13

Туннельные характеристики двухбарьерного магнитного наноконтакта

© Н.Х. Усеинов

Казанский (Приволжский) федеральный университет,
Казань, Россия

E-mail: nuseinov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 7 августа 2012 г.)

На основе квазиклассической модели рассчитывается спин-поляризованный ток через планарный двухбарьерный магнитный туннельный наноконтакт. В рамках квантовой теории рассчитываются коэффициенты прохождения электронов через барьеры. Показаны зависимости коэффициентов прохождения, спин-поляризованных токов и туннельного магнитосопротивления от приложенного напряжения в условиях резонанса. В нерезонансных условиях туннельное магнитосопротивление сравнивается с экспериментальными данными.

Работа поддержана Министерством науки и образования РФ, а также грантом РФФИ № 10-02-91225-СТ_а.

1. Введение

В настоящее время большое внимание уделяется изучению магниторезистивных характеристик двухбарьерных магнитных туннельных наноконтактов [1–6], в частности физике возникновения спиновой поляризации электронного транспорта и резонансного туннельного магнитосопротивления (ТМС) при комнатных температурах. Двухбарьерный магнитный туннельный контакт (ДБМТК) состоит из трех ферромагнетиков (FM) (это могут быть ферромагнитные металлы Fe, Co, Ni и их сплавы FeCoB, FeNi), разделенных изоляторами (I) наномасштабного размера. Обычно это оксиды AlO_x или MgO. Повышенное внимание связано с большими прикладными возможностями ДБМТК, например, при создании спиновых фильтров тока [7], резонансных туннельных диодов [8–10], нестираемой оперативной магнитной памяти (MRAM) [9,11,12] и т. п.

На основе накопленного опыта работы с устройствами, использующими спиновую поляризацию электронного транспорта, исследователи пришли к выводу, что с ухудшением качества интерфейса ТМС убывает. Это было неоднократно подтверждено экспериментально. Для решения проблемы увеличения ТМС с одновременным уменьшением сопротивления было предложено использовать в качестве туннельного контакта систему с двумя [13–16] или тремя [17] барьерами, между которыми должны быть расположены тонкие ферромагнитные металлические слои. Тогда движение электронов в этих средних ферромагнитных слоях квантовано, причем положение квантовых уровней связано с направлениями спина электрона проводимости. В этом случае, как было показано в работах [13,15], туннельный ток и туннельное магнитосопротивление имеют резонансные зависимости, вид которых меняется при изменении толщины слоя.

Если приложить напряжение к ДБМТК $FM^L/I_1/FM^W/I_2/FM^R$ (где FM^L — левый, FM^R — правый внешний ферромагнитный электрод, FM^W — средний слой с меньшей относительно FM^L и FM^R коэрцитивностью, $I_{1(2)}$ — изоляторы толщиной несколько ангстрем), то в контакте возникает спин-поляризованный ток. Этот ток обусловлен квантовым туннелированием через барьеры. Он очень мал и экспоненциально спадает с ростом толщин изоляторов. Однако слой FM^W можно представить как квантовую яму. Тогда движение электрона в FM^W-слое квантовано. При некоторых параметрах барьеров $I_{1(2)}$ и слоя FM^W создаются резонансные условия. Туннельный спин-поляризованный ток будет резко возрастать при некоторых значениях приложенного напряжения. Предположим, что направление намагниченности FM^W-слоя может легко (например, в случае магнитомягкого сплава) изменяться, принимая параллельные (P) или антипараллельные (AP) ориентации относительно направлений намагниченностей FM^L- и FM^R-электродов. Теперь если внешним магнитным полем перевести систему из состояния с P-ориентацией намагниченностей слоев FM^L, FM^R и FM^W в состояние с AP-ориентацией, то проводимость контакта при фиксированном падении напряжения изменится. Относительное изменение тока может достигать 1000% даже при комнатных температурах [5]. Таким образом, при P-ориентации намагниченностей слоев электрон с одним из направлений спина туннелирует резонансным образом, в то время как при AP-ориентации положения резонансных уровней в металлических слоях не совпадают и туннельный ток уже не имеет резонансного характера. Реализация подобного устройства может быть осуществлена только в случае почти идеальной поверхности раздела ферромагнетика и изолятора.

Цель настоящей работы — вычислить резонансные туннельные характеристики ДБМТК, используя квантово-механические представления при расчете коэффициентов прохождения туннельных барьеров [18] и квазиклассическое представление [19] при выводе спин-поляризованного туннельного тока вне зависимости от значений температуры; изучить влияние угла подлета электрона к границе FM/I и влияние поляризации спиновых подзон проводимостей FM-слоев на зависимость коэффициента прохождения от приложенного напряжения; вычислить ТМС как функцию параметров слоев ДБМТК и сравнить его с известными экспериментальными данными. Туннелирование электронов со спином вверх и со спином вниз анализируется на основе модели каналов проводимости [20], когда электроны, находящиеся в некотором спиновом состоянии левой спиновой подзоны FM^L, могут туннелировать на пустые состояния правой спиновой подзоны FM^R. Предполагается, что во время туннельного процесса и резонанса направление спина электрона проводимости сохраняется.

2. Решение уравнения Шредингера для двухбарьерного магнитного туннельного наноконтакта с учетом падения напряжения на каждом барьере

В случае приложения электрического поля к структуре типа сандвича $\mathrm{FM}^L/\mathrm{I}_1/\mathrm{FM}^W/\mathrm{I}_2/\mathrm{FM}^R$ энергетический потенциальный рельеф можно схематически представить в виде, показанном на рис. 1. Соответствующее аналитическое выражение системы потенциалов с учетом падения напряжения на каждом барьере можно представить в виде

$$U(z) = \left(E_\mathrm{F} + U_1 - \frac{eV_{a1}z}{L_1}\right)\theta(z)\theta(L_1 - z) - eV_{a1} \times \theta(z - L_1) + \left(E_\mathrm{F} + U_2 - \frac{eV_{a2}\big(z - (L_1 + W)\big)}{L_2}\right) \times \theta\big(z - (L_1 + W)\big)\theta\big((L_1 + W + L_2) - z\big) - eV_{a2}\theta\big(z - (L_1 + W + L_2)\big). \quad (1)$$

Здесь $\theta(z - Z_i)$ обозначают единичные функции Хевисайда, где Z_i — соответствующие величины, включающие толщину первого барьера L_1, толщину второго барьера L_2 и толщину среднего ферромагнитного слоя W; U_1 и U_2 — высóты барьеров над уровнем Ферми E_F; V_{a1}, V_{a2} — падение напряжений на первом и втором барьерах соответственно.

