

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И НЕРАВНОВЕСНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

© Р.Х.Амиров, О.Г.Зудеев

Научно-исследовательский институт механики и физики
при Саратовском государственном университете,
410071 Саратов, Россия
(Получена 28 июля 1994 г. Принята к печати 6 декабря 1994 г.)

Рассмотрено влияние постоянного электрического поля на внутризонное излучение электронов в высокочастотном электромагнитном поле с учетом неравновесных полярных оптических фононов. Показано, что постоянное поле увеличивает долю излучения из-за неравновесных фононов относительно неравновесного фонового излучения, в частности, до 0.8 и 0.43 в двух разных спектральных интервалах для *n*-GaAs при времени фонон-фононной релаксации 10^{-11} с. Исследована также анизотропия излучения, возникающая благодаря наличию постоянного поля.

1. В последние годы интенсивно исследуются кинетические свойства квазичастиц в полупроводниках оптическими методами. Одним из основных методов, дающих возможность проследить кинетику неравновесных процессов, является метод комбинационного рассеяния (КР). Он используется, в частности, для исследования неравновесных фононов [1,2], время релаксации которых зависит не только от структуры решетки, но и от наличия примесей и от изотопного состава вещества [3-5]. Непосредственное взаимодействие света с оптическими фононами в эффекте КР возможно в силу законов сохранения энергии и импульса лишь для очень длинноволновых фононов, которые слабо влияют на кинетику свободных носителей заряда. Предпринимались попытки экспериментального обнаружения влияния неравновесных оптических фононов на внутризонное излучение электронов в полупроводниках в постоянном электрическом поле [6]. Однако прямая идентификация особенностей спектральной кривой интенсивности излучения с влиянием неравновесных фононов в таких экспериментах не всегда возможна, так как при разогреве электронов в постоянном поле нельзя для данного образца создать ситуацию, когда неравновесные фононы отсутствуют или не проявляют себя. В работах [7,8] исследовалось влияние неравновесных фононов на неравновесное внутризонное излучение электронов при наличии высокочастотного электро-

магнитного поля $E = E_0 \sin \Omega t$. В работе [8] была рассчитана спектральная зависимость отношения $\delta(\omega)$ внутризонного излучения электронов, обусловленного неравновесными полярными оптическими фононами (*po*-фононами), к остальному неравновесному излучению (фону). Внешнее высокочастотное поле приводит к разогреву электронов, увлекающих *po*-фононы, к непосредственной генерации неравновесных фононов при поглощении квантов $\hbar\Omega$, а также к изменению сечения электрон-фононного рассеяния из-за поглощения и излучения квантов внешнего поля. Было показано, что при $\omega < 2\Omega$ функция $\delta(\omega)$ имеет два максимума, обусловленных процессами излучения фотона $\hbar\omega$ с поглощением неравновесного фонона (первый максимум) и с поглощением неравновесного фонона вместе с квантом внешнего поля (второй максимум). Результаты расчетов показали, что основная часть неравновесных *po*-фононов возникает из-за отличия температуры электронов T_e от температуры решетки T . Рассчитанный в [8] эффект, не являясь малым ($\delta \simeq 0.5$ в первом и $\simeq 0.3$ во втором максимумах при времени фонов-фононной релаксации $\tau \simeq 10^{-11}$ с для *n*-GaAs), ограничен появлением в фоне двухквантовых процессов (при увеличении E_0) и излучением с участием примеси (при увеличении концентрации электронов $n_0 = n_{im}$, n_{im} — концентрация ионизованной примеси).

