

Д. В. Абдулкадыров, Н. Н. Белецкий, С. А. Борисенко

**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТОК
ЧЕРЕЗ НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ТУННЕЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД**

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: beletski@ire.kharkov.ua*

Исследовано туннелирование электронов через нестационарный туннельный переход в режиме одноквантовых электронных переходов через потенциальный барьер. Учтено влияние теплового размытия энергии электронов в эмиттере и коллекторе на величину высокочастотного тока через нестационарный туннельный переход. Найдена зависимость высокочастотного электронного тока от частоты и приложенного постоянного напряжения смещения. Изучено влияние несимметричности потенциального барьера на величины активной и реактивной частей плотности высокочастотного электронного тока через нестационарный туннельный переход. Ил. 5. Библиогр.: 21 назв.

Ключевые слова: туннелирование электронов, нестационарный потенциальный барьер, высокочастотный ток.

Исследование туннелирования электронов через потенциальные барьеры является важным и актуальным направлением современной физики [1–8]. Особый интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения представляет туннелирование электронов через нестационарный туннельный переход (НТП). Это связано с успешным развитием высокочастотной наноэлектроники, использующей НТП в качестве эмиттеров высокочастотного электронного тока.

Теоретически высокочастотный электронный ток через НТП исследовался в ряде работ [9–21]. Рассматривался случай одноквантовых туннельных переходов, когда в спектре прошедших и отраженных электронных волн появляются электроны с энергиями $\varepsilon \pm j\hbar\omega$, где ε – начальная энергия электронов, налетающих на барьер, ω – частота переменного напряжения смещения, действующего на туннельный переход, $j = 1, 2, \dots$, $\hbar = h/2\pi$ (h – постоянная Планка). Наиболее детальное исследование процессов туннелирования электронов через НТП было проведено в работе [16]. В ней были определены пределы применимости режима одноквантовых электронных переходов через НТП в зависимости от величины приложенного постоянного напряжения смещения, амплитуды и частоты переменного напряжения смещения, а также высоты и толщины потенциального барьера. При этом величина кванта электромагнитного поля не считалась малой по сравнению с высотой потенциального барьера и начальной энергией электронов. В работе [16] были найдены плотности высокочастотного электронного тока для реальных значений параметров потенциальных барьеров в терагерцевой области частот при подбарьерном и надбарьерном прохождении электронов. Однако в этой работе предполагалось, что поток электронов через НТП является моноэнергетическим, реальное распределение электронов по энергии не учитывалось.

В настоящей работе исследовано прохождение электронов через нестационарный туннельный переход с учетом фермиевского распределения электронов в эмиттере и коллекторе туннельного перехода при температуре $T_0 = 77^\circ \text{K}$. Нами вычислены плотности высокочастотного электронного тока через НТП в зависимости от величины приложенного постоянного напряжения смещения, амплитуды и частоты переменного напряжения смещения, а также высоты и толщины потенциального барьера. Кроме того, исследовано влияние несимметричности туннельного барьера на величины активной и реактивной составляющих плотности высокочастотного электронного тока. Расчеты проводились в режиме одноквантовых электронных переходов, когда электроны, проходящие через НТП, поглощают или испускают лишь один квант электромагнитного поля $\hbar\omega$. Показано, что учет распределения электронов по энергии приводит не только к уменьшению плотности высокочастотного электронного тока через туннельный переход, но и к существенному изменению ее частотной и полевой зависимости.

1. Постановка задачи. Рассмотрим несимметричный потенциальный барьер толщиной d , расположенный между двумя однородными идентичными проводящими областями 1 и 2 (рис. 1). Будем считать, что распределение электронов по энергии в первой (эмиттере) и второй (коллекторе) областях описывается фермиевской функцией распределения. Высота левого края потенциального барьера равна U_{BL} , а высота правого края – U_{BR} . Электроны движутся вдоль оси z и падают слева на барьер, частично отражаясь назад и часть проникает в правую область 2. Для простоты величина эффективной электронной массы m в каждой из областей считается одинаковой. Предполагалось, что $m = 0,067m_0$, где m_0 – масса свободного электрона. К потенциальному барьеру прикладывается пос-

тоянное $V_a = E_0 d$ и переменное $\tilde{V}_a(t) = V_{ac} \cos \omega t$ напряжения смещения, где $V_{ac} = E_{ac} d$, E_0 и E_{ac} – напряженности постоянного и переменного электрических полей в потенциальном барьере соответственно.

