic field is investigated. The additional contribution in the absorption coefficient stipulated spin flip transitions is considered. The form and position resonance peaks are found.

Keywords: absorption coefficient, electron-phonon transitions with spin flip, quantum channel.

Введение

Спин-циклотрон-фононный резонанс в полупроводниках был предсказан в работе [1]. Согласно теории явления, разработанного в [1], поглощение фотона электронами сопровождается переворачивающим спин-взаимодействием электронов с оптическими фононами. Коэффициент поглощения в [1] вычислен во втором порядке теории возмущений по электрон-фотонному и электрон-фононному взаимодействиям. Рассмотрен невырожденный электронный газ. Показано, что резонансное поглощение должно наблюдаться, когда электроны взаимодействуют только с поперечными оптическими фононами. В качестве оператора электрон-фононного взаимодействия использован оператор, ответственный за электронные переходы с переворотом спина, полученный в [2].

Как показано в [3], в полупроводниках с сильной спин-орбитальной связью взаимодействие 3D-электронного газа со звуковыми квантами и поперечными оптическими фононами приводит к спин-магнитофононному резонансу. В работе [3] расчет коэффициента поглощения проведен во втором порядке теории возмущений. Рассмотрен случай невырожденного электронного газа. Получено аналитическое выражение коэффициента поглощения. Установлена форма резонансных кривых, резонансные частоты.

Теоретическое исследование гибридно-примесных резонансов в анизотропных квантовых точках проведено в [4]. Получено выражение коэффици-

ента поглощения, найдены резонансные частоты, форма резонансных кривых, а также исследована зависимость интенсивности пика от квантового числа конечного состояния.

В работе [5] экспериментально исследован циклотронный резонанс (ЦР) электронов в гетероструктуре HgTe/CdHgTe(013) с квантовой ямой шириной 15 нм. Обнаружено большое расщепление линии ЦР, оно обусловлено как спиновым расщеплением, так и непараболичностью закона дисперсии.

Циклотронный резонанс двумерных электронов в квантовых ямах InSb/AlInSb исследован в [6]. Показано, что сильное расщепление линии ЦР наблюдалось даже в слабых магнитных полях. Это обусловлено спин-орбитальным взаимодействием.

В работе [7] теоретически исследован спин-гибридно-фононный резонанс в квантовом канале, где в качестве удерживающего потенциала выбран δ -потенциал. Получены аналитические выражения коэффициента поглощения, установлены резонансные частоты, проанализирована зависимость коэффициента поглощения от частоты электромагнитного излучения и магнитного поля.

Постановка задачи

Целью настоящей работы является исследование спин-гибридно-фононного резонанса в квантовом канале с прямоугольным потенциальным профилем. Расчет коэффициента поглощения проведен во втором порядке теории возмущений по электрон-фононному и электрон-фотонному взаимодействиям. Рассматривается невырожденный электронный газ. Общее выражение коэффициента поглощения в этом случае имеет вид [7]

$$\Gamma(\omega) = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon(\omega)}}{c\hbar N_f} V \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{T}\right) \right) \times \\ \times \sum_{\alpha\beta} f_0(E_\alpha) |\langle \beta, -\mathbf{f} | F | \alpha, 0 \rangle|^2 \delta(E_\alpha - E_\beta \mp \hbar\omega_q + \hbar\omega), \quad (1)$$

где $\mathbf{f}$ – волновой вектор фотона; ω_q – частота оптического фонона; ω – частота фотона; $f_0(E_\alpha)$ – функция распределения Больцмана; $\epsilon(\omega)$ – вещественная часть диэлектрической проницаемости; V – нормировочный объем; N_f – число фотонов в начальном состоянии; F – оператор возмущения.