В данной работе рассматривается та же задача, но в условиях постоянного электрического поля E_c , которое обеспечивает наличие неравновесных фононов за счет разогрева электронов, одновременно приводя к анизотропии их функции распределения. При этом переменное поле считается негреющим и не создающим стационарной анизотропии в системе [8]. Зависимость $\delta(\omega)$ при $\omega < 2\Omega$ имеет также два максимума, обусловленных неравновесными *po*-фононами. Амплитуды максимумов составляют $\delta \simeq 0.8$ для первого и $\simeq 0.43$ для второго при $e \perp E_0 \perp E_c \perp e$ (e — вектор поляризации фотона $\hbar\omega$), а при $e \parallel E_c$ соответственно $\delta \simeq 0.55$ и $\simeq 0.28$ — при напряженности E_0 , на порядок меньшей, чем в [8]. Таким образом, постоянное поле приводит к существенной анизотропии эффекта и к увеличению δ в максимумах. Величина δ имеет также максимум при изменении E_c , так как с уменьшением E_c уменьшается количество неравновесных фононов, а с увеличением поля растет неравновесный тепловой фон из-за увеличения T_e . Последнее ведет также к уменьшению перепада между максимумами и минимумом $\delta(\omega)$. Увеличение доли излучения из-за неравновесных *po*-фононов при наличии постоянного поля может облегчить постановку возможного эксперимента для оценки времени фонов-фононной релаксации τ для тех фононов, которые интенсивно взаимодействуют с электронами. Отметим также, что в большинстве процессов излучения квантов $\hbar\omega$ при $\hbar\Omega \gg T$ и $\hbar\omega > T$ участвуют лишь электроны достаточно больших энергий, и это не дает возможности пользоваться приближением слабой анизотропии в функциях распределения электронов и фононов при расчете интенсивности этих процессов.

2. Известно, что при не малых концентрациях свободных носителей заряда стационарная часть их функции распределения с хорошей точностью аппроксимируется распределением Ферми-Дирака $f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}-\mathbf{k}_0})$, где

$$f_0(\varepsilon_{\mathbf{k}}) = \left[1 + \exp \frac{\varepsilon_{\mathbf{k}} - \mu}{T_e} \right]^{-1}, \quad \varepsilon_{\mathbf{k}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad (1)$$

$\hbar\mathbf{k}_0$ — дрейфовый импульс электронов в постоянном электрическом поле \mathbf{E}_c , μ — химический потенциал. Из кинетического уравнения в приближении слабой анизотропии стандартным образом получается система уравнений баланса энергии и импульса. Совместное решение этих уравнений с условием сохранения числа электронов и выражением для дебаевского радиуса r_D дает зависимости $T_e(E_c)$, $\mathbf{k}_0(\mathbf{E}_c, T_e)$, $\mu(T_e)$, $r_D(T_e)$. Подставляя (1) в кинетическое уравнение для фононов, учитывающее фонон-фононную релаксацию, и пренебрегая, как и выше, влиянием высокочастотного поля \mathbf{E} на стационарную часть функции распределения фононов N_q , получаем выражение, пригодное как для акустических (da), так и для оптических фононов,

$$N_q = N_T(\Omega_q) + \delta N(\tilde{\Omega}_q, y, x),$$

$$\delta N(\tilde{\Omega}_q, y, x) = \frac{\sigma(\tilde{\Omega}_q, y, x)}{1 + \sigma(\tilde{\Omega}_q, y, x)} \left[N_{T_e}(\tilde{\Omega}_q - 2\lambda k_0 y x) - N_T(\Omega_q) \right],$$

$$\sigma(\tilde{\Omega}_q, y, x) = \frac{\tau |g(q)|^2}{4\pi \hbar \lambda^3 T_e y} \ln \left| \frac{1 + \Phi_-(\tilde{\Omega}_q, y, x)}{1 + \Phi_+(\tilde{\Omega}_q, y, x)} \right|,$$

$$\Phi_{\pm}(\tilde{\Omega}_q, y, x) = \exp \left[\tilde{\mu} - \left(\frac{\tilde{\Omega}_q}{2y} \pm \frac{y}{2} - \lambda k_0 x \right)^2 \right], \quad (2)$$

где $g(q)$ — константа электрон-фононной связи, Ω_q — частота фонона, $N_T(\Omega_q)$ — распределение Бозе-Эйнштейна с температурой T и частотой Ω_q , $\lambda = \hbar/\sqrt{2mT_e}$, $y = \lambda q$, $\tilde{\mu} = \mu/T_e$, $\tilde{\Omega}_q = \hbar\Omega_q/T_e$, $x = \cos\theta$, θ — угол между \mathbf{k}_0 и \mathbf{q} . Из кинетического уравнения для фотонов, взаимодействующих с электронами в присутствии высокочастотного поля [7], когда длина свободного пробега фотонов больше размеров образца и имеется поле фотонов термостата температуры T , следует выражение для скорости генерации числа неравновесных фотонов $N(\mathbf{e}, \omega)$ из полупроводника [8]

