

Качественный анализ спин-зависимого туннелирования в контактах ферромагнитный металл – изолятор – ферромагнитный металл

А. И. Хачатуров¹⁾

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, 83114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 5 июля 2005 г.

После переработки 5 октября 2005 г.

Используя ВКБ-приближение и модель параболических зон, проведен качественный анализ спин-зависимого туннелирования в контактах ферромагнитный металл–изолятор–ферромагнитный металл. Показано, что в отличие от других туннельных характеристик, вклад в магнитосопротивление вносят лишь электроны, движущиеся под большими углами к плоскости туннельного барьера. Установлена причина быстрого уменьшения контактного магнитного сопротивления при подаче на переход напряжения смещения. Показано, что она является следствием зеркального характера туннелирования и остается справедливой в рамках более сложных моделей.

PACS: 73.40.–с, 75.70.–i

1. Введение. Магниторезистивные свойства в туннельных структурах ферромагнитный металл – изолятор – ферромагнитный металл (FM-I-FM) были обнаружены еще в 1975 г. [1], однако их интенсивные исследования начались лишь двадцать лет спустя, после того, как была разработана технология, позволяющая изготавливать такие контакты, которые сохраняли эти свойства при комнатной температуре [2]. В течение последующего десятилетия были предприняты значительные усилия, чтобы понять основные процессы, ответственные за возникновение контактного магнитного сопротивления. На смену простым моделям [1, 3] пришли сложные теоретические построения [4, 5]. Однако, несмотря на достигнутое согласие между теоретическими и экспериментальными данными, на наш взгляд, дальнейшее продвижение в исследуемой области сдерживается отсутствием качественной модели, в которой были бы видны причины, вызывающие изменение контактного магнитосопротивления при изменении параметров потенциального барьера, а также его падение при подаче напряжения смещения на туннельный переход.

В настоящей работе, используя ВКБ-приближение и модель параболических зон, мы стремились получить максимально простое выражение для контактного магнитного сопротивления, на основе которого был бы возможен качественный анализ основных явлений, имеющих место при туннелировании между двумя ферромагнитными металлами.

Применимость выбранных нами приближений для исследования спин-зависимого туннелирования была убедительно доказана в работах [6, 7], где при весьма правдоподобных значениях барьерных параметров были получены величины контактного магнитосопротивления, близкие к наблюдаемым на эксперименте. Используемые при этом параметры зонной структуры ферромагнитных железных электродов $E_{F_1} = 2.25$ эВ и $m_1 = 1.27m$ для зоны со спином вверх (индекс 1) и $E_{F_2} = 0.35$ эВ, $m_2 = 1.36m$ – для зоны со спином вниз (индекс 2), представляли собой результат расчета, исходящего из “первых принципов”. Для простоты эффективную массу электрона в изолирующем слое и в обеих зонах электродов в нашей модели мы полагаем равной массе свободного электрона m .

2. Контактное магнитосопротивление при нулевом напряжении смещения. Считаем, что туннелирование является упругим и имеет зеркальный характер, то есть при переходе из начального электрода в конечный электрон сохраняет свою полную энергию E и поперечную составляющую квазиимпульса k_{\parallel} .

Замечательная особенность рассматриваемой модели состоит в том, что, в отличие от модели Жулиера [1], разница в плотностях состояний на уровне Ферми для зон со спином вверх $N_1^{\uparrow}(E_F)$ и спином вниз $N_2^{\downarrow}(E_F)$ не может привести к появлению магнитного туннельного сопротивления. Действительно, согласно Харрисону [8], ток, протекающий сквозь потенциальный барьер $\phi(z)$ от невырожденной зоны, может быть представлен в виде

¹⁾e-mail: khach@hsts.fti.ac.donetsk.ua

$$J(V) = \frac{e}{4\pi^2\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dE(f_L - f_R) \int dS P(E, k_{\parallel}, V), \quad (1)$$

где S – проекция поверхности постоянной энергии $E = \text{const}$ на плоскость барьера $dS = d^2k_{\parallel}$,

$$P(E, k_{\parallel}, V) = \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{z_L}^{z_R} \sqrt{2m(\varphi(z, V) - E + E_{\parallel})} dz\right)$$

