

ГХ-ПЕРЕНОС В РЕАЛЬНОМ ПРОСТРАНСТВЕ: N-ОДП В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ

Грибников З. С., Райчев О. Э.

Рассчитана зависимость средней по периодической ГХГХ...-гетероструктуре дрейфовой скорости продольного транспорта горячих электронов v_d от продольного греющего электрического поля E . Используются параметры гетеропары GaAs/AlAs с полупериодом 400 Å. Показано, что вследствие переноса электронов в реальном пространстве из GaAs в AlAs с одновременным междолинным ГХ-переходом зависимость $v_d(E)$ имеет падающий участок при значениях E , существенно более низких, чем в однородном GaAs, и с гораздо большим отношением $(v_d)_{\text{peak}}/(v_d)_{\text{valley}}$.

При расчете учтены как переход электронов через гетерограницу по вышележащим L -долинам, так и непосредственный ГХ-переход — бесфононный и с поглощением или испусканием междолинного фонона. ГХ-перенос полностью преобладает при 77 К, а при 290 К он преобладает для транспорта из AlAs в GaAs, тогда как для обратного транспорта на всем падающем участке ВАХ доминирует LL -перенос.

1. В своем исходном виде идея переноса горячих электронов в реальном пространстве (real-space transfer — RST) [1, 2] предназначалась для создания технологически перестраиваемых структур с N -ОДП (типа диода Ганна). Для успешной реализации этой идеи понадобились гетеропары с сильным различием подвижности электронов по разные стороны от гетерограницы. Это различие, в частности, можно осуществить за счет различных эффективных масс и за счет различной интенсивности рассеяния. В наиболее популярной гетеропаре GaAs/Al _{x} Ga _{$1-x$} As при $x \leq 0.4$ отношение Γ -масс (масс в Γ -долинах) не превышает 1.5, что для получения большого эффекта явно недостаточно. В других широко используемых гетеропарах, как то In _{0.53} Ga _{0.47} As/InP, In _{0.53} Ga _{0.47} As/In _{0.52} Al _{0.48} As, InAs/GaSb, отношение большей массы (второй материал) к меньшей (первый материал) составляет 1.5—2.0, т. е. все эти материалы также близки по величине Γ -массы. Второй канал селекции подвижностей — сильное различие рассеяния, которое можно достигнуть резко селективным легированием. Эта возможность, в частности, подробно рассматривалась в теоретических работах Хесса с сотр. [3, 4], где в расчетах допускались (для получения значительного эффекта) с широкозонной стороны концентрации понижированной примеси до 10^{20} см⁻³. При более «разумных» цифрах (10^{18} см⁻³) эффект был недостаточно велик.

Во всех материалах, используемых в популярных гетеропарах, энергетический зазор между нижней Γ -долиной и ближайшими к ней анизотропными долинами (L или X) имеет одинаковый порядок величины с энергетическим разрывом по Γ -долине на гетеропереходе; поэтому перенос в реальном пространстве происходит на фоне обычного междолинного переноса электронов, который имел бы место в каждом из материалов гетеропары и без наличия контакта между ними (см. подробнее обзор [5] и работы А. А. Кальфа с соавт., упомянутые там). В этом случае RST вносит лишь определенную (как правило, качественно несущественную) количественную поправку в картину параллельного транспорта электронов в гетероструктурах.

Здесь предлагается для получения большого эффекта за счет RST отойти от традиционно популярных гетеропар и использовать ГХ-гетеропереход,

т. е. такую гетеропару, где по одну сторону гетерограницы основными носителями являются Г-электроны (например, n -GaAs), а по другую сторону — Х-электроны (например, n -AlAs или n -Al_{*x*}Ga_{*1-x*}As при $x > 0.45$; свойства Al_{*x*}Ga_{*1-x*}As при произвольных x рассмотрены в обзоре [6], а гетерограница GaAs/Al_{*x*}Ga_{*1-x*}As при $0 < x < 1$ — в [7]). Свойствами ГХ-гетероперехода в паре GaAs/AlAs обладает, например, пара GaSb/AlSb (см. [8, 9]).