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

где \mathbf{e} — вектор поляризации фотона, ω — его частота. С учетом распределения (1) функция $F(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0)$ приобретает следующий вид:

$$F(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{2\pi e^2 \hbar}{\varepsilon m^2 \omega^3} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2(\Delta) \sum_i \frac{(\mathbf{e}\mathbf{q})^2}{\tau_i} \times$$

$$\times \left[\left(N_{\mathbf{q}}^{(i)} + 1 \right) N_{T_e}(\tilde{\omega}_n + \tilde{\Omega}_q^{(i)} - 2\lambda k_0 y x) \sigma^{(i)}(\tilde{\omega}_n + \tilde{\Omega}_q^{(i)}, y, x) + \right.$$

$$\left. + N_{-\mathbf{q}}^{(i)} N_{T_e}(\tilde{\omega}_n - \tilde{\Omega}_q^{(i)} - 2\lambda k_0 y x) \sigma^{(i)}(\tilde{\omega}_n - \tilde{\Omega}_q^{(i)}, y, x) \right], \quad (3)$$

где $\tilde{\omega}_n = \hbar(\omega - n\Omega)/T_e = \tilde{\omega} - n\tilde{\Omega}$, τ_i — время фонон-фононной релаксации фононов i -й ветви, J_n — функция Бесселя первого рода, $\Delta = e\mathbf{E}_0\mathbf{q}/m\Omega^2$, индекс i нумерует типы рассеяния (для примесного рассеяния нужно положить $N_{\mathbf{q}}^{(i)}, \tilde{\Omega}_{\mathbf{q}}^{(i)} = 0$). В (3) функция распределения фононов $N_{\mathbf{q}}^{(i)}$ не задана.

Далее ограничимся рассмотрением полярного полупроводника и будем считать, что от равновесия отклоняются лишь po -фононы из-за их интенсивного взаимодействия с электронами. Кроме того, в (3) оставим лишь слагаемые до первого порядка по $\Delta^2 \ll 1$, т.е. учтем только одноквантовые процессы. При этом функция распределения фононов определяется формулой (2) с $\Omega_{\mathbf{q}} = \Omega_0$, $\delta N(y, x) \equiv \delta N(\tilde{\Omega}_0, y, x)$ и τ считается постоянным. Функция (3) разбивается на сумму слагаемых, соответствующих отдельным процессам излучения фотона $\hbar\omega$ ($i = po, da, im$ для рассеяния на оптических, акустических фононах и примеси соответственно),

$$F(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \sum_i \left[F_i(\omega, \mathbf{e}, 0) + \tilde{F}_i(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) \right] + F_p(\omega, \mathbf{e}, 0) + \tilde{F}_p(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0),$$

где тильда обозначает слагаемые, описывающие процессы излучения с участием кванта внешнего поля $\hbar\Omega$, а индекс p соответствует процессам с поглощением неравновесного po -фонона. Используя известные выражения для констант связи

$$|g_{po}(q)|^2 = \frac{2\pi e^2 \lambda^2 \hbar \Omega_0}{\tilde{\epsilon} y^2}, \quad |g_{da}(q)|^2 = \frac{\hbar \Lambda^2 y}{2\rho s \lambda},$$

$$|g_{im}(q)|^2 = Z^2 \frac{\pi^2}{\epsilon_0^2} e^4 \lambda^4 a^2 n_{im} \left(1 + \frac{ay^2}{4} \right)^{-2}, \quad \frac{1}{\tilde{\epsilon}} = \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0},$$

где $a = (2r_D/\lambda)^2$, eZ — заряд примесного центра, $\epsilon_0, \epsilon_\infty$ — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости решетки, ρ — плотность кристалла, s — скорость звука, Λ — константа деформационного потенциала, для процесса излучения электроном фотона при рассеянии на равновесных po - и da -фононах и ионизированных примесях находим

$$F_{po}(\omega, \mathbf{e}, 0) = \frac{\pi e^2 \hbar^2 \tilde{\Omega}_0 \beta}{\tilde{\epsilon} m} \int_0^\infty dy y \int_{-1}^1 dx C(x) \times$$