– вероятность туннелирования электрона сквозь барьер в ВКБ-приближении, f_L и f_R – функции распределения Ферми–Дирака левого и правого электродов, соответственно, z_R и z_L – точки поворота по разные стороны барьера. Приведенная формула не содержит одномерных электронных плотностей состояний $N_L(E_z) \propto (\partial E/\partial k_z)^{-1}$ и $N_R(E_z) \propto (\partial E/\partial k_z)^{-1}$, связанных с движением вдоль оси z , перпендикулярной плоскости туннельного барьера. Что касается двумерных плотностей состояний $N_L(E_{\parallel})$ и $N_R(E_{\parallel})$, которые появляются в (1) при замене переменной dS на dE_{\parallel} , то и они не могут быть причиной появления магнитосопротивления хотя бы потому, что в нашей модели эти величины не только постоянны, но и равны друг другу. Действительно,

$$N(E_{\parallel}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\partial S}{\partial E_{\parallel}}, \quad (2)$$

где S – площадь, охватываемая эквипотенциальной кривой $E_{\parallel} = \text{const}$. При квадратичном законе дисперсии $dS = 2\pi k_{\parallel} dk_{\parallel} = 2\pi m dE_{\parallel}/\hbar^2$ и $N_1(E_{\parallel}) = N_2(E_{\parallel}) = m/2\pi\hbar^2$.

Оказывается, что к появлению контактного магнитосопротивления в рассматриваемом случае приводит различие в величине фермиевских радиусов k_{F_1} и k_{F_2} , в результате которого площадь суммирования по S в формуле (1) при различной ориентации намагниченностей может существенно различаться. Полагая в формуле (1) температуру $T = 0$ и дифференцируя ее по напряжению смещения V , находим, что дифференциальная проводимость туннельного контакта $\sigma(V) = dI/dV$ в нуле напряжений имеет вид

$$\sigma(0) = \frac{e^2}{4\pi^2\hbar} \int dS P(E_{F_L}, k_{\parallel}, 0). \quad (3)$$

Для того, чтобы определить площадь интегрирования в представленной формуле, необходимо спроецировать поверхности Ферми левого и правого электродов на плоскость туннельного барьера и найти площадь перекрытия этих проекций.

При упругом туннелировании электрон, переходя из начального электрода в конечный, сохраняет ориентацию своего спина. Этот факт приводит к тому,

что в туннельных контактах, образованных двумя ферромагнитными металлами, существует два независимых параллельных канала туннелирования. Будем считать, что в отсутствие поля в рассматриваемых контактах реализуется антипараллельная конфигурация, при которой векторы намагниченностей ферромагнитных электродов направлены в противоположные стороны. Тогда электрон, принадлежащий зоне со спином вверх, перейдя на противоположную сторону контакта, окажется в зоне со спином вниз. Обозначим этот канал индексами $1 \rightarrow 2$, а его проводимость – через $\sigma_{12}(V)$. Наряду с этим каналом, при антипараллельной конфигурации имеется канал $2 \rightarrow 1$, в котором электрон, первоначально принадлежащий зоне с малой энергией Ферми E_{F_2} и меньшим радиусом k_{F_2} (зона со спином вниз), попадает в зону с большей энергией Ферми E_{F_1} и большим радиусом k_{F_1} (зона со спином вверх). Как видно из рис.1а, площадь перекрытия поверхностей постоянной энергией $E = E_{F_1}$ и $E = E_{F_2}$ в обоих случаях одинакова: $S_{12} = S_{21} = \pi k_{F_2}^2$. Поэтому при расчете туннельной проводимости $\sigma^{\uparrow\downarrow} = \sigma_{12} + \sigma_{21}$ проводится суммирование по двум кругам малого радиуса k_{F_2} .

При параллельной конфигурации намагниченностей, которая реализуется в магнитном поле $H > H_s$, H_s – поле насыщения, электроны из зоны со спином вверх туннелируют в зону со спином вверх (канал $1 \rightarrow 1$), а из зоны со спином вниз попадают в зону со спином вниз (канал $2 \rightarrow 2$). Площадь суммирования при расчете проводимости $\sigma^{\uparrow\uparrow} = \sigma_{11} + \sigma_{22}$ состоит из большого, $S_{11} = \pi k_{F_1}^2$, и малого, $S_{22} = \pi k_{F_2}^2$, кругов (рис.1б). Разница в туннельных проводимостях в поле $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ и вне поля $\sigma^{\uparrow\downarrow}$ появляется из-за того, что общая площадь суммирования в первом случае больше, чем во втором, на площадь кольца $S_{RING} = S_{11} - S_{12} = \pi(k_{F_1}^2 - k_{F_2}^2) \propto E_{F_1} - E_{F_2}$. Иными словами, разбаланс электронов, ответственный за возникновение контактного магнитосопротивления в нуле напряжения, возникает за счет частиц, у которых поперечные составляющие квазиимпульса лежат внутри кольца, $k_{F_2} \leq k_{\parallel} \leq k_{F_1}$. Это кольцо, а также участок поверхности Ферми, на котором расположены эти электроны, показаны на рис.1с. Из приведенного рисунка видно, что все они движутся к плоскости барьера под углом $\theta > \theta_{\min} = \arcsin(\sqrt{E_{F_1}/E_{F_2}})$.

