УДК 537.611:537.622.4

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО МАГНИТНОГО ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА

Д. В. Абдулкадыров, Н. Н. Белецкий

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 магнитный туннельный переход в приближении малой амплитуды переменного электрического поля. Изучена зависимость активной и реактивной составляющих высокочастотного туннельного магнитосопротивления перехода от приложенного постоянного напряжения смещения. Ил. 4. Библиогр.: 17 назв.

Ключевые слова: туннелирование электронов, нестационарный магнитный туннельный переход, высокочастотный ток.

Исследование туннелирования электронов через потенциальный барьер занимает важное место в исследовании физических процессов в твердых телах [1, 2]. Интерес к этому эффекту существенно возрос в связи с активным развитием наноэлектроники и спинтроники [3, 4]. Особенно большое значение туннелирование электронов через потенциальный барьер имеет для создания наноэлектронных приборов, работающих в терагерцевой области спектра [5]. В этой связи актуальной задачей является исследование влияния нестационарности потенциального барьера на процессы туннелирования электронов.

Туннелирование электронов через нестационарный потенциальный барьер исследовалось в ряде работ [6–13]. В работах [6–8] было показано, что если высота потенциального барьера изменяется с частотой $\omega,$ то в спектре прошедших и отраженных электронных волн появляются электроны с энергиями $\varepsilon \pm j\hbar\omega$, где ε – начальная энергия электронов, падающих на нестационарный потенциальный барьер; $j = 1,2,\ldots;$ $\hbar = h/2\pi$ (h – постоянная Планка). Это означает, что взаимодействие электронов с высокочастотным электромагнитным полем в потенциальном барьере приводит к поглощению или излучению электронами j квантов электромагнитного поля $\hbar\omega$. В работах [9, 10] было представлено точное решение уравнения Шредингера для потенциального барьера конечной ширины, находящегося под действием постоянного и переменного электрических полей. Однако исследование плотности высокочастотного электронного тока через какой-либо конкретный нестационарный туннельный переход с помощью точных решений уравнения Шредингера в этих работах не было проведено. В работах [11, 12] был рассмотрен случай прямоугольного потенциального барьера, к которому прикладывалось лишь переменное высокочастотное напряжение смещения. Предполагалось, что туннелирование электронов происходит с поглощением или испусканием лишь одного кванта электромагнитного поля $\hbar\omega.$ При этом был рассмотрен лишь случай сравнительно низких частот, когда $\hbar\omega$ много меньше начальной энергии электронов $\varepsilon.$ Аналитическое выражение для плотности высокочастотного электронного тока через нестационарный туннельный переход было получено в работах [11, 12] в предельном случае малой прозрачности барьера (толстого потенциального барьера).

Работа [13] посвящена более детальному рассмотрению туннелирования электронов через нестационарный потенциальный барьер в приближении малой амплитуды переменного электрического поля. В этой работе рассмотрено влияние постоянного напряжения смещения, а также высоты и толщины потенциального барьера на величину высокочастотного электронного тока через нестационарный туннельный барьер. Кроме того, определены пределы применимости режима одноквантовых электронных переходов в зависимости от величины приложенного постоянного напряжения смещения, амплитуды и частоты переменного напряжения смещения, а также высоты и толщины туннельного барьера. При этом величина кванта электромагнитного поля не считалась малой по сравнению с высотой туннельного барьера и начальной энергией электронов. В работе [13] приведены также численные оценки величины плотности высокочастотного электронного тока через нестационарный потенциальный барьер в зависимости от приложенного постоянного напряжения смещения для типичных значений параметров туннельных переходов.

Туннелирование электронов через нестационарный магнитный туннельный переход исследовано еще недостаточно. Так, в работе [14] был рассмотрен лишь низкочастотный случай ($\omega < 40$ МГц) с использованием метода эквивалентных схем.

Настоящая работа посвящена развитию теории туннелирования электронов через нестационарный туннельный переход ферромагнитный металл-диэлектрик-ферромагнитный металл в приближении малой амплитуды переменного электрического поля. В рамках модели одноквантовых электронных переходов вычислена плотность высокочастотного электронного тока через нестационарный магнитный туннельный переход и исследована зависимость высокочастотного туннельного магнитосопротивления от приложенного постоянного напряжения смещения для различных амплитуд и частот переменного напряжения смещения, а также высот и толщин потенциального барьера. При этом величина кванта электромагнитного поля не считалась малой по сравнению с высотой потенциального барьера и начальной энергией электронов.

1. Постановка задачи. Рассмотрим потенциальный барьер толщиной d и высотой U_B, расположенный между двумя идентичными ферромагнитными областями 1 и 2 (рис. 1). Моноэнергетический поток электронов с энергией ε движется вдоль оси z и падает слева на барьер, частично отражаясь назад и частично проникая в правую область 2. Для простоты величина эффективной электронной массы m в каждой из областей считается одинаковой и равной массе свободного электрона m_0. К потенциальному барьеру прикладывается постоянное $V_a = E_0 d$ 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.

