ИНВЕРСИЯ ДВОЙНОГО ЗАРЯЖЕННОГО СЛОЯ ПРИ ПРЯМОМ СМЕЩЕНИИ СЛАБОПРОЗРАЧНОГО ИЗОТИПНОГО ГЕТЕРОПЕРЕХОДА

Грибников З. С., Райчев О. Э.

Низкая прозрачность, т. е. малость коэффициента прохождения электронов через вершину гетеробарьера, ограничивает проводимость изотипного гетероперехода при прямых смещениях.

Следствием этого ограничения являются накопление электронов в первоначально обедненной стороне гетероперехода и обеднение электронами первоначально обогащенной стороны, т. е. инверсия заряда в двойном заряженном слое гетероперехода.

Ограниченный прозрачностью ток при больших смещениях возрастает с ростом напряжения по омическому закону, причем соответствующее сопротивление определяется величиной прозрачности.

Примером гетероперехода с низкой прозрачностью является разнодолинный ГX-переход.

1. Здесь рассматриваются резкие изотипные (для конкретности — nn) гетеропереходы (ГП, nn-ГП). Энергетическая диаграмма nn-ГП в состоянии термодинамического равновесия, а также при умеренно больших прямых смещениях изображена на рис. 1. Ток через такой ГП есть разность стеночного тока из полупроводника 1 (п. 1) в полупроводник 2 (п. 2) и термоэлектронного тока в обратном направлении (туннельными токами пренебрегаем):

$$J = e\left(D_2 n_2 v_2 - D_1 n_1 v_1 e^{-\Delta_0/T_1}\right). \tag{1}$$

Здесь $T_{1,2}$ — электронные температуры, $n_{1,2}$ — объемные концентрации электронов непосредственно рядом с ГП, $v_{1,2}$ — их средние тепловые скорости ($v_{1,2}=\sqrt{3T_{1,2}/m_{1,2}}$, $m_{1,2}$ — эффективные массы подвижности); индексы 1 и 2 обозначают различные области ГП (рис. 1).

Величины $D_{1,2}$ — безразмерные «прозрачности» (усредненные по распределению коэффициенты прохождения) гетероперехода справа налево и слева направо соответственно. В этой работе существенно необходима малость прозрачности D_2:

$$D_2 \ll 1. \tag{2}$$

Укажем случаи, обеспечивающие выполнение (2). В случае идеального изодолинного ГП при $T_{1,2} \ll \Delta_0$ и неучете квантового отражения прозрачность D_2 не зависит от T_2 и для ГГ-перехода есть просто число $D_{2\text{кл}}=(6\pi)^{-1/2}$. Учет квантового отражения заметно уменьшает прозрачность, делая ее зависящей от T_2. Для ГГ-перехода

$$D_2=\left(\frac{2}{3}\frac{m_1}{m_2}\frac{T_2}{\Delta_0}\right)^{1/2}=2\left(\pi\frac{m_1}{m_2}\frac{T_2}{\Delta_0}\right)^{1/2} D_{2\text{кл}}. \tag{3}$$

Поскольку в ГП на рис. 1, как правило, $m_1 < m_2$ и в силу предположения $T_2 \ll \Delta_0$, из (3) следует выполнение (2), обусловленное квантовым отражением. Таким образом, для наличия сильного неравенства (2) достаточно резкости ГП и низких температур.

Более сильное выполнение (2) обеспечивается в разнодолинных ГП, например в ГX-переходах. Если п. 2 есть X-материал, а п. 1 — Г-материал (что имеет место в ГП GaAs/AlAs, а также в $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$, $x > 0.45$), то для ГП в плоскости (100)

$$D_2 = \sqrt{\frac{T_2}{\Delta_0}} \left(\frac{2}{3} \frac{\alpha^2}{\hbar^2 \Delta_X} \frac{M_{X_1}}{M_{X_2}} \right) \sqrt{m_{\Gamma_1} m_{X_2}} \left[1 + \frac{m_{\Gamma_1}}{m_{\Gamma_2}} \left(\frac{\Delta_\Gamma}{\Delta_0} - 1 \right) \right]^{-1} \left(1 + \frac{m_{X_2}}{2M_{X_2}} \right)^{-1/2}, \qquad (4)$$

где энергетические зазоры Δ_0, Δ_Γ и Δ_X показаны на рис. 2, $m_{\Gamma_{1,2}}$ — массы электрона в Г-долинах, $m_{X_{1,2}}$ и $M_{X_{1,2}}$ — поперечные (малые) и продольные (большие) массы в X-долинах, α — феноменологическая константа, предложенная в работе [1] для описания ГX-связи на гетерогранице. Отличие α от нуля связано с возможностью электрона в той из X-долин п. 2, которая вытянута вдоль нормали к гетерогранице, перейти на этой границе без рассеяния в Г-долину п. 1 с сохранением параллельной ГП (т. е. продольной) составляющей волнового вектора и полной энергии. Значение α, естественно, не может быть получено в рамках метода эффективной массы и требует оценки из более глубоких вычислений. Оценки α, получаемые различными авторами [1-3], колеблются в пределах от 0.05 до 0.2 эВ Å. Полагая здесь $\alpha = 0.1$ эВ·Å, а прочие параметры, входящие в правую часть формулы (4), такими же, как в нашей предыдущей работе [2], оценим $D_2 \simeq 2 \cdot 10^{-4}$.

