

УДК 621.315.592

© 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНВЕРТИРОВАННЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ МЕЖДОЛИННОМ ПЕРЕНОСЕ В МАТЕРИАЛАХ ТИПА $Ga_{1-x}Al_xAs$

Г. Э. Дзамукашвили

Представлены результаты исследования функций распределения (ФР) горячих электронов при междолинных переходах (МП) в полупроводнике типа GaAs в двухдолинной Γ - X модели зоны проводимости в условиях баллистического разогрева в нижней (Γ) долине в двух приближениях: 1) в верхней (X) долине ФР аппроксимирована распределением Максвелла—Больцмана с электронной температурой T_x ; 2) в X -долине имеется стриминг. Численные расчеты были проделаны для твердого раствора $Ga_{1-x}Al_xAs$ при разных энергетических зазорах ϵ_x между Γ - и X -долинами ($\hbar\omega^* < \epsilon_x < 16\hbar\omega^*$, $\hbar\omega^*$ — энергия междолинного фонона), ибо изменение ϵ_x (которое достигается изменением состава твердого раствора) предоставляет возможность варьирования условий разогрева в Γ -долине и выбора оптимальных условий для инвертированной ФР. Показано, что в указанных условиях МП функция инвертирована в обоих приближениях как по энергии, так и вдоль и поперек относительно электрического поля в области энергий $0 < \epsilon_x < \epsilon_x - \hbar\omega^*$. При $T_x \approx 0$ инверсия более отчетлива, чем при $T_x \neq 0$. При уменьшении ϵ_x область инверсии уменьшается и при $\epsilon_x \leq \hbar\omega^*$ исчезает.

Известно, что одной из возможностей продвижения частотного предела активных элементов в субмиллиметровую область является создание физических условий, способствующих появлению высокочастотной отрицательной дифференциальной проводимости (ВЧ ОДП) при междолинном переносе (МП) горячих электронов (ГЭ) в материалах типа GaAs в сильном электрическом поле. О такой возможности было указано в работах [1, 2], но прямые исследования субмиллиметровых свойств ГЭ до недавнего времени не проводились. Аналитические расчеты субмиллиметровой ОДП в упрощенной модели МП в материалах типа $Ga_{1-x}Al_xAs$ были проделаны в работах [3, 4], результаты которых показали, что условия, при которых возможна такая ОДП, найти не просто. Очевидно, что обстоятельства, способствующие и препятствующие появлению такой ОДП и на которые кратко указано в работе [4], следует более детально проанализировать. В такой ситуации нам представляется нужным исследовать функцию распределения (ФР) электронов и найти возможности появления инвертированного распределения (т. е. когда $\partial f/\partial \epsilon > 0$, f — функция распределения, ϵ — энергия электронов), ибо инверсия может обуславливать неравновесное состояние системы, способствующее усилению и генерации электромагнитных волн.

Инверсия электронов в GaAs была обнаружена в работах [5, 6], там же указано на то, что инверсия в поперечном направлении относительно электрического поля может способствовать возникновению поперечной динамической ОДП. В работах [3, 6] приведены некоторые результаты исследования ФР в идеализированной модели междолинных переходов, когда разогрев электронов является баллистическим.

В настоящей работе проведем более детальное исследование функции распределения электронов в материалах типа GaAs в условиях баллистического

ческого разогрева в Γ -долине в двух приближениях: 1) в верхней (X) долине функция распределения аппроксимирована распределением Максвелла—Больцмана с электронной температурой T_x ; 2) в X -долине имеется стриминг [7, 8].

1. Модель и приближения

Все нижеприведенные исследования будут проведены при низких температурах, когда МП осуществляется лишь за счет спонтанного излучения междолинных фононов (МФ) (с энергией $\hbar\omega^* = 0.8 \hbar\omega_0$, ω_0 — частота

