

ГОРЯЧИЕ НОСИТЕЛИ В УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Генкин Г. М., Окомельков А. В.

Рассмотрена возможность возникновения инверсии населенностей на межзонных переходах в полупроводниках в постоянном электрическом поле. Найдено, что при больших значениях электронной подвижности зависимости параметров распределений носителей от электрического поля в вырожденных полупроводниках (а потому и вольтамперные характеристики) носят S-образный характер. Последнее обусловлено особенностями рассеяния вырожденных носителей на оптических фононах. Показано, что условиями, необходимыми для существования инверсии населенностей, являются наличие вырожденных равновесных распределений носителей, их большая подвижность и малая ширина запрещенной зоны, которые реализуются в узкощелевых полупроводниках n -типа. Показано, что в узкощелевых полупроводниках типа n - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ в полях $E \sim E_* \sim 10^2$ В/см имеются инверсия населенностей и усиление электромагнитных волн. По проведенным расчетам, в n - $\text{Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$ при $T \approx 4$ К в поле $E \approx 300$ В/см имеется усиление с коэффициентом усиления порядка 10^3 см $^{-1}$ на частотах $\hbar\omega \sim 0.1$ эВ.

1. Рассмотрение неравновесных носителей в полупроводниках в сильном электрическом поле проводилось многими авторами в связи с изучением анизотропных распределений горячих носителей, межзонного пробоя и других вопросов. Наиболее интересным, с нашей точки зрения, вопросом является исследование возможности получения инвертированных распределений носителей. Еще в работе [1] предполагалось, что в сильном поле благодаря ударной ионизации создается достаточно много неравновесных носителей, так что может реализоваться неравновесное вырожденное распределение, которое и обеспечит существование инверсии населенностей на межзонном переходе. Однако инверсия населенностей в однородных полупроводниках в постоянном электрическом поле до настоящего времени получена не была.

В этой работе мы рассмотрим неравновесные носители в полупроводниках в постоянном электрическом поле и покажем, что для существования инверсии населенностей необходимы вырожденные равновесные (в отсутствие поля) носители и малая ширина запрещенной зоны, которые и реализуются [2] в узкощелевых полупроводниках. По проведенным расчетам, в n - $\text{Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$ при $T \approx 4$ К в поле $E \approx 300$ В/см имеется усиление с коэффициентом усиления порядка 10^3 см $^{-1}$ на частотах $\hbar\omega \sim 0.4$ эВ.

Рассмотрим узкощелевой полупроводник типа $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, в котором эффективные массы электронов и дырок существенно различны и $m_e/m_h \ll 1$. В дальнейшем мы будем изучать полупроводники, в которых $\epsilon_g > \hbar\omega_0$, где ϵ_g — ширина запрещенной зоны, ω_0 — частота оптического фонона. Вследствие этого в таких полупроводниках рекомбинация носителей с испусканием оптического фонона невозможна и время жизни неравновесных носителей определяется оже-рекомбинацией. Одним из условий создания инверсии сильным полем является наличие вырожденного распределения носителей в отсутствие поля. Поэтому мы будем рассматривать полупроводники n -типа, в которых при низких температурах уже при умеренном уровне легирования вследствие малости m_e электроны оказываются вырожденными. В электрическом поле носители разогреваются и их эффективные температуры увеличиваются с ростом поля, у фермиевского распределения электронов растет температурный «хвост». Однако,

так как для вырожденных электронов ударная ионизация обусловлена электронами из «хвоста» распределения, с ростом поля растет и скорость ударной ионизации, а потому концентрация носителей (электронов и дырок) увеличивается. При некотором поле E_* , если только вырождение электронов еще существует, возросшей концентрации невырожденных дырок оказывается достаточно для возникновения инверсии населенностей на межзонных переходах. При этом если на частоте перехода с инверсной населенностью поглощение свободными носителями меньше, чем усиление на межзональном переходе, то на соответствующих частотах имеется усиление электромагнитных волн.

2. Так как баланс межзонных переходов в данном случае $\epsilon_g > \hbar\omega_0$ обусловлен равенством скоростей прямого (ударная ионизация) и обратного (же-рекомбинация) процессов, условие стационарности приближенно сводится к некоторому соотношению¹ между параметрами функций распределения носителей.

