1991 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 25, N 7

ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ ГX-СВЕРХРЕШЕТОК

Райчев О. Э.

Теоретически изучается прыжковый транспорт электронов вдоль оси сверхрешетки, образованной чередующимися слоями Г- и X-полупроводников (например, GaAs/AlAs). Особенности транспорта в такой ГX-сверхрешетке связаны с возможностью ГX-переноса электронов между прилегающими слоями структуры. Такой перенос не связан с туннелированием через потенциальные барьеры, поэтому его вклад в полный ток может быть весьма значительным. Получена формула, описывающая ток за счет ГX-переноса, и показано, что условия, в которых этот ток является главным, могут реализоваться при увеличении толщины потенциальных барьеров, температуры и электрического поля. Проведен расчет зависимости тока через сверхрешетку GaAs/AlAs от температуры и от напряженности электрического поля. В условиях, когда ток ГX-переноса доминирует, зависимость проводимости сверхрешетки от температуры носит активационный характер.

1. В последнее время большое внимание уделяется изучению эффектов переноса электронов в гетероструктурах, образованных полупроводниками с различной энергетической последовательностью долин, а именно в ГX-гетероструктурах. Наиболее известными и изученными ГX-гетероструктурами являются структуры на основе гетеропар GaAs/AlAs или GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ при $x > 0.45$. Интерес к таким системам вызван главным образом тем, что транспорт электронов в них может осуществляться за счет переноса электронов между Г-состояниями Г-полупроводника (GaAs) и X-состояниями X-полупроводника (AlAs или $Al_xGa_{1-x}As$). Именно этот так называемый ГX-перенос определяет проводимость одиночного ГX-гетероперехода [1-4]; а для структур, содержащих один или несколько слоев X-полупроводника, вклад ГX-переноса в проводимость растет по мере увеличения толщин указанных слоев и становится весьма существенным при толщинах около 40 Å [5, 6], см. также [7-11].

В настоящей работе теоретически изучается транспорт электронов в периодической ГXГX. . .-структуре, т. е. сверхрешетке (СР), образованной чередующимися слоями Г- и X-полупроводников с толщинами l_1 и l_2 соответственно (рис. 1). Электрическое поле E считается направленным вдоль оси СР, т. е. поперек слоев. Потенциальные ямы для Г-электронов в такой СР являются барьерами для X-электронов и, наоборот, ямы для X-электронов являются барьерами для Г-электронов. Структура считается выращенной в кристаллографическом направлении (100), так что, вообще говоря, следует различать X-электроны в долине с осью большой массы, ориентированной вдоль оси СР (в дальнейшем X_1-электроны), и X-электроны в двух долинах, ориентированных в плоскости слоев (X_2-электроны). Мы будем рассматривать СР с достаточно широкими слоями: такими, чтобы по крайней мере для первых подзон удовлетворялись сильные неравенства

$$\gamma^{\lambda}_{n\mathbf{k}} \ll \hbar/\tau^{\lambda}_{n\mathbf{k}}, \tag{1}$$

где $\gamma^{\lambda}_{n\mathbf{k}}$ — полуширина n-й мини-зоны СР (в отсутствие рассеяния!), а $\tau^{\lambda}_{\mathbf{k}}$ — характерное время рассеяния электрона. Здесь $\mathbf{k}$ — продольный волновой вектор электрона, индекс λ нумерует тип долины Г, X_1 и X_2. Следует подчеркнуть, что в условиях (1), когда понятие сверхрешеточной мини-зоны фактически теряет смысл, величины $\gamma^{\lambda}_{n\mathbf{k}}$, кроме условного смысла полуширин мини-зон в отсутствие рассеяния, имеют и прямой физический смысл как матричные элементы туннелирования между состояниями $|\lambda, n, \mathbf{k}\rangle$ соседних квантовых ям СР. Напомним, что именно такой смысл имеют ширины зон в формализме метода сильной связи. Отметим также, что при увеличении l_1 и l_2 величины $\gamma^{\lambda}_{n\mathbf{k}}$ экспоненциально уменьшаются, и уже при $l_1=40$, $l_2=30$ Å для первых мини-зон имеем $\gamma^{\Gamma}_{1\mathbf{k}} \simeq 0.6$ мэВ, $\gamma^{X_2}_{1\mathbf{k}} \simeq 0.8$ мэВ, $\gamma^{X_1}_{1\mathbf{k}} \ll \gamma^{X_2}_{1\mathbf{k}}$ (здесь и далее все оценки и численные расчеты относятся к СР GaAs/AlAs, параметры которой указаны на рис. 1 и в подписи к нему). Поскольку $\hbar/\tau^{\lambda}_{n\mathbf{k}} \sim 1-3$ мэВ, условия (1) можно считать выполненными в широком интервале значений l_1 и l_2.