В ГХ-гетеропереходе переход электронов в реальном пространстве является одновременно и междолинным переходом, причем, поскольку энергетический минимум между Г-долиной в Г-материале и Х-долиной в Х-материале является минимальным среди всех прочих (рис. 1), именно этот переход отвечает за участок N -ОДП по крайней мере в обширной низковольтной части вольтамперной характеристики. При таком междолинном переходе в реальном пространстве масса электрона и его подвижность существенно изменяются, что и требуется для получения N -ОДП. Технологическое управление можно осуществлять как изменением величины x в Al_{*x*}Ga_{*1-x*}As, так и изменением толщин Г- и Х-слоев, а также их селективным легированием, определяющим первоначальное заполнение.

2. В этой работе рассчитана нелинейная продольная проводимость многослойной структуры, содержащей чередующиеся неквантованные Г- и Х-слои в двухтемпературном приближении, т. е. вводятся T_{Γ} — температура Г-электронов, T_{χ} — температура Х-электронов; последняя в рассматриваемом диапазоне полей равна температуре решетки $T_{\chi} = T_0$. Слои считаются настолько тонкими, что пространственным изменением T_{Γ} пренебрегаем вовсе, равно как

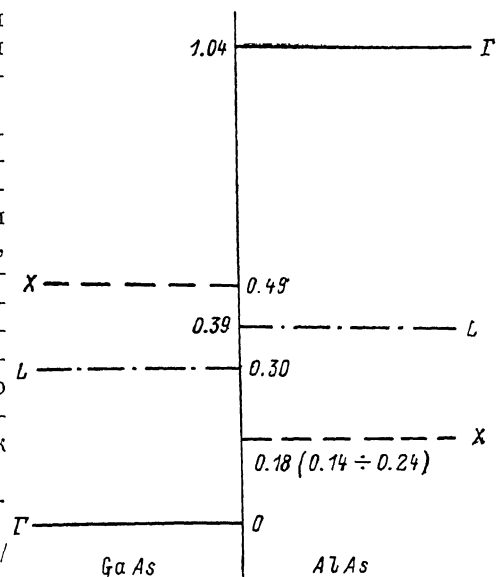


Рис. 1. Энергетическая диаграмма GaAs/AlAs-гетероперехода (цифры — энергия в эВ).

и изменением концентраций электронов n_{Γ} и n_{χ} в них. С другой стороны, слои считаются настолько широкими, что можно пренебречь квантованием не только Х-, но и Г-электронов в потенциальных ямах, которыми являются как Г-, так и Х-слои, а также межэлектронным ГХ-взаимодействием пространственно разделенных электронов в разных слоях. Поскольку канал обмена Г- и Х-электронов на гетерогранице весьма слаб, далее он будет учтен лишь в концентрационном балансе, но опущен в энергетическом. Таким образом, энергетический баланс как Г-, так и Х-электронов независим.

Учтены три канала обмена электронами между Г- и Х-областями: 1) бесфононный переход через резкую гетерограницу; 2) приграничное междолинное ГХ-рассеяние с испусканием или поглощением фононов; 3) косвенный перенос через L -долину.

Бесфононный переход с сохранением продольных (параллельных гетерогранице) составляющих импульса в последнее время широко изучается как теоретически, так и экспериментально в связи с туннельными токами через одиночные ГХГ-барьеры и Г—Х—Г—...—Г-многослойные структуры (см., например, [10, 11] и ссылки в них). Для обычно рассматриваемой гетерограницы в плоскости (100) возможны переходы из Г-долины только в одну из трех Х-долин (Х₁-долину). Далее при рассмотрении этого перехода использованы формулы, полученные нами в [12] на основе полуфеноменологического подхода [13].

Переход с испусканием или поглощением междолинных фононов на гетерогранице рассмотрен в [12] и, как там показано, дает вполне конкурирующий

вклад по сравнению с бесфононным переходом. Отметим, что возможны и другие типы диссипативного перехода электронов между Γ - и X -областями, например «сплавное» рассеяние [14], отсутствующее в случае чистого AlAs с X -стороны. На важность вклада диссипативных механизмов указано в экспериментальной работе [15].

