

X-УПРАВЛЕНИЕ ТУННЕЛЬНЫМ ТОКОМ Г-ЭЛЕКТРОНОВ В ГХГ-ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ

Грибников З. С., Райчев О. Э.

ГХГ-структура типа GaAs/AlAs/GaAs с тонким X-слоем является туннельно проникаемым потенциальным барьером для Г-электронов и квантовой потенциальной ямой для X-электронов. Если вывести X-слой наружу с помощью базового электрода, то можно управлять сквозным туннельным Г-током с помощью независимо задаваемого напряжения эмиттер—база. Базовые токи при этом образованы токами ХГ-конверсии на гетеропереходах база—коллектор и база—эмиттер. Рассмотрены условия, при которых сквозной туннельный Г-ток существенно превосходит конверсионные базовые токи.

Предложен вариант латеральной конструкции с выводом X-базы.

1. В этом сообщении рассмотрен вопрос об управлении током Г-электронов, туннелирующих сквозь тонкий исходно прямоугольный гетеробарьер, сформированный в Г-матрице с помощью тонкого слоя X-полупроводника (X-слой). Примером такой ГХГ-структуры может быть слой AlAs в GaAs-матрице (рис. 1); эта структура рассмотрена в многочисленных публикациях, в том числе недавно в [1-3] (см. также ссылки в этих работах). Другие реализуемые структуры такого типа: GaSb/AlSb/GaSb (см. [4]), InAs/AlSb_{0,9}As_{0,1}/InAs (см. [5]), InAs/Al_xGa_{1-x}Sb/InAs (см. [6]). Здесь все наши оценки и рассуждения основаны на параметрах структуры GaAs/AlAs/GaAs.

Главный элемент структуры AlAs-слой является, собственно, барьером только для Г-электронов — основных носителей тока вне этого барьера — в GaAs; для X-электронов, основных носителей тока в AlAs, X-слой, как видно из рис. 1, является квантовой ямой. Неполная идеальность этой квантовой ямы связана с возможной ХГ- и ГХ-конверсией электронов на гетерограницах. Возможными каналами этой конверсии являются: 1) непосредственный динамический переход электронов из X- в Г-долину или в обратном направлении на резкой (атомарного масштаба) идеальной гетерогранице с сохранением параллельной гетерогранице составляющей квазиимпульса и полной энергии; это — эффект ГХ-перемешивания: ГХ-mixing; 2) междолинное рассеяние за счет пространственных хвостов волновых функций X-электронов в Г-материале и Г-электронов в X-материале (ГХ-scattering).

В рассматриваемом конкретном случае гетероповерхности, расположенной в плоскости (100), на динамический переход способны электроны лишь одной из трех X-долин, а именно X₁-долины, чья ось вращения (ось тяжелой массы) вытянута вдоль нормали к гетероповерхности. Причины междолинного рассеяния наряду с обычными объемными (междолинные фононы [7], флуктуации состава сплава [8], примеси) могут быть и специфическими — рассеяние на резких шероховатостях гетероповерхности (атомарного же масштаба).

Существенно новым элементом данной работы является рассмотрение в ней индукции избыточного заряда X-электронов в неидеальной квантовой яме X-слоя с помощью потенциала добавочного периферийного (базового) электрода и управления таким образом сквозной проводимостью ГХГ-структуры [9]. Введение третьего электрода позволяет более детально анализировать токообразование в структуре.

2. Перечислим каналы прохождения тока через ГХГ-структуру. Электрон, имеющий энергию ε в Γ -материале слева от X -слоя, может попасть в правую Γ -область одним из следующих способов.

а) Прямое Γ -туннелирование через потенциальный барьер с высотой Δ_Γ (рис. 1). Вероятность этого процесса содержит малый экспоненциальный множитель

$$W_\Gamma \sim \exp(-d/w_\Gamma(\varepsilon)), \quad (1)$$

где $w_\Gamma(\varepsilon) = \hbar/\sqrt{8m_\Gamma(\Delta_\Gamma - \varepsilon)}$, m_Γ — масса Γ -электрона в X -слое.

б) Термоэлектронная эмиссия через L -долину. В гетеропаре GaAs/AlAs дно L -долины в X -слое лежит энергетически ниже дна X -долины в Γ -материале (вне X -слоя). Поэтому один из возможных каналов транспорта сквозь X -слой состоит в термоактивации Γ -электрона с исходной энергией $\varepsilon < \delta_L$ до энергии δ_L с переходом из Γ - в L -долину и последующем преодолении барьера по L -до-

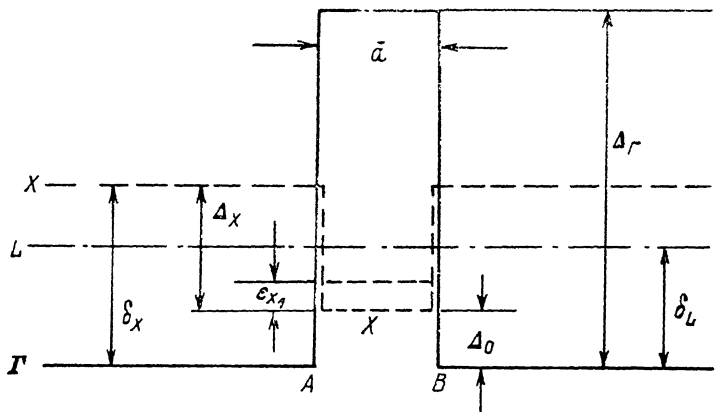


Рис. 1. AlAs-слой в GaAs-матрице.

лине. (Заметим, что энергетический гетеробарьер по L -долине невелик либо вообще отсутствует, как это показано на рис. 1). Вероятность этого процесса пропорциональна соответствующему малому термоактивационному множителю

$$W_L \sim \exp(-(\delta_L - \varepsilon)/T). \quad (2)$$

[Аналогичный канал существует и по X -долине. При этом, как видно из рис. 1, энергия термоактивации составляет $\delta_X = \Delta_0 + \Delta_X$, так что $W_X \sim \exp(-(\delta_X - \varepsilon)/T)$. Поскольку, как уже указывалось, $\delta_L < \delta_X$, то и $W_X \ll W_L$, так что этот канал, по-видимому, в данной гетеропаре несуществен].