Скорость изменения концентрации неравновесных носителей из-за межзонных переходов определяется согласно

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

где функция $W(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ содержит матричные элементы плотности состояний, закон сохранения энергии

$$\epsilon_e(\mathbf{k}) = \epsilon_e(\mathbf{k}_1) + \epsilon_e(\mathbf{k}_2) + \epsilon_h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) + \epsilon_g. \quad (2)$$

Будем полагать, что симметричные части функций распределения носителей в электрическом поле описываются функциями Ферми с неравновесными значениями температур $T_{e(h)}$ и химических потенциалов $\mu_{e(h)}$:

$$f_{e(h)}(\epsilon_{e(h)}) = \left\{ \exp \left[\frac{\epsilon_{e(h)} - \mu_{e(h)}}{T_{e(h)}} \right] + 1 \right\}^{-1}. \quad (3)$$

В формуле (1) первое слагаемое в фигурных скобках соответствует рождению пары, а второе — же-рекомбинации. Учитывая (2) и свойство фермиевских функций $1 - f_e \equiv f_e \exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{T}\right)$, преобразуем формулу (1):

$$\frac{dn}{dt} = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} W(\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) f_e(\mathbf{k}) f_e(\mathbf{k}_1) f_e(\mathbf{k}_2) f_h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \times \exp \left[\frac{\epsilon_e(\mathbf{k}) - \mu_e}{T_e} \right] \left\{ \exp \left[\epsilon_h(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \left(\frac{1}{T_h} - \frac{1}{T_e} \right) - \frac{\mu_h}{T_h} - \frac{\mu_e + \epsilon_g}{T_e} \right] - 1 \right\}. \quad (4)$$

Тогда при условии невырожденности дырок $\langle \epsilon_h \rangle \approx 3/2 T_h$ условие стационарности $dn/dt = 0$ в поле сводится к уравнению

$$\frac{3}{2} \left(1 - \frac{T_h(E)}{T_e(E)} \right) - \frac{\mu_h(E)}{T_h(E)} - \frac{\mu_e(E) + \epsilon_g}{T_e(E)} = 0. \quad (5)$$

3. Для нахождения параметров распределений (3) в поле воспользуемся уравнениями баланса энергии, электронейтральности и баланса межзонных переходов в поле (5).

Эта система уравнений является системой нелинейных уравнений

$$\frac{\epsilon^2 \tau_e E^2}{m_e^3} = \frac{3m_e}{m_h} \frac{p}{n} \frac{T_e - T_h}{\tau_e} + \frac{\hbar\omega_0}{\pi^2 \rho_0} \left\{ \exp \left(-\frac{\hbar\omega_0}{T_e} \right) - \exp \left(-\frac{\hbar\omega_0}{T} \right) \right\} \varphi(\mu_e/\hbar\omega_0), \quad (6.1)$$

$$\frac{3m_e}{m_h} \frac{p}{n} \frac{T_e - T_h}{\tau_e} = \frac{8\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \frac{\Xi^2 m_h^{3/2}}{\hbar^4 \rho} T_h^{1/2} (T_h - T) + \frac{\hbar\omega_0}{\pi^2 \rho_0} \left\{ \exp \left(-\frac{\hbar\omega_0}{T_h} \right) - \exp \left(-\frac{\hbar\omega_0}{T} \right) \right\}, \quad (6.2)$$

$$p + N_d = n, \quad (6.3)$$

¹ Такое рассмотрение было проведено в работе [3] для бесщелевого полупроводника ($\epsilon_g = 0$).

$$\frac{3}{2} \left(1 - \frac{T_h}{T_e}\right) - \frac{\mu_h}{T_h} - \frac{\mu_e + \varepsilon_g}{T_e} = 0, \quad (6.4)$$

$$p = \frac{(m_h T_h)^{3/2}}{\pi \sqrt{2\pi} \hbar^3} \exp\left(\frac{\mu_h}{T_h}\right), \quad (6.5)$$

$$n = (2m_e \mu_e)^{3/2} / 3\pi^2 \hbar^3, \quad (6.6)$$

где (см., например, [4]) для полярных оптических фононов

$$\varphi(z) = \frac{3}{4} z^{-3/2} \int_{\max(1, z)}^{z+1} dx \ln \left[\frac{\sqrt{x} + \sqrt{x-1}}{\sqrt{x} - \sqrt{x-1}} \right].$$

