

01;06

Влияние барьерных параметров на характер туннелирования в контактах ферромагнитный металл–изолятор–ферромагнитный металл

© А.И. Хачатуров

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
83114 Донецк, Украина
e-mail: khach@hsts.fti.ac.donetsk.ua

(Поступило в Редакцию 29 марта 2005 г.)

Рассчитан вклад в туннельный ток от электронов, движущихся под большими углами к плоскости барьерного перехода. Показано, что он заведомо мал лишь тогда, когда фермиевские энергии электродов составляют несколько электрон-вольт. В противном случае, когда энергии Ферми не превышают 1–2 eV, доля этого вклада в туннельном токе при высоких и тонких потенциальных барьерах становится доминирующей. Установлено, что значение контактного магнитного сопротивления в туннельных контактах ферромагнитный металл–изолятор–ферромагнитный металл коррелирует с величиной обсуждаемого вклада и показано, что именно этот фактор является причиной его уменьшения при увеличении толщины и уменьшении высоты потенциального барьера.

PACS: 73.40.Gk

Введение

В настоящее время становится очевидным, что развитие электроники в ближайшем будущем во многом будет связано с созданием спинтронных приборов, использующих наряду с зарядовой спиновую степень свободы электрона [1,2]. Во многих из них в качестве рабочих элементов будут применяться магнитные туннельные контакты типа ферромагнитный металл–изолятор–ферромагнитный металл (FM–I–FM), изменяющие свое сопротивление в магнитном поле. Простейшая модель [3], объясняющая наличие магниторезистивных свойств в таких контактах, основана на предположении, что дифференциальная туннельная проводимость прямо пропорциональна произведению плотностей состояний левого $N_L(E)$ и правого $N_R(E)$ электродов:

$$\sigma(V) = dI/dV \propto |t|^2 N_L(E_F) N_R(E_F), \quad (1)$$

где $|t|^2$ — квадрат туннельного матричного элемента считается постоянной величиной. Тогда, полагая, что в нулевом поле магнитные моменты электродов антипараллельны, а в магнитном поле, когда его величина превышает величину насыщения H_s , — параллельны, легко найти соответствующие выражения для туннельной проводимости [2]

$$\sigma(0) \propto N_L^\uparrow(E_F) N_R^\downarrow(E_F) + N_L^\downarrow(E_F) N_R^\uparrow(E_F), \quad H = 0.$$

$$\sigma(H) \propto N_L^\uparrow(E_F) N_R^\uparrow(E_F) + N_L^\downarrow(E_F) N_R^\downarrow(E_F), \quad H > H_s. \quad (2)$$

Таким образом, наличие контактного магнитного сопротивления, определяемого как

$$JMR = \frac{\sigma(H_s) - \sigma(0)}{\sigma(H)}, \quad (3)$$

оказывается прямым следствием того, что дифференциальная туннельная проводимость прямо пропорциональна туннельной плотности состояний $N(E)$.

Однако в отличие от сверхпроводников вопрос о проявлении $N(E)$ в туннельных характеристиках нормальных металлов не является столь однозначным. Так, в классической работе [4] Харисон показал, что в ВКБ-приближении квадрат матричного элемента обратно пропорционален произведению плотностей состояний правого и левого электродов:

$$|t|^2 \propto \left(\frac{\partial E}{\partial k_z} \right)_L^{-1} \left(\frac{\partial E}{\partial k_z} \right)_R^{-1} \propto [N_L(E_z) N_R(E_z)]^{-1}. \quad (4)$$

В результате чего, полученное им выражение для туннельного тока вообще не содержало в явном виде плотностей состояний электродов:

$$J(V) = \frac{2e}{h} \sum_{k_{\parallel}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-2 \int_{z_L}^{z_R} |k_z| dz\right) (f_L - f_R) dE, \quad (5)$$

