

УДК 658.562:621

Д.В Абдулкадыров, Н.Н. Белецкий

Институт радиофизики и электроники НАН Украины, 61085, Харьков, ул. ак. Проскуры, 12
e-mail: adv@ire.kharkov.ua

ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ НЕСТАЦИОНАРНЫЙ, НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ТУННЕЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД

Магнитные туннельные переходы обладают гигантским магнитным сопротивлением при комнатной температуре. Большой интерес вызывает исследование высокочастотных свойств магнитных туннельных переходов, находящихся под действием постоянного и переменного напряжений смещения. Исследование физических процессов, происходящих в нестационарных магнитных туннельных переходах, имеет большое значение для создания новых типов высокочастотных спинтронных приборов.

Ключевые слова: магнитное сопротивление, туннельный переход.

Постановка задачи

Рассмотрим потенциальный барьер толщиной d , помещенный между двумя идентичными ферромагнитными металлами 1 и 2 (рис. 1). Высота левого края потенциального барьера равна U_{BL} , а высота правого края - U_{BR} (рис. 1). Электроны движутся вдоль оси z и падают 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 в правом ферромагнитном металле намагничивание может изменять свою ориентацию на противоположную. Таким образом, намагничивание ферромагнитных металлов может быть или параллельным (рис. 1, а), или антипараллельным (рис. 1, б).

В ферромагнитных металлах мы используем двухзонную модель свободных электронов, в рамках которой две спин-

расщепленные электронные зоны являются параболическими. Величина расщепления энергетических зон с разным направлением спина электрона в ферромагнитных металлах принималась равной 2Δ . Энергию электронов с определенным направлением спина будем отсчитывать от дна соответствующей спиновой зоны в левом ферромагнитном металле. Мы принимаем, что в ферромагнитных металлах 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. На рис. 1 представлен потенциальный профиль нестационарного несимметричного магнитного туннельного перехода при воздействии на него постоянного и переменного напряжений смещения. Рис. 1, а соответствует параллельной, а рис. 1, б - антипараллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных металлов. Потенциальный профиль магнитного туннельного перехода для электронов основной поляризации обозначен сплошной линией, а для электронов не основной поляризации - штрихпунктирной линией. Две стрелки

обозначают ориентацию спина электрона по отношению к намагниченностям левого и правого ферромагнитного металлов: первая стрелка соответствует ориентации спина электрона относительно ориентации намагниченности левого ферромагнитного металла, а вторая стрелка - ориентации спина электрона относительно ориентации намагниченности правого ферромагнитного металла.

Из рис. 1 видно, что при

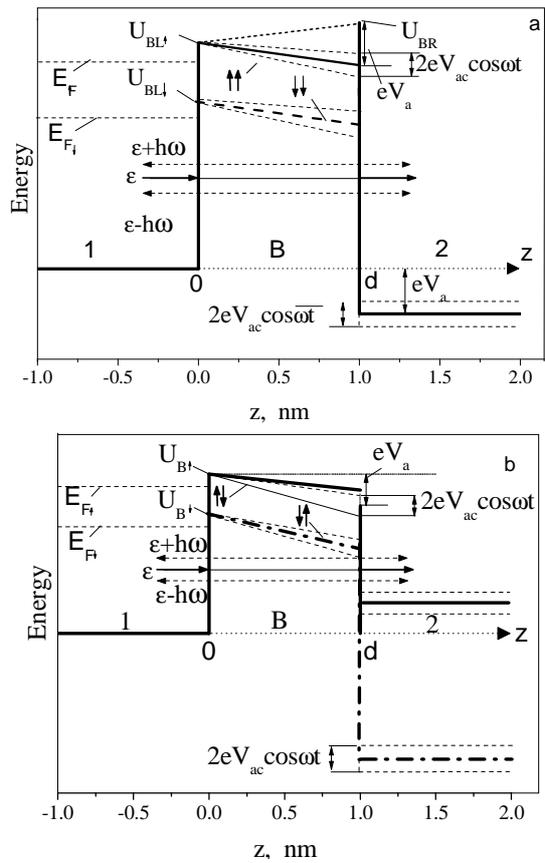


Рис. 1. Потенциальный профиль нестационарного несимметричного магнитного туннельного перехода для параллельной (а) и антипараллельной (б) ориентаций намагниченностей ферромагнитных областей.

