ЖЭТФ, 1999, том 116, вып. 6(12), стр. 2069–2078 ©*1999*

МНОГОФОНОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В РАЗМЕРНО-ОГРАНИЧЕННЫХ СИСТЕМАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Э. П. Синявский, Е. И. Гребенщикова*

Институт прикладной физики академии наук Молдовы
277028, Кишинев, Молдова

Поступила в редакцию 31 марта 1999 г.

Исследованы оптические многофононные переходы в нелегированных размерно-ограниченных системах в магнитном поле, направленном параллельно оси пространственного квантования. Предложенная теория позволяет описать полуширину кривой люминесценции для одиночных квантовых ям, исследовать частотную и температурную зависимости коэффициента поглощения света в длинноволновой области спектра.

PACS: 78.66.-w

1. ВВЕДЕНИЕ

В продольном магнитном поле, направленном перпендикулярно поверхности квантовой ямы, спектр свободного электрона оказывается полностью квантованным (квазинульмерным) и для прямоугольных квантовых ям он определяется соотношением

$$E_{n\nu} = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2}\right) + \varepsilon_0\nu^2, \quad \varepsilon_0 = \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_c a^2}.$$

Здесь ω_c — циклотронная частота, ε_0 — шаг размерного квантования в квантовой яме, m_c — эффективная масса электрона, a — ширина размерно-ограниченной системы, ν — номер размерно-квантованного уровня, n — номер уровня Ландау.

Возникновение дискретных уровней должно существенным образом влиять на оптические свойства квантовых ям. В настоящей работе проведено исследование оптических свойств собственных размерно-ограниченных систем в продольном магнитном поле с учетом многих фононов. Конечные результаты справедливы для квантовых ям различной формы (прямоугольные, параболические), а также для гетероструктур. Для описания многофононных оптических процессов в примесных системах используется модель смещенных адиабатических потенциалов [1]. Однако для исследования электронно-колебательных оптических переходов между дискретными состояниями, во-первых, свободных дырок (в отсутствие магнитного поля B — это валентная зона) и квазинульмерными состояниями, во-вторых, свободных электронов (при $B = 0$ — это зона проводимости) эта модель неприменима, поскольку минимумы адиабатических потенциалов для свободных носителей не смещены. Это связано с тем, что диагональные матричные элементы электрон-фононного взаимодействия (равно как и дыроч-

*E-mail: exciton@phys.asm.md

но-фононного взаимодействия) на волновых функциях свободных носителей экстенсивно малы. В этом случае описание оптических переходов с учетом многих фононов лучше проводить на языке квазиуровней [2], как это делается при изучении многофотонных зон-зонных переходов [3]. В дальнейшем рассмотрим сильные квантованные магнитные поля, когда кулоновское взаимодействие электрона с дыркой мало по сравнению с расстоянием между уровнями поперечного квантования. В этом случае внутреннее движение электрон-дырочной пары финитно, а свободного состояния электрона и дырки, строго говоря, не существует [4]. Как показывают экспериментальные исследования по фотолюминесценции в квантовых ямах, энергия связи экситона при $B > 10$ Тл в InGaAs/GaAs [5], в GaAs/AlGaAs [6] пропорциональна B и, следовательно, можно использовать указанное выше приближение. Подробное обсуждение и критерии такого приближения приведены в [7]. Будем в дальнейшем считать, что электрон и дырка взаимодействуют с фононами независимо, как это делается в теории экситонов большого радиуса [8]. При возбуждении пары электрон — дырка светом импульс экситона равен импульсу электромагнитной волны и очень мал [9], поэтому экситонными зонами, возникающими в квазидвумерных полупроводниках в сильном магнитном поле [4], будем пренебрегать.

Развитая ниже теория, позволяет в ряде случаев описать полуширину кривой люминесценции для одиночных квантовых ям, последовательно исследовать частотную и температурную зависимости коэффициента поглощения света в длинноволновой области спектра.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ

В собственном размерно-ограниченном полупроводнике гамильтониан системы электронов и дырок, взаимодействующих с фононами, в однородном магнитном поле имеет вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}, \tag{1}$$

$$\hat{H}_0 = \sum_{\beta} \left(\varepsilon_{\beta}^{(c)} - \xi\right) a_{\beta}^{+} a_{\beta} + \sum_{\beta} \left(\varepsilon_{\beta}^{(v)} - \xi_1\right) \alpha_{\beta}^{+} \alpha_{\beta} + \sum_{\mathbf{q}} \hbar\omega_q b_{\mathbf{q}}^{+} b_{\mathbf{q}}, \tag{2}$$

$$\hat{V} = \sum_{\mathbf{q},\beta,\beta_1} C_{\mathbf{q}}^{(c)} I_{\beta\beta_1}(\mathbf{q}) \left(b_{\mathbf{q}} + b_{-\mathbf{q}}^{+}\right) a_{\beta}^{+} a_{\beta_1} + \sum_{\mathbf{q},\beta,\beta_1} C_{\mathbf{q}}^{(v)} I_{\beta\beta_1}(\mathbf{q}) \left(b_{\mathbf{q}} + b_{-\mathbf{q}}^{+}\right) \alpha_{\beta}^{+} \alpha_{\beta_1}. \tag{3}$$

Здесь $\varepsilon_{\beta}^{(c)}$ ($\varepsilon_{\beta}^{(v)}$) — энергия электронов (дырок) в квантовой яме в продольном магнитном поле (см. Введение), ξ — химический потенциал электрона, $\xi_1 = -\xi + E_g$, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника; $\hbar\omega_q$ — энергия фонона с волновым вектором $\mathbf{q}$; a_{β}^{+}, a_{β}, α_{β}^{+}, α_{β}, $b_{\mathbf{q}}^{+}$, $b_{\mathbf{q}}$ — операторы рождения и уничтожения соответственно для электронов, дырок и фононов. $C_{\mathbf{q}}^{(c)}$ ($C_{\mathbf{q}}^{(v)}$) — коэффициентная функция, описывающая взаимодействие электрона (дырки) с колебаниями решетки, $I_{\beta\beta_1}(\mathbf{q}) = \langle\beta|\exp(i\mathbf{qr})|\beta_1\rangle$ — матричный элемент оператора $\exp(i\mathbf{qr})$ на волновых функциях $|\beta\rangle$ свободных носителей размерно-ограниченной системы в магнитном поле, $\beta = (n, \nu, K_x)$, K_x — компонента волнового вектора носителя, n — номер уровня Ландау, ν — номер размерно-квантованного уровня. При записи гамильтониана (1) не учитывались члены, связанные с оператором неадиабатичности, так как безызлучательными переходами в дальнейшем пренебрегаем [3].

Коэффициент поглощения света частоты Ω, связанный с переходом электрона из полностью дискретного состояния (1) в квазинульмерное состояние (2), согласно формуле Кубо [10] определяется соотношением

$$K(\Omega) = \frac{4\pi e^2}{V n_0 c\hbar\Omega} \left| \frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}_0}{m_0} \right|^2 \sum_{\beta\beta_1} \int_{-\infty}^{\infty} dt \, \exp(i\Omega t) \langle \alpha_\beta(t) a_\beta(t) \alpha^+_{\beta_1}(t) a^+_{\beta_1}(t) \rangle, \tag{4}$$

$$\hat{A}(t) = \exp\left(\frac{it}{\hbar}\hat{H}\right) \hat{A} \exp\left(-\frac{it}{\hbar}\hat{H}\right), \tag{5}$$

V — объем размерно-ограниченной системы, n_0 — показатель преломления, c — скорость света, $\mathbf{P}_{cv}$ — матричный элемент оператора импульса на блоховских функциях, m_0 — масса свободного электрона, $\boldsymbol{\xi}_0$ — вектор поляризации электромагнитной волны, уголковыми скобками обозначено усреднение по гамильтониану (1).

Уравнение движения для оператора $a_\beta(t)$ согласно (5) можно записать в виде

$$\dot{a}_\beta(t) = -\frac{i}{\hbar} \left\{ \left(\varepsilon^{(c)}_\beta - \xi\right) a_\beta(t) + \sum_{\mathbf{q},\beta_1} C^{(c)}_{\mathbf{q}} \langle \beta | \exp(i\mathbf{qr}) | \beta_1 \rangle \times \right.$$
$$\left. \times \left(b_{\mathbf{q}} \exp(-i\omega_q t) + b^+_{-\mathbf{q}} \exp(i\omega_q t) a_{\beta_1}(t) \right) \right\}. \tag{6}$$

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

$$b_{\mathbf{q}}(t) \simeq b_{\mathbf{q}} \exp(-i\omega_q t), \quad b^+_{\mathbf{q}}(t) \simeq b^+_{\mathbf{q}} \exp(i\omega_q t).$$

Это приближение справедливо для невырожденных полупроводников, поскольку поправки, вносимые в спектр свободных фононов, определяются поляризационным оператором, который в нижнем порядке по электрон-фононному взаимодействию пропорционален концентрации заряженных частиц.