Контактное магнитосопротивление JMR (Junction MagnetoResistance), по определению, равно

$$JMR(V) = \frac{\sigma^{\uparrow\uparrow}(V) - \sigma^{\uparrow\downarrow}(V)}{\sigma^{\uparrow\uparrow}(V)} = \frac{\sigma_{11}(V) - \sigma_{12}(V)}{\sigma_{11}(V) + \sigma_{22}(V)}. \quad (4)$$

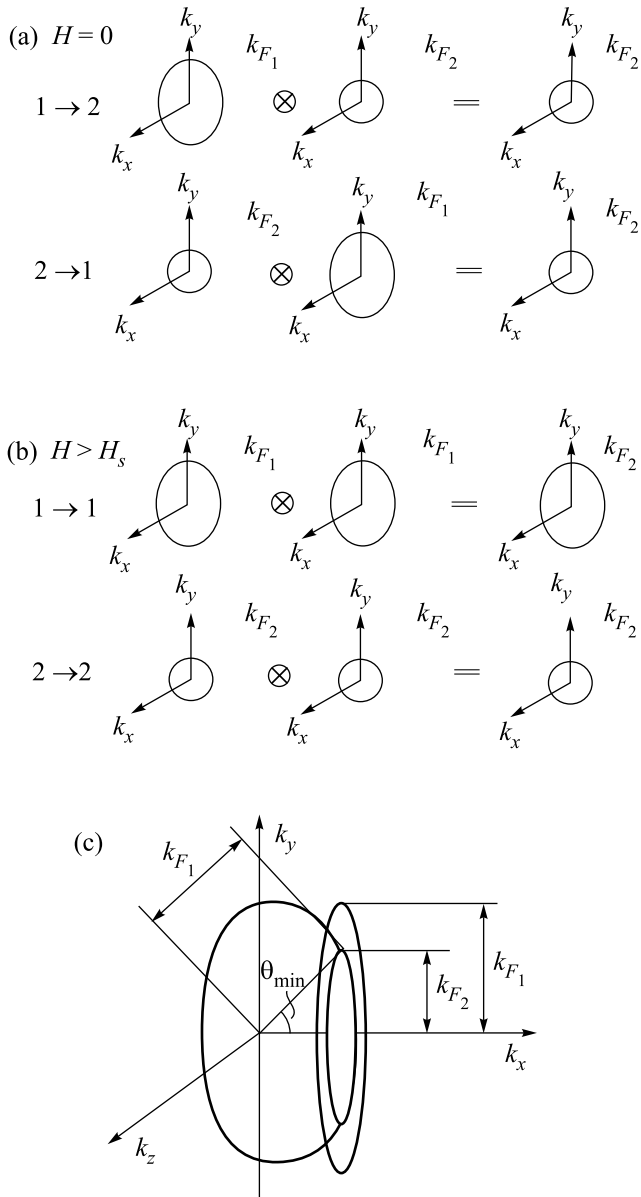


Рис.1. (а) Перекрывание проекций поверхностей Ферми на плоскость туннельного перехода в канале 1 → 2 и 2 → 1 при антипараллельной конфигурации намагниченностей электродов. (б) Перекрывание проекций поверхностей Ферми на плоскость туннельного перехода в канале 1 → 1 и 2 → 2 при параллельной конфигурации. (с) Участок поверхности Ферми, на котором расположены электроны, вносящие вклад в контактное магнитное сопротивление $JMR(0)$ при $V(0)$. Кольцо, определяемое радиусами k_{F1} и k_{F2} , – проекция этого участка на плоскость туннельного перехода