фиксированной ориентации намагниченностей ферромагнитных металлов электроны с различным направлением спина движутся в различном потенциальном поле. Это означает, что коэффициент прохождения электронов через нестационарный магнитный туннельный переход является спин-зависимым. Для нахождения плотности высокочастотного электронного тока через нестационарный

магнитный туннельный переход необходимо найти решение уравнения Шредингера в каждой из рассматриваемых областей

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

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

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

Здесь $\psi_1(z, t)$, $\psi_B(z, t)$ и $\psi_2(z, t)$ - волновые функции электронов в указанных на рис. 1 областях; $U_B(z) = U_{UL} + \frac{U_{BR} - U_{BL}}{d} z + \sigma_L \Delta$; \hbar - постоянная Планка; e - заряд электрона; $\sigma_{L,R} = \pm 1$ - спиновые индексы Паули, соответствующие ориентации спина электрона вдоль (знак “+” или \uparrow) или против (знак “-” или \downarrow) направления намагничивания левого (индекс L) или правого (индекс R) ферромагнитного металла.

Мы рассмотрим случай малой амплитуды переменного электрического поля E_{ac} и ограничимся режимом одно-квантовых электронных переходов, в котором учитываются лишь основные гармоники электронных волн с энергиями $\epsilon \pm \hbar\omega$. Здесь ϵ - начальная энергия электрона в области 1.

В рамках этого приближения волновая функция электрона в области 1 с энергией ϵ имеет следующий вид:

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

где A , $A^{(\pm)}$ - амплитуды отраженных волн для основной электронной волны и ее двух первых гармоник $\epsilon \pm \hbar\omega$ соответственно; $\omega_0 = \epsilon / \hbar$; $k_L^{(j)} = \sqrt{2m(\epsilon + j\hbar\omega)} / \hbar$; $j = 0, \pm 1$.

В области барьера точное решение уравнения Шредингера (2) для электрона с

энергией ε выражается через функцию Эйри $Ai(z)$ [4, 8]:

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

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

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

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 $Bi(z)$.

$$\begin{aligned} \psi_B(z, t) = & A_B e^{-i\omega_0 t} \left\{ \left[1 + \frac{eE_{ac}}{2\hbar\omega} \left(z - \frac{eE_{ef}}{m\omega^2}\right) (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \right] Ai(\rho_{(0)}) - \frac{e^2 E_{ac} E_{ef}}{m\omega^2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) Ai'(\rho_{(0)}) \right\} + \\ & + B_B e^{-i\omega_0 t} \left\{ \left[1 + \frac{eE_{ac}}{2\hbar\omega} \left(z - \frac{eE_{ef}}{m\omega^2}\right) (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \right] Bi(\rho_{(0)}) - \frac{e^2 E_{ac} E_{ef}}{m\omega^2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) Bi'(\rho_{(0)}) \right\} + \\ & + A_B^{(+)} e^{-i(\omega_0 + \omega)t} Ai(\rho_{(+1)}) + A_B^{(-)} e^{-i(\omega_0 - \omega)t} Ai(\rho_{(-1)}) + B_B^{(+)} e^{-i(\omega_0 + \omega)t} Bi(\rho_{(+1)}) + B_B^{(-)} e^{-i(\omega_0 - \omega)t} Bi(\rho_{(-1)}), \end{aligned} \quad (9)$$

где $A_B, B_B, A_B^{(\pm)}, B_B^{(\pm)}$ - постоянные коэффициенты.

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

$$\psi_2^{(0)}(z, t) = \exp\left(ik_{R\sigma_L\sigma_R}^{(0)} z - i\omega_0 t + i \frac{eV_{ac}}{\hbar\omega} \sin \omega t\right) \quad (10)$$

Здесь и в дальнейших формулах

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

$j = 0, \pm 1.$

Раскладывая выражение (10) по степеням малого параметра $\alpha_1 \ll 1$ и

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

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

Амплитуды волновых функций электронов с энергиями $\varepsilon \pm \hbar\omega$ малы из-за малости периодического возмущения потенциального барьера. Поэтому волновые функции для первых гармоник $\varepsilon \pm \hbar\omega$ в потенциальном барьере и в среде 2 можно определить из уравнений (2) и (3), пренебрегая в них переменными полями.