Если сильные неравенства (1) выполнены, то электроны в СР являются локализованными в том смысле, что длина когерентности волновой функции электрона не превышает размера периода СР. Поэтому при прохождении тока через СР достаточно огранич ться рассмотрением элементарного участка СР яма—

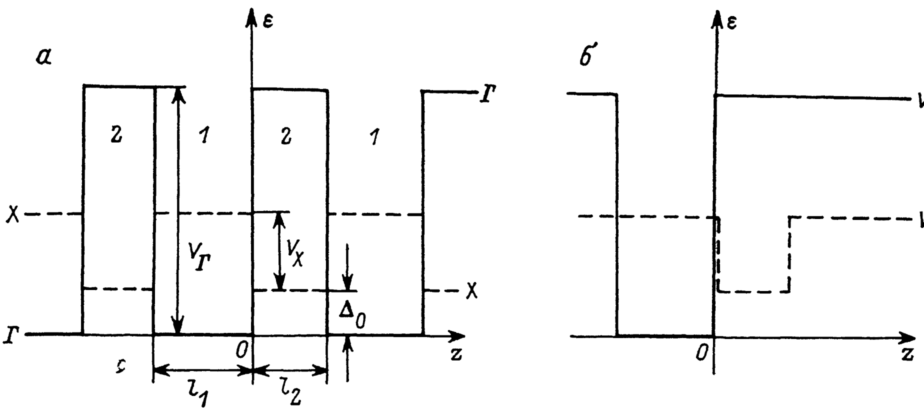

Рис. 1.

а — потенциальная диаграмма ГX-сверхрешетки. Энергетические зазоры V_Γ, V_X, Δ_0 для гетеросистемы GaAs/AlAs равны соответственно 1.04, 0.3, 0.18 эВ. Эффективные массы Г-электронов $m_\Gamma(z)$ в областях 1 (GaAs) и 2 (AlAs): $m_{1\Gamma}=0.067$, $m_{2\Gamma}=0.15$. Продольные $M_X(z)$ и поперечные $m_X(z)$ эффективные массы X-электронов: $M_{1X}=1.3$, $m_{1X}=0.23$; $M_{2X}=1.1$, $m_{2X}=0.19$ (все массы выражены в отношении к массе свободного электрона). *б* — потенциальные профили одиночных квантовых ям для Г- и X-электронов, используемые при расчетах спектров и огибающих.

барьер—яма [12, 13]. Скорость переноса электронов между соседними ямами и будет определять ток в СР. Этот ток можно вычислить по теории возмущений, аппроксимируя волновые функции электронов в нулевом приближении волновыми функциями для одиночных квантовых ям, а эффекты рассеяния и туннелирования через барьеры считать возмущением. Картину транспорта электронов в СР в условиях (1) можно представить следующим образом. Электрон, попадая в одну из квантовых ям структуры, многократно рассеивается в ней и термализуется, после чего совершает прыжок в следующую яму и т. д. Такие прыжки могут быть двух типов. Первый тип соответствует процессу первого порядка теории возмущений: электрон совершает переход между состояниями в соседних квантовых ямах за счет рассеяния. Эти процессы рассматривались в работе [14]. Другой тип прыжков — процессы второго порядка: электрон сначала туннелирует через барьер без рассеяния, попадая в виртуальное состояние, а затем рассеивается в реальное состояние уже без изменения номера ямы (или в обратном порядке). Такие процессы рассматривались в работе [12].

Описанные выше прыжки происходят с сохранением типа долины, и их вероятность пропорциональна малой туннельной экспоненте, соответствующей преодолению потенциального барьера. В ГX-гетероструктурах, кроме рассмотренного механизма однодолинных прыжков, существует иной механизм транспорта — за счет ГX-переноса. При этом электрон совершает междолинные ГX-прыжки между прилегающими слоями Г- и X-полупроводников. Вероятность таких прыжков пропорциональна малому коэффициенту ГX-конверсии на гетерогранице, но не содержит указанной туннельной экспоненты. Поэтому вклад ГX-конверсионного тока в полный ток через СР может быть весьма значительным. Естественно, что для этого требуется, чтобы в процессах ΓX-переноса могло участвовать достаточно много электронов.

2. В дальнейшем мы для определенности будем рассматривать ΓX-СР, для которых энергии квантования нижайшей подзоны Г-электронов лежат заметно ниже энергий квантования нижайших подзон X_1- и X_2-электронов. В этих условиях Г-электроны являются основными носителями. (Противоположный случай, когда Г-подзоны лежат выше X-подзон, может реализоваться лишь при весьма малых толщинах Г-слоев: $l_1 \leqslant 30$ Å, см. [15]). Ток через СР является суммой двух компонент: однодолинного тока Г-электронов j_Γ и междолинного тока ΓX-конверсии $j_{\Gamma X}$. Задача настоящей работы — вычисление тока $j_{\Gamma X}$, сравнение $j_{\Gamma X}$, j_Γ и определение условий, в которых ток $j_{\Gamma X}$ является главным. Для упрощения вычисления токов ограничимся случаем, когда электрическое поле E не очень сильное и выполняются условия

$$eEd \ll \varepsilon^\lambda_{n+1\mathbf{k}} - \varepsilon^\lambda_{n\mathbf{k}}, \tag{2}$$

