

## ТРАНСПОРТ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В БЕСЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ

*А. В. Дмитриев*

Построена теоретическая модель для описания кинетики горячих электронов в электрическом поле в бесщелевых полупроводниках типа  $\text{HgTe}$  и  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  при низких температурах решетки. Рост концентрации носителей при разогреве происходит за счет ударной ионизации, а рекомбинация частиц идет двумя путями: по механизму Оже и благодаря межзонным переходам с испусканием оптических фононов. Одновременно оптическое рассеяние является эффективным каналом релаксации энергии электронов. Учтена также энергорелаксация носителей посредством рассеяния на акустических фононах, важная при слабом разогреве. Релаксация импульса электронов осуществляется при рассеянии на заряженных примесях и дырках валентной зоны. Рассмотрение основано на уравнении Больцмана в приближении эффективной температуры. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными в  $\text{HgTe}$ .

Электронный перенос в бесщелевых полупроводниках типа  $\text{HgTe}$  и  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  имеет ряд специфических черт, которые делают его весьма интересным предметом исследования, особенно в неомическом режиме [1, 2]. Участие в транспорте подвижных носителей двух видов — электронов и дырок — и присутствие акцепторных состояний на фоне зоны проводимости [3, 4] ведет к большому разнообразию электрических свойств этих соединений в зависимости от типа проводимости, плотности примесей, температуры и прочих параметров [5–7]. С другой стороны, наличие трех разновидностей электронных состояний, существенных в кинетике, весьма затрудняет теоретический анализ эффектов горячих электронов в теллуриде ртути. Данная статья будет посвящена развитию теории горячих электронов в  $n\text{-HgTe}$ .

Неомические явления в  $\text{HgTe}$   $n$ -типа экспериментально были наиболее подробно изучены в работе [5], где при гелиевых температурах на образцах с исходной концентрацией электронов  $(2.5 \div 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  были измерены зависимости проводимости и коэффициента Холла от электрического поля. Эти эксперименты показали, что подвижность электронов в  $n\text{-HgTe}$  остается при разогреве постоянной и не зависит от величины поля, тогда как их концентрация увеличивается вначале быстро, а после достижения значений  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$  рост ее резко замедляется (рис. 1).

Возрастание плотности электронов было объяснено в [5] переходом частиц из валентной зоны в зону проводимости за счет ударных процессов, а постоянство подвижности — рассеянием электронов на заряженных примесях и дырках в валентной зоне, рост числа которых при разогреве как раз компенсирует возрастание длины свободного пробега электронов при увеличении их энергии. Соответствующие расчеты хорошо описывали начальный участок полевой зависимости плотности электронов, но не объясняли замедления роста в более сильных полях. Позже, в работе [8], было сделано предположение, что на электронную кинетику в  $\text{HgTe}$  влияет захват носителей в локализованные состояния на акцепторах, но интерпретировать таким образом поведение плотности носителей в сильном поле не удалось.

В настоящей работе будет показано, что для объяснения экспериментальных данных [5] по неомическому транспорту в HgTe необходимо учитывать переходы электронов из зоны проводимости в валентную зону с испусканием  $LO$  фононов, которые сильно замедляют и разогрев, и рост концентрации носителей. Оптическое рассеяние электронов наблюдалось в этом соединении в измерениях [9] омической проводимости при температурах выше 100 К. При низких температурах решетки на начальном этапе разогрева  $LO$  взаимодействие не сказывается и релаксация энергии носителей осуществляется посредством  $DA$  рассеяния, а генерация и рекомбинация частиц происходят за счет механизма Оже, что обеспечивает рост их плотности при увеличении электрического поля. Оптическое рассеяние становится эффективным при возрастании электронной энергии до значения  $\sim 10^2$  К, сопоставимого с энергией оптических фононов  $\hbar\omega_0$  (в настоящей работе  $\hbar$  обозначает постоянную Планка, деленную на  $2\pi$ ). Этому соответствует плотность электронов на уровне  $10^{16}$  см $^{-3}$ , т. е. примерно та величина, по достижении которой рост концентрации на эксперименте замедляется. Существенно, что оптическое рассеяние, затрудняя разогрев и рост плотности частиц, не отражается на подвижности. Как