Полная волновая функция для электронов в нестационарном несимметричном потенциальном барьере имеет следующий вид:

оставляя лишь линейные по V_{ac} слагаемые, находим волновую функцию электронов с энергией ε в области 2. Учитывая две первые гармоники с энергиями $\varepsilon \pm \hbar\omega$ и наличие электронов с различным направлением спина в левом и правом ферромагнитных металлах, полная волновая функция для электронов в области 2 имеет следующий вид

$$\psi_{2\sigma_L\sigma_R}(z, t) = e^{-i\omega_0 t} \left\{ C_{\sigma_L\sigma_R}^{(0)} \left[1 + \frac{eV_{ac}}{2\hbar\omega} (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \right] e^{ik_{R\sigma_L\sigma_R} z} + \right. \\ \left. + C_{\sigma_L\sigma_R}^{(+)} e^{ik_{R\sigma_L\sigma_R}^{(+)} z - i\omega t} + C_{\sigma_L\sigma_R}^{(-)} e^{ik_{R\sigma_L\sigma_R}^{(-)} z + i\omega t} \right\}, \quad (11)$$

где $C_{\sigma_L \sigma_R}^{(j)}$ - 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 постоянных коэффициентов, входящих в уравнения (4), (9) и (11).

Зная волновую функцию электронов в области 2, можно определить высокочастотную составляющую плотности электронного тока через нестандартный магнитный туннельный переход [8]. Необходимо отметить, что вклад в высокочастотную составляющую плотности электронного тока дают электроны как со спином вверх, так и со спином вниз. Кроме того, высокочастотная составляющая плотности электронного тока зависит от взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных металлов. Поэтому мы вводим отдельные выражения для высокочастотной составляющей плотности электронного тока для каждой ориентации намагниченностей ферромагнитных областей.

Представим плотность высокочастотного электронного тока через магнитный туннельный переход в следующем виде

$$J_{P,AP}^{ac}(\omega) = J_{P,AP} \cos(\omega t - \varphi_{P,AP}). \quad (12)$$

Здесь $J_{P,AP}$ и $\varphi_{P,AP}$ - модуль и фаза плотности высокочастотного электронного тока через магнитный туннельный переход при параллельной и антипараллельной ориентациях намагниченностей ферромагнитных областей. В дальнейшем мы будем считать, что фазы $\varphi_{P,AP}$ изменяются в пределах от 0° до 360° .

Из формулы (12) следует, что активная и реактивная части плотности высокочастотного электронного тока определяются следующими формулами

$$J_{P,AP}^a = J_{P,AP} \cos \varphi_{P,AP}, \quad (13)$$

$$J_{P,AP}^r = J_{P,AP} \sin \varphi_{P,AP}. \quad (14)$$

Эффект гигантского туннельного магнитоимпеданса, возникающий при изменении взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных областей, мы будем характеризовать величинами

$$TMI = \frac{J_P - J_{AP}}{J_P}, \quad (15)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_P - \varphi_{AP}. \quad (16)$$

Величина TMI определяет относительное изменение модуля высокочастотного электронного тока через нестационарный магнитный туннельный переход при переходе от параллельной к антипараллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных областей. По аналогии с определением туннельного магнито-сопротивления на постоянном токе, мы будем называть эту величину туннельным магнитоимпедансом. Величина $\Delta\varphi$ определяет сдвиг фазы высокочастотного электронного тока при изменении ориентации намагниченностей ферромагнитных областей.

В дальнейшем мы приведем результаты численных расчетов плотности высокочастотного электронного тока, туннельного магнитоимпеданса и сдвига фазы $\Delta\varphi$ для нескольких наиболее интересных случаев прохождения электронов через нестационарный магнитный туннельный переход.

Численные расчеты и обсуждение результатов

Мы будем считать, что ферромагнитные области состоят из железа, для которого фермиевские импульсы электронов с различным направлением спина равны $k_{F\uparrow} = 1,09 \text{ \AA}^{-1}$ и $k_{F\downarrow} = 0,42 \text{ \AA}^{-1}$. Используя эти численные значения, находим: $\mu \approx 2,6 \text{ eV}$, $\Delta \approx 1,93 \text{ eV}$, $E_{F\uparrow} \approx 4,53 \text{ eV}$, $E_{F\downarrow} \approx 0,67 \text{ eV}$. Все численные расчеты были проведены при комнатной температуре $T=300 \text{ K}$. Высоты правого и левого краев несимметричного

туннельного переходу ми будемо вимірювати з допомогою безрозмірних величин $u_{BR,L} = (U_{BR,L} - \mu) / E_{F\uparrow}$.