Для прямоугольных квантовых ям шириной a (магнитное поле направлено вдоль оси пространственного квантования)

$$\langle \beta | \exp(i\mathbf{qr}) | \beta_1 \rangle = i \frac{4\pi^2 \nu\nu_1 (q_z a)}{(q_z a)^2 - \pi^2(\nu+\nu_1)^2} \frac{1}{(q_z a)^2 - \pi^2(\nu-\nu_1)^2} \left[\frac{2^{n_1} n_1!}{2_{n_1} n!} \right]^{1/2} \times$$
$$\times \left[\exp(iq_z a)(-1)^{\nu+\nu_1} - 1 \right] \left[\exp\left\{ -\frac{1}{4} R^2 (q_x^2 + q_y^2) + iq_y (K_x + K_{x_1}) \frac{1}{2} R^2 \right\} \right] \times$$
$$\times \left[\frac{R}{2}(q_x - iq_y) \right]^{n-n_1} L^{n-n_1}_{n_1} \left(\frac{R^2}{2}(q_x^2 + q_y^2) \right) \delta_{K_x - K_{x_1}, q_x} \quad (n \ge n_1). \tag{7}$$

Здесь $R^2 = \hbar / m_c \omega_c$, $L^{n-n_1}_{n_1}(z)$ — присоединенные полиномы Лагерра.

$$V_{n\nu}(q) = i\frac{4\pi^2\nu^2}{(q_z a)^2 - (2\pi\nu)^2}\,\frac{\exp(iq_z a) - 1}{q_z a}\exp\left[-\frac{R^2}{4}(q_x^2 + q_y^2)\right] L_n\left[\frac{R^2}{2}(q_x^2 + q_y^2)\right],$$

$\hat{P}_x = -i\hbar\partial/\partial x$ — оператор импульса, $|K_x\rangle$ — волновая функция свободного электрона вдоль оси x.

Слагаемые с $n \neq n_1$, $\nu \neq \nu_1$ в (7), как будет показано ниже, вносят незначительный вклад в оптические многофононные процессы. Подстановка (8) в (6) приводит к следующему уравнению движения для $a_\beta(t)$:

$$\dot{a}_\beta(t) = -\frac{i}{\hbar}\left\{a_\beta(t)\left(\varepsilon_\beta^{(c)} - \xi\right) + \sum_{\mathbf{q},K_{x_1}} C_q^{(c)} V_{n\nu}(q)\langle K_x|\exp(i\hat{P})|K_{x_1}\rangle \times\right.$$
$$\left.\times\ \left(b_\mathbf{q}\exp(-i\omega_q t) + b_{-\mathbf{q}}^+\exp(i\omega_q t)\right) a_{n\nu K_{x_1}}(t)\right\}. \tag{9}$$

Решение уравнения (9) имеет вид

$$a_{n\nu K_x}(t) = \sum_{K_{x_1}}\langle K_x|\exp\frac{it\hat{H}_f}{\hbar}\exp\left(-\frac{it\left(\hat{H}_f + W_{n\nu}^{(c)}\right)}{\hbar}\right)|K_{x_1}\rangle \times$$
$$\times\exp\left(-\frac{it}{\hbar}\left(\varepsilon_{n\nu K_x}^{(c)} - \xi\right)\right) a_{n\nu K_{x_1}}. \tag{10}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\hat{H}_f = \sum_q \hbar\omega_q b_\mathbf{q}^+ b_\mathbf{q}, \quad W_{n\nu}^{(c)} = \sum_\mathbf{q} C_\mathbf{q}^{(c)} V_{n\nu}(q)\exp(i\hat{P})(b_\mathbf{q} + b_{-\mathbf{q}}^+),$$
$$\hat{P} = q_x x + \frac{1}{\hbar} q_y R^2 \hat{P}_x, \tag{11}$$

Аналогично можно вычислить $\alpha_{n\nu K_x}(t)$.

