

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ТУННЕЛЬНЫХ СТРУКТУР МЕТАЛЛ–ДИЭЛЕКТРИК–МЕТАЛЛ

Т. А. Хачатурова, А. И. Хачатуров*

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина Национальной академии наук Украины
83114, Донецк, Украина

Поступила в редакцию 8 мая 2008 г.

Рассчитаны туннельные характеристики контакта металл–диэлектрик–металл в рамках двухзонной модели, учитывающей наличие валентной зоны в диэлектрическом слое. Показано, что в том случае, когда уровень Ферми E_F исследуемой структуры лежит ниже середины запрещенной зоны диэлектрика, в зависимости туннельного тока от напряжения смещения на переходе при $V > E_F/e$ возникают участки отрицательного дифференциального сопротивления. В качестве образцов, где возможно наблюдение обсуждаемого эффекта, рассматриваются магниторезистивные контакты Fe–Al₂O₃–Fe. Показано, что в данном случае появление области отрицательного сопротивления следует ожидать при напряжениях, превышающих значения энергии Ферми E_{F_1} для электронной зоны со спином вверх.

PACS: 73.40.Gk, 73.40.Rw

1. ВВЕДЕНИЕ

Под отрицательными значениями туннельного сопротивления или проводимости обычно понимают соответствующие дифференциальные величины. Так, например, дифференциальная проводимость $\sigma(V)$ — это первая производная туннельного тока $I(V)$ по напряжению смещения $\sigma(V) = dI(V)/dV$. Величина $R(V) = (dI(V)/dV)^{-1}$, обратная дифференциальной проводимости, называется дифференциальным сопротивлением. Таким образом, наличие отрицательного участка в зависимости $R(V)$ означает, что на этом участке полное число электронов, протуннелировавших за единицу времени через барьер, уменьшается с ростом приложенного напряжения. Как подчеркивалось в работе [1], «явление отрицательного сопротивления важно не только в твердотельной электронике, где с его помощью можно получить усиление сигнала, но оно важно и само по себе, поскольку проливает свет на некоторые фундаментальные черты туннельного эффекта». Там же отмечалось, что наблюдение этого эффекта возможно лишь в особых условиях, причем пути создания таких условий различны. Так, в частности, в полупроводниковых гетероструктурах, состоящих из последовательных проводящих (полупроводниковых)

и диэлектрических слоев, появление участка отрицательного сопротивления является следствием резонансного туннелирования, когда энергия туннелирующего электрона совпадает с энергией дискретного электронного квазиуровня, возникающего внутри потенциальной ямы, стенками которой являются границы соседних непроводящих участков [2].

Указанные выше условия могут также появиться благодаря особенностям электронного спектра электродов. Например, если речь идет о туннелировании из обычного металла в дырочный полупроводник, то при напряжениях смещения, превышающих энергию Ферми полупроводника, уровень Ферми начального электрода оказывается напротив запрещенной зоны конечного электрода. В результате этого число туннелирующих электронов с ростом V не увеличивается, в то время как вероятность туннелирования (для уже участвующих в туннелировании электронов) уменьшается [1, 3].

В работе [4] была предложена принципиально новая схема туннельного контакта с отрицательным сопротивлением, которая вскоре была экспериментально реализована в работе [5]. Она основана на том, что в твердотельных гетероструктурах туннельный барьер, образованный запрещенной зоной диэлектрика, представляет собой не потенциальную ступеньку, а запрещенную полосу энергий, верхней

