

ТУННЕЛЬНЫЙ ТОК ЧЕРЕЗ КОНТАКТ К ДВУМЕРНОМУ ЭЛЕКТРОННОМУ ГАЗУ

Асрян Л. В., Петросян С. Г., Шик А. Я.

Теоретически исследована вольт-амперная характеристика контакта к двумерному электронному газу при низких температурах, когда основным механизмом токопрохождения является туннелирование через приконтактный слой обеднения.

Электрические контакты к структурам с двумерным электронным газом (2МЭГ) представляют собой переходы между электронными системами различной размерности и по своим свойствам могут заметно отличаться от обычных контактов к массивным полупроводникам. В [1, 2] было показано, что такого рода контакт весьма часто является неомичным благодаря наличию в 2МЭГ приконтактного слоя обеднения. В этих же работах была вычислена его вольт-амперная характеристика (ВАХ) в предположении термоэмиссионного механизма прохождения тока. Вместе с тем известно, что при низких температурах T носители могут преодолеть приконтактный потенциальный барьер не термоактивационным, а туннельным образом, что резко меняет вид ВАХ. Задачей данной работы является расчет ВАХ контакта к 2МЭГ в условиях туннельного токопрохождения.

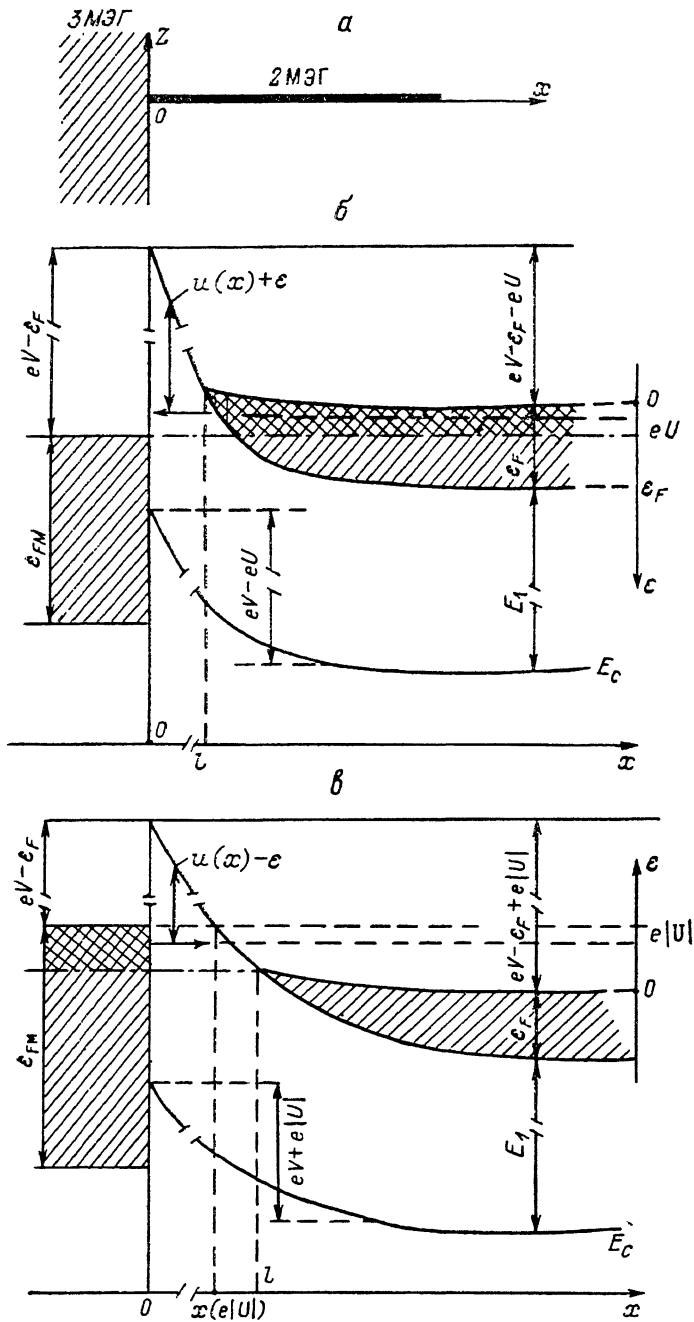
Рассмотрим контакт между массивным образцом, содержащим вырожденный трехмерный электронный газ (3МЭГ), и областью, содержащей вырожденный 2МЭГ с концентрацией n_s (см. рисунок, а).