Если подставить значения $a_{n\nu K_x}$, $\alpha_{n\nu K_x}$ в (4) и учесть, что для невырожденных полупроводников

$$\langle a_\beta^+ a_\beta\rangle = n_\beta^{(c)} \ll 1, \quad \langle \alpha_\beta^+ \alpha_\beta\rangle = n_\beta^{(v)} \ll 1,$$

то коэффициент поглощения света принимает следующий вид:

$$K(\Omega) = \frac{4\pi e^2}{Vcn_0\hbar\Omega}\left|\frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}_0}{m_0}\right|^2 \sum_{n,\nu,K_x,K_{x_1}}\int_{-\infty}^{\infty} dt\,\exp\left\{\frac{it}{\hbar}\left(\hbar\Omega - \varepsilon_{n\nu K_x}^{(c)} - \varepsilon_{n\nu K_x}^{(v)} - E_g\right)\right\} \times$$
$$\times\left\langle\langle K_x|\exp\left(\frac{it}{\hbar}H_f\right)\exp\left(-\frac{it}{\hbar}\left(H_f + W_{n\nu}^{(c)}\right)\right)|K_{x_1}\rangle \times\right.$$
$$\left.\times\ \langle K_x|\exp\left(\frac{it}{\hbar}H_f\right)\exp\left(-\frac{it}{\hbar}\left(H_f + W_{n\nu}^{(v)}\right)\right)|K_{x_1}\rangle\right\rangle_{fon}. \tag{12}$$

В (12) усреднение $\langle\ldots\rangle_{fon}$ проводится по системе свободных фононов, так как влиянием взаимодействия носителей с колебаниями на фононный спектр пренебрегается. Усреднение в (12) можно провести обычными методами теории многофононных переходов [1] с использованием, например, алгебры бозе-операторов [11]. В результате для коэффициента поглощения света получаем выражение

$$K(\Omega) = \frac{2e^2}{acn_0R^2\Omega}\left|\frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}_0}{m_0}\right|^2 \sum_{n,\nu}\int_{-\infty}^{\infty} dt\, \exp\left(it\Omega - \frac{it}{\hbar}\varepsilon_{n\nu}\right)\exp\left(-g_{n\nu}(t)\right). \tag{13}$$

Здесь

$$g_{n\nu}(t) = \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{(\hbar\omega_q)^2}\left(|C_{\mathbf{q}}^{(c)}|^2 + |C_{\mathbf{q}}^{(v)}|^2\right)|V_{n\nu}(q)|^2\times$$
$$\times\left\{it\omega_q + (2N_q+1) - (2N_q+1)\cos(\omega_q t) - i\sin(\omega_q t)\right\}, \tag{14}$$
$$\varepsilon_{n\nu} = \hbar\omega_c^*\left(n+\frac{1}{2}\right) + \varepsilon_0^*\nu^2 + E_g, \quad \hbar\omega_c^* = \frac{\hbar eH}{\mu c}, \quad \varepsilon_0^* = \frac{\hbar^2\pi^2}{2a^2\mu}, \quad \frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v},$$

$N_q = [\exp(\hbar\omega_q/k_0T) - 1]^{-1}$ — функция распределения равновесных фононов при температуре T.

Как непосредственно следует из (14), усреднение по системе свободных фононов для электронов и дырок проводится фактически независимо. Слагаемые типа $\sum_{\mathbf{q}} C_{\mathbf{q}}^{(v)}C_{\mathbf{q}}^{(c)}|V_{n\nu}(q)|^2$ дают в коэффициент поглощения света экстенсивно малые поправки ($\sim 1/L_x$).

Спектральная интенсивность излучения простым образом связана с вероятностью перехода в единицу времени [12] и определяется соотношением

$$\Phi(\Omega) = \frac{2\Omega^2e^2n_0}{\pi\hbar Vc^3}\left|\frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}_0}{m_0}\right|^2\sum_{\beta\beta'}\int_{-\infty}^{\infty} dt\, \exp(-it\Omega)\langle a_\beta^+(t)\alpha_\beta^+(t)a_{\beta'}\alpha_{\beta'}\rangle. \tag{15}$$

Расчет среднего в (15) проводится так же, как и для коэффициента поглощения света. В результате получаем

$$\Phi(\Omega) = \frac{\Omega^2e^2n_0}{a\pi^2c^3\hbar R^2}\left|\frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}_0}{m_0}\right|^2\sum_{n\nu} n_{n\nu}^{(c)}n_{n\nu}^{(v)}\times$$
$$\times\int_{-\infty}^{\infty} dt\, \exp(-it\Omega)\exp\left(\frac{it}{\hbar}\varepsilon_{n\nu}\right)\exp\left(-g_{n\nu}(t)\right), \tag{16}$$