Будем считать, что намагничивание ферромагнитных областей может быть или параллельным (рис. 1, а), или антипараллельным (рис. 1, б). Мы полагаем также, что намагничивание изменяет ориентацию только в правой ферромагнитной области. В ферромагнитных областях была использована двухзонная модель свободных электронов, в рамках которой две спин-расщепленные электронные зоны являются параболическими. Величина расщепления энергетических зон с разным направлением спина электрона в ферромагнитных областях принималась равной 2Δ. Энергию электронов с определенным направлением спина будем отсчитывать от дна соответствующей спиновой зоны в левой ферромагнитной области. Мы принимаем, что в ферромагнитных областях электроны со спином вверх имеют большую энергию Ферми $E_{F\uparrow}$ ($E_{F\uparrow} = \mu + \Delta$, μ – электрохимический потенциал), чем электроны со спином вниз ($E_{F\downarrow} = \mu - \Delta$). В дальнейшем электроны со спином вверх мы будем называть электронами основной поляризации, а электроны со спином вниз – электронами неосновной поляризации.

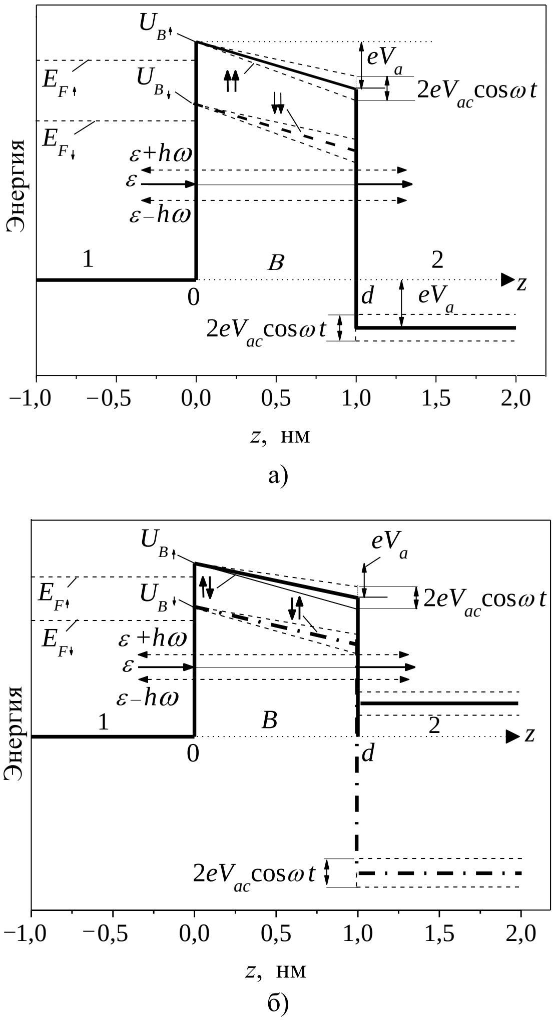


Рис. 1. Потенциальный профиль нестационарного магнитного туннельного барьера для параллельной (а) и антипараллельной (б) ориентаций намагниченностей ферромагнитных электродов

На рис. 1 представлен потенциальный профиль нестационарного магнитного потенциального барьера при воздействии на него постоянного и переменного напряжений смещения в случае параллельной (рис. 1, а) и антипараллельной (рис. 1, б) ориентаций намагниченностей ферромагнитных областей. Сплошные и штрих-пунктирные линии соответствуют потенциальному профилю туннельного перехода для электронов основной и неосновной поляризаций соответственно. Двумя стрелками обозначена ориентация спина электрона по отношению к намагниченностям левой и правой ферромагнитных областей: первая стрелка соответствует ориентации спина электрона относительно ориентации намагниченности левой области, вторая стрелка – ориентации спина электрона относительно ориентации намагниченности правой области.

Из рис. 1 видно, что электроны с различным направлением спина движутся в различном потенциальном поле при фиксированной ориентации намагниченностей ферромагнитных областей. Это означает, что коэффициент прохождения электронов через нестационарный магнитный туннельный барьер является спин-зависимым.

Для нахождения плотности высокочастотного электронного тока через нестационарный магнитный туннельный барьер необходимо найти решение уравнения Шредингера в каждой из рассматриваемых областей.

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

$$i\hbar\frac{\partial\psi_B}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2\psi_B}{\partial z^2}+ +(U_{B\sigma_L}-eE_0z-eE_{ac}z\cos\omega t)\psi_B,\quad 0<z<d; \tag{2}$$

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

где $\psi_1(z,t)$, $\psi_B(z,t)$ и $\psi_2(z,t)$ – волновые функции электронов в указанных на рис. 1 областях; $U_{B_{\sigma_L}}=U_B+\sigma_L\Delta$; $\hbar$ – постоянная Планка; e – заряд электрона; $\sigma_{L,R}=\pm1$ – спиновые индексы Паули, соответствующие ориентации спина электрона вдоль (знак «+» или $\uparrow$) или против (знак «–» или $\downarrow$) направления намагничивания левой (индекс *L*) или правой (индекс *R*) ферромагнитной области.

