ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ФОТОНАКАЧКЕ

Генкин Г. М., Окомельков А. В., Токман И. Д.

С помощью численного решения нестационарного кинетического уравнения и уравнений баланса энергии рассмотрен процесс формирования вырожденных неравновесных распределений носителей при интенсивной межзонной фотонакачке в узкощелевых полупроводниках. Учтено влияние принципа Паули на механизмы рассеяния электронов. Получено уравнение, описывающее кинетику фотоэлектронов с учетом эффектов вырождения. Получено выражение для интеграла столкновений для электрон-электронных рассеяний в изотропном случае с учетом принципа Паули. Показано, что в соединениях типа $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \geqslant 0.17$) при интенсивностях фотонакачки $I \sim 10^2$ Вт/см^2 и низких температурах кристалла в диапазоне длин волн $\lambda \simeq 12 \div 40$ мкм имеется усиление с максимальным значением коэффициента усиления порядка 10^3 см$^{-1}$.

1. Исследование поведения неравновесных носителей в полупроводниках представляет большой интерес в плане как общефизическом (неравновесные системы), так и прикладном (возможность создания активных систем). Изучению электронов (дырок) при оптическом межзонном возбуждении посвящен ряд работ (см., например, [1, 2]), однако при этом рассматривались невырожденные неравновесные носители. Между тем при достаточно большой интенсивности межзонной накачки фотоносители могут быть вырожденными, что может приводить к инверсии населенностей на излучательных межзонных переходах.

В настоящей работе исследована кинетика неравновесных фотоносителей в узкощелевых полупроводниках типа $Cd_xHg_{1-x}Te$ и показано, что в таких материалах имеет место инверсия населенностей на межзонных переходах с положительным полным коэффициентом усиления в инфракрасном диапазоне.

2. Рассмотрим межзонную фотонакачку на частоте ω такой, что

$$\hbar\omega - \varepsilon_g \gg \hbar\omega_0, \tag{1}$$

где ω_0 — частота оптического фонона, ε_g — ширина запрещенной зоны. При этом начальная энергия фотоэлектронов $\varepsilon_e \gg \hbar\omega_0$, тогда как энергия фотодырок $\varepsilon_h = \varepsilon_e m_e/m_h$ может быть меньше $\hbar\omega_0$, так как $m_e/m_h \ll 1$ в данных кристаллах, где m_e (m_h) — эффективная масса электрона (дырки). Основным механизмом энергетической релаксации для фотоэлектронов при низких температурах $T \ll \hbar\omega_0$ является спонтанное испускание оптических фононов. Для фотодырок при $\varepsilon_h < \hbar\omega_0$ основную роль в энергетической релаксации играет «гибридный» процесс [1] — дырочно-дырочное рассеяние совместно с испусканием оптического фонона.

Будем рассматривать узкощелевые полупроводники с $\varepsilon_g > \hbar\omega_0$ (для $Cd_xHg_{1-x}Te$ это соответствует $x > 0.17$), в которых рекомбинация носителей с участием оптического фонона невозможна, а потому время жизни τ_R, определяемое в этом случае в основном оже-рекомбинацией [3, 4], достаточно велико по сравнению с характерными временами энергетической релаксации носителей внутри зон. Вследствие большой величины времени жизни τ_R в масштабе характерных времен энергетической релаксации внутри каждой зоны и малой в силу малости параметра m_e/m_h частоты энергетической релаксации электронов из-за электронно-дырочного рассеяния распределения неравновесных носителей формируются за счет рассеяний носителей внутри соответствующих зон. Межзонный обмен при этом влияет лишь на полную концентрацию носителей.

3. Рассмотрим кинетику фотоэлектронов. Рекомбинационный член в интеграле столкновений благодаря «медленности» процессов рекомбинации по сравнению с внутризонными рассеяниями можно учесть феноменологически:

$$R(\varepsilon, f(\varepsilon, t)) = -f(\varepsilon, t)/\tau_R(\varepsilon), \tag{2}$$

для оже-рекомбинации τ_R (ε) — медленная функция [3, 4], $f(\varepsilon, t)$ — функция распределения электронов.