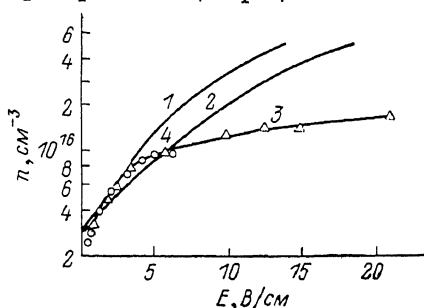


Рис. 1. Зависимости концентрации электронов от электрического поля, полученные в [5].

1, 2 — расчет при различных значениях электронной подвижности; 3, 4 — эксперимент.

будет показано, соответствующее ему время релаксации в актуальном диапазоне электронных температур велико по сравнению с временем релаксации импульса электронов, обусловленным рассеянием на дырках и заряженных примесях. Таким образом, подвижность электронов при разогреве не изменяется.

Функции распределения электронов и дырок определяются системой уравнений Больцмана. Вслед за [5, 8] мы будем использовать при ее решении температурное приближение (приближение энергетического контроля [10]), считая к тому же эффективные температуры электронов и дырок одинаковыми. Этот подход применим, поскольку в области электронных температур, которую мы будем рассматривать, все времена релаксации энергии за счет межчастичных столкновений (межэлектронное, междырочное и электронно-дырочное) малы по сравнению с фононными временами энергетической релаксации носителей. По отношению к акустическому рассеянию соответствующие оценки сделаны в [8], а для взаимодействия с оптическими фононами мы приведем их ниже.

Параметры фермиевских функций распределения электронов и дырок (химические потенциалы  $\mu_e$  и  $\mu_h$  и температура  $T = T_e = T_h$ ) определяются уравнениями баланса энергии и числа частиц, следующими из уравнения Больцмана в температурном приближении, и уравнением электронейтральности

$$\sigma_e E^2 + (d\varepsilon/dt)_{DA} + (d\varepsilon/dt)_{LO} = 0, \quad (1)$$

$$I_A = R_A + R_{LO}, \quad n = p + n_0, \quad (2), (3)$$

где  $\sigma_e$  — электронная проводимость (вкладом дырок в проводимость можно пренебречь из-за их малой подвижности);  $E$  — электрическое поле; второй член в (1) есть поток энергии в решетку за счет взаимодействия с акустическими, а третий — с оптическими фононами. В (2)  $I_A$  — темп ударной генерации носителей (рождение электронов за счет поглощения  $LO$  фононов при низкой температуре решетки можно не учитывать),  $R_A, R_{LO}$  —

темпы оже- и фононной рекомбинации;  $n$ ,  $p$  — плотности носителей;  $n_0$  — концентрация несобственных электронов.

Законы дисперсии электронов и дырок мы примем параболическими и изотропными. Из-за большой разницы масс носителей  $m_e \ll M_h$  в термодинамическом равновесии электроны вырождены, а дырки больцмановские. В неравновесной ситуации по мере разогрева степень вырождения электронов уменьшается, но мы рассмотрим ту достаточно широкую область, где оно еще не снялось. Тогда уравнение электронейтральности выписывается немедленно

$$\frac{1}{3\pi^2 h^3} (2m_e)^{3/2} (T\mu_e)^{3/2} = \frac{1}{4h^3} \left[ \frac{2M_h T}{\pi} \right]^{3/2} \exp(\mu_h) + n_0, \quad (4)$$

где  $\mu_{e,h} = \mu_{e,h}/T$  — приведенные химические потенциалы ( $\mu_h < 0$ ).

