

ИНВЕРСИЯ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ПРИ НЕОМИЧЕСКОМ РАЗОГРЕВЕ В БЕСЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Генкин Г. М., Окомельков А. В.

Проведено теоретическое рассмотрение разогрева и изменения концентрации носителей в бесщелевых полупроводниках в постоянном электрическом поле. Функции распределения носителей в поле описываются в приближении эффективных параметров, величины которых определяются путем решения уравнений баланса энергии, электронейтральности и условия стационарности распределения. При этом учитывались электронно-дырочное рассеяние, релаксация дырок на акустических фононах и релаксация энергии носителей на оптических фононах. В широком интервале изменения электрических полей электроны оказываются вырожденными, а дырки — невырожденными. В слабых полях в бесщелевых полупроводниках дырки не находятся в термодинамическом равновесии с решеткой, и их температура T_h близка к температуре электронов T_e . Полученные теоретические результаты согласуются с экспериментальными данными по наблюдению неомических явлений в HgTe. Показано, что ограничение роста концентрации при увеличении электрического поля в сильных полях обусловлено взаимодействием электронов с оптическими фононами. Показано, что в бесщелевом полупроводнике в постоянном электрическом поле реализуются инвертированные распределения неравновесных носителей.

1. Неомические явления в бесщелевых полупроводниках наблюдаются при довольно слабых внешних электрических полях (эксперименты на HgTe [1, 2], теоретические рассмотрения разогрева носителей [2, 3]). Однако при теоретическом описании в [2, 3] не учтены весьма важные каналы релаксации энергии электронов и дырок, обусловленные оптическими фононами. Учет этого обстоятельства, как будет показано далее, позволяет полностью описать экспериментальные данные [2], объяснение которых не было найдено ранее. Проведенное нами рассмотрение показывает, что для горячих носителей в бесщелевых полупроводниках имеется инверсия населенностей между зонами электронов и тяжелых дырок. Однако на частотах, соответствующих таким переходам в диапазоне электрических полей $E \leq 100$ В/см, внутрizonное поглощение свободными носителями больше усиления на прямых межзонных переходах. В результате имеет место уменьшение коэффициента поглощения («просветление» среды).

2. Будем полагать, что симметричная часть функции распределения электронов и дырок в бесщелевых полупроводниках в электрическом поле описывается функциями распределения Ферми с неравновесными значениями температуры $T_{e(h)}$ и химического потенциала $\mu_{e(h)}$:

$$f_{e(h)}(\varepsilon_{e(h)}) = \left\{ \exp \left[\frac{\varepsilon_{e(h)} - \mu_{e(h)}}{T_{e(h)}} \right] + 1 \right\}^{-1}. \quad (1)$$

Для определения параметров распределений (1) воспользуемся уравнениями баланса энергии, электронейтральности и условием стационарности распределений (условие баланса для межзонных переходов). Последнее, следуя [2], записывается в виде

$$\left(\frac{dn}{dt} \right)_{e, h} = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} W(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \{ f_e(\mathbf{k}) [1 - f_e(\mathbf{k}_1)] [1 - f_e(\mathbf{k}_2)] [1 - f_h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)] - \\ - f_e(\mathbf{k}_1) f_e(\mathbf{k}_2) f_h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) [1 - f_e(\mathbf{k})] \}, \quad (2)$$

где первое слагаемое в фигурных скобках соответствует рождению пары (ударная ионизация), а второе — оже-рекомбинации. Отметим, что в рассматриваемом случае электрических полей $E \leq 30 \div 50$ В/см, по экспериментальным данным [2], концентрации носителей в HgTe не превышают $n \sim (1 \div 2) \cdot 10^{16}$ см⁻³, что соответствует уровню химического потенциала для электронов порядка 60 К, а для дырок — порядка 3 К, т. е. при низких температурах ($T \sim 4$ К) электронный газ вырожден, а дырки не вырождены. Кроме того, химический потенциал электронов $\mu_e < \hbar \omega_0$ ($T_e/\mu_e \ll 1$), где $\hbar \omega_0$ — энергия оптического фонона, поэтому рекомбинация с участием оптических фононов менее эффективна по сравнению с оже-рекомбинацией. После преобразований, приведенных в [2], формула (2) имеет вид