Прохождение электронов с начальной энергией ε через нестационарный туннельный барьер сопровождается появлением отраженных и прошедших электронных волн с энергиями $\varepsilon\pm j\hbar\omega$. Мы ограничимся рассмотрением случая малой амплитуды переменного электрического поля E_{ac} и будем учитывать лишь основные гармоники с энергиями $\varepsilon\pm\hbar\omega$ (режим одноквантовых электронных переходов). Точные условия применимости такого подхода будут приведены ниже.

С учетом вышеуказанного приближения волновая функция электронов в области 1 имеет следующий вид

$$\psi_1=e^{-i\omega_0 t}(e^{ik_1^{(0)}z}+Ae^{-ik_1^{(0)}z}+ +A^{(+)}e^{-i(k_1^{(+1)}z+\omega t)}+A^{(-)}e^{-i(k_1^{(-1)}z-\omega t)}), \tag{4}$$

где A, $A^{(\pm)}$ – амплитуды отраженных волн для основной электронной волны и ее двух первых гармоник соответственно;

$\omega_0=\varepsilon/\hbar$;

$k_L^{(j)}=\sqrt{2m(\varepsilon+j\hbar\omega)}/\hbar$;

$k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(j)}=\sqrt{2m(\varepsilon+j\hbar\omega-(\sigma_L-\sigma_R)\Delta+eV_a)}/\hbar$;

$j=0,\pm1$.

В области барьера точное решение уравнения Шредингера (2) для электронов с начальной энергией ε выражается через функцию Эйри $\mathrm{Ai}(z)$ [9, 10]:

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

$$\beta(t)=-\frac{e^2E_{ac}E_0\gamma}{m\omega^2}\cos\omega t; \tag{6}$$

$$f(t)=-i\frac{e^2E_0E_{ac}}{m\hbar\omega^3}\sin\omega t- -i\frac{e^2E_{ac}^2}{4m\hbar\omega^2}\left(t-\frac{\sin 2\omega t}{2\omega}\right), \tag{7}$$

где

$$\rho_{(j)}(z)=\gamma[U_{B\sigma_L}-(\varepsilon+j\hbar\omega)-eE_0z];$$

$$\gamma=\left(\frac{2m}{e^2E_0^2\hbar^2}\right)^{1/3};\quad j=0,\pm1.$$

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

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

$$\psi_B^{(0)}=e^{-i\omega_0 t}\left\{\left[1+\frac{eE_B}{2\hbar\omega}\left(z-\frac{eE_0}{m\omega^2}\right)(e^{i\omega t}-e^{-i\omega t})\right]\mathrm{Ai}(\rho_{(0)})-\frac{e^2E_{ac}E_0\gamma}{m\omega^2}(e^{i\omega t}+e^{-i\omega t})\,\mathrm{Ai}'(\rho_{(0)})\right\}. \tag{8}$$

Выражение (8) имеет место при выполнении трех неравенств, которые определяют необходимые условия режима одноквантовых электронных переходов:

$$\alpha_1=\frac{e^2E_{ac}E_0\gamma}{m\omega^2}<<1; \tag{9}$$

$$\alpha_2=\frac{eE_{ac}d}{\hbar\omega}<<1; \tag{10}$$

$$\alpha_3=\frac{e^2E_{ac}E_0}{m\hbar\omega^3}<<1. \tag{11}$$

Наиболее жестким условием на частоту и амплитуду переменного электрического поля, как показано в работе [13], является неравенство (11). По этой причине при проведении численных расчетов нам достаточно было обеспечить выполнение условия (11). Для этого мы выбирали определенное значение $\alpha_{\max} < 1$ и из условия $\alpha_3 = \alpha_{\max}$ при фиксированных значениях d, V_a и V_{ac} находили критические значения частот, начиная с которых справедлив режим одноквантовых электронных переходов.

Амплитуды волновых функций электронов с энергиями $\varepsilon \pm \hbar\omega$ малы из-за малости периодического возмущения потенциального барьера. Поэтому волновые функции для электронов с энергиями $\varepsilon \pm \hbar\omega$ в потенциальном барьере и в среде 2 (см. рис. 1) можно определить из уравнений (2) и (3), пренебрегая в них переменными полями. В результате полная волновая функция для электронов в нестационарном потенциальном барьере имеет следующий вид:

$$
\begin{aligned}
\psi_B(z,t) = A_B e^{-i\omega_0 t}\left\{\left[1+\frac{eE_{ac}}{2\hbar\omega}(z-\frac{eE_0}{m\omega^2})(e^{i\omega\omega}-e^{-i\omega\omega})\right]Ai(\rho_{(0)})-\frac{e^2E_{ac}E_0\gamma}{m\omega^2}(e^{i\omega\omega}+e^{-i\omega\omega})Ai'(\rho_{(0)})\right\}+\\
+B_B e^{-i\omega_0 t}\left\{\left[1+\frac{eE_{ac}}{2\hbar\omega}(z-\frac{eE_0}{m\omega^2})(e^{i\omega\omega}-e^{-i\omega\omega})\right]Bi(\rho_{(0)})-\frac{e^2E_{ac}E_0\gamma}{m\omega^2}(e^{i\omega\omega}+e^{-i\omega\omega})Bi'(\rho_{(0)})\right\}+\\
+A_B^{(+)}e^{-i(\omega_0+\omega)t}Ai(\rho_{(+1)})+A_B^{(-)}e^{-i(\omega_0-\omega)t}Ai(\rho_{(-1)})+\\
+B_B^{(+)}e^{-i(\omega_0+\omega)t}Bi(\rho_{(+1)})+B_B^{(-)}e^{-i(\omega_0-\omega)t}Bi(\rho_{(-1)}),
\end{aligned}
\qquad (12)
$$