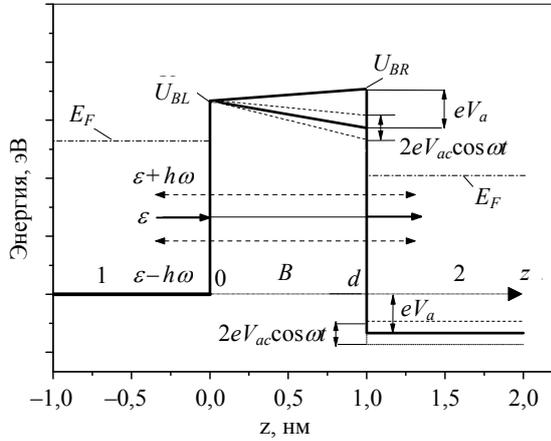


Рис. 1. Потенциальный профиль нестационарного несимметричного туннельного перехода

Для нахождения плотности высокочастотного электронного тока через НТП необходимо найти решение уравнения Шредингера в каждой из рассматриваемых областей

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial z^2}, \quad z < 0; \quad (1)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_B}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_B}{\partial z^2} + (U_B(z) - eE_0 z - eE_{ac} z \cos \omega t) \psi_B, \quad 0 < z < d; \quad (2)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial z^2} - (eV_a + eV_{ac} \cos \omega t) \psi_2, \quad z > d, \quad (3)$$

где $\psi_1(z, t)$, $\psi_B(z, t)$, $\psi_2(z, t)$ – волновые функции электронов в указанных на рис. 1 областях,

$$U_B(z) = U_{UL} + \frac{U_{BR} - U_{BL}}{d} z.$$

Мы проанализируем случай малой амплитуды переменного поля E_{ac} в режиме одно-квантовых электронных переходов, следовательно будем учитывать лишь основные гармоники с энергиями $\varepsilon \pm j\hbar\omega$.

В результате волновая функция электронов в области 1 имеет следующий вид:

$$\psi_1 = e^{-i\omega_0 t} (e^{ik_1^{(0)} z} + A e^{-ik_1^{(0)} z} + A^{(+)} e^{-i(k_1^{(+)} z + \omega t)} + A^{(-)} e^{-i(k_1^{(-)} z - \omega t)}), \quad (4)$$

где A , $A^{(\pm)}$ – амплитуды отраженных волн для электронной волны с энергией ε и ее двух 1-х

гармоник соответственно; $\omega_0 = \varepsilon / \hbar$; $k_1^{(j)} = \sqrt{2m(\varepsilon + j\hbar\omega)} / \hbar$; $j = 0, \pm 1$.

В области барьера точное решение уравнения Шредингера (2) для электронов с энергией ε представляет собой функцию Эйри $Ai(z)$ [12, 13, 16]

$$\psi_B^{(0)}(z, t) = Ai[\rho_{(0)}(z) + \beta(t)] \times \exp\left[-i\omega_0 t + i \frac{eE_{ac} z}{\hbar\omega} \sin \omega t + f(t)\right]; \quad (5)$$

$$\beta(t) = -\frac{e^2 E_{ac} E_{ef} \gamma}{m\omega^2} \cos \omega t; \quad (6)$$

$$f(t) = -i \frac{e^2 E_{ef} E_{ac}}{m\hbar\omega^3} \sin \omega t - i \frac{e^2 E_{ac}^2}{4m\hbar\omega^2} \left(t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega}\right), \quad (7)$$

где

$$eE_{ef} = eE_0 - \left(\frac{U_{BR} - U_{BL}}{d}\right);$$

$$\rho_{(j)}(z) = \gamma[U_B(z) - (\varepsilon + j\hbar\omega) - eE_0 z];$$

$$\gamma = \left(\frac{2m}{e^2 E_{ef}^2 \hbar^2}\right)^{1/3}; \quad j = 0, \pm 1.$$

Второе линейно-независимое решение уравнения Шредингера (2) получается из уравнения (5) путем замены $Ai(z)$ на другую функцию Эйри $Bi(z)$.

В линейном по малой амплитуде E_{ac} приближении выражение (5) имеет следующий вид:

$$\psi_B^{(0)} = e^{-i\omega_0 t} \times \left\{ \left[1 + \frac{eE_{ac}}{2\hbar\omega} \left(z - \frac{eE_{ef}}{m\omega^2}\right) (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \right] Ai(\rho_{(0)}) - \left[-\frac{e^2 E_{ac} E_{ef} \gamma}{m\omega^2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) Ai'(\rho_{(0)}) \right] \right\}. \quad (8)$$

Выражение (8) справедливо при выполнении трех неравенств:

$$\alpha_1 = \frac{e^2 E_{ac} E_0 \gamma}{m\omega^2} \ll 1; \quad (9)$$

$$\alpha_2 = \frac{eE_{ac} d}{\hbar\omega} \ll 1; \quad (10)$$

$$\alpha_3 = \frac{e^2 E_{ac} E_0}{m\hbar\omega^3} \ll 1. \quad (11)$$

В работах [16, 17] было показано, что для режима одноквантовых электронных переходов наиболее жестким условием на частоту и амплитуду электромагнитного поля является неравенство (11).