Матричный элемент оператора возмущения для перехода $s=1 \rightarrow s'=-1$ (s – спиновый индекс) имеет вид

$$\langle n', p'_x, -1, -\mathbf{f} | F | n, p_x, 1, 0 \rangle = \\ = \sum_{n'' p''_x} \frac{\langle n', p'_x, -1, -\mathbf{f} | H_R | n'', p''_x, -1, 0 \rangle \langle n'', p''_x, -1 | H_L | n, p_x, 1 \rangle}{E_{n' p'_x} - E_{n'' p''_x} + \hbar\omega} + \\ + \sum_{n'' p''_x} \frac{\langle n', p'_x, -1 | H_L | n'', p''_x, 1 \rangle \langle n'', p''_x, 1, -\mathbf{f} | H_R | n, p_x, 1, 0 \rangle}{E_{n p_x} - E_{n'' p''_x} - \hbar\omega}.$$

Оператор электрон-фотонного взаимодействия при направлении поляризации по оси y имеет вид

$$H_R = -\frac{ie\hbar}{m^*} \sqrt{\frac{2\pi\hbar N_f}{\varepsilon\omega V}} \frac{\partial}{\partial y}.$$

Оператор электрон-фононного взаимодействия, ответственный за переходы с переворотом спина, получен в [2]:

$$H_L = \sum_{\mathbf{q}} d \left(\frac{1}{2N\bar{M}\omega_q\hbar} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} 0 & [\mathbf{h}_- \times \mathbf{e}] \\ [\mathbf{h}_+ \times \mathbf{e}] & 0 \end{pmatrix} \times \\ \times \left\{ \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}) b_{\mathbf{q}} \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} + \frac{\hbar\mathbf{q}}{2} \right) + \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) b_{\mathbf{q}}^+ \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} - \frac{\hbar\mathbf{q}}{2} \right) \right\}, \quad (2)$$

где $\mathbf{q}$ – волновой вектор фонона; d – константа взаимодействия; $\mathbf{h}_{\pm} = \mathbf{I}_x \pm i\mathbf{I}_y$; $\mathbf{I}_x, \mathbf{I}_y$ – орты, направленные по осям x и y ; $b_{\mathbf{q}}^+, b_{\mathbf{q}}$ – операторы рождения и уничтожения фононов соответственно; $\bar{M}$ – приведенная масса элементарной ячейки; $\mathbf{e}$ – единичный вектор поляризации оптического фонона, векторный потенциал однородного и постоянного магнитного поля $\mathbf{A} = (-Hy, 0, 0)$.

Невозмущенный электрон-фотонными и электрон-фононными взаимодействиями гамильтониан электронов в квантовом канале

$$H = \frac{1}{2m^*} \left(\mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + \frac{m^* \omega_0^2 y^2}{2} + U(z) + \frac{g}{2} \mu_0 \boldsymbol{\sigma} \mathbf{H}, \quad (3)$$

где ω_0 – частота потенциала конфайнмента, электронный g -фактор; m^* – эффективная электронная масса; $\boldsymbol{\sigma}$ – вектор, компонентами которого являются матрицы Паули; μ_0 – магнетон Бора.

В качестве удерживающего электроны потенциала $U(z)$ здесь выбрана прямоугольная потенциальная яма. Электронный спектр гамильтониана (3) для случая прямоугольной потенциальной ямы ширины a запишется в виде

$$E_{np_x s} = \hbar\Omega(n + 1/2) + \frac{p_x^2 \omega_0^2}{2m^* \Omega^2} + E + sg\mu_0 H/2, \quad (4)$$

где p_x – импульс электрона вдоль канала; $\Omega^2 = \omega_0^2 + \omega_c^2$ – гибридная частота; $n = 0, 1, 2, \dots$, E – энергия электрона, находящегося в прямоугольной яме.

Далее рассматривается основное состояние в прямоугольной потенциальной яме.

Волновые функции электронов гамильтониана H имеют вид

$$\Psi_{np_x s} = \Psi_{np_x} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \Psi_{np_x -s} = \Psi_{np_x} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $\Psi_{np_x} = \frac{1}{\sqrt{L_x}} \exp(ip_x x / \hbar) \chi_n \left(\frac{y - y_0}{a_H} \right) \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \left(\frac{\pi z}{a} \right)$,

здесь $a_H = \sqrt{\hbar/m^* \Omega}$; L_x – длина канала; $\chi_n \left(\frac{y-y_0}{a_H} \right)$ – осцилляторные функции.