где A_B, B_B, $A^{(\pm)}_B$, $B^{(\pm)}_B$ – постоянные коэффициенты.

В области 2 (рис. 1) уравнение Шредингера (3) для электронов с энергией ε имеет точное решение:

$$\psi^{(0)}_2(z,t) = \exp\left(-i\omega_0 t + i\frac{eV_{ac}}{\hbar\omega}\sin\omega t\right). \qquad (13)$$

Раскладывая выражение (13) по степеням малого параметра $\alpha_1 \ll 1$ и оставляя лишь линейные по V_{ac} слагаемые, находим полную волновую функцию электронов в области 2 (рис. 1) (с учетом двух первых гармоник с энергиями $\varepsilon \pm \hbar\omega$):

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

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

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

Зная волновую функцию электронов в области 2, можно определить плотность тока через магнитный туннельный переход [15, 16]. Нас будет интересовать высокочастотная составляющая плотности электронного тока $j_{ac}(\omega)$. Она представляет собой сумму парциальных плотностей токов $j^{(+1)}_{ac}$ и $j^{(-1)}_{ac}$, создаваемых электронами с энергиями $\varepsilon \pm \hbar\omega$.

Высокочастотную составляющую плотности электронного тока можно представить в следующем виде:

$$j_{ac}(\omega) = j^a_{ac}\cos\omega t + j^r_{ac}\sin\omega t. \qquad (15)$$

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

Необходимо отметить, что вклад в j^a_{ac} и j^r_{ac} дают электроны как со спином вверх, так и со спином вниз. Кроме того, величины j^a_{ac} и j^r_{ac} зависят от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных областей. Поэтому мы вводим отдельные выражения для активной и реактивной составляющих высокочастотного тока для каждой ориентации намагниченностей ферромагнитных областей с учетом наличия электронов как со спином вверх, так и со спином вниз:

$$J^{a,r}_P = J^{a,r}_{\uparrow\uparrow} + J^{a,r}_{\downarrow\downarrow}; \qquad (16)$$

$$J^{a,r}_{AP} = J^{a,r}_{\uparrow\downarrow} + J^{a,r}_{\downarrow\uparrow}. \qquad (17)$$

В выражениях (16) и (17) мы опустили индекс ac для высокочастотных составляющих электронного тока и использовали индексы P для параллельной и AP для антипараллельной ориентаций намагниченностей ферромагнитных областей. При этом стрелки указывают на направление спина электрона по отношению к намагниченностям левой и правой ферромагнитных областей, соответственно.

Нас будет интересовать плотность высокочастотного электронного тока на выходе из потенциального барьера при $z = d$. В этом случае входящие в формулы (16) и (17) выражения для парциальных токов $J^{a,r}_{\sigma_L\sigma_R}$ определяются формулой [15–17]

$$J^{a,r}_{\sigma_L\sigma_R} = \frac{emkT}{2\pi^2\hbar^3}\int_0^\infty T^{a,r}_{\sigma_L\sigma_R}\ln\left(\frac{1+\exp\left[\left(E_{F\sigma_L}-E\right)/kT\right]}{-1+\exp\left[\left(E_{F\sigma_L}-E-eV_a\right)/kT\right]}\right)dE\,, \tag{18}$$

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

Выражение для $T^{a,r}_{\sigma_L\sigma_R}$ имеет вид

$$T^{a,r}_{\sigma_L\sigma_R} = T^{a,r(+1)}_{\sigma_L\sigma_R} + T^{a,r(-1)}_{\sigma_L\sigma_R}, \tag{19}$$

где

$$T^{a(+1)}_{\sigma_L\sigma_R} = \frac{k^{(0)}_{R\sigma_L\sigma_R} + k^{(+1)}_{R\sigma_L\sigma_R}}{k^{(0)}_L}\times \times\mathrm{Re}\left(C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(+1)}C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(0)*}\right); \tag{20}$$

$$T^{r(+1)}_{\sigma_L\sigma_R} = \frac{k^{(0)}_{R\sigma_L\sigma_R} + k^{(+1)}_{R\sigma_L\sigma_R}}{k^{(0)}_L}\times \times\mathrm{Im}\left(C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(+1)}C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(0)*}\right). \tag{21}$$