Будем считать, что источник фотонакачки имеет Гауссову форму и включается скачком в момент времени $t=0$:

$$I(\varepsilon, t, f(\varepsilon, t)) = I_0 \exp\left\{-\frac{(\varepsilon-\varepsilon_s)^2}{2\sigma_s^2}\right\} \Theta(t)\,[1-f(\varepsilon, t)], \tag{3}$$

где I_0, ε_s, σ_s определяются параметрами фотонакачки, $\Theta(t)$ — ступенчатая функция Хэвисайда. Множитель $[1-f(\varepsilon, t)]$ учитывает возможность вырождения носителей в области источника.

Интеграл столкновений, обусловленный спонтанным испусканием полярных оптических фононов, имеет вид

$$\mathrm{St}_{\mathrm{opt}} = \frac{4\pi}{\tau_{po}}\left\{\sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{\varepsilon+\hbar\omega_0}}\ln\left|\frac{\sqrt{\varepsilon}+\sqrt{\varepsilon+\hbar\omega_0}}{\sqrt{\varepsilon}-\sqrt{\varepsilon+\hbar\omega_0}}\right| f(\varepsilon+\hbar\omega_0, t)\,[1-f(\varepsilon, t)] - \right.$$
$$\left. -\sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{\varepsilon}}\ln\left|\frac{\sqrt{\varepsilon}+\sqrt{\varepsilon-\hbar\omega_0}}{\sqrt{\varepsilon}-\sqrt{\varepsilon-\hbar\omega_0}}\right| f(\varepsilon, t)\,[1-f(\varepsilon-\hbar\omega_0, t)]\,\Theta(\varepsilon-\hbar\omega_0)\right\}, \tag{4}$$

где $\tau_{po}^{-1} = (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_0^{-1})\, 2m_e e^2\omega_0/\hbar\sqrt{2m_e\hbar\omega_0}$ — частота рассеяния электронов на оптических фононах (см., например, [1]).

Электрон-электронные рассеяния будем описывать с помощью интеграла столкновений Ландау (см., например, [5]) с учетом вырождения носителей. Для интеграла электрон-электронных столкновений с учетом принципа Паули

$$\mathrm{St}_{ee}(p, f(p, t)) = \frac{1}{p^2}\frac{\partial}{\partial p}\left[p^2 s(p, f(p, t))\right] \tag{5}$$

получаем, что плотность потока импульса определяется формулой

$$s(p, f(p, t)) = \frac{16L}{3\pi}\frac{m_e e^4}{\hbar^3\varepsilon_\infty^2}\, p\int_0^\infty dp_1 p_1 \min^3(1, p_1/p)\times$$
$$\times\left\{f(p_1, t)\,[1-f(p_1, t)]\frac{1}{p}\frac{\partial f(p, t)}{\partial p} - f(p, t)\,[1-f(p, t)]\frac{1}{p_1}\frac{\partial f(p_1, t)}{\partial p_1}\right\}, \tag{6}$$

где L — кулоновский логарифм. В результате для интеграла столкновений получаем следующую формулу:

$$\mathrm{St}_{ee} = \frac{1}{\tau_{ee}}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left\{\varepsilon^{3/2}\int_0^\infty d\varepsilon_1 \min^3\left(1, \sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon}\right)\times\right.$$
$$\left.\times\left[f(\varepsilon_1, t)\,[1-f(\varepsilon_1, t)]\frac{\partial f(\varepsilon, f)}{\partial\varepsilon} - f(\varepsilon, t)\,[1-f(\varepsilon, t)]\frac{\partial f(\varepsilon_1, t)}{\partial\varepsilon_1}\right]\right\}. \tag{7}$$

Кинетическое уравнение для фотоэлектронов имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\varepsilon, t) = I(\varepsilon, t, f(\varepsilon, t)) + R(\varepsilon, f(\varepsilon, t)) + \mathrm{St}_{\mathrm{opt}}(\varepsilon, f(\varepsilon, t), f(\varepsilon\pm\hbar\omega_0, t)) + \mathrm{St}_{ee}(\varepsilon, f(\varepsilon, t)). \tag{8}$$

4. Уравнение (8) интегро-дифференциальное, типа уравнения нелинейной диффузии. Будем решать его численно с помощью методов конечных разностей (см., например, [6, 7]). Рассмотрим функцию распределения на сетке $f_{ij} = f(\varepsilon_i, t_j)$.

