

PACS numbers: 73.23.-b, 73.40.Gk, 73.40.Rw, 74.50.+r, 74.78.Na, 75.47.Lx, 85.25.Am

## **Универсальный характер туннельной проводимости гетероструктур металл–изолятор–металл с наноразмерными оксидными прослойками**

М. А. Белоголовский, И. В. Бойло, В. Е. Шатерник\*

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,  
ул. Р. Люксембург, 72,  
83114 Донецк-114, Украина*  
*\*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Акад. Вернадского, 36,  
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Обсуждаются два универсальных эффекта в туннельных характеристиках слоистых структур металл–изолятор–металл, в которых диэлектрический барьер сформирован наноразмерной разупорядоченной плёнкой оксида: (1) универсальное распределение прозрачностей такого слоя, независящее от конкретных микроскопических характеристик, и (2) изменение дифференциальной проводимости таких гетероструктур с напряжением по степенному закону с показателем степени, близким к 1,33. Приводятся экспериментальные результаты для сверхпроводящих трёх- и четырёхслойных структур с неоднородными туннельными барьерами, подтверждающие существование универсального распределения их прозрачностей, и его простая теоретическая интерпретация, основанная на гипотезе о равномерном распределении произведения высоты барьера на путь, который электрон проходит внутри него. Показано, что с ростом толщины дефектного слоя изолятора доминирующим механизмом проводимости становится неупругое туннелирование с испусканием бозонных возбуждений, в результате чего зависимость дифференциальной проводимости от напряжения приобретает степенной характер с показателем степени, который характеризует число локализованных внутри барьера состояний, вовлечённых в процесс переноса заряда сквозь него. Показано, что для материалов с фоновой плотностью состояний, которая слабо зависит от энергии, показатель степени 1,33 соответствует прыжковой туннельной проводимости с участием двух дефектных состояний. Детально обсуждаются соответствующие экспериментальные данные для разупорядоченных диэлектрических слоёв на поверхности манганитов.

Обговорено два універсальних ефекти в тунельних характеристиках шаруватих структур метал–ізолятор–метал, у яких діелектричний бар'єр сформований нанорозмірною розупорядкованою плівкою оксиду: (1) універсальний

розподіл прозоростей такого шару, що не залежить від конкретних мікроскопічних характеристик, і (2) зміна диференційної провідності таких гетероструктур з напругою за степеневим законом з показником степеня, близьким до 1,33. Наведено експериментальні результати для надпровідних три- і чотиришарових структур з неоднорідними тунельними бар'єрами, що підтверджують існування універсального розподілу їх прозоростей, а також його просту теоретичну інтерпретацію, засновану на гіпотезі про рівнорозподіл добутку висоти бар'єру на шлях, який електрон проходить всередині нього. Показано, що з ростом товщини дефектного шару ізолятора домінантним механізмом провідності стає непружне тунелювання з емісією бозонних збуджень, в результаті чого залежність диференційної провідності від напруги набуває степеневого характеру з показником степеня, який характеризує число локалізованих всередині бар'єру станів, залучених до процесу переносу заряду крізь нього. Показано, що для матеріалів з фоновною густиною станів, що слабо залежить від енергії, показник степеня 1,33 відповідає стрибковій тунельній провідності з участю двох дефектних станів. Детально обговорено відповідні експериментальні дані для розупорядкованих діелектричних шарів на поверхні манганітів.

Two universal effects in tunnel characteristics of layered metal–insulator–metal structures, where the dielectric barrier is formed by a nanoscale disordered oxide film, are discussed, namely: (1) a universal distribution of the layer transparencies, which does not depend on specific microscopic characteristics, and (2) the power-law change of the differential conductance of such heterostructures with an exponent value close to 1.33. Experimental results for superconducting three- and four-layered structures with inhomogeneous tunnel barriers are given and confirm the existence of a universal distribution of transparencies. Their simple theoretical interpretation based on the equipartition hypothesis of a product of the barrier height on the path, which is passed by an electron within the barrier, is given too. As shown, with increasing thickness of the defect-insulating layer, boson-assisted inelastic tunnelling becomes a dominant conduction mechanism resulting in the power-law differential conductance dependence on voltage with an exponent value, which characterizes the number of states localized inside the barrier and involved in the charge transfer through it. As shown for materials with a phonon density of states, which weakly depends on energy, the exponent value about 1.33 corresponds to hopping tunnelling conductance involving two defect states. Relevant experimental data for near-surface disordered dielectric layers in manganites are discussed in details.

**Ключевые слова:** туннельная проводимость, слоистые системы металл–изолятор–металл, наноразмерные диэлектрические слои, дефектная структура, универсальность.

*(Получено 22 февраля 2011 г.)*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В рамках известного подхода Ландауэра–Буттикера [1, 2] транспортные свойства квантово-когерентного мезоскопического провод-

ника, включая его проводимость и шумовые характеристики, полностью определяются набором коэффициентов прохождения  $t_i$ , которые определяются как собственные значения матрицы рассеяния  $\mathbf{t}$ , связывающей состояния электронов, движущихся к проводнику, с соответствующими состояниями электронов, которые движутся от него. Соответственно, индекс  $i$  отвечает различным каналам проводимости. Например, в трехмерной планарной туннельной структуре металл–изолятор–металл (MIM) с наноразмерной оксидной прослойкой  $I$   $i$  соответствует разным углам падения, которые электронные импульсы образуют с нормалью к границам раздела слоев. При этом предполагается, что электроны движутся вне проводника по идеальным (без всякого рассеяния в них) проводам, которые связывают исследуемый проводник с двумя резервуарами с химическими потенциалами  $\mu_1$  и  $\mu_2$ . Внутри этих резервуаров электронные состояния испытывают множество неупругих столкновений, в результате чего «теряют» память о своих квантовомеханических фазах. В таком случае простейшее одномерное приближение для тока имеет вид разности двух потоков, движущихся слева направо и справа налево:

$$I = \frac{2e}{2\pi} \sum_i \left[ \int_0^\infty dk v_i(k) f_1(k) D_i(E) - \int_0^\infty dk' v_i(k') f_2(k') D_i(E) \right],$$