где $\varepsilon^\lambda_{n\mathbf{k}}$ — спектры размерного квантования (при $E=0$), e — заряд электрона, $d=l_1+l_2$ — период СР. При этом можно пренебречь влиянием поля на спектры и волновые функции Г- и X-электронов, а также на матричные элементы туннелирования (см. далее). Кроме того, условия (2) позволяют пренебречь вкладом в j_Γ за счет прыжков через барьер с рассеянием (прыжки «первого типа», см. раздел 1). Аналогичная ситуация имеет место и при резонансном туннелировании в СР [12]. Итак, ток j_Γ определяется процессами второго порядка теории возмущений «туннелирование+рассеяние». Вычислим этот ток в условиях, когда температура электронного газа (или энергия Ферми для вырожденного случая) много меньше разности энергий квантования $\varepsilon^\Gamma_{2\mathbf{k}}-\varepsilon^\Gamma_{1\mathbf{k}}$. При этом можно ограничиться рассмотрением транспорта только по первым подзонам: $n=1$. Имеем

$$j_\Gamma = 2\frac{e}{S}\sum_{\mathbf{k},\,\mathbf{k}'} W^\Gamma_{1\mathbf{k},\,1\mathbf{k}'} f\left(\varepsilon^\Gamma_{1\mathbf{k}}\right)\left(1-f\left(\varepsilon^\Gamma_{1\mathbf{k}'}\right)\right)\left(1-e^{-\frac{eEd}{T}}\right), \tag{3}$$

где T — температура, $f(\varepsilon)=\left(\exp\frac{\varepsilon-\zeta}{T}+1\right)^{-1}$ — фермиевская функция распределения, ζ — химический потенциал, связанный с двумерной концентрацией Г-электронов n^Γ_S формулой

$$n^\Gamma_S = \frac{2}{S}\sum_{n,\,\mathbf{k}} f\left(\varepsilon^\Gamma_{n\mathbf{k}}\right), \tag{4}$$

S — нормировочная площадь, $W^\Gamma_{1\mathbf{k},\,1\mathbf{k}'}$ — вероятность перехода Г-электрона между состояниями $|1\mathbf{k}\rangle$, $|1\mathbf{k}'\rangle$ соседних ям. Учитывая взаимодействие электронов с примесями, получим

$$W^\Gamma_{1\mathbf{k},\,1\mathbf{k}'} = \frac{2\pi}{\hbar}\frac{1}{(eEd)^2+\left(\frac{\hbar}{\tilde\tau_{1\mathbf{k}}}\right)^2}\Big[|V_{1\mathbf{k},\,1\mathbf{k}'}|^2\left(|\Omega^\Gamma_{1\mathbf{k}}|^2+\right.$$
$$\left.+|\Omega^\Gamma_{1\mathbf{k}'}|^2\right)-2\Omega^\Gamma_{1\mathbf{k}}\Omega^\Gamma_{1\mathbf{k}'}|U_{1\mathbf{k},\,1\mathbf{k}'}|^2\Big]\delta\left(\varepsilon^\Gamma_{1\mathbf{k}}-\varepsilon^\Gamma_{1\mathbf{k}'}+eEd\right). \tag{5}$$

Здесь $\Omega^\Gamma_{n\mathbf{k}}$ — матричные элементы туннелирования между n-ми подзонами соседних квантовых ям. В условиях (2) $\Omega^\Gamma_{n\mathbf{k}}=\gamma^\Gamma_{n\mathbf{k}}/2$. Величина $1/\tilde\tau_{1\mathbf{k}}$, входящая в энергетический знаменатель формулы (5), представляет собой обратное время релаксации разности фаз состояний первых подзон в соседних квантовых ямах [12]. Как видно из (5), учет этой величины существен лишь при малых полях. При этом

$$\frac{1}{\tilde\tau_{1\mathbf{k}}} = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\mathbf{k}'}\left(|V_{1\mathbf{k},\,1\mathbf{k}'}|^2-|U_{1\mathbf{k},\,1\mathbf{k}'}|^2\right)\delta\left(\varepsilon^\Gamma_{1\mathbf{k}}-\varepsilon^\Gamma_{1\mathbf{k}'}\right). \tag{6}$$

Матричные элементы рассеяния на заряженных примесях $V_{1\mathbf{k},\,1\mathbf{k}'}$ выражаются формулой

$$|V_{1\mathbf{k},1\mathbf{k}'}|^2=\frac{1}{S}\left(\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0}\right)^2\frac{1}{4\left((\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2+q_0^2\right)}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dz''N_i(z'')\iint\limits_{-\infty}^{\infty}dz\,dz'\times$$
$$\times\exp\left[-\sqrt{(\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2+q_0^2}\left(|z-z''|+|z'-z''|\right)\right]F_{1\mathbf{k}}^{\Gamma}(z)F_{1\mathbf{k}'}^{\Gamma}(z)F_{1\mathbf{k}}^{\Gamma}(z')F_{1\mathbf{k}'}^{\Gamma}(z'),\tag{7}$$

где ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, N_i — концентрация примесей, зависящая, вообще говоря, от поперечной координаты z, q_0 — обратный радиус экранирования кулоновского потенциала примеси, $F_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}(z)$ — огибающие волновые функции квантованных Г-электронов, определяемые из уравнения

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z}\frac{1}{m_\Gamma(z)}\frac{\partial}{\partial z}+\frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_\Gamma(z)}+V_0^{\Gamma}(z)-\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}\right)F_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}(z)=0,\tag{8}$$

где $V_0^{\Gamma}(z)$ — потенциал одиночной квантовой ямы для Г-электронов (рис. 1, *б*). Величины $|U_{1\mathbf{k},1\mathbf{k}'}|^2$ выражаются формулой (7), в которой необходимо произвести замену под интегралами: $F_{1\mathbf{k}}^{\Gamma}(z')F_{1\mathbf{k}'}^{\Gamma}(z')\to F_{1\mathbf{k}}^{\Gamma}(z'-d)F_{1\mathbf{k}'}^{\Gamma}(z'-d)$.

