1992 ФИЗИКА И ТЕХНИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ том 26, вып. 4

1992 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 26, N 4

ВНУТРИЗОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ И НЕРАВНОВЕСНЫЕ ФОНОНЫ

Амиров Р. Х., Зудеев О. Г.

Рассмотрен спектр внутризонного излучения полупроводника при воздействии сильного высокочастотного монохроматического электромагнитного поля. Показано, что возникающие неравновесные оптические фононы могут давать существенный вклад в неравновесную люминесценцию электронов, составляющий для *n*-GaAs величину порядка 25—50% в определенных областях спектра.

1. Исследование кинетики свободных носителей заряда в полупроводниках в сильных электромагнитных полях продолжительное время остается актуальным из-за разнообразия возникающих эффектов. Появляющиеся при этом неравновесные фононы влияют на многие кинетические явления [1–3]. В последнее время интерес к непосредственному изучению кинетики фононов усилился [4–7], в частности, в связи с более детальным исследованием релаксации свободных носителей заряда при больших уровнях возбуждения электронно-дырочной плазмы [6,8,9], а также динамики электронов и дырок в сильных постоянных полях [10–12]. Количество и распределение неравновесных фононов по импульсам существенно зависят от времени фонон-фононной релаксации, с помощью которого обычно моделируют интеграл фонон-фононных столкновений. Для оптических фононов существует метод измерения времени релаксации по рамановскому рассеянию при межзонном возбуждении светом электронно-дырочных пар [13,14]. В таких экспериментах из-за малости импульса фотона результаты относятся к фононам также малых импульсов [1,6,15], в то время как для задач кинетики электронов полупроводника нужны сведения и о более коротковолновых фононах. В других экспериментах было показано, что неравновесные полярные оптические фононы, возбуждаемые электронами в постоянном электрическом поле, могут давать заметный вклад во внутризонную люминесценцию полупроводника в инфракрасном диапазоне [16]. Рассчитывалась также интенсивность внутризонной люминесценции, обусловленной электронами с неравновесной температурой, находящимися в высокочастотном внешнем поле, в области частот, существенно превышающих частоту внешнего поля [17]. Неравновесность спектра излучения электронов в такой системе возникает не только при их разогреве, но и из-за процессов прямого переизлучения квантов внешнего поля при рассеянии на фононах и примесях. В работах [18–20] был рассмотрен вклад во внутризонное излучение невырожденных электронов, взаимодействующих с высокочастотным внешним полем, от рассеяния на неравновесных фононах. Неравновесность оптических фононов появляется в такой системе как из-за увлечения их разогретыми электронами, так и при непосредственном излучении в процессе поглощения кванта внешнего поля. Влиять на спектр они могут, очевидно, лишь при достаточной концентрации электронов. Поэтому необходимо учесть возможность вырождения электронов, а также определить относительную долю излучения за счет неравновесных оптических фононов в интенсивности внутризонной люминесценции электронов по сравнению с суммарным вкладом всех остальных

механизмов излучения (рассеяние на примесях и фононах в процессах прямого излучения и переизлучения во внешнем поле), что и составляет предмет данной работы. Анализ полученных формул для скорости излучения фотонов частоты ω показал, что в одноквантовом приближении соответствующее отношение имеет два максимума, обусловленных процессом излучения $\hbar\omega$ с поглощением неравновесного фонона частоты Ω_0 (при $\omega < \Omega_0$) и процессом излучения $\hbar\omega$ с поглощением кванта внешнего поля $\hbar\Omega$ и неравновесного фонона (при $\Omega < \omega < \Omega + \Omega_0$). Численные расчеты были проведены для n-GaAs с температурой решетки $T = 80$ K при действии CO_2-лазера ($\Omega = 2 \cdot 10^{14}$ c^{-1}) в случаях $n_0 = n_{im}$ и $n_0 >> n_{im}$ (n_0 — концентрация электронов, n_{im} — концентрация ионизованных примесей) для времени фонон-фононной релаксации $\tau \simeq 10^{-11}$ с, что соответствует по порядку величины экспериментальным данным [13,14]. При напряженности внешнего поля $E_0 \simeq 10^5$ В/см, $n_0 = 10^{18}$ см$^{-3}$ $>> n_{im}$ величина первого относительного максимума ~ 0.62, второго — ~ 0.9. Для $n_0 = n_{im} = 10^{17}$ см$^{-3}$ при том же E_0 получается соответственно ~ 0.52 и ~ 0.3. Таким образом, вклад неравновесных полярных оптических фононов в интенсивность внутризонной люминесценции электронов в определенных условиях может быть вполне сравним с суммарным эффектом остальных процессов излучения. Согласно законам сохранения величины волнового вектора фононов q, соответствующего данной точке спектра, он определяется частотами Ω, Ω_0, ω и эффективной массой электронов m. Для приведенного выше примера оказывается, что в обоих максимумах проявляются фононы одной области волновых чисел, соответствующих энергии электронов $\varepsilon_q \simeq 0.4\hbar\Omega_0$, что почти на порядок больше волновых чисел фононов, дающих эффект при рамановском рассеянии [1]. При экспериментальном обнаружении такого рода эффектов они могут дать информацию о времени фонон-фононной релаксации для области волновых чисел, в которой оптические фононы интенсивно взаимодействуют с электронами полупроводника.