где  $v_i(k)$  — скорость,  $D_i(E)$  — вероятности прохождения сквозь данный проводник, которые являются собственными значениями матрицы перехода (последняя представляет собой произведение матрицы рассеяния на эрмитово сопряженную матрицу  $\mathbf{t}\mathbf{t}^\dagger$ ) и в общем случае являются функциями энергии  $E$ ,  $f_1(k)$  и  $f_2(k')$  — функции распределения в резервуарах, которые зависят от  $\mu_1$  и  $\mu_2$ , а также температуры и других макроскопических параметров. Волновые вектора  $k$  (и  $k'$ ) считают положительными, если их направления соответствуют (или противоположны) направлению оси  $x$ . Ограничимся далее случаем очень низких температур и получим:

$$I = \frac{2e}{2\pi} \sum_i \left[ \int_0^{\mu_1} dE \frac{dk_i}{dE} v_i(k_i) D_i(E) - \int_0^{\mu_2} dE \frac{dk'_i}{dE} v_i(k'_i) D_i(E) \right] = \frac{2e}{h} \sum_i \int_{\mu_2}^{\mu_1} dE D_i(E).$$

Определим проводимость мезоскопического объекта, к которому приложена разность потенциалов  $eV = \mu_1 - \mu_2$ , как  $G(V) = dI(V)/dV$ , и мы получим известную формулу Ландауэра:

$$G(V) = \frac{2e^2}{h} \sum_i D_i(E = eV). \quad (1)$$

Обычно это соотношение приводят в том виде, как оно было выведено Ландауэром [1], а именно, для приведенной проводимости

$g = G/(2e^2/h)$  и при очень малых напряжениях смещения, которые и будут интересовать нас в первой части данного обзора:

$$g = \text{Tr}(tt^+) = \sum_i D_i. \quad (2)$$

Введем теперь функцию распределения собственных значений  $D_i$ , усреднив по всем возможным реализациям случайного потенциала:

$$\rho(D) = \left\langle \sum_i \delta(D - D_i) \right\rangle. \quad (3)$$

Знание функции  $\rho(D)$  достаточно для того, чтобы вычислить среднее значение любой величины  $f(D)$ , которая является функцией  $D$  и среднее значение которой определяется суммой по различным каналам:

$$\bar{f} = \sum_i f(D_i) = \int dD f(D) \rho(D). \quad (4)$$

Заметим, что линейная статистика справедлива, в частности, для приведенной проводимости, так как  $g(D) = D$ , и для мощности дробового шума  $p$ , которая в единицах  $2e|V|(2e^2/h)$  равна  $p(D) = D(1 - D)$  [3].

Вообще говоря, квантовый транспорт через мезоскопическую физическую систему связан со сложными динамическими процессами, такими как взаимодействие носителей тока с различного рода несовершенствами кристаллической решетки, друг с другом и т.п., и поэтому зависит и от размерности исследуемого образца, его формы, электронной плотности, конкретной реализации случайного потенциала и многих других параметров, специфичных для данного объекта. А возможно ли существование универсальной функции  $\rho(D)$ , которая не зависела бы ни от каких микроскопических свойств конкретного образца, а определялась только очень ограниченным числом его макроскопических характеристик? Заметим, что подобная постановка вопроса не является новой, поскольку в физике твердых тел уже существует ряд универсальных соотношений, которые не зависят ни от размеров исследуемых объектов, ни от их геометрии, ни от плотности носителей заряда, а также от других специфических параметров, описывающих данный материал (например, универсальные флуктуации проводимости малых проводников). Наиболее известным примером универсального явления является, по-видимому, низкочастотный шум со спектром, обратно пропорциональным частоте  $f$  [5–7]. В настоящее время хорошо известно, что стохастические процессы с такой спектральной плотностью флуктуаций наблюдаются в системах самой различной природы, и такая зависимость сохраняется до сколь угодно малых частот, доступных наблюдению. До сих пор остается непонятным сам механизм возникновения  $1/f$ -спектра и локализация его источников

[5, 6]. В проводниках  $1/f$ -шум обычно связывают с флуктуациями проводимости, обусловленными дефектами кристаллической решетки. При этом наиболее распространенной является модель экспоненциально широкого распределения времен релаксаций, в которой  $1/f$ -шум трактуется как суперпозиция релаксационных случайных процессов [5–7]. Во втором разделе данного обзора мы обсуждаем, каким образом подобная идея может объяснить существование универсальной функции  $\rho(D)$  распределения прозрачностей, и приводим экспериментальные данные, которые доказывают, что квантовый транспорт в гетероструктурах металл–изолятор–металл с оксидной прослойкой толщиной несколько нанометров, действительно, определяется такой функцией.

При дальнейшем увеличении толщины диэлектрического слоя, разделяющего два проводника, до размеров порядка десяти и более нанометров, наблюдается еще один универсальный эффект. Зависимость проводимости *MIM*-образца от поданного на него напряжения  $V$  в области небольших (по сравнению с высотой потенциального барьера) напряжений имеет степенной характер  $G(V) = G_0 + \gamma V^n$ , где  $n \approx 1,3–1,6$ ,  $G_0$  и  $\gamma$  — константы. В качестве примера приведем соответствующие зависимости с  $n = 1,62$  для туннельных переходов с барьером из MgO [8] и с  $n = 1,3–1,4$  для контактных структур, образованных металлическим острием с манганитами, где потенциальным барьером является тончайший слой естественного окисла на поверхности манганита [9]. Эти и другие примеры показывают, что не только степенной характер зависимости дифференциальной проводимости от напряжения, но и значение показателя степени мало зависит от характера переходного слоя между двумя металлическими электродами в трехслойных *MIM*-системах. В третьем разделе обзора мы обсуждаем происхождение этой универсальной зависимости, корреляцию между данным эффектом и величиной  $1/f$ -шума, а также возможность получения дополнительной информации о структуре наноразмерных оксидных слоев, анализируя поведение функции  $n(V)$ .