здесь f_L и f_R — функции Ферми–Дирака для левого и правого электрода, а z_L и z_R — точки поворота слева и справа от барьера. Плотность состояний появляется в этом выражении в явном виде после суммирования по поперечной составляющей волнового импульса k_{\parallel} :

$$J(V) = \frac{2\pi e}{h} m \int dE_z P(E_z, V) \int N(E_{\parallel}) dE_{\parallel}, \quad (6)$$

где m — масса электрона в электроде эмиттера, $P(E_z, V)$ — прозрачность туннельного барьера, а $N(E_{\parallel})$ — двумерная плотность состояний

$$N(E_{\parallel}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\partial S}{\partial E_{\parallel}}, \quad (7)$$

где S — площадь, заключенная внутри кривой постоянной энергии $E_{\parallel} = \text{const}$. Согласно общепринятой точке

зрения, основной вклад в туннельный ток при туннелировании в металлческие электроды вносят электроны, движущиеся перпендикулярно плоскости барьера, поэтому зависимость туннельного тока от плотности состояний в формуле (6) можно считать пренебрежимо слабой. А поскольку, как уже отмечалось, согласно формулам (2) и (3), возникновение контактного магнитного сопротивления есть прямое следствие зависимости туннельной проводимости от плотности состояний, казалось бы, что в рамках модели свободных электронов и ВКБ-приближения невозможно объяснить причину его возникновения в туннельных структурах FM–FM. Тем не менее расчеты, выполненные на основе метода ВКБ [5], позволили получить близкие к наблюдаемым значения магнитосопротивления JMR при вполне правдоподобных значениях барьерных параметров, которые в полном согласии с экспериментом убывают с ростом толщины потенциального барьера и возрастают с ростом высоты барьера.

В настоящей работе мы покажем, что зависимость σ от $N(E_{\parallel})$ в формуле (6) является слабой лишь при больших значениях E_F электродов, поскольку вклад электронов, летящих под большими углами к барьерной плоскости, при значениях фермиевских энергий, характерных для ферромагнитных материалов, не является малым. Более того при этих энергиях он становится чувствительным к значениям толщины и высоты потенциального барьера, что и объясняет зависимость туннельного магнитосопротивления от барьерных параметров.

Расчет вкладов туннельного тока и сопротивления

Для простоты считаем, что в электроде эмиттера на уровне Ферми имеется одна невырожденная зона с квадратичным законом дисперсии. Полагаем, что барьер имеет трапециевидную форму и при подаче напряжения смещения на переход его форма изменяется по закону

$$\varphi(z, V) = \varphi_L + (\varphi_R - eV - \varphi_L)z/d, \quad (8)$$

где φ_L и φ_R — высоты туннельного барьера слева и справа от перехода, измеряемые от уровня Ферми, d — его толщина. При расчете туннельной прозрачности $P(E_z, V)$ используем ВКБ-приближение, согласно которому $P(E_z, V) = \exp(-2 \int_0^d |k_z| dz)$. Полагаем также, что туннелирование носит упругий характер (сохраняется полная энергия электрона E) и является зеркальным (сохраняется поперечная составляющая квазиимпульса k_{\parallel}).

На рис. 1 представлено обратное пространство электрода эмиттера. При нулевой температуре $T = 0$ и поданном на контакт напряжении смещения V принять участие в туннелировании имеют возможность лишь электроны, расположенные между поверхностью Ферми E_F и эквивалентной поверхностью $E_F - eV$. Часть из

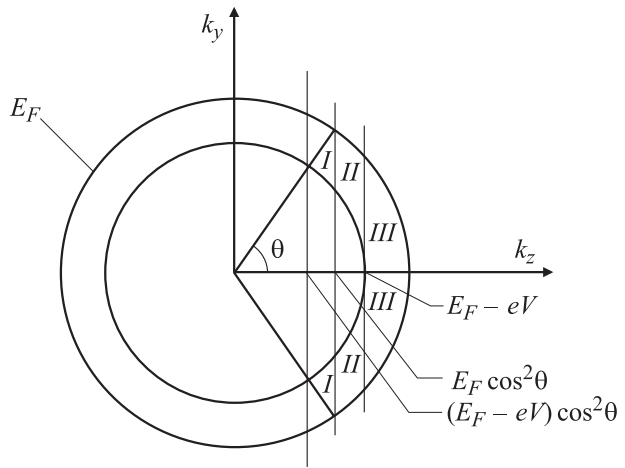


Рис. 1. Обратное пространство электрода эмиттера.