Рассмотрим одномерное движение электрона через систему потенциалов (1). Поскольку потенциальная энергия системы не зависит от времени, состояния движения электрона проводимости могут быть найдены из решения уравнения Шредингера

$$-\frac{\hbar^2}{2m_l}\frac{d^2}{dz^2}\psi_{l,s} + \big(U(z) - E^l_{\mathrm{F},s}\big)\psi_{l,s} = 0, \quad (2)$$

где $E^l_{\mathrm{F}s}$ — фермиевская энергия электрона в l-м ферромагнитном слое (электроде) с учетом обменной энергии, m_l — эффективные массы электронов в пяти областях l. Индекс l обозначает области решения уравнения (2), т.е. пробегает значения от $l = L$ для левого электрода

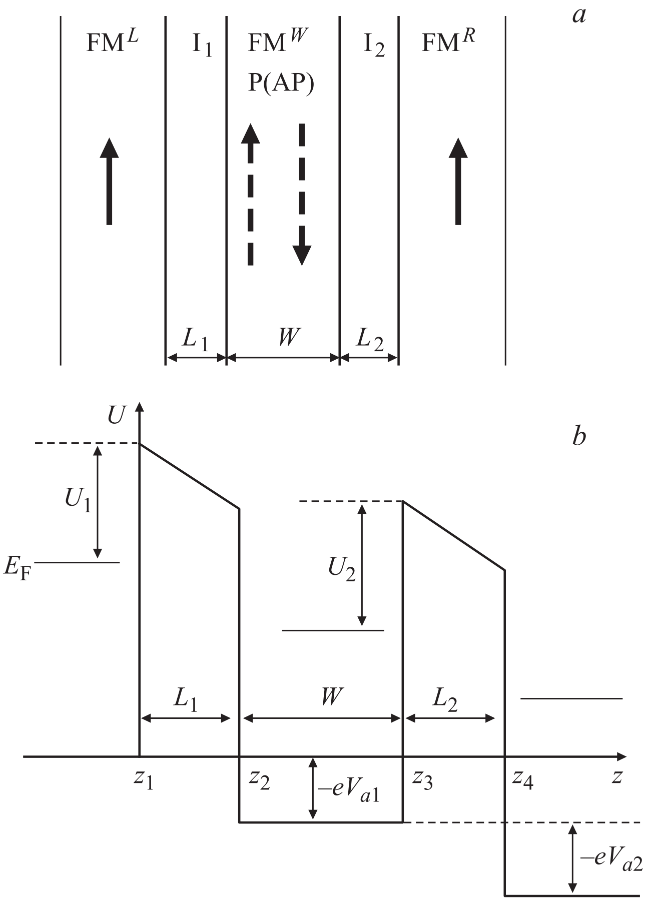

Рис. 1. *a*) Схематическое изображение поперечного сечения двухбарьерного магнитного туннельного наноконтакта $\mathrm{FM}^L/\mathrm{I}_1/\mathrm{FM}^W/\mathrm{I}_2/\mathrm{FM}^R$. Левый и правый ферромагнитные слои являются электродами контакта. Стрелки показывают намагниченность электродов и среднего ферромагнитного слоя при параллельной и антипараллельной ориентации. *b*) Схематическое изображение энергетического потенциального профиля с учетом приложенного напряжения. L_1 — толщина первого барьера, L_2 — толщина второго барьера, W — толщина ферромагнитного слоя, U_1 и U_2 — высоты барьеров над уровнем Ферми, V_{a1}, V_{a2} — падение напряжений на первом и втором барьерах соответственно.

до $l = R$ для правого электрода, $l = 1, 2$ соответствуют барьерам, а $l = W$ — центральному FM-слою (рис. 1). Индекс $s = \uparrow, \downarrow$ обозначает спиновое состояние электронов в ферромагнетиках: стрелка вверх — спиновую подзону большинства электронов, стрелка вниз — спиновую подзону меньшинства электронов. Кроме того, индекс $s = \uparrow, \downarrow$ обозначает спиновое состояние электрона в спиновых каналах проводимости, которых всего четыре. При P-ориентации намагниченности левого, правого ферромагнитных электродов $(l = L, R)$ и межбарьерного слоя $(l = W)$ электрон движется по следующим спиновым подзонам: $s = \uparrow (\downarrow)$, $s' = \uparrow (\downarrow)$, $s = \uparrow (\downarrow)$ — два спиновых канала проводимости. При AP-ориентации намагниченности FM-слоев электрон движется по спиновым подзонам $s = \uparrow (\downarrow)$, $s' = \downarrow (\uparrow)$, $s = \uparrow (\downarrow)$ — еще два спиновых канала. Спиновый индекс со штрихом, относящийся к спиновой подзоне среднего слоя, в AP-случае не совпадает со спиновым индексом электрона.