При $T=0$ прямой туннельный ток обусловлен переходом электронов из 2МЭГ в 3МЭГ (см. рисунок, б). При этом для изотропного параболического закона дисперсии 2МЭГ плотность тока на единицу длины контакта имеет вид

$$j = \frac{4e\sqrt{2m^*}}{(2\pi\hbar)^2} \begin{cases} \int_0^{\epsilon_F} \sqrt{\epsilon} |D(\epsilon)| d\epsilon - \int_{eU}^{\epsilon_F} \sqrt{\epsilon - eU} D(\epsilon) d\epsilon, & eU \leq \epsilon_F, \\ \int_0^{\epsilon_F} \sqrt{\epsilon} D(\epsilon) d\epsilon, & eU \geq \epsilon_F, \end{cases} \quad (1)$$

где $\epsilon_F = \pi\hbar^2 n_s / m^*$ — энергия Ферми в 2МЭГ вдали от контакта (m^* — эффективная масса в 2МЭГ), U — смещение на контакте.

В [2] при расчете ВАХ в условиях надбарьерной эмиссии учитывалась также возможность квантово-механического отражения электронов на границе 2МЭГ—3МЭГ. Для этого в формулу для тока дополнительно вводился коэффициент прохождения $W(\epsilon)$, вычислявшийся в той же работе (см. также [3]). В принципе можно было бы вычислить W и для нашего случая, учитывая, что здесь волновая функция вблизи границы уже не плоская волна, а затухающая экспонента. Мы не будем этого делать, полагая величину W равной единице. Это справедливо для границ, плавных по сравнению с длиной волны электрона, а для резких границ может лишь несущественно исказить вид ВАХ, изменив предэкспоненциальный множитель.



Схематический вид контакта 2МЭГ с 3МЭГ (сечение плоскостью $y = \text{const}$) (а) и качественный ход энергетической диаграммы при прямых (б) и обратных (в) смещениях.

Заштрихованы области, заполненные электронами. Двойной штриховкой отмечены области, из которых происходит туннелирование электронов. E_1 — энергия первого уровня размерного квантования 2МЭГ.

Входящая в (1) прозрачность барьера в квазиклассическом пределе равна

$$D(\varepsilon) = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m^*} \int_0^l \sqrt{u(x) + \varepsilon} dx \right\}, \quad (2)$$

где $u(x)$ — определенная в [1, 2] потенциальная энергия электрона в слое обеднения в 2МЭГ при изгибах зон, значительно превосходящих ε_F , имеющая вид

$$u(x) = \begin{cases} e \frac{V-U}{\pi} \left[2 \arctg \frac{\sqrt{l^2-x^2}}{x} + \frac{x}{l} \ln \frac{l-\sqrt{l^2-x^2}}{l+\sqrt{l^2-x^2}} \right], & 0 \leq x \leq l, \\ 0, & x \geq l. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь V — равновесная контактная разность потенциалов,

$$l = x(V-U)/2\pi e n_s, \quad (4)$$

— ширина области обеднения, а x — диэлектрическая проницаемость полупроводника с 2МЭГ.

Эта формула, как и стандартное приближение Шоттки для обычного контакта к 3МЭГ, пренебрегает наличием «хвоста» потенциала при $x > l$ (в области малых изгибов зон). Хотя в отличие от трехмерного случая в емкости контакта к 2МЭГ эта область играет определяющую роль [1, 2], при расчете тока сделанное приближение вполне законно.

