

Магнетопоглощение света в размерно-ограниченных системах в поле резонансного лазерного излучения

© Э.П. Синявский, Е.И. Брусенская

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,
MD-2028 Кишинев, Молдавия

(Поступила в Редакцию 12 апреля 2001 г.
В окончательной редакции 9 октября 2001 г.)

Исследованы особенности магнетопоглощения света частоты Ω , близкой к ширине запрещенной зоны, в размерно-ограниченных системах в присутствии ИК лазерного излучения. Показано, что если частота лазерного излучения равна циклотронной частоте, форма линии магнетопоглощения может полностью определяться интенсивностью ИК излучения. Указывается на существенное изменение частотной зависимости межзонного поглощения слабой электромагнитной волны, в параболических квантовых ямах, когда частота лазерной подсветки равна частоте размерного квантования, а вектор поляризации параллелен оси пространственного квантования.

1. Рассмотрим размерно-квантованную систему в квантующем магнитном поле H , направленном вдоль оси пространственного квантования OZ . В этом случае энергия электрона (дырки) в квантовой яме (КЯ) полностью квантована. Частотная зависимость коэффициента поглощения света между дырочными и электронными состояниями (в отсутствие магнитного поля — это межзонный переход) описывается набором пиков с полушириной, определяемой взаимодействием носителей с колебаниями решетки [1]. В настоящее время создаются совершенные размерно-ограниченные структуры с малым числом неоднородностей решетки и примесей. Именно с этим связано как наличие высокоподвижных носителей $\geq 10^5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ при низких температурах [2,3], так и узость пиков люминесценции ($\sim 3 \text{ meV}$ [4]). В дальнейшем рассмотрим сильные магнитные поля, когда кулоновское взаимодействие электрона с дыркой мало по сравнению с расстоянием между уровнями магнитного квантования и экситонными эффектами при исследовании коэффициента поглощения света можно пренебречь. Подробное обсуждение и критерии такого приближения приведены в [5]. При возбуждении электрон-дырочной пары светом квазиимпульс экситона равен импульсу поглощаемой электромагнитной волны и очень мал [6], поэтому экситонными зонами, возникающими в квазидвумерных системах в сильном магнитном поле [7], будем пренебрегать.

Заметное влияние ИК лазерного излучения частоты ω на коэффициент поглощения слабого света возникает, если ω равна циклотронной частоте ω_c (магнитоинфракрасный резонанс — МИКР). В этом случае резонансное лазерное излучение оказывается причиной нестационарности электронных состояний и, следовательно, может определять форму пиков поглощения слабой электромагнитной волны.

Поскольку в дальнейшем рассматривается резонансный случай $\omega \sim \omega_c = eH/m_c c$ ($m_{c(v)}$ — эффективная масса электрона (дырки)), для простоты взаимодействием лазерного излучения с дырками пренебрегаем

($\omega \neq \omega_v = eH/m_v c$). Предполагаем, что интенсивность лазерного излучения невелика, поэтому не будем учитывать многофотонные переходы между полностью квантованными состояниями дырок и дискретными состояниями электронов.

2. Гамильтониан исследуемой системы в указанных приближениях записывается в виде

$$H = H_0 + W,$$

$$H_0 = \sum_{\alpha} E_{\alpha}^c a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + \sum_{\alpha} E_{\alpha}^v \tilde{a}_{\alpha}^{\dagger} \tilde{a}_{\alpha} + \hbar \omega b^{\dagger} b,$$

$$W = \sum_{\alpha} V_{\alpha\beta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} (b^{\dagger} + b). \quad (1)$$

Здесь $a_{\alpha}^{\dagger}(a_{\alpha})$, $\tilde{a}_{\alpha}^{\dagger}(\tilde{a}_{\alpha})$, $b^{\dagger}(b)$ — операторы рождения (уничтожения) электронов, дырок и фотонов соответственно; $\alpha(N, n, k_x)$ — набор квантовых чисел, характеризующих состояние носителя в размерно-ограниченной системе в квантующем магнитном поле, N — номер уровня Ландау, n — номер уровня размерного квантования, k_x — проекция квазиимпульса электрона.