Наряду с этими каналами переходов учтен также традиционный L -канал, состоящий в том, что разогретый Γ -электрон испытывает объемное ΓL -рассеяние в Γ -области и, став L -электроном, в этом качестве переходит в L -долину X -области. Напомним, что и с той, и с другой стороны (рис. 1) L -долина является следующей за энергетически нижней. В GaAs/Al_xGa_{1-x}As-гетеропереходах при $x < 0.45$, где порядок следования долин на энергетической шкале с обеих сторон одинаков, только такие переходы в реальном пространстве с сохранением типа долины обычно принимают во внимание. Далее интересуемся лишь такой ситуацией, когда разогрев Γ -электронов достаточно слаб и транспорт L -электронов через гетерограницу по крайней мере не доминирует над первыми двумя каналами переходов между областями; при этом L -электронов по обе стороны настолько мало по сравнению с числом Γ - или X -электронов в своих областях, что они не вносят заметного вклада в энергобалансы последних. Сам же энергобаланс L -электронов может существенно зависеть от их взаимодействия с основными носителями при достаточно высокой концентрации последних. В частности, оценка необходимой для этого концентрации Γ -электронов в GaAs при $T_0 = 300$ К дает значение $\sim 10^{18}$ см⁻³. Поскольку далее рассматриваются существенно более низкие концентрации электронов ($10^{16} \div 10^{17}$ см⁻³) из-за требования достаточно широких некваंटующих слоев, Γ -электроны не могут заметно разогревать L -электроны, и последние в принятом диапазоне полей также имеют температуру T_0 как в Γ -, так и заведомо в X -материалах.

3. Из сказанного выше следует, что предстоит только решить уравнение энергобаланса Γ -электронов, разогреваемых заданным продольным полем с напряженностью E и охлаждаемых взаимодействием с полярными оптическими фононами (вклад акустических фононов в энергообмен при $T_0 = 300$ и 77 К несуществен), дополненное уравнением их непрерывности (с учетом перехода в X -область и обратно), а также уравнением полной электронной токовой плотности

$$n_{\Gamma} w_{\Gamma} + n_X w_X = N_d \bullet \quad (1)$$

Здесь $w_{\Gamma, X}$ — толщины Γ - и X -слоев, N_d — полное число ионизированных доноров в двух слоях (на единицу площади). Уравнение энергобаланса в GaAs имеет вид

$$eE^2 \mu_{\Gamma}(T_{\Gamma}) = \frac{m_{\Gamma}^{1/2} \omega_0^2 e^2 (N_0 + 1)}{\kappa^* T_{\Gamma}^{1/2}} \left[e^{-\frac{\hbar \omega_0}{T_{\Gamma}}} - e^{-\frac{\hbar \omega_0}{T_0}} \right] \times \\ \times \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-x} dx \ln \left(\sqrt{1 + \frac{T_{\Gamma} x}{\hbar \omega_0}} + \sqrt{1 + \frac{T_{\Gamma} x}{\hbar \omega_0}} \right), \quad (2)$$

где m_{Γ} — масса Γ -электронов, ω_0 — частота продольных оптических фононов, N_0 — их число, $1/\kappa^* = 1/\kappa_{\infty} - 1/\kappa_0$, κ_0 и κ_{∞} — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости Γ -материала (в GaAs $\kappa^* = 63$); подвижность электронов $\mu_{\Gamma}(T_{\Gamma})$ вычислялась стандартным образом с учетом рассеяния на тех же полярных оптических фононах, а также на деформационном потенциале акустических фононов и на однородно распределенной заряженной примеси, концентрация которой (ввиду возможности селективного легирования) могла, вообще говоря, при заданной N_d весьма широко варьироваться. Вместо уравнения (2) может быть использована любая правильная зависимость $T_{\Gamma} = T_{\Gamma}(E)$ в Γ -материале.