Полагая $V=0$, находим при помощи (3) выражение для контактного магнитосопротивления в нуле напряжения:

$$JMR(0) = \frac{\int_{(s_1-s_2)} P(E_{F_1}, k_{||}, 0) dS}{\int_{(S_1)} P(E_{F_1}, k_{||}, 0) dS + \int_{(S_2)} P(E_{F_2}, k_{||}, 0) dS}, \quad (5)$$

Производя здесь замену переменных dS на dE_z , получаем выражение для контактного магнитосопротивления в нуле напряжения, содержащее лишь одномерные интегралы:

$$JMR(0) = \frac{\int_0^{E_{F_1}-E_{F_2}} P(E_z, 0) dE_z}{\int_0^{E_{F_1}} P(E_z, 0) dE_z + \int_0^{E_{F_2}} P(E_z, 0) dE_z}. \quad (6)$$

При этом мы учли, что при суммировании по поверхности Ферми $dE = 0$, и, следовательно, $dE_{||} = dE_z$, откуда $dS = dk_{||}^2 \propto dE_{||} = dE_z$. Если положить в формуле (6) $P(E_z, 0) = \text{const}$, что справедливо при δ -образном потенциальном барьере, то получим максимально возможное значение $JMR_{\delta\text{-barrier}}(0) = (E_{F_1} - E_{F_2}) / (E_{F_1} + E_{F_2})$. Для принятых в данной статье зонных параметров значение $JMR_{\delta\text{-barrier}}(0) = 76.5\%$. Для сравнения отметим, что для барьера высотой 3.5 эВ и толщиной $d = 10 \text{ \AA}$ оно почти в три раза меньше и составляет 25.6%.

Проведенный нами анализ приводит к нетривиальному выводу, подчеркивающему необычность исследуемой характеристики. При нулевом напряжении контактное магнитосопротивление отлично от нуля лишь благодаря вкладу электронов, чей угол падения θ на плоскость туннельного контакта превышает минимальное значение $\theta > \theta_{\min}$. Если вольт-амперная характеристика $I(V)$, дифференциальная туннельная проводимость $\sigma(V) = dI/dV$ и высшие производные $d^n I/dV^n - V$ формируются в основном за счет электронов, движущихся перпендикулярно к плоскости туннельного перехода, то контактное магнитное сопротивление определяется электронами, движущимися под большими углами к барьерной плоскости. Именно эти электроны являются основными при изучении JMR . Вклад от нормально падающих на плоскость барьера электронов присутствует лишь в знаменателе формулы (5), то есть такие электроны могут влиять на величину контактного магнитного сопротивления, но не являются причиной, вызывающей появление JMR .

3. Контактное магнитосопротивление при конечных напряжениях смещения. Одна из характерных особенностей, которая отличает туннелирование в ферромагнитные материалы от туннелирования в обычные металлы, состоит в том, что энергии Ферми ферромагнитных электродов невели-

ки и обычно оказываются существенно меньше высоты потенциального барьера. Свойства туннельных контактов с малыми энергиями Ферми детально исследовались в [9], где было показано, что в случае, когда энергия Ферми начального электрода превышает энергию Ферми конечного, выражение для туннельного тока несколько отличается от стандартного [10] тем, что нижний предел интегрирования по энергии E_z отличен от нуля. Дело в том, что в этом случае часть электронов, обладающих большой поперечной составляющей квазиимпульса $k_z > k_{F_2}$, не в состоянии удовлетворить условиям зеркального туннелирования. С учетом результатов, полученных в [9], вклады в туннельный ток от различных каналов контактов FM-I-FM при нулевой температуре, $T = 0$, могут быть записаны в виде

$$I_{mn}(V) = K \left[\int_{E_{F_m} - eV}^{E_{F_m}} (E_{F_m} - E_z) P(E_z, V) dE_z + eV \int_{L_{mn}(V)} P(E_z, V) dE_z \right], \quad (7)$$

где $K = 2\pi e m / h^3$, $P(E_z, V)$ – прозрачность туннельного барьера. Нижний предел $L_{mn}(V)$ отличен от нуля только для канала $1 \rightarrow 2$:

$$L_{mn}(V) = \begin{cases} 0, & m \geq n \\ (E_{F_1} - E_{F_2} - eV) \times \\ \times \Phi(E_{F_1} - E_{F_2} - eV), & m < n \end{cases}, \quad (8)$$

где $\Phi(E_{F_1} - E_{F_2} - eV)$ – ступенчатая функция Хевисайда.