Для вычисления значений f_{ij} сначала мы вычисляем интегральные коэффициенты уравнения (8), после чего выполняем интегрирование на один шаг по времени с коррекцией. Длинноволновость вычисляемых функций (см. [6]) обеспечивалась сглаживанием по ε методом наименьших квадратов. Для устранения «разбалтывания» решения — нарастания коротковолновых флуктуаций с периодом порядка размера ячейки сетки — весьма эффективной, как отмечалось в [7], является симметризация разностной схемы по времени, при которой значение $f(\varepsilon_i, t_j)$ заменяется величиной

$$^1/_4\,\{f(\varepsilon_i, t_{j-1}) + 2f(\varepsilon_i, t_j) + f(\varepsilon_i, t_{j+1})\}.$$

Приведем полученные численные результаты.

На рис. 1 изображена начальная стадия эволюции функции распределения во времени после включения фотонакачки в момент времени $t=0$ (положение источника на всех рисунках отмечено стрелками). При малых t распределение

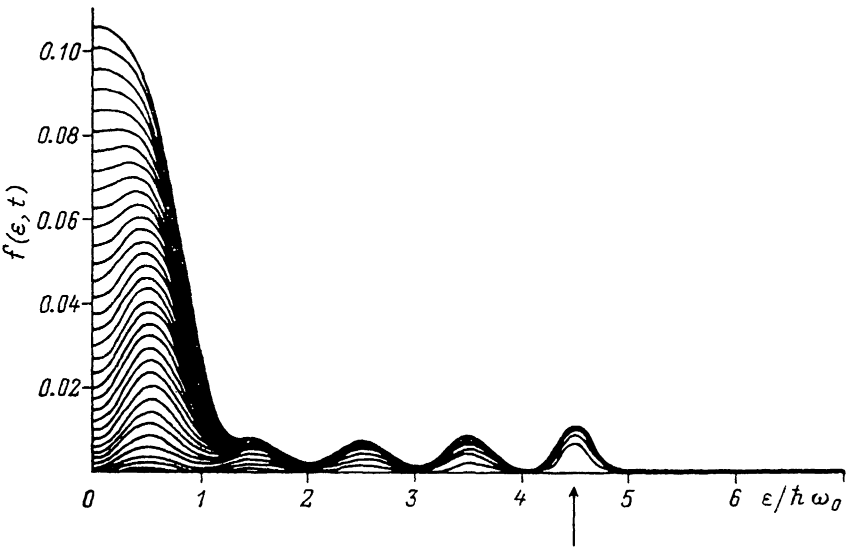


Рис. 1. Изменение функции распределения во времени в интервале $t/\bar{\tau}_{p_0}=0 \div 18$. Кривые построены через равные промежутки времени $\Delta t=\bar{\tau}_{p0}/2$.

электронов существенно нестационарно; по энергии оно осциллирует с характерным масштабом $\hbar\omega_0$. Электрон-электронное рассеяние сглаживает осцилляции функции распределения, вследствие чего ширина «горбов» вблизи дна зоны проводимости больше, чем в области источника. Заметим, что в области больших энергий довольно быстро (за время порядка $\bar{\tau}_{p0}$) устанавливается квазистационарное распределение. Из рис. 1 следует, что через время порядка $\bar{\tau}_{p0}\varepsilon_s/\hbar\omega_0$ в зоне проводимости формируются две группы носителей: квазистационарный осциллирующий «хвост» и термализованные электроны на дне зоны, для которых $\partial f(\varepsilon, t)/\partial\varepsilon < 0$.

На рис. 2 изображена эволюция функций распределения на больших промежутках времени. При небольшой интенсивности накачки (рис. 2, *а*) химический потенциал квазистационарного распределения μ_e, на которое выходит в результате эволюции функция $f(\varepsilon, t)$ через время порядка τ_R, меньше ε_s. Величина μ_e определяется балансом фотонакачки и рекомбинации и зависит от интенсивности фотонакачки и времени жизни неравновесных носителей. При большой интенсивности фотонакачки за время, меньшее τ_R, область фазового пространства $\varepsilon < \varepsilon_s$ оказывается заполненной, и дальнейшего увеличения концентрации неравновесных носителей не происходит, что обусловлено влиянием принципа Паули в области источника. В этом случае μ_e определяется лишь положением источника, т. е. частотой фотонакачки. Этот случай показан на рис. 2, *б*. Из рис. 2 видно, что наиболее быстрое изменение $f(\varepsilon, t)$ наблюдается на начальном этапе эволюции до тех пор, пока на дне зоны функция распределения не станет порядка единицы. Заметим, что квазистационарный хвост в функции распределения (рис. 1), где $f \sim 10^{-2}$, не виден в масштабе рис. 2. Тем самым функция распределения с течением времени приобретает квазифер-