Далее будем полагать, что в ферромагнитных областях ($l = L, W, R$) электроны проводимости находятся в почти свободных состояниях. Тогда волновые функции, описывающие движения электронов в этих областях: $z < z_1$, $z_2 < z < z_3$, $z > z_4$ (рис. 1, b), могут быть представлены формулой

$$\psi_{l,s} = A_{l,s} \exp(ik_{l,s}^{\perp} z) + B_{l,s} \exp(-ik_{l,s}^{\perp} z). \tag{3}$$

Здесь $k_{l,s}^{\perp}$ — перпендикулярные барьерам компоненты волновых векторов, $A_{l,s}(B_{l,s})$ — амплитуды вероятности прохождения электроном очередной ферромагнитной области (отражения электрона). В каждом ферромагнитном слое ($l = L, W, R$) перпендикулярные компоненты волновых векторов имеют вид

$$k_{L,s}^{\perp} = k_{\mathrm{F},s}^{L} \cos\theta_{L,s}, \quad k_{W,s}^{\perp} = k_{\mathrm{F},s}^{W}(V_{a1}) \cos\theta_{W,s},$$
$$k_{R,s}^{\perp} = k_{\mathrm{F},s}^{R}(V_{a2}) \cos\theta_{R,s}, \tag{4}$$

где углы $\theta_{l,s}$ задают направление движения электрона в некоторой плоскости, проходящей через ось z и перпендикулярной слоям. Значения фермиевских волновых векторов с учетом падения напряжения на каждом из барьеров определяются формулами

$$k_{\mathrm{F},s}^{L} = \sqrt{\frac{2m_L}{\hbar^2} E_{\mathrm{F},s}^{L}}, \quad k_{\mathrm{F},s}^{W}(V_{a1}) = \sqrt{\frac{2m_W}{\hbar^2}\left(E_{\mathrm{F},s}^{L} + eV_{a1}\right)},$$
$$k_{\mathrm{F},s}^{R}(V_{a2}) = \sqrt{\frac{2m_R}{\hbar^2}\left(E_{\mathrm{F},s}^{R} + eV_{a2}\right)}. \tag{5}$$

Параллельные интерфейсам компоненты волновых векторов на основании закона сохранения импульса удовлетворяют уравнению

$$k_{L,s}^{\parallel} = k_{\mathrm{F},s}^{L} \sin\theta_{L,s} = k_{\mathrm{F},s}^{W}(V_{a1}) \sin\theta_{W,s} = k_{\mathrm{F},s}^{R}(V_{a2}) \sin\theta_{R,s}. \tag{6}$$

Используя (6), можно выразить косинусы $\cos\theta_{W,s}$, $\cos\theta_{R,s}$, входящие в (4) через косинус угла падения электрона на первый барьер в левом электроде $\theta_{L,s}$:

$$\cos\theta_{W,s} = \sqrt{1 - \delta_{LW}^2\left(1 - \cos^2\theta_{L,s}\right)},$$
$$\cos\theta_{R,s} = \sqrt{1 - \delta_{LR}^2\left(1 - \cos^2\theta_{L,s}\right)}, \tag{7}$$

где δ_{LW}, δ_{LR} — параметры спиновой асимметрии каналов проводимости для первого и второго барьеров соответственно. Уравнения (7) определяют величину критического угла $\theta_{L,s}$, когда еще возможно туннелирование электрона с данным спином.

В интервалах $z_1 < z < z_2$ и $z_3 < z < z_4$ обозначим эти области индексом $l = b = 1, 2$, сделав замену переменной z соответственно на

$$\xi_{1,s} = \left(z + \frac{E_{\mathrm{F},s}^{L} - (E_\mathrm{F} + U_1)}{eV_{a1}} L_1\right)\left(\frac{2m_1 eV_{a1}}{\hbar^2 L_1}\right)^{1/3}, \tag{8}$$

$$\xi_{2,s} = \left(z + \frac{E_{\mathrm{F},s}^{W} - (E_\mathrm{F} + U_2)}{eV_{a2}} L_2 + L_2 - L_1 - W\right) \times \left(\frac{2m_2 eV_{a2}}{\hbar^2 L_2}\right)^{1/3}, \tag{9}$$

где $m_{1(2)}$ — эффективные массы электронов проводимости в барьерах, уравнение Шредингера (2) можно привести к виду

$$\frac{d^2}{d\xi_b^2}\psi_b(\xi_b) + \xi_b \psi_b(\xi_b) = 0. \tag{10}$$

Здесь для простоты спиновый индекс опущен. Общее решение этого уравнения имеет вид

$$\psi_b(\xi_b) = \mathrm{Ai}\left(\sqrt[3]{-1}\xi_b\right) c_{1,b} + \mathrm{Bi}\left(\sqrt[3]{-1}\xi_b\right) c_{2,b}, \tag{11}$$

где $\mathrm{Ai}(\xi_b)$ и $\mathrm{Bi}(\xi_b)$ — функции Эйри первого и второго рода соответственно, $c_{1,b}$ и $c_{2,b}$ — коэффициенты, которые должны быть найдены из граничных условий.

Используя волновые функции (3), (11), можно получить коэффициент прохождения ДБТМК и построить его функциональную зависимость от напряжения.

3. Коэффициент прохождения ДБМТК с приложенным напряжением

Для того чтобы представить коэффициент прохождения $D_s^{\mathrm{P(AP)}}$ как функцию параметров ДБМТК и приложенного напряжения, необходимо найти отношение прошедшего потока $j_{R,s}$ в правом FM^R-электроде к падающему потоку $j_{L,s}$ в левом FM^L-электроде. Тогда из определения плотности потока вероятности следует, что если амплитуда вероятности падающего потока в области FM^L равна единице, а в области FM^R существует только прошедшая волна, то коэффициент прохождения электрона проводимости ДБМТК для двух направлений спина ($s = \uparrow, \downarrow$) и двух направлений намагниченности в FM-слоях может быть записан в виде

$$D_s^{\mathrm{P(AP)}} = \frac{m_L k_{R,s}^{\perp}}{m_R k_{L,s}^{\perp}}\left(A_s^{\mathrm{P(AP)}} A_s^{\mathrm{P(AP)}^*}\right), \tag{12}$$

где $A_s^{\mathrm{P(AP)}}$ — амплитуда вероятности прошедшего электрона с данным направлением спина.