*E-mail: khach@hsts.fti.ac.donetsk.ua

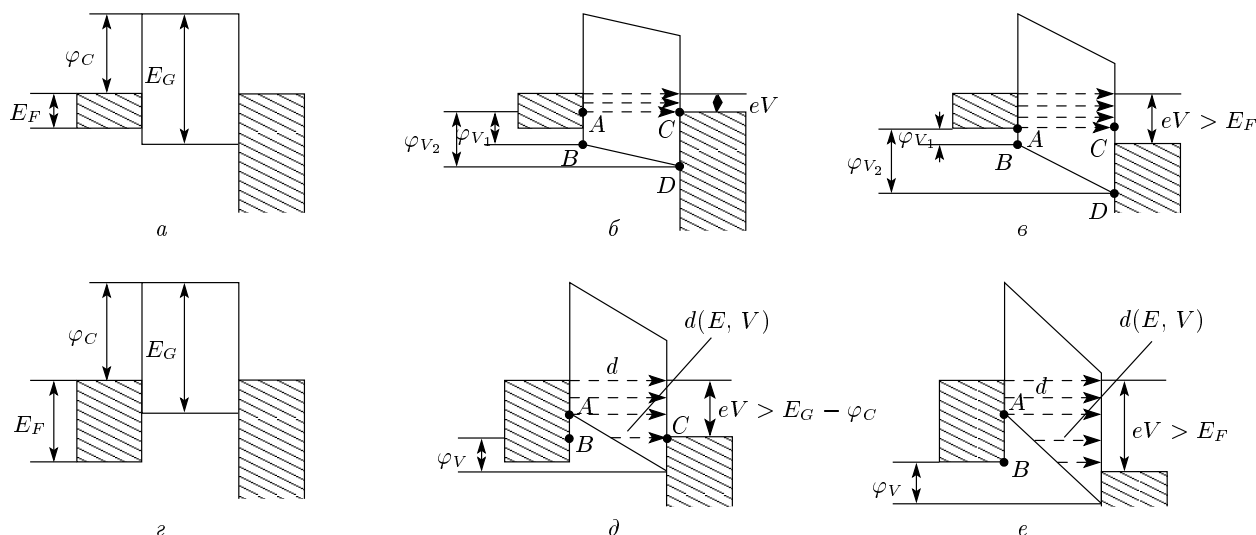


Рис. 1. Диаграммы потенциальной энергии для туннельного контакта, уровень Ферми которого расположен в нижней половине запрещенной зоны, при различных значениях напряжения смещения. Диаграммы *а, б, в* относятся к случаю, когда дно зоны проводимости электрода лежит выше потолка валентной зоны диэлектрика, $\varphi_C + E_F < E_G$, а диаграммы *г, д, е* — обратному случаю

границей которой является дно зоны проводимости E_c , а нижней — потолок валентной зоны E_v (рис. 1). Внутри этой полосы волновой вектор электрона является мнимой величиной, которая в соответствии с законом Франца–Кейна определяется соотношением

$$k_z^2 = \frac{2m_i}{\hbar^2} \frac{(E - E_c)(E - E_v)}{E_G} - k_{\parallel}^2. \quad (1)$$

Здесь k_z — перпендикулярная, а k_{\parallel} — параллельная барьеру составляющие волнового вектора электрона, E — его полная энергия, m_i — эффективная масса, $E_G = E_c - E_v$ — ширина запрещенной зоны диэлектрика.

Согласно закону дисперсии (1), наибольшее затухание в барьере испытывают состояния, расположенные посередине запрещенной области. Поэтому, если уровень Ферми исследуемой туннельной структуры первоначально лежит в нижней части запрещенной зоны, то конечное напряжение смещения V сдвигает уровни туннелирующих электронов в область меньшей барьерной прозрачности $P(E, E_{\parallel}, V)$, что и является непосредственной причиной уменьшения туннельного тока.

Следует отметить, что двухзонная модель Франца–Кейна (1) ранее уже использовалась для описания эффекта электронного туннелирования в контактах металл–изолятор–металл [6–8], где был сделан вывод о том, что вид туннельных характеристик в двухзонном приближении качественно не отлича-

ется от вида кривых однозонной модели. Так, например, все зависимости дифференциальных проводимостей $\sigma(V)$, рассчитанные в двухзонном приближении [6], представляли собой параболические кривые, не содержащие локальных экстремумов.

