

МЕЖПОДЗОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГОРЯЧИХ ДЫРОК В Ge И НЕРАВНОВЕСНЫЕ ФОНОНЫ

Р. Х. Амиров, В. И. Гавриленко *

Научно-исследовательский институт механики и физики при Саратовском государственном университете, 410026, Саратов, Россия

* Институт прикладной физики Российской академии наук, Н. Новгород.

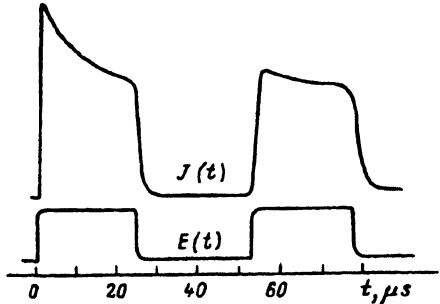
(Получена 22 июня 1992 г. Принята к печати 24 декабря 1992 г.)

С помощью двухимпульсной методики исследован характер разогрева кристаллической решетки p -Ge во время импульса сильного электрического поля при гелиевых температурах. Обнаружено влияние неравновесности фоновой системы на интенсивность l - h излучения дырок в $E \perp H$ полях. Показано, что эффект связан с неравновесными длинноволновыми акустическими фононами, излучаемыми тяжелыми дырками.

1. Известно, что неравновесные фононы оказывают существенное влияние на различные кинетические явления в полупроводниках [1], и в последнее время появилось большое количество работ, посвященных этому направлению. Изучается кинетика самих фононов [2-6], их влияние на релаксацию электронов и дырок [7, 8], воздействие неравновесных фононов на кинетику носителей заряда в сильных полях [9-11]. В настоящей работе исследуется характер разогрева кристаллической решетки p -Ge во время импульса сильного электрического поля. При низких температурах наложение поперечного магнитного поля $H \perp E$ приводит к накоплению легких дырок и к возгоранию спонтанного излучения в дальнем ИК диапазоне вследствие увеличения интенсивности излучательных l - h переходов (см., например, [12], рис. 1). При этом в течение импульса сильного электрического поля длительностью $\tau > 1$ мкс происходит адиабатический разогрев образца по температур T , существенно превышающих температуру гелиевой ванны, который приводит к падению интенсивности излучения в $E \perp H$ полях. Этот эффект связывался с уменьшением времени жизни легких дырок в области накопления вследствие роста интенсивности рассеяния на акустических фононах $\nu_{da} \sim T \cdot \mathcal{E}^{1/2}$ [12], однако вопрос о степени равновесности фоновой системы требовал специального исследования.

2. Для изучения характера разогрева кристаллической решетки p -Ge использовалась двухимпульсная методика измерений излучения горячих дырок в Ge [13, 14]. К образцу последовательно прикладывались два импульса напряжения, причем временной интервал Δt между ними можно было менять в широких пределах (рис. 1). В случае адиабатического равновесного характера разогрева интенсивность спонтанного излучения дырок в $E \perp H$ полях должна определяться только величиной тепловыделения в кристалле на момент наблюдения (соответствующее значение температуры $T(t)$ может быть рассчитано, исходя из известных экспериментальных данных по теплоемкости Ge [15]). На рис. 2 сплошной линией показана температурная зависимость интенсивности спонтанного излучения образца p -Ge в одиночном длинном импульсе электрического поля и представлены данные, полученные по двухимпульсной методике. Величина энергии, выделяемой в образце за время первого импульса, варьировалась путем

Рис. 1. Записи пары импульсов спонтанного излучения $J(t)$ горячих дырок в образце p -Ge в полосе приемника Ge (Ga) ($n_h = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $E \parallel [1\bar{1}0]$, $H \parallel [111]$), $E = 350 \text{ В/см}$, $H = 2.5 \text{ кЭ}$.