2. Рассматривается система электронов, взаимодействующая с полем $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 \sin \Omega t$, слабым полем фотонов, хаотически распределенными ионизованными примесями и фононами. Для усредненных по высокочастотным осцилляциям внешнего поля функций распределения электронов $f(\mathbf{k}, t)$ и фононов $N_\mathbf{q}(t)$ имеем систему кинетических уравнений ($\varepsilon_\mathbf{k} = \hbar^2 k^2/2m$) [21]

$$\frac{\partial f(\mathbf{k}, t)}{\partial t} = -\frac{2\pi}{\hbar} \sum_i \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} |g_i(q)|^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\Delta) \{[(N_\mathbf{q}^{(i)} + 1) f(\mathbf{k}, t) \times$$

$$\times (1 - f(\mathbf{k} - \mathbf{q}, t)) - N_\mathbf{q}^{(i)} f(\mathbf{k} - \mathbf{q}, t)(1 - f(\mathbf{k}, t))] \times$$

$$\times \delta(\varepsilon_\mathbf{k} - \varepsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} - \hbar\Omega_q^{(i)} - n\hbar\Omega) - (\mathbf{k} \longrightarrow \mathbf{k} + \mathbf{q})\}, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial N_\mathbf{q}^{(i)}(t)}{\partial t} = \frac{4\pi}{\hbar} |g_i(q)|^2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\Delta) \{(N_\mathbf{q}^{(i)} + 1) \times$$

$$\times f(\mathbf{k}, t)[1 - f(\mathbf{k} - \mathbf{q}, t)] - N_\mathbf{q}^{(i)} f(\mathbf{k} - \mathbf{q}, t)[1 - f(\mathbf{k}, t)]\} \times$$

$$\times \delta(\varepsilon_\mathbf{k} - \varepsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} - \hbar\Omega_q^{(i)} - n\hbar\Omega) - \frac{1}{\tau}[N_\mathbf{q}^{(i)}(t) - N_T(\Omega_q^{(i)})], \qquad (2)$$

где $g_i(q)$ — константа связи для i-го типа рассеивателя, $J_n(\Delta)$ — функция Бесселя первого рода, $\Delta = e\mathbf{E}_0\mathbf{q}/m\Omega^2$, $N_T(\omega)$ — функция распределения Планка для фононов (фотонов) частоты ω при температуре T, $(\mathbf{k} \to \mathbf{k}+\mathbf{q})$ — слагаемое, отличающееся от предыдущего означенной заменой волновых чисел. Для рассеяния на примесях в (1) $N_{\mathbf{q}}^{(i)} = \hbar\Omega_q^{(i)} = 0$. Кинетическое уравнение для функции распределения фотонов $N(\mathbf{e}, \omega)$ при наличии поля $\mathbf{E}(t)$ имеет следующий вид [18, 19]:

$$\frac{\partial N(\mathbf{e}, \omega)}{\partial t} = [N(\mathbf{e}, \omega) + 1]\, F(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) + N(\mathbf{e}, \omega)\, F(-\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0), \tag{3}$$

$$\begin{aligned} F(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = {} & \left(\frac{2\pi e}{m\omega}\right)^2 \frac{2}{\varepsilon\omega} \int \frac{d^3k\, d^3q}{(2\pi)^6} (\mathbf{eq})^2 f(\mathbf{k}, t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\Delta) \sum_i |g_i(q)|^2 \times \\ & \times \{(N_{\mathbf{q}}^{(i)} + 1)\, [1 - f(\mathbf{k}-\mathbf{q}, t)]\, \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{k}} + \hbar\omega + \hbar\Omega_q^{(i)} - n\hbar\Omega) + \\ & + N_{\mathbf{q}}^{(i)}\, [1 - f(\mathbf{k}+\mathbf{q}, t)]\, \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - \varepsilon_{\mathbf{k}} + \hbar\omega - \hbar\Omega_q^{(i)} - n\hbar\Omega)\}, \end{aligned} \tag{4}$$

где вектор поляризации фотона $\mathbf{e} \perp \boldsymbol{\varkappa}, |\mathbf{e}| = 1$, $\boldsymbol{\varkappa}$ — волновой вектор фотона, ε — диэлектрическая проницаемость решетки. Будем рассматривать стационарные условия: $\partial f/\partial t = \partial N_{\mathbf{q}}^{(i)}/\partial t = \partial T/\partial t = 0$. Как правило, размеры полупроводникового образца $l \ll l_p$, где l_p — длина свободного пробега фотонов, по порядку величины равная $\sim (c/\sqrt{\varepsilon})\, |F(-\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0)|^{-1}$. Кроме того, образец реально находится в термостате с температурой T (равной температуре решетки), размеры которого больше длины свободного пробега фотона в нем, так что в системе присутствует тепловое распределение фотонов $N_T(\omega)$. В этих условиях из (3) получаем выражение для скорости излучения неравновесных фотонов [19]

$$\frac{\partial N(\mathbf{e}, \omega)}{\partial t} = N_T(\omega) \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{T}\right) F(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) + F(-\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0)\right]. \tag{5}$$

Скорость излучения всех фотонов из данного (единичного) объема полупроводника выражается первым слагаемым в (5), а второе слагаемое соответствует поглощению под влиянием теплового излучения.

