Многофононное поглощение света в размерно-квантованных системах в однородных электрическом и магнитном полях

© Э.П. Синявский, Р.А. Хамидуллин

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
MD-3300 Тирасполь, Молдавия

E-mail: arusanov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 28 июня 2004 г.
В окончательной редакции 14 декабря 2004 г.)

Исследовано влияние поперечного электрического поля на многофононное поглощение света в размерно-квантованных системах в однородном магнитном поле, направленном вдоль оси пространственного квантования. Показано, что при учете взаимодействия электрона с длинноволновыми колебаниями полуширина линии поглощения не зависит от напряженности **E** постоянного электрического поля. С ростом **E** максимум поглощения сдвигается в длинноволновую область и уменьшается. Рассмотрено влияние электрического поля на форму бесфононной линии (БФЛ) и первых колебательных спутников при учете взаимодействия носителей с оптическими фононами. В частности, показано, что полуширина БФЛ существенным образом зависит от **E** и при $E = 2 \cdot 10^4$ V/cm может достигать нескольких meV.

1. Известно, что если напряженность магнитного поля **H** направлена перпендикулярно поверхности размерно-квантованной системы, то спектр свободного электрона оказывается полностью квантованным (квазинуль-мерным). Именно это обстоятельство приводит к тому, что форма полос поглощения и люминесценции определяется многофононными процессами [1]. В настоящей работе исследуются особенности оптических спектров в размерно-ограниченных системах в магнитном поле, направленном вдоль оси пространственного квантования, возникающие в электрическом поле **E**, ориентированном вдоль поверхности квантовой ямы (КЯ). Экситонными эффектами в дальнейшем пренебрегаем, так как рассматриваются сильные квантованные магнитные поля, когда кулоновское взаимодействие электрона с дыркой мало по сравнению с расстоянием между уровнями поперечного квантования. Подробное исследование и критерии справедливости такого приближения приведены в [2]. Расчеты коэффициента поглощения света проводятся в однозонном приближении, что для случая $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ означает выполнение неравенства [3,4] $cE/(SH) \ll 1$ ($S = \sqrt{\varepsilon_g/4m_c}$, ε_g — ширина запрещенной зоны исследуемого полупроводникового материала, m_c — эффективная масса электрона, c — скорость света).

2. Гамильтониан для электронов в состоянии i при $\mathbf{H} \neq 0$ ($i = c$ — зона проводимости, $i = v$ — валентная зона) в рассматриваемой конфигурации полей в калибровке Ландау $\mathbf{A}(-Hy, 0, 0)$ имеет вид

$$\hat{H}_i = \frac{1}{2m_i}\Big(\hat{P}_x - \frac{eH}{c}\,y\Big)^2 + \frac{\hat{P}_y^2}{2m_i} + \frac{\hat{P}_z^2}{2m_i} + U_i(z) + eEy. \tag{1}$$

Если энергия размерного квантования в одномерном потенциале $U_i(z)$ есть E_{ni}, то собственные значения уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) определяются соотношением

$$\varepsilon^i_{n\nu k_x} = \hbar\omega_i(\nu + 1/2) + E_{ni} + eER^2K_x - \frac{e^2E^2}{2m_i\omega_i^2}, \tag{2}$$

где $\omega_i = eH/(m_ic)$ — циклотронная частота, ν — номер уровня Ландау, K_x — проекция волнового вектора электрона, $R^2 = \hbar c/(eH)$, e — заряд электрона, m_i — эффективная масса носителя.

Волновые функции исследуемой задачи представляют собой произведение волновой функции носителя в одномерном потенциале на волновые функции электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях [5].

Коэффициент межзонного поглощения света частоты Ω и поляризации $\boldsymbol{\xi}$, согласно формуле Кубо [6], выражается через корреляционную функцию дипольных моментов и в представлении вторичного квантования имеет вид

$$K(\Omega) = \frac{8\pi e^2}{n_0 c\hbar\Omega V}\Big|\frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}}{m_0}\Big|^2 \sum_{\substack{\alpha\alpha_1\\ \beta\beta_1}} \langle\alpha^v|\alpha_1^c\rangle\langle\beta_1^c|\beta^v\rangle$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt\, \exp(i\Omega t)\langle\alpha_\alpha(t)a_{\alpha_1}(t)a^+_{\beta_1}\alpha^+_\beta\rangle. \tag{3}$$