изменения его длительности и амплитуды. Видно, что все точки на графике легли несколько выше кривой, соответствующей разогреву в одиночном импульсе. Для выяснения причины этого расхождения методика опыта была видоизменена. К образцу прикладывались два строго одинаковых импульса напряжения от одного модулятора. Сравнивались интенсивности излучения в конце первого импульса и в самом начале второго при различных временных интервалах между ними (рис. 1). Было обнаружено, что интенсивность излучения в начале второго импульса $J^{(2)}$ больше, чем в конце первого, что согласуется с результатами, представленными на рис. 2. Зависимость интенсивности $J^{(2)}$ от времени между импульсами представлена на рис. 3. Видно, что имеются два временных масштаба изменения $J^{(2)}$. За время порядка 100 мкс происходит быстрый рост $J^{(2)}$, а затем около 1 мс интенсивность излучения в начале второго импульса практически не изменяется. Последующий плавный рост интенсивности $J^{(2)}$ связан с медленным остыванием образца в гелиевой ванне. Время полного остывания, за которое интенсивность $J^{(2)}$ выходит на уровень интенсивности в начале первого импульса, составляет около 100 мс, что хорошо согласуется с данными по среднему теплоотводу в жидкий гелий [16]. Таким образом, быстрый подъем интенсивности излучения в начале второго импульса, наблюдающийся в первые несколько десятков микросекунд после окончания первого импульса, не может быть объяснен остыванием образца, поскольку для последнего процесса характерны совершенно иные временные масштабы.

3. Сильно неравновесное распределение горячих дырок в Ge, формирующееся в условиях их динамического разогрева в сильных электрических полях при низких температурах $T \ll \hbar\omega_0$ ($\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона), будет приводить к «возмущению» фононной системы в кристалле, которое в свою очередь должно отразиться на функции распределения легких дырок. Можно

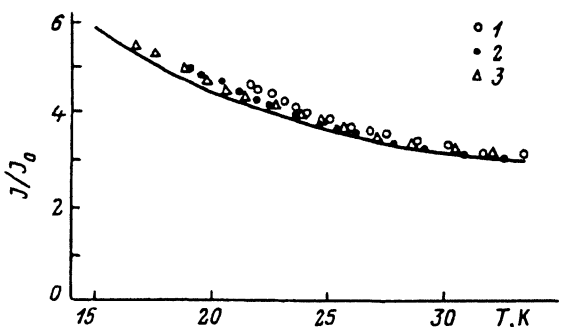


Рис. 2. Температурная зависимость интенсивности спонтанного излучения горячих дырок в образце p -Ge в полосе приемника Ge (Ga) ($n_h = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $E \parallel [1\bar{1}0]$, $H \parallel [111]$, $E = 0.62 \text{ кВ/см}$, $H = 5.0 \text{ кЭ}$), рассчитанная по форме одиночного импульса излучения длительностью $\tau = 40 \text{ мкс}$ (сплошная линия) и определенная по форме второго импульса при использовании двухимпульсной методики (значки 1—3). Параметры первого импульса: E , В/см: 1 — 330, 2 — 165, 3 — 165. τ , мкс: 1 — 15, 2 — 18, 3 — 5.

выделить два основных механизма генерации неравновесных акустических фононов в p -Ge в сильных электрических полях: распад оптических фононов и последующих поколений акустических фононов и «увлечение» акустических фононов горячими дырками. Основным механизмом релаксации энергии горячих дырок является спонтанное излучение оптических фононов (do), которые распадаются на коротковолновые акустические фононы (da) по обычной цепочке $do \rightarrow 2da \rightarrow 4da \rightarrow \dots$. Необходимо несколько стадий распада акустических фононов [17], прежде чем они смогут взаимодействовать с горячими дырками, распределение которых в основном локализовано при $\mathcal{E} < \hbar\omega_0$. По оценкам на это потребуется время $t \leq 10$ пс. Поэтому естественно ожидать, что после термализации этих фононов частота рассеяния дырок на них увеличится, что должно привести к падению интенсивности l - h излучения в начале второго импульса при увеличении времени задержки. То обстоятельство, что экспериментально наблюдается обратная картина: интенсивность $J^{(2)}$ возрастает (рис. 3), заставляет предположить, что эффект связан с какими-то другими процессами в фононной системе.