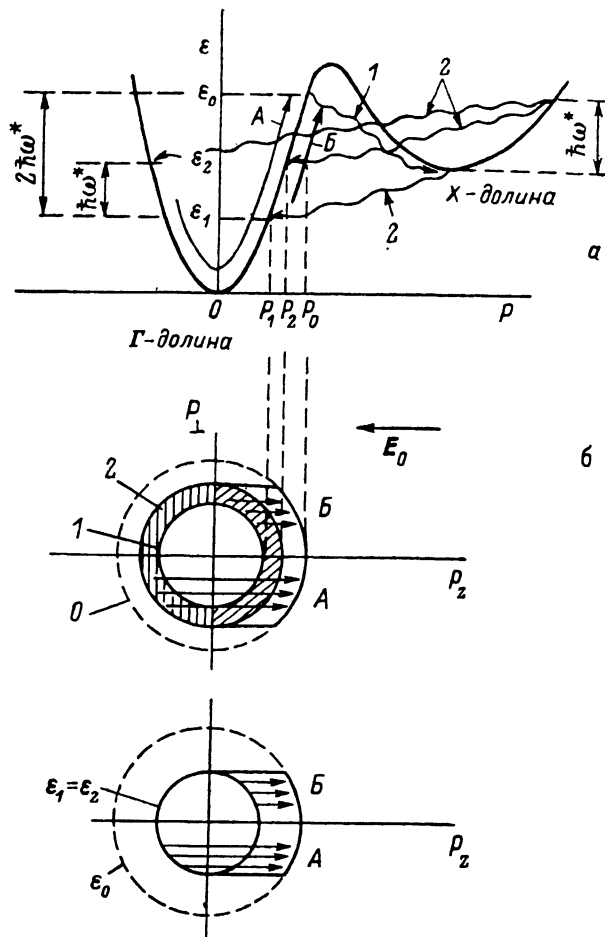


Рис. 1. Схема междолинных переходов в двухдолинной Γ — X модели зоны проводимости в полупроводнике типа $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$.

α — схематическое изображение процесса междолинных переходов. 1 — переход $\Gamma \rightarrow X$, 2 — переходы $X \rightarrow \Gamma$. А, Б — ускорение А- и Б-электронов в Γ -долине; б — схематическое изображение Γ -долины в импульсном пространстве в случае $T_x \neq 0$. Вертикальная и наклонная штриховки — области прихода в Γ -долине А- и Б-электронов соответственно. А, Б — свободное движение А- и Б-электронов в Γ -долине. 0, 1, 2 — поверхности $\epsilon_0 = \text{const}$, $\epsilon_1 = \text{const}$, $\epsilon_2 = \text{const}$; в — схематическое изображение Γ -долины в импульсном пространстве в случае $T_x \approx 0$ К. А, Б — свободное движение А- и Б-электронов в Γ -долине.

оптического фонона). В такой ситуации статические характеристики горячих электронов (а также высокочастотные характеристики, о которых здесь речь не пойдет) имеют особенности, не проявляющиеся при высоких температурах. Ниже, при анализе процессов МП, будем считать, что МП динамический. Это означает, что характерное время рассеяния электронов на оптических фононах внутри Γ -долины $\tau_{r0} = v_{r0}^{-1}$ больше, чем время их ускорения τ_E до энергии $\epsilon_0 = \epsilon_x + \hbar\omega^*$ (ϵ_x — энергия минимума X -долины), при которой начинается МП, так что они почти без рассеяния набирают

энергию, достаточную для МП. Это может произойти в сильном электрическом поле E , удовлетворяющем условию

$$v_E^{-1} = P_0/eE < \tau_{P0}, \quad P_0 = \sqrt{2m_{\Gamma}^* \epsilon_1}, \quad (1)$$

где m_{Γ}^* — масса электрона в Γ -долине, e — заряд электрона.

Сказанное дает возможность при рассмотрении процессов МП в сильных электрических полях вообще не учитывать рассеяние на оптических фононах внутри Γ -долины. При рассмотрении кинетики МП в принципе следует учесть влияние тех вышележащих долин, связь которых с Γ -долиной сильна. Это касается X - и L -долин. Но мы ограничимся только рассмотрением X -долины, так как все основные качественные результаты, полученные в Γ - X модели, не будут заметно отличаться от результатов, полученных в трехдолинной Γ - X - L схеме (что касается количественного различия, по оценкам, проведенным в работе [9], оно очень мало). Как нам представляется, расхождение может быть не больше, чем расхождение, связанное с неточностью вычислений, вносимой применением подгоночных параметров зонной структуры.