Уравнение баланса числа частиц запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned}
& \frac{3}{4\sqrt{2}} \frac{V_0 \cdot i_{\Gamma X}}{m_{\Gamma}^{(-)1/2}} \left[T_{\Gamma} n_{\Gamma} e^{-\frac{v_0}{T_{\Gamma}}} - T_X \frac{n_X}{3} \left(\frac{m_{\Gamma}^{(-)}}{\bar{m}_X^{(+)}} \right)^{3/2} \right] + \\
& + \frac{3}{4\sqrt{2}} \frac{V_0 - \hbar \omega_{\Gamma X}}{m_{\Gamma}^{(-)1/2}} \frac{N_{\Gamma X} + 1}{N_{\Gamma X}} (A_{\Gamma X_1}^{(+)} + 2A_{\Gamma X_2}^{(+)} \times \\
& \times \left[T_{\Gamma} n_{\Gamma} e^{-\frac{v_0}{T_{\Gamma}}} e^{-\left(\frac{\hbar \omega_{\Gamma X}}{T_0} - \frac{\hbar \omega_{\Gamma X}}{T_{\Gamma}} \right)} - T_X \frac{n_X}{3} \left(\frac{m_{\Gamma}^{(-)}}{\bar{m}_X^{(+)}} \right)^{3/2} \right] + \\
& + \frac{3}{4\sqrt{2}} \frac{V_0 + \hbar \omega_{\Gamma X}}{m_{\Gamma}^{(-)1/2}} \frac{N_{\Gamma X}}{N_{\Gamma X} + 1} (A_{\Gamma X_1}^{(+)} + 2A_{\Gamma X_2}^{(+)} \times \\
& \times \left[T_{\Gamma} n_{\Gamma} e^{-\frac{v_0}{T_{\Gamma}}} e^{-\left(\frac{\hbar \omega_{\Gamma X}}{T_{\Gamma}} - \frac{\hbar \omega_{\Gamma X}}{T_0} \right)} - T_X \frac{n_X}{3} \left(\frac{m_{\Gamma}^{(-)}}{\bar{m}_X^{(+)}} \right)^{3/2} \right] + \\
& + \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{m_L \Delta_L}} \left[T_L^{(-)} n_L^{(-)} e^{-\frac{\Delta_L}{T_L^{(-)}}} - T_L^{(+)} n_L^{(+)} \left(\frac{\bar{m}_L^{(-)}}{\bar{m}_L^{(+)}} \right)^{3/2} \right] = 0, \quad (3)
\end{aligned}$$

где $m_{\Gamma}^{(-)} = m_{\Gamma}$, $\bar{m}_X^{(+)} = \sqrt[3]{m_X^{(+2)} M_X^{(+)}}$ — масса плотности состояний в X -материале, $\omega_{\Gamma X}$ — частота междолинного фонона (предполагаемая приближенно одинаковой по обе стороны гетероперехода), $N_{\Gamma X}$ — число этих фононов, $A_{\Gamma X}$, $A_{\Gamma X_1}^{(+)}$, $A_{\Gamma X_2}^{(+)}$ — коэффициенты, введенные в [12] [см. формулы (13), (28) или (28')], зависящие от параметров Γ - и X -материалов и ΓX -рассеяния и имеющие размерность $T^{-3/2}$. Первый член в левой части (3) описывает бесфононные ΓX -переходы (термоэмиссию и обратный стеночный ток), второй член — переходы с поглощением ΓX -фонона на поверхности из Γ -полупроводника и с его испусканием из X -полупроводника, третий член — переходы с испусканием ΓX -фонона на поверхности из Γ -материала и с поглощением его из X -материала, последний член — бесфононные переходы между L -долинами Γ - и X -материалов. Они зависят от концентраций L -электронов по обе стороны гетерограницы $n_L^{(\pm)}$, а также от их температур $T_L^{(\pm)}$ и разрыва по L -зоне на гетерогранице Δ_L (рис. 1). (Согласно выполненному выше обсуждению, считаем $T_L^{(\pm)} = T_0$). Введены обозначения $m_L = m_L^{(-)} M_L^{(-)} / M_L^{(+)}$ и $\bar{m}_L^{(\pm)} = \sqrt[3]{m_L^{(\pm 2)} M_L^{(\pm)}}$; $m_L^{(\pm)}$ — поперечные (легкие), а $M_L^{(\pm)}$ — продольные (тяжелые) массы в L -долинах. В отсутствие последнего члена в левой части уравнения (3) из (1) и (3) сразу же следует зависимость n_{Γ} и n_X от T_{Γ} (E); последняя в свою очередь следует из уравнения (2). При существовании L -канала переходов электронов через гетерограницу необходимо выразить стеночные концентрации $n_L^{(\pm)}$ через n_X и n_{Γ} .