в) Термоэлектронная эмиссия через X -долину с ГХ-конверсией. Кроме канала транспорта через X -долину с энергией активации δ_X и междолинным ГХ-переносом в объеме Γ -материала существует иной канал транспорта через X -долину в X -слое со значительно более низкой энергией активации, чем δ_X . Дно X -долины в X -слое отстоит от дна Γ -долины в Γ -материале на величину Δ_0 (которая меньше на величину Δ_X , рис. 1). В тонком X -слое, однако, X -электроны квантованы, причем X_1 -электроны квантованы слабее $X_{2,3}$ -электронов, чьи оси тяжелой массы лежат в плоскости гетерограниц; это следует из приближенных оценок:

$$\varepsilon_{X_1} \simeq \frac{\pi^2 \hbar^2}{2M_X d^2}, \quad \varepsilon_{X_{2,3}} \simeq \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_X d^2}, \quad (3)$$

где m_X и M_X соответственно легкая и тяжелая массы X -электрона в X -слое. Из (3) следует, что уровень $X_{2,3}$ -электронов в X -яме для необходимых нам малых значений $d \leq 2$ нм является мелким и лежит при $\varepsilon_{X_{2,3}} \simeq \Delta_X$, тогда как уровень X_1 -электронов лежит в глубине X -ямы и для него оценки (3) удовлетворительны. Поэтому следует рассматривать термоактивацию через уровень

с энергией ϵ_{X_1} . Вероятность этого канала содержит малый фактор $\alpha_{\Gamma X}$, описывающий маловероятную ΓX -конверсию на ΓX -гетерогранице или в ее окрестности, так что

$$W_{\Gamma X \Gamma} \sim \alpha_{\Gamma X} \exp\left(-\frac{\Delta_0 + \epsilon_{X_1} - \epsilon}{T}\right). \quad (4)$$

Отметим, что при $\Gamma X \Gamma$ -транспорте электрон конвертируется дважды на обеих гетерограницах, однако это не означает, что $W_{\Gamma X \Gamma}$ должна быть пропорциональна $\alpha_{\Gamma X}^2$; как и при любом многоступенчатом процессе полная стационарная вероятность определяется вероятностью самого маловероятного этапа.

г) Туннелирование через X -долину с ΓX -конверсией на передней и задней гетерограницах. Наряду с термоэлектронной активацией электрон с энергией $\epsilon < \Delta_0$ может преодолеть барьер с высотой Δ_0 туннельно с двумя процессами ΓX -конверсии на гетерограницах. Поскольку $m_X \Delta_0 < m_\Gamma \Delta_\Gamma$, этот процесс мо-

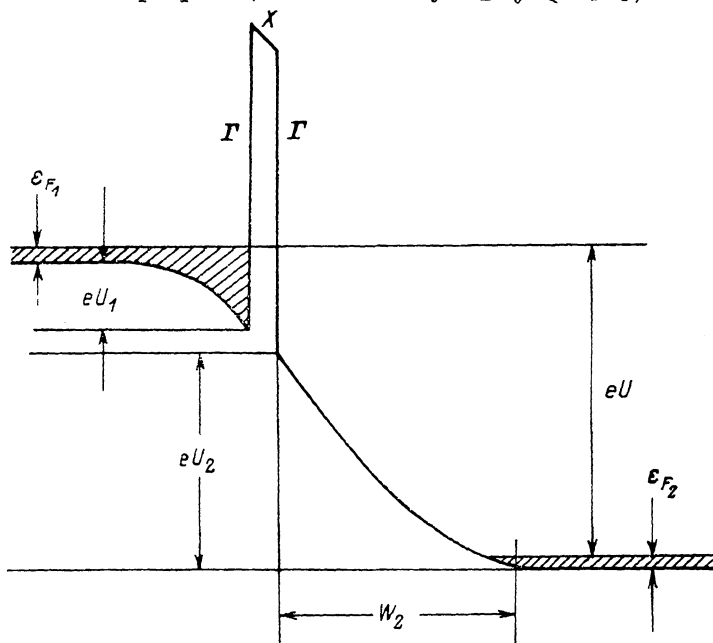


Рис. 2. Распределение потенциала в смещенной $\Gamma X \Gamma$ -структуре с «плавающим» барьером.

жет оказаться основным при низких температурах для весьма толстых X -слоев (с учетом возможности диссипативной ΓX -конверсии на гетерограницах, чья вероятность сравнима с вероятностью динамической ΓX -конверсии [7]).

Далее мы интересуемся случаем достаточно низких температур, когда роль термоактивационных каналов невелика. Однако предполагается достаточно высокое внешнее смещение $\Gamma X \Gamma$ -структуры, при котором актуальное значение ϵ велико: оно может превышать последовательно Δ_0 , $\Delta_0 + \epsilon_{X_1}$, δ_L . При таких значениях ϵ вероятность туннельного Γ -канала следует сравнивать с вероятностями $\Gamma X \Gamma$ - или L -канала, не содержащими термоактивационной малости.

Такое сравнение Γ -канала с $\Gamma X \Gamma$ -каналом недавно выполнено теоретически и экспериментально в [3] для структуры с толщинами X -слоев $d=5.2$, 4.1 , 3.1 и 1.9 нм при полных смещениях $\Gamma X \Gamma$ -структуры до 0.6 В. Структура также включала спейсеры по обе стороны X -слоя с толщиной по 5 нм и легированные крайние области с концентрацией электронов $2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Сравнение теории и эксперимента не выявило вклада $\Gamma X \Gamma$ -канала при $d=1.9$ нм; при $d=3.1$ нм этот вклад был невелик; лишь при $d=4.1$ и 5.2 нм и достаточно больших смещениях $\Gamma X \Gamma$ -канал доминировал. Далее нас интересуют лишь те малые значения d , для которых при всех разумных значениях смещений в сквозном токе доминирует туннельный Γ -канал.

3. Рассмотрим смещенную $\Gamma X \Gamma$ -структуру с плавающей X -базой (X -слоем). Поскольку, как уже подчеркивалось, поперечная проводимость сквозь X -слой

невелика, малый сквозной ток практически не влияет на распределение потенциала в окрестности барьера. Как видно из рис. 2, задание положительного потенциала справа приводит к образованию обогащенного слоя (с избытком электронов) в левом Γ -полупроводнике и истощенного слоя Шоттки в правом. Заряд доноров истощенного слоя компенсирует заряд электронов обогащенного слоя. Естественно, что основное падение напряжения происходит на обедненном слое; оно задает толщину этого слоя и максимальное поле $E_M^{(+)}$ в нем. В X -слое возникает «плавающий» заряд электронов, малость которого обусловлена малостью доли электронов эмиттера, принимающих участие в ГХГ-составляющей тока через X_1 -долину в X -слое. Эта малость заведомо сохраняется до тех пор, пока

$$eU_1 \leq \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} - \varepsilon_{F_1}, \quad (5)$$

где ε_{F_1} — энергия Ферми слева от X -слоя (рис. 2).