Выражение для амплитуды вероятности $A_s^{\mathrm{P(AP)}}$ в наиболее общем виде получается из решения системы линейных уравнений. Эта система была составлена и решена нами в аналитическом виде с помощью компьютерной программы (пакета Mathematica 7.0). Отметим, что эта программа может быть адаптирована к аналогичным структурам, состоящим из большего числа слоев. Общая задача с произвольным числом барьеров и слоев может быть компактно записана с помощью произведения матриц $\mathbf{M}_i$, где i — число границ или точек разрыва потенциала (рис. 1). Таким образом, решая матричное уравнение относительно амплитуды вероятности прошедшей волны, получаем

$$A_s^{\mathrm{P(AP)}}=\frac{4m_1 m_W m_2 m_R \exp\left[-i\left((L_1+L_2+W)k_{R,s}^{\perp}-Wk_{W,s}^{\perp}\right)\right]\rho_{1,s}^{\mathrm{P(AP)}}\rho_{2,s}^{\mathrm{P(AP)}}k_{L,s}^{\perp}k_{W,s}^{\perp}}{Z_{1,s}^{\mathrm{P(AP)}}+Z_{2,s}^{\mathrm{P(AP)}}}, \tag{13}$$

где

$$Z_1=\left[m_1k_L(im_1\alpha_1k_W+m_W\gamma_1)+m_L(m_1\beta_1k_W+im_W\chi_1)\right]$$
$$\times\left[m_2k_R(im_2\alpha_2k_W+m_W\gamma_2)+m_R(m_2\beta_2k_W+im_W\chi_2)\right], \tag{14}$$

$$Z_2=\left[m_1k_L(m_1\alpha_1k_W+im_W\gamma_1)\right.$$
$$\left.-m_L(m_W\chi_1+im_1\beta_1k_W)\right]\left[m_2k_R(m_2\alpha_2k_W+im_W\gamma_2)\right.$$
$$\left.-m_R(m_W\chi_2+im_2\beta_2k_W)\right]\exp[2iWk_W]. \tag{15}$$

В формулах (14), (15) индексы P, AP, s и $\perp$ для простоты не указаны. Кроме того, в формулах (13–15) используются следующие обозначения:

$$\alpha_{1(2)}=\mathrm{Ai}(-q_{2(4)})\mathrm{Bi}(-q_{1(3)})-\mathrm{Ai}(-q_{1(3)})\mathrm{Bi}(-q_{2(4)}),$$

$$\beta_{1(2)}=T_{1(2)}[\mathrm{Ai}'(-q_{1(4)})\mathrm{Bi}(-q_{2(3)})-\mathrm{Ai}(-q_{2(3)})\mathrm{Bi}'(-q_{1(4)})],$$

$$\gamma_{1(2)}=T_{1(2)}[\mathrm{Ai}'(-q_{2(3)})\mathrm{Bi}(-q_{1(4)})-\mathrm{Ai}(-q_{1(4)})\mathrm{Bi}'(-q_{2(3)})],$$

$$\rho_{1(2)}=T_{1(2)}[\mathrm{Ai}'(-q_{2(4)})\mathrm{Bi}(-q_{2(4)})-\mathrm{Ai}(-q_{2(4)})\mathrm{Bi}'(-q_{2(4)})],$$

$$\chi_{1(2)}=T_1T_2[\mathrm{Ai}'(-q_{2(4)})\mathrm{Bi}'(-q_{1(3)})$$
$$-\mathrm{Ai}'(-q_{1(3)})\mathrm{Bi}'(-q_{2(4)})], \tag{16}$$

где $\mathrm{Ai}(-q_i)$ и $\mathrm{Bi}(-q_i)$ — функции Эйри, а $\mathrm{Ai}'(-q_i)$ и $\mathrm{Bi}'(-q_i)$ — их первые производные. Индекс i пробегает значения от $i=1$ для левых граничных условий на интерфейсе до $i=4$ для правых граничных условий. Аргументы q_i функций Эйри зависят от параметров ДБМТК следующим образом:

$$q_i=T_1z_{L1},$$

$$q_2=T_1(L_1+z_{L1}),$$
$$q_3=T_2(L_1+W+z_{L2}),$$
$$q_4=T_2(L_1+W+L_2+z_{L2}). \tag{17}$$

Величины $T_{1(2)}$ и $z_{L1(2)}$ в формуле (17) имеют вид

$$T_{1(2)}=\left(\frac{c_{1(2)}V_{a1(2)}}{L_{1(2)}}\right)^{1/3}, \tag{18}$$

$$z_{L1}=\frac{\left(k_{\mathrm{F}}^{L}\right)^2-c_Lu_1}{c_LV_{a1}}L_1, \tag{19}$$

$$z_{L2}=\frac{\left(k_{\mathrm{F}}^{W}\right)^2-c_Wu_2}{c_WV_{a2}}L_2+L_2-L_1-W, \tag{20}$$

где $c_{1(2)}=2m_{1(2)}e/\hbar^2$ и $c_{L(W)}=2m_{L(W)}e/\hbar^2$ — размерные множители, $u_{1(2)}=(E_{\mathrm{F}}+U_{1(2)})/e$ — потенциалы барьеров.

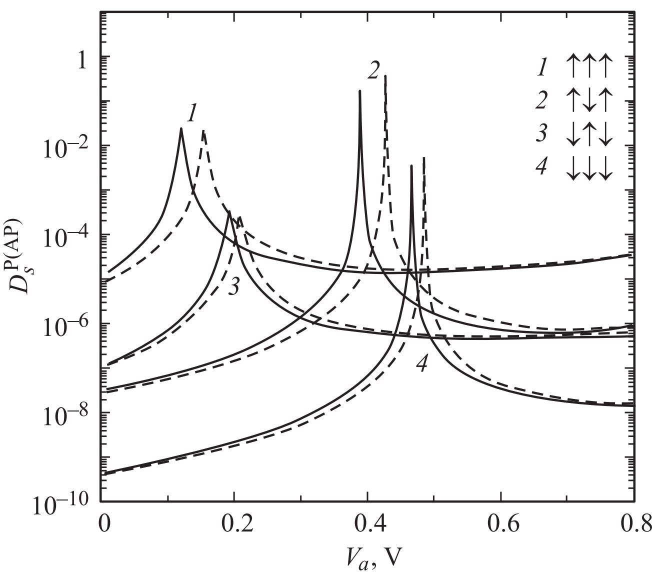

Рис. 2. Зависимости коэффициентов прохождения от приложенного напряжения для четырех спиновых каналов проводимости (обозначены цифрами и стрелками) ДБМТК и при углах подлета электрона к первому барьеру: $\theta_{L,s}=0$ (сплошные) и 5° (штриховые линии).