Для прямоугольных КЯ толщиной a

$$E_{\alpha}^c = \hbar \omega_c \left(N + \frac{1}{2} \right) + \varepsilon_c n^2, \quad \varepsilon_c = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_c a^2},$$

$$E_{\alpha}^v = \hbar \omega_v \left(N + \frac{1}{2} \right) + \varepsilon_v n^2, \quad \varepsilon_v = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_v a^2}, \quad (2)$$

$V_{\alpha\beta}$ — матричный элемент оператора электрон-фотонного взаимодействия на волновых функциях электрона в КЯ в продольном магнитном поле,

$$V_{\alpha\beta} = id \delta_{k_x, k_x'} \delta_{n, n'} \left(\sqrt{N} \delta_{N, N_1+1} - \sqrt{N+1} \delta_{N, N_1-1} \right),$$

$$d = e \hbar \left[\frac{\pi \omega_c}{V \varepsilon_0 m_c \omega} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где ε_0 — диэлектрическая постоянная, V — объем исследуемой системы.

При записи (3) предполагалось, что электрическое поле линейно-поляризованного лазерного излучения направлено вдоль оси OY , т.е. лазерное излучение падает нормально поверхности размерно-ограниченной системы.

Согласно Кубо [8], коэффициент поглощения слабого света $K(\Omega)$ определяется через корреляционную функцию дипольных моментов. В рассматриваемых приближениях можно записать

$$K(\Omega) = \frac{2\pi e^2 |\mathbf{P}_{cv}\mathbf{e}_0|^2}{Vm_0^2 c \sqrt{\varepsilon_0} \hbar \Omega} \times \sum_{\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\{it[\Omega - (E_{\alpha}^v + \varepsilon_g)/\hbar]\} \langle a_{\alpha}(t) a_{\alpha}^{\dagger} \rangle. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{P}_{cv} — матричный элемент импульса на блоховских функциях, ε_g — ширина запрещенной зоны, m_0 — масса свободного электрона, \mathbf{e}_0 — вектор поляризации поглощаемой электромагнитной волны, c — скорость света.

$$a_{\alpha}(t) = \exp\left\{\frac{it}{\hbar}H\right\} a_{\alpha} \exp\left\{-\frac{it}{\hbar}H\right\}. \quad (5)$$

Усреднение в (4) выполняется с матрицей плотности электрон-фотонной системы. Оператор

$$\xi_{\alpha}(t) = \exp\left\{\frac{it}{\hbar}E_{\alpha}^c\right\} a_{\alpha}(t) \quad (6)$$

согласно (5) удовлетворяет уравнению движения

$$\begin{aligned} \dot{\xi}_{Nnk_x}(t) &= \frac{d}{\hbar} \sum_{N_1} \left[\sqrt{N} \delta_{N,N_1+1} - \sqrt{N+1} \delta_{N,N_1-1} \right] \\ &\times (b \exp\{-i\omega t\} + b^{\dagger} \exp\{i\omega t\}) \\ &\times \exp\{it\omega_c(N - N_1)\} \xi_{N_1nk_x}(t). \end{aligned} \quad (7)$$

При выводе (7) пренебрегалось влиянием носителей на фотонный спектр, т.е.

$$\begin{aligned} \exp\left\{\frac{it}{\hbar}H\right\} (b + b^{\dagger}) \exp\left\{-\frac{it}{\hbar}H\right\} \\ \approx b \exp\{-i\omega t\} + b^{\dagger} \exp\{-\omega t\}. \end{aligned}$$

Это приближение является вполне естественным, так как поправки, вносимые в фотонный спектр, малы по обратному объему размерно-ограниченной системы.

Для дальнейших расчетов удобно ввести операторы соотношением

$$a_N = \sqrt{N+1} l_1^{(N)}, \quad a_N^{\dagger} = \sqrt{N} l_{-1}^{(N)}, \quad (8)$$

где операторы $l_m^{(N)}$ определяются следующим образом:

$$l_m^{(N)} f(N) = f(N+m), \quad (9)$$

$f(N)$ — есть произвольная функция от N -квантовых чисел Ландау.