## 2. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОЗРАЧНОСТЕЙ СВЕРХТОНКОГО ОКСИДНОГО СЛОЯ

### 2.1. Универсальное соотношение Шепера–Бауэра для функции распределения прозрачностей разупорядоченного интерфейса

Уточним вначале используемые далее термины. Металлический образец будем считать мезоскопическим, если его характерный размер  $L$  меньше той длины, на которой электрон теряет свою фазовую память из-за процессов неупругого электрон-фононного и электрон-электронного рассеяний. В случае баллистического квантового транспорта проводимость образца определяется как произведе-

ние кванта проводимости  $G_0 = 2e^2/h$  на число проводящих каналов  $N$ , которое в трёхмерном случае равно  $N \cong k_F^2 S$ , где  $k_F$  и  $S$  — фермиевский волновой вектор и площадь поперечного сечения проводника. В образцах, которые мы будем называть «грязными», исследуемая среда состоит из большого числа беспорядочно расположенных центров рассеяния, на каждом из которых электрон рассеивается упругим образом. Такие процессы не разрушают фазовую когерентность, и длина, на которой электрон сохраняет свою фазовую память, может быть намного больше длины свободного пробега  $l$  и даже больше того пути, который он должен пройти, чтобы продиффундировать сквозь образец. В грязном металле  $G \ll NG_0$ , хотя при этом сохраняется металлический характер проводимости и, значит,  $G \gg G_0$ . В диффузионном пределе  $L \gg l$  его проводимость хорошо описывается полуклассической теорией [10].

Подчеркнём особо, что в объёмных металлических мезоскопических образцах всегда выполняется неравенство  $L \gg \lambda_F$ , где  $\lambda_F = 2\pi/k_F$  — фермиевская длина волны. Напротив, интерфейс, граница раздела двух проводящих сред, может иметь чрезвычайно малую толщину  $L \ll \lambda_F$ . В дальнейшем будем считать его грязным, т.е. предположим, что для него выполняется условие  $G \ll NG_0$ , причем проводимость может иметь и неметаллический характер. Специфика квантового транспорта сквозь такой интерфейс была теоретически исследована в 1997 году Шепом и Бауэром в работе [11]. Потенциал беспорядочно расположенных центров рассеяния в плоскости интерфейса предполагался короткодействующим, а его величина менялась случайным образом от центра к центру. С помощью конфигурационного усреднения и приближения сильного рассеяния ( $G/G_0 \ll N$ ) авторы рассчитали усреднённую проводимость, знание которой позволило получить в аналитическом виде выражение для искомой функции распределения [11]:

$$\rho(D) = \frac{\hbar G_N}{e^2} \frac{1}{D^{3/2} (1-D)^{1/2}}. \quad (5)$$

Здесь  $G_N$  — это экспериментально измеряемая проводимость интерфейса. Как видно из соотношения (5), функция  $\rho(D)$  не зависит ни от каких микроскопических свойств интерфейса. Заметим, что ранее подобная универсальная функция распределения

$$\rho_M(D) = \frac{\pi \hbar G_N}{2e^2} \frac{1}{D(1-D)^{1/2}} \quad (6)$$

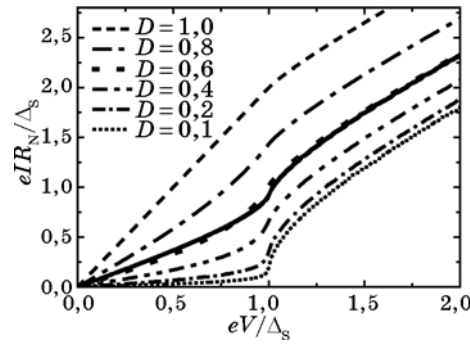
была получена для сильно разупорядоченных объёмных проводников при условии  $L \gg \lambda_F$  [12, 13]. Из выражения (6), в частности, следует, что в грязных металлических образцах мощность дробово-

го шума должна иметь универсальное значение, равное  $2eI/3$ . Эта величина, действительно, наблюдается экспериментально [14, 15], что является непрямым доказательством справедливости приведенной выше формулы для  $\rho_M(D)$  в металлическом пределе. В следующем подразделе мы рассмотрим подобные не прямые свидетельства в пользу соотношения (5) для квантового транспорта сквозь неупорядоченную границу раздела двух проводников.

## 2.2. Экспериментальные данные, подтверждающие справедливость соотношения Шепера–Бауэра для наноразмерных оксидных слоев

Для того чтобы проверить справедливость соотношения (5), нужна такая экспериментально измеряемая характеристика  $f(D)$ , которая радикально зависела бы от прозрачности наноразмерного оксидного слоя. Это может быть, в частности, вольтамперная кривая туннельного перехода металл–диэлектрик–металл, в котором одна из обкладок (или обе) переведены в сверхпроводящее состояние. Рассмотрим в качестве примера структуру, образованную нормальным металлом ( $N$ ), сверхтонкой прослойкой изолятора ( $I$ ) и пленкой сверхпроводника ( $S$ ). На рисунке 1 приведены вольтамперные характеристики  $N$ – $I$ – $S$ -контакта для фиксированных значений прозрачности барьера  $D$  [16], а также результат усреднения с помощью формулы (5). Любопытно, что усредненная  $I$ – $V$ -зависимость (сплошная линия на рис. 1) почти полностью совпадает с соответствующей кривой для  $D = 0,6$ . Поэтому соответствующие данные  $N$ – $I$ – $S$ -измерений для сверхтонкого оксидного слоя могут быть ошибочно интерпретированы как наличие аномально низкого потенциального барьера необычной физической природы (см., например, анализ туннельных результатов для высокотемпературных сверхпроводников [17]).

Несмотря на сравнительную простоту анализа экспериментальных данных в случае  $N$ – $I$ – $S$ -контактов, до сих пор проверка соотношения (5) была выполнена только для  $S$ – $I$ – $S$ -структур, в которых оба металлических электрода были сверхпроводниками. Первый такой анализ с помощью симметричных  $S$ – $I$ – $S$ -переходов со сверхтонкими слоями оксида алюминия  $AlO_x$  в качестве потенциального барьера был выполнен в работе [20] путем измерения зависимостей тока и дифференциальной проводимости от поданного напряжения смещения. Исследовались трехслойные планарные структуры  $Nb$ – $AlO_x$ – $Nb$  при температуре 1,8 К. Для  $S$ – $I$ – $S$ -переходов хорошо известно [21], что ток  $I_{sg}$  в так называемой подщелевой области напряжений  $|V| < 2\Delta_S/e$ , где  $\Delta_S$  — энергетическая щель сверхпроводника, представляет собой сумму трех слагаемых: квазичастичного тока  $I_{qp}$ , сверхтока, который является транспортом куперовских пар, и интерференционной добавки. При этом расчёт вольтампер-



**Рис. 1.** Рассчитанные вольтамперные характеристики  $N-I-S$ -туннельных переходов для различных значений прозрачности  $D$  изолирующей прослойки; результат усреднения этих кривых с помощью распределения Шепа–Бауэра показан сплошной жирной линией;  $e$  — элементарный заряд,  $R_N$  — сопротивление контакта в нормальном состоянии,  $\Delta_S$  — энергетическая щель сверхпроводника.