Для определения  $\sigma_e$  мы используем стандартную формулу

$$\sigma_e = \sqrt{2} \kappa_0^2 \mu_e^{3/2} / (\pi L e^2 \sqrt{m_e}) = e^2 n / (v_{ee} m_e), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} v_{ee} &= (2m_e L / 3\pi h^3) e^4 / \kappa_0^2, \\ L &= \ln(8m_e \mu_e r_d^2 / \hbar^2) - 5/2, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $L$  — аналог кулоновского логарифма [11],  $\kappa_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость,  $v_{ee}$  — импульсная частота релаксации,  $r_d$  — дебаевский радиус. В (5)–(6) учтено, что в силу электронейтральности системы число рассеивающих центров совпадает с числом электронов. Влияние на рассеяние так называемой диэлектрической аномалии [12] мы вслед за [11] учитываем подстановкой в формулу (5) значения  $\kappa_0 \approx 80$  [13], включающего аномальную добавку.

Мощность, передаваемая носителями акустическим фононам, обусловлена в основном рассеянием более тяжелых дырок. Поток энергии от них в решетку за счет  $DA$  рассеяния на равномерно распределенных фононах вычисляется в фоккер-планковском приближении [10]

$$(d\varepsilon/dt)_{DA} = \frac{8M_h^4 C^2}{\pi^3 \hbar^2 \delta} (T - T_0) T^2 \exp(\mu_h/T), \quad (7)$$

где  $\delta$  — плотность кристалла,  $T_0$  — температура решетки,  $C$  — эффективная константа деформационного потенциала. Она может быть выражена через истинные постоянные деформационного потенциала для вырожденной зоны [14], которые, однако, для HgTe неизвестны. Мы будем рассматривать величину  $C$  как подгоночный параметр.

Определим теперь темпы оже-переходов. Как было показано в работе [15], в не слишком сильно легированном бесщелевом полупроводнике основную роль играет кулоновский канал  $ehh$ -процесса. Соответствующий ему темп рекомбинации выражается интегралом

$$\begin{aligned} R_A &= 64\pi/h \int d^3k_1 d^3k_1' d^3k_2 d^3k_2' / (2\pi\hbar)^9 (4\pi e^2/\kappa_0)^2 h^4 \times \\ &\quad \times I_{cv}(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_1') I_{vv}(\mathbf{k}_2, \mathbf{k}_2') / (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_1')^2 \times \\ &\quad \times P_R^\delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1' - \mathbf{k}_2')^\delta (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_{1'} - \varepsilon_{2'}), \end{aligned} \quad (8)$$

$$P_R = f_{h1} f_{k2} f_{e1'} (1 - f_{h2}) \quad (9)$$

— статистический фактор. Здесь  $\mathbf{k}_\alpha$ ,  $\varepsilon_\alpha$  — импульсы и энергии носителей;  $f_{e,h}$  — их фермиевские функции распределения;  $f_\alpha \equiv f(\mathbf{k}_\alpha)$ ;  $I_{cv}$ ,  $I_{vv}$  — интегралы перекрытия (см., например, [14]).

Интеграл (8) по существу совершенно аналогичен исследованному в [15] при нахождении времени жизни носителей и может быть вычислен тем же способом. Таким образом, приходим к результату

$$R_A = (3\pi)^2 / 2v_{ee} p \exp(\mu_h/T), \quad (10)$$

где  $\nu_{ee} = \nu_{ee}/L$  — частота неупругих кулоновских столкновений в системе (межзонные переходы неупруги; они происходят при рассеянии на больших углах, так что соответствующая им частота не содержит большого логарифма, обусловленного малоугловым рассеянием).