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{e,h} = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} W(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) f_e(\mathbf{k}) f_e(\mathbf{k}_1) f_e(\mathbf{k}_2) f_h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \times \\ \times \exp\left[\frac{\varepsilon_e(\mathbf{k}) - \mu_e}{T_e}\right] \left\{ \exp\left[\varepsilon_h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \left(\frac{1}{T_h} - \frac{1}{T_e}\right) - \frac{\mu_e}{T_e} - \frac{\mu_h}{T_h}\right] - 1 \right\}. \quad (3)$$

Условие стационарности концентрации $(dn/dt)_{e,h} = 0$ сводится к уравнению

$$\frac{3}{2} \left(1 - \frac{T_h}{T_e}\right) - \frac{\mu_e}{T_e} - \frac{\mu_h}{T_h} = 0, \quad (4)$$

при этом использовано то обстоятельство, что дырки не вырождены: $\bar{\varepsilon}_h \sim 3/2 T_h$. Следует отметить, что учет слагаемого $3/2 [1 - (T_h/T_e)]$ в формуле (4), малого по сравнению с μ_e/T_e (см. [3]) и вследствие этого опущенного в [2, 3], не существен для нахождения зависимости $n(E)$. Однако учет его оказывается принципиальным (см. далее) при рассмотрении вопроса о существовании инверсии населенностей на межзонном переходе электрон—тяжелая дырка.

Из соотношения (4) следует, что μ_e и μ_h имеют разные знаки, значит, если электроны вырождены, то дырки не вырождены. Это обусловлено тем, что один и тот же механизм (кулоновское взаимодействие) обуславливает как ударную ионизацию, так и рекомбинацию; в случае учета других механизмов рекомбинации такого типа соотношение, связывающее только уровни химического потенциала и температуры неравновесных распределений, не имеет места, и уравнения баланса числа частиц явным образом зависят от параметров механизма рекомбинации (см., например, учет рекомбинации с испусканием оптических фононов в [5]).

В дальнейшем будем рассматривать кристаллы HgTe n -типа (эксперименты в [1, 2] проводились на кристаллах этого типа). Следует отметить также, что в HgTe максимальная энергия [6] акцепторного состояния $\varepsilon_a \approx 2.2$ мэВ соответствует энергии Ферми для концентрации электронов $n_a \approx 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³; ввиду этого при больших концентрациях электронов ($n \geq 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³) акцепторные состояния являются ионизованными и поэтому не оказывают существенного влияния на баланс энергии и числа частиц в электронно-дырочной системе.

3. С учетом того, что отношение подвижностей электронов и дырок $\mu_e/\mu_h \sim \sim 10^{-2}$ и что вследствие этого джоулевым разогревом дырок можно пренебречь, полная система уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{e^2 \tau_e E^2}{m_e} = \frac{3m_e}{m_h} \frac{p}{n} \frac{T_e - T_h}{\tau_e} + \frac{\hbar \omega_0}{\tau_{P0}^e} \left\{ \exp\left(-\frac{\hbar \omega_0}{T_e}\right) - \exp\left(-\frac{\hbar \omega_0}{T}\right) \right\} \varphi\left(\frac{\mu_e}{\hbar \omega_0}\right), \quad (5)$$

$$\frac{3m_e}{m_h} \frac{p}{n} \frac{T_e - T_h}{\tau_e} = \frac{8\sqrt{2} \varepsilon^2 m_h^{3/2}}{\pi^{3/2} \hbar^4 \rho} T_h^{1/2} (T_h - T) + \frac{\hbar \omega_0}{\tau_{P0}^h} \left\{ \exp\left(-\frac{\hbar \omega_0}{T_h}\right) - \exp\left(-\frac{\hbar \omega_0}{T}\right) \right\}, \quad (6)$$

$$N_d + p = n, \quad (7)$$

$$\frac{3}{2} \left(1 - \frac{T_h}{T_e}\right) - \frac{\mu_e}{T_e} - \frac{\mu_h}{T_h} = 0, \quad (8)$$

¹ В случае $\mu_e > \hbar \omega_0$ времена этих обоих типов рекомбинации для HgTe одного порядка [4]. Следует заметить, что применимость приближения эффективных параметров (4) обусловлена [2, 3] большой частотой электрон-электронных соударений в рассматриваемой области концентрации носителей. По оценкам [4], уже частота оже-рекомбинации в HgTe $\nu_A \sim 2 \cdot 10^{12}$ с⁻¹.