$n_{n\nu}^{(c)} = \langle a_\beta^+a_\beta\rangle$, $n_{n\nu}^{(v)} = \langle\alpha_\beta^+\alpha_\beta\rangle$ — функции распределения соответственно для электронов и дырок. Для прямоугольных квантовых ям в пренебрежении поляронным эффектом

$$n_{n\nu}^{(c)} = \frac{n_e\,\mathrm{sh}(\hbar\omega_c/2k_0T)a2\pi R^2}{\sum_\nu \exp(-\varepsilon_0\nu^2/k_0T)}\exp\left\{-\frac{1}{k_0T}\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + \varepsilon_0\nu^2\right]\right\}, \tag{17}$$

n_e — концентрация электронов. Аналогичное выражение можно записать для $n_{n\nu}^{(v)}$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Соотношения (13), (16) описывают процессы поглощения и излучения электромагнитной волны в собственных размерно-ограниченных системах в продольном магнитном поле с учетом многих фононов. При взаимодействии носителей с оптическими колебаниями частоты ω_0 (малой дисперсией пренебрегаем) (14) можно представить в виде

$$g_{n\nu}(t) = a_{n\nu}\left\{it\omega_0 + (2N+1)\cos(\omega_0 t - \varphi)\right\}. \quad (18)$$

Здесь

$$a_{n\nu} = \sum_{\mathbf{q}}\left[|C_{\mathbf{q}}^{(c)}|^2 + |C_{\mathbf{q}}^{(v)}|^2\right]\frac{|V_{n\nu}(q)|^2}{(\hbar\omega_0)^2}, \quad \operatorname{tg}\varphi = \frac{i}{2N+1}, \quad N = \frac{1}{\exp(\hbar\omega_0/k_0T)-1}. \quad (19)$$

Рассмотрим область таких температур ($3\varepsilon_0^*/k_0T > 1$, $\hbar\omega_c/k_0T > 1$), когда электроны находятся в нижнем полностью дискретном состоянии (2) ($n = 0$, $\nu = 1$). Если воспользоваться соотношением [13]

$$\exp(z\cos\varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m(z)\exp(im\varphi)$$

($I_m(z)$ — модифицированные функции Бесселя), то спектральная интенсивность излучения может быть записана следующим образом:

$$\Phi(\Omega) = \frac{2\pi e^2 n_0 a R^2\Omega^2}{c^3} n_e n_h \left|\frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}_0}{m_0}\right|^2 \exp\left[-a_{01}(2N+1)\right] \times$$
$$\times \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m(z)\left[\frac{1+N}{N}\right]^{m/2}\delta\left\{\hbar\Omega - \tilde{\varepsilon}_g + m\hbar\omega_0\right\}, \quad (20)$$

$$z = 2a_0\sqrt{N(N+1)}, \quad \tilde{\varepsilon}_g = E_g + \frac{1}{2}\hbar\omega_c^* + \varepsilon_0^* - \hbar\omega_0 a_{01},$$

n_h — концентрация дырок.

Как непосредственно следует из (20), при $z < 1$ частотная зависимость люминесценции определяется узкой δ-образной кривой ($m = 0$) и фононными сателлитами ($m \neq 0$), отстоящими друг от друга на расстояние $\hbar\omega_0$. При учете нестационарности электронных состояний линии люминесценции описываются лоренцевской кривой. Полуширина линий излучения, определяемая неупругим рассеянием на акустических колебаниях (однофононные переходы между уровнями Ландау), имеет вид

$$\gamma = \frac{(2\pi)^3 k_0 T E_c^2 m_c}{\rho w^2\hbar^2 a}\left(\frac{w}{a\omega_c}\right)^5. \quad (21)$$