Учет всех перечисленных обстоятельств в двухдолинной Γ - X схеме зоны проводимости представляет картину междолинных переходов такой (рис. 1, а): если к образцу приложено постоянное электрическое поле, удовлетворяющее условию (1), то электроны без рассеяния набирают энергию ϵ_0 , с характерным временем τ_0 рассеиваются на междолинном фононе и переходят в X -долины, откуда с характерным временем τ_1 вновь возвращаются в Γ -долину, где начинается новый цикл ускорения. В импульсном пространстве Γ -долины схема распределения электронов показана на рис. 1, б. Если электроны X -долины имеют характерную температуру T_X (вследствие разогрева полем), то их рассеяние на $X \rightarrow \Gamma$ фононе происходит в интервале энергий $\epsilon_X < \epsilon \leq \epsilon_X + kT_X$ (k — постоянная Больцмана) и, испуская МФ, в Γ -долине они приходят на полосу между изоэнергетическими поверхностями

$$\epsilon_X - \hbar\omega^* = P_0^2/2m_{\Gamma}^* = \epsilon_1 = \text{const}, \quad \epsilon_X + kT_X - \hbar\omega^* = P_0^2/2m_{\Gamma}^* = \epsilon_2 = \text{const}.$$

Область за пределами изоэнергетической поверхности

$$\epsilon_X + \hbar\omega^* = P_0^2/2m_{\Gamma}^* = \epsilon_0 = \text{const}$$

назовем областью ухода из Γ -долины в X -долину. Из схемы видно, что электроны, приходящие на отмеченную полосу с $P_x < 0$ и $P_x > 0$ (которые условно назовем электронами А и Б), имеют разные времена полета Γ -долины.

2. Кинетическое уравнение

а) Исходная система уравнений. Вышепоказанную картину междолинных переходов описывает следующая система кинетических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{\Gamma}}{\partial t} + eE \frac{\partial f_{\Gamma}}{\partial P} &= \nu_0 \sqrt{\frac{\epsilon - \epsilon_1}{\epsilon_0}} f_X (\epsilon + \hbar\omega^*) - \nu_0 \sqrt{\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_0}} f_{\Gamma}, \\ \frac{\partial f_X}{\partial t} + eE \frac{\partial f_X}{\partial P} &= \nu_1 \sqrt{\frac{\epsilon_X + \hbar\omega^*}{\epsilon_1}} f_{\Gamma} (\epsilon_X + \hbar\omega^*) - \nu_1 \sqrt{\frac{\epsilon - \hbar\omega^*}{\epsilon_1}} f_X + \\ &+ \nu_X \sqrt{\frac{\epsilon - \epsilon_1}{\hbar\omega^*}} f_X (\epsilon + \hbar\omega^*) - \nu_X \sqrt{\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\hbar\omega^*}} f_X, \end{aligned} \quad (2a)$$

(2б)

где f_X, f_{Γ} — ФР в X - и Γ -долине. Здесь $f_j = \int f_j(\mathbf{P}) d\Omega/4\pi$ — зависящая только от энергии функция, усредненная по телесному углу в пространстве импульсов; ν_1, ν_0, ν_X — частоты $X \rightarrow \Gamma$, $\Gamma \rightarrow X$ и $X \rightarrow X'$ переходов соответственно

$$v_1 = \tau_1^{-1} = D_{\Gamma X}^2 (m_{\Gamma}^*)^{3/2} \sqrt{\varepsilon_1} / \sqrt{2} \pi \hbar^3 \rho \omega^*, \quad v_0 = \tau_0^{-1} = N D_{\Gamma X}^2 (m_{\Gamma}^*)^{3/2} \sqrt{\varepsilon_0} / \sqrt{2} \pi \hbar^3 \rho \omega^*$$

$$v_X = \tau_X^{-1} = (N-1) D_{\Gamma X}^2 (m_X^*)^{3/2} \sqrt{\hbar \omega^*} / \sqrt{2} \pi \hbar^3 \rho \omega^*,$$

D_{ij} — константа связи между долиной i и остальными; m_j — эффективная масса электрона в долине j ; ρ — плотность образца; N — количество эквивалентных X -долин.

Система (2) является исходной, с помощью которой можно исследовать как стационарные (в постоянном), так и высокочастотные (в переменном ВЧ поле) свойства горячих электронов при баллистическом междолинном переносе.

Для установления характеристик ГЭ Γ -долины, согласно уравнению (2а), необходимо знать ФР в X -долине. На вид функции f_X влияют многие факторы, "полный учет которых делает невозможным аналитическое решение кинетического уравнения (2б), а детальные численные расчеты методом Монте-Карло с учетом всех механизмов рассеяния трудоемки и пока не проведены. Ввиду такого обстоятельства для исследования функции f_{Γ} будем применять аппроксимации f_X , которые являются наиболее вероятными при вышеуказанных условиях МП. Такому исследованию и посвящается настоящая работа.