При немалых n_0 достаточно хорошей аппроксимацией для $f(\mathbf{k})$ является приближение слабой анизотропии:

$$f(\mathbf{k}) = f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}}) + \delta f(\mathbf{k}) = f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}}) + k_i k_j f_{ij}(\varepsilon_{\mathbf{k}})/k^2,$$

где f_0 — распределение Ферми—Дирака с химическим потенциалом μ и электронной температурой T_e, которые определяются сохранением числа частиц совместно с уравнением баланса энергии. При решении системы (1), (2) ограничимся одноквантовыми процессами, т. е. первым порядком разложения по $\Delta^2 \ll 1$. При этом условие $\delta f \sim \Delta^2$ и имеет вид

$$\delta f(\mathbf{k}) = [-1 + 3(\mathbf{E}_0\mathbf{k}/E_0 k)^2]\, G(\varepsilon_{\mathbf{k}}).$$

Уравнение для $G(\varepsilon)$ и его решение приведены в *Приложении*. Рассмотрим решение уравнения (2) для оптических фононов в $(\Omega_q^{(i)} = \Omega_0)$ и пренебрежем влиянием δf на $N_{\mathbf{q}}$. Кроме того, предположим, что $\Omega > \Omega_0$ и

$$\exp\left(\frac{\hbar\Omega}{T_e}\right) \gg \exp\left(\frac{\hbar\Omega_0}{T_e}\right) \gg 1\,. \tag{6}$$

В этих приближениях функция распределения фононов приобретает вид

$$N_{\mathbf{q}} = N_T\,(\Omega_0) + \delta N_{T_e} + \delta N_d, \tag{7}$$

где δN_{T_e} обусловлено разогревом электронного газа:

$$\delta N_{T_e} = \frac{\sigma}{1+\sigma}\,[N_{T_e}(\Omega_0) - N_T\,(\Omega_0)\,]\,, \quad \sigma\,(\Omega_0) = A\,(\Omega_0)/N_{T_e}(\Omega_0)$$

и δN_d — излучением фононов при поглощении кванта внешнего поля:

$$\delta N_d = \frac{\Delta^2}{4}\,\delta\tilde{N}_d = \frac{\Delta^2}{4}\,A\,(\Omega_0 - \Omega)/\,[1 + \sigma\,(\Omega_0)\,],$$

$$A\,(\Omega_0) = \frac{m^2\tau T_e}{\pi\hbar^5 q}\,|g\,(q)|^2\,\varphi\,(\Omega_0)\,,$$

$$\varphi\,(\Omega_0) = N_{T_e}(\Omega_0)\,\ln\{[1 + \Phi\,(-\Omega_0)\,]/\,[1 + \Phi\,(\Omega_0)\,]\,\},$$

$$\Phi\,(\Omega_0) = \exp\left\{\left[\mu - \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{q}{2} + \frac{m\Omega_0}{\hbar q}\right)^2\right]\Big/\,T_e\right\}.$$

В невырожденном случае $\varphi\,(\Omega_0) = \Phi\,(\Omega_0)$.

3. Вычисление величины $F\,(\omega,\,\mathbf{e},\,\mathbf{E}_0)$ проведем для частот $\omega < 2\Omega$, и поэтому в (4) учтем слагаемые с $n = 0,\ \pm 1,\ \pm 2$. Слагаемые с $n = \pm 2$ пропорциональны Δ^4 и они существенны в сильных полях при $\omega \gtrsim \Omega + \Omega_0$ в отличие от добавок порядка Δ^4 в δf и $N_{\mathbf{q}}$, которые при вычислении F приводят в данном диапазоне к поправкам $\sim\alpha^2$ по сравнению с единицей ($\alpha = e^2E_0^2/6m\hbar\Omega^3 \ll 1$). В результате получаем следующее выражение для процессов с излучением $\hbar\omega$ (i нумерует типы рассеивателей):

$$F\,(\omega,\,\mathbf{e},\,\mathbf{E}_0) = \sum_i\,(F^{(i)} + F^{(i)}_{\Omega} + F^{(i)}_{2\Omega} + F^{(i)}_a) + \tilde{F},$$

$$\tilde{F}\,(\omega,\,\mathbf{e},\,\mathbf{E}_0) = F_{T_e} + F_d + F^{T_e}_{\Omega} + F^d_{\Omega},$$

где $F^{(i)}$ соответствуют процессам без участия кванта внешнего поля при равновесных фононах, $F^{(i)}_{\Omega}$ и $F^{(i)}_{2\Omega}$ — процессам с поглощением и излучением одного и двух квантов $\hbar\Omega$, $F^{(i)}_a$ — влиянию δf, $\tilde{F}$ описывает влияние неравновесных оптических фононов. F_{T_e} и F_d соответствуют слагаемым δN_{T_e} и δN_d из (7) в процессах излучения $\hbar\omega$ без участия кванта внешнего поля $\hbar\Omega$, $F^{T_e}_{\Omega}$ и F^d_{Ω} — тем же слагаемым с поглощением и излучением $\hbar\Omega$. $F^{(i)}_a$ распадается на сумму

$F_a^{(i)} = F_{a1}^{(i)} + F_{a2}^{(i)}$, в которой $F_{a2}^{(i)}$ не мало по сравнению с $F_{a1}^{(i)}$ лишь при сильном вырождении.