Здесь ρ — плотность полупроводниковой квантовой ямы, E_c — константа деформационного потенциала для электрона, w — скорость звука. Для типичных параметров квантовой ямы GaAs/AlGaAs ($\rho = 5.4$ г/см^3, $w = 2\cdot 10^5$ см/с, $E_c = 9$ эВ) при $T = 100$ K $a = 50$ Å, $\hbar\omega_c = 10^{-2}$ эВ имеем полуширину $\gamma \sim 6\cdot 10^{-4}$ мэВ. Однако в сильных магнитных полях полуширина Δ линии фотолюминесценции, как показывают экспериментальные исследования, достигает нескольких мэВ и ее форма аппроксимируется гауссовой кривой [6]. Например, в квазидвумерных системах InGaAs/GaAs $\Delta = 5$ мэВ ($B < 11.8$ Тл [5], $InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As$ $\Delta \leq 8$ мэВ ($B = 4$ Тл) [14], $InAs/InAs_{0.09}Sb_{0.91}$ $\Delta \leq 7$ мэВ ($B = 7.6$ Тл) [15], $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ $\Delta \approx 3$ мэВ ($B = 9$ Тл) [16].

При квазиклассическом описании колебаний кристаллической решетки $g_{n\nu}(t)$ можно разложить по аргументу до членов $\sim t^2$ включительно:

$$g_{n\nu}(t) \approx \frac{B_{n\nu}t^2}{2}, \quad B_{n\nu} = \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\hbar^2} \left[(C_{\mathbf{q}}^{(c)})^2 + (C_{\mathbf{q}}^{(v)})^2\right] |V_{n\nu}(q)|^2 (2N_q + 1). \tag{22}$$

Подстановка (22) в (16) ($n = 0$, $\nu = 1$) приводит к следующему выражению для спектральной интенсивности излучения:

$$\Phi(\Omega) = \frac{n_0 e^2 a R^2 \Omega^2}{c^3} n_e n_h \left|\frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}_0}{m_0}\right| \sqrt{\frac{2\pi}{\Delta}} \exp\left\{-\frac{(\hbar\Omega - E_g - \hbar\omega_c^*/2 - \varepsilon_0^*)^2}{2\Delta}\right\}, \tag{23}$$

$$\Delta = \hbar^2 B_{01}.$$

Согласно (23) частотная зависимость $\Phi(\Omega)$ описывается гауссовской кривой в максимуме, $\hbar\Omega_m = E_g + \hbar\omega_c^*/2 + \varepsilon_0^*$, и с полушириной

$$\delta\Omega = 2\sqrt{2\Delta \ln 2}. \tag{24}$$

Если частотная зависимость фотолюминесценции близка к гауссовской кривой, то положение максимума и полуширину можно вычислить, используя метод моментов [17], который, в частности, позволяет сформулировать критерий квазиклассического приближения.

При взаимодействии носителей с длинноволновыми акустическими колебаниями ($\omega_q = wq$) при $N_q \simeq k_0T/\hbar\omega_q$ полуширина линии излучения согласно (24), (22) определяется соотношением

$$\delta\Omega = 2\sqrt{k_0 T a_0 \ln 2}, \quad a_0 = \frac{3(E_c^2 + E_v^2)}{\pi \rho w^2 R^2 a}, \tag{25}$$

E_v — константа деформационного потенциала для дырок.

Заметим, что «высокотемпературное» приближение при расчете (25) выполняется при $k_0T \gg \hbar w/R\sqrt{6}$ (при $\hbar\omega_c \simeq 10^{-2}$ эВ, $T \gg 0.5$ К).

Для типичных параметров квантовых ям $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ ($E_v = 7$ эВ) при $a = 50$ Å, $T = 10$ K, $B = 10$ Тл имеем $\delta\Omega \simeq 2$ мэВ, что по порядку величины соответствует экспериментальным исследованиям [16]. При взаимодействии носителей с оптическими бездисперсионными колебаниями частоты ω_0 параметр тепловыделения a_{01} согласно (19) определяется соотношением

$$a_{10} = \tilde{a}_0 I(\tilde{\xi}_0), \tag{26}$$

$$\tilde{a}_0 = \frac{e^2 c_0}{a\hbar\omega_0}, \quad I(\tilde{\xi}) = \int_0^\infty d\tau \exp(-\tau) \left\{ \frac{1}{2\left(\tau + \tilde{\xi}4\pi^2\right)} + \frac{1}{\tau} - \frac{\left(\tilde{\xi}4\pi^2\right)^2}{\tau\left(\tau + 4\pi^2\tilde{\xi}\right)^2} \times \right.$$
$$\left. \times \sqrt{\frac{\tilde{\xi}}{\tau}} \left[1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\tau}{\tilde{\xi}}}\right)\right] \right\}, \quad \tilde{\xi} = \left(\frac{R}{a}\right)^2, \quad c_0 = \frac{1}{\tilde{\varepsilon}_0} - \frac{1}{\varepsilon_\infty},$$

$\tilde{\varepsilon}_0, \varepsilon_\infty$ — значения соответственно низкочастотных и высокочастотных диэлектрических постоянных.