Коэффициент поглощения

Выражение матричного элемента оператора возмущения, соответствующее поглощению фотона и эмиссии фонона с переворотом спина для перехода $s=1 \rightarrow s'=-1$, имеет вид

$$\begin{aligned} & \langle n', p'_x, -1, -\mathbf{f} | F | n, p_x, 1, 0 \rangle = \\ & = \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{2} d \left(\frac{1}{2NM\omega_q \hbar} \right)^{1/2} \left(-\frac{ie\hbar}{m^* a_H} \sqrt{\frac{2\pi\hbar N_f}{\varepsilon\omega V}} \right) (N_0+1)^{1/2} \rho \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{\hbar(\Omega-\omega)} \left[B_1 \exp(-i\phi) \sqrt{n} R'_{n',n-1} I - B_2 \exp(-i\phi) \sqrt{n+1} R'_{n',n+1} I + B_2 \frac{1}{\rho} R'_{n',n} I + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + A\sqrt{2} \exp(-i\phi) R'_{n',n} I - iM\sqrt{\hbar m^*} T(e_y - ie_x) \exp(-i\phi) R'_{n',n} \right] + \frac{\exp(2i\phi)}{\hbar(\Omega+\omega)} \times \right. \\ & \quad \times \left[B_1 \exp(-2i\phi) \frac{R'_{n',n}}{\rho} I + B_1 \exp(-i\phi) \sqrt{n} R'_{n',n-1} I - B_2 \exp(-i\phi) \sqrt{n+1} R'_{n',n+1} I + \right. \\ & \quad \left. \left. + A\sqrt{2} \exp(-i\phi) R'_{n',n} I - iM\sqrt{\hbar m^*} T(e_y - ie_x) \exp(-i\phi) R'_{n',n} \right] \right\} \delta \left(\frac{p'_x - p_x}{\hbar}, -q_x \right), \quad (6) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} R'_{n',n} &= \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{n'}^* \left(\frac{y-y'_0}{a_H} \right) \exp(-iq_y y) \chi_n \left(\frac{y-y_0}{a_H} \right) dy, T = \frac{2\sqrt{2}\pi\sqrt{\hbar}}{a^2 \sqrt{m^*}}, \\ I &= \exp(-i\gamma) \sin(\gamma) \left[\frac{1}{\gamma} - \frac{\gamma}{(\gamma^2 - \pi^2)} \right], M = \frac{1}{2} \frac{i\pi a}{(\pi^2 - \gamma^2)} \exp(-i\gamma) \sin(\gamma), \gamma = q_z a/2; \\ A &= ie_z \left(p_x - p_x \frac{\omega_c^2}{\Omega^2} \right) + e_z \frac{\hbar}{\sqrt{2}a_H} \rho \left(\sin\phi - i \frac{\Omega}{\omega_c} \cos\phi \right) - \frac{\hbar q_z}{2} (e_y - ie_x); \\ B_1 &= ie_z \sqrt{\hbar m^*} \left(\sqrt{\Omega} - \frac{\omega_c}{\sqrt{\Omega}} \right), B_2 = ie_z \sqrt{\hbar m^*} \left(\sqrt{\Omega} + \frac{\omega_c}{\sqrt{\Omega}} \right). \end{aligned}$$

Учитывая, что гибридный импульс пренебрежимо мал по сравнению с тепловым импульсом [9], можно положить $q_x = 0$, $p_x = 0$ в фигурной скобке формулы (6) и в переменной ρ . Рассмотрим основные переходы, которые происходят из состояния с $n=0$. Проведя простые, но громоздкие вычисления, можно записать парциальный коэффициент поглощения соответствующий эмиссии фонона и переходу $s=1 \rightarrow s'=-1$