Мы полагаем, что амплитуды волновых функций электронов с энергиями $\varepsilon \pm \hbar\omega$ малы в силу малости амплитуды переменного напряжения смещения, действующего на потенциальный

барьер. Поэтому волновые функции для электронов с энергиями $\varepsilon \pm \hbar\omega$ в потенциальном барьере и в среде 2 определяются из уравнений (2) и (3),

$$\begin{aligned} \psi_B(z,t) = & A_B e^{-i\omega_0 t} \left\{ \left[1 + \frac{eE_{ac}}{2\hbar\omega} \left(z - \frac{eE_{ef}}{m\omega^2} \right) (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \right] Ai(\rho_{(0)}) - \frac{e^2 E_{ac} E_{ef} \gamma}{m\omega^2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) Ai'(\rho_{(0)}) \right\} + \\ & + B_B e^{-i\omega_0 t} \left\{ \left[1 + \frac{eE_{ac}}{2\hbar\omega} \left(z - \frac{eE_{ef}}{m\omega^2} \right) (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \right] Bi(\rho_{(0)}) - \frac{e^2 E_{ac} E_{ef} \gamma}{m\omega^2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) Bi'(\rho_{(0)}) \right\} + \\ & + A_B^{(+)} e^{-i(\omega_0+\omega)t} Ai(\rho_{(+1)}) + A_B^{(-)} e^{-i(\omega_0-\omega)t} Ai(\rho_{(-1)}) + B_B^{(+)} e^{-i(\omega_0+\omega)t} Bi(\rho_{(+1)}) + B_B^{(-)} e^{-i(\omega_0-\omega)t} Bi(\rho_{(-1)}), \end{aligned} \quad (12)$$

где A_B , B_B , $A_B^{(\pm)}$, $B_B^{(\pm)}$ – постоянные коэффициенты B области 2 уравнение Шредингера (3) для электронов с энергией ε имеет точное решение

$$\psi_2^{(0)}(z,t) = \exp\left(-i\omega_0 t + i \frac{eV_{ac}}{\hbar\omega} \sin \omega t\right). \quad (13)$$

Раскладывая выражение (13) по степеням малого параметра $\alpha_1 \ll 1$ и оставляя лишь линейные по V_{ac} слагаемые, определим полную волновую функцию электронов в области 2

$$\begin{aligned} \psi_2(z,t) = & e^{-i\omega_0 t} \times \\ & \times \left\{ C^{(0)} \left[1 + \frac{eV_{ac}}{2\hbar\omega} (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \right] e^{ik_2 z} + \right. \\ & \left. + C^{(+)} e^{ik_2^{(+)} z - i\omega t} + C^{(-)} e^{ik_2^{(-)} z + i\omega t} \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

где $C^{(0)}$ и $C^{(\pm)}$ – постоянные коэффициенты.

Из условий непрерывности волновых функций и их первых производных на границах $z = 0$ и $z = d$ в каждый момент времени находим систему уравнений для нахождения постоянных коэффициентов, входящих в уравнения (4), (12) и (14).

Коэффициенты $C^{(\pm)}$ определяют плотность высокочастотного электронного тока $j_{ac}(\omega)$ через нестационарный несимметричный потенциальный барьер. Отметим, что плотность высокочастотного электронного тока представляет собой сумму парциальных плотностей высокочастотных токов $j_{ac}^{(+)}$ и $j_{ac}^{(-)}$, создаваемых электронами с энергиями $\varepsilon \pm \hbar\omega$.

Плотность высокочастотного электронного тока можно представить в виде:

$$j_{ac}(\omega) = j_{ac}^a \cos \omega t + j_{ac}^r \sin \omega t. \quad (15)$$

Здесь j_{ac}^a – активная (совпадающая по фазе с полем) и j_{ac}^r – реактивная (находящаяся в противофазе с полем) составляющие плотности высокочастотного электронного тока.

пренебрегая в них переменными полями. По этой причине полная волновая функция для электронов в несимметричном НТП имеет вид:

Нас интересует плотность высокочастотного электронного тока на выходе из потенциального барьера при $z = d$. В этом случае входящие в формулу (15) выражения для активной j_{ac}^a и реактивной j_{ac}^r частей плотности высокочастотного электронного тока определяются формулой [6, 16]:

$$\begin{aligned} J_{ac}^{a,r} = & \frac{emkT_0}{2\pi^2 \hbar^3} \times \\ & \times \int_0^\infty T_{ac}^{a,r} \ln \left(\frac{1 + \exp[(E_F - E)/kT_0]}{1 + \exp[(E_F - E - eV_a)/kT_0]} \right) dE, \end{aligned} \quad (16)$$

где $T_{ac}^{a,r}$ – коэффициент прохождения электронов через потенциальный барьер с излучением или поглощением кванта электромагнитной энергии $\hbar\omega$.

Выражение для $T_{ac}^{a,r}$ представим как

$$T_{ac}^{a,r} = T_{ac}^{a,r(+)} + T_{ac}^{a,r(-)}, \quad (17)$$

где

$$T_{ac}^{a(+)} = \frac{k_R^{(0)} + k_R^{(+)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Re}(C^{(+)} C^{(0)*}); \quad (18)$$

$$T_{ac}^{r(+)} = \frac{k_R^{(0)} + k_R^{(+)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Im}(C^{(+)} C^{(0)*}). \quad (19)$$

Выражения для $T_{ac}^{a,r(-)}$ имеют различный вид в зависимости от того, является ли $k_R^{(-)}$ вещественной или чисто мнимой величиной (в последнем случае электрон, испустив квант электромагнитной энергии, попадает в запрещенную зону области 2). В случае $\varepsilon - \hbar\omega + V_a > 0$

$$T_{ac}^{a(-)} = \frac{k_R^{(0)} + k_R^{(-)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Re}(C^{(-)} C^{(0)*}); \quad (20)$$

$$T_{ac}^{r(-)} = -\frac{k_R^{(0)} + k_R^{(-)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Im}(C^{(-)} C^{(0)*}). \quad (21)$$