Наряду с малостью заряда в X -слое следует признать и малость падения напряжения в этом слое $U - U_1 - U_2$. При толщине X -слоя $1 \div 3$ нм и максимальном поле $E_M \leq 10^5$ В/см это падение составляет $(1 \div 3) \cdot 10^{-2}$ В.

Основное падение напряжения U , как упоминалось, приходится на обедненный слой справа от X -слоя; в предположении, что $eU \gg \varepsilon_{F_{1,2}}$, можно приближенно записать

$$w_2 \simeq (2\varepsilon_d U_2 / eN)^{1/2}, \quad (6)$$

$$E_M^{(+)} \simeq (2eNU_2 / \varepsilon_d)^{1/2}, \quad (7)$$

где ε_d — диэлектрическая проницаемость Γ -полупроводника, а N — концентрация ионизированных доноров в обедненном слое, полагаемая постоянной. Даваемое формулой (7) поле $E_M^{(+)}$ — это поле справа от X -слоя. Задача вычисления поля $E_M^{(-)}$ (слева от X -слоя) несколько более сложна, поскольку электронный газ в образующейся слева квазитреугольной яме обогащения, как правило, квантован подобно тому, как это всегда бывает на узкозонной стороне гетероперехода. Если нам известна зависимость $E_M^{(-)} = F(U_1)$, то, приравнявая $E_M^{(-)} \simeq E_M^{(+)}$ и учитывая, что $U \simeq U_1 + U_2$, можно вычислить в отдельности U_1 и U_2 и далее найти w_2 , $E_M^{(+)}$ и прочие параметры потенциального рельефа.

Поскольку при $eU \gg \varepsilon_{F_{1,2}}$ справа от X -слоя электронов нет вовсе, знание распределения электронов слева от X -слоя позволяет вычислить ток через барьер $J \simeq J(U_1)$, приближенно совпадающий с туннельным током Γ -электронов J_Γ .

4. Предположим теперь, что потенциальная X -яма, существующая в X -слое, частично заполнена электронами, так что в плоскости слоя существует достаточно высокая электрическая проводимость. Этот проводящий слой изолирован от окружающей Γ -среды потенциальными берегами X -ямы (однако напоминаем, изоляция эта не вполне совершенна в силу ХГ-конверсии).

Если с помощью боковых (базовых) электродов образован электрический контакт с проводящим каналом X -слоя, то количество X -электронов в слое и, следовательно, его проводимость можно регулировать с помощью напряжений U_1 и U_2 , которые теперь не связаны друг с другом условием $E_M^{(-)} \simeq E_M^{(+)}$, а задаются независимо от независимых источников напряжения — эмиттерного и коллекторного.

Предположим, что коллекторное напряжение $U_{BC} = U_2$ задано. Этим самым заданы поле $E_M^{(+)}$ и индуцированный этим полем заряд X -электронов в X -слое $\varepsilon'_d E_M^{(+)}$, где ε'_d — диэлектрическая проницаемость AlAs. Концентрация электронов на единицу площади слоя, составляющая

$$N_X(U_2, 0) = \varepsilon'_d E_M^{(+)}(U_2) / e, \quad (8)$$

реализуется в X -слое только при отсутствии эмиттерного смещения, т. е. при $U_1 = 0$. При $U_1 > 0$ (рис. 3) эмиттерное смещение удаляет часть этой концентрации, оставляя в X -слое (базе)

$$N_X(U_2, U_1) = \frac{\varepsilon'_d}{e} (E_M^{(+)}(U_2) - E_M^{(-)}(U_1)). \quad (9)$$

При $E_M^-(U_1) = E_M^+(U_2)$ правая часть (9) обращается в 0, т. е. заряд в базе исчезает, и управление по базе, основанное на наличии в ней проводящего слоя, становится невозможным. При этом в базе на самом деле сохраняется тот небольшой плавающий заряд, связанный с протеканием сквозного ГХГ-тока, о котором упоминалось выше. Поскольку туннельный ток Γ -электронов в ос-

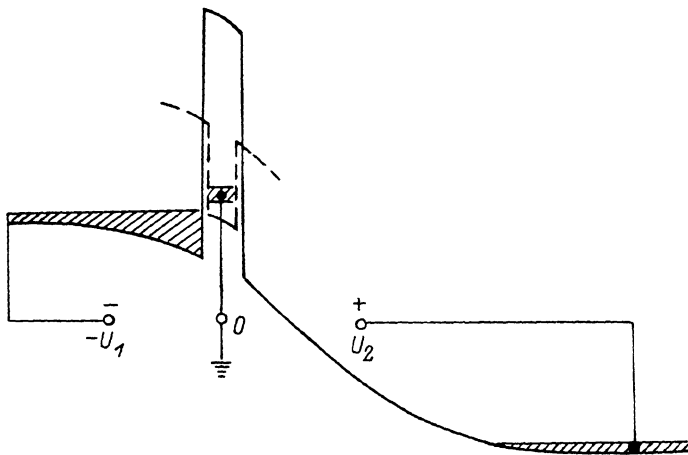


Рис. 3. Распределение потенциала в смещенной ГХГ-структуре с управляемой X-базой.

новном определяется напряжением U_1 , независимое управление напряжением U_2 оставляет его при $N_X(U_2, U_1) > 0$ практически неизменным.

5. Обозначим через $U_1^* = U_1^*(U_2)$ то значение U_1 , которое получается из условия

$$N_X(U_2, U_1^*) = 0. \quad (10)$$

При $U_1 < U_1^*(U_2)$, как выяснено выше, ток J_Γ целиком зависит от U_1 и практически не зависит от U_2 . При $U_1 > U_1^*(U_2)$ из-за ликвидации электронного заряда в базе потенциал базового электрода уже не определяет потенциал всего базового слоя. Последний в своей однородной части, удаленной на некоторое расстояние от базового электрода, приобретает малый плавающий заряд, отвечающий полному падающему напряжению на структуре

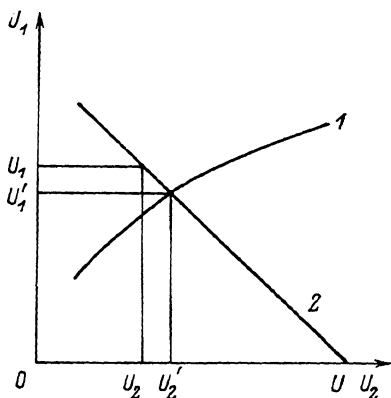
$$U = U_1 + U_2 = U'_1 + U'_2 \quad (11)$$

и условию $E_M^+(U'_2) = E_M^-(U'_1)$, т. е.

$$U'_1 = U_1^*(U'_2). \quad (12)$$

Рис. 4. Зависимость $U_1^*(U_2)$ (кривая 1) и определение установившихся $U'_{1,2}$ при заданных $U_{1,2}$.