В настоящей работе на основе кинетических уравнений для дырок и фононов рассчитана относительная интенсивность спонтанного l - h излучения в различные моменты времени t в течение первого импульса поля (первая стадия), а также в момент включения второго импульса (вторая стадия). Анализ полученных выражений показывает, что обнаруженный экспериментально эффект можно объяснить увлечением длинноволновых акустических фононов тяжелыми дырками, т. е. увеличением числа da фононов за счет непосредственной генерации горячими носителями вследствие электрон-фононного взаимодействия. На первой стадии рост числа da фононов уменьшает накопление легких дырок, сдвигая динамическое равновесие между подзонами. На второй стадии «остывание» неравновесных длинноволновых фононов за время между импульсами как из-за взаимодействия с дырками, так и из-за фонон-фононной релаксации приводит к увеличению концентрации легких дырок n_l и, следовательно, к росту интенсивности излучения в начале второго импульса.

4. Будем предполагать, что интенсивность излучения при прямых l - h переходах пропорциональна концентрации легких дырок n_l .¹ Баланс числа легких дырок определяется кинетическим уравнением для их функции распределения $f_l(\mathbf{k})$ (\mathbf{k} — волновой вектор; $i \equiv da, do$; индекс im — нумерует типы рассеяния)

$$\frac{\partial f_l(\mathbf{k})}{\partial t} + \frac{1}{\hbar} \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f_l(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} = \sum_i I_i^{(l)} + \sum_i [I_i^{(hl)} - I_i^{(lh)}], \quad (1)$$

где \mathbf{F} — сила внешнего поля, $I_i^{(l)}$ — интегралы столкновений при внутриволновом рассеянии, имеющие стандартный вид. Интегралы с индексами (lh) и (hl) пропорциональны в состоянии \mathbf{k} переходов легких дырок из состояния \mathbf{k} в l -подзону и тяжелых дырок в состояние \mathbf{k} l -подзону соответственно. Они имеют следующую форму: $[f_n(\mathbf{k})]$ — функция распределения тяжелых дырок, $N_i(\mathbf{q})$ — функция распределения фононов i -го типа]:

$$I_i^{(lh)} = \frac{2\pi}{\hbar} f_l(\mathbf{k}) \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} |g_i(\mathbf{q})|^2 \{ [N_i(-\mathbf{q} + 1) \delta[\mathcal{E}_l(\mathbf{k}) - \mathcal{E}_h(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - \hbar\Omega_i] + N_i(\mathbf{q}) \cdot \delta[\mathcal{E}_l(\mathbf{k}) - \mathcal{E}_h(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + \hbar\Omega_i] \}, \quad (2)$$

¹ Спонтанное излучение горячих дырок в Ge обусловлено как прямыми l - h переходами, так и непрямыми внутриволновыми переходами при рассеянии дырок на оптических фононах, однако в рассматриваемых условиях (рис. 1) вкладом второго механизма в излучение можно пренебречь [18].

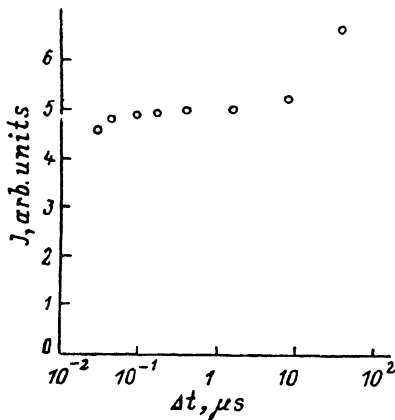


Рис. 3. Зависимость интенсивности J спонтанного излучения горячих дырок в образце p -Ge в полосе приемника Ge(Ga) в начале второго импульса $f^{(2)}$ от времени между импульсами Δt (двухимпульсная методика, см. рис. 1).

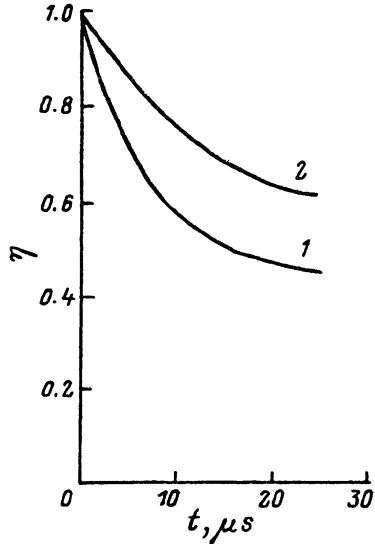


Рис. 4. Временная зависимость относительной интенсивности спонтанного излучения η в течение действия первого импульса электрического поля (1) и осциллограмма (см. рис. 1) первого импульса излучения (2).