этих электронов туннелирует внутри телесного угла Ω , угол при вершине которого равен 2θ . Геометрическое место точек, которое занимают их состояния в обратном пространстве, можно разбить на три участка (рис. 1). При подсчете вклада от каждого участка пользуемся методом, который использовался в [6–8]. В качестве независимых переменных выбираем составляющие энергии E_z и E_{\parallel} . Такой выбор удобен тем, что все электроны, лежащие в плоскости $k_z = \text{const}$, обладают одинаковой групповой скоростью v_z и вероятностью туннелирования $P(E_z, V)$, поэтому их вклад в туннельный ток есть просто произведение их числа на скорость v_z и прозрачность барьера $P(E_z, V)$. В результате объемный интеграл легко сводится к одномерному интегралу по E_z .

На участке I, $(E_F - eV) \cos^2 \theta < E_z < E_F \cos^2 \theta$, состояния, которые необходимо просуммировать, расположены в кольце, площадь которого изменяется от нуля до eV по закону $S_1(E_z) = 2\pi m[E_z \sec^2 \theta - (E_F - eV)]/\hbar^2$. Ток, обусловленный этими электронами равен

$$J_1(V, \theta) = K \int_{(E_F - eV) \cos^2 \theta}^{E_F \cos^2 \theta} (E_z \sec^2 \theta - E_F + eV) P(E_z, V) dE_z, \quad (9)$$

где $K = 2\pi e m/\hbar^3$.

На участке II, $E_F \cos^2 \theta < E_z < E_F - eV$, эти состояния расположены в кольце, площадь которого $S_2 = 2\pi m eV/\hbar^2$ не зависит от E_z :

$$J_2(V, \theta) = K eV \int_{E_F \cos^2 \theta}^{E_F - eV} P(E_z, V) dE_z. \quad (10)$$

На участке III, $E_F - eV < E_z < E_F$, состояния с одинаковой E_z расположены внутри круга радиуса $\sqrt{2m(E_F - E_z)}/\hbar$.

$$J_3(V) = K \int_{E_F - eV}^{E_F} (E_F - E_z) P(E_z, V) dE_z. \quad (11)$$

Таким образом, вклад в туннельный ток от электронов, чей волновой вектор находится внутри телесного угла Ω , равен

$$J_{\text{in}}(V, \theta) = J_1(V, \theta) + J_2(V, \theta) + J_3(V, \theta). \quad (12)$$

Аналогично можно найти туннельный ток, текущий вне угла Ω :

$$J_{\text{out}}(V, \theta) = K \left[eV \int_0^{(E_F - eV) \cos^2 \theta} P(E_z, V) dE_z + \int_{(E_F - eV) \cos^2 \theta}^{E_F \cos^2 \theta} (E_F - E_z \sec^2 \theta) P(E_z, V) dE_z \right]. \quad (13)$$

Суммируя оба вклада, получаем обычную формулу для туннельного тока при поданном напряжении смещения V на контакте [7,8]

$$J(V) = K \left[\int_{E_F - eV}^{E_F} (E_F - E_z) P(E_z, V) dE_z + eV \int_0^{E_F - eV} P(E_z, V) dE_z \right]. \quad (14)$$