Для $F^{(i)}$ и $F_{ka}^{(i)}$ получаем $(k = 1,\ 2)$

$$F^{(i)}(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{m\lambda}{2\pi\hbar} \int_0^\infty dq q^3\, |g_i(q)|^2 \times$$
$$\times \{[N_T(\Omega_q^{(i)}) + 1]\,\varphi(\omega + \Omega_q^{(i)}) + N_T(\Omega_q^{(i)})\,\varphi(\omega - \Omega_q^{(i)})\},$$

$$F_{ka}^{(i)}(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{3\lambda\alpha^k}{20\pi\Omega} C_k \int_0^\infty dq q^5 B_k(q)\, |g_i(q)|^2 \times$$
$$\times \sum_{n = k, -k} [(N_q^{(i)} + 1)\,\varphi(\omega_n + \Omega_q^{(i)}) + N_q^{(i)}\,\varphi(\omega_n - \Omega_q^{(i)})],$$

где $\lambda = 2e^2T_e/3\pi m\varepsilon\,(\hbar\omega)^3$, $\omega_n = \omega - n\Omega$, $C_k = 1 + 2k\,(\mathbf{e}\mathbf{E}_0/E_0)^2$, $B_1 = 1$, $B_2 = 9\hbar q^2/56m\Omega$, $|g_i(q)|^2$ имеют стандартный вид. Для полярного оптического (po) и примесного (im) рассеяний $|g_{\text{po}}(q)|^2 = 2\pi e^2\hbar\Omega_0/\tilde{\varepsilon}\,q$, $|g_{\text{im}}(q)|^2 = e^4 n_{\text{im}}\, 16\pi^2 r_D^4/\varepsilon_0 \times [1 + (qr_D)^2]^2$, где $\tilde{\varepsilon}^{-1} = \varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_0^{-1}$, r_D — дебаевский радиус, вычисляемый с учетом вырождения. Вводя обозначения $x = \varepsilon_k/T_e$, $\overline{\omega} = \hbar\omega/T_e$, $\overline{\Omega}_0 = \hbar\Omega_0/T_e$, $\overline{\Omega} = \hbar\Omega/T_e$, $a = 2mT_e r_D^2/\hbar^2$, $C_3 = -1 + 3\,(\mathbf{e}\mathbf{E}_0/E_0)^2$, получаем для влияния анизотропии δf на излучение следующие выражения $(k = 1,\ 2)$:

$$F_{ak}^{\text{po}}(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{6e^2m^2\Omega_0\lambda T_e}{5\tilde{\varepsilon}\hbar^2} C_3 \int_0^\infty dx\, \{[N_T(\Omega_0) + 1] \times$$
$$\times [\Theta(x - \overline{\omega} - \overline{\Omega}_0)\, D_k(\Omega_0, x)] \left((\sqrt{x(x - \overline{\omega} - \overline{\Omega}_0)} \left(\frac{1}{3} + \frac{\overline{\omega} + \overline{\Omega}_0}{2d_k}\right) + \right.$$
$$\left. + (-1)^{k-1} \frac{(\overline{\omega} + \overline{\Omega}_0)^2}{4d_k} \ln \left| \frac{\sqrt{x} + \sqrt{x - \overline{\omega} - \overline{\Omega}_0}}{\sqrt{x} - \sqrt{x - \overline{\omega} - \overline{\Omega}_0}} \right| \right) +$$
$$+ N_T(\Omega_0)\,[\overline{\Omega}_0 \longrightarrow -\overline{\Omega}_0]\},$$

$$F_{ak}^{\text{im}}(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{12\pi e^4 m\lambda n_{\text{im}}}{5\varepsilon_0^2\hbar} C_3 \int_0^\infty dx\, \Theta(x - \overline{\omega})\, D_k(0, x) \times$$
$$\times \left[2b_k - \frac{8}{3} \frac{a\sqrt{x(x - \overline{\omega})}}{(1 - a\overline{\omega})^2 + 4ax} - \left(\frac{1}{3} + \frac{y_k}{2}\right) \ln \frac{1 + a(\sqrt{x} + \sqrt{x - \overline{\omega}})^2}{1 + a(\sqrt{x} - \sqrt{x - \overline{\omega}})^2} \right],$$

где $D_1(\Omega_0, x) = G(x)\,[1 - f_0(x - \overline{\omega} - \overline{\Omega}_0)]$, $D_2(\Omega_0, x) = -G(x - \overline{\omega} - \Omega_0)\,f_0(x)$, $d_1 = x$, $d_2 = \overline{\omega} + \overline{\Omega}_0 - x$, $b_1 = \sqrt{(x - \overline{\omega})/x}$, $b_2 = \sqrt{x/(x - \overline{\omega})}$, $y_1 = -(\overline{\omega} - a^{-1})/x$, $y_2 = (\overline{\omega} + a^{-1})/(x - \overline{\omega})$, $\Theta(x)$ — ступенчатая функция. Для процессов, описывающих влияние неравновесных оптических фононов на излучение, находим

$$F_{T_e}(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{m}{\hbar}\int\limits_0^\infty dq\delta N_{T_e} R(q, \omega),$$

$$F_d(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{3\alpha}{10\Omega} C_1 \int\limits_0^\infty dq q^2 \delta \bar{N}_d R(q, \omega),$$

$$F_\Omega^{T_e}(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{3\alpha}{10\Omega} C_1 \int\limits_0^\infty dq q^2 \delta N_{T_e} [R(q, \omega_1) + R(q, \omega_{-1})],$$

$$F_\Omega^d(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{27\alpha^2 \hbar}{140 m\Omega^2} C_2 \int\limits_0^\infty dq q^4 \delta \bar{N}_d [R(q, \omega_1) + R(q, \omega_{-1})],$$