Интеграл, выражающий темп ударной генерации частиц, отличается от (8) лишь статистическим множителем, который имеет вид

$$P_I = f_{h2'} (1 - f_{h2}) (1 - f_{h1}) (1 - f_{e1'}) = \exp(-\mu_e - \mu_h) P_R,$$

так что из (10) находим скорость ударной ионизации

$$I_A = (3\pi)^2 / 2 \nu_{ee} \rho \exp(-\mu_e/T). \quad (11)$$

Вычислим теперь скорость рекомбинации с испусканием оптических фононов. В интересующих нас условиях  $\mu_e < \hbar \omega_0$  максимальным концентрациям носителей  $\sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, достигавшимся в эксперименте [5], соответствует  $\mu_e \sim 100$  К  $\sim \hbar \omega_0/2$ . При этом рекомбинируют в основном электроны с  $\varepsilon > \mu_e$ , т. е. из фермиевского «хвоста».

Искомый темп переходов выражается интегралом

$$R_{LO} = \frac{2\pi}{\hbar} \int \frac{2d^3k}{(2\pi\hbar)^3} |\overline{M(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}')}|^2 P_{LO}^2 \hbar (\hbar\omega_0 - \varepsilon(k)), \quad (12)$$

где интегрирование происходит по электронным состояниям с энергией, меньшей  $\hbar \omega_0$ ;  $M$  — матричный элемент перехода с испусканием  $LO$  фоновона [14, 15]

$$|M(\mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k}')|^2 = \frac{2\pi e^2}{\kappa^*} \frac{\hbar^3 \omega_0}{(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2} (3/4) \sin^2 \theta, \quad (13)$$

где  $\theta$  — угол между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ ; черта означает усреднение  $|M|^2$  по всем состояниям  $\mathbf{k}'$ , удовлетворяющим закону сохранения энергии,

$$P_{LO} = f_e(\varepsilon(k)) f_h(\hbar\omega_0 - \varepsilon(k)) \quad (14)$$

— статистический фактор;  $\varepsilon(k)$  — энергия электрона;  $\rho_h(\varepsilon') = M_h \sqrt{2M_h \varepsilon'} / (2\pi^2 \hbar^3)$  — плотность состояний в валентной зоне.

Последний входящий в (12) параметр обычно определяется как  $\kappa^* = (1/\kappa_\infty - 1/\kappa_0)^{-1}$ . При этом предполагается, что диэлектрическая проницаемость не диспергирует на частоте, меньшей  $\omega_0$ . Однако в бесщелевом полупроводнике в  $\kappa$  входит низкочастотная аномальная добавка [12, 13]. Если она проявляется только на частотах, малых по сравнению с  $\omega_0$ , то по аналогии со стандартным рассмотрением [16] корректная формула для  $\kappa^*$  будет

$$\kappa^* = (1/\kappa_\infty - 1/\kappa_0)^{-1},$$

где  $\kappa_0$  — проницаемость на частоте, меньшей  $\omega_0$ , но достаточно большой, чтобы аномалия была несущественной. Иными словами,  $\kappa_0$  — есть  $\kappa_0$  за вычетом аномальной добавки. В [2] приводится значение  $\kappa_0 \approx 20$ . Мы будем использовать эту формулу для  $\kappa^*$ , хотя в HgTe аномальная часть  $\kappa$  еще заметна в области  $\omega \sim \omega_0$ .

Как и в случае оже-переходов, на скорость фоновонной рекомбинации сильно влияет заселенность электронных состояний. Статистический множитель (14) имеет вид

$$P_{LO} = (1 + \exp(\varepsilon(k) - \mu_e))^{-1} (1 + \exp(\omega - \varepsilon(k) - \mu_h))^{-1} = \\ = \exp(\mu_e + \mu_h - \omega) (1 + \exp(\mu_e - \varepsilon(k)))^{-1} (1 + \exp(\varepsilon(k) - \omega + \mu_h))^{-1},$$