$$p = \frac{(m_h T_h)^{3/2}}{\pi \sqrt{2\pi} \hbar^3} \exp\left(\frac{\mu_h}{T_h}\right), \quad (9)$$

$$n = (2m_e \mu_e)^{3/2} / 3\pi^2 \hbar^3. \quad (10)$$

Здесь τ_e — время релаксации импульса электронов, τ_{p0} , τ_{p0}^h — номинальные времена рассеяния на оптических фононах для электронов и дырок соответственно; так как в нашем случае $\mu_e / \hbar \omega_0 < 1$, то $\varphi(\mu_e / \hbar \omega_0) \sim 1$ (см. [7]), Ξ — деформационный потенциал, ρ — плотность кристалла, N_d — концентрация доноров, p (n) — концентрации дырок (электронов). В уравнении баланса энергии для электронов учтены электронно-дырочное рассеяние [2] и потери энергии на излучение оптических фононов [7]. Дыркам энергия передается от электронов вследствие электронно-дырочного рассеяния, а релаксирует их энергия при помощи акустических и оптических фононов. Отметим, что роль последних оказывается существенной уже в полях $E \sim 10$ В/см благодаря относительно большой величине константы дырочно-фононного взаимодействия.

Систему уравнений (5)–(10) удобно переписать в безразмерных переменных ($T_{e(h)}$ и $\mu_{e(h)}$) будем нормировать на температуру решетки T , электрическое поле — на величину $E_0 = (1/u)(3T/m_h)^{1/2}$, где $u = e\tau_e/m_e = \text{const}$ (E) — подвижность электронов, согласно экспериментальным данным из [2], не зависит от электрического поля; концентрации p , n нормируем на величину N_d).

Безразмерную систему уравнений будем решать параметрически, выбирая в качестве независимого параметра безразмерную температуру дырок T_h . При этом уравнения (6)–(10) удается свести к одному трансцендентному уравнению для определения зависимости $n(T_h)$

$$\left[\frac{3}{2} + \ln\left(\frac{\alpha T_h^{3/2}}{n-1}\right) \right] \left\{ T_h + \frac{n}{n-1} \left[RT_h^{1/2}(T_h-1) + Q \left(\exp\left(-\frac{\Omega}{T_h}\right) - \exp(-\Omega) \right) \right] \right\} - \frac{3}{2} T_h - \left(\frac{n}{\beta}\right)^{2/3} = 0, \quad (11)$$

где введены безразмерные параметры

$$\alpha = (m_h T)^{3/2} / \pi \sqrt{2\pi} \hbar^3 N_d, \quad \beta = (2m_e T)^{3/2} / 3\pi^2 \hbar^3 N_d,$$

$$R = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi^{3/2}} \frac{m_h}{m_e} \frac{\tau_e \Xi^2 m_h^{3/2} T^{1/2}}{\hbar^4 \rho}, \quad \Omega = \frac{\hbar \omega_0}{T},$$

$$Q = \left(\frac{m_h}{m_e}\right)^{1/2} G = \left(\frac{m_h}{m_e}\right)^{1/2} \frac{\sqrt{2}}{3} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0}\right) \frac{e u (\hbar \omega_0)^{3/2} m_h m_e^{1/2}}{\hbar^2 T},$$

ϵ_∞ , ϵ_0 — диэлектрические проницаемости (высокочастотная и на нулевой частоте).

Функция, стоящая в левой части уравнения (11), при любых значениях T_h имеет единственный корень $n(T_h)$, который нетрудно найти численно. После этого можно определить остальные параметры:

$$T_e = T_h + \frac{n}{n-1} \left\{ RT_h^{1/2}(T_h-1) + Q \left[\exp\left(-\frac{\Omega}{T_h}\right) - \exp(-\Omega) \right] \right\}, \quad (12)$$

$$p = n - 1, \quad \mu_e = \left(\frac{n}{\beta}\right)^{2/3}, \quad \mu_h = T_h \left[\frac{3}{2} \left(1 - \frac{T_h}{T_e}\right) - \frac{\mu_e}{T_e} \right], \quad (13)$$

$$E = \left\{ \frac{p}{n} (T_e - T_h) + G \left[\exp\left(-\frac{\Omega}{T_e}\right) - \exp(-\Omega) \right] \varphi\left(\frac{\mu_e}{\Omega}\right) \right\}^{1/2}. \quad (14)$$

На рис. 1 изображены графики зависимостей $n(E)$, $T_e(E)$, $T_h(E)$, полученные в результате численного решения уравнений для кристалла HgTe. Отличительной особенностью этих зависимостей является эффект «узкого горла» (T_e близка к T_h) в слабых электрических полях $E \geq 5$ В/см, физический смысл которого определяется тем, что канал ухода энергии от дырок в слабых полях, обусловленный акустическими фононами, существенно «уже» канала прихода

² В работе [2] показано, что акустические фононы не дают существенного вклада в релаксацию энергии электронов.