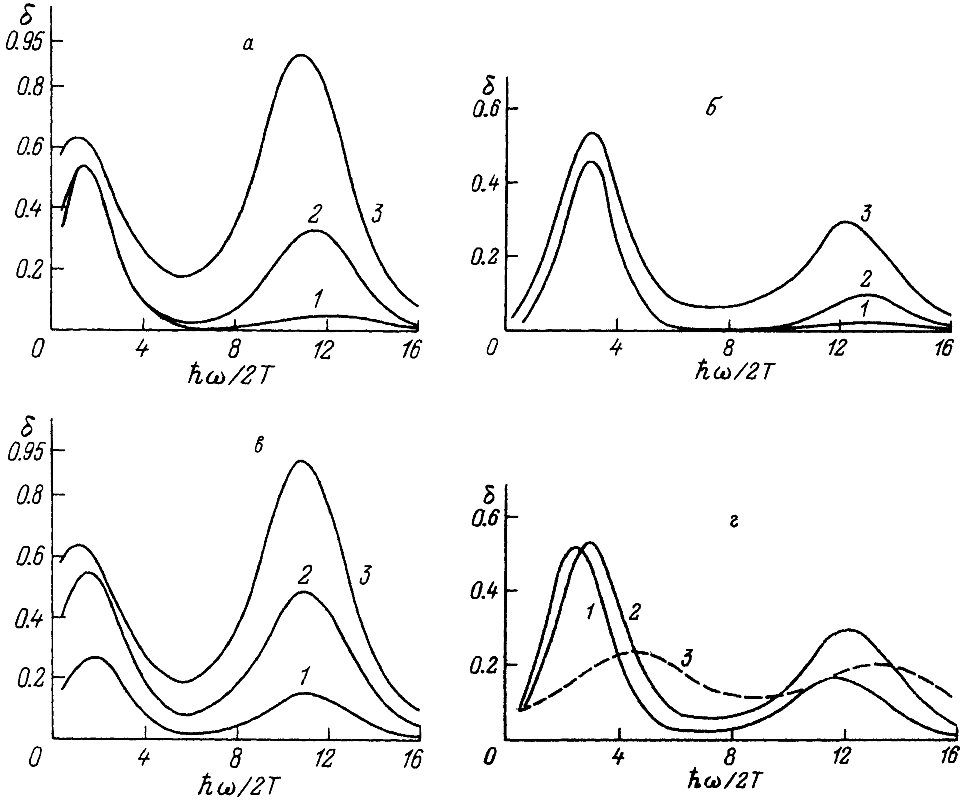
$$R(q, \omega) = \frac{\lambda}{2\pi} q^3 |g_{\rm opt}(q)|^2 [\varphi(\omega + \Omega_0) + \varphi(\omega - \Omega_0)].$$

В невырожденном случае приведенные выражения соответствуют результатам [18,19].

4. На рисунке представлены результаты расчета отношения скорости излучения фотонов электронами за счет неравновесных ро-фононов ко всему остальному неравновесному излучению (фону) для n-GaAs:

$$\delta(\omega) = \frac{\exp(\hbar\omega/T)\,\tilde{F}(\omega) + \tilde{F}(-\omega)}{\exp(\hbar\omega/T)\,[F(\omega) - \tilde{F}(\omega)] + F(-\omega) - \tilde{F}(-\omega)}.$$