где  $\omega = \hbar \omega_0/T$ ,  $\varepsilon = \varepsilon/T$ . Когда  $\mu_e \gg 1$ ,

$$P_{LO} = \exp(\mu_e + \mu_h - \omega) = \text{const}, \quad (15)$$

если  $\mu_e < \varepsilon(k) < \omega$ , а при  $\varepsilon(k) < \mu_e$  статистический фактор обращается в нуль, переходы идут из области над Ферми-поверхностью. Используя (15) и (13), получаем из (12) после усреднения по углам

$$R_{LO} = \frac{3e^2\omega_0 M_h}{4\pi^2 \kappa^* \hbar^4} \exp(\mu_e + \mu_h - \omega) \int_{k_F}^{k_\omega} dk \left\{ (k^2 + k'^2)/(2k') + \right. \\ \left. + [(k^2 - k'^2)^2/(8kk'^2)] \ln [(k - k')^2/(k + k')^2] \right\}, \quad (16)$$

где  $k_F = \sqrt{2m_e \mu_e}$ ,  $k_\omega = \sqrt{2m_e \hbar \omega_0}$ ;  $k' = \sqrt{2M_h(\hbar \omega_0 - k^2/2m_e)}$  — импульс дырки, с которой рекомбинирует электрон с импульсом  $k$ .

Как отмечалось выше, в HgTe  $\mu_e < \hbar \omega_0/2$  даже при наиболее сильном достигнутом разогреве. Это означает, что почти во всей области интегрирования  $k'(k) \gg k$ , поскольку  $M_h \gg m_e$ . Исключением является только малая окрестность  $k_\omega$ , где  $k' \rightarrow 0$ , но ее вклад в интеграл мал, так как подынтегральное выражение не сосредоточено вблизи верхнего предела, где оно даже обращается в нуль. Это хорошо видно из (12): матричный элемент (13) конечен при  $k \rightarrow k_\omega$ , а  $\rho_h \rightarrow 0$  (в (16) особенности обоих слагаемых при  $k' \rightarrow 0$  в точности компенсируют друг друга). При  $k' \gg k$  подынтегральное выражение в (16) приобретает простой вид  $4k^2/3k'(k)$ , и, вычисляя интеграл от него, получаем

$$R_{LO} = \frac{e^2 \omega_0^2 m_e M_h}{\pi^2 \hbar^3 \kappa^*} \sqrt{m_e/M_h} [\pi/2 - \arcsin \sqrt{\mu_e/\hbar \omega_0} + \sqrt{\mu_e(\hbar \omega_0 - \mu_e)}/\hbar \omega_0] \times \\ \times \exp(-(\hbar \omega_0 - \mu_e - \mu_h)/T). \quad (17)$$

Скорость потерь энергии на оптических фоновых есть просто

$$(dz/dt)_{LO} = \hbar \omega_0 R_{LO}, \quad (18)$$

так как при каждом переходе испускается один фотон с энергией  $\hbar \omega_0$ .

Поскольку все величины, входящие в систему (1)–(3), найдены (см. (4), (5), (7), (10), (11), (17) и (18)), можно выписать уравнения, определяющие разогрев электронов и дырок. Мы сразу подставим условие электронейтральности (4) в (1) и (2), исключив из последних  $\mu_h$ , и приведем получившиеся уравнения баланса энергии и межзонных переходов в безразмерной форме

$$F^2 = \theta^{3/2} (1 - n'_0 \xi^{-3/2}) \{ D(\theta - \theta_0) \theta^2 + [\pi/2 - \arcsin \sqrt{\xi} + \sqrt{\xi(1 - \xi)}] \exp[(\xi - 1)/\theta] \}, \quad (19)$$

$$B \theta^{3/2} [\exp(-\xi/\theta) - (\xi^{3/2} - n'_0)/(\rho' \theta^{3/2})] = \\ = \exp[(\xi - 1)/\theta] [\pi/2 - \arcsin \sqrt{\xi} + \sqrt{\xi(1 - \xi)}]. \quad (20)$$