Дифференцируя (6) по напряжению V , находим выражения для дифференциальных проводимостей различных каналов:

$$\sigma_{mn}(V) = K \left[\int_{E_{F_m} - eV}^{E_{F_m}} (E_{F_m} - E_z) \frac{\partial P}{\partial V} dE_z + e \int_{L_{mn}(V)} \left(P(V) + V \frac{\partial P}{\partial V} \right) dE_z + e^2 V P(E_{\min}, V) \Phi(E_{\min}) \delta_{m-1,n} \right], \quad (9)$$

где $E_{\min} = E_{F_1} - E_{F_2} - eV$, а δ_{mn} – символ Кронекера.

Подставляя (9) в (4), находим

$$JMR(V) = \frac{\int_0^{E_{\min}} e \left(P(E_z, V) + V \frac{\partial P}{\partial V} \right) dE_z - e^2 V P(E_{\min}, V)}{\sigma_{11}(V) + \sigma_{22}(V)} \Phi(E_{\min}). \quad (10)$$

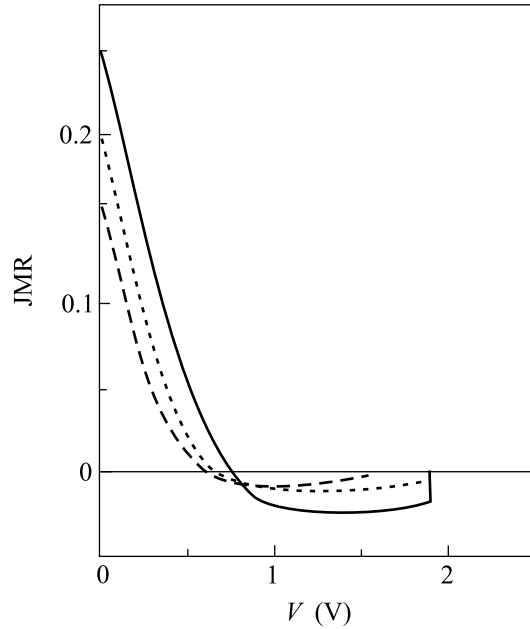


Рис.2. Зависимости контактного магнитного сопротивления от напряжения смещения на переходе при различных параметрах барьера: сплошная линия – $\varphi = 3.5$ эВ, $d = 10$ Å; пунктирная линия – $\varphi = 3.5$ эВ, $d = 12$ Å; штриховая линия – $\varphi = 2.5$ эВ, $d = 12$ Å

Как видно из рис.2, рассматриваемая модель правильно описывает наблюдаемое на эксперименте падение магнитосопротивления с ростом напряжения на переходе. Более того, расчетные кривые имеют отрицательный участок, на котором они после выхода на минимальные значения постепенно возрастают, приближаясь к нулю, которого достигают скачком при напряжении смещения $eV_0 = E_{F_1} - E_{F_2}$. Из представленных кривых видно, что, увеличивая высоту и уменьшая толщину барьера, мы не только поднимаем абсолютные значения магнитосопротивления в точках $V = 0$ и $V = V_0$, но и делаем его падение более пологим. Иными словами, при δ -образном барьере и значение, и поведение магнитосопротивления являются оптимальными. В этом случае вероятность туннелирования $P(E_z, V)$ в формуле (9) можно считать постоянной величиной и зависимость магнитосопротивления от напряжения превращается в прямую линию:

$$JMR_{\delta\text{-barrier}}(V) = \frac{E_{F_1} - E_{F_2} - 2eV}{E_{F_1} + E_{F_2}} \Phi(E_{F_1} - E_{F_2} - eV), \quad (11)$$

которая пересекает ось абсцисс в точке $V_0/2$ и достигает максимальных абсолютных значений $|JMR|_{\max} = (E_{F_1} - E_{F_2}) / (E_{F_1} + E_{F_2})$ на границах интервала $(0, V_0)$.