Расчет интегралов, входящих в (1), методом Лапласа [4] при выполнении неравенства ¹

$$\frac{[e(V-U)]^{3/2}}{\varepsilon_F \sqrt{\varepsilon_B^*}} \gg 1 \quad (5)$$

($\varepsilon_B^* = m^* e^4 / 2x^2 \hbar^2$ — эффективная боровская энергия) приводит к следующему выражению для прямой ветви ВАХ при $eU \gg \varepsilon_F$:²

$$j \approx 0.03 \frac{e \sqrt{m^*}}{\hbar^2} \varepsilon_F^{3/2} \left[\frac{\varepsilon_B^*}{e(V-U)} \right]^{3/4} \exp \left\{ -S(0) \frac{[e(V-U)]^{3/2}}{\varepsilon_F \sqrt{\varepsilon_B^*}} \right\}, \quad (6)$$

где

$$S(z) = \int_0^{t_0(z)} \sqrt{\frac{1}{\pi} \left[2 \arctg \frac{\sqrt{1-t^2}}{t} + t \ln \frac{1-\sqrt{1-t^2}}{1+\sqrt{1-t^2}} \right] - z} dt \quad (7)$$

[$t_0(z)$ — корень подынтегральной функции в (7)]. Численное интегрирование (7) при $z=0$ дает значение $S(0) \approx 0.50$.

Для омического участка ВАХ ($eU \ll \varepsilon_F$) получается

$$j \approx 0.08 \frac{e \sqrt{m^*}}{\hbar^2} \left(\frac{\varepsilon_B^*}{eV} \right)^{1/4} \sqrt{\varepsilon_F} eU \exp \left\{ -S(0) \frac{(eV)^{3/2}}{\varepsilon_F \sqrt{\varepsilon_B^*}} \right\}. \quad (8)$$

Выражение для туннельного тока через параболический барьер Шоттки в случае контакта металл—вырожденный трехмерный полупроводник, аналогично (6), имело следующий вид ([5], гл. 8; [6]):

$$j \sim \exp(eU/E_{00}), \quad eU \gg \varepsilon_F \gg 1/c_F, \quad (9)$$

где $E_{00} = e\hbar \sqrt{N_D/m^*} / 2$ (N_D — концентрация доноров в полупроводнике), $c_F = \ln [4e(V-U)/\varepsilon_F] / 2E_{00}$.

¹ Выражение (5) равносильно неравенству $l \gg \hbar/2 \sqrt{2m^* e(V-U)}$, где правая часть имеет смысл длины волны электрона с энергией $e(V-U)$.

² Степень «3/2» в (6) совпадает с таковой для туннельного тока через трехмерный барьер треугольной формы.

Различие результатов (6) и (9) для прямых туннельных токов через контакты металл—2МЭГ и металл—3МЭГ соответственно имеет достаточно наглядный физический смысл. В обоих случаях основной вклад в прямой ток дают электроны, туннелирующие с уровня Ферми в вырожденном полупроводнике. Прозрачность барьера для таких электронов есть $\exp\{-\alpha l \sqrt{e(V-U)}\}$ [$\alpha = \text{const}(U)$], где l — длина туннелирования (фактически — ширина обедненного слоя). В случае трехмерного барьера Шоттки $l \sim \sqrt{e(V-U)}$, что приводит к (9), в случае же потенциального барьера для электронов в 2МЭГ $l \sim e(V-U)$ [см. (4)], что сразу же приводит к (6).

Сравнение показателей экспонент в прямых туннельной (6) и термоэмиссионной [2] ВАХ дает следующий грубый критерий для температуры перехода от одного механизма токопотока к другому:

$$T_0 \approx \frac{\epsilon_F \sqrt{\epsilon_B^*}}{\sqrt{e(V-U)}}. \quad (10)$$

Зависимость T_0 от U является спецификой контактов между системами с различной электронной размерностью: в случае контакта металл—вырожденный 3МЭГ T_0 не зависит от U , поскольку как туннельная, так и термоэмиссионная экспоненты содержат U в линейной степени. Из (10) также видно, что чем выше прямое смещение на контакте, тем при более высокой температуре происходит переход от туннельного механизма токопотока к активационному.