Вычисление зависимостей коэффициента прохождения (12) от приложенного напряжения V_a было выполнено при следующих параметрах. Значения волновых векторов $k_{\mathrm{F},s}^{l}$ для электронов спиновых подзон были приняты равными $k_{\mathrm{F},\uparrow}^{L(R)}=0.85\,\text{Å}^{-1}$, $k_{\mathrm{F},\downarrow}^{L(R)}=0.6\,\text{Å}^{-1}$ и $k_{\mathrm{F},\uparrow}^{W}=1.03\,\text{Å}^{-1}$, $k_{\mathrm{F},\downarrow}^{W}=0.9\,\text{Å}^{-1}$. Энергия Ферми E_{F} определялась значениями волновых векторов левого FM-слоя: $E_{\mathrm{F}}=(k_{\mathrm{F},\uparrow}^{L})^2+(k_{\mathrm{F},\downarrow}^{L})^2/2c_L$. Эффективные массы электронов проводимости в FM-слоях соответствовали массе свободного электрона m_e. Два диэлектрических оксидных слоя имели поперечные размеры, сравнимые со средней длиной свободного пробега электрона проводимости. Их толщины, энергетические высоты потенциалов и эффективные массы электронов в барьерах были приняты равными $L_1=L_2=12\,\text{Å}$, $U_1=U_2=2.4\,\mathrm{eV}$ и $m_1=m_2=0.4m_e$. Значения этих параметров соответствуют экспериментальным данным (см., например, [21]). Кроме того, отметим, что в численных расчетах использовались одинаковые параметры для левого и правого FM-электродов, входящие в выражение (12). Толщина среднего FM^W-слоя варьировалась в пределах от 5 до 150 Å.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициентов прохождения ДБМТК от приложенного напряжения при толщине среднего FM^W-слоя $W=25.4\,\text{Å}$. Зависимости представлены для двух значений углов падения электрона на первый барьер: $\theta_{L,s}=0^\circ$ (сплошные) и 5° (штриховые линии).

Видно, что резонансные пики при некоторых значениях приложенного напряжения могут отличаться на семь порядков от наблюдаемых для плавных участков.

Увеличение угла $\theta_{L,s}$ на 5° и более смещает положение пиков в сторону больших напряжений. Исследование зависимостей $D_s^{\mathrm{PAP}}(V_a, \theta_{L,s})$ показывает, что при больших углах $\theta_{L,s}$, когда еще возможно туннелирование электронов, значения коэффициентов прохождения становятся очень малыми по сравнению со случаем резонансных пиков, которые будут возникать при больших напряжениях, выходящих за интервал $0-0.8\,\mathrm{V}$. Таким образом, ограничение по углу накладывает ограничение на величину коэффициента прохождения, что в свою очередь определяет значение туннельного спин-поляризованного тока. Кроме того, видно, что коэффициенты прохождения для спиновых каналов $\uparrow\uparrow\uparrow$ и $\uparrow\downarrow\uparrow$ (кривые *1* и *2*) на два порядка больше, чем для спиновых каналов $\downarrow\uparrow\downarrow$, $\downarrow\downarrow\downarrow$ (кривые *3* и *4*). Каждый спиновый канал проводимости имеет свое собственное резонансное условие, возникающее в FM^W слое. Перечисленные выше эффекты являются главной причиной высокого значения резонансного ТМС.

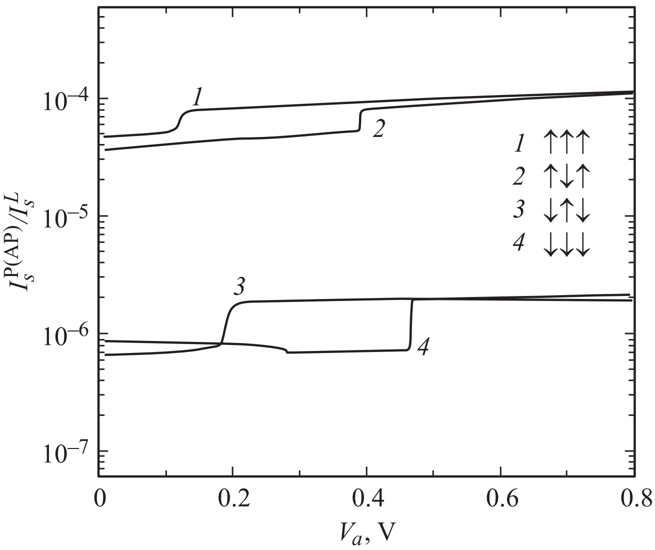

Рис. 3. Зависимости туннельных спиновых токов от приложенного к ДБМТК напряжения для четырех спиновых каналов проводимости (обозначены цифрами и стрелками). Значения параметров, при которых были получены кривые, соответствуют рис. 2.