В противоположном случае $\varepsilon - \hbar\omega + V_a < 0$ находим

$$T_{ac}^{a(-1)} = \frac{k_R^{(0)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Re}(C^{(-1)}C^{(0)*}) - \frac{|k_R^{(-1)}|}{k_L^{(0)}} \operatorname{Im}(C^{(-1)}C^{(0)*}); \quad (22)$$

$$T_{ac}^{r(-1)} = -\frac{k_R^{(0)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Im}(C^{(-1)}C^{(0)*}) - \frac{|k_R^{(-1)}|}{k_L^{(0)}} \operatorname{Re}(C^{(-1)}C^{(0)*}). \quad (23)$$

Выражения для $C^{(j)}$ приводить не будем.

Мы будем исследовать активную j_{ac}^a и реактивную j_{ac}^r составляющие плотности высокоочастотного электронного тока через НТП. Основное внимание будет уделено исследованию частотных свойств $j_{ac}^{a,r}(\omega)$. При этом будут изучены высокоочастотные свойства туннельных переходов как с симметричными, так и несимметричными потенциальными барьерами.

2. Численные расчеты. При проведении численных расчетов будем считать, что $T_0 = 77^\circ \text{ K}$, $E_F = 10 \text{ мэВ}$, $V_{ac} = 1 \text{ мВ}$ и $\alpha_{\max} = 0,2$.

Рассмотрим вначале симметричный туннельный переход ($U_{BR} = U_{BL} = U_B$) с $d = 1 \text{ нм}$. На рис. 2 представлена зависимость $j_{ac}^a(\omega)$ (левая ось ординат, сплошные линии) и $j_{ac}^r(\omega)$ (правая ось ординат, штриховые линии) при различных значениях постоянного напряжения смещения V_a (рассмотренные значения V_a в вольтах изображены числами вблизи соответствующих кривых) для двух высот потенциального барьера а – $U_B = 1,0 \text{ эВ}$, б – $U_B = 0,1 \text{ эВ}$. Из этого рисунка следует, что активная часть плотности высокоочастотного электронного тока уменьшается с ростом частоты переменного напряжения смещения. При этом частотная зависимость реактивной части плотности высокоочастотного электронного тока имеет различный вид в зависимости от величины постоянного напряжения V_a и высоты потенциального барьера U_B . Видно, что при $V_a \geq 0,3 \text{ В}$ для высоких потенциальных барьеров ($U_B = 1,0 \text{ эВ}$) реактивная часть плотности высокоочастотного электронного тока с ростом ω уменьшается, а для низких потенциальных барьеров ($U_B = 1,0 \text{ эВ}$) – растет. Отметим, что в точках окончания кривых $\alpha_3 = \alpha_{\max}$ и условие применимости режима одноквантовых электронных переходов нарушается.

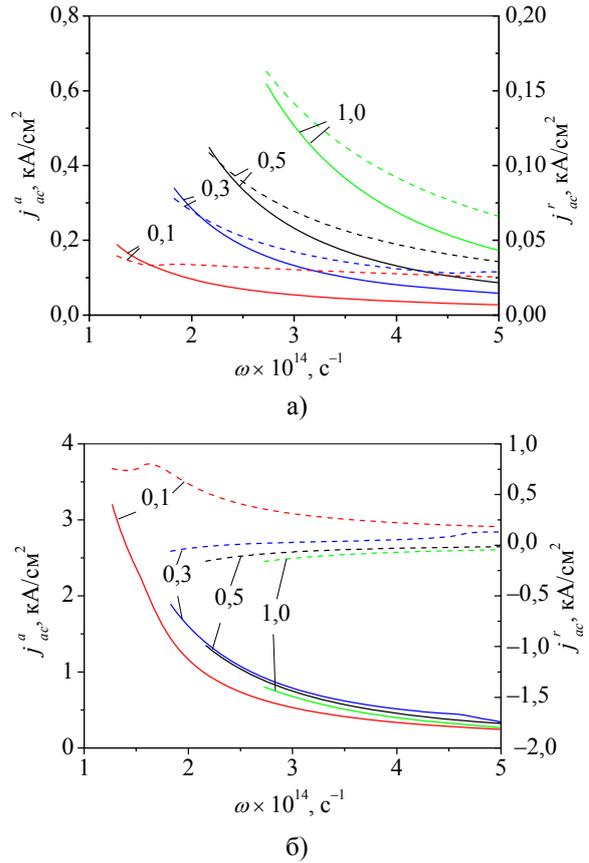


Рис. 2. Частотные зависимости активной и реактивной частей плотности электронного тока для двух высот симметричного потенциального барьера U_B : а) – $U_B = 1,0 \text{ эВ}$; б) – $U_B = 0,1 \text{ эВ}$

Из рис. 2 видно, что туннельные переходы с высокими и низкими потенциальными барьерами по-разному влияют на увеличение V_a . В туннельных переходах с высокими потенциальными барьерами увеличение V_a приводит к увеличению активной и реактивной частей плотности высокоочастотного электронного тока. В то же время в туннельных переходах с низкими потенциальными барьерами активная часть плотности высокоочастотного электронного тока (в отличие от реактивной части) является немонотонной функцией напряжения смещения V_a . Так, например, активная часть плотности высокоочастотного электронного тока с увеличением V_a сначала растет, а затем уменьшается. Отметим, что граница области одноквантовых электронных переходов с увеличением V_a смещается в высокоочастотную область независимо от высоты потенциального барьера.