4. Связь $n_L^{(\pm)}$ с n_X и n_{Γ} зависит от соотношения между скоростью перехода L -электронов через гетерограницу и скоростями их междолинного обмена с Γ - или X -электронами. Если бы переход через гетерограницу отсутствовал (или почти отсутствовал), то концентрации $n_L^{(\pm)}$ не зависели бы от поперечной координаты z и выражались бы простыми формулами

$$\frac{n_L^{(-)}}{\tau_{L\Gamma}} = \frac{n_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma L} (T_{\Gamma})}, \quad \frac{n_L^{(+)}}{\tau_{LX}} = \frac{n_X}{\tau_{XL}}, \quad (4)$$

где $\tau_{L\Gamma}$, τ_{LX} , τ_{XL} определяются температурой решетки T_0 и при доминирующем рассеянии с испусканием или поглощением междолинных фононов находят из формул

$$\tau_{\Gamma X}^{-1} = \frac{3}{4} \left(\frac{\bar{m}_L^{(+)} }{\bar{m}_L^{(+)}} \right)^{3/2} e^{\frac{v_L^{(+)}}{T_0}} \tau_{XL}^{-1} = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\bar{m}_L^{(+)}{}^{3/2} D_{XL}^2 \sqrt{V_L^{(+)}}}{\hbar^3 \pi \rho^{(+)} \omega_{XL}^{(+)}} (2N_{XL}^{(+)} + 1), \quad (5)$$

$$\tau_{L\Gamma}^{-1} = \frac{m_{\Gamma}^{(-)3/2} D_{\Gamma L}^2 \sqrt{V_L^{(-)}}}{\sqrt{2} \hbar^3 \pi \rho^{(-)} \omega_{\Gamma L}^{(-)}} (2N_{\Gamma L}^{(-)} + 1), \quad (6)$$

где энергетические зазоры $V_L^{(\pm)}$ указаны на рис. 1, $\rho^{(\pm)}$ — плотности материалов, $\omega_{\Gamma L}^{(-)}$ и $\omega_{XL}^{(+)}$ — частоты соответствующих междолинных фононов, $N_{\Gamma L}^{(-)}$ и $N_{XL}^{(+)}$ — их числа заполнения, $D_{\Gamma L}$ и D_{XL} — деформационные потенциалы этих фононов. Время $\tau_{\Gamma L}(T_{\Gamma})$ дается формулой

$$\tau_{\Gamma L}^{-1} = 4\tau_{\Gamma L}^{-1} \left(\frac{\bar{m}_L^{(-)}}{m_{\Gamma}^{(-)}} \right)^{3/2} e^{-\frac{\nu_L^{(-)}}{T_{\Gamma}}} \frac{(N_{\Gamma L}^{(-)} + 1)e^{-\frac{\hbar\omega_{\Gamma L}^{(-)}}{T_{\Gamma}}} + N_{\Gamma L}^{(-)}e^{\frac{\hbar\omega_{\Gamma L}^{(-)}}{T_{\Gamma}}}}{2N_{\Gamma L}^{(-)} + 1}. \quad (7)$$

Дальнейший расчет показывает, что простые формулы (4) не работают вследствие влияния перехода L -электронов из Γ -полупроводника в X -полупроводник через гетерограницу. Распределение L -электронов вдоль оси z имеет характер, показанный на рис. 2, из которого следует, что $n_L^{(-)} = n_L^{(-)}(0)$ меньше значения $n_{L_0}^{(-)}$, определяемого формулами (4) и (7), а $n_L^{(+)} = n_L^{(+)}(0)$ больше значения $n_{L_0}^{(+)}$, следующего из формул (4) и (5). Найдем эти значения