Формула для тока j_Γ получена с использованием техники матрицы плотности. Эта техника аналогична применяемой в работе [12]. Предельное выражение j_Γ при $(eEd)^2\gg(\hbar/\tau_{1\mathbf{k}})^2$ может быть получено с помощью обычной теории возмущений во втором порядке, а предельное выражение при $(eEd)^2\ll(\hbar/\tau_{1\mathbf{k}})^2$ — с помощью формулы Кубо. В последнем случае

$$j_\Gamma=E\frac{4e^2d}{S\hbar^2T}\sum_{\mathbf{k}}|\Omega_{1\mathbf{k}}|^2\tau_{1\mathbf{k}}f\left(\varepsilon_{1\mathbf{k}}^{\Gamma}\right)\left(1-f\left(\varepsilon_{1\mathbf{k}}^{\Gamma}\right)\right).\tag{9}$$

Ток за счет ГX-переноса выражается формулой, аналогичной формуле (3),

$$j_{\Gamma X}=2\frac{e}{S}\sum_{\substack{\lambda',n,n',\\ \mathbf{k},\mathbf{k}'}}\nu_{\lambda'}W_{n\mathbf{k},n'\mathbf{k}'}^{\Gamma\lambda'}f\left(\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}\right)\left(1-f\left(\varepsilon_{n'\mathbf{k}'}^{\lambda'}\right)\right)\frac{1}{2}\left(1-e^{-\frac{eEd}{T}}\right).\tag{10}$$

Здесь индекс λ' нумерует X-долины — X_1 и X_2; $\nu_{\lambda'}$ — число долин типа λ': $\nu_{X_1}=1$, $\nu_{X_2}=2$; $W_{n\mathbf{k},n'\mathbf{k}'}^{\Gamma\lambda'}$ — вероятность ГX-прыжка между прилегающими слоями СР, двойка в знаменателе отражает то обстоятельство, что длина междолинного прыжка составляет не период, а половину периода СР. Формула (10) получена в предположении, что частота рассеяния как Г-, так и X-электронов в соответствующих им квантовых ямах намного превосходит частоту ГX-переноса между состояниями в этих ямах. Оценки показывают, что это справедливо, поскольку частота ГX-переноса пропорциональна малому перекрытию волновых функций Г- и X-электронов вблизи гетерограницы [см. формулы (11), (12) далее].

Вероятность междолинных переходов $W_{n\mathbf{k},n'\mathbf{k}'}^{\Gamma\lambda'}$ определяется двумя основными механизмами ГX-переноса на гетерогранице. Первый (динамический) механизм неоднократно обсуждавшийся в литературе [6–9, 16], характеризуется сохранением полной энергии и продольного волнового вектора $\mathbf{k}$ электрона, а необходимое для междолинного переброса приращение поперечного волнового числа достигается за счет взаимодействия с резкой гетерограницей. Для гетерограницы (100) этот механизм связывает Г-долину только с X_1-долиной.

Для количественного описания динамического механизма ГX-переноса воспользуемся однопараметрической моделью Лью [7]. При этом вероятность перехода выражается формулой

$$W_{n\mathbf{k},n'\mathbf{k}'}^{\Gamma X_1(d)}=\frac{2\pi\alpha^2}{\hbar}\left|F_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}(0)\right|^2\left|F_{n'\mathbf{k}'}^{X_1}(0)\right|^2\delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}\delta\left(\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}-\varepsilon_{n'\mathbf{k}'}^{X_1}+\frac{eEd}{2}\right),\tag{11}$$

где $F_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}(0)$, $F_{n\mathbf{k}}^{X_1}(0)$ — значения огибающих волновых функций Г- и X_1-электронов на гетерогранице $z=0$ (рис. 1, *б*), а α — параметр модели. В дальнейшем мы будем использовать значение $\alpha=0.15$ эВ·Å [6].

Второй механизм ΓX-переноса связан с рассеянием электронов на междолинных X-фононах вблизи гетерограницы [3]. При этом электрон, рассеявшись, может перейти из Г-долины Г-полупроводника в любую из X-долин X-полупроводника (и наоборот). Вероятность перехода дается выражением

$$W_{n\mathbf{k},\,n'\mathbf{k}'}^{\Gamma\lambda'\,(SC)}=\frac{\pi D_X^2}{\rho\omega_X S}\int\limits_{-\infty}^{\infty}dz\,|F_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}(z)|^2\,|F_{n'\mathbf{k}'}^{\lambda'}(z)|^2\Big[(N_X+1)\,\delta\Big(\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}-\varepsilon_{n'\mathbf{k}'}^{\lambda'}-\hbar\omega_X+\frac{eEd}{2}\Big)+$$
$$+N_X\delta\Big(\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}-\varepsilon_{n'\mathbf{k}'}^{\lambda'}+\hbar\omega_X+\frac{eEd}{2}\Big)\Big]. \qquad (12)$$