Если при нулевых напряжениях электроны, ответственные за возникновение $JMR(0)$, лежат на участке поверхности Ферми (рис.1.с), то при конечных напряжениях они располагаются внутри области, образованной поверхностями постоянных энергий $E = E_{F_1}$, $E = E_{F_1} - eV$ и двумя плоскостями $E_z = 0$ и $E_z = E_{F_1} - E_{F_2} - eV$. Назовем эту область областью формирования $JMR(V)$ (рис.3). Именно из-за

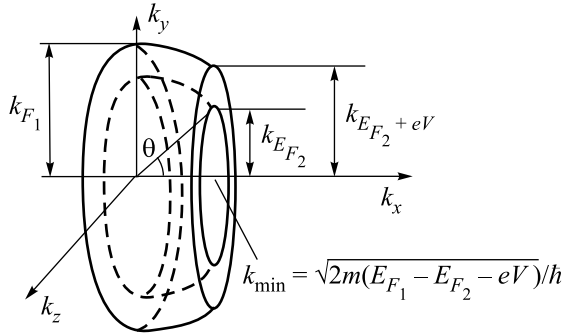


Рис.3. Сферический слой в обратном пространстве зоны со спином вверх, определяемый неравенствами $E_{F_1} - eV < E < E_{F_1}$ и $0 < E_z < E_{F_1} - E_{F_2} - eV$, является областью формирования $JMR(V)$. Лишь электроны, состояния которых расположены внутри представленной области, вносят вклад в величину контактного туннельного сопротивления

вклада $\sigma_{JMR}(V)$ в проводимость канала $1 \rightarrow 1$, который вносят электроны этой области, разность между $\sigma_{11}(V)$ и $\sigma_{12}(V)$, стоящая в числителе формулы (4), отлична от нуля:

$$JMR(V) = \frac{\sigma_{JMR}(V)}{\sigma_{11}(V) + \sigma_{22}(V)}. \quad (12)$$

Туннельный ток, создаваемый электронами, лежащими в определенной области обратного пространства, может быть представлен в виде интеграла по этому пространству, подынтегральное выражение которого представляет собой произведение плотности потока частиц от бесконечно малого объема d^3k на вероятность туннелирования. Поскольку последняя величина для δ -образного барьера постоянна, то ток в этом случае пропорционален просто плотности потока частиц $W(V)$, а $\sigma_{JMR}(V) \propto \partial W / \partial V$. Поэтому причина убывания контактного магнитосопротивления с ростом напряжения смещения на переходе связана с топологией области формирования JMR . Отметим, что объем этой области Q изменяется немонотонным образом: $Q(V) = (\sqrt{2m})^3 eV \sqrt{E_{F_1} - E_{F_2} - eV} / \hbar^3$, поскольку имеет два фактора, влияющих на Q : первый, ведущий к увеличению, связан с ростом поперечного сечения

рассматриваемой области плоскостью $k_z = 0$; второй, уменьшающий, обусловлен сокращением расстояния между плоскостями $k_z = 0$ и $k_z = \sqrt{2m(E_{F_1} - E_{F_2} - eV)} / \hbar$. Немонотонным образом с ростом V изменяется и плотность потока электронов $W(V)$, лежащих в области формирования JMR . Ее не трудно найти, поскольку сечение области JMR плоскостью $k_z = \text{const}$ представляет собой кольцо, площадь которого $2\pi m e V / \hbar^2$ не зависит от места сечения. Учитывая, что число электронных состояний на этом кольце пропорционально $eV / (2\pi)^2$, находим, что

$$W \propto \int_0^{E_{F_1} - E_{F_2} - eV} eV k_z dk_z \propto eV (E_{F_1} - E_{F_2} - eV).$$

Проведенный анализ показывает, что в исследуемом нами случае область JMR устроена так, что поток, создаваемый частицами, лежащими внутри нее, изменяется по квадратичному закону, возрастая при $eV < (E_{F_1} - E_{F_2})/2$ и убывая при $eV > (E_{F_1} - E_{F_2})/2$. Благодаря этому, проводимость $\sigma_{JMR}(V)$, а следовательно, и исследуемая величина $JMR_{\delta\text{-barrier}}$ во всем интервале напряжений $[0, E_{F_1} - E_{F_2}]$ убывают по линейному закону $JMR_{\delta\text{-barrier}}(V) \propto \sigma_{JMR} \propto \partial W / \partial V \propto E_{F_1} - E_{F_2} - eV$.

Причина, по которой поведение кривых на рис.2 отличается от линейного закона (11), связана с тем, что для потенциальных барьеров с конечными параметрами вероятность туннелирования экспоненциально возрастает. При малых напряжениях смещения V этот рост невелик, но при больших он начинает играть доминирующую роль – падение проводимости σ_{JMR} , связанное с убыванием производной от плотности потока $\partial W / \partial V$, прекращается и она, а следовательно, и исследуемая величина начинают расти.