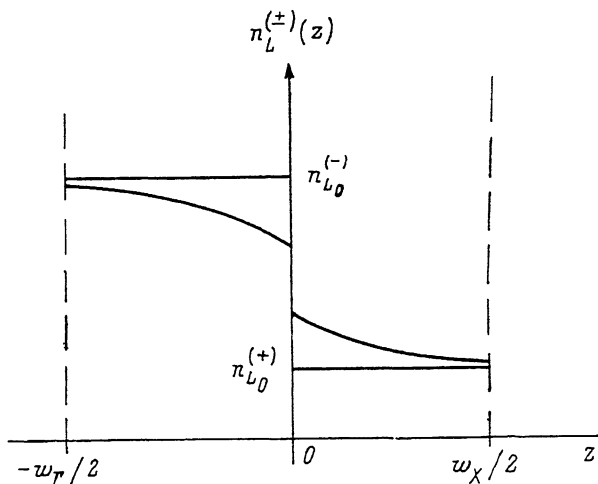


Рис. 2. Зависимость концентраций L -электронов $n_L^{(\pm)}(z)$ от расстояния до гетерограницы в Γ - и X -слоях.

в предположении, что транспорт L -электронов в обоих слоях имеет диффузионный характер. Тогда имеем уравнения

$$\begin{aligned} -D_L^{(-)} \frac{d^2 n_L^{(-)}(z)}{dz^2} &= -\frac{n_L^{(-)}(z)}{\tau_{L\Gamma}} + \frac{n_{\Gamma}}{\tau_{\Gamma L}}, \\ -D_L^{(+)} \frac{d^2 n_L^{(+)}(z)}{dz^2} &= -\frac{n_L^{(+)}(z)}{\tau_{LX}} + \frac{n_X}{\tau_{XL}}, \end{aligned} \quad (8)$$

решаемые с граничными условиями

$$\left. \frac{dn_L^{(-)}}{dz} \right|_{z=-\frac{w_{\Gamma}}{2}} = \left. \frac{dn_L^{(+)}}{dz} \right|_{z=\frac{w_X}{2}} = 0, \quad (9)$$

$$-D_L^{(-)} \left. \frac{dn_L^{(-)}}{dz} \right|_{z=0} = -D_L^{(+)} \left. \frac{dn_L^{(+)}}{dz} \right|_{z=0} = j_L, \quad (10)$$

где j_L — последнее слагаемое в правой части формулы (3), выражающее поток L -электронов через гетерограницу, а $D_L^{(\pm)}$ — их коэффициенты диффузии. Решая задачу, представленную формулами (8)–(10), получим для j_L

$$j_L = \frac{\sqrt{3} T_0}{\sqrt{m_{L\Delta L}}} \left(n_1 e^{-\frac{\Delta L}{T_0}} \frac{\tau_{L\Gamma}}{\tau_{\Gamma L}(T_{\Gamma})} - n_X \left(\frac{\bar{m}_L^{(-)}}{\bar{m}_L^{(+)}} \right)^{3/2} \frac{\tau_{LX}}{\tau_{XL}} \right) \gamma_L, \quad (11)$$

где

$$\gamma_L = \left\{ 1 + \sqrt{\frac{3}{m_L \Delta_L}} T_0 \left[\sqrt{\frac{\tau_{L\Gamma}}{D_L^{(-)}}} \operatorname{cth} \frac{w_\Gamma}{2L^{(-)}} e^{-\frac{\Delta_L}{T_0}} + \sqrt{\frac{\tau_{LX}}{D_L^{(+)}}} \operatorname{cth} \frac{w_X}{2L^{(+)}} \left(\frac{\bar{m}_L^{(-)}}{\bar{m}_L^{(+)}} \right)^{3/2} \right] \right\}^{-1}, \quad (12)$$

$$L^{(+)^2} = D_L^{(+)} \tau_{LX}, \quad L^{(-)^2} = D_L^{(-)} \tau_{L\Gamma}.$$

Коэффициенты диффузии L -электронов могут быть оценены с помощью соотношения Эйнштейна по подвижностям L -электронов). Коэффициент γ_L в формуле (11) выражает то снижение потока L -электронов через гетерограницу, которое связано с установлением пространственно неоднородного распределения, изображенного на рис. 2. Оценка второго слагаемого в фигурной скобке (12) показывает, что реально оно не мало по сравнению с 1; его вклад растет по мере утоньшения слоев, однако слишком большим он стать не может, по-