Здесь  $\theta = T/\hbar \omega_0$ ,  $\xi = \mu_e/\hbar \omega_0$ ,  $F = E/E_0$ , где

$$E_0 = \left[ \frac{2}{3\pi} \sqrt{2/\pi} \frac{L e^4 (\hbar \omega_0)^{3/2} m_e^{5/2}}{\hbar^5 \kappa_0^2 \kappa^*} \frac{m_e}{M_h} \right]^{1/2},$$

$n'_0 = n_0/n_\omega$  — отношение плотности несобственных электронов к их числу, соответствующему  $\mu_e = \hbar \omega_0$ :  $n_\omega = (2m_e \hbar \omega_0)^{3/2}/(3\pi^2 \hbar^3)$ ,

$$D = \frac{8C^2 \kappa^* M_h^2}{\pi \hbar^2 e^2 \delta} \left[ \frac{M_h}{m_e} \right]^{3/2}$$

— константа, определяющая отношение потерь энергии при  $DA$  рассеянии к потерям за счет  $LO$  фононов;  $\rho' = (3\sqrt{\pi}/4) (M_h/m_e)^{3/2}$  — отношение плотностей состояний в валентной зоне и зоне проводимости (с точностью до численного множителя);  $B = 3\pi \sqrt{\pi/2} \kappa^* (M_h e^2/\hbar^2 \kappa_0^2) (\hbar/\sqrt{m_e \hbar \omega_0})$  — постоянная, имеющая смысл отношения темпов ударной и фононной рекомбинации.

Оценим введенные величины, используя следующие значения параметров HgTe:  $m_e = 0.03m_0$ ,  $M_h = 0.6m_0$ ,  $\hbar \omega_0 = 140 \text{ см}^{-1} = 200 \text{ К}$  [17],  $n_0 = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [5],  $\delta = 8.13 \text{ г/см}^3$ ,  $\kappa_\infty = 14$  [14],  $\kappa_0 = 80$  [13],  $\kappa_0 = 20$  [2],  $L \approx 2$ ,  $C = 10 \text{ эВ}$  (значение  $C$  достоверно неизвестно). По приведенным выше формулам находим

$$E_0 \approx 80 \text{ В/см}, \quad n_\omega \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad n'_0 \approx 3 \cdot 10^{-2}, \quad D \approx 0.2, \quad \rho' \approx 100, \quad B \approx 20. \quad (21)$$

В системе (19)–(20) взаимодействие с оптическими фононами описывается последним членом в фигурных скобках в уравнении (19) и членами в правой части в уравнении (20). Сильно нелинейная зависимость этих выражений от  $\theta$  и  $\xi$  затрудняет аналитическое решение уравнений, которое легко провести лишь в области слабого разогрева, когда  $LO$  рассея-

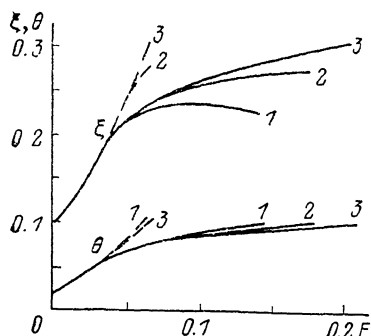


Рис. 2. Полевые зависимости безразмерных температуры  $\theta$  и электронного химического потенциала  $\xi$  при  $B=0.2$  (1), 1 (2), 3 (3).

Релаксация энергии за счет  $LO$  и  $DA$  рассеяния (сплошные линии), только благодаря  $DA$  взаимодействию (штриховые). Значения  $n'_0$ ,  $D$  и  $p'$  взяты в соответствии с (21).