б) П р и б л и ж е н и е э л е к т р о н н о й т е м п е р а т у р ы. Одной из наиболее вероятных аппроксимаций f_X может служить распределение Максвелла—Больцмана [10] с электронной температурой T_X

$$f_X = \frac{N_X}{N_c} e^{-(\varepsilon - \varepsilon_X)/kT_X}, \quad N_c = (2\pi m_X^* kT_X)^{3/2}, \quad (3)$$

где N_X — концентрация электронов в X -долине. Если v_0 является большим параметром ($v_0 \rightarrow \infty$), то область ухода в Γ -долине является узкой и можем пренебречь соответствующим членом в системе (2). Подстановкой функции (3) в (2а) уравнение для f_{Γ} в постоянном электрическом поле с учетом $v_0 \rightarrow \infty$ принимает вид

$$eE \frac{[\partial f_{\Gamma}(P)]}{\partial P} = v_1 \sqrt{\frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon_0}} N_X \frac{e^{-(\varepsilon - \varepsilon_1)/kT_X}}{(2\pi m_X^* kT_X)^{3/2}}. \quad (4)$$

Уравнение, которое описывает междолинный перенос в указанных предположениях — это уравнение (4), и условие сохранения полного числа электронов в обеих долинах

$$\int f_{\Gamma} d^3P + N_X = N_0 = \text{const}, \quad (5)$$

где N_0 — полная концентрация электронов в зоне проводимости.

В простейшем приближении можно считать, что электроны в X -долине не разогреваются полем. Тогда электронную температуру T_X можно считать малой ($T_X \rightarrow 0$), а функцию f_X аппроксимировать δ -функцией, и уравнение (4) принимает вид (ср. с [3])

$$eE \frac{\partial f_{\Gamma}}{\partial P} = \frac{N_X v_1}{4\pi P^2} \delta(P - P_1). \quad (6)$$

В отличие от схемы на рис. 1, б в импульсном пространстве Γ -долины в приближении $T_X \approx 0$ полоса прихода превращается в изоэнергетический круг $\varepsilon_1 = \text{const}$ (так как $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$) и явно будут выражены группы А и Б электронов с существенно разными временами пролета (рис. 1, в).

в) Система уравнений с учетом стриминга в X -долине. В большинстве случаев в сильном электрическом поле электроны X -долины разогреваются и может стать неоправданным приближение $T_X \approx 0$, при этом функция f_X может стать сильно анизотропной, существенно отличающейся от максвелловской. В этой ситуации следует искать новые способы аппроксимации f_X . В работах [7, 8] показано, что в неко-

торых случаях в X -долине формируется стриминг, учет которого может быть существенным. В пределе $\nu_0 \approx \nu_X \rightarrow \infty$ (т. е. без учета области $\varepsilon > \varepsilon_0$) система кинетических уравнений может быть представлена в виде (ср. с [4])

$$\frac{\partial f_X(\varepsilon^X)}{\partial t} + eE \frac{\partial f_X(\varepsilon^X)}{\partial P} = I\delta(P^X) - \nu_1 f_X(\varepsilon^X), \quad P^X < P_+, \quad P_+ = \sqrt{2m_X^* \hbar \omega^*}, \quad (7a)$$

$$\frac{\partial f_\Gamma(\varepsilon)}{\partial t} + eE \frac{\partial f_\Gamma(\varepsilon)}{\partial P} = \nu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon}} J_X(\varepsilon + \hbar \omega^*), \quad P < P_0, \quad (7b)$$

где $I = I_\Gamma + I_X$ — источник в X -долине, связанный с $\Gamma \rightarrow X$ и $X \rightarrow X'$ переходами, который следует определить из условия нормировки числа электронов в отдельных долинах на их полное число. Импульс P^X и энергия ε^X отсчитаны от дна X -долины. В импульсном пространстве Γ -долины схема остается той же, что и на рис. 1, б, но при этом максимальная энергия в области прихода ε_2 будет равной ε_X .