Таким образом, авторы работ [4–8], работая, по существу, в рамках одной и той же модели, основанной на параболическом законе дисперсии электронов в металлических электродах и формуле Франца–Кейна (1) для диэлектрического слоя, пришли по существу к противоречащим друг другу результатам.

В настоящей работе мы детально проанализировали особенности электронного туннелирования через двухзонный изолятор и установили, что отрицательное сопротивление не является свойством, присущим только туннельным контактам с полупроводниковыми электродами. Оно может наблюдаться в переходах металл–диэлектрик–металл, уровень Ферми которых расположен в нижней части запрещенной зоны диэлектрического слоя, и которые способны выдержать напряжение смещения, превышающее энергию Ферми одного из электродов $eV > E_F$.

2. РАСЧЕТ ТУННЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Для расчета туннельного тока используем формулу [6]

$$I(V) = K \int_0^{\infty} dE [f_L(E) - f_R(E)] \times \\ \times \int_0^{(m/m_i)E} dE_{\parallel} P(E, E_{\parallel}, V). \quad (2)$$

Здесь $K = 4\pi m_i e / h^3$, E_{\parallel} — компонента электронной энергии E , параллельная плоскости туннельного барьера, m и m_i — эффективные массы электрона в электроде и изоляторе, а $f_L(E)$ и $f_R(E)$ — функции распределения Ферми–Дирака левого и правого электродов, $P(E, E_{\parallel}, V)$ — прозрачность барьера. Расчет $P(E, E_{\parallel}, V)$ проводим в рамках ВКБ-приближения

$$P(E, E_{\parallel}, V) = \\ = \exp \left\{ -2 \int_{z_1}^{z_2} dz [-k_z^2(E, E_{\parallel}, V, z)]^{1/2} \right\}, \quad (3)$$

z_1 и z_2 — классические точки поворота.

С помощью уравнений (1)–(3) нами были рассчитаны туннельные характеристики контактов металл–диэлектрик–металл, анализ которых показал, что выводы, сделанные в работах [6–8], имеют ограниченный характер и справедливы лишь при условии, что напряжения смещения не превышают энергию Ферми одного из электродов.

Энергетические диаграммы исследуемых нами туннельных переходов показаны на рис. 1. Мы положили $E_G = 8$ эВ, что соответствует запрещенной зоне в Al_2O_3 [9, 10]. Величина φ_C задает положение уровня Ферми исследуемой туннельной структуры относительно запрещенной зоны диэлектрика. Если $\varphi_C < E_G/2$, то указанный уровень лежит в верхней половине этой зоны. Наши расчеты показали, что в этом случае зависимость туннельного тока от напряжения смещения на переходе представляет собой, как и следовало ожидать, монотонно возрастающую функцию. Однако, если опустить уровень Ферми исследуемой структуры ниже середины запрещенной зоны диэлектрика, то в зависимостях $I(V)$ появляются области отрицательного сопротивления. Так, все кривые, приведенные на рис. 2, имеют резко выраженный максимум, после которого туннельный ток уменьшается. Нетрудно заметить, что положение максимумов почти в точности совпадает с величиной энергии Ферми $V_{max} \approx E_F$, из чего можно сделать вывод о том, что появление участка отрицательного сопротивления в вольт-амперной характеристике есть своеобразное проявление зонного эффекта. Сам по себе этот результат весьма