Рисунку, *а*, *в* соответствуют $n_{\rm im} = 10^{15}$ см$^{-3}$ и $\mathbf{E}_0 \perp \boldsymbol{\varkappa}$, рисунку, *б*, *г* — $n_0 = n_{\rm im}$ и $\mathbf{E}_0 \parallel \boldsymbol{\varkappa}$. На рисунке, *а*, *б* представлена зависимость $\delta(\omega)$ соответственно при $n_0 = 10^{18}$ и 10^{17} см$^{-3}$ для напряженностей $E_0 = 10^4$, $3 \cdot 10^4$, 10^5 В/см (кривые *1—3* соответственно). На рисунке, *в*, *г* изображена та же зависимость при $E_0 = 10^5$ В/см для концентраций $n_0 = 10^{16}$, 10^{17}, 10^{18} см$^{-3}$ (кривые *1—3* соответственно). В обоих максимумах δ основной вклад дают тепловые неравновесные фононы δN_{T_e}, при вычислении которых малость $\delta N_{T_e}/N_T$ не предполагалась. F_d и F_Ω^d дают заметный вклад соответственно в первом и втором максимумах при $E_0 \sim 10^5$ В/см. В первом максимуме основную роль в фоне играют $F^{(i)}$, а эффект дают F_{T_e} и F_d. Во втором фон создают $F_\Omega^{(i)}$ и $F_{2\Omega}^{(i)}$, а увеличение δ определяют $F_\Omega^{T_e}$ и F_Ω^d. Кривые *1*, *2* на рисунке, *а*, *б* практически сливаются в районе первого максимума, так как $[\exp(\hbar\omega/T)\, F^{(i)}(\omega) - F^{(i)}(-\omega)] \sim \Delta T/T$ и $F_{T_e} \sim \Delta T/T$, $\Delta T = T_e - T$. Кривая *3* лежит выше из-за появления вклада F_d. В районе второго максимума зависимость δ от E_0 проявляется из-за того, что $F_\Omega^{(i)} \sim E_0^2$, $F_\Omega^{T_e} \sim E_0^2\, \Delta T/T$, $F_\Omega^d \sim E_0^4$. Уменьшение δ на рисунке, *б*, *г* и сдвиг максимумов относительно рисунка, *а*, *в* объясняются увеличением фона за счет $F^{\rm im}$, $F_\Omega^{\rm im}$, $F_{2\Omega}^{\rm im}$ и их спектральной зависимостью. Этим же объясняется сдвиг максимумов кривых *2*, *3* относительно кривой *1* на рисунке, *г*. На рисунке, *в* кривые *1—3* отличаются друг от друга меньше чем на порядок из-за того, что при выбранном $\tau = 10^{-11}$ с уже при $n_0 = 10^{17}$ см$^{-3}$ $\max\sigma > 1$ и увеличение F_d и F_{T_e} замедляется с ростом n_0. Этим же объясняется уменьшение δ с ростом n_0 на рисунке, *г* (кривая *3* относительно *1*, *2*), ибо фон благодаря примесному рассеянию растет быстрее, так как $F_\Omega^{\rm im}$ и $F_{2\Omega}^{\rm im}$ становятся основными в фоне при $n_0 = 10^{18}$ см$^{-3}$. При $n_0 = 10^{16}$, 10^{17} см$^{-3}$ фон в области второго максимума (рисунок, *г*, кривые *1*, *2*)



Скорость измерения фотонов электронами за счет взаимодействия с полярными оптическими фононами по отношению ко всей неравновесной люминесценции при E_0, параллельном (*а*, *в*) и перпендикулярном (*б*, *г*) волновому вектору излучаемого фотона.

а: $n_0 = 10^{18}$ см$^{-3}$; E_0, В/см: *1* — 10^4, *2* — $3 \cdot 10^4$, *3* — 10^5. *б*: $n_0 = 10^{17}$ см$^{-3}$; E_0, В/см: *1* — 10^4, *2* — $3 \cdot 10^4$, *3* — 10^5. *в*, *г*: $E_0 = 10^5$ В/см; n_0, см$^{-3}$: *1* — 10^{16}, *2* — 10^{17}, *3* — 10^{18}.

состоит из суммы $F^{po}_{k\Omega} + F^{im}_{k\Omega}$ ($k = 1, 2$), и поэтому с увеличением n_0 он растет медленнее, чем F^{Te}_{Ω} и F^{d}_{Ω}. Это и определяет рост второго максимума δ на рисунке, *г* при переходе от кривой *1* к кривой *2*. Экранирование электрон-фононного взаимодействия здесь не учитывалось, так как величину максимума δ оно мало изменит, тем более что в конкретной ситуации его нетрудно включить в численный расчет переопределением $g_{po}(q)$. Влияние анизотропии (F^{im}_{a} и F^{po}_{a}) составляет не более 10% величины δ и при $\varkappa \perp \mathbf{E}_0$ уменьшает δ, а при $\varkappa \parallel \mathbf{E}_0$ увеличивает. Отметим также, что для максимумов δ получаются близкие значения, если не учитывать поглощения и вычислять скорость излучения всех фотонов из данного объема полупроводника, т. е. лишь $F(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0)$ в (3).

Приложение

Запишем уравнение для $G(\varepsilon)$ в схематическом виде

$$\alpha f_0(\varepsilon) \sum_i \gamma_i(\varepsilon) + \sum_i \psi_i(\varepsilon, G) = 0, \qquad (\text{П.1})$$

где i нумерует типы рассеивателей. Для деформационного акустического и примесного рассеяний в силу квазиупругости, а для деформационного оптического рассеяния из-за независимости константы связи от импульса имеем $\psi_i(\varepsilon, G) = \psi_i(\varepsilon)\, G(\varepsilon)$, и в случае деформационного полупроводника (П.1) легко решается. Для полярного полупроводника получается цепочка уравнений, которую приведем для простоты в невырожденном случае:

$$\left[\chi(\varepsilon) + \psi_{\mathrm{im}}(\varepsilon) + \Theta(\varepsilon - \hbar\Omega_0)\,\chi(\varepsilon - \hbar\Omega_0)\exp\left(\frac{\hbar\Omega_0}{T}\right)\right] \times$$
$$\times\, G(\varepsilon) - \Theta(\varepsilon - \hbar\Omega_0)\, b(\varepsilon - \hbar\Omega_0)\, G(\varepsilon - \hbar\Omega_0) -$$
$$- b(\varepsilon)\exp\left(\frac{\hbar\Omega_0}{T}\right) G(\varepsilon + \hbar\Omega_0) + \alpha f_0(\varepsilon)\,\gamma(\varepsilon) = 0, \tag{П.2}$$