Здесь введены следующие обозначения: $a^+_\alpha(a_\alpha)$ и $\alpha^+_\alpha(\alpha_\alpha)$ — операторы рождения (уничтожения) электрона и дырки соответственно, $\alpha(m, k_x)$ — набор квантовых чисел, характеризующих состояние заряженной частицы $(m(\nu, n))$, $|\alpha^{(i)}\rangle$ — сглаженная волновая функция в состоянии i, $\mathbf{P}_{cv}$ — матричный элемент оператора импульса на блоховских функциях, V — объем системы, m_0 — масса свободного электрона, n_0 — показатель преломления. Усреднение $\langle\ldots\rangle$ в (3) проводится с матрицей плотности для электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях,

$$\hat{A}(t) = \exp\Big(\frac{it}{\hbar}\hat{H}\Big)\hat{A}\exp\Big(-\frac{it}{\hbar}\hat{H}\Big). \tag{4}$$

Гамильтониан для электронов и дырок с учетом взаимодействия их с колебаниями кристаллической решетки в представлении вторичного квантования записывается в следующем виде:

$$\hat{H} = \sum_{\alpha} \left(\varepsilon_\alpha^c - \xi\right) a_\alpha^+ a_\alpha + \sum_{\alpha} \left(\varepsilon_\alpha^v - \xi_1\right) \alpha_\alpha^+ \alpha_\alpha + \sum_{\mathbf{q}} \hbar\omega_{\mathbf{q}} b_{\mathbf{q}}^+ b_{\mathbf{q}} + \sum_{\alpha\alpha\mathbf{q}} C_{\mathbf{q}}^c V_{\alpha\alpha_1}^c(\mathbf{q}) a_\alpha^+ a_{\alpha_1} (b_{\mathbf{q}} + b_{-\mathbf{q}}^+) + \sum_{\alpha\alpha\mathbf{q}} C_{\mathbf{q}}^v V_{\alpha\alpha_1}^v(\mathbf{q}) \alpha_\alpha^+ \alpha_{\alpha_1} (b_{\mathbf{q}} + b_{-\mathbf{q}}^+), \tag{5}$$

ξ — химический потенциал; $\xi_1 = -\xi + \varepsilon_g$; $b_{\mathbf{q}}^+(b_{\mathbf{q}})$ — операторы рождения (уничтожения) фононов с энергией $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$ и волновым вектором $\mathbf{q}$; $C_{\mathbf{q}}^i$ — коэффициентная функция, описывающая взаимодействие частицы с фононами,

$$V_{\alpha\alpha_1}^i(\mathbf{q}) = \langle \alpha^i | e^{i\mathbf{qr}} | \alpha_1^i \rangle.$$

Уравнение движения для оператора $a_\alpha(t)$, согласно (4), имеет вид

$$\dot{a}_\alpha(t) = -\frac{i}{\hbar} \left\{ \left(\varepsilon_\alpha^c - \xi\right) a_\alpha(t) + \sum_{\alpha_1\mathbf{q}} C_{\mathbf{q}}^c V_{\alpha\alpha_1}^c(\mathbf{q}) \left(b_{\mathbf{q}} e^{-i\omega_{\mathbf{q}} t} + b_{-\mathbf{q}}^+ e^{i\omega_{\mathbf{q}} t} \right) a_{\alpha_1}(t) \right\}. \tag{6}$$

При записи (6) пренебрегалось влиянием электронов на фононный спектр, т.е. полагалось

$$b_{\mathbf{q}}(t) \approx b_{\mathbf{q}} e^{-i\omega_{\mathbf{q}} t}, \qquad b_{\mathbf{q}}^+(t) \approx b_{\mathbf{q}}^+ e^{i\omega_{\mathbf{q}} t}.$$

Это приближение справедливо для невырожденных полупроводников, поскольку поправки, вносимые в спектр свободных фононов, определяются поляризационным оператором, который в низшем порядке по электрон-фононному взаимодействию пропорционален концентрации электронов. Решение уравнения (6) будем искать в диагональном по квантовым числам $m(\nu, n)$ приближении (в [1] обсуждается справедливость такого приближения). Тогда оператор

$$\xi_\alpha^c(t) = \exp\left(\frac{it}{\hbar} \left(\varepsilon_\alpha^c - \xi\right) \right) a_\alpha(t) \tag{7}$$