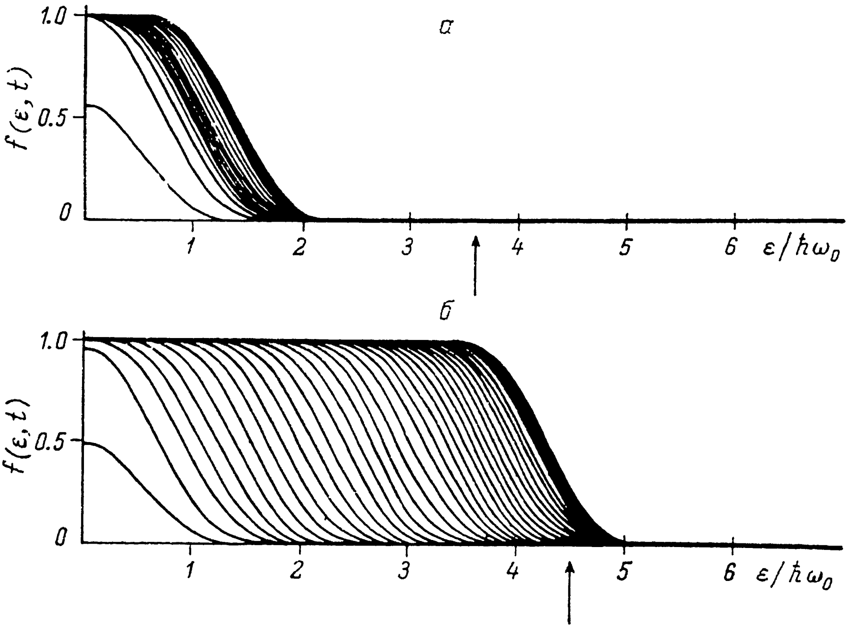
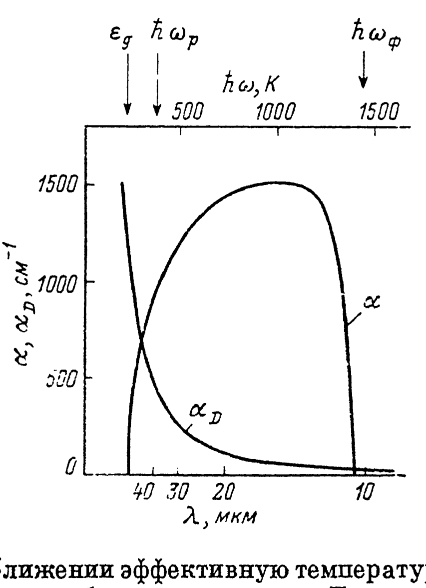


Рис. 2. Изменение функции распределения во времени.

a — в интервале $t/\tau_{p0}=(0\div 3)\cdot 10^3$; кривые построены через равные промежутки времени $\Delta t=100\ \tau_p$; интенсивность фотонакачки I_1; $б$ — $t/\tau_{p0}=(0\div 2)\cdot 10^3$; $\Delta t=50\tau_{p0}$; интенсивность фотонакачки $I_2 > I_1$.

миевский вид: подавляющее большинство фотоэлектронов термализовано и имеется еще малый ($f \sim 10^{-2}$) хвост.

Условие применимости нашего рассмотрения $\tau_R \gg \tau_{p0}$, τ_{ee}, тогда как соотношение между τ_{p0} и τ_{ee} произвольно и определяет лишь вид хвоста (при $\tau_{p0} > \tau_{ee}$ он гладкий, при $\tau_{p0} < \tau_{ee}$ — осциллирующий).