На рисунке приведена зависимость $a_{10}/\tilde{a}_0$ от $\tilde{\xi}$.

Параметр z, входящий в аргумент функции Бесселя в соотношении (20), определяет интенсивность бесфононной линии собственной люминесценции ($m = 0$), а также фононных сателлитов ($m \neq 0$). При высоких температурах $T \approx 190$ K ($N = 1$), $\tilde{\xi} = 1$, $\hbar\omega_0 = 20$ мэВ, $a = 50$ Å параметр z для различных квантовых ям меняется в достаточно широких пределах. Параметр $z = 0.3$ для квантовых ям GaAs/AlGaAs, $z = 0.34$ для InP/InPAs, $z = 1.8$ для GaN/AlGaN. Следовательно, в квазидвумерных системах с $z < 1$ должны наблюдаться линии люминесценции, отстоящие друг от друга на расстояние $\hbar\omega_0$, полуширина которых, если учесть взаимодействие носителей с акустическими колебаниями, определяется (25), а форма линии описывается гауссовской кривой. Если выполняется критерий «сильного тепловыделения» [17], $a_{01}\,\mathrm{th}(\hbar\omega_0/2k_0T) \gg 1$ ($z > 1$), то линия люминесценции описывается гауссовской кривой с полушириной

$$\delta\Omega = 2\hbar\omega_0\sqrt{2a_{01}\,\mathrm{th}(\hbar\omega_0/2k_0T)\ln 2}\,. \tag{27}$$

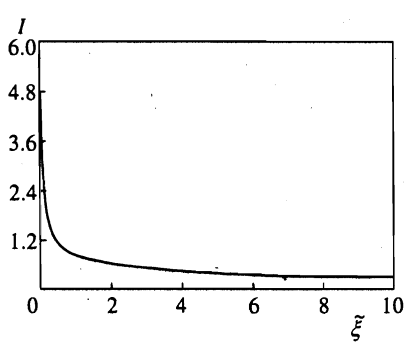
Например, для квантовой ямы GaN/AlGaN при высоких температурах ($T = 200$ K), $\tilde{\xi} = 1$, $\hbar\omega_0 = 0.05$ эВ имеем $\delta\Omega = 100$ мэВ.

Коэффициент поглощения света, определяемый соотношением (13), с учетом взаимодействия носителей с оптическими фононами можно представить в виде

$$K(\Omega) = K_0 \sum_{n,\nu,p} I_p(z)\left(\frac{N}{N+1}\right)^{p/2} \exp\left[-a_{n\nu}(2N+1)\right]\delta\left\{\hbar\Omega - \varepsilon_{n\nu} + a_{n\nu}\hbar\omega_0 + p\hbar\omega_0\right\}, \tag{28}$$

$$K_0 = \frac{4\pi e^2}{an_0 c\Omega R^2}\left|\frac{\mathbf{P}_{cv}\boldsymbol{\xi}_0}{m_0}\right|^2.$$

Если учесть взаимодействие носителей с длинноволновыми акустическими колебаниями, то $K(\Omega)$ описывается системой эквидистантных гауссовских кривых, положение



Зависимость нормированного параметра тепловыделения I от $\tilde{\xi}$

максимумов которых соответствует частотам $\Omega = \Omega_0 - p\omega_0$:

$$K(\Omega) = K_0 \sqrt{\frac{1}{2\pi\Delta}} \sum_p \left(\frac{N}{N+1}\right)^{p/2} I_p(z) \exp\left\{-\frac{(\hbar\Omega - \hbar\Omega_0 + p\hbar\omega_0)^2}{2\Delta}\right\}. \quad (29)$$

Здесь $\hbar\Omega_0 = E_g + \hbar\omega_c^*/2 + \varepsilon_0^* - \hbar\omega_0 a_{01}$.