Перейдем теперь к рассмотрению контакта в условиях обратных смещений ($U < 0$), когда ток обусловлен переходами электронов из 3МЭГ в 2МЭГ (рис. 1, б).

Расчет, аналогичный таковому для случая прямых смещений, дает для обратной ветви ВАХ при

$$\frac{[e(V+|U|)]^{3/2}}{\epsilon_F \sqrt{\epsilon_B^*}} \gg 1, \quad e|U| \gg \epsilon_{FM} \quad (11)$$

(ϵ_{FM} — энергия Ферми в 3МЭГ) следующее выражение:

$$j_{\text{rev}} \approx -0.80 \frac{e \sqrt{m^*}}{\hbar^2} \epsilon_F^{3/2} \left(\frac{eV}{\epsilon_B^*}\right)^{1/4} \frac{\epsilon_B^*}{e(V+|U|)} \frac{1}{\Phi^2\left(\frac{|U|}{V+|U|}\right)} \times \\ \times \exp\left\{-S\left(\frac{|U|}{V+|U|}\right) \frac{[e(V+|U|)]^{3/2}}{\epsilon_F \sqrt{\epsilon_B^*}}\right\}, \quad (12)$$

где $S(z)$ определена выше [см. формулу (7)], а $\Phi(z)$ дается согласно

$$\Phi(z) = \int_0^{t_0(z)} \frac{dt}{\sqrt{\frac{1}{\pi} \left[2 \arctg \frac{\sqrt{1-t^2}}{t} + t \ln \frac{1-\sqrt{1-t^2}}{1+\sqrt{1-t^2}} \right] - z}}. \quad (13)$$

Выражения (12), (13), (7) определяют в параметрическом виде зависимость обратного тока через контакт к 2МЭГ от напряжения.

Анализ этих выражений показывает, что при $|U| \gg V$ обратная ветвь туннельной ВАХ стремится к насыщению. Величина обратного тока насыщения дается согласно

$$j_{\text{rev}}^{\text{soctur}} \approx -0.23 \frac{e \sqrt{m^*}}{\hbar^2} \epsilon_F^{3/2} \left(\frac{\epsilon_B^*}{eV}\right)^{3/4} \exp\left\{-0.62 \frac{(eV)^{3/2}}{\epsilon_F \sqrt{\epsilon_B^*}}\right\}. \quad (14)$$

Из (8), (14) видно, что при увеличении обратного смещения от нуля до ∞ показатель экспоненты в выражении для тока увеличивается в 1.24 раза.

Насыщение обратного тока связано с независимостью формы барьера, под которым туннелируют электроны, от смещений при больших их значениях и является спецификой формы потенциала (3): как можно показать из (3), поле

в непосредственной близости от точки $x=0$ оказывается не зависящим от $e | U |$; также не зависящей от обратных смещений при больших $e | U |$ оказывается длина туннелирования электронов $x(e | U |)$ (рис 1, ϑ) с уровня Ферми ЗМЭГ [расчет показывает, что при $| U | \gg V x(e | U |) \approx 0.928 l_0$, где l_0 — ширина слоя обеднения ЗМЭГ при $U=0$].

Авторы выражают благодарность Е. Г. Севиняну за помощь, оказанную при численных расчетах.

Список литературы

- [1] Петросян С. Г., Шик А. Я. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 1113—1116.
- [2] Петросян С. Г., Шик А. Я. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 6 (12). С. 2229—2239.
- [3] Krizan A. M., Ruden P. P. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 12. P. 8013—8020.
- [4] Федорюк М. В. Асимптотика. Интегралы и ряды. М., 1987. 544 с.
- [5] Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста. М., 1973. 424 с.
- [6] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М., 1982. 208 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 9.07.1990
Принята к печати 15.08.1990