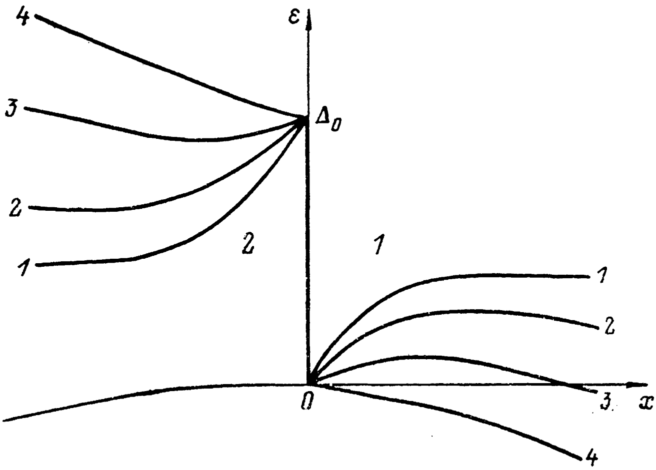

Рис. 1. Потенциальные диаграммы nn-ГП при умеренно больших прямых смещениях: $U_1 = 0$, $U_4 > U_3 > U_2$, $U_4 = U_0$.

Учитываемый формулой (4) поток электронов не является единственным. В частности, сравнимый вклад вносят переходы с поглощением и испусканием междолинных фононов на ГП [2]; в случае, если один из контактирующих материалов — неупорядоченный сплав (например, $Ga_{1-x}Al_xAs$), может быть существенным контактное рассеяние на сплаве [4]. Наличие этих механизмов увеличивает D_2 по сравнению с (4), однако D_2 на ГX-ГП остается существенно меньше, чем в изодолинном случае.

Прозрачность D_2 может быть уменьшена и при наличии тонкого диэлектрического слоя между п. 1 и п. 2 (например, окисла). При этом D_2 определяется туннельной проницаемостью этого слоя.

Далее интересуемся лишь последствиями низких значений D_2 безотносительно к причине этой малости.

2. Ввиду предположенной малости прозрачности оценочно считаем

$$n_1 = n_{10} e^{\varphi_1 / T_1}, \quad n_2 = n_{20} e^{-\varphi_2 / T_2}, \qquad (5)$$

где $n_{10,\,20}$ — концентрации электронов в нейтральных объемах по разные стороны ГП (предполагается отсутствие статистического вырождения), $\varphi_{1,\,2}$ — изгибы зон на заряженных слоях справа и слева от ГП. Если внешнее смещение (вернее, его доля, приходящаяся на приконтактные слои) достигает значения

$$U_0 = (\varphi_{10} + \varphi_{20})/e, \tag{6}$$

где $\varphi_{10,\ 20}$ — исходные изгибы зон в состоянии термодинамического равновесия, то происходит полная ликвидация изгибов зон на заряженных слоях, т. е. самих этих слоев (рис. 1, кривые 4). При этом $n_{1,\ 2} \simeq \simeq n_{10,\ 20}$, так что

$$J = J_0 \simeq eD_2v_2n_{20} \tag{7}$$

(термоэмиссионный ток из п. 1 в п. 2 при таких смещениях становится несущественным).

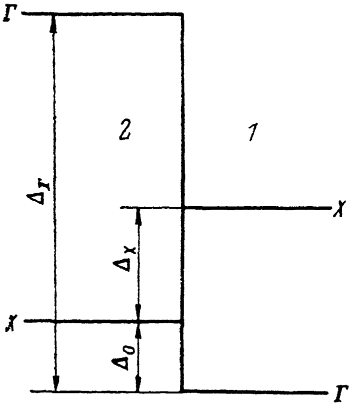

Рис. 2. Энергетические зазоры на ГХ-ГП.