$$I_i^{(h\Omega)} = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} |g_i(q)|^2 \{ [N_i(q+1)] \delta [\mathcal{E}_i(k) - \mathcal{E}_b(k+q) + \hbar\Omega_i] + N_i(-q) \cdot \delta [\mathcal{E}_i(k) - \mathcal{E}_b(k+q) - \hbar\Omega_i] \} \cdot f_b(k+q). \quad (3)$$

Здесь для do рассеяния $\Omega_i = \omega_0$, для da рассеяния $\Omega_i = sq$, для примесного рассеяния $\Omega_i = 0$ и $N_i = 0$, $\mathcal{E}_{i,b}(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_{i,b}$, а также $|q_{do}|^2 = D^2 \hbar / 2\rho\omega_0$, $|q_{da}|^2 = \Lambda^2 \hbar q / 2\rho s$, $|q_{im}|^2 = n_{im} T_b^2 / n_b^2 [1 + (qr_D)^2]^2$ — соответствующие константы связи, в которых ρ — плотность, s — скорость звука, D и Λ — константы деформационного потенциала для do и da рассеяния, n_b — концентрация тяжелых дырок, T_b — их температура, $r_D^2 = \epsilon T_b / 4\pi e^2 n_b$, ϵ — диэлектрическая проницаемость решетки. Для качественного рассмотрения влияния неравновесности акустических фононов на интенсивность l - h излучения в $E \perp H$ полях можно аппроксимировать распределение тяжелых дырок максвелловской функцией с температурой T_b . Тогда с учетом того, что $\bar{f}_b(k) = f_b[\mathcal{E}_b(k)]$, интегралы (2) ÷ (3) можно представить в следующей форме:

$$I_i^{(h\Omega)} = f_b[\mathcal{E}_i(k)] \bar{\nu}_i^{(h\Omega)}, \quad I_i^{(l\Omega)} = \bar{f}_i(k) \bar{\nu}_i^{(l\Omega)},$$

а также вычислить $\bar{\nu}_i^{(h\Omega)}$ и $\bar{\nu}_i^{(l\Omega)}$, которые оказываются изотропными по k из-за изотропности da фононов, увлекаемых тяжелыми дырками.

Проинтегрируем (1) по пассивной области Δ импульсного пространства [$k < k_0 = (2m_i\omega_0/\hbar)^{1/2}$], в которой в основном локализованы легкие дырки. При этом интегралы от $I_{do}^{(h\Omega)}$ и $I_{im}^{(h\Omega)}$ равны нулю, так как эти процессы рассеяния не меняют n_l . Поглощение do фононов легкими дырками экспоненциально мало, а излучение внутри пассивной области невозможно. Таким образом, получаем

$$\frac{\partial n_l(t)}{\partial t} = - \sum_i \int_{\Delta} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} [I_i^{(hl)} - I_i^{(lh)}] = n_b \nu_{hl} - n_l \nu_{lh},$$

$$n_b \nu_{hl} = \sum_i \int_{\Delta} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} I_i^{(hl)}, \quad n_l \nu_{lh} = \sum_i \int_{\Delta} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} I_i^{(lh)}. \quad (4)$$

В (4) сделано допущение, что легкие дырки равномерно заполняют Δ -область. Величины ν_{hl} и ν_{lh} таким образом есть частоты перехода тяжелых дырок в Δ -область l -подзоны и легких дырок из Δ -области в подзону тяжелых дырок соответственно. ν_{hl} , ν_{lh} и n_b зависят от времени через величины $T_b(t)$, $T(t)$ и функцию распределения da фононов $N(q, t)$, характерные времена изменения которых намного больше характерных обратных частот (4). В результате имеют место соотношения

$$\nu_{hl}^{-1} \frac{d}{dt} \left(\frac{\nu_{hl}}{\nu_{lh}} \right) \ll 1, \quad \nu_{lh}^{-1} n_b^{-1} \frac{dn_b}{dt} \ll 1.$$