в принятом приближении удовлетворяет уравнению движения

$$\dot{\xi}_{mK_x}^c(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}K_x'} C_{\mathbf{q}}^c \langle mK_x | e^{i\mathbf{qr}} | mK_x' \rangle \left(b_{\mathbf{q}} e^{-i\omega_{\mathbf{q}} t} + b_{-\mathbf{q}}^+ e^{i\omega_{\mathbf{q}} t} \right) \times \exp\left(\frac{it}{\hbar} - eER^2(K_x - K_x') \right) \xi_{mK_x'}^c(t). \tag{8}$$

Если учесть, что $K_x - K_x' - q_x = 0$ (это непосредственно следует из матричного элемента в (8)), то уравнение движения для $\xi_{mK_x}^c(t)$ можно записать в следующем виде:

$$\dot{\xi}_{mK_x}^c(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}K_x'} C_{\mathbf{q}}^c \langle mK_x | e^{i\mathbf{qr}} | mK_x' \rangle \times \left[b_{\mathbf{q}} \exp(-i\tilde{\omega}_{\mathbf{q}} t) + b_{-\mathbf{q}}^+ \exp(i\tilde{\omega}_{\mathbf{q}} t) \right] \xi_{mK_x'}^c(t), \tag{9}$$

где

$$\tilde{\omega}_{\mathbf{q}} = \omega_{\mathbf{q}} - \frac{1}{\hbar} eER^2 q_x.$$

Матричный элемент на волновых функциях исследуемой задачи вычисляется элементарно,

$$\langle mK_x | e^{i\mathbf{qr}} | mK_x' \rangle = V_m^c(\mathbf{q}) \langle K_x | \exp(i\hat{A}_{\mathbf{q}} | K_x' \rangle, \tag{10}$$

где

$$V_m^c(\mathbf{q}) = \tilde{V}_n^c(q_z) L_\nu \left(\frac{1}{2} R^2 (q_x^2 + q_y^2) \right) \exp\left(-\frac{1}{4} R^2 (q_x^2 + q_y^2) \right),$$

$$\hat{A}_{\mathbf{q}} = q_x x + q_y \frac{R^2}{\hbar} \hat{P}_x, \quad \hat{P}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x},$$

$\tilde{V}_n^c(q_z)$ — матричный элемент $\exp(iq_z z)$ на волновых функциях одномерной потенциальной ямы $U_c(z)$; $L_\nu(z)$ — полином Лагерра.

С учетом (10) уравнение (9) принимает следующий вид:

$$\dot{\xi}_{mK_x}^c(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_{\mathbf{q}K_x'} C_{\mathbf{q}}^c V_m^c(\mathbf{q}) \left\langle K_x \middle| e^{i\hat{A}_{\mathbf{q}}} \middle| mK_x' \right\rangle \times \left[b_{\mathbf{q}} \exp(-i\tilde{\omega}_{\mathbf{q}} t) + b_{-\mathbf{q}}^+ \exp(i\tilde{\omega}_{\mathbf{q}} t) \right] \xi_{mK_x'}^c(t). \tag{11}$$

Решением (11), как нетрудно показать [1], является

$$\xi_{mK_x}^c(t) = \sum_{K_x'} \left\langle K_x \middle| \exp\left\{ \frac{it}{\hbar} \tilde{H}_0 \right\} \times \exp\left\{ -\frac{it}{\hbar} (\tilde{H}_0 + W_m^c) \right\} \middle| K_x' \right\rangle \xi_{mK_x'}^c, \tag{12}$$

где

$$\tilde{H}_0 = \sum_{\mathbf{q}} \hbar\tilde{\omega}_{\mathbf{q}} b_{\mathbf{q}}^+ b_{\mathbf{q}}, \quad W_{\mathbf{q}}^c = \sum_{\mathbf{q}} C_{\mathbf{q}}^c V_m^c(\mathbf{q}) e^{i\hat{A}_{\mathbf{q}}} (b_{\mathbf{q}} + b_{-\mathbf{q}}^+).$$

Следовательно, согласно (7), временнáя зависимость $a_{mK_x}(t)$ определяется соотношением

$$a_{mK_x}(t) = \sum_{K_x'} \left\langle K_x \middle| \exp\left\{ \frac{it}{\hbar} \tilde{H}_0 \right\} \exp\left\{ -\frac{it}{\hbar} (\tilde{H}_0 + W_m^c) \right\} \middle| K_x' \right\rangle \times \exp\left\{ -\frac{it}{\hbar} \left((\varepsilon_{mK_x}^c - \xi) \right) \right\} a_{mK_x'}. \tag{13}$$

Аналогичное соотношение справедливо и для $\alpha_\alpha(t)$.