$$\frac{\Gamma^+(0, n')}{\Gamma_0} = (N_0 + 1) \sum_{\mathbf{e}} \sigma(0, n') \frac{sh(\hbar\Omega/2T)\Omega^{3/2}}{\omega\omega_q^{1/2}} \frac{\exp(-g\mu_0 H/2T)}{\text{ch}(g\mu_0 H/2T)} \times$$

$$\times \exp\left(\frac{-\hbar\Omega}{2T}\right) \exp\left(\frac{\hbar\Delta\omega_q^+}{2T}\right) K_0\left(\frac{\hbar|\Delta\omega_q^+|}{2T}\right), \quad (7)$$

$$K_0(x) \quad - \quad \text{функция} \quad \text{Макдональда}; \quad \Gamma_0 = \frac{d^2 n_e e^2 V m^*}{8c\pi\sqrt{\pi T \epsilon \omega_0 N M} \omega_q^{1/2} \hbar^{5/2} a},$$

$$\Delta\omega_q^+ = \omega - \omega^+ + g\beta_0 H \quad - \text{расстройка резонанса}; \quad \beta_0 = e/2m_0c, \omega^+ = n'\Omega + \omega_q.$$

Здесь $\sigma(0, n')$ имеет вид

$$\sigma(0, n') = \Omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho^2 \left[\frac{1}{(\Omega - \omega)^2} \left\{ e_z^2 b_2^2 Q_{n',1}^2 I_1^2 - 2e_z^2 b_2^2 \frac{1}{\rho} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 + \right. \right.$$

$$+ 2e_z^2 b_2 \rho \sqrt{\Omega} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 + e_z^2 b_2^2 \frac{1}{\rho^2} Q_{n',0}^2 I_1^2 - 2e_z^2 b_2 \sqrt{\Omega} Q_{n',0}^2 I_1^2 + e_z^2 \rho^2 \Omega Q_{n',0}^2 I_1^2 -$$

$$- 2q_z T e_y^2 P Q_{n',0}^2 I_1 M_1 + q_z^2 e_y^2 P^2 Q_{n',0}^2 I_1^2 + T^2 e_y^2 Q_{n',0}^2 M_1^2 \left. \right\} + \frac{2}{(\Omega^2 - \omega^2)} \times$$

$$\times \left\{ -e_z^2 b_1 b_2 \frac{1}{\rho} Q_{n',0} Q_{n',1} I_1^2 - e_z^2 b_2^2 Q_{n',1}^2 I_1^2 - 2e_z^2 b_2 \rho \sqrt{\Omega} Q_{n',0} Q_{n',1} I_1^2 + \right.$$

$$+ e_z^2 b_1 b_2 \frac{1}{\rho^2} Q_{n',0}^2 I_1^2 + e_z^2 b_2^2 \frac{1}{\rho} Q_{n',0} Q_{n',1} I_1^2 + e_z^2 b_2 \sqrt{\Omega} Q_{n',0}^2 I_1^2 - e_z^2 b_1 \sqrt{\Omega} Q_{n',0}^2 I_1^2 -$$

$$- e_z^2 \rho^2 \Omega Q_{n',0}^2 I_1^2 + 2q_z T e_y^2 P Q_{n',0}^2 I_1 M_1 - q_z^2 e_y^2 P^2 Q_{n',0}^2 I_1^2 - T^2 e_y^2 Q_{n',0}^2 M_1^2 \left. \right\} +$$

$$+ \frac{1}{(\Omega + \omega)^2} \left\{ e_z^2 b_1^2 \frac{1}{\rho^2} Q_{n',0}^2 I_1^2 + 2e_z^2 b_1 b_2 \frac{1}{\rho} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 + 2e_z^2 b_1 \sqrt{\Omega} Q_{n',0}^2 I_1^2 + \right.$$

$$+ e_z^2 b_2^2 Q_{n',1}^2 I_1^2 + 2e_z^2 b_2 \rho \sqrt{\Omega} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 + e_z^2 \rho^2 \Omega Q_{n',0}^2 I_1^2 - 2q_z T e_y^2 P Q_{n',0}^2 I_1 M_1 +$$

$$\left. \left. + q_z^2 e_y^2 P^2 Q_{n',0}^2 I_1^2 + T^2 e_y^2 Q_{n',0}^2 M_1^2 \right\} \right] d\gamma d\rho, \quad (8)$$