Сравнивая полученные зависимости $j_{ac}^{a,r}(\omega)$ с соответствующими зависимостями, полученными в работе [16], можно сделать вывод о существенном влиянии теплового размытия энергии электронов на вид частотной зависимости

плотности высокочастотного электронного тока через НТП. Во-первых, уменьшается величина плотности высокочастотного электронного тока, а во-вторых, на зависимостях $j_{ac}^{a,r}(\omega)$ исчезают изломы и они становятся более плавными. Особенно отчетливо исчезновение изломов проявляется для низких потенциальных барьеров.

Рассмотрим теперь влияние толщины потенциального барьера d на частотные зависимости плотности высокочастотного электронного тока. На рис. 3 приведены зависимости $j_{ac}^{a,r}(\omega)$ при $V_a = 0,5$ В для двух высот потенциального барьера: а) $-U_B = 1,0$ эВ, б) $-U_B = 0,1$ эВ. Числа вблизи кривых соответствуют рассмотренным величинам d в нанометрах, величина постоянного напряжения смещения $V_a = 0,5$ В.

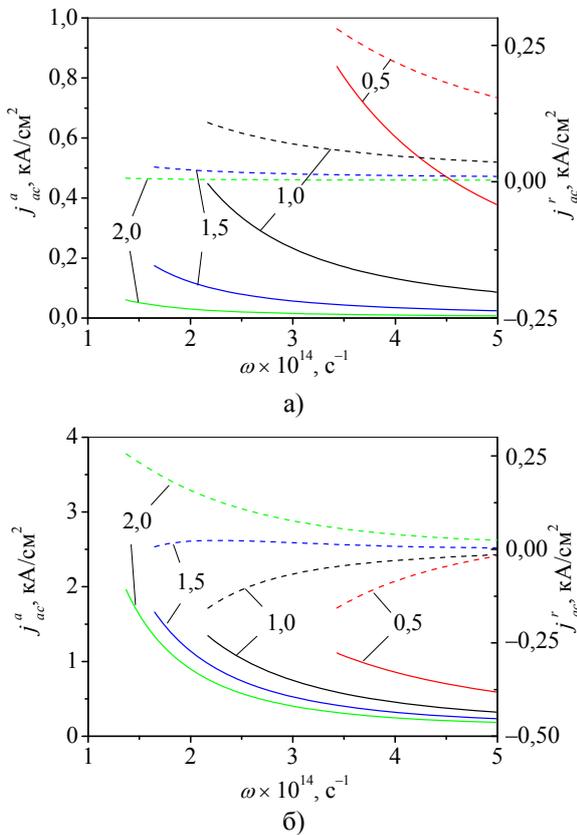


Рис. 3. Зависимости $j_{ac}^{a,r}(\omega)$ для различных значений d : а) $-U_B = 1,0$ эВ; б) $-U_B = 0,1$ эВ

Из рис. 3 следует, что с увеличением толщины потенциального барьера d граница применимости режима одноквантовых электронных переходов смещается в более низкочастотную область, что связано с уменьшением напряженности электрического поля в барьере с увеличением его толщины. Отметим, что зависимости $j_{ac}^a(\omega)$ являются монотонно убывающими функциями

частоты, независимо от высоты потенциального барьера. Однако зависимости $j_{ac}^r(\omega)$ качественно различаются для высоких и низких потенциальных барьеров. Так, для высоких потенциальных барьеров $j_{ac}^r(\omega)$ уменьшается с ростом ω , а для низких потенциальных барьеров такого рода зависимость имеет место лишь толстых потенциальных барьеров ($d = 2,0$ нм). Для более тонких потенциальных барьеров величина j_{ac}^r растет с ростом ω (рис. 3, б).

Перейдем к зависимостям $j_{ac}^{a,r}(\omega)$ для несимметричных НТП, которые представлены на рис. 4, а для высоких и на рис. 4, б для низких потенциальных барьеров при трех различных значениях их толщин.