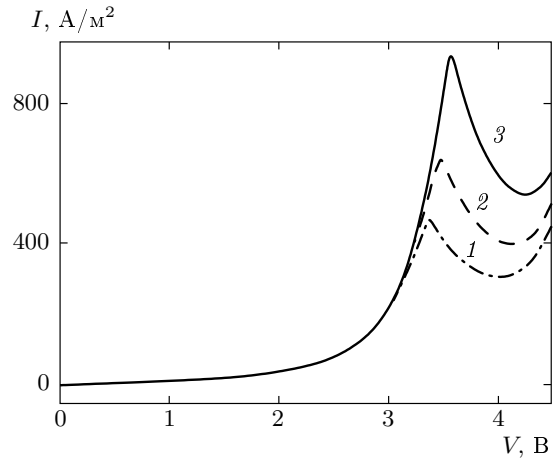


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики туннельного контакта металл–диэлектрик–металл, уровень Ферми которого расположен чуть ниже середины запрещенной зоны $\varphi_C = 4.5$ эВ. Ширина зоны $E_G = 8$ эВ, толщина барьера $d = 20$ Å. Переменным параметром являлась энергия Ферми стартового электрода E_F : кривая 1 — 3.4 эВ, 2 — 3.5 эВ, 3 — 3.6 эВ

необычен, поскольку для металлов с энергиями Ферми в несколько электрон-вольт проявление зонных эффектов в туннельных характеристиках считается проблематичным даже в дифференциальной проводимости.

С прикладной точки зрения, очень важной характеристикой является величина отношения максимального тока к его значению в долине PVR (peak-to-valley ratio). Анализ показывает, что рассматриваемая туннельная структура выглядит весьма перспективной для получения высоких значений PVR. Оказалось, что при увеличении толщины барьера пиковое значение тока уменьшается не так быстро, как значение тока в долине. В результате увеличение толщины барьера d приводит к значительному росту PVR. Так, при увеличении d в два раза от 10 до 20 Å значение PVR, равное 8, вырастает на два порядка и становится равным примерно $\text{PVR} \approx 800$, что намного превышает наблюдаемые и ожидаемые значения этой величины в резонансных туннельных структурах [11], полупроводниковых туннельных контактах [10] и гетероструктурах [2].

3. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчеты показывают, что высота и положение пиков в вольт-амперных кривых, рассчитанных при

$T = 4.2$ К и $T = 300$ К, практически совпадают, т. е. изучаемый эффект малочувствителен к температуре. Поэтому очень удобно и вполне оправдано при анализе полученных данных положить температуру T в формуле (1) равной нулю. Тогда

$$I(V) = K \int_{(E_F - eV)\theta(E_F - eV)}^{E_F} dE \times \int_0^{(m/m_i)E} dE_{\parallel} P(E, E_{\parallel}, V). \quad (4)$$

Здесь $\theta(E_F - eV)$ — функция Хевисайда, которая учитывает тот факт, что при $eV > E_F$ поток электронов, падающий на плоскость барьера, остается постоянным.

Для дальнейшего упрощения выражения (4) будем считать эффективные массы в электродах и изоляторе равными друг другу и перейдем к одномерному случаю

$$I(V) = \frac{2e}{h} \int_{(E_F - eV)\theta(E_F - eV)}^{E_F} P(E, V) dE. \quad (5)$$

Если теперь в формуле (5) прозрачность барьера считать не зависящей от энергии величиной $P(E, V) = P(V)$, то становится очевидной одна из причин возникновения пика туннельного тока в точке $eV = E_F$:

$$I(V) = \begin{cases} 2eP(V) \frac{eV}{h} & eV < E_F, \\ 2eP(V) \frac{E_F}{h} & eV > E_F. \end{cases} \quad (6)$$

Нетрудно убедиться, что отношения eV/h и E_F/h равны потокам частиц, падающим на плоскость туннельного перехода при $eV < E_F$ и $eV > E_F$. Например, E_F/h равно

$$\frac{E_F}{h} = \frac{p_F^2}{2mh} = \frac{p_F}{2m} \frac{\hbar k_F}{h} = \frac{v_F}{2} \frac{k_F}{2\pi}, \quad (7)$$

т. е. произведению средней скорости электронов в зоне $v_F/2$ на объемную плотность $k_F/2\pi$. Таким образом, туннельный ток $I(V)$, согласно формуле (6), есть поток частиц, умноженный на заряд электрона и на вероятность туннелирования. Множитель 2 появляется из-за вырождения по спину. При малых напряжениях поток растет, а когда eV превышает энергию Ферми, он остается постоянной величиной.