где $\gamma(\varepsilon) = \gamma_{\mathrm{po}}(\varepsilon) + \gamma_{\mathrm{im}}(\varepsilon)$,

$$\chi(\varepsilon) = C(\Omega_0)\, N_T(\Omega_0)\ln\frac{\sqrt{y + y_0} + \sqrt{y}}{\sqrt{y + y_0} - \sqrt{y}},$$

$$b(\varepsilon) = \chi(\varepsilon)\left[1 + \frac{3y_0^2}{8y(y + y_0)}\right] - C(\Omega_0)\,\frac{3}{4}\, N_T(\Omega_0)\,\frac{2y + y_0}{\sqrt{y(y + y_0)}},$$

$$\psi_{\mathrm{im}}(\varepsilon) = d(\varepsilon)\left\{\frac{1 + 2a(\varepsilon)}{4a(\varepsilon)}\ln\left[1 + 4a(\varepsilon)\right] - 1\right\},$$

$$\gamma_{\mathrm{im}}(\varepsilon) = d(\varepsilon)\,\Theta(\varepsilon - \hbar\Omega)\, e^{\bar{\Omega}}\left\{\sqrt{y(y - 1)} - \frac{4}{3}\, a(\varepsilon)\,\frac{\sqrt{y(y - 1)}}{(1 - a_0)^2 + 4a(\varepsilon)} -\right.$$
$$\left. - \frac{1}{4}\left(1 - \frac{1}{a_0} - \frac{2}{3}y\right)\ln\left|\frac{1 + a_0(2y - 1) - 2a_0\sqrt{y(y - 1)}}{1 + a_0(2y - 1) + 2a_0\sqrt{y(y - 1)}}\right|\right\} - (\Omega \longrightarrow -\Omega),$$

$$\gamma_{\mathrm{po}}(\varepsilon) = C(\Omega_0)\,\frac{3}{4}\,\Theta(\varepsilon - \hbar\Omega - \hbar\Omega_0)\left[1 + N_T(\Omega_0)\left(1 + e^{\bar{\Omega} + \bar{\Omega}_0}\right)\right] \times$$
$$\times\left[\sqrt{\frac{y - y_0 - 1}{y}}\left(\frac{2}{3}y + y_0 + 1\right) + \frac{(1 + y_0)^2}{2y}\ln\left|\frac{\sqrt{y} + \sqrt{y - y_0 - 1}}{\sqrt{y} - \sqrt{y - y_0 - 1}}\right|\right] +$$
$$+ (\Omega_0 \longrightarrow -\Omega_0) - (\Omega \longrightarrow -\Omega) - (\Omega \longrightarrow -\Omega,\ \Omega_0 \longrightarrow -\Omega_0),$$

$$y = \varepsilon/\hbar\Omega, \quad y_0 = \Omega_0/\Omega, \quad a(\varepsilon) = 2m\varepsilon r_D^2/\hbar^2, \quad a_0 = a(\hbar\Omega),$$
$$C = (\Omega_0) = 2\pi e^2\hbar\Omega_0/\tilde{\varepsilon}, \quad d(\varepsilon) = 6(2\pi)^2 e^4 n_{\mathrm{im}} r_D^2/\varepsilon_0^2 a(\varepsilon).$$

Деформационное акустическое рассеяние легко учесть путем замены $\psi_{\mathrm{im}} \to \psi_{\mathrm{im}} + \psi_{da}$, $\gamma_{\mathrm{im}} \to \gamma_{\mathrm{im}} + \gamma_{da}$. Решение уравнения (П.2) будем искать при $y_0 \neq k$ (k — целое число) в приближении (6). Предполагая $G(\varepsilon) \sim f_0(\varepsilon)$, естественно считать, что при $\varepsilon > \hbar\Omega + 2\hbar\Omega_0$ функция $G(\varepsilon)$ экспоненциально убывает и $|G(\varepsilon)| >> (\varepsilon + \hbar\Omega_0)|$, что согласуется с поведением неоднородного члена уравнения (П.2) в этой области энергий. Определяя целое число n неравенствами $n\hbar\Omega_0 > \hbar(\Omega + \Omega_0)$, $(n-1)\hbar\Omega_0 < \hbar(\Omega + \Omega_0)$, получим, согласно предположениям, при $\varepsilon > (n+1)\hbar\Omega_0$ соотношение

$$|G(\varepsilon)\,\xi(\varepsilon - \hbar\Omega_0)| \gg |G(\varepsilon + \hbar\Omega_0)\,b(\varepsilon)|\,, \tag{П.3}$$

где $\xi(\varepsilon - \hbar\Omega_0) = \chi(\varepsilon - \hbar\Omega_0) + \psi_{\mathrm{im}}(\varepsilon)\exp(-\hbar\Omega_0/T)$. Это неравенство позволяет оборвать цепочку уравнений (П.2) сверху и найти $G(\varepsilon)$. Для области $\varepsilon > (n+1)\hbar\Omega_0$ получаем $(k > 1)$

$$G_{n+k}(\varepsilon) = G_n(\varepsilon - k\hbar\Omega_0)\exp\left(-k\frac{\hbar\Omega_0}{T}\right)\sigma_k(\varepsilon) - \\ - \alpha\sum_{p=0}^{k-1}\exp\left[-(p+1)\frac{\hbar\Omega_0}{T}\right] f_0(\varepsilon - p\hbar\Omega_0)\,\sigma_{p+1}(\varepsilon)\frac{\gamma(\varepsilon - p\hbar\Omega_0)}{b(\varepsilon - (p+1)\hbar\Omega_0)}. \tag{П.4}$$