Прямая 2: $U_1 + U_2 = U$.



В (11) и (12) $U_{1,2}$ — реально приложенные напряжения между электродами (как и всюду выше), а $U'_{1,2}$ — реально установившиеся напряжения на структуре вдали от базового электрода. Различие между $U_{1,2}$ и $U'_{1,2}$ приводит к существенно двумерной картине электрических полей вблизи базового электрода. Очевидно, что

$$U_1^*(U_2) < U'_1 < U_1, \quad U'_2 > U_2.$$

На рис. 4 представлена качественно построенная зависимость $U_1^*(U_2)$ и показано, как при наличии заданных U_1 и U_2 найти U'_1 и U'_2 .

Знание $U_1^* = U_1^*(U_1, U_2)$ позволяет вычислить ток $J(U_1)$, который при $U_1 > U_1^*(U_2)$ зависит уже от обоих напряжений. На рис. 5, а представлены качественно построенная зависимость $J = J(U_1)$ и семейство характеристик $J = J(U_1)$ при различных U_2 . Это семейство располагается под диодной характеристикой $J(U_1)$, отцепляясь от нее в точках $U_1^*(U_2)$. Знание зависимостей $J(U_1)$ и

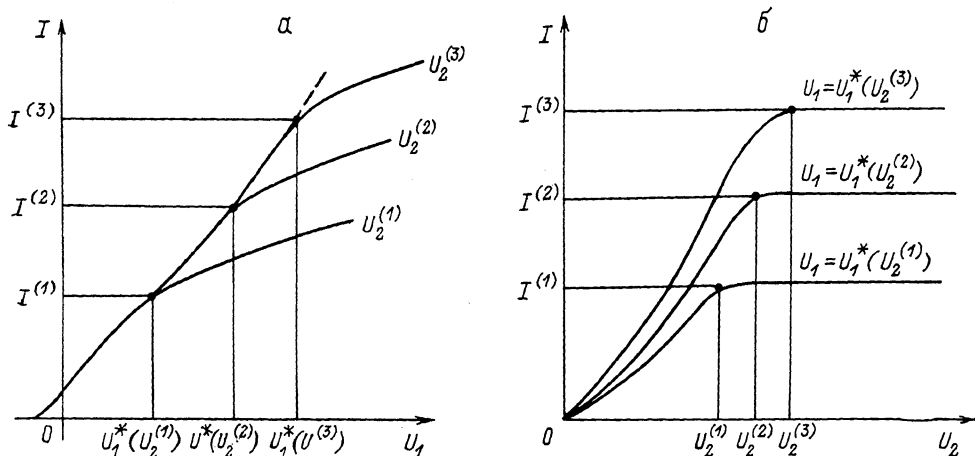


Рис. 5. Ток через ГХГ-структуру I в зависимости от напряжения U_1 при заданных значениях U_2 (а) и в зависимости от U_2 при заданном U_1 (б).

$U_1^*(U_2)$ позволяет построить все семейство $J = J(U_1, U_2)$ посредством вычисления $U_{1,2}$. На рис. 5, б представлено это же семейство в осях J, U_2 . Независимость (или, вернее, слабая зависимость) тока J от напряжения U_2 при $U_1 < U_1^*(U_2)$ приводит к пентодному характеру зависимостей $J = J(U_2)$, что, по-видимому, является желаемым.

6. В режиме с управляемой X-базой наряду со сквозным током $J \simeq J_\Gamma$ возникает базовый ток, который по необходимости должен быть малым по сравнению с J_Γ . Оценим эти токи. Базовый ток J_X есть сумма тока электронов, уходящих из базы в коллекторную область, J_{X_2} , и тока электронов, уходящих из базы в эмиттерную область или приходящих оттуда в базу, J_{X_1} . X-электроны

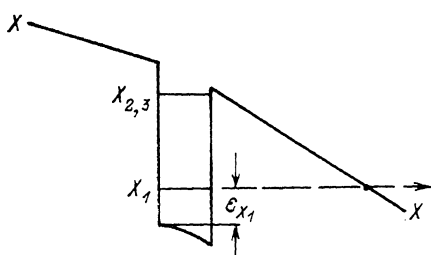


Рис. 6. Квантование X-электронов в потенциальной X-яме.

базы, как отмечалось, находятся в квантовой яме (рис. 6) с высотой стен ~ 0.3 эВ и с потенциальным профилем внутри ямы, которым можно пренебречь на фоне этой высоты.

Запишем ток J_{X_2} в виде

$$J_{X_2} = eN_X v_{X_2}, \quad (13)$$

где v_{X_2} — обратное время распада X_1 -состояния в базе с уходом направо. Это время формируется ХГ-конверсией на правой стенке X_1 -ямы или X_1 -туннелированием через треугольный барьер, показанный на рис. 6. В полях $E_M^{(+)} \leq 10^5$ В/см туннелирование пренебрежимо мало по сравнению с конверсией. В квазиклассическом приближении время конверсии практически не зависит от $E_M^{(+)}$ (т. е. от U_2)

$$v_{X_2} = v_{X_2}^{(ph)} + v_{X_2}^{(d)}, \quad (13')$$

где оба слагаемые из правой части приведены в *Приложении*; первое из них связано с междолинным фононным рассеянием, а второе — с динамической конверсией.

Ток J_{X_1} хотелось бы записать в виде

$$J_{X_1} = eN_X(v'_{X_1} + v''_{X_1}) - eN_{\Gamma}v_{\Gamma} - en_{\Gamma}v_{\Gamma}, \quad (14)$$

где v'_{X_1} — обратные времена распада X_1 -состояния в базе с уходом налево в состояние непрерывного спектра, а v''_{X_1} — то же самое с уходом на дискретный уровень в обогащенном слое эмиттера; v_{Γ} — обратное время распада этого уровня с уходом в X_1 -состояние, а v_{Γ} — скорость ухода электронов из состояний непрерывного спектра эмиттера в X_1 -состояние; N_{Γ} — концентрация квантованных электронов в обогащенном слое эмиттера на единицу площади барьера, а n_{Γ} — объемная концентрация свободных электронов в эмиттере.