энергии от электронов (этот эффект описывается в работе [3]), вследствие чего дырки не находятся в равновесии с решеткой, а разогреваются до температуры электронов. В более сильных электрических полях этот эффект пропадает, поскольку существенную роль начинает играть релаксация энергии дырок с помощью оптических фононов. Следствием этого является довольно сильное различие температур электронов и дырок в полях $E \geq 10$ В/см. Однако и при этом дырки остаются сильно разогретыми по отношению к температуре решетки кристалла $T \approx 4.2$ К. Отметим, что система уравнений (5)–(10) решается аналитически для случая слабых полей, когда релаксация энергии носителей с помощью оптических фононов незначительна, температуры носителей близки к температуре решетки и существует эффект «узкого горла» ($T_e \approx T_h$). Так, для температур в слабых полях справедлива следующая формула:

$$T_e \sim T_h \approx T + \frac{eu_e E^2}{\nu_h},$$

где

$$\nu_h = \frac{8\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \frac{\varepsilon^2 m_h^{3/2} T^{1/2}}{\rho \hbar^4}.$$

Такая асимптотика справедлива в полях

Рис. 1. Зависимости концентрации электронов в кристалле HgTe (а) и эффективных температур электронов и дырок (б) от электрического поля.

$T=4.2$ К, $N_d=3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, $u_e=3 \cdot 10^6$ см 2 /В·с. Сплошные кривые — теоретический результат настоящей работы, точки — экспериментальные данные работ [1, 2].

$$E \ll E^* \approx (\nu_h T / eu_e)^{1/2}.$$

Другим важным эффектом является «насыщение» зависимости $n(E)$ в полях порядка 5 В/см. Полученная зависимость $n(E)$ полностью совпадает с экспериментальными результатами работ [1, 2] как в слабых, так и в сильных полях. Следует отметить, что «насыщение» зависимости $n(E)$ в сильных полях обусловлено релаксацией энергии электронов на оптических фононах, которая не учитывалась в [2, 3]. Именно поэтому этот экспериментальный факт не получил полного объяснения в работах [2, 3].

Различная роль оптических фононов по отношению к электронам и дыркам обусловлена различной степенью вырождения носителей. Дело в том, что «включение» эффективного канала релаксации энергии на оптических фононах приводит к резкому ограничению роста средней энергии каждого сорта носителей. Поэтому для вырожденных электронов ограничение роста средней энергии означает ограничение роста их концентрации, но не приводит к резкому ограничению роста температуры электронов T_e , тогда как для невырожденных дырок ограничение роста средней энергии эквивалентно ограничению роста их температуры, что и приводит к исчезновению эффекта «узкого горла» в сильных полях.

4. Рассмотрим возможность существования в бесщелевых полупроводниках инверсии населенностей на прямых межзонных переходах электрон—дырка

³ На рис. 1 приведены также экспериментальные данные [1, 2]. Наши теоретические кривые построены для значений подвижности электронов $u_e \sim 10^6$ см 2 /В·с, что соответствует экспериментально наблюдаемой подвижности [2].

на частотах $\hbar\omega = \varepsilon_e + \varepsilon_h$. Коэффициент усиления на частоте ω определяется соотношением (см., например, [3])

$$\alpha_{\gamma c}(\omega) = \alpha_0(\omega) [f_e(\varepsilon_e) + f_h(\varepsilon_h) - 1] \equiv \alpha_0(\omega) \gamma(\omega), \quad (15)$$

где $\alpha_0(\omega)$ — коэффициент поглощения кристаллом при $T=0$ и $E=0$; для бесщелевых полупроводников $\alpha_0(\omega) \sim \omega^{1/2}$. Нетрудно видеть, что $\gamma(\omega)$ — монотонно убывающая функция. Воспользовавшись ⁴ условием (4), при $(T_e - T_h) \ll \ll T_e$ получаем для частот $\hbar\omega < T_e$

$$\gamma(\omega) \cong \frac{3/2(1 - T_h/T_e) - \hbar\omega/T_e}{4 \text{ch}^2(\mu_e/2T_e)}, \quad (16)$$

для высоких частот $\hbar\omega \gg \mu_e$ $\gamma(\omega) \simeq -1$. Из соотношения (16) следует, что инверсия населенностей существует при $\hbar\omega < 3/2(T_e - T_h)$.