ных характеристик при  $D \leq 1$  существенно усложняется по сравнению с  $N-I-S$ -туннельными переходами из-за необходимости учёта многократных андреевских отражений от  $S$ -плёнок. Последние два вклада могут быть подавлены путем приложения внешнего магнитного поля, и тогда  $I_{sg} \approx I_{qp}$ . Измерение зависимости  $I_{qp}-V$  для образцов  $S-I-S$  позволяет, в принципе, проверить выполнение соотношения (5) для сверхтонких слоёв изолятора  $I$ .

Рассмотрим подробнее процесс многократных андреевских отражений от сверхпроводящих электродов. Как известно, электронное (или дырочное) возбуждение из нормального металла с энергией, меньшей  $\Delta_S$ , попадая на  $N/S$ -границу, переходит в сверхпроводник в виде куперовской пары (забирает из сверхпроводника куперовскую пару), оставляя в нормальном металле дырку (или электрон). Такой элементарный процесс трансформации электрона в дырку (либо дырки в электрон) с той же энергией называют андреевским отражением. Рассмотрим теперь  $S-I-S$ -переход, к которому приложено напряжение смещения  $V$ . В этом случае энергия электронного возбуждения возрастает на величину, равную  $eV$ , каждый раз при прохождении через изолирующую прослойку, скажем, слева направо, тогда энергия дырочного возбуждения будет увеличиваться на ту же величину, но при движении справа налево. Предположим, что электрон появился слева от  $I$ -слоя и движется направо, отражается от правого сверхпроводника и превращается в дырку, которая вновь проходит сквозь барьер и отражается от левого сверхпроводника уже электроном. В результате такого процесса энергия электрона вырастет на  $2eV$ . Подобные многократные упругие превращения с амплитудой вероятности  $a(\epsilon)$  в промежутке между двумя сверхпро-



водниками будут продолжаться до тех пор, пока вероятность нахождения электрона (или дырки) внутри переходного слоя не станет близкой к нулю. Соответствующий расчёт вольтамперных кривых для симметричных  $S-I-S$ -структур был выполнен в работе [18], а в работе [19] была найдена усреднённая с помощью распределения Шпеа–Бауэра (5) зависимость тока через грязный наноразмерный слой от приложенного к  $S-I-S$ -переходу напряжения.

Обычно сопротивление  $R_{sg}$  стандартных  $S-I-S$ -переходов с оксидом алюминия в подщелевой области намного превосходит сопротивление того же контакта в нормальном состоянии  $R_N$ :  $R_{sg} \gg R_N$  [22]. Однако в работе [20] было обнаружено, что для аномально тонкого слоя  $AlO_x$  отношение  $R_{sg}/R_N$  меньше единицы. Более того, кривые  $G(V)$  демонстрировали наличие тонкой структуры, возникающей в результате многократных андреевских отражений в  $SIS$ -образцах с прозрачностью барьера  $D \cong 1$ . Детальное сравнение полученных зависимостей с расчетными кривыми показало, что распределение барьерных прозрачностей, действительно, описывается соотношением (5).

Дальнейший шаг в этом направлении был сделан в работе [23], в которой измерялись вольтамперные характеристики четырехслойных структур  $Nb/Al-AlO_x-Nb$ , где одна из обкладок джозефсоновского контакта представляла собой бислой из двух металлических плёнок — ниобиевой (толщиной  $d_{Nb} \cong 270$  нм) и алюминиевой, толщина которой  $d_{Al}$  менялась от 40 до 150 нм. Время окисления алюминиевой плёнки (а, значит, и толщина оксидного барьера) было существенно меньшим, чем в стандартной ниобиевой технологии приготовления джозефсоновских контактов [24], поэтому удельная проводимость в нормальном состоянии  $G_N = (2-7) \cdot 10^7$  (Ом·см<sup>2</sup>)<sup>-1</sup> была заметно выше, чем у типичных  $Nb-AlO_x-Nb$  образцов, и оказалась сравнимой с соответствующими значениями для  $S-I-S$ -переходов, исследованных в работе [20]. Основная идея работы [23] заключалась в следующем: во-первых, с помощью дополнительной алюминиевой прослойки можно было модифицировать вероятности многократных андреевских отражений и сравнивать измеренные для  $S/N-I-S$ -образцов значения отношения  $R_{sg}/R_N$  с рассчитанными; во-вторых, изменение толщины  $d_{Al}$  позволило установить источник разброса прозрачностей  $D$  переходной области между сверхпроводящими обкладками; в-третьих, впервые была изучена температурная зависимость отношения  $R_{sg}/R_N$ . В работе [23]  $S/N-I-S$ -переход рассматривался как асимметричная  $S_1IS_2$ -структура, где  $S_1$  — это  $S/N$ -бислой. Из-за эффекта близости  $Nb$ -слой индуцирует в тонкой  $Al$ -плёнке сверхпроводящий параметр порядка, который в общем случае является функцией энергии квазичастичного возбуждения  $\epsilon$ , отсчитанной от фермиевского уровня. Амплитуду вероятности андреевского отражения  $a_1(\epsilon)$  от  $Al$  слоя в этом случае

можно рассчитать, используя результаты работы [25], в которой  $S/N$ -контакт исследовался теоретически в рамках квазичастичного приближения, а также найденную из измерений сверхтока величину наведенной в алюминии энергетической щели. Оказалось, что при 1,8 К подщелевое сопротивление четырёхслойных структур Nb/Al–AlO<sub>x</sub>–Nb с ультратонкими слоями диэлектрика  $R_{sg} \geq R_N$ , в то время как в тройных системах Nb–AlO<sub>x</sub>–Nb с примерно такими же барьерами и при той же температуре  $R_{sg} \leq R_N$  [20]. Эти результаты неплохо согласуются с соответствующими расчетами, которые принимают во внимание эффект близости в контакте ниобия с алюминием. Было выяснено, что величина отношения  $R_{sg}/R_N$  практически не зависит от толщины  $d_{Al}$  и, следовательно, наблюдаемая универсальность его значения связана с универсальным распределением прозрачностей сверхтонкого разупорядоченного оксидного барьера. Наконец, изменение  $R_{sg}/R_N$  с температурой качественно соответствовало температурному изменению сверхпроводящего тока.