К сожалению, при такой форме тока J_{X_1} введенные в (14) обратные времена v_{Γ} и v'_{X_1} будут сложным образом зависеть от N_{Γ} и N_X , а v'_{X_1} и v_{Γ} — от N_X и n_{Γ} . Ситуация упрощается только для некоторых предельных случаев. Например, когда база пуста ($N_X=0$), то коэффициенты v'_{X_1} и v_{Γ} могут быть введены и зависят они только от энергии Ферми Γ -электронов. В тех случаях, когда эмиттерные смещения невелики и в эмиттерной цепи течет только ток распада X_1 -состояния в базе, можно хорошо определить v'_{X_1} и v''_{X_1} . Общая формула для тока J_{X_1} и ее предельные случаи также приведены в *Приложении*.

По аналогии с формулами (13) и (14) сквозной туннельный ток запишем в виде

$$J_{\Gamma} = eN_{\Gamma}\omega_{\Gamma} + en_{\Gamma}s_{\Gamma}, \quad (15)$$

где ω_{Γ} — обратное время распада квантованного уровня за счет прямого туннелирования через Γ -барьер, а s_{Γ} — скорость ухода свободных электронов эмиттера через этот же барьер. Сравнительно простые формулы для ω_{Γ} и s_{Γ} приведены далее:

$$\omega_{\Gamma} = \frac{16}{a} \left(\frac{2e_{\Gamma}}{m_{\Gamma}^*} \right)^{1/2} \frac{\exp\left(-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m_{\Gamma}(\Delta_{\Gamma} - \epsilon_{\Gamma})}\right)}{\left(1 + \frac{m_{\Gamma}^* a}{\hbar \sqrt{m_{\Gamma}}} \sqrt{2(\Delta_{\Gamma} - \epsilon_{\Gamma})}\right)^2}, \quad (16)$$

$$s_{\Gamma} = \frac{3}{2} v_F \frac{\exp\left(-\frac{2d}{\hbar} \sqrt{2m_{\Gamma}(\Delta_{\Gamma} - eU_1)}\right)}{1 + \frac{1}{2}\left(\lambda + \frac{1}{\lambda}\right)}. \quad (17)$$

В этих формулах ϵ_{Γ} — энергия квантованного состояния в квазиреугольной яме обогащенного слоя эмиттера ($\epsilon_{\Gamma} \sim 2/3 eU_1$), a — пространственный размер этого состояния (порядка боровского радиуса Γ -электронов в GaAs), m_{Γ}^* — эффективная масса Γ -электронов в Γ -материале, v_F — фермиевская скорость Γ -электронов в Γ -материале, $\lambda = \frac{eU_1}{\Delta_{\Gamma} - eU_1} \frac{m_{\Gamma}}{m_{\Gamma}^*}$; все прочие обозначения взяты

из рис. 1 или вводились раньше. При выводе (17) использованы сильные неравенства $eU_1 \gg \epsilon_{F_1}$ и $\frac{\hbar(\Delta_{\Gamma} - eU_1)}{d\sqrt{2m_{\Gamma}(\Delta_{\Gamma} - eU_1)}} \gg \epsilon_{F_1}$, а также квазиклассическое прибли-

жение для свободных электронов над квазиреугольной ямой.

Из формулы (13) видно, что ток J_{X_2} знакопостоянен в отличие от тока J_{X_1} , который, согласно формуле (14), меняет свой знак при достаточно больших смещениях U_1 . При малых U_1 электроны переходят из базы в эмиттер, а при больших U_1 могут идти в обратном направлении.

Далее в качестве критерия сильного преобладания сквозного туннельного тока J_{Γ} над токами базы рассматриваются два сильных неравенства

$$n_{\Gamma}s_{\Gamma} \gg N_X v_{X_2}, \quad (18)$$

$$s_{\Gamma} \gg v_{\Gamma}. \quad (19)$$

Неравенство (18) для каждого фиксированного значения N_X может быть выполнено при $n_{\Gamma} \gg n_{\Gamma}^{(0)}(N_X) = N_X v_{X_2} / s_{\Gamma}(n_{\Gamma}^{(0)})$. Поскольку $v_{X_2}^{(ph)}$ и $v_{X_2}^{(d)}$ для GaAs/

AlAs имеют одинаковый порядок величины [что видно из оценок по формулам (П. 1) и (П. 2) и уже отмечалось нами в работе [7]], используя в выражении для $n_T^{(0)}(N_X)$ только $v_X^{(d)}$, а также полагая $N_X = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $d = 1.5 \text{ нм}$, $\alpha = 0.155 \text{ эВ} \cdot \text{А}$ (см. [3]), получим $n_T^{(0)} \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, условие (18) выполняется только в случае сильного легирования GaAs-эмиттера. Отметим, что для уменьшения емкостей здесь, как и в других подобных структурах, может быть применен нелегированный спейсер с протяженностью в несколько нанометров. В критерии (19) используем значение v_T , полученное при $N_X = 0$ и $eU_1 > \Delta_0 + \varepsilon_X$. При этом сохраняется только GX-конверсия с рассеянием на междолинных GX-фононах (П. 12), а вклад динамической GX-конверсии (П. 14) обращается в 0.

Неравенство (19) удовлетворяется путем утоньшения X-слоя до значений $d = 1.5 - 2 \text{ нм}$. Эти цифры подтверждаются экспериментальными данными работы [3], в которой не найдено заметное влияние тока через X-состояние при толщине $d = 1.9 \text{ нм}$. (Заметим, что и при $d < 3.1 \text{ нм}$ это влияние было не слишком

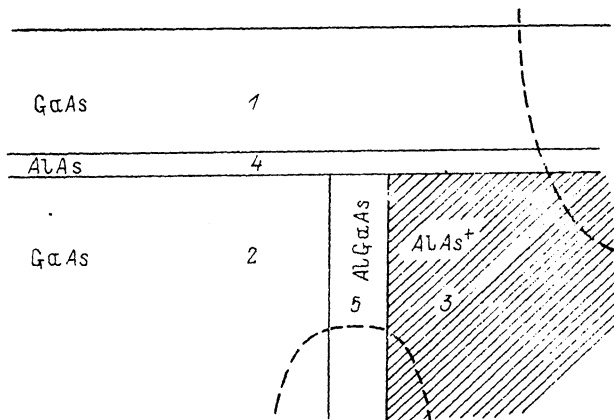


Рис. 7. Латеральная конструкция GXГ-структуры с выводом X-базы.