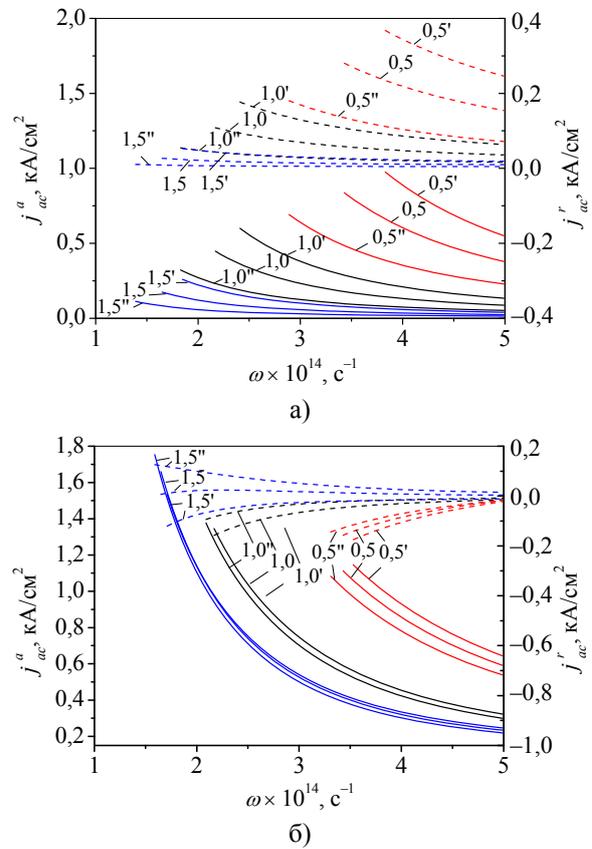


Рис. 4. Зависимости $j_{ac}^{a,r}(\omega)$ для различных типов несимметрии потенциального барьера: а) $-U_{BL} = 1,0$ эВ; б) $-U_{BL} = 0,1$ эВ

Рассмотренные значения толщин потенциальных барьеров в нанометрах изображены числами вблизи соответствующих кривых. При этом мы считали, что $V_a = 0,5$ В. Высота левого края высоких потенциальных барьеров $U_{BL} = 1,0$ эВ, а высота левого края низких потенциальных барьеров $U_{BL} = 0,1$ эВ. При этом правый край высоких потенциальных барьеров лежал как ниже ($U_{BR} = 0,8$ эВ), так и выше ($U_{BR} = 1,2$ эВ)

их левого края. В случае низких потенциальных барьеров высота их правого края принимала два значения: $U_{BR} = 0,05$ эВ и $U_{BR} = 0,15$ эВ. На рис. 4 кривые, обозначенные числами со штрихом, соответствуют потенциальным барьерам с более низким правым краем, а кривые, соответствующие числами с двумя штрихами – потенциальным барьерам с более высоким правым краем. Для сравнения на рис. 4 приведены также зависимости $j_{ac}^{a,r}(\omega)$ для симметричных высоких и низких потенциальных барьеров. Этим зависимостям соответствуют кривые, обозначенные числами без штриха.

Из рис. 4 видно, что активная часть плотности высокочастотного электронного тока возрастает с понижением правого края потенциального барьера туннельного перехода. Так, величина активной части плотности высокочастотного электронного тока для потенциальных барьеров, у которых правый край лежит ниже левого края, больше, чем для потенциальных барьеров с более высоким правым краем. Кроме того, несимметричность потенциального барьера влияет на условие применимости режима одноквантовых туннельных переходов. Видно, что для потенциальных барьеров с более высоким правым краем условие применимости режима одноквантовых туннельных переходов является менее жестким по частоте переменного напряжения смещения. Величина активной части плотности высокочастотного электронного тока через туннельный переход уменьшается с ростом толщины потенциального барьера.

Далее обратимся к зависимостям $j_{ac}^r(\omega)$ для несимметричных туннельных переходов. Они имеют различный вид для высоких и низких потенциальных барьеров. Для высоких потенциальных барьеров реактивная часть плотности высокочастотного электронного тока является положительной. При этом ее зависимости от толщины и типа несимметричности потенциального барьера аналогичны соответствующим зависимостям активной части плотности высокочастотного электронного тока. В то же время для низких потенциальных барьеров вид зависимостей $j_{ac}^r(\omega)$ определяется толщиной туннельного перехода. Так, для тонких потенциальных барьеров ($d \leq 1,0$ нм) величина реактивной части плотности высокочастотного электронного тока является отрицательной.

Таким образом, в зависимости от выбранной высоты и толщины потенциального барьера величина реактивной части плотности высокочастотного электронного тока может быть как положительной, так и отрицательной. Модуль этой величины уменьшается при понижении высоты пра-

вого края потенциального барьера. Увеличение толщины потенциального барьера приводит к уменьшению модуля реактивной части плотности высокочастотного электронного тока. Для толстых потенциальных барьеров ($d = 1,5$ нм) тип несимметричности потенциального барьера оказывает существенное влияние на вид зависимости $j_{ac}^r(\omega)$.

Рассмотрим теперь влияние постоянного напряжения смещения V_a на величины активной и реактивной составляющих плотности высокочастотного электронного тока. На рис. 5 изображены зависимости $j_{ac}^a(V_a)$ (левая ось координат) и $j_{ac}^r(V_a)$ (правая ось координат) при $d = 1,0$ нм, $V_a = 0,5$ В для двух высот симметричного потенциального барьера ($U_{BR} = U_{BL} = U_B$): а – $U_B = 1,0$ В и б – $U_B = 0,1$ В. Числа возле кривых соответствуют рассмотренным частотам (при числах опущен множитель 10^{14} с^{-1}).