### 2.3. Физическая природа соотношения Шепе–Бауэра

Остановимся теперь на физической природе соотношения (5), которое было получено в работе [11] для интерфейса в пределе  $L \ll \lambda_F$ , исходя из довольно формальных соображений. Необходимо сразу же отметить, что указанное неравенство не выполняется в экспериментах [20, 23], где, напротив,  $L > \lambda_F$ , хотя распределение прозрачностей, действительно, соответствует результату Шепе и Бауэра. Значит, область применимости формулы (5) намного шире условий, при которых она была получена. Чтобы понять причину этого, сделаем замену  $D = (1 + Z^2)^{-1}$ , которая превращает распределение Шепе–Бауэра (5) в простое выражение, которое является константой и не зависит от величины  $Z$ :

$$\rho(Z) = 2\hbar G_N / e^2. \quad (7)$$

При этом в выражении (7) параметр  $Z$  меняется от нуля до бесконечности. Соотношение  $D = (1 + Z^2)^{-1}$  с  $Z = k_F \int_0^d V_B(x) dx / E_F$  ( $d$  — ширина потенциального барьера,  $k_F$  и  $E_F$  — фермиевский волновой вектор и фермиевская энергия в металлическом электроде) появляется в теории тогда, когда потенциал оксидного слоя  $V_B(x)$  аппроксимируется одномерной дельта-функцией  $V_B(x) = H\delta(x)$ , где  $H = \int_0^d V_B(x) dx$  [26]. Таким образом, формула (5) фактически означает равномерно распределенное произведение высоты потенциального барьера на путь, который проходит туннелирующий элек-

трон в классически запрещенной области. В сильно разупорядоченном диэлектрике такой путь может существенно превосходить номинальную толщину диэлектрического слоя из-за упругих подбарьерных столкновений с дефектами. Заметим также, что данная интерпретация универсальности распределения Шепера–Бауэра основана на предположении о доминирующей роли упругих туннельных процессов без потери энергии, которое справедливо только для разупорядоченных диэлектрических слоев толщиной порядка одного нанометра. С ростом толщины  $d$  таких слоев все более существенную роль начинают играть процессы неупругого туннелирования, рассмотренные в следующем разделе.

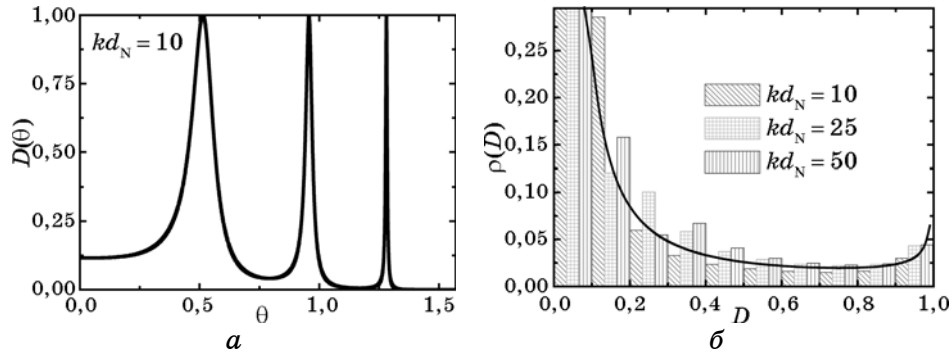
Интересно, что ещё до работы [11] то же самое соотношение (5) было получено для совершенно иной физической системы, а именно, для планарной *INI*-структуры с двумя полностью идентичными бездефектными слоями изолятора и чистым слоем металла толщиной  $d_N$  [27]. Подчеркнем, что в данном случае транспорт заряда является квазибаллистическим с рассеянием только на границах раздела различных сред. Пусть  $t_1$  и  $t_2$  — это амплитуды вероятности прохождения электрона сквозь первый и второй барьеры, а  $r_1$  и  $r_2$  — амплитуды отражения от них. Тогда полная амплитуда вероятности туннелирования сквозь двухбарьерную структуру равна сумме бесконечного числа возможных путей, соединяющих электронные состояния слева от первого и справа от второго барьеров

$$\begin{aligned} \tilde{t} &= t_1 \exp(i\varphi) t_2 (1 + r_1 \exp(2i\varphi) r_2 + r_1 \exp(2i\varphi) r_2 r_1 \exp(2i\varphi) r_2 + \dots) = \\ &= \frac{t_1 \exp(i\varphi) t_2}{1 - r_1 \exp(2i\varphi) r_2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\varphi$  — набег фазы при движении заряда между двумя барьерами, равный  $\varphi = kd_N \cos\theta$ ;  $\theta$  — угол между электронным импульсом и нормалью к поверхностям раздела *N*- и *I*-слоев; амплитуды вероятностей  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $r_1$  и  $r_2$  также являются функциями угла  $\theta$ , поскольку от него зависит путь, проходимый зарядом внутри барьера. Тогда вероятность туннелирования сквозь *INI*-структуру

$$D = |\tilde{t}|^2 = \frac{1}{1 + [2 - |t_1|^2 - |t_2|^2 - 2 \operatorname{Re}\{r_1 r_2 \exp(2i\varphi)\}] (|t_1|^2 |t_2|^2)^{-1}}. \quad (9)$$

Полученное выражение имеет тот же аналитический вид  $D = (1 + \tilde{Z}^2)^{-1}$ , что и прозрачность одиночного дельтаобразного барьера. Однако теперь параметр  $\tilde{Z}$  не является константой, а зависит от угла падения  $\theta$ . Для достаточно больших толщин  $d_N$  при усреднении по  $\theta$  величина  $\tilde{Z}$  быстро меняется от малых до очень больших значений из-за уменьшения прозрачности барьеров с ростом  $\theta$  и вследствие



**Рис. 2.** Зависимость прозрачности  $D$  симметричной  $INI$ -структуры от угла  $\theta$  между электронным импульсом и нормалью к поверхностям раздела ( $a$ ) и рассчитанные функции  $\rho(D)$  для трёх толщин  $d_N$  (гистограммы) вместе с зависимостью Шепа–Бауэра (5), показанной сплошной линией ( $b$ );  $k_F$  — фермиевский волновой вектор электрона; параметр  $Z = 1$ .