Рассмотрим теперь зависимости $J_{P,AP}(\omega)$ и $\varphi_{P,AP}(\omega)$ для различных типов потенциальных барьеров магнитных туннельных переходов. На рис. 2 представлены зависимости $J_{P,AP}(\omega)$ (левая ось ординат) в случаях параллельного (сплошные линии) и антипараллельного (пунктирные линии) намагничивания ферромагнитных областей при $u_{BL} = 0.2$, $d = 1.0$ nm, $V_a = 0.5$ V, $V_{ac} = 10^{-4}$ V для различных высот правого края потенциального барьера u_{BR} : 1 - $u_{BR} = 0.15$; 2 - $u_{BR} = 0.2$; 3 - $u_{BR} = 0.25$. По правой оси ординат на рис. 3 отложены соответствующие зависимости $\varphi_P(\omega)$ (штрихпунктирные линии) и $\varphi_{AP}(\omega)$ (штрих-штрихпунктирные линии).

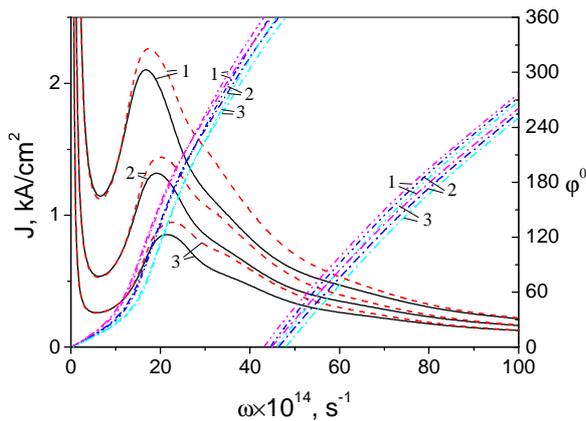


Рис. 2. Зависимости $J_{P,AP}(\omega)$ (левая ось ординат) и $\varphi_{P,AP}(\omega)$ (правая ось ординат) при $u_{BL} = 0.2$, $d = 1.0$ nm, $V_a = 0.5$ V, $V_{ac} = 10^{-4}$ V для различных высот правого края потенциального барьера u_{BR} : 1 - $u_{BR} = 0.15$; 2 - $u_{BR} = 0.2$; 3 - $u_{BR} = 0.25$.

Кривые с индексом 1 на рис. 2 соответствуют магнитным туннельным переходам, у которых правый край туннельного барьера лежит ниже левого края. Кривые с индексом 2 соответствуют симметричным туннельным барьерам, а

кривые 3 – туннельным барьерам, у которых правый край лежит выше левого края. Из рис. 3 видно, что модули плотностей электронных токов $J_{P,AP}$ являются немонотонными функциями частоты переменного напряжения смещения. Сначала $J_{P,AP}$ уменьшаются с увеличением ω , затем возрастают, и, наконец, уменьшаются при дальнейшем увеличении частоты. Кроме того, из рис. 2 видно, что с увеличением высоты правого края потенциального барьера модуль плотности высокочастотного электронного тока через нестационарный магнитный туннельный переход резко уменьшается.

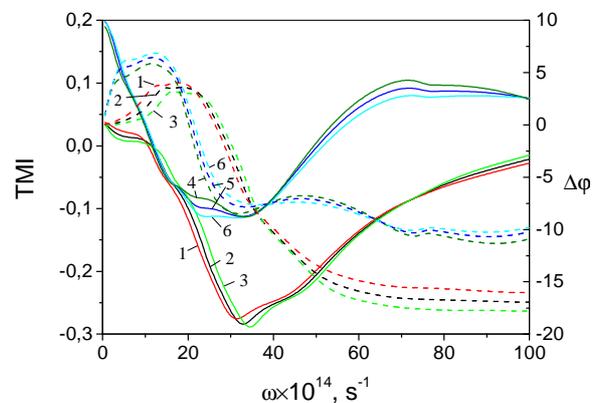


Рис. 3. Зависимости $TMI(\omega)$ (левая ось координат, сплошные линии) и $\Delta\varphi(\omega)$ (правая ось координат, штриховые линии) для высоких (кривые 1-3) и низких (кривые 4-6) несимметричных потенциальных барьеров при $d = 1.0$ nm, $V_a = 0.5$ V, $V_{ac} = 10^{-4}$ V.

Существенно, что в области низких частот J_P превосходит J_{AP} , а в высокочастотной области имеет место обратная ситуация. Отметим также, что в высокочастотной области наблюдается монотонное уменьшение $J_{P,AP}$ с увеличением частоты переменного напряжения смещения ω . Величины фаз $\varphi_{P,AP}(\omega)$ плотностей высокочастотных электронных токов также уменьшаются с ростом высоты правого края потенциального барьера. Отметим, что в силу выбранного нами диапазона изменения фаз, величины $\varphi_{P,AP}$ скачкообразно

изменяются от 360^0 до 0^0 при определённом значении ω . Если представить $J_{P,AP}$ векторами на комплексной плоскости ($J_{P,AP}^a, J_{P,AP}^r$), то в точках скачкообразного изменения $\varphi_{P,AP}$ векторы $J_{P,AP}$ совершают полный оборот вокруг начала системы координат.