г) Учет проникновения электрона за энергию $\varepsilon = \varepsilon_0$. Частоты ν_0 и ν_X в реальной ситуации являются конечными (константы D_{ij} конечны), поэтому все-таки следует оценить роль электронов с энергией $\varepsilon > \varepsilon_0$ в кинетике междолинных переходов. В Γ -долине эту оценку можно сделать из уравнения (2a) с учетом того, что в X -долине электронов с энергией $\varepsilon^X > 2\hbar\omega^*$ фактически нет из-за большого значения частоты ν_X (хотя она является конечной), поэтому в уравнении будет отсутствовать член прихода. Кинетическое уравнение для f'_Γ в области $\varepsilon > \varepsilon_0$ постоянного поля принимает вид

$$eE \frac{\partial f'_\Gamma}{\partial P} = -\nu_0 \sqrt{\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon}} f'_\Gamma, \quad \varepsilon > \varepsilon_0. \quad (8)$$

Таким образом, уравнения (2), (4), (6)–(8) предоставляют возможность определить вид ФР в Γ -долине, в которой идут основные процессы, формирующие как стационарные, так и динамические характеристики электронов в сильных полях.

3. Результаты и обсуждение

Решением уравнений (4), (6)–(8) в постоянном поле находим ФР в Γ -долине: в приближении $T_X \simeq 0$ [3]

$$f_\Gamma^A = f_\Gamma^B = \frac{N_X \nu_1}{4\pi e E P_1^2} \frac{P_1}{\sqrt{P_1^2 - P_+^2}} = \frac{\nu_1}{\nu_E} \frac{N_X z_1^{-1}}{4\pi \alpha P_0^3}, \quad (9)$$

при $T_X \neq 0$

$$f_\Gamma = \frac{\nu_1}{\nu_E} \frac{N_X}{\alpha N_c} \int_{z_A, B} \sqrt{z^2 + y^2 - \alpha^2} e^{-(z^2 + y^2 - \alpha^2)/z^2} dz, \quad z^2 = \frac{2m_X^* T_X}{P_0^2}, \quad (10)$$

в случае стриминга в X -долине

$$f_X(\varepsilon^X) = \frac{C_1}{2} \frac{\hbar \omega^*}{\varepsilon^X} e^{-\frac{\nu_1}{\nu_+} \sqrt{\frac{\varepsilon^X}{\hbar \omega^*}}} = \frac{C_1}{2x^2} e^{-\frac{\nu_1}{\nu_+} x}, \quad \varepsilon^X < \hbar \omega^*, \quad (11)$$

$$f_{\Gamma, B}^{A, B} = \frac{\nu_0^*}{\nu_E^*} \frac{C_1}{2} \int_{z_A, B} \varphi(z, z_1) dz. \quad (12)$$

Здесь и ниже введены обозначения: $\alpha \equiv \sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_0}$ — параметр, определяющий энергетический зазор между долинами ($\varepsilon_X = \hbar \omega^* (1 + \alpha^2)/(1 - \alpha^2)$, $0 < \alpha < 1$); $x = P_X/P_0$; $y = P_\perp/P_0$; $P_\perp = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$; $z = P_x/P_0$; $z_1 = \sqrt{\alpha^2 - y^2}$; $\nu_E^* = eE/P^*$; $P^* = \sqrt{2m_X^* \hbar \omega^*}$; $\nu_0^* = \nu_0 \sqrt{\hbar \omega^*/\varepsilon_0}$; $\nu_+ = \tau_+^{-1} = eE/P_+$; $P_+ = \sqrt{2m_X^* \hbar \omega^*}$ (ν_+ есть

частота пролета электронов в X-долине); $z'_{A, B} = P'_{A, B}/P_0$; $P'_{A, B}$ — начальная z-компонента импульса A- и B-электронов при пролете Г-долины. C_1 определяем из условий (5)

$$C_1 = N_0 \left[K + \frac{v_0^*}{v_E^*} \frac{P_0^3}{2} (G^A + G^B) \right]^{-1},$$

$$G^{A, B} = 2\pi \int_{\Sigma_{A, B}} \left[\int_{r'_{A, B}}^r \varphi(z, z_1) dz \right] y dy dz,$$

где

$$K = 2\pi P_+^3 \frac{v_+}{v_1} (1 - e^{-v_+/v_+}),$$

$$\varphi(z, z_1) = (z^2 - z_1^2)^{-1/2} \exp\left(-\frac{v_1}{v_+} \sqrt{\frac{2}{1-a^2}} \sqrt{z^2 - z_1^2}\right),$$

$\Sigma_{A, B}$ — область движения A- и B-электронов в Г-долине на плоскости импульсов (P_x, P_y).