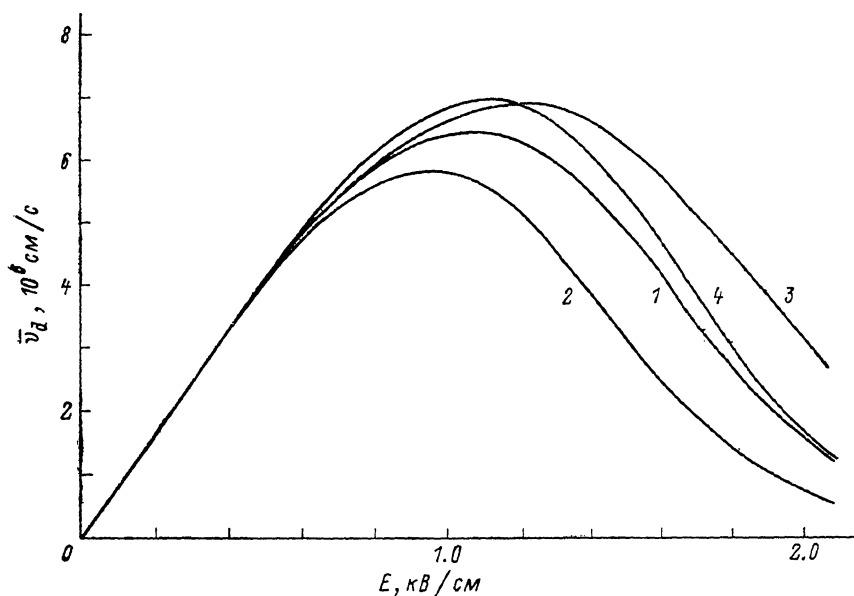


Рис. 3. Ток (на один электрон) в функции продольного поля E .

$T_0 = 290$ К; $w_\Gamma = w_X = 400$ Å, $N_d / (w_\Gamma + w_X) = 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. 1 — истинная зависимость; 2 — GX-канал полностью выключен; 3 — LL-канал полностью выключен; 4 — из GaAs включен только LL-канал, а из AlAs — только GX-канал.

скольку к уже приведенным соображениям (квантование) добавилось требование применимости диффузионного приближения, использованного при выводе (12).

5. На рис. 3 приведена зависимость продольного тока на один электрон (т. е. усредненной по периоду структуры дрейфовой скорости электрона) от продольного греющего электрического поля для $T_0 = 290$ К. Видно, что максимум тока достигается при существенно более низких полях (~ 1.1 кВ/см), чем в чистом GaAs и в гетероструктурах GaAs/Al $_x$ Ga $_{1-x}$ As для $x < 0.4$. На рис. 3 еще не видно выхода на квазинасыщение дрейфовой скорости, но уже видно, что отношение \bar{v}_d в пике и в минимуме намного больше, чем в чистом GaAs. Точное значение тока в минимуме в рамках описанного расчета недоступно. Кроме истинной зависимости $\bar{v}_d(E)$, отвечающей учету всех указанных выше механизмов перехода через гетерограницу, построены также неправильные зависимости, отвечающие учету только LL-переходов (кривая 2), только GX-переходов (кривая 3), а также учету только LL-переходов из GaAs в AlAs и только GX-переходов — в обратном направлении (кривая 4). Видно, что последняя ближе всех к истинной, а при больших разогревах (кривая 4) с ней совпадает. Это совпадение соответствует сущности происходящих процессов.