1 — Г-коллектор (GaAs), 2 — Г-эмиттер (GaAs), 3 — вывод базы (AlAs⁺), 4 — X-база (AlAs), 5 — GX-изолятор (AlGaAs). Пунктиром обозначена стравленная часть структуры.

велико). Выполнение критерия (19) необходимо только при больших эмиттерных смещениях $U_1 \geq 0.3 \text{ В}$. При меньших смещениях достаточно выполнения только критерия (18).

7. Выше было показано, что за счет малой скорости GX- и XГ-конверсии может быть получена транзисторная структура с управляемой базой на основе одного потенциального барьера, который фактически является таковым только для Г-электронов, а для X-электронов является потенциальной ямой. Эта структура аналогична стандартной транзисторной структуре с двумя барьерами — эмиттерным и коллекторным, разделенными потенциальной ямой, которая и служит базой. В нашем случае туннельные барьеры заменены необходимостью конверсии и поэтому имеют бесконечно малую толщину при конечной (и притом весьма малой) прозрачности. Естественно, что замена пятислойной структуры на трехслойную GXГ-структуру упрощает технологический процесс и во всяком случае не ухудшает быстродействия.

Такое устройство (как и его двухбарьерный аналог) работает при высоких плотностях тока. Например, при $n_T = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $U_1 = 0.2 \text{ В}$ имеем $I_T \approx 10^5 \text{ А/см}^2$ (при $d = 1.5 \text{ нм}$).

Введение X-слоя позволяет упростить технику вывода очень тонкой (1.5–2 нм) базы.

В предыдущей работе [10] было показано, что при низких температурах незрезкий (плавный) GX-гетеропереход (с толщиной переходной области $\geq 5 - 6 \text{ нм}$) имеет свойство изолирующего слоя. Нетрудно увидеть, что аналогичным свойством обладает промежуточный слой $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ (при $x \sim 0.45$), помещенный между слоями GaAs и AlAs, с толщиной того же порядка или несколько меньше. Это свойство GX-переходов с промежуточным AlGaAs-слоем позволяет пред-

ложить конструкцию ГХГ-устройства с выводом X-базы на основе латерального резкого перехода, показанного на рис. 7. Разумеется, жизнеспособность этой конструкции гарантируется, во-первых, экспериментальным подтверждением теории [10] и, во-вторых, возможностью изготовления высококачественных латеральных гетеропереходов на основе GaAs/AlAs-гетероструктур. На рис. 7 область вывода базы (область 3) должна быть достаточно низкоомной, что представляет определенную трудность с учетом достаточно глубокого залегания доноров в X-AlAs (~ 0.05 эВ согласно [11]). Пассивная площадь GaAs/AlAs/AlAs⁺-перехода (вне эмиттера) должна быть не слишком большой, поскольку через этот переход течет ток значительного обратного смещения ГХ-гетероперехода.

Отметим, что именно верхняя GaAs-область должна быть коллекторной, а нижняя — эмиттерной (рис. 7). В противном случае через пассивную площадь протекал бы прямой ток, ограниченный только темпом ГХ-конверсии [12].

Приложение

Здесь приведена сводка формул для токов, текущих между базой и коллектором и между базой и эмиттером за счет ГХ-конверсии.

1. Коллекторные токи [см. (13) и (13')]:

$$v_{X_2}^{(d)} = A_X \frac{2a^2}{\hbar^2} \sqrt{\frac{2m'_\Gamma}{\Delta_0 + \varepsilon_{X_1}}} \frac{1 - \frac{\ln\left(1 + e^{\frac{\mu_X - \varepsilon_0}{T}}\right)}{\ln\left(1 + e^{\frac{\mu_X}{T}}\right)}}{1 + \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} \frac{\Delta_\Gamma - \Delta_0 - \varepsilon_{X_1}}{\Delta_0 + \varepsilon_{X_1}}}, \quad (\text{П. 1})$$

$$v_{X_2}^{(\text{ph})} \simeq A_X \frac{m'_\Gamma D_X^2}{4\pi\hbar^2\rho\omega_X} \left[(N_{\Gamma X} + 1) \int_0^{k_m^{0(-)}} dk I'(k, \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} - \hbar\omega_X) + N_{\Gamma X} \int_0^{k_m^{0(+)}} dk I'(k, \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} + \hbar\omega_X) \right]. \quad (\text{П. 2})$$

2. Эмиттерные токи:

а) токи, отвечающие переносу между X_1 -состояниями в базе и Γ -состояниями, квантованным в обогащенном слое эмиттера:

$$J_{X_1}^{(d)} = eA_X \frac{8a^2}{\hbar^2 a} \frac{m'_\Gamma m_X}{m_X - m'_\Gamma} \frac{f_X(\varepsilon_0)(1 - f_\Gamma(\varepsilon_0))}{\left(1 + \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} z_1^0 a\right)^2} \Theta(\varepsilon_0) \left(1 - \exp\left(-\frac{\mu_\Gamma - \mu_X}{T}\right)\right), \quad (\text{П. 3})$$

$$J_{X_1}^{(\text{ph})} = eA_X I'' \frac{D_X^2 m'_\Gamma m_X T}{2\pi\rho\omega_X \hbar^4} \left(1 - \exp\left(-\frac{\mu_\Gamma - \mu_X}{T}\right)\right) \times \left\{ \frac{N_{\Gamma X} + 1}{\frac{\hbar\omega_X}{e} - e^{-\frac{\mu_\Gamma - \mu_X}{T}}} \ln\left(\frac{1 + e^{\frac{\mu_X + \Delta_0 + \varepsilon_{X_1}}{T}} e^{-\frac{\Delta_\Gamma^{(-)}}{T}}}{1 + e^{\frac{\mu_\Gamma + \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} - \hbar\omega_X}{T}} e^{-\frac{\Delta_\Gamma^{(-)}}{T}}}\right) + \frac{N_{\Gamma X}}{\frac{\hbar\omega_X}{e} - e^{-\frac{\mu_\Gamma - \mu_X}{T}}} \ln\left(\frac{1 + e^{\frac{\mu_X + \Delta_0 + \varepsilon_{X_1}}{T}} e^{-\frac{\Delta_\Gamma^{(+)}}{T}}}{1 + e^{\frac{\mu_\Gamma + \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} + \hbar\omega_X}{T}} e^{-\frac{\Delta_\Gamma^{(+)}}{T}}}\right) \right\}, \quad (\text{П. 4})$$