Выражения для $T^{a,r(-1)}_{\sigma_L\sigma_R}$ имеют различный вид в зависимости от того, является ли $k^{(-1)}_R$ вещественной или чисто мнимой величиной (в последнем случае электрон, поглотив квант электромагнитной энергии, попадает в запрещенную зону области 2). В случае $\varepsilon - \hbar\omega + V_a > 0$ имеем:

$$T^{a(-1)}_{\sigma_L\sigma_R} = \frac{k^{(0)}_{R\sigma_L\sigma_R} + k^{(-1)}_{R\sigma_L\sigma_R}}{k^{(0)}_L}\times \times\mathrm{Re}\left(C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(-1)}C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(0)*}\right); \tag{22}$$

$$T^{r(-1)}_{\sigma_L\sigma_R} = -\frac{k^{(0)}_{R\sigma_L\sigma_R} + k^{(-1)}_{R\sigma_L\sigma_R}}{k^{(0)}_L}\times \times\mathrm{Im}\left(C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(-1)}C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(0)*}\right). \tag{23}$$

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

$$T^{a(-1)}_{\sigma_L\sigma_R} = \frac{k^{(0)}_{R\sigma_L\sigma_R}}{k^{(0)}_L}\mathrm{Re}\left(C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(-1)}C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(0)*}\right) - -\frac{\left|k^{(-1)}_{R\sigma_L\sigma_R}\right|}{k^{(0)}_L}\mathrm{Im}\left(C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(-1)}C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(0)*}\right); \tag{24}$$

$$T^{r(-1)}_{\sigma_L\sigma_R} = -\frac{k^{(0)}_{R\sigma_L\sigma_R}}{k^{(0)}_L}\mathrm{Im}\left(C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(-1)}C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(0)*}\right) - -\frac{\left|k^{(-1)}_{R\sigma_L\sigma_R}\right|}{k^{(0)}_L}\mathrm{Re}\left(C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(-1)}C_{\sigma_L\sigma_R}{}^{(0)*}\right). \tag{25}$$

Выражения для $C^{(j)}_{\sigma_L\sigma_R}$ слишком громоздкие, они приводиться не будут.

Мы будем исследовать как активное TMR^a_{ac}, так и реактивное TMR^r_{ac} магнитосопротивления магнитного туннельного перехода. По аналогии с определением магнитосопротивления на постоянном токе будем считать, что

$$TMR^a_{ac} = \frac{J^a_P - J^a_{AP}}{J^a_P}; \tag{26}$$

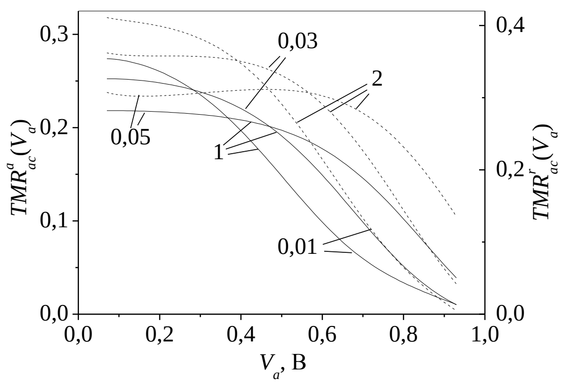
$$TMR^r_{ac} = \frac{J^r_P - J^r_{AP}}{J^r_P}. \tag{27}$$

В дальнейшем мы приведем результаты численных расчетов $TMR^{a,r}_{ac}(V_a)$ для нескольких наиболее интересных случаев прохождения электронов через нестационарный магнитный туннельный переход.

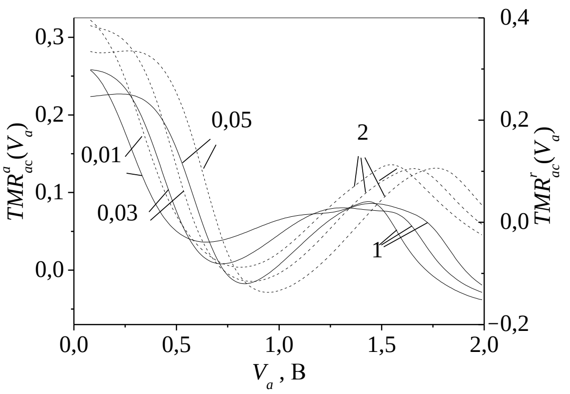
2. Численные расчеты. При проведении численных расчетов будем считать, что $T = 300$ К и $\alpha_{\max} = 0{,}2$. В качестве ферромагнитных областей мы рассматриваем железо, для которого фермиевские импульсы электронов с различным направлением спина равны $k_{F\uparrow} = 1{,}09\ \text{Å}^{-1}$ и $k_{F\uparrow} = 0{,}42\ \text{Å}^{-1}$. Используя эти численные значения, находим: $\mu \approx 2{,}6$ эВ,

$\Delta \approx 1{,}93$ эВ, $E_{F\uparrow} \approx 4{,}53$ эВ, $E_{F\downarrow} \approx 0{,}67$ эВ. Как и в работах [13, 15], мы будем измерять высоту потенциального барьера U_B с помощью безразмерной величины $u_B = (U_B - \mu)/E_{F\uparrow}$.