Здесь τ_e — импульсное время релаксации электронов, $\tau_{e(h)}^{\text{PO}}$ — время релаксации энергии электронов (дырок) на оптических фононах, Ξ — деформационный потенциал, ρ — плотность кристалла, N_d — концентрация доноров. Электроны получают энергию от поля, а отдают ее дыркам при электронно-дырочном рассеянии² и в решетку при спонтанном испускании оптических фононов. Релаксация электронов на акустических фононах несущественна по сравнению с электронно-дырочным рассеянием в силу малости m_e . Дырки получают энергию при электронно-дырочном рассеянии, а отдают энергию акустическим и оптическим фононам. При этом Джоулев разогрев дырок не учитывается вследствие их малой подвижности ($u_h/u_e \sim 10^{-2}$). Трудность решения системы (6) обусловлена не только сложным видом входящих в нее уравнений, но и наличием многозначных по E решений. Однако при параметрическом решении системы (если в качестве независимого параметра выбрать T_h) уравнения (6) сводятся к одному трансцендентному уравнению для определения зависимости $n = n(T_h)$, которое в безразмерных переменных имеет следующий вид:

$$\left\{ T_h + \frac{n}{n-1} \left[RT_h^{1/2} (T_h - 1) + Q \left(\exp\left(-\frac{Q}{T_h}\right) - \exp(-Q) \right) \right] \right\} \times \left[\frac{3}{2} + \ln\left(\frac{\alpha T_h^{3/2}}{n-1}\right) \right] - \frac{3}{2} T_h - \left(\frac{n}{\beta}\right)^{2/3} - \varepsilon_g = 0, \quad (7)$$

где введены безразмерные константы

$$G = \frac{\hbar\omega_0}{T} \frac{m_h}{3m_e} \frac{\tau_e}{\tau_{e(h)}^{\text{PO}}}, \quad Q = G \left(\frac{m_h}{m_e}\right)^{1/2}, \quad R = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi^{3/2}} \frac{m_h}{m_e} \frac{\tau_e \Xi^2 m_h^{3/2} T^{1/2}}{\hbar^4 \rho},$$

$$\Omega = \frac{\hbar\omega_0}{T}, \quad \alpha = \frac{(m_h T)^{3/2}}{\pi \sqrt{2\pi} \hbar^3 N_d}, \quad \beta = \frac{(2m_e T)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3 N_d},$$

переменные $T_{e(h)}$, $\mu_{e(h)}$ и ширина запрещенной зоны ε_g нормированы на температуру решетки T , а n , p — на величину N_d . При фиксированном T_h уравнение (7) имеет единственный действительный корень $n(T_h)$, после нахождения которого остальные переменные выражаются³ через T_h и n аналитически:

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

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

$$\frac{E}{E_0} = \left\{ \frac{p}{n} (T_e - T_h) + G \left[\exp\left(-\frac{Q}{T_e}\right) - \exp(-Q) \right] \varphi\left(\frac{\mu_e}{\Omega}\right) \right\}^{1/2}.$$

² Формула для электронно-дырочного рассеяния в таком виде дана в работе [3].

³ Отметим, что расчет с помощью системы уравнений (6) проведен как для узкощелевого полупроводника с $\varepsilon_g > \hbar\omega_0$, так и для бесщелевого полупроводника $n\text{-HgTe}$ для случая $\mu_e(E) \ll \hbar\omega_0$, когда основным механизмом рекомбинации является оже-рекомбинация. Такое рассмотрение для бесщелевого полупроводника было проведено нами в работе [6]; при этом удалось полностью объяснить экспериментальные данные из [3].

Здесь $E_0 = (1/u_e)\sqrt{3T/m_h}$. Меняя параметр T_h , можно определить зависимость параметров распределений носителей от E .

Зависимости концентрации и эффективных температур от электрического поля, полученные путем решения системы (6) для $n\text{-Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$, где $\varepsilon_g \approx 1.15 \hbar\omega_0$, при $T \approx 4.2$ К изображены на рис. 1, 2. Из рисунков видно, что при сравнительно небольших значениях электронной подвижности u_e зависимости $n(E)$ — однозначные функции поля, а при больших значениях u_e они носят S -образный характер. Эти зависимости имеют пороговый характер: при изменении E от нуля до некоторого поля E_* концентрация и эффективные температуры меняются довольно плавно, а при $E \geq E_*$ наблюдается резкий рост n и T_e с увеличением поля.