Функцию распределения в области $\varepsilon > \varepsilon_0$ Г-долины f'_Γ находим решением уравнений (8). Соблюдением условий непрерывности функции при $\varepsilon = \varepsilon_0$ получим выражение для f'_Γ

$$f'_\Gamma = f_\Gamma(z = z_0) \psi(z, z_0), \quad (13)$$

$$\psi(z, z_0) = z_0^{-\frac{z_0^2}{2} \xi} \left| z + \sqrt{z^2 - z_0^2} \right|^{\frac{z_0^2}{2} \xi} \exp\left(\frac{-\xi z}{2} \sqrt{z^2 - z_0^2}\right),$$

$$z_0 = \sqrt{1 - y^2},$$

f_Γ — функция в области $\varepsilon < \varepsilon_0$; $\xi = v_0/v_E$ — отношение частоты $\Gamma \rightarrow X$ перехода к пролетной частоте в Г-долине.

Уравнение (8) и, следовательно, его решение не относятся к какому-либо конкретному приближению, описанному в разделе 2. Поэтому, чтобы найти ФР в области $\varepsilon > \varepsilon_0$ в интересующем нас приближении, в (13) следует поставить значение функции на границе области начала МП — $f_\Gamma(\varepsilon = \varepsilon_0)$, где f_Γ — функция в области $\varepsilon < \varepsilon_0$ в том же приближении. Экспоненциальный множитель функции в области $\varepsilon > \varepsilon_0$ в разных моделях одинаков ($\psi(z, z_0)$ не зависит от выбранного приближения) и зависит только от поля E и частоты ν_0 (ν_0 со своей стороны сильно зависит от параметра $D_{\Gamma X}$, достоверное значение которого не установлено и служит подгоночным параметром [11]).

Зависимость функции от отдельных компонентов импульса, а также от его модуля (от энергии) определяется следующими интегралами:

$$f_\Gamma(P_y) = \int f_\Gamma dP_x d\varphi, \quad (14)$$

$$f_\Gamma(P_x) = \int f_\Gamma P_y dP_y d\varphi, \quad (15)$$

$$f_\Gamma(|P|) = \frac{1}{4\pi} \int f_\Gamma \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (16)$$

Нами были исследованы функции в зависимости от состава твердого раствора $Ga_{1-x}Al_xAs$ в диапазоне $0 < x < 0.39$ ($\hbar\omega^* < \varepsilon_x < 16\hbar\omega^*$). Некоторые результаты исследования ФР в приближении $T_x \simeq 0$, которые представлены в работах [3, 6], здесь не приводим.

Аналитическое выражение ФР в Г-долине можно получить только в приближении $T_x \simeq 0$. В остальных случаях для анализа функции f_Γ использовали ЭВМ. Сравнением функции $f_\Gamma^2(P_x)$ при $T_x \simeq 0$ с функциями, полученными в других моделях МП, показывается влияние разогрева электронов в X-долинах на вид ФР в Г-долине (рис. 2).

Аналитическое выражение ФР $f_{\Gamma}^{\pm}(P_{\perp})$ при $T_X \approx 0$ такое

$$f_{\Gamma}^{A, B}(P_{\perp}) = \frac{\nu_1 N_X}{2eE P_1} \left(\sqrt{\frac{P_0^2 - P_{\perp}^2}{P_1^2 - P_{\perp}^2}} \pm 1 \right) = \frac{\nu_1}{\nu_E} \frac{N_X}{2aP_0^2} \left(\frac{z_0}{z_1} \pm 1 \right), \quad (17)$$

а функция, проинтегрированная по телесному углу

$$f_{\Gamma}(|P|) = \frac{\nu_1}{\nu_E} \frac{1}{8\pi a P_0^2} \frac{1}{|P|} \ln \left| \frac{\alpha + \rho}{\alpha - \rho} \right|, \quad \rho \equiv \frac{|P|}{P_0} < 1. \quad (18)$$

Из (17), (18) видно, что функции $f_{\Gamma}(|P| = P_1)$, $f_{\Gamma}(P_{\perp} = P_1)$ не ограничены. Эта особенность «обрезается» при $T_X \neq 0$. В этом случае функций $f_{\Gamma}(P_{\perp})$ существует и при $P_{\perp} > P_1$ (рис. 3), а функция $f_{\Gamma}(|P|)$ имеет вид, показанный на рис. 4, а.