$$\times \left\{ \left[N_T(\Omega_0) + 1 \right] B(\tilde{\omega} + \tilde{\Omega}_0, y, x) - \left(\Omega_0 \rightarrow -\Omega_0 \right) \right\}, \quad (4)$$

$$F_{im}(\omega, \mathbf{e}, 0) = \left(\frac{\pi Z e^2 \lambda^2 a}{\epsilon_0} \right)^2 \beta n_{im} \int_0^\infty dy y^3 \left(1 + \frac{ay^2}{4} \right)^{-2} \int_{-1}^1 dx C(x) B(\tilde{\omega}, y, x), \quad (5)$$

$$F_{da}(\omega, \mathbf{e}, 0) = \frac{\hbar^2 \Lambda^2 \beta}{2\rho s \lambda} \int_0^\infty dy y^4 (e^{\gamma y} - 1)^{-1} \int_{-1}^1 dx C(x) \times \\ \times \left[e^{\gamma y} B(\tilde{\omega} + y\tilde{\gamma}, y, x) + B(\tilde{\omega} - y\tilde{\gamma}, y, x) \right]. \quad (6)$$

В этих формулах введены следующие обозначения:

$$\beta = e^2 / 8\pi^2 \hbar^2 \varepsilon m \omega^3 \lambda^6, \quad \gamma = \sqrt{2ms^2/T}, \quad \tilde{\gamma} = \sqrt{2ms^2/T_e},$$

$$B(\tilde{\omega}, y, x) = N_{T_e} (\tilde{\omega} - 2\lambda k_0 y x) \ln \left| \frac{1 + \Phi_-(\tilde{\omega}, y, x)}{1 + \Phi_+(\tilde{\omega}, y, x)} \right|,$$

$$C(x) = 1 - x^2 + (-1 + 3x^2) \left(\frac{\mathbf{e}\mathbf{E}_c}{E_c} \right)^2.$$

Выражения вида $(\Omega_0 \rightarrow -\Omega_0)$ здесь и далее означают предыдущее слабое с данной заменой. Для тех же процессов с поглощением и излучением кванта внешнего поля $\hbar\Omega$ получаем

$$\tilde{F}_{po}(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{\pi e^2 \hbar^2 \beta \alpha \Omega_0}{4\tilde{\varepsilon} m \Omega} \int_0^\infty dy y^3 \int_{-1}^1 dx \tilde{C}(x) \times \\ \times \sum_{n=1, -1} \left\{ [N_T(\Omega_0) + 1] B(\tilde{\omega}_n + \tilde{\Omega}_0, y, x) - (\Omega_0 \rightarrow -\Omega_0) \right\}, \quad (7)$$

$$\tilde{F}_{im}(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \left(\frac{\pi Z e^2 \lambda^2 a}{2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{\alpha \beta}{\tilde{\Omega}_0} n_{im} \int_0^\infty dy y^5 \left(1 + \frac{ay^2}{4} \right)^{-2} \times \\ \times \int_{-1}^1 dx \tilde{C}(x) \sum_{n=1, -1} B(\tilde{\omega}_n, y, x), \quad (8)$$

$$\tilde{F}_{da}(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{\hbar \Lambda^2 \beta \alpha}{8\rho s \lambda \tilde{\Omega}} \int_0^\infty dy y^6 (e^{\gamma y} - 1)^{-1} \int_{-1}^1 dx \tilde{C}(x) \times \\ \times \sum_{n=1, -1} \left[e^{\gamma y} B(\tilde{\omega}_n + \tilde{\gamma} y, y, x) + B(\tilde{\omega}_n - \tilde{\gamma} y, y, x) \right], \quad (9)$$

где

$$\alpha = e^2 E_0^2 / 2m \hbar \Omega^3,$$

$$\tilde{C}(x) = (1 - x^2)^2 \left[1 + 2 \left(\frac{\mathbf{e}\mathbf{E}_0}{E_0} \right)^2 \right] + (1 - x^2)(5x^2 - 1) \times \\ \times \left[\left(\frac{\mathbf{e}\mathbf{E}_c}{E_c} \right)^2 + \left(\frac{\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_c}{E_0 E_c} \right)^2 + 4 \left(\frac{\mathbf{e}\mathbf{E}_0}{E_0} \right) \left(\frac{\mathbf{e}\mathbf{E}_c}{E_c} \right) \left(\frac{\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_c}{E_0 E_c} \right) \right] + \\ + \left[4(3x^2 - 1) - 7(1 - x^2)(5x^2 - 1) \right] \left(\frac{\mathbf{e}\mathbf{E}_c}{E_c} \right)^2 \left(\frac{\mathbf{E}_0 \mathbf{E}_c}{E_0 E_c} \right)^2.$$