Исследуем теперь зависимости $TMI(\omega)$ и $\Delta\varphi(\omega)$ для несимметричного магнитного туннельного перехода. С помощью этих зависимостей можно оценить степень различия между модулями и фазами плотностей высокочастотных электронных токов при изменении взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных областей. На рис. 3 изображены зависимости $TMI(\omega)$ (левая ось координат, сплошные линии) и $\Delta\varphi(\omega)$ (правая ось координат, штриховые линии) для высоких (кривые 1-3) и низких (кривые 4-6) несимметричных потенциальных барьеров при $d = 1.0$ nm, $V_a = 0.5$ V, $V_{ac} = 10^{-4}$ V. Предполагалось, что безразмерная высота левого края низкого потенциального барьера $u_{BL} = 0.05$, а безразмерная высота левого края высокого потенциального барьера $u_{BL} = 0.2$. Высоты правого края потенциального барьера имели следующие значения: 1 - $u_{BR} = 0.15$, 2 - $u_{BR} = 0.2$, 3 - $u_{BR} = 0.25$, 4 - $u_{BR} = 0.03$, 5 - $u_{BR} = 0.05$, 6 - $u_{BR} = 0.07$. Из рис. 3 видно, что в низкочастотной области туннельный магнитоимпеданс TMI является положительным, причем его величина существенно возрастает с уменьшением высоты левого края потенциального барьера. Так, для низких потенциальных барьеров (кривые 1-3) TMI почти в 7 раз превышает TMI для высоких потенциальных барьеров (кривые 4-6). При этом для низких потенциальных барьеров TMI растет с увеличением высоты их правого края, а для высоких потенциальных барьеров TMI , наоборот, уменьшается. Таким образом, в низкочастотной области наибольшим

значением TMI обладают низкие несимметричные потенциальные барьеры, у которых правый край лежит выше левого края. С увеличением частоты TMI уменьшается до нуля, а затем он становится отрицательным. При некотором значении частоты TMI достигает минимального отрицательного значения, а затем снова возрастает. Величина минимального значения TMI возрастает с увеличением высоты потенциального барьера. Так, для высоких потенциальных барьеров минимальное значение $TMI \approx -0.29$ (кривая 3) и оно имеет место для потенциального барьера, у которого правый край лежит выше левого края. Зависимости $\Delta\varphi(\omega)$ являются немонотонными как для высоких, так и для низких несимметричных потенциальных барьеров. При этом характер этих зависимостей сильно различается. Так, например, в низкочастотной области скорость возрастания $\Delta\varphi$ с увеличением частоты намного больше для низких потенциальных барьеров, чем для высоких потенциальных барьеров. Вместе с тем, интересно отметить, что существуют такие частоты, вблизи которых величины $\Delta\varphi$ имеют приблизительно одинаковые значения как для низких, так и для высоких потенциальных барьеров.

Таким образом, магнитоимпеданс нестационарных магнитных туннельных переходов при определенных условиях может достигать достаточно больших значений. Эти значения могут быть как положительными, так и отрицательными в зависимости от выбранного диапазона частот. В низкочастотной области максимальные положительные значения туннельного магнитоимпеданса имеют низкие несимметричные туннельные переходы, у которых высота их правого края больше высоты левого края. В высокочастотной области максимальные отрицательные значения туннельного магнитоимпеданса можно получить, используя высокие несимметричные туннельные переходы, у которых правый край лежит выше их левого края. Частотные зависимости сдвига фаз $\Delta\varphi$

также определяются высотой потенциального барьера магнитного туннельного перехода. Для низких несимметричных потенциальных барьеров наиболее резкие изменения $\Delta\phi$ наблюдаются в низкочастотной области, в то время как для высоких несимметричных потенциальных барьеров – в высокочастотной области. В окрестностях экстремальных значений TMI сдвиг фаз $\Delta\phi$ является незначительным независимо от высоты потенциального барьера. Исследуем теперь зависимость туннельного магнитоимпеданса низких несимметричных магнитных туннельных переходов от толщины потенциального барьера d . Предположим, что безразмерная высота левого края низкого потенциального барьера $u_{BL} = 0.05$. Будем считать, что правый край потенциального барьера может лежать как выше ($u_{BR} = 0.07$), так и ниже ($u_{BR} = 0.03$) левого края потенциального барьера.