4. Резонансный туннельный спин-поляризованный ток ДБМТК

В работе [22] было показано, что выражение для спин-поляризованного тока может быть использовано для вычисления ТМС однобарьерного магнитного наноконтакта. В этом случае зависимость ТМС от V_a показала хорошее согласие с экспериментом. Воспользуемся формулой (1) работы [22] и заменим коэффициент прохождения в этой формуле на коэффициент прохождения для двухбарьерного магнитного наноконтакта. Таким образом, туннельный спин-поляризованный ток через ДБМТК для четырех спиновых каналов проводимости можно записать в виде

$$I_s^{\mathrm{P(AP)}} = I_s^L \langle \cos\theta_{L,s} D_s^{\mathrm{P(AP)}}(V_a, \cos\theta_{L,s}) \rangle, \qquad (21)$$

где $I_s^L = \frac{e^2 (k_{\mathrm{F},s}^L)^2 A V_a}{4\pi^2 \hbar}$ — спиновый ток в левом ферромагнетике, угловые скобки обозначают усреднение по углам φ и $\theta_{L,s}$. Полярный угол $\theta_{L,s}$ определяет траекторию движения электрона в левом электроде по направлению к первому барьеру. Угол φ лежит в плоскости контакта. Усреднение по углам в (21) означает интегрирование

$$\langle \ldots \rangle = \frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{\theta_{\mathrm{cr}}} \sin(\theta_{L,s}) d\theta_{L,s} \int\limits_0^{2\pi} d\varphi(\ldots), \qquad (22)$$

где θ_{cr} — критический угол, который определяется законом сохранения (6) продольных компонент фермиевских волновых векторов на каждой границе барьеров.

Результаты расчета зависимостей туннельных спин-поляризованных токов от напряжения показаны на рис. 3. Видно, что туннельные токи спиновых каналов $\uparrow\uparrow\uparrow$ и $\uparrow\downarrow\uparrow$ (кривые *1* и *2*) на два порядка больше, чем значения туннельных токов спиновых каналов $\downarrow\uparrow\downarrow$, $\downarrow\downarrow\downarrow$ (кривые *3* и *4*). Это иллюстрирует тот факт, что некоторые режимы работы ДБМТК могут быть использованы для эффекта спиновой фильтрации токов.

Все зависимости $I_s^{\mathrm{P(AP)}}(V_a)$ имеют одну ступеньку при определенных напряжениях и фиксированных параметрах ДБМТК. Значения этих напряжений соответствуют положению резонансных пиков на рис. 2. Если увеличить толщину W среднего FM^W-слоя (например, до 150 Å), то число ступенек на зависимостях $I_s^{\mathrm{P(AP)}}(V_a)$ возрастет. В этом случае зависимости $I_s^{\mathrm{P(AP)}}(V_a)$ похожи на графики квантования проводимостей, наблюдаемые в экспериментах на полупроводниковых структурах.

Качественное объяснение характеристик, показанных на рис. 3, можно дать, основываясь на энергетической структуре FM^W-слоя. Она представляет собой систему локальных уровней размерного квантования, которой можно сопоставить систему спин-поляризованных каналов проводимости. Повышение тока после включения напряжения связано с заполнением нижнего уровня в FM^W-слое, который лежит ниже уровня Ферми в FM^L-слое, и последующим туннелированием через второй барьер в FM^R-слой. При дальнейшем увеличении напряжения уровни в FM^W-слое двигаются вниз относительно уровня Ферми. Как только незаселенный второй уровень поравняется с уровнем Ферми, электроны начнут резонансным образом туннелировать из FM^L-слоя в FM^R-слой, используя второй уровень для временного пребывания в FM^W-слое. Это приводит к резкому возрастанию туннельного тока. Далее картина повторяется для следующего уровня в FM^W-слое; в результате возникает система ступенек с изменением напряжения.

5. Резонансное туннельное магнитосопротивление ДБМТК

Рассмотрим теперь функциональную зависимость ТМС от падения напряжения на ДБМТК и изменение ее вида в зависимости от коэрцитивности FM-слоев. Для этого введем параметры δ_L, δ_W, δ_R, которые характеризуют спиновую поляризацию подзон проводимости FM-слоев. Они определяются как отношения волновых векторов: $\delta_L = k^L_{\mathrm{F},\downarrow}/k^L_{\mathrm{L},\uparrow}$, $\delta_W = k^W_{\mathrm{F},\downarrow}/k^W_{\mathrm{L},\uparrow}$, $\delta_R = k^R_{\mathrm{F},\downarrow}/k^R_{\mathrm{L},\uparrow}$. Туннельное магнитосопротивление определяется формулой

$$\mathrm{TMR} = \frac{I^{\mathrm{P}} - I^{\mathrm{AP}}}{I^{\mathrm{AP}}} \cdot 100\%, \qquad (23)$$

где $I^{\mathrm{P(AP)}} = I^{\mathrm{P(AP)}}_{\uparrow} + I^{\mathrm{P(AP)}}_{\downarrow}$.

Расчет (23) показывает, что зависимость ТМС от V_a, например, при $\delta_{L(R)} = 0.70$ и $\delta_W = 0.87$ имеет скошенный П-образный вид (рис. 4). При этом другие параметры ДБМТК оставались такими же, как при получении характеристик, приведенных на рис. 2 и 3. Величина ТМС, достигая 80%, спадает, и зависимость приобретает ступенчатый характер при увеличении параметров δ_L, δ_R относительно δ_W, минимальное значение ТМС наблюдается в случае $\delta_L = \delta_W = \delta_R$. Отметим, что увеличение параметров δ_L, δ_W, δ_R до единицы означает уменьшение поляризации, т. е. различия между спиновыми подзонами проводимости в FM-слоях. В пределе $\delta_L = \delta_W = \delta_R = 1$ FM-слои становятся нормальными металлами, при этом ТМС обращается в нуль.

Сравнение рис. 2 и 4 показывает, что начало П-образной ступеньки ТМС при $V_a \approx 0.1\,\mathrm{V}$ совпадает с положением первого резонансного пика на рис. 2 при P-ориентации намагниченности всех FM-слоев. Задний фронт П-образной ступеньки ТМС при $V_a \approx 0.4\,\mathrm{V}$ соответствует второму резонансному пику на рис. 2 при AP-ориентации намагниченности FM-слоев. Это свидетельствует о том, что происхождение П-образных ступенек при данных параметрах ДБМТК и толщине среднего слоя $W = 25.4\,\mathrm{Å}$ связано с резонансным характером туннелирования электронов.