Здесь D_X — деформационный потенциал междолинного X-фонона, ω_X — его частота, ρ — плотность, $N_X=\left(\exp\frac{\hbar\omega_X}{T}-1\right)^{-1}$. Огибающие $F_{n\mathbf{k}}^{X_1}(z)$, $F_{n\mathbf{k}}^{X_2}(z)$ и спектры $\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{X_1}$, $\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{X_2}$, фигурирующие в уравнениях (11), (12), находятся из уравнений

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z}\frac{1}{M_X(z)}\frac{\partial}{\partial z}+\frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_X(z)}+V_0^X(z)-\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{X_1}\right)F_{n\mathbf{k}}^{X_1}(z)=0, \qquad (13)$$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2}\frac{\partial}{\partial z}\frac{1}{m_X(z)}\frac{\partial}{\partial z}+\frac{\hbar^2}{2}\left(\frac{k_X^2}{M_X(z)}+\frac{k_y^2}{m_X(z)}\right)+V_0^X(z)-\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{X_2}\right)F_{n\mathbf{k}}^{X_2}(z)=0, \qquad (14)$$

где $V_0^X(z)$ — потенциал одиночной квантовой ямы для X-электронов (рис. 1, *б*).

3. Вычислим ток $j_{\Gamma X}$, используя формулы (10)—(12). Малосущественной зависимостью огибающих $F_{n\mathbf{k}}^{\lambda}(z)$ от $\mathbf{k}$ будем пренебрегать, а спектры квантованных Г- и X-электронов запишем в виде

$$\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{\Gamma}\simeq\varepsilon_n^{\Gamma}+\frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_{1\Gamma}},\quad \varepsilon_{n\mathbf{k}}^{X_1}\simeq\varepsilon_n^{X_1}+\frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_{2X}},$$
$$\varepsilon_{n\mathbf{k}}^{X_2}\simeq\varepsilon_n^{X_2}+\frac{\hbar^2}{2}\left(\frac{k_X^2}{M_{2X}}+\frac{k_y^2}{m_{2X}}\right), \qquad (15)$$

где ε_n^{λ} — энергии квантования при $\mathbf{k}=0$.

Считая электронный газ в СР невырожденным, после несложных преобразований получим

$$j_{\Gamma X}=\frac{eD_X^2 m_{2X} n_S^{\Gamma}}{2\hbar^2\rho\omega_X A_\Gamma}(2N_X+1)\,\mathrm{sh}\left(\frac{eEd}{2T}\right)\sum_{n,\,n'}\left[I_{nn'}^{\Gamma X_1}\exp\left(-\frac{\varepsilon_{n'}^{X_1}-\varepsilon_1^{\Gamma}}{T}\right)+\right.$$
$$\left.+2\sqrt{\frac{M_{2X}}{m_{2X}}}\,I_{nn'}^{\Gamma X_2}\exp\left(-\frac{\varepsilon_{n'}^{X_2}-\varepsilon_1^{\Gamma}}{T}\right)\right]+\frac{\pi e a^2 n_S^{\Gamma}}{\hbar T(1-m_{1\Gamma}/m_{2X})A_\Gamma}\left(1-e^{-\frac{eEd}{T}}\right)\times$$
$$\times\sum_{nn'}\Theta\left(\varepsilon_{n'}^{X_1}-\varepsilon_n^{\Gamma}-\frac{eEd}{2}\right)|F_n^{\Gamma}(0)|^2\,|F_{n'}^{X_1}(0)|^2\exp\left(-\frac{\varepsilon_{n'}^{X_1}-\varepsilon_n^{\Gamma}-\frac{eEd}{2}}{T(1-m_{1\Gamma}/m_{2X})}-\frac{\varepsilon_n^{\Gamma}-\varepsilon_1^{\Gamma}}{T}\right). \qquad (16)$$

Первое слагаемое в правой части (16) соответствует переносу с рассеянием на междолинных фононах, а второе — переносу за счет динамического механизма. Здесь $\Theta(x)$ — ступенчатая функция, а величины $I_{nn'}^{\Gamma\lambda'}$ и A_Γ определяются формулами

$$I_{nn'}^{\Gamma\lambda'}=\int\limits_{-\infty}^{\infty}dz\,|F_n^{\Gamma}(z)|^2\,|F_{n'}^{\lambda'}(z)|^2;\quad A_\Gamma=\sum_n e^{-\frac{\varepsilon_n^{\Gamma}-\varepsilon_1^{\Gamma}}{T}}. \qquad (17)$$

Выражение для тока $j_{\Gamma X}$ содержит экспоненциальные множители, связанные с пороговым характером ΓX-переноса: Г-электрон может перейти в X-долину X-полупроводника тогда, когда он обладает достаточной энергией. Таким образом, ток $j_{\Gamma X}$ является активационным током, т. е. возрастающим с увеличением температуры по приблизительному закону $j_{\Gamma X}\sim\exp(-\varepsilon_{\Gamma X}/T)$, где $\varepsilon_{\Gamma X}$ —

характерная пороговая энергия, примерно равная разности $\varepsilon_1^{X_1}-\varepsilon_1^{\Gamma}-\frac{eEd}{2}$. Из формулы (16) также видно, что для междолинного переноса по динамическому механизму (второе слагаемое) энергия активации, вообще говоря, больше указанной разности. Это связано с ограничениями, которые накладывает требование сохранения продольного волнового вектора **k** для динамического механизма. Таким образом, междолинный токоперенос через ГX-СР с размерно-квантованными электронами идет в основном за счет рассеяния на междолинных X-фононах.[1]