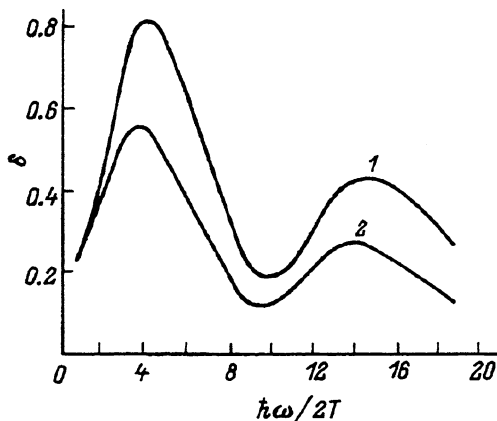


Рис. 1. Функция $\delta(\omega)$ при $n_0 = n_{im} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $E_0 = 10^4 \text{ В/см}$, $E_c = 850 \text{ В/см}$. $\mathbf{e} \perp \mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}_c$.
1 — $\mathbf{e} \perp \mathbf{E}_c$, 2 — $\mathbf{e} \parallel \mathbf{E}_c$.

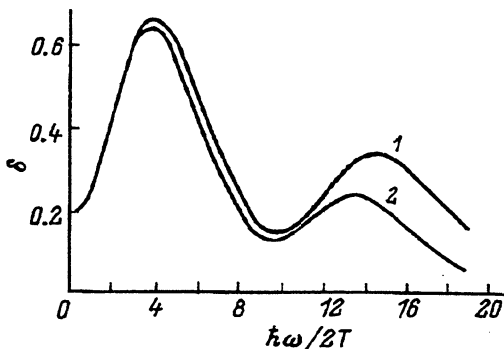


Рис. 2. Функция $\delta(\omega)$ для неполяризованного излучения $\boldsymbol{\kappa} \perp \mathbf{E}_c$. Расчетные параметры те же, что и на рис. 1.
1 — $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}_c$, $\boldsymbol{\kappa} \parallel \mathbf{E}_0$; 2 — $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{E}_c$.

Для процессов излучения электроном фотона $\hbar\omega$ с поглощением неравновесного ро-фонона и того же процесса с поглощением и излучением кванта внешнего поля находим

$$F_p(\omega, \mathbf{e}, 0) = \frac{\pi e^2 \hbar^2 \tilde{\Omega}_0 \beta}{\tilde{\epsilon} m} \int_0^\infty dy y \int_{-1}^1 dx C(x) \times \\ \times \left[\delta N(y, x) B(\tilde{\omega} + \tilde{\Omega}_0, y, x) + \delta N(y, -x) B(\tilde{\omega} - \tilde{\Omega}_0, y, x) \right], \quad (10)$$

$$\tilde{F}_p(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0) = \frac{\pi e^2 \hbar^2 \alpha \beta \Omega_0}{4 \tilde{\epsilon} m \Omega} \int_0^\infty dy y^3 \int_{-1}^1 dx \tilde{C}(x) \times \\ \times \sum_{n=1, -1} \left[\delta N(y, x) B(\tilde{\omega}_n + \tilde{\Omega}_0, y, x) + \delta N(y, -x) B(\tilde{\omega}_n - \tilde{\Omega}_0, y, x) \right]. \quad (11)$$

Отметим, что при $k_0 = 0$ зависимость от x в функциях $B(\tilde{\omega}, y, x)$ и $\delta N(y, x)$ отсутствует, интегрирование по x функций $C(x)$ и $\tilde{C}(x)$ приводит к исчезновению зависимости от \mathbf{E}_c , и в итоге (4)–(11) переходят в соответствующие функции в [8].