Естественно, что

$$l_m^{(N)} l_{-m}^{(N)} = \hat{I}, \quad (10)$$

\hat{I} — единичный оператор. Если воспользоваться соотношениями (8) и (10), легко показать, что $|a_{N_1} a_{N_2}^{\dagger}| = \delta_{N_1 N_2}$, и операторы a_N^{\dagger} , a_N могут рассматриваться как Бозе-операторы.

Решение уравнения (7) ищем в резонансном приближении $|\omega - \omega_c| = |\varepsilon| \ll \omega_c$. Если пренебречь нерезонансными членами (обоснование этого приближения и соответствующие критерии можно найти в [9]), уравнение (7) принимает вид

$$\dot{\xi}_{\alpha}(t) = \frac{d}{\hbar} (a_N^{\dagger} b \exp(-i\varepsilon t) - a_N b^{\dagger} \exp(i\varepsilon t)) \xi_{\alpha}(t), \quad (11)$$

где $\varepsilon = \omega - \omega_c$ и $|\varepsilon| \ll \omega_c$.

Решение уравнения (11) с начальным условием $\xi_{\alpha}(0) = a_{\alpha}(0)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \xi_{\alpha}(t) &= \exp\{-it\varepsilon a_N^{\dagger} a_N\} \\ &\times \exp\left\{it\left[\varepsilon a_N^{\dagger} a_N + \frac{id}{\hbar} (a_N b^{\dagger} - a_N^{\dagger} b)\right]\right\} \xi_{\alpha}(0). \end{aligned} \quad (12)$$

Если подставить (12) в (6), можно определить $a_{\alpha}(t)$ и, следовательно, согласно (4), искомое выражение для коэффициента поглощения света (для невырожденных полупроводниковых систем $\langle a_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} \rangle = 1 - n_{\alpha} \approx 1$) определяется соотношением

$$\begin{aligned} K(\Omega) &= K_0 \sum_{Nn} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} r dr P(r) \\ &\times \exp\{it[\Omega - (E_{\alpha}^* + \varepsilon_g)/\hbar]\} \exp\{-i\varepsilon a_N^{\dagger} a_N t\} \\ &\times \exp\left\{it\left[\varepsilon a_N^{\dagger} a_N + \frac{id}{\hbar} r (a_N e^{i\varphi} - a_N^{\dagger} e^{-i\varphi})\right]\right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь обозначено

$$K_0 = \frac{2\pi e^2 |\mathbf{P}_{cv}\mathbf{e}_0|^2}{am_0^2 c \sqrt{\varepsilon_0} \hbar \Omega R^2},$$

$$E_{\alpha}^* = \hbar\omega_c^* \left(N + \frac{1}{2}\right) + \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2\mu a^2}, \quad \hbar\omega_c^* = \frac{\hbar e H}{\mu c},$$

$$\mu^{-1} = m_c^{-1} + m_m^{-1}, \quad R^2 = \frac{c\hbar}{eH}.$$

Усреднение по системе свободного фотонного поля проводилось обычным способом [10,11]; в усредненном операторном выражении оператор b заменялся на $z = r e^{-i\varphi}$, а b^{\dagger} — на $z^* = r e^{i\varphi}$ и подынтегральная функция интегрировалась по d^2z на комплексной плоскости с весовой функцией $P(r)$.

Если использовать алгебру Бозе-операторов для a_N^+, a_N [12], то

$$\begin{aligned} & \exp\{-i\varepsilon a_N^+ a_N t\} \\ & \times \exp\left\{it \left[\varepsilon a_N^+ a_N + \frac{id}{\hbar} r (a_N e^{i\varphi} - a_N^+ e^{-i\varphi}) \right]\right\} \\ & = \exp\{C(t) a_N^+\} \exp\{-C^*(t) a_N\} \exp\{A(t)\}; \quad (14) \end{aligned}$$

$$C(t) = -\frac{ird}{\hbar\varepsilon} e^{-i\varphi} [\exp(it\varepsilon) - 1],$$

$$A(t) = \frac{ir^2 d^2}{\hbar^2 \varepsilon} \left\{ t + \frac{\exp(-i\varepsilon t) - 1}{i\varepsilon} \right\}.$$

Из определения и свойств операторов a_N^+, a_N (8), (9) легко показать, что

$$\begin{aligned} \exp(C(t) a_N^+) \exp(-C^*(t) a_N) &= \sum_{m=0}^N \sum_{m_1}^{\infty} \frac{(C(t))^m (-C^*(t))^{m_1}}{m! m_1! (N-m)!} \\ & \times [N!(N+m-m_1)!]^{1/2} I_{m_1-m}^{(N)}. \quad (15) \end{aligned}$$

Для стабильно генерирующего лазерного излучения

$$P(r) = \frac{1}{2\pi N_0} \delta(r - \sqrt{N_0}),$$

где N_0 — среднее число фотонов в моде.