Дифференцируя по V , можно найти формулы для дифференциальной туннельной проводимости, которые по своей структуре не отличаются от соответствующих выражений для туннельного тока

$$\sigma_{\text{in}}(V, \theta) = K \left[\int_{E_F - eV}^{E_F} (E_F - E_z) \frac{\partial P}{\partial V} dE_z + eV \int_{E_F \cos^2 \theta}^{E_F - eV} \frac{\partial P}{\partial V} dE_z + \int_{(E_F - eV) \cos^2 \theta}^{E_F \cos^2 \theta} (E_F - E_z \sec^2 \theta) \frac{\partial P}{\partial V} dE_z \right]. \quad (15)$$

Результаты расчетов, приведенные на рис. 2, позволяют сделать вывод о том, что общепринятая точка, согласно которой основной вклад в туннельный ток вносят электроны, движущиеся перпендикулярно к границе, справедлива лишь для больших электронных групп с E_F порядка нескольких электрон-вольт. Для мыльных электронных групп, к которым без сомнения можно отнести верхнюю зону ферромагнетика (согласно расчетным данным работы [9], фермиевские энергии железа для зоны со спином вверх и для зоны со спином вниз равны соответственно $E_{F_1} = 2.1$ eV и $E_{F_2} = 0.36$ eV), ситуация обстоит противоположным образом — основная часть туннельного тока переносится электронами, летящими к границе вне пределов угла Ω . Иными словами, если при больших E_F туннелирование носит явно выраженный анизотропный характер (основная часть туннельного тока формируется за счет электронов, туннелирующих в направлении оси z), то с уменьшением E_F оно становится изотропным. Конечно, направление оси z по-прежнему остается в привилегированном положении, поскольку вероятность туннелирования электрона $P(E_z, V)$

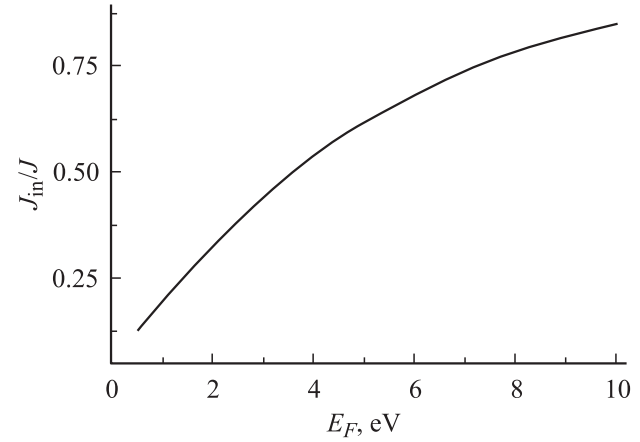


Рис. 2. Зависимость доли туннельного тока, текущего внутри телесного угла Ω с углом при вершине 2θ , от энергии Ферми электрода эмиттера. Напряжение смещения на переходе $V = 10$ mV, $\theta = 15^\circ$, барьерные параметры $\phi = 4$ eV, $d = 12$ Å.

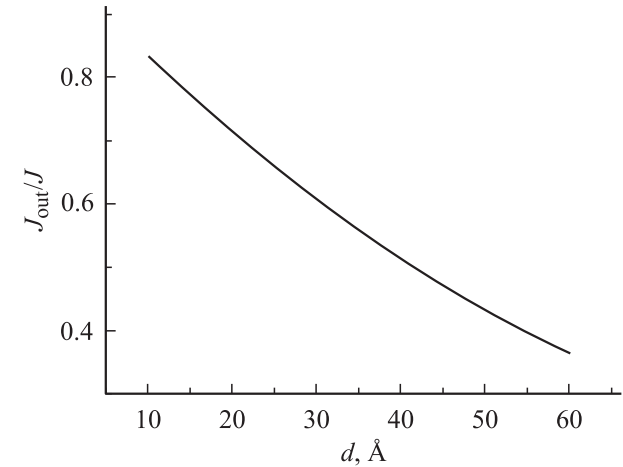


Рис. 3. Уменьшение доли туннельного тока, текущего внутри телесного угла Ω , при возрастании толщины потенциального барьера d . Постоянные расчетные параметры: $V = 10$ mV, $\theta = 15^\circ$, $\phi = 4$ eV, $E_F = 1$ eV.