Если подставить $a_{mK_x}(t)$, $\alpha_{mK_x}(t)$ в (3), то коэффициент поглощения света принимает вид

$$K(\Omega) = \frac{8\pi e^2}{n_0 c\hbar\Omega V}\left|\frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}}{m_0}\right|^2 \sum_{mm_1K_xK'_x} \left|\langle m^v|m_1^c\right|^2$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left\{\frac{it}{\hbar}\left(\hbar\Omega - \varepsilon_g - \varepsilon_m^v - \varepsilon_{m_1}^c\right)\right\}$$

$$\times \left\{\left\langle K_x\right| \exp\left\{\frac{it}{\hbar}\tilde{H}_0\right\} \exp\left\{-\frac{it}{\hbar}(\tilde{H}_0 + W_m^v)\right\}\left|K'_x\right\rangle\right.$$

$$\left.\times \left\langle K_x\right| \exp\left\{\frac{it}{\hbar}\tilde{H}_0\right\} \exp\left\{-\frac{it}{\hbar}(\tilde{H}_0 + W_{m_1}^v)\right\}\left|K'_x\right\rangle\right\}_{\text{ph}}. \quad (14)$$

При записи (14) учитывалось, что для невырожденных полупроводниковых систем

$$\langle \alpha_\alpha a_{\alpha_1} a_{\beta_1}^+ \alpha_\beta^+\rangle \approx \delta_{\alpha\beta}\delta_{\alpha_1\beta_1},$$

$\{\ldots\}_{\text{ph}}$ описывает усреднение по системе свободного фононного поля.

Усреднение в (14) можно провести с помощью обычных методов теории многофононных переходов [7] с использованием, например, алгебры Бозе-операторов [8]. В результате, если учесть, что усреднение по системе свободных фононов для электронов и дырок проводится независимо, для коэффициента поглощения света получаем выражение

$$K(\Omega) = K^{(0)} \sum_{mm_1} \left|\langle m^v|m_1^c\right|^2$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt \exp\left\{\frac{it}{\hbar}\left(\hbar\Omega - \varepsilon_g - \varepsilon_m^v - \varepsilon_{m_1}^c\right)\right\}$$

$$\times \exp\left\{g_{m_1}^c(t) + g_m^v(t)\right\}. \quad (15)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$g_m^i(t) = \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{(\hbar\tilde{\omega}_{\mathbf{q}})^2}\left|C_{\mathbf{q}}^i V_m^i(\mathbf{q})\right|^2$$

$$\times \left\{it\tilde{\omega}_{\mathbf{q}} + (2N_{\mathbf{q}} + 1)[\cos\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}t - 1] - i\sin\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}t\right\},$$

$$K^{(0)} = \frac{4e^2}{n_0 c\hbar\Omega a R^2}\left|\frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}}{m_0}\right|^2 \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{eER^3}{\hbar^2}\right)^2 (m_v + m_c)^2\right\}, \quad (16)$$

$N_{\mathbf{q}}$ — функция распределения равновесных колебаний, a — толщина КЯ.

Заметим, что в отсутствие электрического поля ($E = 0$) выражение (15) переходит в результат работы [1].

3. При квазиклассическом описании колебаний (это оправдано при взаимодействии носителей с длинноволновыми акустическими фононами) $g_m^i(t)$ можно разложить в ряд по t до членов t^2 включительно

$$g_m^v(t) + g_{m_1}^c(t) = -Bt^2.$$

В случае прямоугольных КЯ для низших магнитно-размерно-квантованных состояний ($m = m_1 = (0, 1)$) имеем

$$B = \frac{3kT(E_c^2 + E_v^2)}{8\pi\hbar^2\rho v^2 R^2 a}, \quad (17)$$

E_c, E_v — деформационные потенциалы для носителей в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно, ρ — плотность полупроводникового материала, v — скорость звука в среде, T — температура.