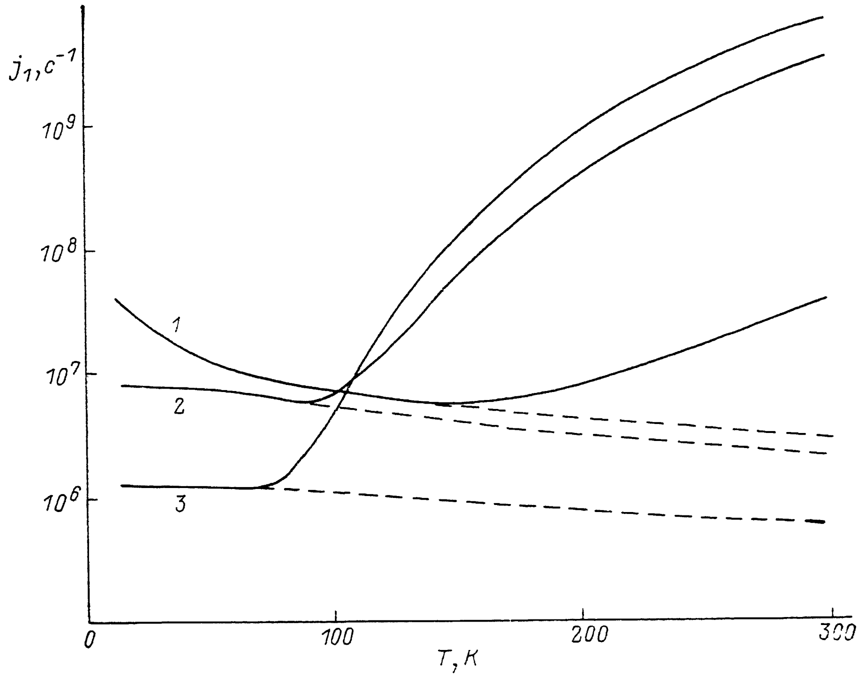

Рис. 2. Зависимость одноэлектронного тока $j_1=(j_\Gamma+j_{\Gamma X})/en_S^\Gamma$ от температуры для СР GaAs/AlAs 50/40 Å при различных смещениях eEd: *1* — 0.1, *2* — 10, *3* — 20 мэВ.
Штриховые линии соответствуют току в пренебрежении процессами ГX-переноса.

Из формулы (16) можно сделать вывод о росте $j_{\Gamma X}$ при увеличении поля E. Этот рост не прекращается и при $eEd > T$, поскольку в поле сближаются энергии квантования Г- и X-подзон, и, следовательно, уменьшается энергия активации ГX-переноса. Подчеркнем, что ток j_Γ в условиях $eEd > \hbar/\tau_{1k}$, напротив, уменьшается с ростом E, так как увеличение E выводит подзоны Г-электронов в соседних ямах из состояния резонанса [см. формулу (5)].

Таким образом, качественный анализ показывает, что условия, в которых ток ГX-переноса $j_{\Gamma X}$ будет преобладать над током j_Γ, могут быть реализованы: а) при увеличении толщины потенциальных барьеров l_2, б) при увеличении температуры T, в) при увеличении напряженности электрического поля E. Эти качественные соображения подтверждаются количественным расчетом, результаты которого для СР GaAs/AlAs с параметрами $l_1=50$, $l_2=40$ Å, $N_i(z)=\text{const}(z)=10^{16}$ см$^{-3}$ приведены на рис. 2 и 3. На рис. 2 изображены температурные зависимости тока в расчете на один электрон $j_1=(j_\Gamma+j_{\Gamma X})/en_S^\Gamma$ при нескольких значениях смещения eEd: 0.1, 10 и 20 мэВ. Из рисунка видно, что ток $j_{\Gamma X}$ начинает давать заметный вклад в полный ток при температурах порядка 100—200 K, причем увеличение поля E уменьшает характерные температуры,

[1] Исключением являются ситуации, когда энергии квантования $\varepsilon_1^{X_1}$ и ε_n^Γ близки [см. формулу (16)].

при которых $j_{\Gamma X}$ становится существенным. На рис. 3 показаны полевые зависимости тока j_1 при температурах 100 и 200 K. Для случая 100 K увеличение поля приводит к преобладанию $j_{\Gamma X}$ над j_Γ при смещениях $eEd \simeq 15$ мэВ, а для случая 200 K $j_{\Gamma X} > j_\Gamma$ уже при $eEd \simeq 1$ мэВ. При построении кривых на рис. 2, 3 ток $j_{\Gamma X}$ вычислялся по формуле (16), а ток j_Γ находился численно с использованием (3)—(7). Обратный радиус экранирования кулоновского потенциала примеси оценивался по формуле $q_0 \simeq (4/3\pi N_i)^{1/3}$. Отметим, что сравнительно простое аналитическое выражение для тока j_Γ можно получить для случая малых элек-