периодического изменения набега фазы  $\varphi$ . Это обстоятельство проиллюстрировано рис. 2,  $a$ , где показана зависимость коэффициента прохождения сквозь симметричную  $INI$ -структуру  $D$  от угла падения при фиксированном произведении  $kd_N$ , рассчитанная с помощью формулы (9). Амплитуды вероятностей прохождения и отражения от барьеров находились для барьера с потенциалом  $V_B(x) = H\delta(x)$ :  $t_1(\theta) = t_2(\theta) = -i \cos \theta / (Z - i \cos \theta)$ ,  $r_1(\theta) = r_2(\theta) = -Z / (Z - i \cos \theta)$ , где  $Z = k_F H / E_F$ . Из рисунка 2,  $a$  видно, что  $D$  периодически меняется от условия полного резонанса  $D = 1$  до  $D \ll 1$ . На рисунке 2,  $b$  в качестве примера показано распределение прозрачностей трёхслойной  $I-N-I$ -структуры для различных толщин  $N$ -слоя вместе с зависимостью  $\rho(D)$ , рассчитанной по формуле (5).

Вернемся к высказанному выше предположению о том, что универсальность функции  $\rho(D)$  в сверхтонких диэлектрических слоях обусловлена равновероятным распределением произведения  $Hd$ , и обсудим подтверждающие его эксперименты. В работе [28] с помощью атомно-силового микроскопа была получена топографическая карта пленки  $MgO$ , которая оказалась очень гладкой. Одновременно с этим определялась пространственная зависимость туннельного тока между острием микроскопа и металлическим электродом, расположенным с противоположной стороны оксидного слоя. Последняя оказалась чрезвычайно неоднородной, несмотря на то, что толщина диэлектрика практически не менялась. Отсутствие всякой корреляции между двумя характеристиками пленки оксида магния означает, что наиболее вероятным источником флуктуаций туннельного тока является пространственный разброс высоты барьера. Сравнивая результаты, полученные до и после добавления кисло-

рода в плазму Ag, авторы работы [28] пришли к выводу, что такой разброс связан с возникновением кислородных вакансий в ходе роста MgO. Ещё одним аргументом, подтверждающим наличие дефектных состояний в очень тонком туннельном барьере из оксида магния, может быть нелинейность соответствующих  $I$ - $V$ -кривых [29]. Действительно, в этом случае, наряду с прямым туннелированием из одного металлического электрода в другой, существенную роль начинает играть новый прыжковый механизм зарядового транспорта сквозь тонкий диэлектрический слой, при котором электрон переходит с одного локализованного состояния на другое, понижая свою энергию путем испускания бозонного возбуждения [30]. В результате зависимость туннельного тока от напряжения оказывается степенной функцией с показателем степени, который указывает на то, каким образом заряд движется внутри классически запрещенной области (см. следующий раздел). Еще один эксперимент, однозначно указывающий на присутствие в оксиде алюминия кислородных вакансий, был выполнен на туннельных контактах Al-AlO<sub>x</sub>-Al [31]. Оказалось, что отжиг Al-AlO<sub>x</sub>-Al образцов в атмосфере кислорода приводит к существенному подавлению низкочастотного  $1/f$ -шума, который обычно [32] связывают с медленными процессами захвата и освобождения электронов дефектными состояниями в оксидном слое.

#### 2.4. Модификация соотношения Шепера–Бауэра

Следует заметить, что с физической точки зрения соотношение (5) имеет ряд недостатков. В частности, оно ненормируемо и включает в себя величины  $D_{\max} = 1$  и  $D_{\min} = 0$ , которые являются предельными значениями, не реализуемыми экспериментально. Кроме того, его универсальность может нарушаться при возникновении различного рода упорядочений в дефектной подсистеме. Поэтому нам представляется, что реальная экспериментальная  $I$ - $V$ -кривая, действительно, формируется в результате усреднения большого числа  $I$ - $V$ -характеристик с различными параметрами  $D$ , однако граничные значения  $D_{\min}$  и  $D_{\max}$ , вообще говоря, отличаются от нуля и единицы и должны определяться в каждом конкретном случае, исходя из сравнения с экспериментом. Подобный анализ был выполнен в работах [33, 34], на результатах которых мы сейчас остановимся.

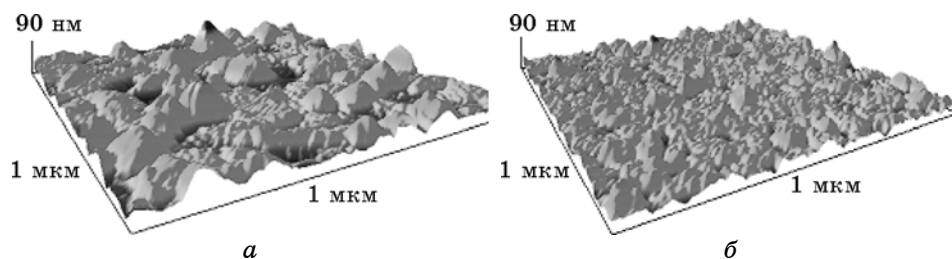
В работах [33, 34] исследовались туннельные гетероструктуры металл–изолятор–металл, созданные на основе пленок сверхпроводящего сплава Mo–Re. На поверхность этих слоев, полученных с помощью магнетронного распыления, осаждалась пленка алюминия нанометровой толщины, которая затем окислялась в вакуумной камере в сухом кислороде, после чего осаждался верхний электрод (Mo–Re или свинец). Путем изменения технологических условий

осаждения Al-пленки и ее окисления можно было создавать изолирующие слои любого кристаллического состояния — от монокристаллического с совершенной структурой до поликристаллического с различной величиной зерна и дефектами кристаллической структуры всех видов вплоть до аморфного состояния с зародышами различного вида упорядочений. Поскольку предложенное Шепом и Бауэром выражение (5) моделирует, в первую очередь, барьеры, находящиеся в аморфной фазе, то основной задачей исследований [33, 34] был сравнительный анализ функций  $\rho(D)$  для барьеров, находящихся в различных кристаллических состояниях. При этом (для определенности) все технологические условия и параметры формирования оксидного барьера сохранялись неизменными, кроме одного — скорости осаждения алюминиевой пленки в вакууме.