Соотношение (13) для коэффициента поглощения света с учетом (15) принимает окончательный вид

$$\begin{aligned} K(\Omega) &= K_0 \sum_{Nn} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left\{\frac{it}{\hbar} [\hbar\Omega - (E_\alpha^* + \varepsilon_g)]\right\} \\ & \times \exp\{i\xi [t\varepsilon + i(1 - \exp(-i\varepsilon t))]\} L_N \left[4\xi \sin^2 \left(\frac{\varepsilon t}{2} \right) \right], \\ \xi &= \frac{e^2 E^2 \omega_c}{8\hbar m_c \omega^2 \varepsilon^2}, \quad (16) \end{aligned}$$

$L_N(z)$ — полиномы Лаггера.

Заметим, что для параболической КЯ выражение для коэффициента поглощения слабой электромагнитной волны аналогично (16), однако $E_\alpha^* = \hbar\omega_c^*(N + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_0^*(n + \frac{1}{2})$ и под знаком суммы по n необходимо записать множитель $|V_n|^2$

$$\begin{aligned} V_n &= \frac{(\lambda_c \lambda_v)^{1/4}}{2^n n! \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dz \exp\left\{-\frac{1}{2}(\lambda_c + \lambda_v)z^2\right\} \\ & \times H_n(\sqrt{\lambda_c}z) H_n(\sqrt{\lambda_v}z), \end{aligned}$$

$\lambda_i = m_i \omega_0^{(i)} / \hbar$, ($i = c, v$), $\hbar\omega_0^{(i)}$ — шаг размерного квантования для электронов (c) и дырок (v), $\omega_0^* = \omega_0^{(c)} + \omega_0^{(v)}$, $H_n(z)$ — полиномы Эрмита.

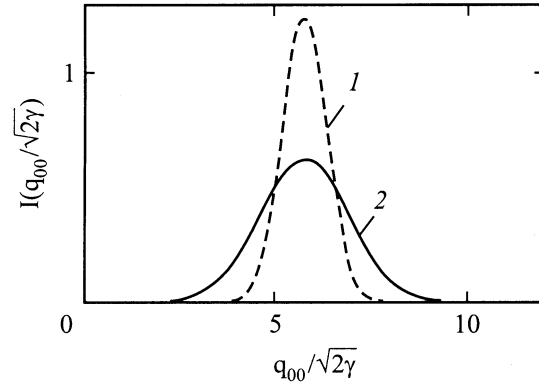


Рис. 1. Частотная зависимость первого пика магнетопоглощения (в относительных единицах). Кривые 1 и 2 получены соответственно для $E = 1500$ и 3000 В/см.

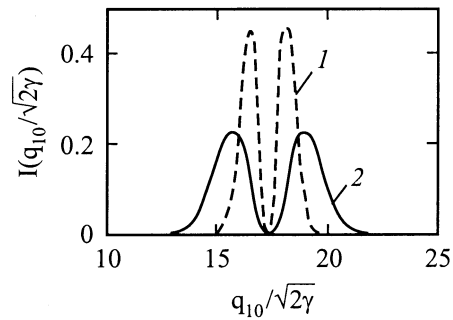


Рис. 2. Частотная зависимость второго пика магнетопоглощения (в относительных единицах). Кривые 1 и 2 получены соответственно для $E = 1500$ и 3000 В/см.