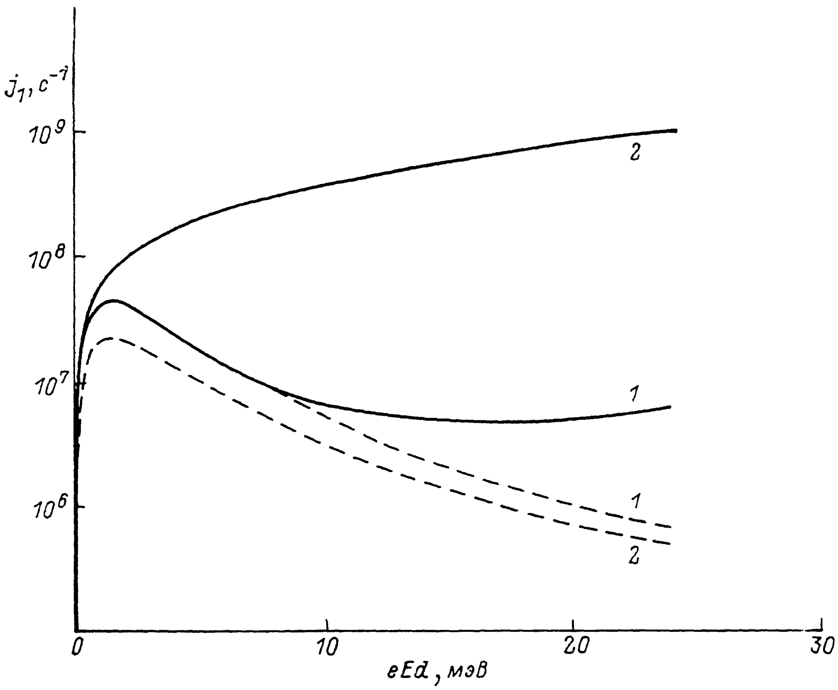

Рис. 3. Полевые зависимости тока j_1 при различных температурах.
T, K: *1* — 100, *2* — 200. Параметры те же, что и на рис. 2.

трических полей при $(q_0 d)^2 \ll 1$, $\hbar^2 q_0^2 \ll 2m_{1\Gamma}T$. Тогда, используя формулы (6), (7) и (9) и пренебрегая малосущественной зависимостью $\gamma_{1\mathbf{k}}^\Gamma$ от $\mathbf{k}$, получим

$$\frac{1}{\tau_{1\mathbf{k}}} = \frac{N_i d^2 m_{1\Gamma}}{8\pi\hbar^3}\left(\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0}\right)^2 \frac{1}{k} \ln\left(\frac{8k}{q_0}\right), \tag{18}$$

$$j_\Gamma|_{E\to 0} \simeq E \frac{\varepsilon_0^2 \, |\gamma_1^\Gamma|^2 \, n_S^\Gamma}{4\sqrt{2\pi} e^2 N_i d T^{1/2} m_{1\Gamma}^{1/2}} \left[\ln\left(8\sqrt{\frac{2m_{1\Gamma}T}{\hbar^2 q_0^2}}\right)\right]^{-1}. \tag{19}$$

4. В экспериментальной работе [17] исследовалась зависимость фототока через СР GaAs/AlAs ($l_1=144$, $l_2=34$ Å) при стационарном освещении с длиной волны 670 нм от приложенного напряжения для нескольких значений температуры. При увеличении температуры от 10 до 130 K ток (при заданном напряжении) уменьшался, но, начиная с 130 K, возрастал, причем относительное увеличение тока при изменении температуры от 220 до 290 K было весьма существенным: при $E \simeq 2 \cdot 10^4$ В/см ток возрастал более чем в 3 раза; при меньших полях относительное увеличение тока было меньшим (см. рис. 2 в работе [17]). Кроме того, в указанной работе по отклику фототока при импульсном фотовозбуждении непосредственно измерялось время транспорта электронов в этой же СР. Зависимость обратного времени транспорта $1/\tau$ от температуры имела активационный характер. В [17] была предпринята попытка определения энергии активации по экспериментальным графикам $\ln \tau$ как функции $1/T$ путем подгонки

равенства $\frac{1}{\tau}=\frac{1}{\tau_0}+\alpha \exp\left(-\frac{\varepsilon_A}{T}\right)$ под экспериментальные данные. При этом для напряжений —3, —5, —8, —10 В на СР (это соответствует смещениям eEd, равным 91, 131, 191 и 231 мэВ) были получены оценки энергии активации ε_A, которые варьируются в пределах 72—86 мэВ, а для напряжения —13 В ($eEd=$ $=291$ мэВ) получено $\varepsilon_A \simeq 63$ мэВ. Основываясь на этих цифрах, авторы работы [17] сделали вывод о том, что наблюдаемый активационный процесс связан с активацией транспорта электронов по второй Г-подзоне. В самом деле, в исследовавшейся СР Г-слои являются широкими (144 Å) и разность энергий квантования первой и второй Г-подзон невелика. Согласно теоретической оценке, $\varepsilon_2^\Gamma-\varepsilon_1^\Gamma=62$ мэВ, что согласуется с величиной 60—70 мэВ, найденной по положению первого пика резонансного туннелирования. Видно, что найденные в [17] значения ε_A превосходят энергию активации Г-транспорта по второй подзоне $\varepsilon_2^\Gamma-\varepsilon_1^\Gamma$ (за исключением случая —13 В). Кроме того, согласно нашим оценкам, Г-транспорт по второй подзоне не может обеспечить столь сильное увеличение обратного времени транспорта с ростом температуры, как то, что наблюдалось в [17] ($1/\tau$ возрастало примерно на порядок при увеличении T от 150 до 300 К).