б) токи, отвечающие переносу между X_1 -состояниями в базе и свободными Γ -электронами в эмиттере:

$$J'_{X_1}{}^{(d)} = eA_X \frac{2\alpha^2 m_X T}{\pi \hbar^4} \sqrt{\frac{2m'_\Gamma}{\Delta_0 + \varepsilon_{X_1}}} \frac{1}{1 + \frac{m'_\Gamma}{m_X} \frac{\Delta_\Gamma - \Delta_0 - \varepsilon_{X_1}}{\Delta_0 + \varepsilon_{X_1}}} \times$$

$$\times \Theta(\varepsilon_m) \left\{ \ln \left(\frac{1 + e^{\frac{\mu_X}{T}}}{1 + e^{\frac{\mu_X - \varepsilon_m}{T}}} \right) - \ln \left(\frac{1 + e^{\frac{\mu_\Gamma}{T}}}{1 + e^{\frac{\mu_\Gamma - \varepsilon_m}{T}}} \right) \right\}, \quad (\text{II. 5})$$

$$J'_{X_1}{}^{(\text{ph})} = eA_X \frac{D_X^3 m'_\Gamma m_X}{4\pi^2 \rho \omega_X \hbar^4} \left\{ N_{\Gamma X} \int_{\Delta_0}^{\infty} d\varepsilon f_X(\varepsilon) (1 - f_\Gamma(\varepsilon + \hbar\omega_X)) \times \right.$$

$$\times \int_0^{k_m^{(+)}} dk \frac{k}{k_0} I'(k_0, \varepsilon + \hbar\omega_X) + (N_{\Gamma X} + 1) \int_{\Delta_0}^{\infty} d\varepsilon f_X(\varepsilon) (1 - f_\Gamma(\varepsilon - \hbar\omega_X)) \times$$

$$\left. \times \int_0^{k_m^{(-)}} dk \frac{k}{k_0} I'(k_0, \varepsilon - \hbar\omega_X) \right\} \left(1 - \exp \frac{\mu_\Gamma - \mu_X}{T} \right). \quad (\text{II. 6})$$

Полный ток J_{X_1} равен сумме $J'_{X_1}{}^{(d)} + J'_{X_1}{}^{(\text{ph})} + J''_{X_1}{}^{(d)} + J''_{X_1}{}^{(\text{ph})}$.

В формулах (II. 1)–(II. 6)

$$\varepsilon_m^0 = \frac{\Delta_0 + \varepsilon_{X_1}}{m_X/m'_\Gamma - 1}, \quad k_m^0(\pm) = \sqrt{\frac{2m'_\Gamma}{\hbar^2} (\Delta_0 + \varepsilon_{X_1} \pm \hbar\omega_X)},$$

$$A_X = \left[\frac{1}{\gamma} + \frac{d}{2} \left(1 + \left(\frac{M_X}{M'_X} \frac{\gamma}{p} \right)^2 \right) + \left(\frac{M_X}{M'_X} \frac{\gamma}{p^2} \right) \right]^{-1},$$

$$I'(k, \varepsilon) = \frac{1}{1 + \left(\frac{x_\Gamma}{k} \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} \right)^2} \times$$

$$\times \left\{ \frac{2\gamma + \frac{k^2}{\gamma} \left(1 + \left(\frac{x_\Gamma}{k} \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} \right)^2 \right) + x_\Gamma \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma}}{\gamma^2 + k^2} + \frac{2x_\Gamma + \frac{p^2}{x_\Gamma} \left(1 + \left(\frac{M_X}{M'_X} \frac{\gamma}{p} \right)^2 \right) + \gamma \frac{M_X}{M'_X}}{x_\Gamma^2 + p^2} \right\},$$

$$x_\Gamma^0 = x_\Gamma^0(k, \varepsilon) = \frac{2m_\Gamma}{\hbar^2} \left(\Delta_\Gamma - \varepsilon \left(1 - \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} \right) \right) - k^2,$$

$$p^2 \simeq \frac{2M_X}{\hbar^2} \varepsilon_{X_1}; \quad \gamma^2 \simeq \frac{2M'_X}{\hbar^2} (\Delta_X - \varepsilon_{X_1}),$$

$$\varepsilon_0 = \frac{\Delta_0 + \varepsilon_{X_1} - \varepsilon_\Gamma}{m_X/m'_\Gamma - 1}; \quad \Delta_0^{(\pm)} = \max(\Delta_0 + \varepsilon_{X_1}, \varepsilon_\Gamma \pm \hbar\omega_X),$$

$$I'' = \frac{1}{(1 + \gamma a)^2} \left(1 + 2 \frac{1 + \gamma a}{1 + \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} x_\Gamma^0 a} + 2 \frac{(1 + \gamma a)^2}{\left(1 + \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} x_\Gamma^0 a \right)^2} \right) +$$

$$+ \frac{1}{x_\Gamma^0 a \left(1 + \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} x_\Gamma^0 a \right)^2} \frac{2x_\Gamma^0 + p^2 \left(1 + \left(\frac{\gamma}{p} \frac{M_X}{M'_X} \right)^2 \right) + x_\Gamma^0 \gamma \frac{M_X}{M'_X}}{x_\Gamma^0 + p^2},$$

$$x_\Gamma^0 \simeq \frac{2m_\Gamma}{\hbar^2} (\Delta_\Gamma - \varepsilon_\Gamma),$$

$$\varepsilon_m = \frac{\Delta_0 + \varepsilon_{X_1} - eU_1}{m_X/m'_\Gamma - 1}; \quad \Delta^{(\pm)} = \max(\Delta_0 + \varepsilon_{X_1}, eU_1 \pm \hbar\omega_X),$$

$$k_m^{(\pm)} = \sqrt{\frac{2m'_\Gamma}{\hbar^2} (\varepsilon \pm \hbar\omega_X - eU_1)}; \quad k_0 = \sqrt{\frac{2m'_\Gamma}{\hbar^2} eU_1 + k^2},$$

$$f_{\Gamma, X} = \left(\exp \frac{\varepsilon - \mu_{\Gamma, X}}{T} + 1 \right)^{-1}; \quad N_{\Gamma X} = \left(\exp \frac{\hbar\omega_X}{T} - 1 \right)^{-1},$$

химические потенциалы Γ - и X -электронов μ_Γ и μ_X отсчитываются от энергии $\Delta_0 + \varepsilon_{X_1}$, $\Theta(x)$ — ступенчатая функция, α — параметр ΓX -перемешивания [3, 7], M'_X — масса X -электронов в Γ -полупроводнике, $D_X \simeq 10^9$ эВ/см — деформационный потенциал междолинных ΓX -фононов, ω_X — частота этих фононов, ρ — плотность.