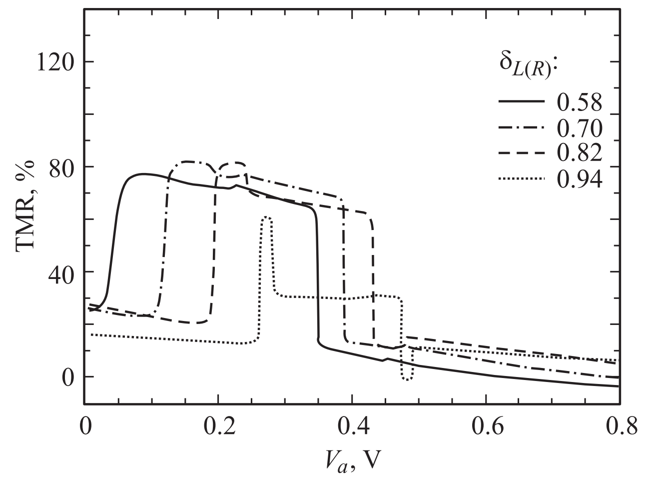

Рис. 4. Зависимость ТМС от приложенного к ДБМТК напряжения при толщине среднего слоя $W = 25.4\,\mathrm{Å}$, различных спиновых поляризациях подзон $\delta_L = \delta_R$ и $\delta_W = 0.87$. Значения других параметров соответствуют рис. 3.

П-образная вершина проявляется на фоне общей монотонной зависимости ТМС, которая при малых напряжениях имеет максимальное значение $\sim 30\%$. Эта зависимость ТМС соответствует туннелированию электронов через ДБМТК без резонанса. Более подробно этот случай обсудим в следующем разделе, а здесь отметим, что при значениях $U_{1(2)} \sim 2\,\mathrm{eV}$ нерезонансная часть ТМС обусловлена последовательным туннелированием электронов через барьеры. При этом, как показано на рис. 2, $D_s^{\mathrm{P(AP)}}$ на некоторых участках зависимости от V_a могут принимать очень малые значения для каждого спинового канала, но зависимости существенно отличаются друг от друга. Это приводит к большому различию вольт-амперных характеристик ДБМТК при P- и AP-ориентациях намагниченности FM-слоев. Поэтому монотонная часть ТМС может принимать достаточно большие (от 100 до 1000%) значения.

Итак, расчеты показывают ступенчатую зависимость ТМС, которая обусловлена резонансным туннелированием электронов проводимости через ДБМТК. Вид ТМС существенно зависит от толщины W среднего FM^W-слоя и спиновых поляризаций подзон FM-слоев: δ_L, δ_W, δ_R. П-образная форма кривой ТМС возможна только для некоторых конкретных значений толщины (в нашем случае $W \simeq 25.4\,\mathrm{Å}$) FM^W-слоя и конкретных значений δ_L, δ_W, δ_R (рис. 4). При других значениях толщин FM^W-слоя, например $W \simeq 100\,\mathrm{Å}$, на фоне плавной спадающей зависимости ТМС появляются четыре П-образные вершины в соответствии с числом резонансных спин-поляризованных пиков, возникающих на зависимости коэффициента прохождения от V_a. Монотонная зависимость в области ТМС $\simeq 30\%$ обусловлена последовательным туннелированием электронов через ДБМТК.

6. Сравнение с экспериментом

Результаты расчетов по определению ТМС сравним с экспериментальными данными, приведенными в работе [5], где исследовались транспортные свойства ДБМТК, состоящего из слоев CoFeB/MgO/CoFeB/MgO/CoFeB. К внешним слоям CoFeB (3 nm) были добавлены слои Ru (0.8 nm) и CoFe (2.5 nm), намагниченность которых закреплялась слоем пиннинга PtMn толщиной 10−15 nm. В скобках указаны толщины соответствующих слоев. Использование Mn в слое пиннинга PtMn приводило к быстрому переключению намагниченности в среднем слое.

Авторы работы [5] исследовали зависимость ТМС от температуры отжига образцов ДБМТК и толщины t среднего слоя CoFeB(t), которая изменялась от 0.8 до 2.5 nm. Было показано, что ТМС в зависимости

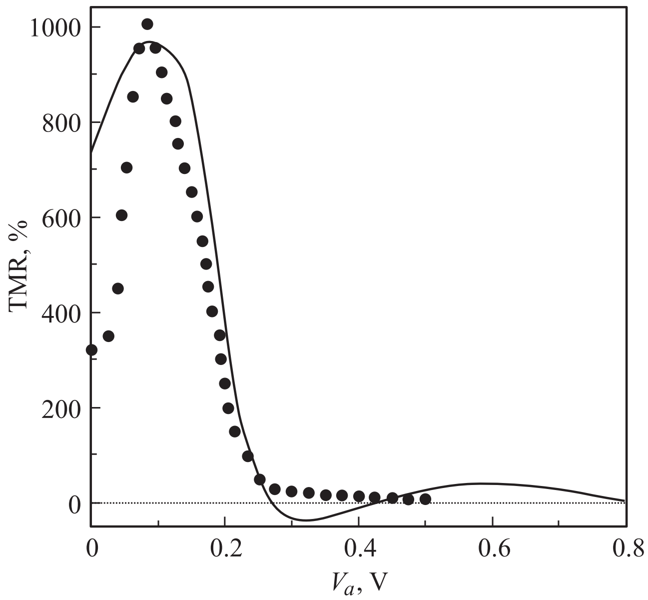

Рис. 5. Теоретическая зависимость ТМС от приложенного напряжения в случае нерезонансного туннелирования электронов ДБМТК при толщине среднего слоя $W = 12$ Å (сплошная линия) и экспериментальная зависимость ТМС [5] (точки).

от V_a принимает максимальное значение порядка 1056%, когда образец изготовлен при относительно низкой температуре отжига $T_a = 350°$C и толщине среднего слоя $t = 1.2$ nm.