в направлении z превышает вероятность туннелирования электронов, движущихся под углом к границе, но при малых E_F ; эта разница становится не столь существенной, а учитывая, что число последних много больше числа электронов, движущихся в каком-либо выделенном направлении, становится понятным, почему их роль в формировании туннельного тока возрастает.

Наши расчеты показывают, что при малых энергиях Ферми характер туннелирования становится зависимым от барьерных параметров. Так, из рис. 3 видно, что увеличение толщины барьера приводит к тому, что туннелирование опять становится анизотропным и вклад электронов с большими значениями k_{\parallel} уменьшается, несмотря на малое значение E_F . К подобному эффекту приводит изменение другого барьерного параметра — высоты (рис. 4). Чем больше высота, тем больше вклад в

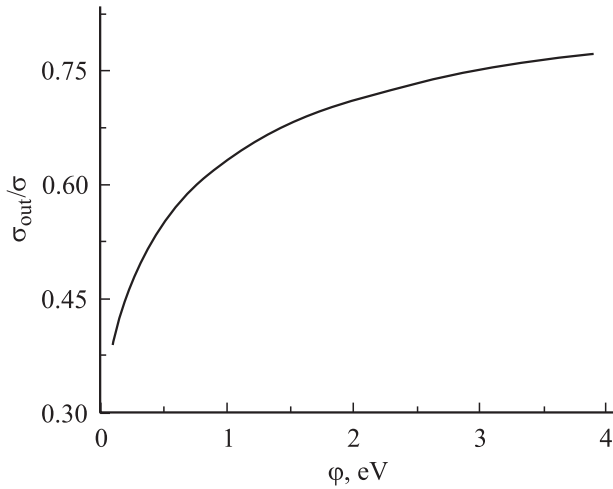


Рис. 4. Зависимость доли туннельной проводимости тока, обусловленной электронами, движущимися к границе перехода вне телесного угла Ω , от высоты потенциального барьера. Расчетные параметры: $\theta = 15^\circ$, $E_F = 1$ eV, $d = 10$ Å.

туннельный ток вносят электроны с большими значениями поперечного импульса. Поскольку, как уже отмечалось, именно эти электроны играют главную роль в формировании контактного магнитного сопротивления JMR, вполне естественно допустить, что это обстоятельство и является качественной причиной его уменьшения при увеличении толщины изолирующего слоя и уменьшения высоты потенциального барьера [5,10].

Контактное магнитное сопротивление

Для того чтобы подтвердить предположение о том, что изменение характера тунnelирования оказывает существенное влияние на величину туннельного магнитного сопротивления, получим формулу для расчета этой величины. Поскольку эффективные массы электрона в ферромагнитном электроде m_1 (зона со спинами вверх) и m_2 (зона со спинами вниз) отличаются от эффективной массы m^* в изоляторе, мы откажемся от формулы (14) и при вычислении туннельного тока будем использовать выражения, в которых производится интегрирование как по E_z , так и по E_{\parallel} :

$$J_{mn}(V) = K_m \left[\int_{E_{F_m} - eV}^{E_{F_m}} dE_z \int_0^{E_{F_m} - E_z} P_m(E_z, E_{\parallel}, V) dE_{\parallel} + \int_{L_{mn}(V)}^{E_{F_m} - eV} dE_z \int_{E_{F_m} - E_z - eV}^{E_{F_m} - E_z} P_m(E_z, E_{\parallel}, V) dE_{\parallel} \right], \quad (16)$$