Формулы (П. 3) и (П. 4), как и формула (16), получены с использованием модельной волновой функции Фэнга—Ховарда для квантованных Γ -электронов. Пространственный размер этой функции a , вообще говоря, зависит от U_1 , но при оценках можно считать его равным борновскому радиусу в Γ -полупроводнике; ε_Γ — энергия квантованного состояния.

Вычислим предельные базово-эмиттерные токи.

1. Если U_1 достаточно малая величина, то током из эмиттера в базу можно пренебречь. Оценим величины v'_{X_1} и v''_{X_1} . Можно показать, что выражения для $v'_{X_1(d)}$ и $v'_{X_1(ph)}$ сводятся к формулам (П. 1) и (П. 2) соответственно с заменами $\varepsilon_m^0 \rightarrow \varepsilon_m$, $k_m^{0(\pm)} \rightarrow k_m^{(\pm)}$, $I'(k, \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} \pm \hbar\omega_X) \rightarrow \frac{k}{k_0} I'(k_0, \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} \pm \hbar\omega_X)$. Видно, что $v'_{X_1(d)} < v_{X_2(d)}$, $v'_{X_1(ph)} < v_{X_2(ph)}$. При $U_1 = 0$, как и следовало ожидать, $v'_{X_1(d)} = v_{X_2(d)}$, $v'_{X_1(ph)} = v_{X_2(ph)}$. Для $v''_{X_1(d)}$ и $v''_{X_1(ph)}$ имеем:

$$v'_{X_1(d)} = A_X \frac{8\pi\alpha^2}{\hbar a} \frac{m'_\Gamma}{m_X - m'_\Gamma} \frac{1}{\left(1 + \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} \alpha_\Gamma^0 a\right)^2} \frac{f_X(\varepsilon_0)}{T \ln\left(1 + e \frac{\mu_X}{T}\right)}, \quad (\text{П. 7})$$

$$v''_{X_1(ph)} = A_X I'' \frac{D_X^2 m'_\Gamma}{2\rho\omega_X \hbar^2} (2N_{\Gamma X} + 1). \quad (\text{П. 8})$$

2. Если, наоборот, считать, что в базе нет электронов и ток из базы в эмиттер можно пренебречь, получим

$$v'_\Gamma(d) = A_X \frac{8\pi\alpha^2}{\hbar a} \frac{m_X}{m_X - m'_\Gamma} \frac{\Theta(\varepsilon_0)}{\left(1 + \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} \alpha_\Gamma^0 a\right)^2} \frac{f_\Gamma(\varepsilon_0)}{\mu_\Gamma + \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} - \varepsilon_\Gamma}, \quad (\text{П. 9})$$

$$v'_\Gamma(ph) = A_X I'' \frac{D_X^2 m_X}{2\rho\omega_X \hbar^2} \left[(N_{\Gamma X} + 1) \ln\left(1 + e \frac{\mu_\Gamma + \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} - \hbar\omega_X - \Delta_0^{(+)}}{T}\right) + N_{\Gamma X} \ln\left(1 + e \frac{\mu_\Gamma + \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} + \hbar\omega_X - \Delta_0^{(+)}}{T}\right) \right] \frac{T}{\mu_\Gamma + \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} - \varepsilon_\Gamma}, \quad (\text{П. 10})$$

$$v'_\Gamma(d) = A_X \frac{2\alpha^2 m_X T}{\pi \hbar^4 n_\Gamma} \sqrt{\frac{2m'_\Gamma}{\Delta_0 + \varepsilon_{X_1}}} \frac{1}{1 + \frac{m'_\Gamma}{m_\Gamma} \frac{\Delta_\Gamma - \Delta_0 - \varepsilon_{X_1}}{\Delta_0 + \varepsilon_{X_1}}} \Theta(\varepsilon_m) \ln\left(\frac{1 + e \frac{\mu_\Gamma}{T}}{1 + e \frac{\mu_\Gamma - \varepsilon_m}{T}}\right). \quad (\text{П. 11})$$

Формулу для $v'_\Gamma(ph)$ выпишем для случая $eU_1 \geq \Delta_0 + \varepsilon_{X_1} + \hbar\omega_X$, когда все свободные Γ -электроны могут перейти в базу и ток «эмиттер—база» является максимальным:

$$v'_\Gamma(ph) \simeq A_X \frac{D_X^2 m_X \sqrt{m'_\Gamma} (2N_{\Gamma X} + 1)}{16\sqrt{2} \rho\omega_X \hbar^2 \sqrt{\varepsilon U_1}} I' \left(\sqrt{\frac{2m'_\Gamma}{\hbar^2} eU_1}, eU_1 \right) \frac{3}{2} v_F. \quad (\text{П. 12})$$

Сравнение (П. 12) с (17) показывает, что отношение $v'_\Gamma(ph)/s_\Gamma$ не зависит от n_Γ и при фиксированном напряжении U_1 малость этого отношения определяется только малостью d .

Список литературы

- [1] 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.
- [2] Mendez E. E., Calleja E., Wang W. I. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 11. P. 977—979.
- [3] Landheer D., Liu H. C., Buchanan M., Stoner R. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 18. P. 1784—1786.
- [4] Griffiths G., Mohammed K., Subbana S., Kroemer H., Merz J. L. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 1059—1063.
- [5] Levi A. F. J., Chiu T. H. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 13. P. 984—986.
- [6] Beresford R., Luo L. F., Wang W. I. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 19. P. 1899—1901.
- [7] Грибников З. С., Райчев О. Э. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2171—2178.
- [8] Price P. J. // Surf. Sci. 1988. V. 196. N 1-3. P. 394—398.
- [9] Грибников З. С., Райчев О. Э. // Тез. докл. V Всес. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах. Калуга, 1990. Т. 1. С. 29—30.
- [10] Грибников З. С., Райчев О. Э. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 10. С. 1772—1784.
- [11] Кейси Х., Паниш М. // Лазеры на гетероструктурах. М., 1981. Т. 1. 364 с.
- [12] Грибников З. С., Райчев О. Э. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 7. С. 1222—1226.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 28.12.1990
Принята к печати 9.01.1991