Исследуем поведение $K(\Omega)$ при $p = (\Omega_0 - \Omega)/\omega_0 \gg 1$, т. е. в длинноволновой области поглощения. Следуя работе [18], можно показать, что при фиксированном значении p коэффициент поглощения света определяется соотношением

$$K(\Omega) \simeq K_0 \frac{1}{\sqrt{2\pi\Delta}} \exp\left\{-\frac{\hbar(\Omega - \Omega_0)}{k_0 T}\sigma\right\}, \quad (30)$$

$$\sigma = 1 + \ln\left(\frac{\Omega - \Omega_0}{e_0\omega_0 a_{01}(N+1)}\right), \quad e_0 = 2.7182.$$

Следовательно, в длинноволновой области $K(\Omega)$ описывается правилом Урбаха. Параметр σ с ростом ширины квантовой ямы увеличивается и слабо зависит от напряженности магнитного поля (при $\tilde{\xi} > 1$) и частоты поглощаемого света. Например, для квантовой ямы GaN/AlGaN при $T = 190$ K, $p = 5$ имеем $\sigma = 1.87$. Как показано в [18], соотношение (30) имеет место как при $z > 1$, так и при $z \ll 1$, т. е. в области низких температур.

При расчете оптических многофононных процессов использовалось диагональное приближение по квантовым числам n, ν (см. соотношение (8)). Именно это приближение позволило провести усреднение по фононной подсистеме точно. Если $n \neq n_1$, $\nu \neq \nu_1$, то усреднение в (12) можно провести приближенно, воспользовавшись кумулянтным разложением [19], и ограничиться второй кумулянтой. Это приближение в теории магнитооптических эффектов, как показывают исследования [20], соответствует на языке диаграммной техники Константинова и Переля суммированию графиков без пересечения фононных линий [21] и обычному расщеплению цепочки для функций Грина [22]. Как показывают расчеты, вклад слагаемых $n \neq n_1$, $\nu \neq \nu_1$ в параметр тепловыделения (19) как для оптических, так и для акустических колебаний при $\tilde{\xi} > 1$ составляет менее 10%. Следовательно, диагональное приближение оказывается вполне разумным в области больших магнитных полей для исследования эффектов электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах в размерно-ограниченных системах.

Литература

1. Ю. Е. Перлин, УФН **80**, 553 (1963).
2. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **51**, 1492 (1966).
3. В. А. Коварский, *Многоквантовые переходы*, Изд. Штиинца, Кишинев (1974).
4. И. В. Лернер, Ю. Е. Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
5. H. Q. Hou, W. Staguhn, N. Miura, Y. Segawa, S. Takeyama, Y. Aoyagi, and J. M. Zhou, Sol. State Commun. **74**, 687 (1990).
6. L. V. Butov, A. Zrenner, M. Shayegan et al., Phys. Rev. B **49**, 14054 (1994).

7. W. Edelstem, H. N. Spector, and R. Marasas, Phys. Rev. B **39**, 7697 (1989).
8. Р. Нокс, *Теория экситонов*, Мир, Москва (1966).
9. R. J. Elliot and R. London, J. Phys. Chem. Solids **15**, 196 (1960).
10. R. Kubo, J. Phys. Soc. Jap. **12**, 570 (1957) (в сб.: *Термодинамика необратимых процессов*, ИЛЛ, Москва (1962), с. 345).
11. У. Люиселл, *Излучение и шумы в квантовой электронике*, Наука, Москва (1972).
12. А. П. Леванюк, В. В. Осипов, УФН **133**, 427 (1981).
13. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений*, Наука, Москва (1971).
14. Q. X. Zhao, P. O. Holtz, B. Monemar et al., Phys. Rev. B **47**, 11890 (1993).
15. S. R. Kurtz and R. M. Biefeld, Appl. Phys. Lett. **66**, 364 (1995).
16. H. Buhman, W. Joss, K. v. Klitzing et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 926 (1991).
17. Ю. Е. Перлин, Б. С. Цукерблат, *Эффекты электронно-колебательного взаимодействия в оптических спектрах примесных парамагнитных ионов*, Изд. Штиинца, Кишинев (1974).
18. А. С. Давыдов, А. Ф. Лубченко, ДАН СССР **179**, 1301 (1968).
19. R. Kubo, J. Phys. Soc. Jap. **17**, 1100 (1962).
20. Э. П. Синявский, *Кинетические эффекты в электрон-фононных системах в поле лазерного излучения*, Изд. Штиинца, Кишинев (1976).
21. Л. И. Коровин, Е. В. Харитонов, ФТТ **7**, 2162 (1965).
22. G. Giobanu and L. Banyani, Phys. Stat. Sol. **3**, 2299 (1963).