С учетом этих неравенств при $t \gg \nu_{hl}^{-1}, \nu_{lh}^{-1}$ точное решение уравнения (4) сводится к выражению

$$n_l(t) = n_b(t) \frac{\nu_{hl}(t)}{\nu_{lh}(t)} = n \cdot \frac{\nu_{hl}(t)}{\nu_{lh}(t) + \nu_{hl}(t)}, \quad (5)$$

что эквивалентно равенству $\partial n_l / \partial t \approx 0$ в выражении (4), т. е. концентрация легких дырок безынерционно следует за изменением параметров $T_b(t)$, $T(t)$ и $N(q, t)$. Таким образом, вычисление $n_l(t)$ (а следовательно, и относительной интенсивности l - h излучения) сводится к отысканию временных зависимостей $T_b(t)$, $T(t)$ и $N(q, t)$ для обеих стадий.

5. $T_b(t)$ может быть найдена из уравнения баланса энергии, следующего из кинетического уравнения для тяжелых дырок:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_h}{\partial t} = jE - \left(\frac{2}{\pi} \right)^{3/2} \frac{(m_b T_h)^{3/2}}{6p\hbar^3} \left\{ \frac{2m_b \Lambda^2}{\hbar} \int_0^{\infty} dx x^3 e^{-(x/2 - \sigma)^2} [(N(x/\lambda, t) + 1) \times \right. \\ \left. \times e^{-2 \times \sigma} - N(x/\lambda, t)] + \frac{D^2 \gamma^2}{\omega_0} K_1(\gamma/2) [(N_0 + 1) e^{-\gamma/2} - N_0 e^{-\gamma/2}] \right\}, \\ jE = \frac{2e^2 E^2}{3m_b} \left(\sum_i \nu_i \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь N_0 — равновесная функция распределения do фононов (при $T \ll \hbar\omega_0$, $N_0 \ll 1$), частоты столкновений ν_{do} и ν_{im} имеют стандартный вид,

$$\begin{aligned} \nu_{do} = \frac{3\Lambda^2 m_b T_h}{2\pi^{3/2} \rho s \hbar^4} e^{-\sigma^2} \int_0^{\infty} dx \cdot x^3 e^{-x^2/4} \{ [N(x/\lambda, t) + 1] (x/2 + \sigma) e^{-x\sigma} + \\ + N(x/\lambda, t) (x/2 - \sigma) e^{x\sigma} \}, \end{aligned}$$

$\lambda = \hbar / (2m_b T_h)^{1/2}$, $\sigma = (m_b s^2 / 2T_h)^{1/2}$, $\gamma = \hbar\omega_0 / T_h$, K_n — модифицированная функция Бесселя (функция Макдональда). Медленное изменение $N(q, t)$ и $T(t)$ по сравнению с энергетической частотой релаксации тяжелых дырок приводит к $\partial T_h / \partial t \approx 0$ в выражении (6) по тем же соображениям, что и при выводе (5). В

сильном электрическом поле $T_b > T$ и $\exp(-\hbar\omega_0/T_b) > \exp(-\hbar\omega_0/T)$, откуда следует, что величины в (6), отвечающие за релаксацию дырок на do фононах, не зависят от температуры решетки, и T_b слабо меняется при изменениях ν_{α} , обусловленных зависимостью $N(t)$. В условиях описанного выше эксперимента ($E = 350$ В/см, $n = 7 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$) получаем $T_b \approx 104$ К.² Учет временной зависимости ν_{α} приводит к изменению T_b не более чем на 6% за время действия импульса поля длительностью 25 мкс, что позволяет считать $T_b = \text{const}$ при включенном электрическом поле. Полученное значение T_b хорошо согласуется с результатами численного расчета средней энергии тяжелых дырок при стриминге методом Монте-Карло [19].