Из проведенного рассмотрения следует, что температурное размытие функции распределения порядка $\hbar\omega_0$ и вырожденное распределение фотоэлектронов реализуется при интенсивности фотонакачки, большей некоторой граничной.

5. Перейдем к рассмотрению фотодырок. Для дырок в силу их большой массы m_h частота дырочно-дырочного рассеяния при всех энергиях $\nu_{hh} \gg (\tau_{p0}^{h})^{-1}$, вследствие чего для них применимо температурное приближение. В этом при-

Рис. 3. Коэффициент усиления α и коэффициент поглощения свободного носителями α_D.

ε_g — ширина запрещенной зоны, ω_p — плазменная частота электронов, $\omega_ф$ — частота фотонакачки.

ближении эффективную температуру распределения можно определить из уравнения баланса энергии. Для температуры фотодырок получаем следующую формулу:

$$T_h \simeq \hbar\omega_0 \ln^{-1}\left\{\frac{\tau_R}{\tau_{hh}+\tau_{p0}^{h}}\,\frac{\hbar\omega_0}{\varepsilon_S}\,\frac{m_h}{m_e}\left(1+\frac{m_e}{m_h}\right)\right\}, \tag{9}$$

где сумма характерных времен $\tau_{hh}+\tau_{po}$ в (9) обусловлена «гибридным» механизмом релаксации энергии дырок — дырочно-дырочным рассеянием совместно со спонтанным испусканием оптического фонона (см. [1]). Существенной является логарифмическая зависимость T_h от всех параметров, кроме $\hbar\omega_0$. Логарифмическая зависимость T_h от параметров обеспечивает их слабую зависимость и от других «дополнительных» механизмов нагрева, таких как оже-рекомбинация и электронно-дырочное рассеяние.

6. Наличие вырожденных распределений неравновесных электронов обеспечивает существование инверсии населенностей на излучательных межзонных переходах. Коэффициент усиления на таких переходах на частоте ω определяется соотношением

$$\alpha(\omega)=\alpha_0(\omega)\,[f_e(\varepsilon_e)+f_h(\varepsilon_h)-1], \tag{10}$$

где $\hbar\omega=\varepsilon_g+\varepsilon_e+\varepsilon_h$, $\alpha_0(\omega)$ — коэффициент поглощения на межзонных переходах при температуре $T=0$. На частоте ω имеется и внутризонное поглощение свободными носителями, определяемое коэффициентом поглощения $\alpha_D(\omega)$. Поэтому усиление электромагнитной волны на частоте ω возможно лишь при положительности полного коэффициента усиления $\alpha_\Sigma(\omega)$, где

$$\alpha_\Sigma(\omega)=\alpha(\omega)-\alpha_D(\omega). \tag{11}$$

Пользуясь предыдущим рассмотрением, проведем расчеты (рис. 3) коэффициентов $\alpha(\omega)$ и $\alpha_D(\omega)$ для кристалла $Cd_{0.18}Hg_{0.82}Te$ при интенсивности накачки $I\sim100$ Вт/см^2 лазером на CO_2. По проведенным расчетам, в диапазоне длин волн $\lambda\simeq12\div40$ мкм (на частотах $\omega>\omega_p$, где ω_p — плазменная частота электронов) имеется усиление $\alpha_\Sigma>0$ с максимальным значением $\alpha_\Sigma^{max}\sim10^3$ см$^{-1}$.

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Андронову за стимулирующие обсуждения работы.

Литература

[1] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.
[2] Комолов В. Л., Яссиевич И. Н. — ФТП, 1974, т. 8, в. 6, с. 1125—1133.
[3] Dornhaus R., Nimtz G. — Sol. St. Phys., 1976, v. 78, p. 1—119.
[4] Gerhardts R. R., Dornhaus R., Nimtz G. — Sol. St. Electron., 1978, v. 21, N 11/12, p. 1467—1470.
[5] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. М., 1979. 528 с.
[6] Поттер Д. Вычислительные методы в физике. М., 1975. 392 с.
[7] Ландау Л. Д., Мейман Н. Н., Халатников И. М. Численные методы интегрирования уравнения в частных производных методом сеток, т. 2. М., 1969. 450 с.

Институт прикладной физики
АН СССР
Горький

Получена 1.12.1987
Принята к печати 2.06.1988