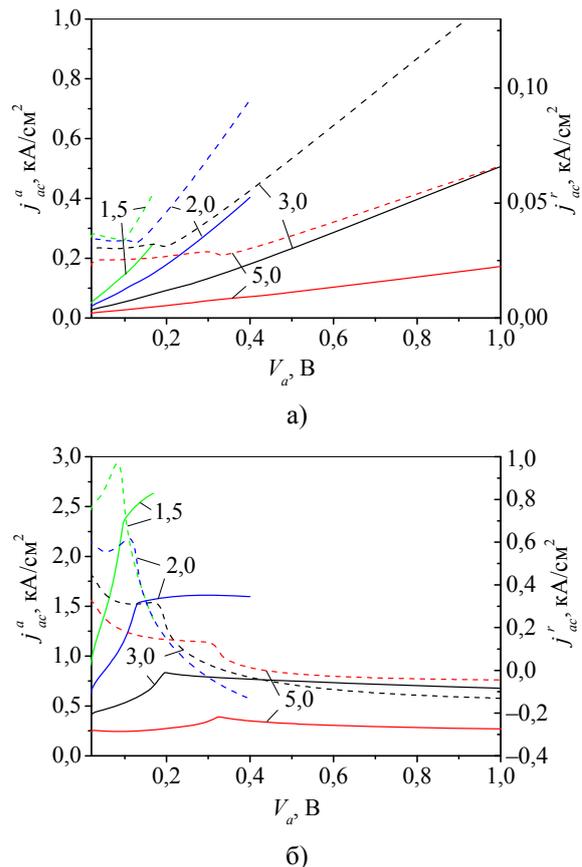


Рис. 5. Зависимости $j_{ac}^{a,r}(V_a)$ для двух высот симметричного потенциального барьера U_B : а) – $U_B = 1,0$ эВ; б) – $U_B = 0,1$ эВ

Из этого рисунка видно, что учет теплового размытия энергии электронов в эмиттере и в коллекторе приводит к уменьшению плотности

высоочастотного электронного тока. Кроме того, кривые ведут себя более плавно в окрестности точек открытия второго канала [16] прохождения электронов через нестационарный потенциальный барьер по мере увеличения V_a . Отметим, что граничное значение V_a , соответствующее нарушению условия применимости одноквантовых электронных переходов через НТП, уменьшается по мере уменьшения частоты.

Из рис. 5 отчетливо видно, что высота потенциального барьера оказывает существенное влияние на вид зависимостей $j_{ac}^{a,r}(V_a)$. Так, для высоких потенциальных барьеров зависимости $j_{ac}^a(V_a)$ являются монотонными, в то время как зависимости $j_{ac}^r(V_a)$ имеют немонотонный вид (рис. 5, а). С увеличением частоты диапазон изменения величины j_{ac}^r уменьшается, зависимости $j_{ac}^r(V_a)$ становятся более плавными. Для низких потенциальных барьеров немонотонными являются и зависимости $j_{ac}^r(V_a)$, и зависимости $j_{ac}^a(V_a)$. При этом на этих зависимостях могут наблюдаться локальные максимумы. Для зависимостей $j_{ac}^a(V_a)$ эти максимумы появляются на высоких частотах, а для зависимостей $j_{ac}^r(V_a)$ – на низких частотах. Кроме того, на высоких частотах реактивная часть плотности высокоочастотного электронного тока может становиться отрицательной при больших значениях V_a .

Выводы. Таким образом, в рамках режима одноквантовых электронных переходов показано, что учет теплового размытия энергии электронов в эмиттере и в коллекторе НТП приводит к существенному отличию величины плотности высокоочастотного электронного тока от плотности высокоочастотного электронного тока, создаваемого моноэнергетическим потоком электронов. Это отличие имеет не только количественный, но и качественный характер. Найдено, что активная часть плотности высокоочастотного электронного тока является положительной величиной в широкой области параметров туннельного перехода и в широкой области частот. Отметим, что реактивная часть плотности высокоочастотного электронного тока может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от выбранной рабочей области частот. Полученные результаты открывают новые возможности для создания принципиально новых устройств терагерцевой нанoeлектроники.

1. *Туннельные явления в твердых телах* / Под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста; пер. с англ. И. П. Ипатовой, А. В. Субашиева. – М.: Мир, 1973. – 367 с.

2. *Resonant Tunneling in Semiconductors: Physics and Applications* / Ed. by L. L. Chang, E. E. Mendez and C. Tejedor. – N. Y. – London: Plenum Press, 1991. – Vol. 277. – 538 p.

3. *Борисенко В. Е.* Нанoeлектроника / В. Е. Борисенко, А. И. Воробьева, Е. А. Уткина. – Минск: Белорус. гос. ун-т, 2004. – 223 с.

4. *Concepts in Spin Electronics* / Ed. by S. Maekawa. – N. Y.: Oxford University Press, 2006. – 398 p.

5. *Physics and modeling of tera- and nano-devices* / Ed. by M. Ryzhii and V. Ryzhii. – New Jersey: World Scientific, 2008. – 194 p.

6. *Tsu R.* Tunneling in a finite superlattice / R. Tsu, L. Esaki // *Appl. Phys. Lett.* – 1973. – 22, N 11. – P. 562–564.

7. *Белецкий Н. Н.* Магнитосопротивление и спиновая поляризация электронного тока магнитного туннельного перехода / Н. Н. Белецкий, С. А. Борисенко, В. М. Яковенко // *Радиофизика и электрон.*: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2006. – 11, № 1. – С. 87–95.