В рассматриваемом случае форма линии поглощения (как и люминесценции) описывается гауссовой кривой, и электрическое поле не влияет на полуширину оптических спектров, а только смещает максимум поглощения с ростом E в длинноволновую область и уменьшает величину коэффициента поглощения света. Заметное влияние электрического поля на форму поглощения происходит при взаимодействии электрона с оптическими колебаниями частоты $\omega_{\mathbf{q}} = \omega_0$. При слабой электрон-фононной связи в спектре поглощения (равно как и в спектре люминесценции) возникают бесфононная линия (БФЛ) и колебательные спутники (КС), связанные с поглощением электромагнитной волны с одновременным поглощением или излучением колебательного кванта.

Перспективным объектом наблюдения БФЛ и КС в области собственного поглощения являются КЯ GaN/AlGaN, InGaN/InN. Именно такие квантовые системы в настоящее время интенсивно исследуются в связи с необходимостью увеличения срока службы лазеров ультрафиолетового диапазона [9,10], а также в связи с применением этих структур в приборах полупроводниковой электроники нового поколения в условиях высоких температур [11].

КС экспериментально наблюдались как в нелегированных, так и в легированных кремнием узких КЯ GaN/AlGaN [12]. Следовательно, дальнейшие исследования оптических свойств таких квантовых систем и установление механизмов, ответственных, например, за спонтанное излучение в реальных приборных структурах [13], являются актуальной задачей.

Для исследования особенностей поведения БФЛ в электрическом поле воспользуемся методикой, развитой в [14] и подробно описанной в [15]. Если использовать соотношения

$$\left.\frac{1 - \cos\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}t}{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2}\right|_{|t|\to\infty} = \pi|t|\delta(\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}) + \frac{P}{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2}$$

(P — главное значение),

$$\left.\frac{\sin\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}t}{\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}^2}\right|_{|t|\to\infty} = \pi\delta'(\tilde{\omega}_{\mathbf{q}})\,\mathrm{sign}\,t, \quad (18)$$

то

$$g(t) = g^c(t) + g^v(t) \approx \frac{it}{\hbar}\tilde{\Delta} - M - \Gamma|t|, \quad (19)$$

(второе равенство (18) далее для простоты не учитываем).

Здесь введены следующие обозначения:

$$\tilde{\Delta} = \sum_{\mathbf{q}} V_{\mathbf{q}} \frac{P}{\hbar\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}}, \quad M = \sum_{\mathbf{q}} V_{\mathbf{q}}(2N+1) \frac{P}{(\hbar\tilde{\omega}_{\mathbf{q}})^2},$$

$$\Gamma = \sum_{\mathbf{q}} V_{\mathbf{q}}(2N+1) \frac{\pi}{\hbar^2} \delta(\tilde{\omega}_{\mathbf{q}}),$$

$$V_{\mathbf{q}} = \left|C^c_{\mathbf{q}} V^c_m(\mathbf{q})\right|^2 + \left|C^v_{\mathbf{q}} V^v_{m_1}(\mathbf{q})\right|^2,$$

$$N = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{kT}\right) - 1\right]^{-1}.$$

Если учесть соотношение (18), а также взаимодействие электрона с акустическими колебаниями, то после интегрирования по t в (15) БФЛ принимает следующий вид (рассматривается оптический переход в прямоугольных КЯ между низшими магниторазмерными i-состояниями):

$$K(\Omega) = K^{(0)}\omega_0 e^{-M} \sqrt{\frac{\pi}{4B}} \left\{ \exp\left(\frac{1}{4B}(\Gamma + i\Delta)^2\right) \times \left[1 - \Phi\left(\frac{1}{2\sqrt{B}}(\Gamma + i\Delta)\right)\right] + \text{h.c.} \right\}, \quad (20)$$

где

$$\Delta = \frac{1}{\hbar}\left[\hbar\Omega - \varepsilon_g - \hbar\omega_c/2 - \hbar\omega_v/2 - E_{1c} - E_{1v} + \frac{c^2E^2}{2H^2}(m_c + m_v) + \tilde{\Delta}\right],$$

$\Phi(z)$ — функция вероятности.

Из (20) непосредственно следует, что при $\Gamma/\sqrt{4B} > 1$ БФЛ описывается лоренцевой кривой с полушириной $2\hbar\Gamma$. Если $\Gamma/\sqrt{4B} < 1$, то БФЛ описывается гауссовой кривой с полушириной $2\hbar\sqrt{B \ln 2}$.