Выясним, каким образом ведет себя вероятность туннелирования $P(V)$ при напряжениях до и после значения $eV = E_F$. Отметим, что при $\varphi_C < E_G/2$ основной вклад в туннельный ток вносят электроны, расположенные на уровне Ферми. Прозрачность барьера для них определяется расстоянием, на которое их уровни энергии удалены от потолка валентной зоны, что дает в этом случае все основания считать величину φ_C аналогом высоты барьера. В настоящей статье нас, прежде всего, интересует противоположная ситуация, когда $\varphi_C > E_G/2$. В этом случае основной вклад в туннельный ток вносят электроны, энергии которых расположены напротив уровня Ферми противоположного электрода. На рис. 1б видно, что для электронов, туннелирующих по линии AC , прозрачность барьера определяется близостью к потолку валентной зоны диэлектрика. Поэтому средней высотой барьера в этом случае следует считать величину

$$\overline{\varphi_V} = \frac{\varphi_{V_1} + \varphi_{V_2}}{2} = \frac{AB + CD}{2}.$$

Нетрудно заметить, что отрезок $CD = E_G - \varphi_C$ — постоянная величина, в то время как AB по мере подачи напряжения V убывает, $AB(V) = \frac{E_G - \varphi_C}{2} - eV$. В результате средняя высота барьера $\varphi_V(V) = E_G - \varphi_C - eV/2$ с подачей напряжения V также убывает. Таким образом, при $eV < E_F$ туннельный ток растет, поскольку оба сомножителя в формуле (6), прозрачность барьера и поток частиц, увеличиваются.

Если напряжение смещения превышает энергию Ферми, то основной вклад в туннельный ток вносят электроны, лежащие на дне зоны проводимости металлического электрода (рис. 1в). В этом случае отрезок AB постоянен, $AB = E_G - \varphi_C - E_F$, а отрезок CD при подаче напряжения растет, $CD(V) = E_G - \varphi_C - E_F + eV$, в результате чего средняя высота барьера увеличивается, $\overline{\varphi_V(V)} = (AB + CD)/2 = E_G - \varphi_C - E_F + eV/2$. Следовательно, при $eV > E_F$ один из сомножителей в формуле (6), а именно, поток частиц, остается постоянным, в то время как второй (вероятность туннелирования) убывает, что и приводит к уменьшению туннельного тока.

На потенциальных диаграммах рис. 1г, д, е представлена ситуация, в которой дно зоны проводимости начального электрода при $V = 0$ лежит ниже потолка валентной зоны диэлектрика, т. е. $E_F > E_G - \varphi_C$. В этом случае, начиная с напряжения $eV \geq E_G - \varphi_C$ (см. рис. 1д и рис. 1е), для

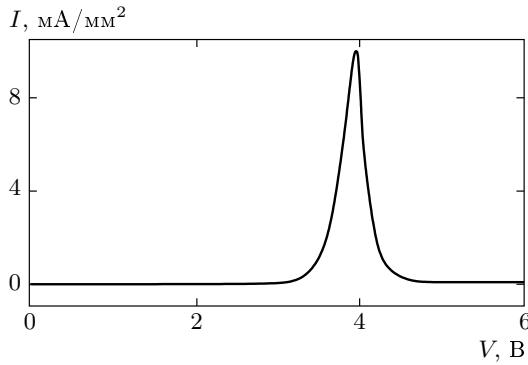


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика туннельного контакта металл–диэлектрик–металл, уровень Ферми которого расположен ниже середины запрещенной зоны $\varphi_C = 6$ эВ, а дно зоны проводимости лежит ниже потолка валентной зоны диэлектрика. Энергия Ферми стартового электрода $E_F = 4$ эВ. Ширина зоны $E_G = 8$ эВ, толщина барьера $d = 40 \text{ \AA}$