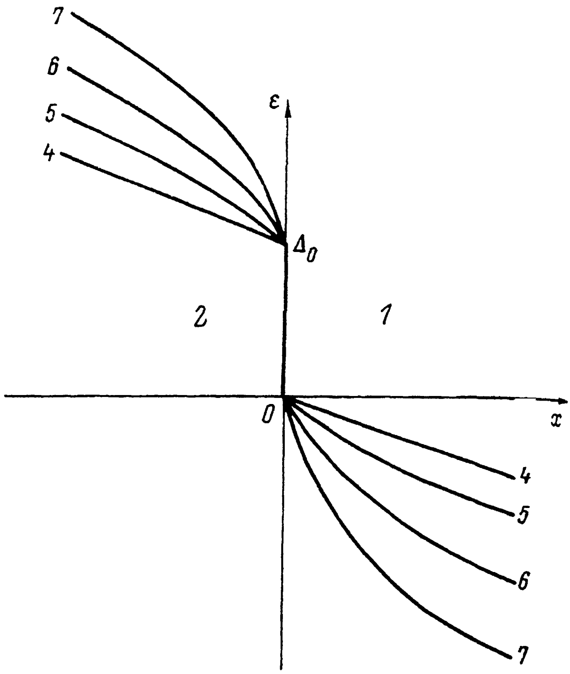

Рис. 3. Потенциальные диаграммы слабопрозрачного ГП при больших прямых смещениях: $U_0 = U_4 < U_5 < < U_6 < \ldots$

Протекание тока $J = J_0$, естественно, вызывает падение напряжения в объемах, определяемое полями $E_{10,\ 20}$, которые находятся из формулы

$$J_0 = en_{20}\bar{v}_2(E_{20}) = en_{10}\bar{v}_1(E_{10}), \tag{8}$$

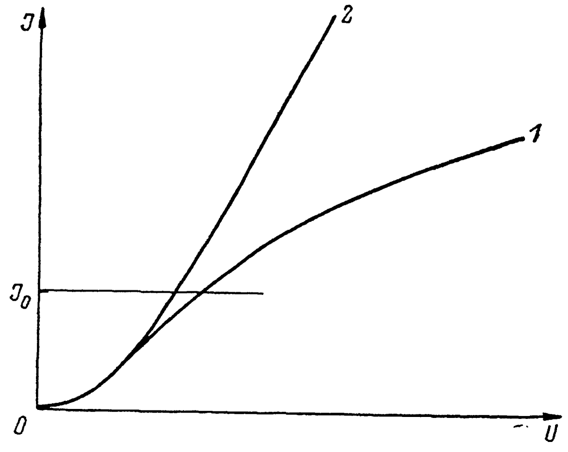

Рис. 4. Качественный характер ВАХ слабопрозрачного ГП.

где $\bar{v}_{1,\ 2}(E)$ — дрейфовые скорости электронов по разные стороны ГП. Введем характерные дрейфовые скорости $v_{s1,\ 2}$ (это либо скорости насыщения, либо пиковые скорости) такие, что при $\bar{v}_{1,\ 2}(E) \ll v_{s1,\ 2}$ можно говорить о линейном (омическом) режиме электропроводности. Интересуемся случаем, когда

$$D_2 v_2 \ll v_{s2}, \quad v_{s1}\frac{n_{10}}{n_{20}}; \tag{9}$$

этот случай реалистичен при достаточно малой величине D_2 и при условии, что $n_{20} \leqslant n_{10}$. Условия (9) означают, что при $J \simeq J_0$ объемы п. 1 и п. 2 находятся в омическом режиме, так что дальнейший рост тока J ограничивается не объемными свойствами, а только контактом.

Для того чтобы происходил рост тока $J > J_0$ согласно формуле (1), необходимо возрастание $n_2 > n_{20}$, т. е. новое возникновение (теперь уже в п. 2) обогащенного слоя и компенсирующего его обедненного слоя (теперь уже в п. 1) (рис. 3). Попытаемся оценить ВАХ ГП при $J > J_0$, т. е. в ситуации с инвертированными заряженными слоями. Будем исходить из омического режима в п. 2, основанного на первом из сильных неравенств (9) и позволяющего использовать предположение о квазиравновесном распределении электронов в обогащенном слое.

Тогда распределение потенциала там находится из уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{e^2}{\varepsilon_2}\left(n_2 e^{-\varphi/T_2} - n_{20}\right). \tag{10}$$

Первый интеграл (10) позволяет связать поле на ГП с концентрацией электронов на ГП n_2:

$$E_2^2(0) = 2\frac{T_2}{\varepsilon_2}\left[n_2 - n_{20}\left(1 + \ln\frac{n_2}{n_{20}}\right)\right]; \tag{11}$$

избыточное падение напряжения на обогащенном слое равно

$$\frac{\Psi_2}{e} = \frac{T_2}{e}\ln\frac{n_2}{n_{20}}, \quad n_2 > n_{20}. \tag{12}$$

Истощенный слой в п. 1 можно рассматривать как слой Шоттки с протяженностью

$$w = \frac{\varepsilon_1 E_1(0)}{e n_{10}} = \frac{\varepsilon_2 E_2(0)}{e n_{10}} \tag{13}$$