Для прямоугольной КЯ с бесконечно высокими стенками при $(a/R)^2 = \pi^2\hbar\omega_c/(2E_{1c}) \ll 1$ (для типичных параметров КЯ последнее неравенство выполняется с хорошей степенью точности; например, при $a = 100\,\text{Å}$, $H = 1\,\text{T}$, $(a/R)^2 \sim 10^{-1}$) Γ и M вычисляются непосредственно [16]:

$$\Gamma = \Gamma_0 \tau e^{-\tau^2} K_0(\tau^2),$$

$$M = M_0 \tau^3 e^{-\tau^2}\left[I_0(\tau^2) - I_1(\tau^2)\right], \quad (21)$$

$$\Gamma_0 = \frac{e^2c_0(2N+1)}{2\hbar R}, \qquad M_0 = \frac{4\pi e^2 c_0(2N+1)}{\hbar\omega_0 R},$$

$$\tau = \frac{\hbar\omega_0}{2eER}, \qquad c_0 = \frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_\infty},$$

ε_0, ε_∞ — соответственно статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости, $I_\nu(z)$ — модифицированная функция Бесселя, $K_0(z)$ — функция Макдональда с нулевым индексом.

На рис. 1 приведена зависимость полуширины БФЛ от величины электрического поля. Из этого рисунка видно, что с ростом напряженности электрического поля полуширина БФЛ ($\Gamma/\sqrt{4B} > 1$) увеличивается. Следовательно, основное воздействие на форму БФЛ возникает, когда энергия, набираемая электроном на магнитной длине, составляет величину порядка предельной энергии оптического фонона $eER \approx \hbar\omega_0$. С учетом общепринятых параметров для прямоугольных КЯ (при $H = 1\,\text{T}$, $c_0 = 0.09$ (КЯ GaN/AlGaN), $N = 0.5$, $\hbar\omega_0 = 0.03\,\text{eV}$, $E \approx 2 \cdot 10^4\,\text{V/cm}$) полуширина БФЛ составляет порядка 7 meV. На рис. 2 представлена зависимость $\exp(-M)$, т. е. вклад в интенсивность БФЛ, связанный с электрон-фононным взаимодействием, от напряженности электрического поля. Как видно из рис. 2, при $E < 10^4\,\text{V/cm}$ ($\tau > 2$) $\exp(-M)$ практически не зависит от напряженности электрического поля. Следовательно, величина БФЛ определяется только зависимостью $K^{(0)}$ от E.

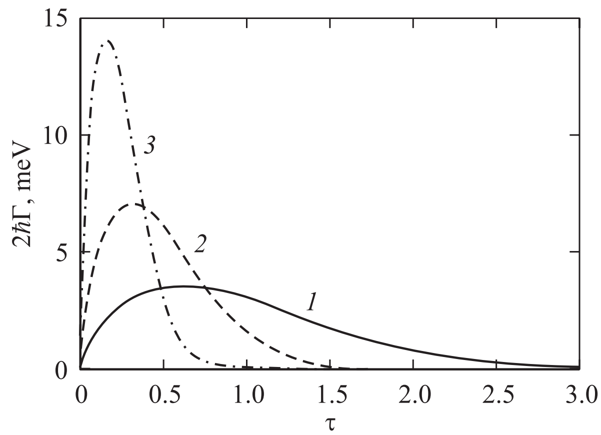

Рис. 1. Зависимость полуширины линии БФЛ от величины напряженности однородного электрического поля $\tau = \frac{\hbar\omega_0}{2eER_0}$ ($R_0 = 2.56 \cdot 10^{-6}\,\text{cm}$ — магнитная длина при величине магнитного поля в 1 T) для различных значений величины магнитного поля. H, T: *1* — 0.25, *2* — 1, *3* — 4.