4. Рассмотрим возможность существования инверсии населенностей. Коэффициент усиления на прямых межзонных переходах на частоте $\hbar\omega = \varepsilon_g + \varepsilon_e + \varepsilon_h$ определяется следующей формулой:

$$\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega) [f_e(\varepsilon_e) + f_h(\varepsilon_h) - 1] \equiv \alpha_0(\omega) \gamma(\omega), \quad (8)$$

где $\alpha_0(\omega) = \tilde{\alpha}_0 \sqrt{\hbar\omega - \varepsilon_g}$ — коэффициент межзонного поглощения для невырожденных носителей при $E=0$, $T=0$. Можно показать, используя (5), что инверсия населенностей на межзонных переходах имеется при

$$\frac{3}{2} |T_e(E) - T_h(E)| > \varepsilon_g. \quad (9)$$

При этом

$$\gamma(\omega) \approx \frac{\frac{3}{2} |T_e(E) - T_h(E)| - \varepsilon_g - (\hbar\omega - \varepsilon_g) \frac{1 + m_e T_e(E)/m_h T_h(E)}{1 + m_e/m_h}}{4T_e(E) \text{ch}^2(\mu_e(E)/2T_e(E))}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что инверсия населенностей существует при $\omega_1 < \omega < \omega_2$, где

$$\hbar\omega_1 = \varepsilon_g; \quad \hbar\omega_2 \approx \varepsilon_g + \left[\frac{3}{2} (T_e(E) - T_h(E)) - \varepsilon_g \right] \frac{1 + m_e/m_h}{1 + m_e T_e(E)/m_h T_h(E)}. \quad (11)$$

Максимального значения $\alpha(\omega)$ достигает на частоте

$$\omega_* \approx \omega_1 + (\omega_2 - \omega_1)/3, \quad (12)$$

$$\alpha_{\max} \equiv \alpha(\omega_*) \approx \frac{2\tilde{\alpha}_0}{3\sqrt{3}} \left[\frac{3}{2} (T_e(E) - T_h(E)) - \varepsilon_g \right]^{3/2} \left[\frac{1 + m_e/m_h}{1 + m_e T_e(E)/m_h T_h(E)} \right]^{1/2}.$$

Сравнительно малое различие эффективных температур T_e и T_h в полях $E < E_*$ сменяется при $E > E_*$ сильной неравновесностью электронов относительно дырок $T_e \gg T_h$ (рис. 1), что и обеспечивает выполнение условия (9) в полях $E > E_*$.

Возникновение инверсии населенностей в полях $E > E_*$ показано на рис. 3, где приведен расчет зависимостей $\gamma(\omega)$ и T_e/μ_e от поля для $n\text{-Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$; при $E < E_*$ $\gamma(\omega) \leq 0$, а при $E > E_*$ $\gamma(\omega) > 0$. Из рис. 3 следует, что параметр $T_e(E)/\mu_e(E)$ в области $E > E_*$ монотонно возрастает. Вследствие этого в сильных полях $E \gg E_*$ вырождение электронов полностью снимается и инверсия населенностей отсутствует. Анализ полученной зависимости $T_e(E)/\mu_e(E)$ показывает, что в поле это отношение всегда больше, чем без поля. Следовательно, для существования инверсии населенностей необходимы полупроводники, в которых без поля создано вырождение носителей, и необходимо также, чтобы в поле $E \sim E_*$ электроны оставались вырожденными $T_e(E_*)/\mu_e(E_*) < 1$, а так как E_* уменьшается с уменьшением ε_g и ростом u_e , как следует из приведенной далее формулы (13), то желательны узкощелевые полупроводники.

Перейдем к рассмотрению резкого возрастания параметров распределений и возникновения S -образных характеристик в полях $E \sim E_*$.

Характерное поле E_* связано с особенностями рассеяния вырожденных электронов на оптических фононах. Это видно из рис. 1, где сплошные кри-

вые — решение системы (6) с учетом рассмотренных механизмов релаксации, а штриховые — зависимости, полученные без учета релаксации электронов на оптических фононах. При этом в обоих случаях релаксация дырок на оптических фононах учтена. Из этого сравнения видно, что в полях $E \leq E_*$ «выключение» оптических фононов для электронов приводит к сглаживанию зависимости параметров распределений от поля.⁴

Резкое возрастание параметров распределений в полях $E \sim E_*$ обусловлено немонотонной зависимостью скорости релаксации энергии электронов на оптических фононах от электрического поля.