3. Численный расчет интегралов был проведен для n -GaAs с параметрами $m = 0.07 m_e$, $\Omega_0 = 5.52 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $\epsilon_\infty = 10.9$, $\epsilon_0 = 12.79$, $\Lambda = 7 \text{ эВ}$, $s = 5.22 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $\rho = 5.37 \text{ г/см}^3$ при $T = 80 \text{ К}$, $\Omega = 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. На рис. 1 представлена функция

$$\delta(\omega) = \frac{[F_p(\omega, \mathbf{e}, 0) + \tilde{F}_p(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0)] \exp(\hbar\omega/2T) + (\omega \rightarrow -\omega)}{\sum_i [F_i(\omega, \mathbf{e}, 0) + \tilde{F}_i(\omega, \mathbf{e}, \mathbf{E}_0)] \exp(\hbar\omega/2T) + (\omega \rightarrow -\omega)} \quad (12)$$

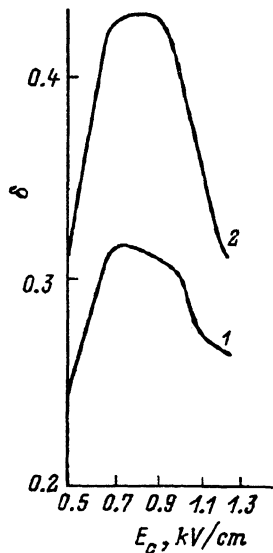


Рис. 3. Зависимости $\delta(E_c)$ для частот, соответствующих второму максимуму на рис. 1, 2. 1 — $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{E}_c \perp \mathbf{e}$, 2 — $\mathbf{e} \perp \mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}_c \perp \mathbf{e}$.

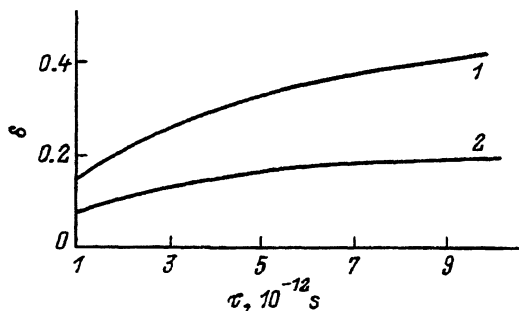


Рис. 4. Зависимости $\delta(\tau)$ для частот, соответствующих второму максимуму на рис. 1, 2 при $\mathbf{e} \perp \mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}_c \perp \mathbf{e}$. $E_0 = 10^4$ В/см; $E_c = 850$ В/см; n_0 , см^{-3} : 1 — 10^{17} , 2 — 10^{18} .

для $n_0 = n_{im} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $E_0 = 10^4$ В/см, $E_c = 850$ В/см, $\mathbf{e} \perp \mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}_c$, причем кривая 1 соответствует $\mathbf{e} \perp \mathbf{E}_c$, а кривая 2 — $\mathbf{e} \parallel \mathbf{E}_c$. Из вида кривых следует, что величина обоих максимумов $\delta(\omega)$ существенно зависит от поляризации излучаемых фотонов относительно направления постоянного поля. На рис. 2 изображены кривые $\delta(\omega)$ для неполяризованного излучения для тех же параметров при волновом векторе фотонов $\mathbf{x} \perp \mathbf{E}_c$: кривая 1 соответствует $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}_c$, $\mathbf{x} \parallel \mathbf{E}_0$ и лежит выше кривой 2, соответствующей $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{E}_c$. При этом в формуле (12) в числителе и знаменателе предполагается суммирование по двум взаимно перпендикулярным поляризациям фотонов. Первый максимум на этих рисунках зависит только от постоянного поля и на рис. 2 соответствует эксперименту [6]. Второй максимум зависит от величины и направления как постоянного, так и переменного полей и исчезает при малых E_0 . На рис. 3 приведены обсуждавшиеся в п.1 зависимости $\delta(E_c)$ для частот, соответствующих второму максимуму при вышеприведенных параметрах (кривая 1 — $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{E}_c \perp \mathbf{e}$, кривая 2 — $\mathbf{e} \perp \mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}_c \perp \mathbf{e}$). На рис. 4 показана зависимость $\delta(\tau)$ для частот, соответствующих второму максимуму при $\mathbf{e} \perp \mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}_c \perp \mathbf{e}$ и тех же параметрах при двух концентрациях, $n_0 = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1) и 10^{18} см^{-3} (кривая 2). Значительно более медленное изменение δ по сравнению с изменением τ следует из того, что при интегрировании δN значительный вклад в интеграл дает область, где $\sigma \gtrsim 1$, и эффективно множитель $\sigma/(1 + \sigma)$ в (2) изменяется в меньшей степени, чем τ . По той же причине кривая 2 лежит ниже кривой 1, так как F_{im} и \tilde{F}_{im} при повышении n_0 увеличивают фон быстрее, чем увеличивается эффективный вклад δN . На рис. 5 приведена спектральная зависимость величины