В случае точного резонанса ($\varepsilon = 0$) выражение (16) принимает вид

$$\begin{aligned} K(\Omega) &= K_0 \sum_{Nn} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left\{\frac{it}{\hbar} [\hbar\Omega - (E_\alpha^* + \varepsilon_g)]\right\} \\ & \times \exp\left\{-\frac{\gamma t^2}{2} L_N[\gamma t^2]\right\}, \quad \gamma = \frac{e^2 E^2}{8m_c \hbar \omega}. \quad (17) \end{aligned}$$

Как непосредственно следует из (17), в поле резонансного лазерного излучения ($\omega_c = \omega$) возникает затухание гауссовского типа $\exp(-\frac{\gamma t^2}{2})$, т.е. лазерное излучение приводит к нестационарности электронных состояний.

После интегрирования по t в (17) получаем

$$\begin{aligned} K(\Omega) &= K_0 \sqrt{\frac{2\pi}{\gamma}} \sum_{Nn} \frac{1}{2^n n!} H_n^2 \left[\frac{q_{nN}}{\sqrt{2\gamma}} \right] \exp\left\{-\frac{q_{nN}^2}{2\gamma}\right\}, \\ q_{nN} &= \frac{\hbar\Omega - \varepsilon_g - E_\alpha^*}{\hbar}. \quad (18) \end{aligned}$$

Следовательно, частотная зависимость для коэффициента поглощения света, определяемая переходом электрона из нижайшего дырочного состояния ($N = 0, n = 0$)

в электронное состояние ($N = 0$, $n = 0$), имеет гауссовскую форму с полушириной $\Delta = 2\hbar\sqrt{2\gamma\ln 2}$. Когда интенсивность резонансного лазерного излучения увеличивается, высота пиков поглощения уменьшается, а полуширина растет (рис. 1). Если переход происходит из дырочного состояния ($N = 1$, $n = 0$), пик магнетопоглощения расщепляется на два пика (рис. 2). При этом величина расщепления δ равна $2\hbar\sqrt{2\gamma}$. При переходе из дырочного состояния N на N -й уровень Ландау электронного состояния пик поглощения расщепляется на $N + 1$ пиков. Это расщепление соответствует различным угловым моментам квантовых чисел для электронных состояний в магнитном поле.

Форма линии поглощения в размерно-ограниченных системах в продольном магнитном поле определяется многофононными процессами [1]. При этом полуширина магнетопоглощения Δ_0 при взаимодействии носителей с акустическими колебаниями решетки имеет вид

$$\Delta_0 = 2\sqrt{k_0 T a_0 \ln 2}, \quad a_0 = \frac{3(E_c^2 + E_v^2)m_c \omega_c}{\hbar \pi \rho v^2 a},$$

$E_c(E_v)$ — константа деформационного потенциала для электрона (дырки), ρ — плотность КЯ шириной a , v — скорость звука в кристалле, T — температура.

Можно найти те значения электрического поля резонансного лазерного излучения E_{cr} , при которых полуширина линии поглощения, определяемая ИК излучением, равна полуширине линии, описываемой взаимодействием носителей с длинноволновыми акустическими колебаниями ($\Delta = \Delta_0$),

$$E_{cr}^2 = \frac{4m_c \omega a_0 k_0 T}{\hbar e^2}.$$

Для типичных параметров прямоугольной КЯ GaAs–AlGaAs ($E_c = 9$ eV, $E_v = 7$ eV, $\rho = 5.4$ g/cm³, $v = 2 \cdot 10^5$ cm/s, $m_c = 0.06m_0$) при $\hbar\omega_c = 10^{-2}$ eV, $T = 10$ K, $a = 50$ Å, $E_{cr} = 10^3$ V/cm. Для параболической КЯ при указанных выше параметрах и при $a = 1000$ Å $E_{cr} = 4 \cdot 10^2$ V/cm.

3. Рассмотрим параболическую КЯ, для которой электрическое поле лазерного излучения направлено параллельно оси пространственного квантования. При такой конфигурации матричный элемент оператора электрон-фотонного взаимодействия имеет вид

$$V_{\alpha\beta} = id_0 \delta_{k_x, k_{x1}} \delta_{k_y, k_{y1}} \left(\sqrt{n} \delta_{n, n_1+1} - \sqrt{n+1} \delta_{n, n_1-1} \right).$$

Здесь

$$d_0 = e\hbar \left[\frac{\pi \omega_1}{V \varepsilon_0 m_c \omega} \right]^{1/2},$$

$\alpha(n, k_x, k_y)$ — квантовые числа, характеризующие состояние электрона в параболической КЯ, n — номер размерно-квантованного уровня, k_x, k_y — проекции волнового вектора электрона, $\hbar\omega_1$ — энергия размерного квантования.