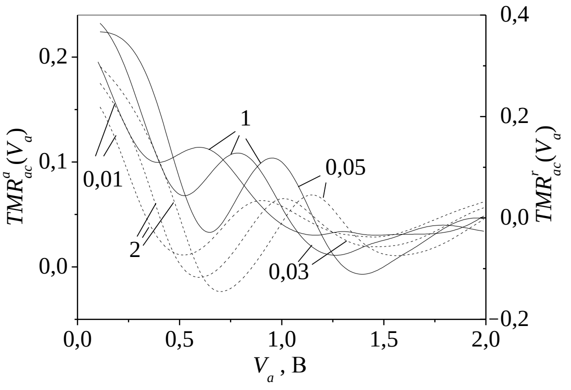
На рис. 2 представлены зависимости $TMR_{ac}^{a}(V_a)$ (левая ось ординат, сплошные линии – 1) и $TMR_{ac}^{r}(V_a)$ (правая ось ординат, штриховые линии – 2) при $\omega = 5 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$, $V_{ac} = 10^{-4}$ В для трех значений толщины туннельного перехода d.



а)



б)

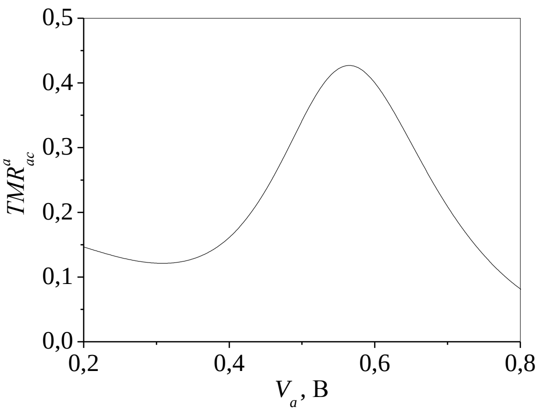


в)

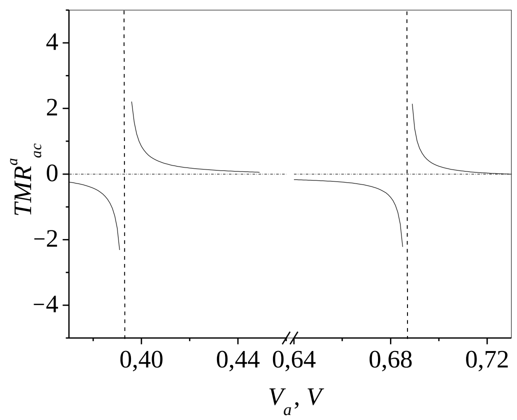
Рис. 2. Зависимости $TMR_{ac}^{a}(V_a)$ – 1 и $TMR_{ac}^{r}(V_a)$ – 2: а) – d = 1,0 нм; б) – d = 1,5 нм; в) – d = 2,0 нм

Цифры возле кривых соответствуют безразмерным высотам потенциального барьера u_B. Необходимо отметить, что мы ограничились рассмотрением невысоких потенциальных барьеров, поскольку они обеспечивают не только большие значения туннельного магнитосопротивления на постоянном токе, но и высокие плотности тока, необходимые для изменения взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных областей [17]. Из рис. 2, а видно, что для тонких потенциальных барьеров величины $TMR_{ac}^{a,r}$ монотонно спадают с увеличением V_a. При этом кривые $TMR_{ac}^{a,r}(V_a)$ оканчиваются в точках, в которых нарушается режим одноквантовых электронных переходов через потенциальный барьер. С увеличением толщины потенциального барьера режим одноквантовых электронных переходов справедлив во всем диапазоне приложенных напряжений смещения вплоть до $V_a = 2$ В. Из рис. 2, б, в также следует, что увеличение толщины потенциального барьера приводит к немонотонным зависимостям как $TMR_{ac}^{a}(V_a)$, так и $TMR_{ac}^{r}(V_a)$. На рис. 2, в отчетливо виден осциллирующий характер зависимостей $TMR_{ac}^{a,r}(V_a)$. Отметим, что с увеличением V_a амплитуда осцилляций $TMR_{ac}^{a,r}$ уменьшается. Влияние безразмерной высоты потенциального барьера u_B на $TMR_{ac}^{a,r}$ проявляется по-разному, в зависимости от величины напряжения смещения V_a. Так, например, существуют такие интервалы значений V_a, на которых величина $TMR_{ac}^{a,r}$ растет с увеличением u_B. Для других интервалов V_a величина $TMR_{ac}^{a,r}$, напротив, уменьшается с увеличением u_B. Поэтому для каждого фиксированного значения V_a существует оптимальное значение безразмерной высоты потенциального барьера u_B, при котором величина $TMR_{ac}^{a,r}$ является максимальной.