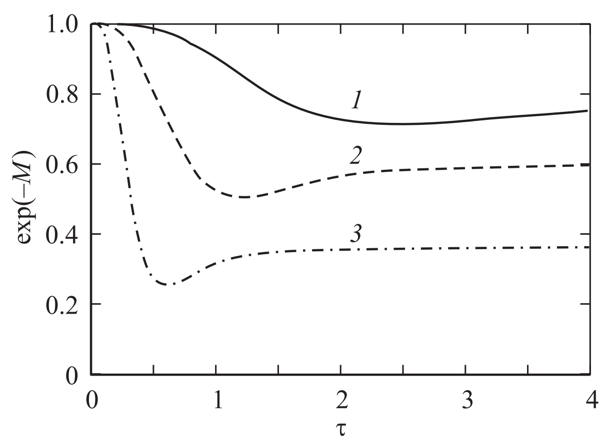

Рис. 2. Зависимость $\exp(-M)$ (интенсивность БФЛ, определяемая электрон-фононным взаимодействием) от напряженности электрического поля $\tau = \frac{\hbar\omega_0}{2eER_0}$ ($R_0 = 2.56 \cdot 10^{-6}\,\text{cm}$) для различных значений величины магнитного поля. H, T: *1* — 0.25, *2* — 1, *3* — 4.

Для исследования частотной зависимости КС в (15) разложим экспоненту в ряд по $g(t)$ и для первых КС ограничимся членами, описывающими однофононные процессы. В рассматриваемом случае

$$K_{ps}(\Omega) = K^{(0)} \frac{2\tau e^2 c_0}{R\hbar\omega_0 q_0^2} \Big\{ (N+1) \exp\big(-\tau^2 (q_0+1)^2\big) \times K_0\big[\tau^2(q_0+1)^2\big] + N \exp\big(-\tau^2(q_0-1)^2\big) \times K_0\big[\tau^2(q_0-1)^2\big] \Big\}, \tag{22}$$

где $q_0 = \Delta/\omega_0$.

Первое слагаемое в (22) описывает поглощение света с излучением оптического колебательного кванта, второе — поглощение электромагнитной волны с последующим поглощением бездисперсионного фонона. При $q_0 = \pm 1$, т. е. в максимуме КС, возникают логарифмические расходимости $(K_0(x) \sim \ln(2/x),\ x \ll 1)$ [16]. Они устраняются, если учесть взаимодействие электронов с акустическими фононами (как это делалось при исследовании БФЛ). При этом величина максимумов поглощения КС определяется параметром B, т. е. величиной деформационного потенциала и температурой.

Список литературы

[1] Э.П. Синявский, Е.И. Гребенщикова. ЖЭТФ **116**, *6*(*12*), 2069 (1999).
[2] L.V. Butov, A. Zrenner, M. Shayegan. Phys. Rev. B **49**, *19*, 14 054. (1994).
[3] А.И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. Наука, М. (1978). 615 с.
[4] А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус. ЖЭТФ **51**, *3*, 505 (1966).
[5] B. Lax. Proc. 7th Int. Conf. Phys. of Semiconductors. Dund, Paris (1964). P. 253.
[6] R. Kubo. J. Phys. Soc. Jap. **12**, 570 (1957). [В сб.: Термодинамика необратимых процессов. ИЛ, М. (1962). 365 с.].
[7] Ю.Е. Перлин. УФН **80**, *4*, 553 (1963).
[8] У. Люиселл. Излучение и шумы в квантовой электронике. Наука, М. (1972). 398 с.
[9] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, S. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, Y. Sugimoto. Appl. Phys. Lett. **68**, 3269 (1996).
[10] L. Akasaki, S. Sota, H. Sakai, T. Tanaka, M. Koike, H. Amano. Electron. Lett. **32**, 1105 (1996).
[11] S.K. Islam, F.C. Jain, G. Zhao, E. Heller. Int. J. Infrared and Millimeter Waves **19**, 1633 (1998).
[12] K.C. Zeng, J.Y. Lin, H.X. Jiang, A. Salvador, G. Popovici, H. Tang, W. Kim, H. Morkos. Appl. Phys. Lett. **70**, *10*, 1368 (1997).
[13] А.В. Андрианов, В.Ю. Некрасов, Н.М. Шмидт, Е.Е. Заварин, А.С. Усиков, Н.Н. Зиновьев, М.Н. Ткачук. ФТП **36**, *6*, 679 (2002).
[14] М.А. Кривоглаз. ФТТ **6**, *4*, 1707 (1964).
[15] Ю.Е. Перлин, Б.С. Цукерблат. Эффект электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах примесных парамагнитных ионов. Штиинца, Кишинев (1974). 368 с.
[16] И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. ГИФМЛ, М. (1962). 1100 с.