Расчет коэффициента поглощения света, связанного с переходом из валентной зоны в зону проводимости, проводится так же, как это было сделано выше. В результате в случае точного резонанса ($\omega = \omega_1$) получаем

$$K(\Omega) = \frac{2\mu e^2 |\mathbf{P}_{cv} \mathbf{e}_0|^2}{am_0^2 c \sqrt{\varepsilon_0} \hbar^2 \Omega} \sum_n |V_n|^2 F(\delta_n, b),$$

$$F(\delta_n, b) = \frac{\pi}{2} + \int_0^\infty dt \frac{\sin(\delta_n t)}{t} \exp \left\{ -t - \frac{bt^2}{2} \right\} L_n(bt^2). \quad (19)$$

$$\delta_n = \frac{\hbar\Omega - \tilde{E}_g - n\hbar\omega_0}{\hbar\gamma_0}, \quad b = \frac{\gamma}{\gamma_0^2},$$

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2, \quad \tilde{E}_g = \varepsilon_g + \frac{\hbar\omega_0}{2},$$

γ_0 описывает вероятность рассеяния в единицу времени электрона в зоне проводимости на колебаниях кристаллической решетки, $\hbar\omega_2$ — шаг размерного квантования в валентной зоне.

В случае рассеяния на акустических фононах в приближении упругого рассеяния, как легко показать,

$$\hbar\gamma_0 = \frac{k_0 T E_1^2 m_c}{\hbar^2 \rho v^2} \left[\frac{\lambda_c}{2\pi} \right]^{1/2}, \quad \left(\lambda_c = \frac{m_c \omega_1}{\hbar} \right). \quad (20)$$

Заметим, что для типичных параметров параболической КЯ при $T = 10$ K, $\hbar\omega = \hbar\omega_1 = 0.01$ eV $b = 1$, если напряженность электрического поля лазерного излучения $E_{cr} = 3.7 \cdot 10$ V/cm. Следовательно, если напряженность поля лазерного излучения $E \gg E_{cr}$ ($b \gg 1$), частотная зависимость коэффициента межзонного поглощения света полностью определяется ИК лазерным излучением

$$F(\delta_n, b) = \frac{\pi}{2} + \int_0^\infty dx \frac{\sin(q_n x)}{x} \times \exp \left\{ -\frac{x^2}{2} \right\} L_n(x^2), \quad (b \gg 1), \quad (21)$$

$$q_n = \frac{\Lambda_n}{\hbar\sqrt{2\gamma}}, \quad \Lambda_n = \hbar\Omega - \tilde{E}_g - n\hbar\omega_0.$$

Интеграл по x в (21) при данном n вычисляется точно,

$$F(\delta_0, b) = \frac{\pi}{2} \left[1 + \Phi \left(\frac{\Delta_0}{\hbar\sqrt{2\gamma}} \right) \right], \quad n = 0, \quad (22)$$

$$F(\delta_1, b) = \frac{\pi}{2} \left[1 + \Phi \left(\frac{\Delta_1}{\hbar\sqrt{2\gamma}} \right) \right] - q_1 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp \left\{ -\frac{q_1^2}{2} \right\}, \quad n = 1,$$

$\Phi(z)$ — функция вероятности.

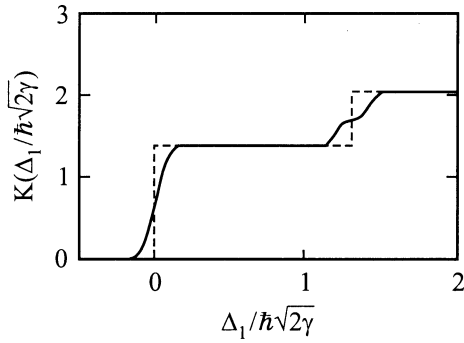


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента межзонного поглощения света (в относительных единицах) для параболических КЯ в резонансном ИК лазерном излучении. Штриховой линией изображена частотная зависимость коэффициента поглощения в отсутствие лазерной подсветки.