6. Длинноволновые продольные da фононы (la) взаимодействуют с поперечными длинноволновыми da фононами (ta) и с коротковолновыми da фононами (sa). la и ta фононы имеют числа заполнения $N_l, N_t > 1$, поэтому вероятность трехфононных процессов их взаимного перемешивания пропорциональна N^3 [20]. Для sa фононов $N_s < 1$, и процессы взаимодействия la и ta фононов с sa фононами пропорциональны N_l или N_t . Отвлекаясь от импульсной зависимости матричных элементов фонон-фононного взаимодействия, будем считать, что время «перемешивания» (τ_l) la и ta фононов намного меньше времени релаксации (τ_s) la и ta фононов на sa фононах. Будем также считать, что время релаксации la фононов на тяжелых дырках $\tau_p \ll \tau_s$. Тогда в случае $\tau_p \ll \tau_l$ кинетическое уравнение для числа la фононов, взаимодействующих с тяжелыми дырками, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial N(q, t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_p} \left[1 - \frac{N(q, t)}{N_b(t)} \right],$$

$$\tau_p^{-1} = \frac{n_b \Lambda^2}{\rho s \hbar} \sqrt{\frac{\pi m_b}{2T_b}} \exp \left[-\frac{\hbar^2}{2m_b T_b} \left(\frac{q}{2} + \frac{m_b s}{\hbar} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где $N_b(t)$ — равновесное распределение с температурой $T_b(t)$. Противоположный предельный случай $\tau_l \ll \tau_p$ приводит к перемешиванию la и ta фононов с образованием общей температуры T_p . Уравнение для T_p получается из кинетического уравнения путем умножения на энергию фонона и интегрирования по волновым векторам длинноволновых фононов. Уравнение (7) имеет решение

$$N(q, t) = N^*(q) \exp \left[-\int_0^t \frac{dt'}{\tau_p(t') N_b(t')} \right] + \int_0^t \frac{dt'}{\tau_p(t')} \exp \left[\int_t^{t'} \frac{dt''}{\tau_p(t'') N_b(t'')} \right], \quad (8)$$

которое при $T_b = \text{const}$ (и, следовательно, $\tau_p = \text{const}$ и $N_b = \text{const}$) приобретает следующий вид:

$$N(q, t) = [N^*(q) - N_b] e^{-t/\tau} + N_b, \quad \tau = \tau_p N_b. \quad (9)$$

Аналогично находится зависимость $T_p(t)$.

7. На рис. 4 представлены временная зависимость относительной интенсивности спонтанного излучения в течение действия первого импульса электрического поля $\eta(t) = n_l(t)/n_l(0)$, где $n_l(t)$ дается выражением (5) (кривая 1) и осциллограмма первого импульса излучения с рис. 1 (кривая 2). При расчете $n_l(t)$ использовались временные зависимости $\nu_{nl}(t)$ и $\nu_{lb}(t)$, полученные с использованием выражения (9). Для вычисления $N(q, t)$ между импульсами поля

² Использовались следующие значения параметров p -Ge: $\Lambda = 5.7$ эВ, $D = 1.19 \cdot 10^9$ эВ/см, $\hbar\omega_0/k_B = 430$ К, $\rho = 5.33$ г/см 3 , $\varepsilon = 16$, $s = 5.4 \cdot 10^5$ см/с, $m_l = 0.043 m_0$, $m_b = 0.34 m_0$.

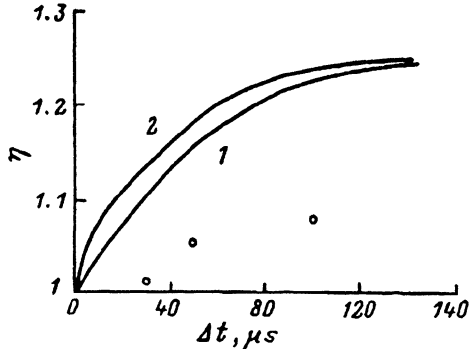


Рис. 5. Зависимость относительной интенсивности излучения η (Δt) от момента начала второго импульса электрического поля при различных временах его задержки Δt относительно конца первого импульса. 1 — расчет, точки — экспериментальные данные, представленные на рис. 3; 2 — осциллограмма второго импульса излучения.

необходимо пользоваться формулой (8), поскольку на этой стадии следует учитывать зависимость $T_b(t)$. В промежутке между импульсами тяжелые дырки служат переносчиком энергии от «разогретых» la фононов через do в резервуар коротковолновых da фононов, т. е. в течение этого времени в уравнении (6) важны все величины, так как $jE=0$. При этом начальное значение $N^*(q)$ для (8) находится из решения (9) при $T_b \approx 104$ К в момент окончания первого импульса поля $t = 25$ мкс. Расчет $T_b(t)$ и $N(q, t)$ по формулам (6), (8) позволяет определить $\eta(\Delta t)$ для момента начала второго импульса электрического поля при различных временах Δt его задержки относительно конца первого импульса. Соответствующие результаты представлены на рис. 5 (кривая 1 — расчет, точки — экспериментальные данные с рис. 3).