Выводы и заключение. Вплоть до настоящего времени единственной качественной моделью спин-зависимого туннелирования в туннельных контактах ФМ-И-ФМ являлась модель Жулиера [1]. Причиной возникновения контактного туннельного сопротивления в этой модели служит разница электронных плотностей состояний на уровне зон Ферми с различной ориентацией спинов. Модель Жулиера дает значения контактного магнитосопротивления, которые по порядку величины согласуются со значениями, измеряемыми на эксперименте. Однако она не в состоянии объяснить наблюдаемое на эксперименте падение JMR с ростом напряжения смещения на переходе. Указанное падение явилось предметом детального изучения многих теоретических и экспериментальных работ [3], но, несмотря на значительные усилия,

затраченные в этом направлении, общепринятое мнение по этому вопросу до сих пор не выработано.

Основное достоинство рассмотренной нами модели состоит в том, что она является квазитрехмерной, в то время как модель Жулиера, как и подавляющее большинство других работ, посвященных этому вопросу, является сугубо одномерной. Благодаря этому, предлагаемая модель содержит дополнительную, ранее не рассматривавшуюся причину возникновения контактного туннельного магнитосопротивления, которая обусловлена зеркальным характером туннелирования и является внутренне присутствующим свойством исследуемых туннельных структур. Оказывается, что вследствие особенностей зонной структуры ферромагнитных металлов число электронов, принимающих участие в туннелировании в контактах FM-I-FM, при параллельной поляризации всегда превышает соответствующее число при антипараллельной поляризации. Эти электроны расположены в определенной области обратного пространства, которая устроена так, что с ростом напряжения V производная от их плотности потока $\partial W/\partial V$ убывает по линейному закону. Именно это обстоятельство является качественной причиной падения JMR при небольших напряжениях смещения, где изменение прозрачности барьера невелико, и можно считать, что исследуемая величина $JMR \propto \partial W/\partial V$. Последующий рост контактного магнитного сопротивления связан с тем, что с ростом V доминирующую роль в его поведении начинает играть экспоненциально растущая прозрачность туннельного барьера.

В заключение обсудим в какой мере, использованные приближения влияют на полученные результаты.

Как показано во многих работах, использование более сложных, по сравнению с ВКБ, моделей, приводит к дисперсии прозрачности туннельного барьера $P(E_z, E_{\parallel}, V)$, при которой электроны с ненулевыми значениями k_{\parallel} обладают большей вероятностью по сравнению с теми электронами, чей попереч-

ный импульс мал (см., например, [5, 11]). Этот факт может только усилить работоспособность предложенной схемы. Если в приближении ВКБ необходимые двадцать, тридцать процентов значения $JMR(0)$ достигаются лишь при высоких и тонких барьерах, а главное, при малом значении E_{F_2} , то при указанной дисперсии эти ограничения снимаются.

Отказ от модели параболических зон приведет к тому, что область формирования JMR , изображенная на рис.3, будет иметь более сложную форму. Однако сам факт ее существования обусловлен зеркальным характером туннелирования и не зависит от используемых приближений. Поэтому есть все основания полагать, что скорость изменения ее объема будет определять вид зависимости JMR от V и в тех случаях, когда закон дисперсии отличается от параболического.

Автор благодарит М. А. Белоголовского, Ю.В.Медведева и В. М. Свистунова за полезные замечания и обсуждение результатов работы.

-
1. M. Julliere, Phys. Lett. A **54**, 225 (1975).
 2. J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, Phys. Rev. Lett. **74**, 3273 (1995).
 3. J. S. Moodera, J. Nassar, and G. Mathon, Annual Rev. **29**, 381 (1999).
 4. W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, and J. M. MacLaren, Phys. Rev. B **63**, 054416 (2001).
 5. C. Zhang, X.-G. Zhang, P. S. Krstić et al., Phys. Rev. B **69**, 134406 (2004).
 6. F. Montaigne, M. Hehn, and A. Schuhl, Phys. Rev. B **64**, 14402 (2001).
 7. A. H. Davies and J. M. MacLarren, J. Appl. Phys. **87**, 5224 (2000).
 8. W. A. Harrison, Phys. Rev. **123**, 85 (1961).
 9. А. И. Хачатуров, ФНТ **31**, 109 (2005).
 10. R. B. Floyd and D. G. Walmsley, J. Phys. C **11**, 4601 (1978).
 11. S. S. Liu and G. Y. Guo, JMMM **209**, 135 (2000).