На рис. 4 аналогичная зависимость построена для $T_0=77$ К. Здесь поле в максимуме \bar{v}_d заметно меньше, а пиковая дрейфовая скорость \bar{v}_d существенно выше, чем при $T_0=290$ К. Из рис. 4 следует, что вкладом LL -переходов через гетерограницу при полях $E < 1$ кВ/см можно полностью пренебречь. Отметим, что учет только LL -переходов при $T_0=77$ К (рис. 4, кривая 2) дает зависимость $\bar{v}_d(E)$, нереально далекую от истинной.

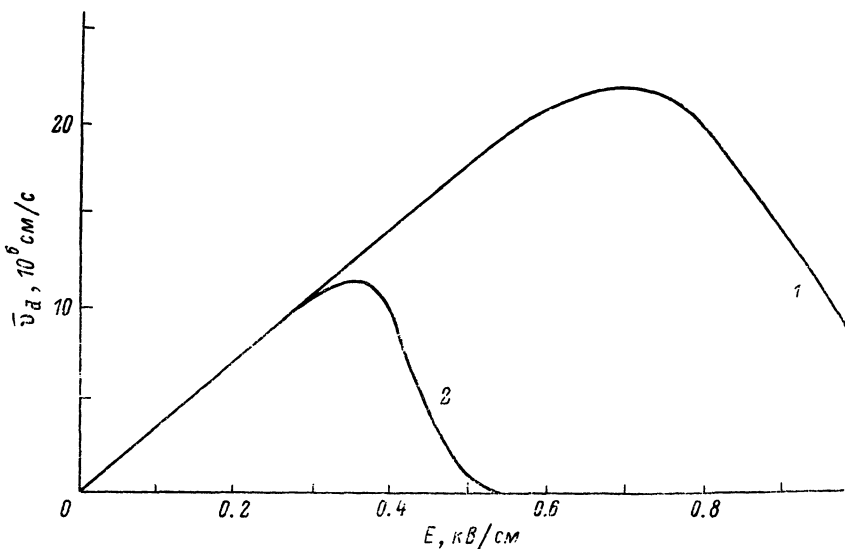


Рис. 4.

То же, что на рис. 3, для $T_0=77$ К; 1 — истинная зависимость; 2 — ГХ-канал полностью выключен. Зависимость с выключенным LL -каналом совпадает с кривой 1.

В заключение заметим, что переходы электронов в реальном пространстве с изменением типа долины (например, ГХ-переходы) существенно расширяют возможности инженерного управления ВАХ приборов с N -ОДП и приводят к зависимостям, недоступным для реализации как в однородных полупроводниках, так и в гетеропереходах с RST без изменения типа долины. Актуальной задачей для физики таких структур является вычисление нестационарных зависимостей, оставшиеся за рамками выполненной работы.

Список литературы

- [1] Грибников З. С. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 7. С. 1380—1382.
- [2] Hess K., Morkoc H., Shichijo H., Streetman B. G. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. N 6. P. 469—471.
- [3] Shichijo H., Hess K., Streetman B. G. // Sol. St. Electron. 1980. V. 23. N 8. P. 817—820.
- [4] Glisson I. M., Hauser I. R., Littlejohn M. A., Hess K., Shichijo H., Streetman B. G. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 10. P. 5445—5449.
- [5] Кальфа А. А., Тарер А. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1353—1363.
- [6] Adachi S. // J. Appl. Phys. 1985. V. 85. N 3. P. R1—R29.
- [7] Wang W. I. // Sol. St. Electron. 1986. V. 29. N 2. P. 133—139.
- [8] Griffiths G., Mohammed K., Subbana S., Kroemer H., Merz J. L. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 1059—1061.
- [9] Cebulla U., Zollner S., Forchel A., Subbana S., Griffiths G., Kroemer H. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 3/4. P. 507—510.
- [10] Ko D. Y. K., Inkson J. C. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 14. P. 9945—9951.
- [11] Ko D. Y. K., Inkson J. C. // Semicond. Sci. Technol. 1988. V. 3. N 8. P. 791—796.
- [12] Грибников З. С., Райчев О. Э. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2171—2178.
- [13] Liu H. C. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 13. P. 1019—1021.
- [14] Price P. J. // Surf. Sci. 1988. V. 196. P. 394—398.
- [15] Mendez E. E., Galleja E. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 11. P. 977—979.