Большой по сравнению с экспериментом спад интенсивности излучения на первой стадии (рис. 4) и большой ее результирующий подъем на второй стадии (рис. 5) можно объяснить сделанным в п. 6 допущением о малости отдачи энергии длинноволновыми da фононами в резервуар коротковолновых акустических фононов ($\tau_s \rightarrow \infty$). Аналогичный расчет был выполнен в приближении фононной температуры (п. 6) для другого предельного случая $\tau_l \ll \tau_p$. Для первой стадии температурная модель дает результат, отличающийся от кривой 1 на рис. 4 менее чем на 1%. Второй стадии этой модели соответствует кривая 2. Таким образом, качественно обе модели объясняют как ход кривых относительной интенсивности излучения, так и характерные времена процессов на обеих стадиях появлением и релаксацией неравновесных длинноволновых акустических фононов.

Авторы благодарны В. Н. Гусятникову за проведение некоторых численных расчетов и А. Л. Короткову и В. В. Никонорову за помощь при измерении спонтанного излучения p -Ge.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] R. G. Ulbrich, J. de Phys., 42, suppl., 423 (1981).
- [2] Д. В. Казаковцев, И. Б. Левинсон. ЖЭТФ, 88, 2228 (1985).
- [3] D. V. Kazakovtsev, Y. V. Levinson. Phys. St. Sol. (b), 136, 425 (1986).
- [4] Д. В. Казаковцев, А. А. Максимов, Д. А. Пронин, И. И. Тартаковский. Письма ЖЭТФ, 49, 52 (1989); ЖЭТФ, 98, 1465 (1990).
- [5] P. Lugli. Sol. St. Electron, 31, 667 (1988).
- [6] V. K. Ridley, R. Gupta. Phys. Rev. B, 43, 4939 (1991).
- [7] С. Е. Кумеков, В. И. Перель. ЖЭТФ, 94, 346 (1988).
- [8] P. Bordone, C. Jacoboni, P. Lugli, L. Reggiani, P. Kocevar. J. Appl. Phys., 61, 1460 (1987).

- [9] M. Rieger, P. Kocsevar, P. Bordone, P. Lugli, L. Reggiani. Sol. St. Electron., 31, 687 (1988).
- [10] Ф. Т. Васько. ФТТ, 19, 3279 (1977).
- [11] Э. М. Эпштейн. Изв. вузов СССР. Радиофизика, 18, 785 (1975).
- [12] V. I. Gavrilenko, A. L. Korotkov, Z. F. Krasil'nik, V. V. Nikonorov. Opt. Quant. Electron., 23, S163 (1991).
- [13] V. I. Gavrilenko, A. L. Korotkov, Z. F. Krasil'nik, V. V. Nikonorov, S. A. Pavlov. Sol. St. Electron., 31, 755 (1988).
- [14] А. А. Андронов, А. М. Белянцев, В. И. Гавриленко, Е. П. Додин, З. Ф. Красильник, В. В. Никоноров, С. А. Павлов, М. М. Шварц. ЖЭТФ, 90, 367 (1986).
- [15] P. Flubacher, A. I. Leadbetter, I. A. Morrison. Phil. Mag., 4, 273 (1959).
- [16] Э. И. Заварицкая. ФТТ, 11, 3009 (1960).
- [17] Д. В. Казаковцев, И. Б. Левинсон. Письма ЖЭТФ, 27, 194 (1978).
- [18] Л. В. Берман, В. И. Гавриленко, З. Ф. Красильник, В. В. Никоноров, С. А. Павлов, А. П. Чеботарев. ФТП, 19, 369 (1985).
- [19] T. Kurosawa, H. J. Maeda. J. Phys. Soc. Japan, 31, 668 (1971).
- [20] В. Л. Гуревич. Кинетика фононных систем. М. (1980).

Редактор Т. А. Полянская