где

$$Q_{n',n} = (-1)^{n'-n} \sqrt{\frac{n!}{n'!}} \rho^{n'-n} L_n^{n'-n}[\rho^2] \exp(-\rho^2/2), \quad b_1 = \left(\sqrt{\Omega} - \frac{\omega_c}{\sqrt{\Omega}} \right),$$

$$b_2 = \left(\sqrt{\Omega} + \frac{\omega_c}{\sqrt{\Omega}} \right), \quad I_1 = \exp(i\gamma)I, \quad M_1 = i^{-1} \exp(i\gamma)M, \quad P = \sqrt{\hbar/2m^*}. \quad (9)$$

Учитывая тот факт, что мы рассматриваем взаимодействие электронов с поперечными оптическими фононами, интегралы по γ в формуле (8) легко вычисляются [8].

Коэффициент поглощения, соответствующий эмиссии фонона для перехода $s = -1 \rightarrow s' = 1$ получается из формулы (7) с заменой $\exp(-g\mu_0 H/2T)$ на $\exp(g\mu_0 H/2T)$, $\Delta\omega_q^+ = \omega - \omega^+ - g\beta_0 H$, форм-фактор $\sigma(0, n')$ имеет тот же вид (8), но с параметрами b_1 и b_2 :

$$b_1 = \left(\sqrt{\Omega} + \frac{\omega_c}{\sqrt{\Omega}} \right); b_2 = \left(\sqrt{\Omega} - \frac{\omega_c}{\sqrt{\Omega}} \right). \quad (10)$$

Коэффициент поглощения, соответствующий переходу $s = 1 \rightarrow s' = -1$ и абсорбции фонона, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma^-(0, n')}{\Gamma_0} = N_0 \sum_{\mathbf{e}} \sigma(0, n') \frac{\text{sh}(\hbar\Omega/2T)\Omega^{3/2}}{\omega\omega_q^{1/2}} \frac{\exp(-g\mu_0 H/2T)}{\text{ch}(g\mu_0 H/2T)} \times \\ \times \exp\left(-\frac{\hbar\Omega}{2T}\right) \exp\left(\frac{\hbar\Delta\omega_q^-}{2T}\right) K_0\left(\frac{\hbar|\Delta\omega_q^-|}{2T}\right), \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma(0, n') = \Omega \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho^2 \left[\frac{1}{(\Omega - \omega)^2} \left\{ e_z^2 b_2^2 Q_{n',1}^2 I_1^2 - 2e_z^2 b_2^2 \frac{1}{\rho} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - 2e_z^2 b_2 \rho \sqrt{\Omega} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 + e_z^2 b_2^2 \frac{1}{\rho^2} Q_{n',0}^2 I_1^2 + 2e_z^2 b_2 \sqrt{\Omega} Q_{n',0}^2 I_1^2 + e_z^2 \rho^2 \Omega Q_{n',0}^2 I_1^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + 2q_z T e_y^2 P Q_{n',0}^2 I_1 M_1 + q_z^2 e_y^2 P^2 Q_{n',0}^2 I_1^2 + T^2 e_y^2 Q_{n',0}^2 M_1^2 \right\} + \frac{2}{(\Omega^2 - \omega^2)} \times \right. \\ \left. \times \left\{ -e_z^2 b_1 b_2 \frac{1}{\rho} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 - e_z^2 b_2^2 Q_{n',1}^2 I_1^2 + 2e_z^2 b_2 \rho \sqrt{\Omega} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + e_z^2 b_1 b_2 \frac{1}{\rho^2} Q_{n',0}^2 I_1^2 + e_z^2 b_2^2 \frac{1}{\rho} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 - e_z^2 b_2 \sqrt{\Omega} Q_{n',0}^2 I_1^2 + e_z^2 b_1 \sqrt{\Omega} Q_{n',0}^2 I_1^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - e_z^2 \rho^2 \Omega Q_{n',0}^2 I_1^2 - 2q_z T e_y^2 P Q_{n',0}^2 I_1 M_1 - q_z^2 e_y^2 P^2 Q_{n',0}^2 I_1^2 - T^2 e_y^2 Q_{n',0}^2 M_1^2 \right\} + \right. \\ \left. + \frac{1}{(\Omega + \omega)^2} \left\{ e_z^2 \frac{b_1^2}{\rho^2} Q_{n',0}^2 I_1^2 + e_z^2 \frac{2b_1 b_2}{\rho} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 - 2e_z^2 b_1 \sqrt{\Omega} Q_{n',0}^2 I_1^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + e_z^2 b_2^2 Q_{n',1}^2 I_1^2 - 2e_z^2 b_2 \rho \sqrt{\Omega} Q_{n',1} Q_{n',0} I_1^2 + e_z^2 \rho^2 \Omega Q_{n',0}^2 I_1^2 + \right. \right. \end{aligned}$$