Увеличение частоты переменного напряжения ω приводит к появлению качественно новых особенностей на зависимостях $TMR_{ac}^{a,r}(V_a)$. Рассмотрим их на примере зависимости $TMR_{ac}^{a}(V_a)$. Более детальное рассмотрение особенностей поведения $TMR_{ac}^{a,r}(V_a)$ на высоких частотах будет дано в нашей следующей работе. На рис. 3 приведена зависимость $TMR_{ac}^{a}(V_a)$ при d = 1,5 нм, u_B = 0,03, $V_{ac} = 10^{-4}$ В для двух значений частоты: $\omega = 2{,}3 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$ и $\omega = 3{,}0 \cdot 10^{14}$ с$^{-1}$. Поведение кривых $TMR_{ac}^{a}(V_a)$ для указанных частот качественно различно: если при $\omega = 2{,}3\cdot 10^{14}\text{с}^{-1}$ зависимость TMR^a_{ac} является непрерывной функцией V_a, то при $\omega = 3{,}0\cdot 10^{14}\text{с}^{-1}$ функция $TMR^a_{ac}(V_a)$ имеет две точки разрыва. Кривая на рис. 3, а имеет форму резонансной кривой. Это означает, что TMR^a_{ac} имеет резкий максимум при некотором значении V_a. Наличие точек разрыва на зависимостях $TMR^a_{ac}(V_a)$ приводит к тому, что величина TMR^a_{ac} в окрестности точки разрыва может быть как положительной, так и отрицательной.



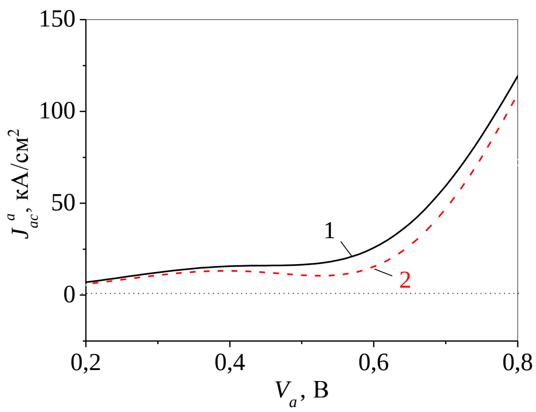
а)



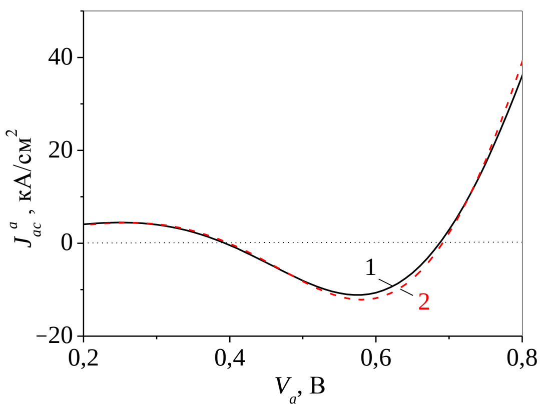
б)

Рис. 3. Зависимость: а) – $\omega = 2{,}3\cdot 10^{14}\text{с}^{-1}$; б) – $\omega = 3{,}0\cdot 10^{14}\text{с}^{-1}$

Указанные особенности на зависимостях $TMR^a_{ac}(V_a)$ можно объяснить, исследуя поведение кривых $J^a_P(V_a)$ и $J^a_{AP}(V_a)$ для выбранных нами значений частот. На рис. 4 приведены зависимости $J^a_P(V_a)$ (кривая 1) и $J^a_{AP}(V_a)$ (кривая 2) при d = 1,5 нм, u_B = 0,03, $V_{ac} = 10^{-4}$ В для двух значений частоты $\omega = 2{,}3\cdot 10^{14}\text{с}^{-1}$ и $\omega = 3{,}0\cdot 10^{14}\text{с}^{-1}$. Как видно из рис. 3, а, J^a_P и J^a_{AP} являются знакопостоянными и немонотонными функциями V_a. В окрестности точки, в которой величина TMR^a_{ac} является максимальной, плотность тока J^a_{AP} резко уменьшается и достигает своего минимального значения. В то же время J^a_P практически не меняется в окрестности точки экстремума TMR^a_{ac}. Это обстоятельство и приводит к резонансной форме зависимости $TMR^a_{ac}(V_a)$. На рис. 3, б зависимости $J^a_P(V_a)$ и $J^a_{AP}(V_a)$ ведут себя иначе. Так, например, минимум на этих кривых находится в области отрицательных значений плотностей токов. Это означает, что существуют такие значения V_a, для которых или J^a_P, или J^a_{AP} обращаются в ноль. Кроме того, J^a_{AP} может быть как больше, так и меньше J^a_P. Обращение в ноль J^a_P соответствует точкам разрыва на зависимостях $TMR^a_{ac}(V_a)$. Таким образом, в зависимости от выбранного постоянного напряжения смещения V_a величина TMR^a_{ac} может быть как положительной, так и отрицательной.