Выводы

Мы показали, что в нестационарном несимметричном магнитном туннельном переходе имеет место эффект гигантского туннельного магнитоимпеданса. Величина туннельного магнитоимпеданса зависит от частоты переменного напряжения смещения и может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Величиной туннельного магнитоимпеданса при заданной частоте переменного напряжения смещения можно управлять как выбором постоянного напряжения смещения, так и выбором подходящей толщины и формы потенциального барьера. Полученные результаты открывают новые возможности для создания принципиально новых активных и пассивных устройств высокочастотной нанoeлектроники, управляемых как постоянным, так и переменным напряжением смещения.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- Gribnikov Z.S., Haddad G.I. Differential tunnel transparency of a rectangular heterostructural barrier for the terahertz frequency range, *J. Appl. Phys.*, vol. 97, No. 9, (2005). p. 093705(1)-093705(5).
- Gribnikov Z.S., Haddad G.I. Time-dependent electron tunneling through time-dependent tunnel barriers, *J. Appl. Phys.*, vol.96, No. 7. (2004) - P. 3831-3838.
- Büttiker M., Landauer R. Transversal time for tunneling, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 49, No. 23. (1982), P. 1739-1742.
- Пашковский А.Б. Нестационарная теория возмущений для задач о прохождении электронов через квантово-размерные структуры в высокочастотных полях, *Физика и техн. Полупроводников*, vol. 29, № 9. (1995), С. 1712-1726.
- Maekawa S. *Concepts in Spin Electronics*, (New York: Oxford University Press 2006) P. 398.
- Ryzhii M. and Ryzhii V. *Physics and modeling of tera- and nano-devices*. (New Jersey: World Scientific, 2008).
- Абдулкадыров Д.В., Белецкий Н.Н., *Радиофизика и электроника*, том 14, №2. (Харьков, Институт радиофизики и электроники НАН Украины, 2009), С. 190-197.
- Абдулкадыров Д.В., Белецкий Н.Н. *Радиофизика и электроника*, том 13, №2., (Харьков, Институт радиофизики и электроники НАН Украины, 2008), С. 218-226
- Abdulkadyrov D.V., Beletskii N.N., *Telecommunications and Radio Engineering*, vol. 68(11), (2009), P. 983-998.
- Chien W.C., Lo C.K. and Hsieh L.C., Yao Y.D., Han X.F. and Zeng Z.M., Peng T.Y. and Lin P., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, (2006), P. 202515.
- Tsu R., Esaki L., *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, № 11, (1973), P. 562-564.

Стаття надійшла до редакції 28.05.2011

D.V. Abdulkadyrov, N.N. Beletskii

Institute Usikov Institute of Radiophysics and Electronics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkov, 61085, Proskura St., 12
e-mail: adv@ire.kharkov.ua

THE TUNNELING ELECTRONS THROUGH THE NON-STATIONARY, NON-SYMMETRIC MAGNETIC TUNNEL JUNCTIONS

In this paper we investigate tunneling of electrons through a non-stationary non-symmetric magnetic tunnel junction (MTJ) in the approximation of small amplitude of a.c. bias voltage. We study the influence of non-symmetry of MTJ potential barrier on the effect of giant tunneling magnetoimpedance. In addition we analyze the effect of potential barrier width and d.c. bias voltage value on the frequency dependence of giant tunneling magnetoimpedance.

Key words: magnetic resistance, tunneling.

Д.В Абдулкадиров, М.М. Белецький

Інститут радіофізики і електроніки НАН України, 61085, Харків, вул. ак. Проскури, 12
e-mail: adv@ire.kharkov.ua

ТУНЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ КРІЗЬ НЕСТАЦІОНАРНИЙ, НЕСИМЕТРИЧНИЙ ТУНЕЛЬНИЙ ПЕРЕХІД

Магнітні тунельні переходи мають гігантський магнітний опір при кімнатній температурі. Великий інтерес викликає дослідження високочастотних властивостей магнітних тунельних переходів, що знаходяться під дією постійних та змінних напруг зсуву. Дослідження фізичних процесів, що відбуваються в нестационарних магнітних тунельних переходах, має велике значення для створення нових типів високочастотних спінтронних приладів.

Ключові слова: магнітний опір, тунельний перехід.