$$+ 2q_z T e_y^2 P Q_{n,0}^2 I_1 M_1 + q_z^2 e_y^2 P^2 Q_{n,0}^2 I_1^2 + T^2 e_y^2 Q_{n,0}^2 M_1^2 \Big\} d\gamma d\rho, \quad (12)$$

здесь $I_1 = \sin(\gamma) \left[\frac{1}{\gamma} - \frac{\gamma}{(\gamma^2 - \pi^2)} \right]$; $M_1 = -\frac{1}{2} \frac{\pi a}{(\pi^2 - \gamma^2)} \sin(\gamma)$; b_1, b_2 имеют вид

$$(9); \Delta\omega_q^- = \omega - \omega^- + g\beta_0 H.$$

Как видно из (12), интегралы по γ имеют тот же вид, что и в случае эмиссии фонона (8). Коэффициент поглощения для перехода $s = -1 \rightarrow s' = 1$ с абсорбцией фонона получается из формулы (11) с учетом замены $\Delta\omega_q^- = \omega - \omega^- - g\beta_0 H$, $\exp(-g\mu_0 H/2T)$ на $\exp(g\mu_0 H/2T)$, $\sigma(0, n')$ также имеет вид (12), b_1 и b_2 имеют вид (10). Так как $K_0(x)$ имеет логарифмическую сингулярность при $x \rightarrow 0$, то резонансное поглощение возникает, когда расстройка резонанса равна нулю.

На рис. 1 представлен график зависимости коэффициента поглощения от частоты электромагнитного излучения. Показаны асимметричные резонансные кривые, у которых правое крыло более пологое, чем левое. Справа от резонансных точек при $\hbar\Delta\omega \gg T$ поглощение имеет корневую зависимость от расстройки резонанса, переходя при $\hbar\Delta\omega \ll T$ в логарифмическую сингулярность; слева от точек резонанса при $\hbar\Delta\omega \ll T$ сингулярность также логарифмическая, но при $\hbar\Delta\omega \gg T$ на корневую зависимость накладывается экспоненциальное убывание. Этим и объясняется асимметричный вид резонансных кривых.