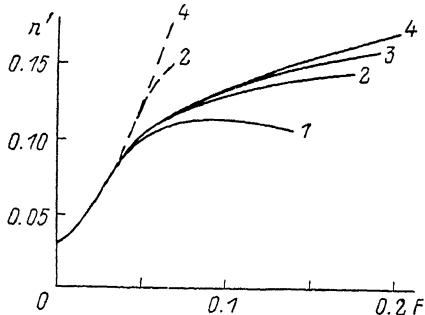


Рис. 3. Зависимости безразмерной концентрации электронов  $n'=n/n_{\omega_0}$  от поля при  $B=0.2$  (1), 1 (2), 3 (3), 100 (4).

Обозначения те же, что и на рис. 2.

ние несущественно; результаты тут соответствуют выводам [5, 8]. Более детальное исследование было проведено численно, его результаты представлены на рис. 2–4.

Поскольку испускание электроном оптического фонона ведет и к рекомбинации, и к потере энергии, представляет интерес проследить по от-

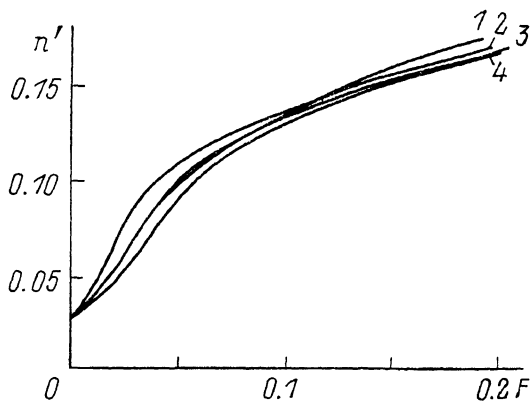


Рис. 4. Полевые зависимости безразмерной концентрации электронов  $n'=n/n_{\omega_0}$  при  $B=100$  и  $D=0.1$  (2), 0.2 (3), 0.3 (4).

1 — эксперимент [4] (см. рис. 1), 2–4 — расчет. Значения  $n'_0$  и  $p'$  взяты в соответствии с (21).

дельности за ролью каждого из этих процессов в замедлении роста концентрации частиц. Для этого, кроме расчетов при различной величине параметров  $B$  и  $D$ , было также проведено решение системы уравнений (19)–(20) с учетом релаксации энергии только на акустических фононах, для чего из (19) исключалось второе слагаемое в фигурных скобках, описывающее передачу энергии оптическим колебаниям.

На рис. 2 изображены полевые зависимости безразмерных температуры  $\theta = T/\hbar\omega_0$  и химического потенциала  $\xi = \mu_e/\hbar\omega_0$  электронов. Из них следует, что в рассмотренном интервале электрических полей система электронов остается вырожденной, хотя и не очень сильно,  $\mu_e/T \geq 3$ . Видно,

что оптическое рассеяние начинает проявляться уже при энергии электронов порядка  $\hbar\omega_0/5 - \hbar\omega_0/4$ , что обусловлено относительной слабостью  $DA$  рассеяния ( $D \approx 0.2$ ; см. (21)), и резко замедляет дальнейший рост  $T$  и  $\mu_e$ . Из рис. 3 видно, что на концентрацию оптические фононы сильно влияют через разогрев, а при  $B < 1$  проявляется и фононная рекомбинация. При  $B > 1$  зависимость от величины  $B$  очень слаба, а все кривые с  $B > 10$  просто совпадают. На рисунках они представлены расчетом при  $B=100$ ; эти кривые отвечают и реальному HgTe, в котором  $B \approx 20$ . На рис. 4 представлены зависимости  $n' = n/n_w$  от поля при различных значениях постоянной  $D$ , а также экспериментальные данные [5] (рис. 1), в качестве масштаба для которых использованы приведенные в (21) значения  $n_w$  и  $E_0$ . Из сопоставления формы экспериментальных и теоретических кривых можно заключить, что в HgTe в исследованном диапазоне электрических полей роль рекомбинации на  $LO$  фононах должна быть невелика ( $B \gg 1$ ), что согласуется с оценкой  $B \approx 20$ . Начальные участки кривых совпадают при  $C \approx 10$  эВ. Таким образом, учитывая влияние рассеяния на полярных оптических фононах на релаксацию энергии носителей и время их жизни, можно объяснить экспериментальные данные по разогреву носителей в HgTe электрическим полем при геттевых температурах.