На рис. 3 представлена частотная зависимость $K(\Omega)$ (в относительных единицах), вычисленная по (19) с учетом (22). Штриховой линией изображена частотная зависимость межзонного поглощения света в отсутствие резонансного лазерного излучения, которая имеет типичную ступенчатую структуру [13,14].

В заключение отметим, что для хаотического источника лазерного излучения, когда

$$P(r) = \frac{1}{\pi N_0} \exp \left\{ -\frac{r^2}{N_0} \right\},$$

особенности межзонного поглощения слабой электромагнитной волны в присутствии резонансного лазерного излучения, отмеченные выше, остаются без изменения. Например, $K(\Omega)$ (согласно (13)) в поле хаотического лазерного излучения принимает вид

$$K(\Omega) = K_0 \sum_{N,n} 2\sqrt{\frac{2}{\gamma}} \int_0^\infty d\tau \frac{\cos \left(q_{Nn} \sqrt{\frac{2}{\gamma}} \tau \right) (1 - \tau^2)^N}{(1 + \tau^2)^{N+1}}. \quad (23)$$

При $N = 0$ (переход на нулевой уровень Ландау)

$$K(\Omega) = K_0 \pi \sqrt{\frac{2}{\gamma}} \sum_n \exp \left\{ -|q_{0n}| \sqrt{\frac{2}{\gamma}} \right\}. \quad (24)$$

При $N = 1$

$$K(\Omega) = K_0 \pi \frac{2}{\gamma} \sum_n |q_{1n}| \exp \left\{ -|q_{1n}| \sqrt{\frac{2}{\gamma}} \right\}. \quad (25)$$

Как непосредственно следует из (24), (25), полуширина первого пика магнетопоглощения $\Delta = \hbar \sqrt{2\gamma} \ln 2$, а второй пик магнетопоглощения расщепляется на два пика, расстояние между которыми равно $\delta = \hbar \sqrt{2\gamma}$. Заметим, что Δ и δ в 2 раза меньше, чем для случая стабильного генерирующего лазерного излучения.

Список литературы

- [1] Э.П. Сиянский, Е.И. Гребенщикова. ЖЭТФ **116**, 6(12), 2069 (1999).
- [2] M. Shayegan, T. Sajoto, M. Santos, C. Silvestre. Appl. Phys. Lett. **53**, 9, 791 (1988).
- [3] T. Sajoto, M. Santos, M. Shayegan. Appl. Phys. Lett. **55**, 14, 1430 (1989).
- [4] H. Buhmann, W. Joss, K.V. Klitzing, I.V. Kukushin, A.S. Plaut, G. Martinez, K. Ploog, V.B. Timofeev. Phys. Rev. Lett. **66**, 7, 926 (1991).
- [5] W. Edelstem, H.N. Spector, R. Marasas. Phys. Rev. **B39**, 11, 7697 (1989).
- [6] R.J. Elliot, R. London. J. Chem. Solids **15**, 1, 196 (1960).
- [7] И.В. Лернер, Ю.Е. Лозовик. ЖЭТФ **78**, 3, 1167 (1980).
- [8] R. Kubo, J. Phys. Soc. Jap. **12**, 6, 570 (1957). [В сб.: Термодинамика необратимых процессов. ИЛ, М. (1962). С. 345.
- [9] Е.Ю. Перлин, В.А. Коварский. ФТТ **12**, 11, 3105 (1970).
- [10] Р.А. Глаубер. В сб.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика. Мир, М. (1967).
- [11] Дж. Клаудер, Э.С. Сударшан. Основы оптики. Мир, М. (1970).
- [12] У. Льюселл. Излучение и шумы в квантовой электронике. Наука, М. (1972).
- [13] D.A. Miller, D.S. Chemla, S. Schmitt-Rink. Phys. Rev. **B33**, 10, 6976 (1986).
- [14] D.A. Miller, J.S. Weiner, D.S. Chemla. IEEE J. Quant. Electr. **22**, 9, 1815 (1986).