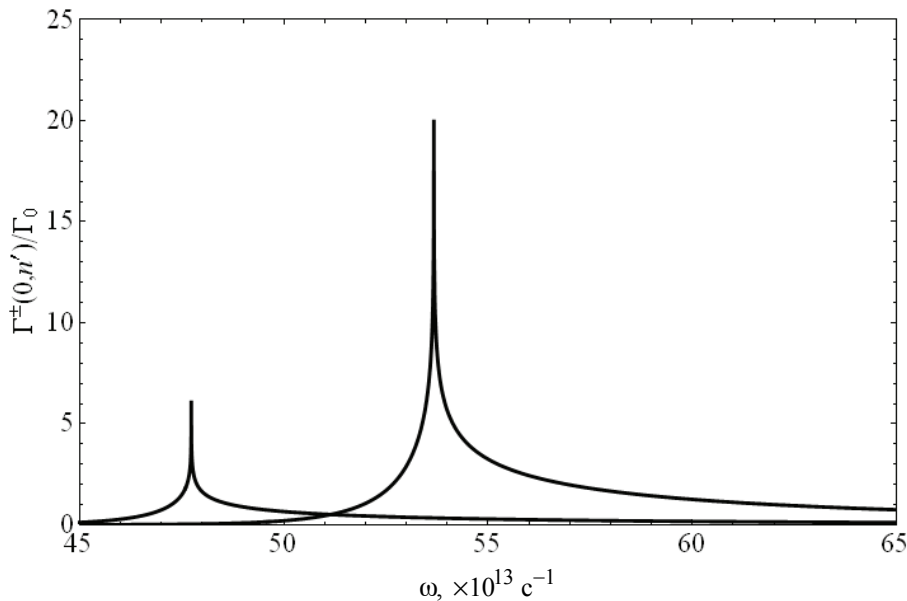


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от частоты излучения. Показаны два эмиссионных пика, левый пик соответствует переходу $s = -1 \rightarrow s' = 1$, правый — $s = 1 \rightarrow s' = -1$, $n = 0, n' = 3$, $\omega_0 = 11 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\omega_q = 9 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $T = 100 \text{ K}$, $g = 10$

На рис. 2 показана зависимость коэффициента поглощения от магнитного поля. Отметим, что здесь уже левое крыло более пологое, чем правое. Это обусловлено наличием гиперболического синуса и косинуса в (7), которые зависят от магнитного поля.

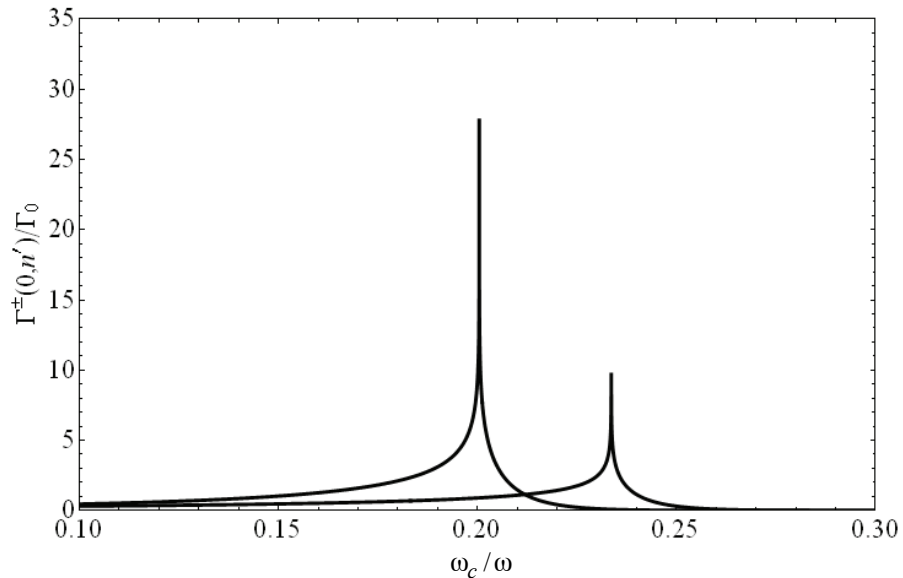


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения от магнитного поля. Показаны два эмиссионных пика, левый пик соответствует переходу $s = -1 \rightarrow s' = 1$, правый – $s = 1 \rightarrow s' = -1$, $n = 0, n' = 3$, $\omega = 60 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_0 = 11 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $\omega_q = 9 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, $T = 100 \text{ K}$, $g = 10$

Заключение

В работе теоретически исследовался вклад в коэффициент поглощения электромагнитного излучения в квантовом канале с прямоугольным потенциальным профилем. Канал расположен в постоянном, однородном и поперечном магнитном поле. Рассмотрен невырожденный квазиодномерный электронный газ. Расчет проведен методом теории возмущений и в приближении эффективной массы. Получено выражение коэффициента поглощения, найдены резонансные частоты и форма резонансной кривой. Установлено, что при взаимодействии электронов с поперечными оптическими фононами должно быть резонансное поглощение электромагнитного излучения электронами квантового канала. Отметим также, что резонансы должны наблюдаться на мультигибридных частотах и резонансные электронные переходы происходят между уровнями с разными n, n' .