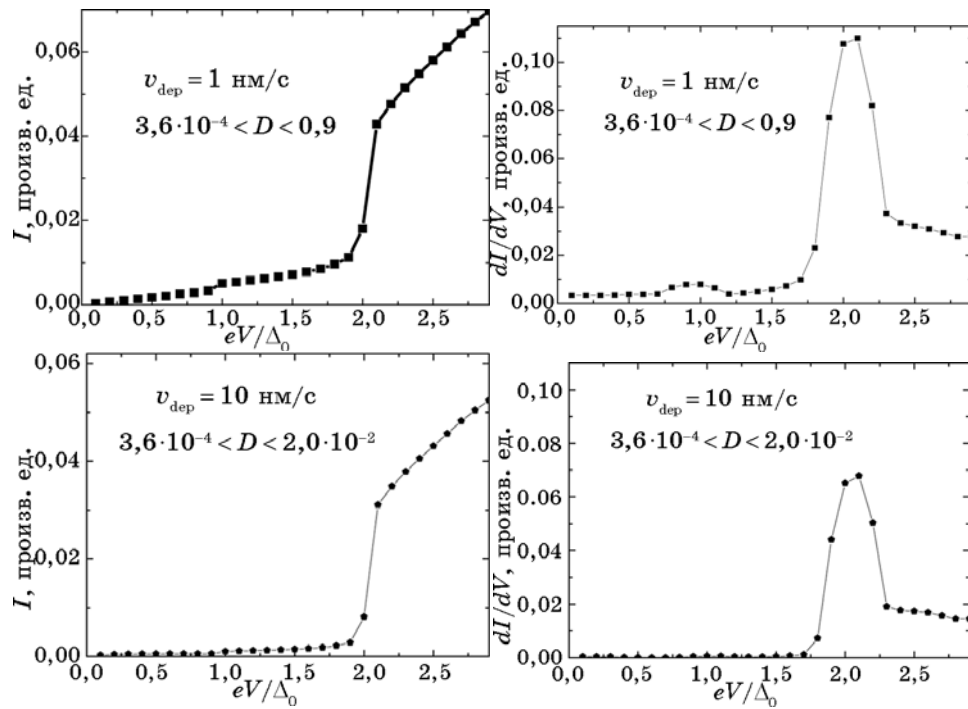
В работе [33] с помощью атомно-силового микроскопа был обнаружен эффект сглаживания рельефа осаждаемых алюминиевых слоев по мере увеличения скорости их осаждения. Дальнейшая задача заключалась в выяснении корреляции между структурой потенциального барьера из оксида алюминия и скоростью осаждения пленки Al. Для этого были измерены квазичастичные вольтамперные характеристики  $I-V$  и их производные по напряжению  $dI/dV - V$  для туннельных структур MoRe-AlO<sub>x</sub>-Pb, а результаты измерений сравнивались с расчетными кривыми, которые были получены путем усреднения кривых с помощью зависимости (5) с двумя подгоночными параметрами  $D_{\min}$  и  $D_{\max}$ . При этом квазичастичный ток рассчитывался по методике, разработанной ранее в работе [35].

Для двух различных скоростей напыления алюминиевых слоёв  $v_{\text{деп}}$ , показанных на рис. 3, на рис. 4 представлены соответствующие данные.

Очень хорошее согласие экспериментальных и теоретических кривых, как и наблюдение подщелевой особенности при  $eV = (2\Delta_0)/2 = \Delta_0$  свидетельствуют о том, что в данном случае, действительно, разброс прозрачностей  $D$  описывается распределением (5). Однако, в отличие



**Рис. 3.** Рельеф алюминиевых слоёв со средней толщиной 100 нм, осаждённых на подложку при комнатной температуре со скоростями напыления  $v_{\text{деп}}$ , равными 1 нм/с (а) и 10 нм/с (б).



**Рис. 4.** Квазичастичные вольтамперные характеристики туннельных переходов  $\text{MoRe-AlO}_x\text{-Pb}$  для двух скоростей напыления алюминиевой пленки  $v_{\text{dep}}$ . Экспериментальные данные показаны точками, а расчетные кривые — сплошными линиями;  $e$  — элементарный заряд,  $\Delta_0$  — сумма энергетических щелей двух сверхпроводящих обкладок из сплава молибден-рений и свинца. На рисунке указаны также пределы, в которых изменилась величина  $D$  при усреднении с помощью распределения (5).

от оригинальной работы [11]  $D$  меняется в ограниченных пределах, значения которых определяются степенью несовершенства оксидного слоя (для гладких пленок  $\text{AlO}_x$  с  $v_{\text{dep}} = 10$  нм/с прозрачность  $D$  практически постоянна в разных участках барьера, в то время как для шероховатых пленок  $\text{AlO}_x$  с  $v_{\text{dep}} = 1$  нм/с  $D$  меняется в очень широких пределах от почти нулевого значения до 0,9). Таким образом, последовательное компьютерное моделирование квантового транспорта заряда в слоистых структурах металл-изолятор-металл, вообще говоря, требует более тщательного учета распределения прозрачностей оксидного слоя. Для этого можно пользоваться универсальным распределением  $\rho(D)$  в двух эквивалентных формах (5) или (7) с предельными значениями  $D_{\text{min}}$  и  $D_{\text{max}}$ , которые определяются структурой конкретного барьера.