где $K_m = 2\pi e t m_m / h^3$, $A_d = 4d\sqrt{2m^*}/3\hbar$. Индексы n и m в этом выражении принимают значения 1 и 2, причем индекс 1 относится к зоне с энергией E_{F_1} (спин вверх),

а индекс 2 — с энергией E_{F_2} (спин вниз). Как показано в [11], при тунnelировании из зоны с меньшей группой носителей 2 в любую из зон 1 или 2, а также при тунnelировании из зоны с большей группой носителей 1 в зону 1, нижний предел $L_{mn}(V)$ равен нулю

$$L_{21}(V) = L_{22}(V) = L_{11}(V) = 0, \quad (17)$$

а при тунnelировании из зоны 1 с большей группой носителей в зону 2 с меньшей группой

$$L_{12}(V) = E_{F_1} - kE_{F_2} - eV, \quad (18)$$

где $k = m_2/m_1$.

Дифференцируя (16) по V и полагая $V = 0$, находим величины вкладов различных каналов в туннельную проводимость при нулевом смещении

$$\sigma_{mn} = \begin{cases} K_m \int_0^{E_{F_m}} P_m(E_z) dE_z, & m \leq n, \\ K_m \int_{E_{F_m} - kE_{F_n}}^{E_{F_m}} P_m(E_z) dE_z, & m > n, \end{cases} \quad (19)$$

где $P_m(E_z) = P(E_z, E_{F_m} - E_z, 0)$ — есть вероятность тунnelирования для электронов, расположенных на поверхности Ферми при напряжении смещения на переходе $V = 0$. В случае прямоугольного барьера она равна

$$P_m(E_z) = \exp\left[-3A_d^* \sqrt{\phi_m - E_z + (k_m^* - 1)(E_{F_m} - E_z)/2}\right],$$

$k_m^* = m_m/m^*$, $\phi_m = \phi_m + E_{F_m}$ — высота барьера, измеряемая от дна соответствующей зоны.

Таким образом, мы приходим к чрезвычайно простому выражению для контактного магнитного сопротивления

$$\text{JMR} = \frac{\sigma_{11} - \sigma_{12}}{\sigma_{11} + \sigma_{22}} = \frac{m_1 \int_0^{E_{F_1} - kE_{F_2}} P_1(E_z) dE_z}{m_1 \int_0^{E_{F_1}} P_1(E_z) dE_z + m_2 \int_0^{E_{F_2}} P_2(E_z) dE_z}. \quad (20)$$

Рассчитанная по формуле (20) зависимость JMR от толщины потенциального барьера d представлена на рис. 5. Сравнивая данные рис. 3 и 5 (кривые 1, 2), видим, что поведение JMR (d) коррелирует как с поведением $J_{\text{out}}(d)/J(d)$, так и с поведением $\sigma_{\text{out}}(d)/\sigma(d)$: чем больший вклад в туннельный ток и туннельную проводимость вносят электроны, движущиеся к барьеру под большими углами, тем больше значение магнитосопротивления такого контакта. Анализируя формулу (20), видим, что эта корреляция не случайна, так как ее числитель представляет собой вклад в проводимость канала σ_{11} , вносимый электронами, чья составляющая энергии $E_z < E_{F_1} - kE_{F_2}$ и, следовательно, падающими