В поле $E \approx E_*$ средняя энергия вырожденных электронов $\langle \epsilon_e \rangle \approx \frac{3}{5} u_e (E_*) \approx \hbar \omega_0$, при $E < E_*$ релаксация электронов на оптических фононах носит неупругий характер, тогда как при $E > E_*$ она становится квазиупругой. При этом отдача энергии электронами решетке резко

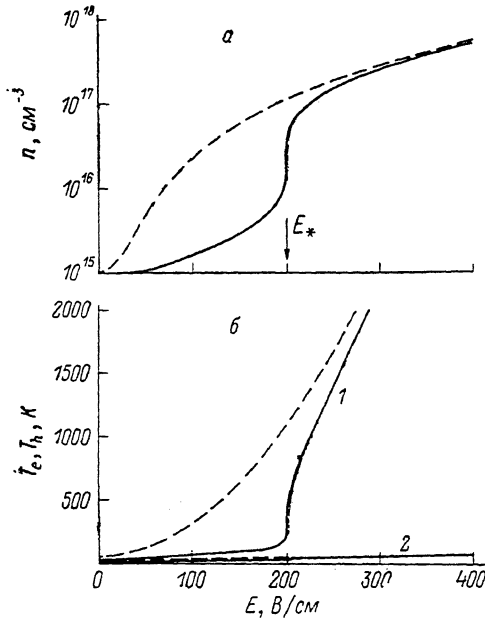


Рис. 1. Расчетные зависимости концентрации электронов n (а) и эффективных температур T_e (1) и T_h (2) от электрического поля.

Штриховыми линиями показаны зависимости без учета релаксации энергии электронов на оптических фононах.

падает, тогда как средняя энергия невырожденных дырок $\langle \epsilon_h \rangle \approx \frac{3}{2} T_h$ ограничена из-за рассеяния дырок на оптических фононах (с участием дырочно-дырочного рассеяния). В результате этого и возникает сильный перегрев электронов относительно дырок $T_e \gg T_h$.

Для E_* имеем

$$E_* \approx \left\{ \frac{2\epsilon_g}{m_h u_e^2} + \frac{e \sqrt{m_e}}{\hbar^2 u_e} (\epsilon_{\omega}^{-1} - \epsilon_0^{-1}) (\hbar \omega_0)^{1/2} \exp\left(-\frac{3\hbar \omega_0}{2z_g}\right) \right\}^{1/2}, \quad (13)$$

где $\varphi^* \equiv \varphi(z^*) \approx 1/2$ берется в точке z^* , где $|d\varphi/dz|$ достигает максимального значения. Два слагаемых в фигурных скобках формулы (13) соответствуют двум механизмам диссипации энергии электронов, релаксации энергии при электронно-дырочном рассеянии и на оптических фононах. Из (13) следует, что характерное поле E_* уменьшается с ростом подвижности электронов u_e и при уменьшении ω_0 , ϵ_g . Возникновение S-образных зависимостей от E связано с преобладающим вкладом в поле E_* второго, «фононного», слагаемого, что имеет место, как видно из (13), при больших значениях u_e .

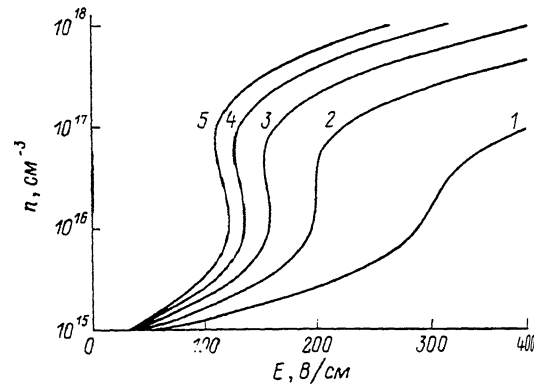


Рис. 2. Расчетные зависимости концентрации электронов $n(E)$ при разных значениях электронной подвижности.

$u_e \cdot 10^{-5}$, $\text{cm}^2/\text{В} \cdot \text{с}$: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 5.