Для $\varepsilon < (n+1)\hbar\Omega_0$ находим $(1 < m < n)$

$$G_m(\varepsilon) = G_0(\varepsilon - m\hbar\Omega_0)\,e^{-m\frac{\hbar\Omega_0}{T}}\frac{\sigma_m(\varepsilon)}{\beta(\varepsilon - m\hbar\Omega_0)} - \alpha\sum_{k=1}^{m}\frac{\exp\left(-k\frac{\hbar\Omega_0}{T}\right)}{b(\varepsilon - k\hbar\Omega_0)}\times \\ \times\frac{\delta_{k,1} + (1-\delta_{k,1})\,\sigma_{k-1}(\varepsilon)}{1 - \delta_{k,m}\,[1 - \beta(\varepsilon - m\hbar\Omega_0)]}\sum_{p=0}^{n-m+k-1} W_p(\varepsilon - (k-1)\hbar\Omega_0)\,, \tag{П.5}$$

$$G_0(\varepsilon)\,\{\beta(\varepsilon)\,[\chi(\varepsilon) + \psi_{\mathrm{im}}(\varepsilon)] - b(\varepsilon)\,\sigma_1(\varepsilon + \hbar\Omega_0)\} = \\ = \alpha f_0(\varepsilon)\,\gamma(\varepsilon)\,\beta(\varepsilon) - \alpha\sum_{p=0}^{n-1} W_p(\varepsilon + \hbar\Omega_0)\,, \tag{П.6}$$

где

$$\sigma_k(\varepsilon) = \prod_{m=1}^{k}\frac{b(\varepsilon - m\hbar\Omega_0)}{\xi(\varepsilon - m\hbar\Omega_0)},\quad \beta(\varepsilon - \hbar\Omega_0) = 1 + \frac{\chi(\varepsilon)\,\xi(\varepsilon) - b^2(\varepsilon)}{\xi(\varepsilon)\,\xi(\varepsilon - \hbar\Omega_0)}\,e^{-\frac{\hbar\Omega_0}{T}},$$

$$W_p(\varepsilon) = f_0(p\hbar\Omega_0 + \varepsilon)\,\gamma(p\hbar\Omega_0 + \varepsilon)\,\sigma_{p+1}(p\hbar\Omega_0 + \varepsilon)\,.$$

Решение (П.4)—(П.6) удовлетворяет уравнению (П.2) и условиям сшивания на границах $\varepsilon = k\hbar\Omega_0$ с точностью до членов порядка $\exp(-\overline{\Omega}_0)$ по сравнению с единицей, а также неравенству (П.3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ulbrich R. G. // J. de Physique. 1981. V. 42. Suppl., colloq. C. 7. P. 423—429.
[2] Васько Ф. Т. // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 11. С. 3279—3283.
[3] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 287 с.
[4] Казаковцев Д. В., Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 6. С. 2228—2243.
[5] Kazakovtsev D. V., Levinson I. B. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 136. N 2. P. 425—434.
[6] Lugli P. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 3-4. P. 667—672.

[7] Казаковцев Д. В., Максимов А. А., Пронин Д. А., Тартаковский И. И. // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49. В. 1. С. 52—55; ЖЭТФ. 1990. Т. 98. В. 4. С. 1465—1475.
[8] Кумеков С. Е., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 1. С. 346—356.
[9] Bordone P., Jacoboni C., Lugli P., Reggiani L., Kocevar P. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 4. P. 1460—1468.
[10] Kocevar P. // Physica. 1985. V. 134B. P. 155—163.
[11] Bordone P., Jacoboni C., Lugli P., Reggiani L. // Physica. 1985. V. 134B. P. 169—173.
[12] Амиров Р. Х., Гавриленко В. И. // Тез. докл. VII Всес. симп. Ч. 2. Паланга, 1989. С. 186—188.
[13] Shah J., Leite R. C. C., Scott J. F. // Sol. St. Commun. 1970. V. 8. N 14. P. 1089—1093.
[14] Von der Linde D., Kuhl J., Klingenberg H. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. N 23. P. 1505—1508.
[15] Сущинский М. М. Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов. М., 1969. 576 с.
[16] Воробьев Л. Е. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 7. С. 1291—1298.
[17] Васько Ф. Т. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 10. С. 2057—2060.
[18] Амиров Р. Х., Зудеев О. Г., Иванченко В. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 10. С. 1836—1840.
[19] Амиров Р. Х., Зудеев О. Г. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1921—1925.
[20] Амиров Р. Х., Зудеев О. Г. // Тез. докл. VII Всес. симп. Ч. 2. Паланга, 1989. С. 294—296.
[21] Эпштейн Э. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1975. Т. 18. В. 6. С. 785—811.

Научно-исследовательский институт механики
и физики при СГУ им. Н. Г. Чернышевского
Саратов

Получена 4.06.1991
Принята к печати 22.10.1991