8. *Magnetoresistance of magnetic tunnel junctions with low barrier heights* / N. N. Beletskii, G. P. Berman, S. A. Borysenko et al. // *J. Appl. Phys.* – 2007. – 101, iss. 7. – 074305(7 p.).

9. *Büttiker M.* Transversal time for tunneling / M. Büttiker, R. Landauer // *Phys. Rev. Lett.* – 1982. – 49, N 23. – P. 1739–1742.

10. *Hagmann M. J.* Resonance due to the interaction of the tunneling particles with modulation quanta / M. J. Hagmann // *Appl. Phys. Lett.* – 1995. – 66, N 7. – P. 789–791.

11. *Ивлев Б. И.* Квазиклассические процессы в высокоочастотном поле / Б. И. Ивлев, В. И. Мельников // *Журн. эксперим. и теорет. физики.* – 1986. – 90, вып. 6. – С. 2208–2225.

12. *Паиковский А. Б.* Прохождение электронов через квантоворазмерные структуры в высокоочастотных полях / А. Б. Паиковский // *Журн. эксперим. и теорет. физики.* – 1996. – 109, вып. 5. – С. 1779–1805.

13. *Паиковский А. Б.* Нестационарная теория возмущений для задач о прохождении электронов через квантоворазмерные структуры в высокоочастотных полях / А. Б. Паиковский // *Физика и техн. полупроводников.* – 1995. – 29, № 9. – С. 1712–1726.

14. *Gribnikov Z. S.* Time-dependent electron tunneling through time-dependent tunnel barriers / Z. S. Gribnikov, G. I. Haddad // *J. Appl. Phys.* – 2004. – 96, iss. 7. – P. 3831–3838.

15. *Gribnikov Z. S.* Differential tunnel transparency of a rectangular heterostructural barrier for the terahertz frequency range / Z. S. Gribnikov, G. I. Haddad // *J. Appl. Phys.* – 2005. – 97, iss. 9. – 093705(5 p.).

16. *Абдулкадыров Д. В.* Туннелирование электронов через нестационарный потенциальный барьер / Д. В. Абдулкадыров, Н. Н. Белецкий // *Радиофизика и электрон.*: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2008. – 13, № 2. – С. 218–226.

17. *Abdulkadyrov D. V.* Electron Tunneling Through a Non-Stationary Potential Barrier / D. V. Abdulkadyrov, N. N. Beletskii // *Telecommunications and Radio Engineering.* – 2009. – 68, N 11. – P. 983–998.

18. *Абдулкадыров Д. В.* Магнитосопротивление нестационарного магнитного туннельного перехода / Д. В. Абдулкадыров, Н. Н. Белецкий // *Радиофизика и электрон.*: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2009. – 14, № 2. – С. 190–197.

19. *Abdulkadyrov D. V.* Magnetoresistance of a Nonstationary Magnetic Tunnel Junction / D. V. Abdulkadyrov, N. N. Beletskii // *Telecommunications and Radio Engineering.* – 2010. – 69, N 20. – P. 1837–1849.

20. *Абдулкадыров Д. В.* Гигантское изменение магнитоимпеданса магнитного туннельного перехода переменным напряжением смещения / Д. В. Абдулкадыров, Н. Н. Белецкий // *Физика твердого тела.* – 2011. – 53, № 5. – С. 936–943.

21. *Abdulkadyrov D. V.* Giant change in the magnetoimpedance of the magnetic tunnel junction by an AC bias voltage / D. V. Abdulkadyrov, N. N. Beletskii // *Physics of the solid state.* – 2011. – 53, N 5. – P. 997–1004.

D. V. Abdulkadyrov, N. N. Beletskii,
S. A. Borysenko

HIGH-FREQUENCY ELECTRON CURRENT
THROUGH A NONSTATIONARY
TUNNEL JUNCTION

The tunneling of electrons through a nonstationary tunneling junction in the framework of the one-quantum electron tunnel transition approximation is investigated. The effect of the thermal energy distribution of electrons in the emitter and collector of the tunnel junction is taken into account. The dependence of the high-frequency electron current on the frequency and applied dc bias voltage is found. The influence of the barrier asymmetry on the active and reactive parts of the high-frequency electron current is studied.

Key words: tunneling electrons, nonstationary tunnel junction, high-frequency current.

Д. В. Абдулкадыров, М. М. Білецький,
С. А. Борисенко

ВИСОКОЧАСТОТНИЙ ЕЛЕКТРОННИЙ СТРУМ
КРИЗЬ НЕСТАЦІОНАРНИЙ
ТУНЕЛЬНИЙ ПЕРЕХІД

Досліджено тунелювання електронів крізь нестаціонарний тунельний перехід у режимі одноквантових електронних переходів крізь потенційний бар'єр. Враховано вплив теплового розмиття енергії електронів у емітері й колекторі на величину висоочастотного електронного струму крізь нестаціонарний тунельний перехід. Знайдено залежність висоочастотного електронного струму від частоти і прикладеної постійної напруги зміщення. Вивчено вплив несиметричності потенційного бар'єра на величини активної та реактивної частин щільності висоочастотного електронного струму крізь нестаціонарний тунельний перехід.

Ключові слова: тунелювання електронів, нестаціонарний тунельний бар'єр, висоочастотний струм.

Рукопись поступила 12.05.11 г.