Для того чтобы получить аналогичную зависимость ТМС от V_a, мы исследовали туннельные характеристики ДБМТК, придерживаясь тех же параметров, которые использовались в предыдущих разделах. Критерием для нахождения соответствующих параметров ДБМТК в нашей модели была подгонка теоретической зависимости ТМС к экспериментальной кривой, приведенной на рис. 3, g в [5]. Наилучшее совпадение (рис. 5) возникает при следующих параметрах: $m_{L,W,R} = 0.8m_e$, $m_{1,2} = 0.4m_e$, $U_1 = U_2 = 1.02$ eV, $L_1 = L_2 = 27.5$ Å, $\delta_L = \delta_R = 0.91$, $\delta_W = 0.99$. При этом толщина среднего FM^W-слоя принималась равной $W = 12$ Å. Основное влияние на кривую ТМС в этом случае оказывают величины толщин барьеров L_1, L_2 и спиновая поляризация подзон проводимости в FM^W-слое.

При сравнении двух кривых ТМС (рис. 5) и анализе параметров можно прийти к выводу, что экспериментальная зависимость (точки) соответствует нерезонансному случаю прохождения электронов ДБМТК. В этом случае туннелирование электронов связано с дифракцией волн де Бройля на границах энергетических барьеров для каждого спинового канала проводимости. Узких спин-поляризованных уровней в среднем FM^W-слое нет, они размываются в полосы (возникают квазистационарные состояния), и электрон проводимости проходит ДБМТК над энергетическими барьерами. Однако различие между спиновыми каналами проводимости при малых напряжениях остается большим. Это и приводит к огромным значениям ТМС $\sim 1000\%$.

7. Заключение

Итак, в работе получены и исследованы резонансные и нерезонансные туннельные характеристики ДБМТК. Основываясь на двухзонной модели энергетического спектра ферромагнитного металла, мы использовали квазиклассическое приближение при выводе туннельного тока через ДБМТК и вместе с условиями квантования спиновых каналов проводимости рассчитали его характеристики: туннельный спин-поляризованный ток и ТМС. Коэффициент прохождения туннельных барьеров вычислялся с использованием квантово-механических представлений и закона сохранения компонент фермиевского импульса. Было изучено влияние углов подлета электрона к границе FM/I и поляризации спиновых подзон FM-слоев на зависимость коэффициентов прохождения от приложенного напряжения. Показано, что с помощью ДБМТК могут быть получены высокие значения спин-поляризованных туннельных токов, которые возникают даже при относительно больших толщинах диэлектрических слоев. Кроме того, показано, что в резонансных условиях ТМС при определенных напряжениях может скачком увеличиваться на 50% и так же быстро спадать. В нерезонансных условиях предложенная модель ТМС качественно объясняет экспериментально наблюдаемые необычно высокие ($\sim 1000\%$) значения ТМС.

Автор благодарен Л. Тагирову за обсуждение результатов.

Список литературы

[1] Z.M. Zeng, Y. Wang, X.F. Han, W.S. Zhan, Z. Zhang. Eur. Phys. J. B **52**, 205 (2006).
[2] T. Nozaki, N. Tezuka, K. Inomata. Phys. Rev. Lett. **96**, 027 208 (2006).
[3] C. Tiusan, F. Greullet, M. Hehn, F. Montaigne, S. Andrieu, A. Schuhl. J. Phys.: Cond. Matter. **19**, 165 201 (2007).
[4] A. Iovan, S. Andersson, Yu.G. Naidyuk, A. Vedyaev, B. Dieny, V. Korenivski. Nano Lett. **8**, 805 (2008).
[5] L. Jiang, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando. Appl. Phys. Express **2**, 083 002 (2009).
[6] D. Herranz, F.G. Aliev, C. Tiusan, M. Hehn, V.K. Dugaev, J. Barnas. Phys. Rev. Lett. **105**, 047 207 (2010).
[7] А.В. Ведяев. УФН **172**, 1458 (2002).
[8] M. Chshiev, D. Stoeffler, A. Vedyayev, K. Ounadjela. Europhys. Lett. **58**, 257 (2002).
[9] T. Uemura, S. Honma, T. Marukame, M. Yamamoto. Jpn. J. Appl. Phys. **43**, L44 (2004).
[10] A. Iovan, D.B. Haviland, V. Korenivski. Appl. Phys. Lett. **88**, 163 503 (2006).
[11] S. Ikegawa, Y. Asao, Y. Saito, S. Takahashi, T. Kai, K. Tsuchida, H. Yoda. Jpn. J. Appl. Phys. **42**, L745 (2003).

[12] C. Chappert, A. Fert, F. Nguyen Van Dau. Nature Mater. **6**, 813 (2007).
[13] X. Zhang, B. Li, G. Sun, F. Pu. Phys. Rev. B **56**, 5484 (1997).
[14] T. Kishi, K. Inomata. J. Magn. Soc. Jpn. **23**, 1273 (1999).
[15] M. Wilczynski, J. Barnas. J. Magn. Magn. Mater. **221**, 373 (2000).
[16] W. Rudzinski, J. Barnas. Phys. Rev. B **64**, 085 318 (2001).
[17] A. Vedyayev, N. Ryzhanova, R. Vlutters, B. Dieny, N. Strelkov. J. Phys.: Cond. Matter. **12**, 1797 (2000).
[18] В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин. Физматкнига, М. (2006). 496 с.
[19] L.R. Tagirov, B.P. Vodopyanov, K.B. Efetov. Phys. Rev. B **63**, 104 468 (2001).
[20] I.A. Campbell, A. Fert, A.R. Pomeroy. Phil. Mag. **15**, 977 (1967).
[21] J. Faure-Vincent, C. Tiusan, C. Bellouard, E. Popova, M. Hehn, F. Montaigne, A. Schuhl. Phys. Rev. Lett. **89**, 107 206 (2002).
[22] A.N. Useinov, R.G. Deminov, N.Kh. Useinov, L.R. Tagirov. Phys. Status Solidi B **247**, 1797 (2010).