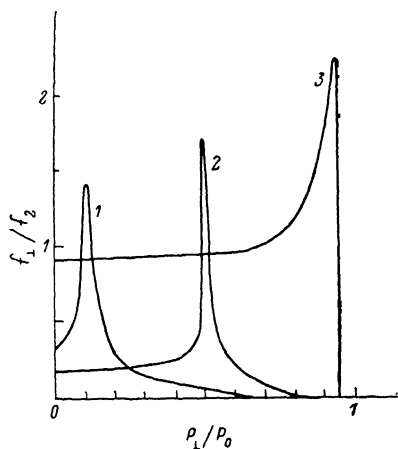
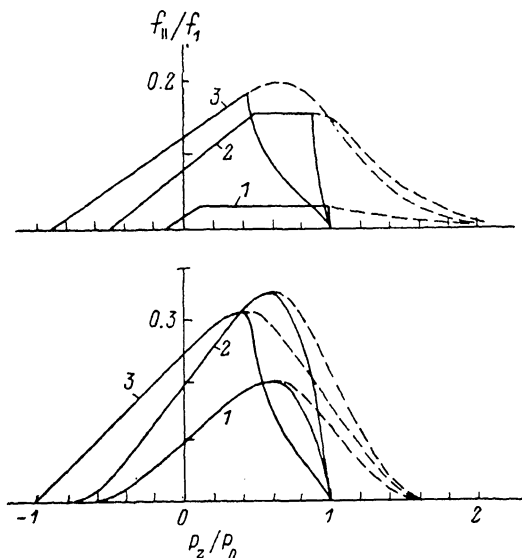


Рис. 2. Проинтегрированная по P_{\perp} функция распределения в зависимости от P_{\perp} в случае $T_x = 0$ К и стриминга в X-долине.

$\epsilon_X/\hbar\omega^*$: 1 — 1.02, 2 — 1.7, 3 — 10. Сплошные линии — функция без учета области $\epsilon > \epsilon_0$, штриховые — с учетом области $\epsilon > \epsilon_0$. $E = 5$ кВ/см, $f_1 = N_X/P_0$. (x : 1 — 0.39, 2 — 0.37, 3 — 0.17).

Рис. 3. Проинтегрированная по P_{\perp} функция распределения в зависимости от P_{\perp} при разных ϵ_X в случае стриминга в X-долине.

$\epsilon_X/\hbar\omega^*$: 1 — 1.02, 2 — 1.7, 3 — 10. $E = 5$ кВ/см, $f_2 = N_X/P_0^2$ (x : 1 — 0.39, 2 — 0.37, 3 — 0.17).

При конкретных расчетах учитывали изменение параметров зонной структуры твердого раствора $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ с изменением его состава: $\epsilon_X(x) = 0.462 - 0.987x - 0.278x^2$ эВ (зависимость $\epsilon_X(x)$ при $T = 300$ К из работы [12] аппроксимировали к зависимости $\epsilon_X(x)$ при $T = 0$), $\hbar\omega^*(x) = (0.0362 + 0.0112x) \cdot 0.8$ эВ [13], $m_{\Gamma}^*/m_0 = 0.067 + 0.083x$ [11], $m_X^{(N)}/m_0 = 0.85 - 0.07x$ [14], $\rho = (5.307 - 1.709x)$ г/см³ [13], $D_{\Gamma X} = D_{X X} = (3.37 + 25.68x^2) \cdot 10^8$ эВ/см, $x < 0.4$ (аппроксимация графической зависимости $D_{X X}(x)$ из работы [15]).

Из рис. 2—4 видно, что в Γ -долине в условиях баллистического междолинного переноса во всех рассмотренных случаях ФР инвертирована как по модулю импульса, так и в продольном и поперечном направлении относительно электрического поля в интервале энергии $0 < \epsilon_X < \epsilon_X - \hbar\omega^*$. При этом инверсия выражена тем ярче, чем меньше температура разогрева в верхних долинах и больше энергетический зазор между долинами (см. также [3]). Во избежание усложнения графиков здесь приведены только суммарные функции $f_{\Gamma} = f_{\Gamma}^A + f_{\Gamma}^B$. Отметим только, что инверсия функции f^B более сильная, но сама величина f_{Γ}^B в несколько раз меньше (особенно при больших ϵ_X), чем функция f_{Γ}^A . При баллистическом раз