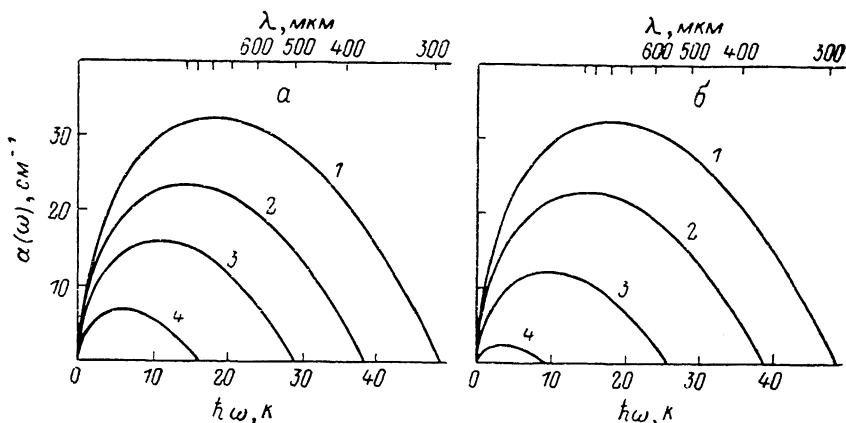


Рис. 2. Зависимости коэффициента усиления от частоты для разных значений электрического поля (а) и разных значений электронной подвижности (б).

$N_d = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; а) $\mu_e = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; E , В/см: 1 — 90, 2 — 70, 3 — 49, 4 — 22; б) $E = 90 \text{ В/см}$; $\mu_e \cdot 10^{-5}$, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$: 1 — 3, 2 — 2, 3 — 1, 4 — 0.3.

В результате при фиксированном значении электрического поля E частотная зависимость коэффициента усиления $\alpha_{\gamma c}(\omega)$ следующая: при $\omega < \omega^{\text{rp}}(E) \equiv \equiv (3/2\hbar)(T_e - T_h)$ он положителен — увеличивается от нуля до своего максимального значения $\alpha_{\gamma c}^{\text{max}}(\omega) \sim (T_e - T_h)^{3/2}/T_e \text{ch}^2(\mu_e/2T_e)$, достигаемого на частоте $\omega \sim \omega^{\text{rp}}/3$, а затем спадает до нуля; на частотах, выше граничной $\omega^{\text{rp}}(E)$, коэффициент усиления отрицательный. Так как функция распределения дырок $f_h \ll 1$, то инверсия населенностей существует лишь для относительно малых энергий электронов $\varepsilon_e \leq 3/2(T_e - T_h) \ll \mu_e < \hbar\omega_0$, тем самым $\hbar\omega^{\text{rp}} \ll \mu_e$. Коэффициент усиления с ростом электрического поля увеличивается (рис. 2, а). Это обусловлено двумя обстоятельствами. Во-первых, при увеличении поля увеличивается разность $T_e - T_h$, так как в сильных полях эффект «узкого горла» пропадает; во-вторых, с ростом электрического поля электронная температура растет быстрее, чем уровень химического потенциала, что и приводит в соответствии с формулой (16) к росту $\gamma(\omega)$. Заметим, что с ростом поля частотная область существования инверсии увеличивается, так как $\omega^{\text{rp}}(E)$ растет с ростом E .

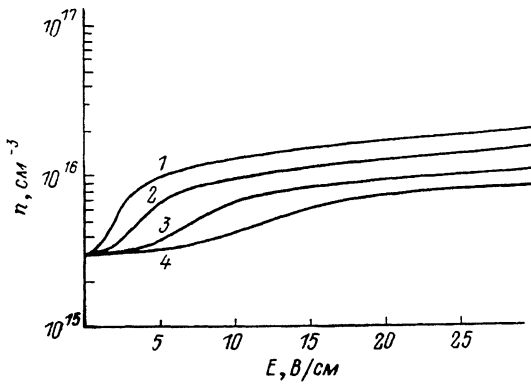
Существование положительного коэффициента усиления в достаточно слабых полях связано с тем, что характерный энергетический масштаб для ударной ионизации в бесщелевых полупроводниках определяется начальным (при $E=0$) уровнем Ферми электронов и поэтому относительно мал. При этом в слабых электрических полях коэффициент усиления мал вследствие эффекта «узкого горла» в слабых полях. Заметим, что при $T_e = T_h$ из соотношения (4) следует,

⁴ Отметим, что отбрасывание в (4) члена $\sim (1 - T_h/T_e)$ (как в [2]) приводит к отсутствию инверсии населенностей.