электронов участка AB толщина барьера является переменной величиной:

$$d(E, V) = d \left(1 - \frac{E_F - E_G + \varphi_C - E}{eV} \right). \quad (8)$$

При $eV < E_F$ основной вклад в туннельный ток вносят электроны, туннелирующие по линии BC . Подставляя в формулу (8) $E = E_F - eV$, убеждаемся, что для этих электронов с ростом V толщина барьера уменьшается, $d(V) = d(E_G - \varphi_C)/eV$. Поскольку высота в этом случае является постоянной величиной, $\varphi_V = E_G - \varphi_C$, их вероятность туннелирования увеличивается. Пока $eV < E_F$, число электронов, способных протуннелировать, также возрастает, что приводит к стремительному росту туннельного тока на участке $E_G - \varphi_C < eV < E_F$.

При $eV > E_F$ рост числа туннелирующих электронов прекращается. Наибольшей вероятностью туннелирования обладают электроны, лежащие на дне зоны проводимости, с энергией $E = 0$. Толщина барьера для этих электронов увеличивается:

$$d(0, V) = d \left(1 - \frac{E_F - E_G + \varphi_C}{eV} \right).$$

Высота барьера также возрастает, $\varphi_V = E_G - \varphi_C + eV - E_F$, поэтому ток при $eV > E_F$ быстро уменьшается. Расчетная кривая зависимости туннельного тока от напряжения смещения для случая $E_F > E_G - \varphi_C$ представлена на рис. 3.

4. ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ КОНТАКТОВ

Как известно, в магниторезистивных туннельных контактах $\text{Fe-Al}_2\text{O}_3\text{-Fe}$ в туннельном процессе участвуют две d -зоны с $E_{F_1} = 2.25$ эВ (спин вверх) и $E_{F_2} = 0.35$ эВ (спин вниз) [9, 10]. По сравнению с шириной запрещенной зоны алюминиевого оксида значения энергий Ферми обеих зон невелики, поэтому такие туннельные структуры мы считаем реальными кандидатами для наблюдения обсуждаемых эффектов. Следует заметить, что расчет туннельного тока в магниторезистивных контактах обладает рядом особенностей. В данной работе мы придерживаемся методики, подробно изложенной в работе [12].

Для определенности ограничимся рассмотрением лишь одной параллельной конфигурации, при которой векторы намагниченности электродов направлены в одну и ту же сторону. При таком выборе можно считать, что туннельный переход состоит из двух параллельно соединенных контактов с одинаковыми барьерными параметрами, но с разными электродами. Пусть $\sigma_1(V)$ — проводимость контакта, у которого электроды обладают энергией Ферми $E_{F_1} = 2.25$ эВ, а $\sigma_2(V)$ — проводимость контакта, у которого $E_{F_2} = 0.35$ эВ. Тогда искомая проводимость исследуемого туннельного перехода

$$\sigma(V) = \sigma_1(V) + \sigma_2(V). \quad (9)$$

Расчеты показывают, что достаточно лишь немного опустить уровень Ферми ниже середины запрещенной зоны, как в зависимостях $\sigma_1(V)$ и $\sigma_2(V)$ появятся участки отрицательной проводимости, которые начинаются при напряжениях $|V_1| = E_{F_1}/e$ и $|V_2| = E_{F_2}/e$. Однако суммарная проводимость содержит лишь один отрицательный участок (рис. 4, кривая 3) с началом в точке V_1 . Отрицательный вклад, вносимый вторым слагаемым $\sigma_2(V)$, проявляется в суммарной кривой $\sigma(V)$ в виде нулевой аномалии, границы которой определяются неравенством $|V| < E_{F_1}/e$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Рассмотренный в настоящей работе эффект уменьшения туннельного тока с ростом напряжения смещения, подаваемого на переход металл–диэлектрик–металл, по своей сути имеет зонную природу. Подчеркнем, что в обычных моделях высота туннельного барьера для электронов, лежащих на дне зоны металлического электрода, превышает