трее в нижней долине с последующим включением сильного междолинного рассеяния происходит накопление электронов в области высоких энергий, при этом функция инвертирована также при энергии, близкой к нулю (в отличие от [5], где в результате рассеяния внутри Γ -долины инверсия существует только при высоких энергиях). Спад функции в об-

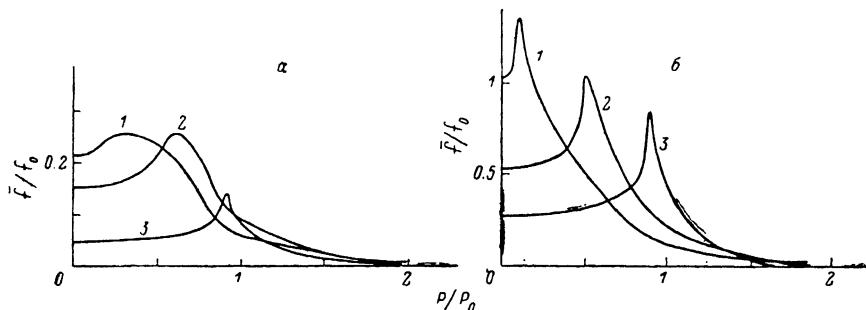


Рис. 4. Функция распределения, проинтегрированная по телесному углу, в приближении распределения Максвелла—Больцмана с электронной температурой $T_x=345$ К (а) и стриминга (б) в X -долине.

ϵ_x/ϵ_0 : 1—1.02, 2—1.7, 3—10. $E=10$ кВ/см. $f_0=N_X/kT_x P_0^3$. График построен с учетом области $\epsilon > \epsilon_0$ (x : 1—0.39, 2—0.37, 3—0.17).

ласти $\epsilon > \epsilon_0$ тем быстрее, чем меньше электрическое поле и больше v_0 , что физически хорошо объясняется.

Приведенные результаты указывают на то, что для создания резкой инверсии следует искать материалы, в которых будет сильная связь между нижней и верхними долинами и слабая связь электронов с оптическими фотонами внутри нижней долины.

Автор выражает искреннюю благодарность А. А. Андронову и З. С. Качлишвили за многократное обсуждение результатов данной работы и полезные замечания.

Список литературы

- [1] Rees H. D. // IBM J. Res. Dev. 1969. V. 13. N 5. P. 537—542.
- [2] Kroemer H. // Sol. St. Electron. 1978. V. 21. N 1. P. 61—69.
- [3] Андронов А. А., Дзамукашвили Г. Э. // ФТП. 1985. Т. 19. № 10. С. 1810—1821.
- [4] Андронов А. А., Дзамукашвили Г. Э., Качлишвили З. С., Нефедов И. М. // ФТП. 1987. Т. 21. № 10. С. 1813—1819.
- [5] Fawcett W., Rees H. D. // Phys. Lett. 1969. V. 28A. N 11. P. 731—732.
- [6] Альбер Я. И., Андронов А. А., Валов В. А., Козлов В. А., Лернер А. М., Рязанцева И. П. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 3. С. 1030—1050.
- [7] Дзамукашвили Г. Э. // Тр. Тбил. ун-та, сер. физ. 1985. В. 18. С. 123—139.
- [8] Дзамукашвили Г. Э., Качлишвили З. С., Кобахидзе К. В. // Сообщ. АН ГССР. 1986. Т. 123. № 3. С. 517—520.
- [9] Рагуотис Р., Реклайтис А. // ФТП. 1981. Т. 15. № 8. С. 1564—1567.
- [10] Конуэлл Э. М. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
- [11] Adachi S. // J. Appl. Phys. 1985. V. 53. N 3. P. R1—R29.
- [12] Saxena A. K. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1980. V. 13. P. 4323—4334.
- [13] Lee H. J., Juravel L. Y., Woolley J. C., Spring Thorpe A. J. // Phys. Rev. 1980. V. 21. N 2. P. 659—669.
- [14] Lifshitz N., Jayaraman A., Logan R. A., Card H. C. // Phys. Rev. 1980. V. B2. N 2. P. 670—678.
- [15] Saxena A. K., Gurumurthy K. S. // J. Phys. Chem. Solids. 1982. V. 43. N 9. P. 801—808.

Тбилисский государственный университет
Тбилиси

Поступило в Редакцию
29 марта 1989 г.