Скорее всего, наблюдаемый в [17] активационный процесс связан с активацией ГX-переноса. Об этом, во-первых, свидетельствует сильное увеличение обратного времени транспорта с температурой, во-вторых, уменьшение с ростом поля энергии активации ε_A. Наконец, экспериментальные оценки энергии активации при —8, —10 и —13 В близки к расчетным значениям энергии активации ГX-переноса $\varepsilon_{\Gamma X} \simeq \varepsilon_1^{X_1}-\varepsilon_1^\Gamma-\frac{eEd}{2}$. Расхождение ($\varepsilon_A < \varepsilon_{\Gamma X}$) имеет место при —3 и —5 В, что, по-видимому, следует объяснить погрешностью измерения либо неточностью применяемого в [17] метода оценки ε_A. Действительно, подгонка осуществлялась всего по пяти экспериментальным точкам при 100, 150, 200, 250 и 300 К. Точки 250 и 300 К к тому же не укладывались на подгоночные кривые. Если находить энергии активации по этим двум точкам, то для всех смещений получаются бо́льшие значения ε_A, чем те, что сообщались авторами [17]. Это фактически означает увеличение энергии активации при достаточно высоких температурах, что также является аргументом в пользу ГX-переноса· при высоких температурах идет ГX-перенос и через более высокие X-подзоны.

Таким образом, быстрый рост тока и обратного времени транспорта при увеличении температуры, наблюдавшиеся в работе [17], следует отнести на счет активации ГX-переноса. К сожалению, экспериментальные условия работы [17] (наличие фотовозбуждения, неравновесные носители, наличие «встроенного» электрического поля и др.) не допускают прямого количественного сравнения результатов [17] с результатами настоящей работы, и мы ограничиваемся приведенным выше качественным сопоставлением. Для изучения различных аспектов ГX-переноса в сверхрешетках необходимы целенаправленные эксперименты.

В заключение отметим, что помимо рассмотренных в настоящей работе термоактивационных ГX-токов в ГX-СР могут течь туннельные ГX-токи. При этом электрон преодолевает потенциальный X-барьер путем ГX-конверсии на передней гетерогранице, туннелирования под барьером в качестве X-электрона и XГ-конверсии на задней гетерогранице. Вероятность такого процесса пропорциональна квадрату вероятности ГX-конверсии на гетерогранице и туннельной экспоненте $\exp\left(-2l_2\sqrt{\frac{2m_{2X}}{\hbar^2}(\Delta_0-\varepsilon)}\right)$, где ε — энергия туннелирующего электрона. Туннельный ГX-ток может течь и при низких температурах. В принципе, соотношение параметров СР может быть таким, что при больших толщинах барьеров l_2 этот ток превысит ток j_Γ. Эксперимент по туннелированию через одиночные AlAs-барьеры при низких температурах [6] не выявил, однако, заметного вклада туннельного ГX-тока при малых смещениях для барьеров с толщиной 19, 31 и 41 Å.

Автор приносит благодарность З. С. Грибникову и Ф. Т. Васько за поддержку в работе и полезные замечания.

Список литературы

[1] Solomon P. M., Wright S. L., Lanza C. // Superlat. Microstr. 1986. V. 2. N 4. P. 501—505.
[2] Price P. J. // Surf. Sci. 1988. V. 196. N 1-3. P. 394—398.
[3] Грибников З. С., Райчев О. Э. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2171—2178.
[4] Грибников З. С., Райчев О. Э. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1222—1226.
[5] Mendez E. E., Calleja E., Wang W. I. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 11. P. 977—979.
[6] Landheer D., Liu H. C., Buchanan M., Stoner R. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 18. P. 1784—1786.
[7] Liu H. C. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 13. P. 1019—1021.
[8] Marsh A. C. // Semicond. Sci. Techn. 1986. V. 1. N 5. P. 320—326.
[9] Ko D. Y. K., Inkson J. C. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 14. P. 9945—9951.
[10] Bonnefoi A. R., McGill T. C., Burnham R. D., Anderson G. B. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 6. P. 344—346.
[11] Mendez E. E., Wang W. I., Calleja E., Goncalves da Silva C. E. T. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 18. P. 1263—1265.
[12] Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 1. С. 148—162.
[13] Movaghar B., Leo J., MacKinnon A. // Semicond. Sci. Techn. V. 3. N 6. P. 397—410.
[14] Calecki D., Palmier J. F., Chomette A. // J. Phys. C. 1984. V. 17. P. 5017—5030.
[15] Feldmann J., Sattman K., Göbel E. O., Nunnenkamp J., Kuhl J., Hebling J., Ploog K., Muralidharan R., Dawson P., Foxon C. T. // Sol. St. Electron. 1989. V. 32. N 12. P. 1713—1717.
[16] Ando T., Akera H. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 17. P. 11619—11633.
[17] Schneider H., von Klitzing K., Ploog K. // Superlat. Microstr. 1989. V. 5. N 3. P. 383—396.

ут полупроводников АН УССР
Киев

Получена 25.01.1991
Принята к печати 26.03.1991