⁴ В этом случае инверсия населенностей возникает в более слабых полях, так как при «выключении» одного из механизмов релаксации необходимый для инверсии «перегрев»⁽⁹⁾ возникает в меньших полях.

Заметим, что поле межзонного пробоя для невырожденных носителей

$$\tilde{E} \approx \frac{1}{u_e} \left(\frac{2\varepsilon_g}{m_e} \right)^{1/2} \quad (14)$$

в несколько раз превышает поле E_* в данном случае. Так, по расчетам, для $\text{Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$ $\tilde{E}/E_* \sim 3$.

На рис. 4 для $n\text{-Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$ при $T=4.2\text{ K}$ для двух значений поля из области $E > E_*$ построены коэффициент усиления, вычисленный согласно (8) с учетом найденных значений параметров, и коэффициент поглощения свободными носителями $\alpha_D(\omega) \sim \omega^{-2}$. При этом (хотя при $E > E_*$ есть инверсия

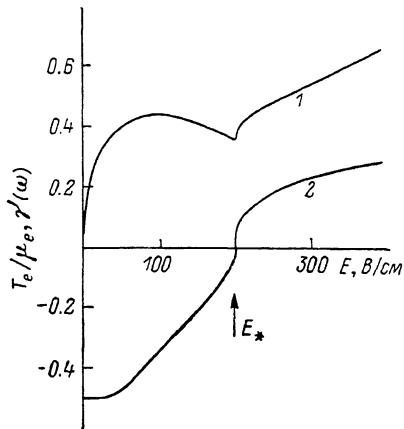


Рис. 3. Расчетные зависимости T_e/μ_e (1) и $\gamma(\omega)$ (2) от электрического поля. $\hbar\omega = \varepsilon_g + \varepsilon_e + \varepsilon_h$; $\varepsilon_e \approx \mu_e(0)$, $\varepsilon_h = \mu_e(0) m_e/m_h$.

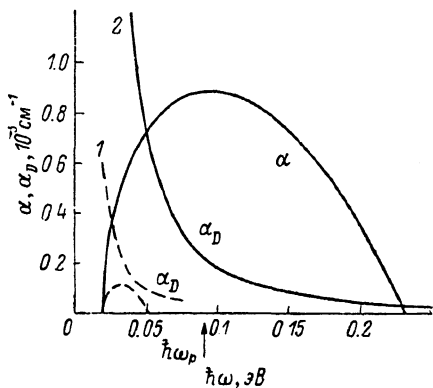


Рис. 4. Расчетные зависимости коэффициентов усиления $\alpha(\omega)$ и поглощения $\alpha_D(\omega)$ от частоты.

E , В/см: 1 — 205, 2 — 300. Для случая 2 стрелкой отмечена плазменная частота $\hbar\omega_p$.

населенностей $\alpha(\omega) > 0$) в случае 1 (штриховые кривые) $\alpha(\omega) < \alpha_D(\omega)$ и усиления на межзонных переходах нет, так как $\alpha_S \equiv \alpha(\omega) - \alpha_D(\omega) < 0$. Однако с ростом поля E $\alpha(\omega)$ увеличивается и в некотором диапазоне частот $\alpha(\omega) > \alpha_D(\omega)$, т. е. $\alpha_S > 0$ (рис. 4, случай 2, сплошные кривые). В этом частотном диапазоне для $n\text{-Cd}_{0.17}\text{Hg}_{0.83}\text{Te}$ в поле $E \approx 300$ В/см имеется усиление с коэффициентом усиления $\alpha_S \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$. Существует также диапазон частот, где одновременно с $\alpha(\omega) > \alpha_D(\omega)$ имеется и $\omega > \omega_p$ (ω_p — плазменная частота электронов).

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

Л и т е р а т у р а

- [1] Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М. // УФН. 1960. Т. 72. В. 2. С. 161—209.
- [2] Dornhaus R., Nimitz G. // Sol. St. Phys. 1976. V. 78. P. 1—49.
- [3] Венеславский С. Д., Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т., Смирнов В. А. // ФТТ. 1974. Т. 16. В. 6. С. 1620—1629.
- [4] Гайтмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.
- [5] Генкин Г. М., Окомельков А. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1085—1091.

Институт прикладной физики АН СССР
Горький

Получена 3.05.1988
Принята к печати 29.11.1988