что и $\mu_e = -\mu_h$, т. е. в системе имеется единый уровень химического потенциала, что соответствует неинвертированной ситуации.

Рассмотрим зависимость температур носителей, концентрации и коэффициента усиления от параметров материала. Для кристаллов с меньшим значением электронной подвижности при фиксированном значении электрического поля реализуются меньшие значения температур, концентрации (рис. 3) и коэффициента усиления (рис. 2, б), что вызвано, во-первых, уменьшением джоулева разогрева электронов, во-вторых, увеличением относительной роли электронно-дырочного рассеяния при уменьшении τ_e , что, в свою очередь, приводит к увеличению области существования по электрическому полю эффекта «узкого горла».

Следует отметить, что изменение «начальных» условий (температуры решетки T , концентрации доноров N_d) сказывается лишь в слабых электрических полях. В сильных полях, где налюбоудается резкое ограничение роста концентрации



и температуры дырок, при одинаковой электронной подвижности величина концентрации и температур практически не зависит от этих «начальных» условий. Такое «универсальное» поведение параметров системы в сильных электри-

Рис. 3. Зависимости концентрации электронов от электрического поля в кристалле HgTe.

$T=4.2$ К, $N_d=3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$; $u_e \cdot 10^{-5}$, см 2 /В·с:
1 — 3, 2 — 1, 3 — 0.3, 4 — 0.1.

ческих полях объясняется существенной ролью в релаксации энергии оптических фононов. Поэтому в сильных полях зависимость параметров распределений (1) определяется в основном величиной электронной подвижности и энергией оптического фонона. Следовательно, для кристаллов с меньшим значением $\hbar\omega_0$ «ограничение», обусловленное вкладом оптических фононов, наступает в области меньших электрических полей, что и приводит к меньшим значениям концентрации и температур носителей для таких кристаллов.

В заключение заметим, что относительная малость коэффициента усиления на межзонных переходах в бесщелевом полупроводнике обусловлена по существу тем, что при возбуждении однородного бесщелевого полупроводника постоянным электрическим полем в рассматриваемом диапазоне полей невозможно получить вырожденными электроны и дырки одновременно. В результате полный коэффициент усиления с учетом поглощения на свободных носителях $\alpha_D(\omega)$ оказывается отрицательным. Это обусловлено тем, что инверсия населенностей имеет место лишь при относительно низких (в сравнении с μ_e) частотах (для кристалла HgTe на длинах волн $\lambda \geq 300$ мкм), при которых коэффициент поглощения свободными носителями $\alpha_D(\omega) \sim \omega^{-2}$ оказывается больше. В результате в бесщелевом полупроводнике при наличии электрического поля имеется «просветление» среды, которое для HgTe в полях $E \sim 100$ В/см достигает значений $\alpha_{\gamma_0}(\omega)/\alpha_D(\omega) \sim 10^{-1}$ на частотах $\omega \sim 3 \cdot 10^{12}$ с $^{-1}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т., Смекалова К. П., Смирнов В. А. — ФТП, 1968, т. 2, в. 8, с. 1197—1199.
- [2] Бенеславский С. Д., Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т., Смирнов В. А. — ФТТ, 1974, т. 16, в. 6, с. 1620—1629.
- [3] Михеев В. М., Поморцев Р. В. — ФТП, 1977, т. 11, в. 5, с. 908—913.
- [4] Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. — ФТП, 1980, т. 14, в. 8, с. 1499—1506.
- [5] Михеев В. М., Поморцев Р. В. — ЖЭТФ, 1978, т. 75, в. 3 (9), с. 924—934.
- [6] Цидильковский И. М. Бесщелевые полупроводники — новый класс веществ. М., 1986. 240 с.
- [7] Гайтмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.
- [8] Пикус Г. Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М., 1965. 448 с.