В заключение вернемся к вопросу о соотношении между временами релаксации энергии при межчастичных столкновениях и при испускании оптических фононов. Наибольшее из межчастичных времен энергетической релаксации  $\tau_{eh}$  отвечает передаче энергии между носителями разных знаков; это время имеет порядок величины  $\tau_{eh} \sim (v_{ee})^{-1} M_h / m_e$ . Время релаксации энергии при сильно неупругом оптическом рассеянии есть  $\tau_{LO} \sim p/R_{LO}$ . Для обеспечения равенства температур электронов и дырок достаточно, чтобы выполнялось неравенство  $\tau_{eh} \ll \tau_{LO}$ , которое с помощью (6) и (17) приводится к виду

$$\exp [-(1-\xi)/\theta] / \theta^{3/2} < 2LB / (3\pi)^2.$$

При  $L \approx 2$  и  $B \approx 20$  стоящая в правой стороне неравенства комбинация констант имеет величину порядка единицы и условие применимости однотемпературного приближения приобретает вид  $\exp [-(1-\xi)/\theta] \ll \theta^2$ . Как видно из рис. 2, в актуальной области  $\theta \sim 0.1$ ,  $\xi \sim 0.3$ , так что неравенство удовлетворяется и приближение  $T_e = T_h$  оправдано. При этом заведомо можно пренебречь влиянием оптического рассеяния на релаксацию импульса, которой соответствует время  $\sim (v_{ee})^{-1} \ll \tau_{eh}$ .

Автор благодарит С. Д. Бенеславского и Б. Л. Гельмонта за обсуждение работы и полезные замечания.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Gelmont B. L. // Lect. Notes Phys. 1980. V. 133. P. 371—387.
- [2] Tsidilkovski I. M., Harus G. I., Schelushinina N. G. // Adv. Phys. 1985. V. 34. N 1. P. 43—174.
- [3] Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 2. С. 713—719; Гельмонт Б. Л., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 4. С. 1423—1431; 1985. Т. 89. № 1. С. 286—291.
- [4] Mauger A., Friedel J. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 6. P. 2412—2423.
- [5] Бенеславский С. Д., Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т., Смирнов В. А. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 6. С. 1620—1629.
- [6] Горбатюк И. Н., Кичигин Д. А., Квыш И. Н. и др. // Укр. физ. журн. 1985. Т. 30. № 2. С. 281—286.
- [7] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Жебелев С. И. // ФТП. 1987. Т. 21. № 5. С. 855—861.
- [8] Михеев В. М., Поморцев Р. В. // ФТП. 1977. Т. 11. № 5. С. 908—913.
- [9] Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т., Огородников В. К., Смекалова К. П. // ФТП. 1970. Т. 4. № 2. С. 264—269.
- [10] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975. Гл. 1. 400 с.
- [11] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Коломиец Б. Т. и др. // ФТП. 1971. Т. 5. № 2. С. 266—269.
- [12] Liu L., Brust D. // Phys. Rev. 1968. V. 173. N 3. P. 777—780.

- [13] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 6. С. 2075—2084.
- [14] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. § 12.2, 12.3, 12.6. Приложение.
- [15] Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. // ФТП. 1980. Т. 14. № 8. С. 1499—1506.
- [16] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. Гл. 3, § 9. Гл. 4, § 4.
- [17] Козырев С. П., Водопьянов Л. К., Требуле Р. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 635—641.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова  
Москва

Поступило в Редакцию  
10 мая 1988 г.  
В окончательной редакции  
12 сентября 1988 г.