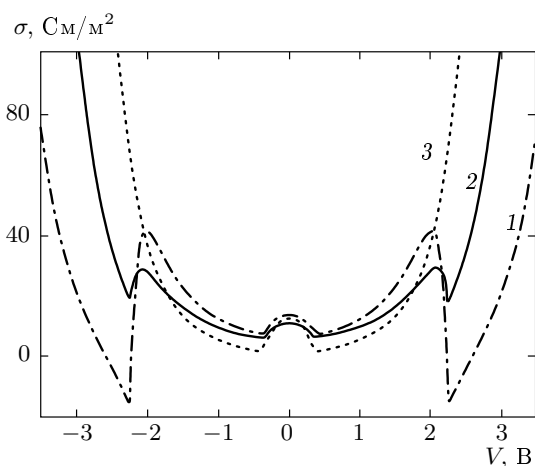


Рис. 4. Зависимости дифференциальной проводимости от напряжения смещения для туннельного контакта Fe–Al₂O₃–Fe, рассчитанные в двухзонной модели изолирующего слоя. Постоянными параметрами являются ширина запрещенной зоны $E_G = 8$ эВ диэлектрика и толщина барьера $d = 20$ Å. Положение уровня Ферми в запрещенной зоне диэлектрика изменялось заданием различных значений φ_C : кривая 1 — 3.5 эВ, 2 — 4.0 эВ, 3 — 4.5 эВ

высоту барьера для фермиевских электронов на энергию Ферми. Поэтому с общепринятой точки зрения проявление эффектов, связанных с краями зон металлического электрода, невозможно ни в самом туннельном токе $I(V)$, ни даже в его производной по напряжению $\sigma(V)$. В рассматриваемой нами модели двухзонного изолятора вероятность туннелирования глубоколежащих электронов определяется их близостью к потолку валентной зоны диэлектрика и при определенных обстоятельствах не только не уступает, но и превышает вероятность туннелирования электронов, лежащих на уровне Ферми.

Еще в начале семидесятых годов прошлого века У. Харисон объяснял успехи, достигнутые теорией туннелирования, тем, что окисел в туннельном контакте необходимо рассматривать как аморфный полупроводник, в котором энергия Ферми лежит посередине запрещенной зоны [13]. Наши расчеты показывают, что при таком расположении уровня Ферми края обеих зон железа, участвующих в туннелировании, должны проявляться в дифференциальной проводимости контактов Fe–Al₂O₃–Fe. Хотя интенсивное изучение магниторезистивных контактов ведется уже на протяжении более десяти лет, сообщения о наблюдении эффектов, связанных с зонными кра-

ями, отсутствуют. Отсюда следует, что уровень Ферми в контактах Fe–Al₂O₃–Fe значительно смещен в верхнюю часть запрещенной зоны алюминиевого окисла. О подобном смещении уровня Ферми в диэлектрической прослойке высокотекстурированных контактов Fe–MgO–Fe, которое возникает из-за влияния нейтральных вакансий кислорода (F -центров), сообщалось в работе [14].