и падением напряжения на нем

$$\frac{\Psi_1}{e} = \frac{\varepsilon_2^2 E_2^2(0)}{2\varepsilon_1 e n_{10}}. \tag{14}$$

Суммируя Ψ_1, Ψ_2 и используя (11), (1) (где удерживается только первое слагаемое справа), получим выражение для ВАХ

$$\delta U = \frac{(\Psi_1 + \Psi_2)}{e} = \frac{T_2}{e}\left[\frac{\varepsilon_2 n_{20}}{\varepsilon_1 n_{10}}\left(\frac{J}{J_0} - 1\right) + \left(1 - \frac{\varepsilon_2 n_{20}}{\varepsilon_1 n_{10}}\right)\ln\frac{J}{J_0}\right]. \tag{15}$$

Полное внешнее смещение на двойном заряженном слое равно сумме

$$U = U_0 + \delta U. \tag{16}$$

При $J \gg J_0$ формула (15) дает омический закон роста напряжения с током, причем роль сопротивления площадки ГП единичной площади играет величина

$$r_к = \frac{\varepsilon_2 n_{20}}{\varepsilon_1 n_{10}}\frac{T_2}{e J_0}. \tag{17}$$

Квазиомичность имеет место при несущественной зависимости T_2 от J. Чем меньше прозрачность D_2, тем меньше J_0 и тем больше $r_к$. Положив $v_2 = 1.7 \times 10^7$ см/с (что соответствует средней тепловой скорости электрона с массой подвижности $0.4m_0$ при температуре $T_2 = 300$ K), $n_{20} = 10^{16}$ см$^{-3}$ и $D_2 = 10^{-3}$, имеем $J_0 \simeq 30$ А/см^2, так что при $\varepsilon_2 n_{20}/\varepsilon_1 n_{10} \simeq 1$ получаем $r_к \simeq 1/1200$ Ом·см^2, т. е. площадка с диаметром 100 мкм имеет сопротивление ~ 10 Ом. Такое сопротивление вполне измеримо.

Кроме разогревной зависимости T_2, действие формулы (15) ограничивается вкладом заряда свободных носителей в п. 1; он имеет порядок $n=J/ev_{s1}$, т. е. необходимо, чтобы

$$J_0=eD_2v_2n_{20}<J\ll ev_{s1}n_{10}. \tag{18}$$

Наличие этого интервала токов обусловлено выполнением второго из сильных неравенств (9).

Необходимо также отсутствие больших падений напряжения на нейтральных объемах, включенных последовательно с сопротивлением контакта r_k. В ГХ-ГП подвижность электронов в п. 2 (X-материал) значительно ниже, чем в п. 1, так что это требование сводится к условию

$$d_2\ll e\mu_2n_{20}r_k. \tag{19}$$

Полагая в предыдущих оценках $\mu_2=200$ см^2/В·с, имеем $d_2\ll 3\cdot10^{-4}$ см, т. е. слой X-материала должен быть весьма тонким. Отметим, что из (19) и (17) для d_2 получается универсальная буквенная оценка

$$d_2\ll\frac{1}{3}\,\frac{\varepsilon_2n_{20}}{\varepsilon_1n_{10}}\,\frac{l_2}{D_2}, \tag{20}$$

где l_2 — длина свободного пробега электрона в п. 2.

Некоторое увеличение d_2 можно получить за счет увеличения отношения n_{20}/n_{10}; при этом, однако, не следует забывать о (18).

Формула (15) не вполне корректно описывает область токов $J\to J_0$, поскольку слой Шоттки плохо аппроксимирует слабо обедненную область в п. 2, имеющую место при таких токах. Тем не менее формула (15) позволяет ответить на вопрос о законе перехода ВАХ с экспоненциального участка при $J\ll J_0$ на омический при $J\gg J_0$. Если $\varepsilon_2n_{20}/\varepsilon_1n_{10}>1$, то этот переход имеет сублинейный характер (рис. 4, кривая *1*), а при обратном неравенстве — суперлинейный (рис. 4, кривая *2*).

Измерение температурной зависимости сопротивления $r_к$ для ГП типа GaAs/AlAs позволило бы заметно прояснить вопрос о механизме ГX-переноса.

Список литературы

[1] Liu H. C. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 51. N 13. P. 1019—1021.
[2] Грибников З. С., Райчев О. Э. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 12. С. 2171—2178.
[3] Xue Fang Shi // Semicond. Sci. Techn. 1989. V. 4. N 3. P. 150—154.
[4] Price P. J. // Surf. Sci. 1988. V. 196. P. 394—398.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 12.02.1990
Принята к печати 2.03.1990