Из формул (7), (11), а также графиков видно, что пики спин-гибридно-фононного резонанса в квантовом канале с прямоугольным потенциальным профилем окаймляют соответствующие пики гибридно-фононного резонанса в квантовом канале с прямоугольным потенциальным профилем [9]. Причем резонансные кривые (рис. 1, 2) имеют тот же асимметричный вид (обусловленный поведением функции Макдональда вблизи точки резонанса), что и в случае резонансных электронных переходов, происходящих без переворота электронного спина [9]. Полуширина резонансной кривой имеет порядок $\approx \hbar/\tau$, где τ – время релаксации электронов на рассеивателях.

Список литературы

1. **Матулис, А. Ю.** Спин-циклотронно-фононный резонанс в полупроводниках / А. Ю. Матулис // Физика твердого тела. – 1967. – Т. 9. – С. 2238–2241.
2. **Павлов, С. Т.** Переворачивающее спин-взаимодействие электронов с оптическими фононами в полупроводниках / С. Т. Павлов, Ю. А. Фирсов // Физика твердого тела. – 1965. – Т. 7. – С. 2634–2647.
3. **Маргулис, В. А.** Спин-магнетофононный резонанс в поглощении звука в полупроводниках / В. А. Маргулис // Физика твердого тела. – 1981. – Т. 23. – С. 897–899.
4. **Margulis, V. A.** Hybrid-impurity resonances in anisotropic quantum dots / V. A. Margulis, A. V. Shorokhov // Physica E. – 2009. – Vol. 41. – P. 485–488.
5. **Спирин, К. Е.** Спиновое расщепление в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с квантовыми ямами / К. Е. Спирин, А. В. Иконников, А. А. Ластовкин, В. И. Гавриленко, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2010. – Т. 92. – С. 65–68.
6. **Васильев, Ю. Б.** Циклотронный резонанс в гетероструктурах с квантовыми ямами InSb/AlInSb / Ю. Б. Васильев, F. Gouider, G. Nachtwei, P. D. Buckle // Физика и техника полупроводников. – 2010. – Т. 44. – С. 1559–1562.
7. **Карпунин, В. В.** Спин-гибридно-фононные резонансы в квантовом канале / В. В. Карпунин, В. А. Маргулис // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2008. – № 3. – С. 82–90.
8. **Прудников, А. П.** Интегралы и ряды. Элементарные функции / А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, И. О. Маричев. – М. : Наука, 1981. – 800 с.
9. **Карпунин, В. В.** Гибридно-фононные резонансы в квантовом канале / В. В. Карпунин, В. А. Маргулис // Физика и техника полупроводников. – 2008. – Т. 42. – С. 711–717.

Карпунин Виталий Владимирович

старший преподаватель, кафедра физики и методики обучения физике, Мордовский государственный педагогический институт им. М. Е. Евсевьева (г. Саранск)

E-mail: karpuninvv@mail.ru

Karpunin Vitaly Vladimirovich

Senior lecturer, sub-department of physics and physics teaching methods, Mordovia State Pedagogical University named after M. E. Evseyev (Saransk)

Маргулис Виктор Александрович

доктор физико-математических наук, профессор, кафедра теоретической физики, Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева (г. Саранск)

E-mail: theorphysics@mrsu.ru

Margulis Victor Alexandrovich

Doctor of physical and mathematical sciences, professor, sub-department of theoretical physics, Mordovia State University named after N. P. Ogarev (Saransk)

УДК 538.958

Карпунин, В. В.

Резонансное поглощение электромагнитного излучения в квантовом канале с прямоугольным потенциальным профилем / В. В. Карпунин, В. А. Маргулис // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2010. – № 4 (16). – С. 111–119.