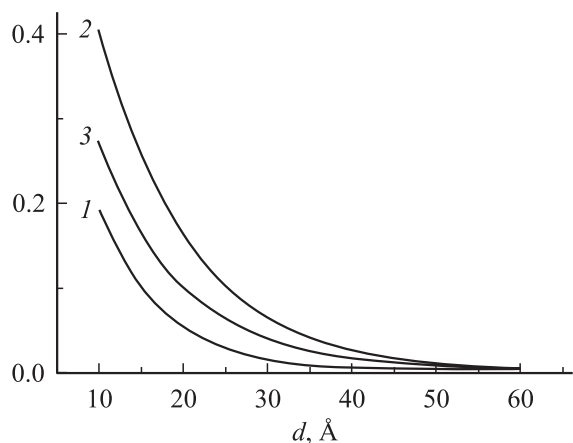


Рис. 5. Кривая 1 — зависимость контактного магнитного сопротивления JMR от толщины барьера d ; зонные параметры ферромагнетика $E_{F_1} = 2.25$ eV, $m_1 = 1.27m$, $E_{F_2} = 0.35$ eV, $m_2 = 1.36m$. Кривая 2 — зависимость доли туннельной проводимости σ_{1out}/σ_1 зоны $E_{F_1} = 2.25$ eV, обусловленной электронами, движущимися к границе перехода вне угла $\theta = \arcsin \sqrt{\frac{m_2 E_{F_2}}{m_1 E_{F_1}}}$, от толщины барьера. Высота барьера — $\varphi = 4$ eV.

на границу под углом $\theta > \theta_{crit} = \arcsin \sqrt{kE_{F_2}/E_{F_1}}$. Для принятых в нашей статье зонных параметров $\theta_{crit} = 23^\circ$. Если при расчете зависимости JMR(d) (рис. 5, кривая 1) положить $m_1 = m^* = m_2$, а при расчете кривой 2 величину σ_{out} нормировать на проводимость обеих зон $\sigma_{11} + \sigma_{22}$, то в результате получим одну кривую 3.

Выводы

При туннелировании из зон с малыми значениями Ферми характер туннелирования зависит от барьерных параметров. При высоком и тонком барьере оно перестает носить сугубо анизотропный характер, и большая часть туннельного тока переносится электронами, движущимися к плоскости барьера под большими углами.

Роль в формировании туннельного магнитосопротивления играют лишь электроны, движущиеся под большими $\theta > \theta_{crit}$ углами к плоскости туннельного перехода. Любые факторы, приводящие к изменению роли этих электронов, должны приводить к соответствующим изменениям величины туннельного магнитного сопротивления. В рамках рассмотренной в данной статье модели именно это обстоятельство является причиной уменьшения JMR при возрастании барьерной толщины и его увеличения при росте высоты.

В заключение отметим, что хотя наши расчеты построены на использовании простых моделей, на наш взгляд, есть все основания надеяться, что они вполне адекватно отображают основные процессы, имеющие место при туннелировании в ферромагнитные материалы, поскольку вывод об определяющей роли электронов с ненулевыми значениями $k_{||}$ в формировании JMR

есть следствие в первую очередь зеркального характера туннелирования, а не результат использования ВКБ приближения и модели параболических зон.

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

Список литературы

- [1] Gregg J.F., Petej I., Jouguelet E. and Dennis C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. Vol. 35. P. R121–R155.
- [2] Moodera J.S., Nassar J. and Mathon G. // Annual Reviews. 1999. Vol. 29. N 1. P. 381–432.
- [3] Julliere M. // Phys. Lett. 1975. Vol. 54. A. N 3. P. 225–226.
- [4] W.A. Harrison // 1961. Vol. 123. N 1. P. 85–89.
- [5] Montaigne F., Hehn M. and Schuhl A. // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64. P. 14402-1–14402-4.
- [6] Свистунов В.М., Хачатуров А.И., Черняк О.И. и др. // ФНТ. 1998. Т. 24. № 7. С. 661–667.
- [7] Свистунов В.М., Хачатуров А.И., Белоголовский М.А. и др. // ФНТ. 1996. Т. 22. № 6. С. 605–608.
- [8] Floyd R.B., Walmsley D.G. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1978. Vol. 11. N 22. P. 4601–4614.
- [9] Davies A.H., MacLarren // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 87. N 9. P. 5224–5226.
- [10] Liu S.S., Guo G.Y. // JMMM. 2000. Vol. 209. P. 135–137.
- [11] Хачатуров А.И. // ФНТ. 2005. Т. 31. № 1. С. 109–114.