а)



б)

Рис. 4. Зависимость $J^a_P(V_a)$ (кривые 1) и $J^a_{AP}(V_a)$ (кривые 2): а) – $\omega = 2{,}3\cdot 10^{14}\text{с}^{-1}$; б) – $\omega = 3{,}0\cdot 10^{14}\text{с}^{-1}$

Выводы. Мы установили, что характер зависимостей $TMR_{ac}^{a,r}(V_a)$ во многом определяется частотой переменного напряжения смещения, приложенного к туннельному переходу. При сравнительно низких частотах ($\omega \approx 5 \cdot 10^{13} \text{c}^{-1}$) величины $TMR_{ac}^{a,r}$ убывают с ростом V_a. С увеличением толщины туннельного перехода убывание $TMR_{ac}^{a,r}$ при увеличении постоянного напряжения смещения приобретает осцилляционный характер. На более высоких частотах ($\omega > 2 \cdot 10^{14} \text{c}^{-1}$) зависимость $TMR_{ac}^{a}(V_a)$ усложняется. Так, по мере увеличения частоты зависимость $TMR_{ac}^{a}(V_a)$ вначале носит резонансный характер, а затем она становится разрывной. В последнем случае зависимость $TMR_{ac}^{a}(V_a)$ имеет две точки разрыва. При этом существует такое значение V_a, при котором величина TMR_{ac}^{a} может принимать любое заданное значение – как положительное, так и отрицательное. Полученные результаты открывают новые возможности для создания принципиально новых активных и пассивных устройств терагерцевой наноэлектроники.

1. Туннельные явления в твердых телах / Ред. Э. Бурштейн, С. Лундквист. – 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., Воробьева А. И., Уткина Е. А.* Наноэлектроника. – Минск: БГУ, 2004. – 223 с.
4. Concepts in Spin Electronics / Ed. by S. Maekawa. – New York: 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. *Büttiker M., Landauer R.* Transversal time for tunneling // Phys. Rev. Lett. – 1982. – 49, No. 23. – P. 1739–1742.
7. *Hagmann M. J.* Resonance due to the interaction of the tunneling particles with modulation quanta // Appl. Phys. Lett. – 1995. – 66, No. 7. – P. 789–791.
8. *Ивлев Б. И., Мельников В. И.* Квазиклассические процессы в высокочастотном поле // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 1986. – 90, вып. 6. – С. 2208–2225.
9. *Пашковский А. Б.* Прохождение электронов через квантоворазмерные структуры в высокочастотных полях // Журн. эксперим. и теорем. физики. – 1996. – 109, вып. 5. – С. 1779–1805.
10. *Пашковский А. Б.* Нестационарная теория возмущений для задач о прохождении электронов через квантоворазмерные структуры в высокочастотных полях // Физика и техн. полупроводников. – 1995. – 29, № 9. – С. 1712–1726.
11. *Gribnikov Z. S., Haddad G. I.* Time-dependent electron tunneling through time-dependent tunnel barriers // J. Appl. Phys. – 2004. – 96, No. 7. – P. 3831–3838.
12. *Gribnikov Z. S., Haddad G. I.* Differential tunnel transparency of a rectangular heterostructural barrier for the terahertz frequency range // J. Appl. Phys. – 2005. – 97, No. 9. – P. 093705(1)–093705(5).
13. *Абдулкадыров Д. В., Белецкий Н. Н.* Туннелирование электронов через нестационарный потенциальный барьер // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2008. – 13, № 2. – С. 218–226.
14. *Chien W. C., Lo C. K., Hsieh L. C. et al.* Enhancement and inverse behaviors of magnetoimpedance in a magnetotunneling junction by driving frequency // Appl. Phys. Lett. – 2006. – 89. – 202515.
15. *Tsu R., Esaki L.* Tunneling in a finite superlattice // Appl. Phys. Lett. − 1973. − 22, No. 11. − P. 562−564.
16. *Белецкий Н. Н., Борисенко С. А., Яковенко В. М.* Магнитосопротивление и спиновая поляризация электронного тока магнитного туннельного перехода // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2006. – 11, № 1. – С. 87–95.
17. *Beletskii N. N., Berman G. P., Borysenko S. A. et al.* Magnetoresistance of magnetic tunnel junctions with low barrier heights // J. Appl. Phys. – 2007. – 101. – 074305.

MAGNETORESISTANCE OF A NON-STATIONARY MAGNETIC TUNNEL JUNCTION

D. V. Abdulkadyrov, N. N. Beletskii

Tunneling of electrons through a non-stationary magnetic tunnel junction in approximation of small amplitude of alternating electric field has been investigated. Dependences of active and passive parts of a high-frequency electronic current density through a magnetic junction on the frequency and the applied constant bias voltage have been studied.

Key word: tunneling electrons, non-stationary magneto junction, high-frequency current.

МАГНІТООПІР НЕСТАЦІОНАРНОГО МАГНІТНОГО ТУНЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДУ

Д. В. Абдулкадиров, М. М. Білецький

Досліджено тунелювання електронів крізь нестаціонарний магнітний тунельний перехід у наближенні малої амплітуди змінного електричного поля. Вивчено залежність активної та реактивної складових високочастотного тунельного магнітоопіру переходу від прикладеної постійної напруги зміщення

Ключові слова: тунелювання електронів, нестаціонарний магнітний тунельний перехід, високочастотний струм.

Рукопись поступила 12 мая 2009 г.