$$\eta = \left[\frac{\partial N(\mathbf{e} \parallel \mathbf{E}_c, \omega)}{\partial t} \right] / \left[\frac{\partial N(\mathbf{e} \perp \mathbf{E}_c, \omega)}{\partial t} \right]$$

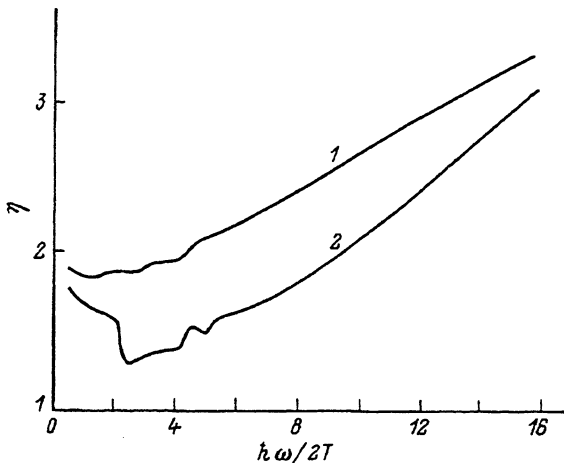


Рис. 5. Спектральная зависимость η без учета (1) и с учетом (2) неравновесных po -фононов.

$E_0 = 0$, $E_c = 10^3$ В/см, $n_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$.

при $E_0 = 0$, $E_c = 10^3$ В/см, $n_0 = 10^{17}$ см $^{-3}$. Кривая 1 соответствует отсутствию неравновесных po -фононов, а кривая 2 построена с их учетом. Явная анизотропия η иллюстрирует упоминавшийся в п.1 факт, что в процессах излучения использование теории возмущений по малому дрейфовому импульсу $\hbar k_0$ не является адекватным. Степень влияния неравновесных po -фононов определяется импульсной зависимостью δN . Так как количество неравновесных фононов с большими импульсами мало, при $\omega < \Omega_0$ и $\omega \gg \Omega_0$ их вклад в η уменьшается. Отметим, что при больших q и небольшой степени разогрева электронов может выполняться неравенство $\tilde{\Omega}_0 - 2\lambda^2 k_0 q > \hbar \Omega_0 / T$, приводящее к $\delta N < 0$, откуда следует, что анизотропия распределения po -фононов в постоянном поле при определенных условиях ведет к отрицательному их вкладу в неравновесное излучение.

Список литературы

- [1] D. von der Linde, J. Kuhl, H. Klingenberg. Phys. Rev. Lett., **44**, 1505 (1980).
- [2] J. Shah, R.C.C. Leite, J.F. Scott. Sol. St. Commun., **8**, 1089 (1970).
- [3] M. Cardona, C.H. Grein, H.D. Fuchs, S. Zoller. J. Non-Cryst. Sol., **141**, 257 (1992).
- [4] С.Н. Иванов, А.В. Таранов, Е.Н. Хазанов. ЖЭТФ, **99**, 1311 (1991).
- [5] А.Г. Козорезов, М.В. Красильников. ФТТ, **31**, 109 (1989).
- [6] Л.Е. Воробьев. ФТП, **8**, 1291 (1974).
- [7] Р.Х. Амиров, О.Г. Зудеев, В.А. Иванченко. ФТП, **18**, 1836 (1984).
- [8] Р.Х. Амиров, О.Г. Зудеев. ФТП, **26**, 592 (1992).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of a uniform electric field and nonequilibrium optical phonons on electron radiation in high-frequency electromagnetic field

R.Kh.Amirov, O.G.Zudeev

Saratov State University, Scientific-Research Institute for Mechanics and Physics, 410071
Saratov, Russia