На наш взгляд, было бы очень заманчиво попытаться сдвинуть уровень Ферми контактов Fe–I–Fe в нижнюю часть запрещенной зоны диэлектрической прослойки. С фундаментальной точки зрения, такой сдвиг дал бы возможность получать информацию о размерах зон, участвующих в туннелировании, непосредственно из данных туннельного эксперимента. С прикладной точки зрения, реализация эффекта отрицательного сопротивления в магниторезистивных контактах позволила бы использовать одни и те же материалы как для хранения, так и для обработки цифровой информации. Для реализации этой возможности в настоящее время интенсивно исследуется спин-поляризованное туннелирование в структурах Ga_(1-x)Mn_xAs/AlAs/Ga_(1-x)Mn_xAs, электроды которых изготовлены из разбавленных магнитных полупроводников [15–17]. Результаты данной работы показывают, что альтернативой разбавленным полупроводникам могут быть туннельные контакты с обычными ферромагнитными металлическими электродами.

При проведении туннельных экспериментов на контактах Fe–I–Fe объектом первоочередного внимания всегда являлись их магниторезистивные свойства. К настоящему времени установлено (см., например, [18]), что подача напряжения смещения порядка нескольких сотен милливольт на такие переходы приводит к уменьшению значения туннельного магнитосопротивления в несколько раз. Поэтому область высоких напряжений порядка нескольких электрон-вольт, с точки зрения магниторезистивных свойств, не представляла интереса, в результате чего данные о том, способны ли магниторезистивные туннельные структуры Fe–Al₂O₃–Fe с искусственно созданным диэлектрическим слоем выдерживать напряжения величиной 2–3 эВ, в литературе отсутствуют. Однако для туннельных переходов с немагнитными металлическими обкладками, в которых диэлектрический слой образовывался путем окисления алюминиевого электрода, такие напряжения являются вполне допустимыми. Так в туннельных исследованиях эффектов размерного квантования [19] туннельные переходы Al–Al₂O₃–Au вели себя устойчиво при подаче напряжения смещения, превышаю-

щего 4 эВ. Подобные качества демонстрировали контакты Al-Al₂O₃-Ag в работе [20] при исследовании излучения света, вызванного неупругим туннелированием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Эсаки, УФН **116**, 569 (1975).
2. R. Tsu and L. Esaki, Appl. Phys. Lett. **22**, 562 (1973).
3. L. Esaki and P. J. Stiles, Phys. Rev. Lett. **16**, 1108 (1966).
4. D. H. Chow and T. C. McGill, Appl. Phys. Lett. **48**, 1485 (1986).
5. D. H. Chow and T. C. McGill, Appl. Phys. Lett. **52**, 1485 (1987).
6. K. H. Gundlach, J. Appl. Phys. **44**, 5005 (1973).
7. H. Ekhur and A. Hahn, J. Appl. Phys. **51**, 1686 (1980).
8. M. Brunner, H. Ekhur, and A. Hahn, J. Appl. Phys. **53**, 1596 (1982).
9. A. H. Davis and J. M. MacLaren, J. Appl. Phys. **87**, 5224 (2000).
10. F. Montaigne, M. Hehn, and A. Schuhl, Phys. Rev. B **64**, 14402 (2001).
11. S. Krishnamurthya, A.-B. Chen, and A. Sher, J. Appl. Phys. **84**, 5353 (1998).
12. А. И. Хачатуров, Письма в ЖЭТФ **82**, 723 (2005).
13. У. Харисон, *Теория твердого тела*, Мир, Москва (1972), с. 298.
14. S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, Nature Materials **3**, 868 (2004).
15. T. Haysashi, H. Shimada, H. Shimizu, and M. Tanaka, J. Cryst. Growth **201/202**, 689 (1999).
16. T. Haysashi, M. Tanako, K. Seto, T. Nishinago, and K. Ando, Appl. Phys. Lett. **71**, 1825 (1997).
17. M. Tanako and Y. Higo, Phys. Rev. Lett. **87**, 026602 (2001).
18. J. S. Moodera and G. Mathon, J. Magn. Magn. Mat. **200**, 248 (1999).
19. R. C. Jaklevic and J. Lamb, Phys. Rev. B **12**, 4146 (1975).
20. J. Lamb, and S. L. McCarthy, Phys. Rev. Lett. **37**, 923 (1976).