### 3. СТЕПЕННОЙ ХАРАКТЕР ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАПРЯЖЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ КОНТАКТОВ МЕТАЛЛ–ИЗОЛЯТОР–МЕТАЛЛ С ТОНКИМИ ОКСИДНЫМИ СЛОЯМИ

#### 3.1. Теория Глазмана–Матвеева неупругого транспорта сквозь тонкие диэлектрические слои

Из теории электронного транспорта в объемных сильно неупорядоченных материалах известно, что электронные состояния в таких системах, вообще говоря, локализованы, и их волновые функции затухают экспоненциально  $\propto \exp(-kx)$  на характерных расстояниях порядка так называемой локализационной длины  $k^{-1}$ . В этом случае при достаточно низких температурах основным механизмом электронного транспорта является прыжковая проводимость, при которой электрон переходит скачком из одного локализованного состояния в другое. Необычная температурная зависимость такого процесса, известная как закон Мотта  $T^{-1/4}$ , описывает поведение широкого класса диэлектрических и полупроводниковых материалов [38]. Предположим теперь, что толщина грязного оксидного слоя  $d$  в структурах металл–изолятор–металл больше, чем в рассмотренном в предыдущем разделе случае, и превосходит локализационную длину. Если выше мы предполагали единственный механизм электронного транспорта между металлическими обкладками, а именно, упругое туннелирование заряда без потери энергии  $\epsilon$ , то в данном случае появляется новая возможность перехода из одного электрода в другой путем неупругого туннелирования из одного локализованного состояния в другое.

Сравним упругий и неупругий процесс туннелирования подробнее, ограничиваясь при этом случаем очень низких температур. При упругом туннелировании вероятность  $T_{\text{el}}(\epsilon) \propto \exp(-2Kd)$ , а соответствующий вклад в туннельный ток

$$I_{\text{el}}(V) = \int_0^{eV} T_{\text{el}}(\epsilon) d\epsilon = \text{const} \exp(-2Kd) eV, \quad (10)$$

здесь параметр  $K$  определяется разностью высоты потенциального барьера и энергии электрона  $\epsilon$ . При этом дифференциальная проводимость является постоянной величиной, которая не меняется с напряжением:

$$\sigma_{\text{el}}(V) = \frac{dI_{\text{el}}(V)}{dV} = \text{const} e \exp(-2Kd). \quad (11)$$

Зависимость от  $V$  возникает при учете изменения средней высоты потенциального барьера  $\bar{\phi}$  с ростом напряжения. Простой расчет



[39] показывает, что для барьера, который при  $V = 0$  имеет трапециевидальную форму, функция  $\sigma_{el}(V)$  является аналитической функцией и поэтому может быть представлена в виде разложения по степеням отношения  $eV/\bar{\phi}$ :

$$\sigma_{el}(V) = \sigma_0 + c_1 (eV/\bar{\phi}) + c_2 (eV/\bar{\phi})^2 + \dots \quad (12)$$

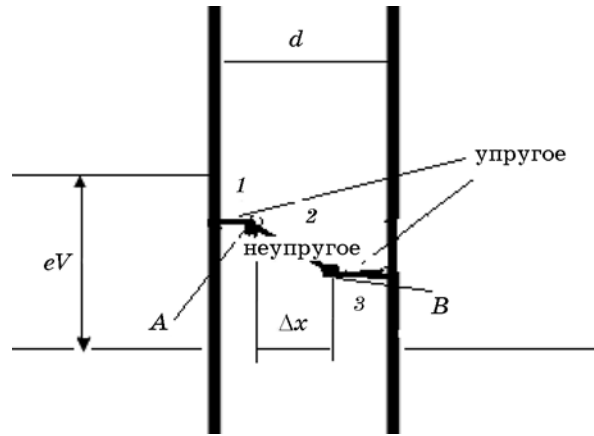
Подчеркнем еще раз, что выражения (10)–(12) были получены в предположении, что туннелирование электрона происходит без изменения его энергии. Напротив, при неупругих процессах электрон испускает, например, бозонное возбуждение с энергией  $\omega$  и переходит из состояния с энергией  $\varepsilon_A$  в состояние с энергией  $\varepsilon_B = \varepsilon_A - \omega$ . Если  $\omega$  изменяется непрерывным образом, тогда энергия конечного состояния  $\varepsilon_B$  будет меняться от нуля до  $\varepsilon_A$ . Число таких переходов при фиксированной разности энергий начального и конечного состояний  $\Delta\varepsilon = \omega$  пропорционально соответствующему значению функции электрон-бозонного взаимодействия  $\alpha^2 F(\omega)$ . Эта функция определяет число бозонных возбуждений с энергией  $\omega$ , которое задается соответствующим фононным спектром  $F(\omega)$ , и интенсивность их взаимодействия с электронной подсистемой (параметр  $\alpha^2$ , который, вообще говоря, также является функцией  $\omega$ ) [22, 39]. Тогда вероятность неупругого туннелирования из локализованного состояния с энергией  $\varepsilon_A$  в состояние с энергией  $\varepsilon_B$   $T_{inel}(\varepsilon_A, \varepsilon_B)$  внутри барьера, где затухание волновой функции определяется, как и выше, параметром  $K$ , равна  $T_{inel}(\varepsilon_A, \varepsilon_B) \propto \exp(-2K\tilde{d})\alpha^2 F(\varepsilon_A - \varepsilon_B)$  (здесь  $\tilde{d}$  расстояние между двумя центрами), а соответствующий вклад в туннельный ток

$$I_{inel}(V) = \int_0^{eV} d\varepsilon_A \int_0^{\varepsilon_A} d\varepsilon_B T_{inel}(\varepsilon_A, \varepsilon_B). \quad (13)$$

Из уравнения (13) получим выражение для неупругой составляющей дифференциальной проводимости

$$\begin{aligned} \sigma_{inel}(V) &= \frac{dI_{inel}(V)}{dV} = \int_0^{eV} d\varepsilon_B T_{inel}(\varepsilon_A, \varepsilon_B) = \\ &= \text{conste} \exp(-2K\tilde{d}) \int_0^{eV} d\omega \alpha^2 F(\omega). \end{aligned} \quad (14)$$

Рассмотрим далее в качестве примера задачу о туннелировании через диэлектрический промежуток с двумя дефектными состояниями внутри него (их координаты  $x_A$  и  $x_B$ ). Следуя работе [40], предположим, что переход электронов из металлических электродов в эти состояния происходит без потери энергии, в то время как между локализованными состояниями имеет место неупругий туннельный



**Рис. 5.** Энергетическая диаграмма туннельного барьера толщиной  $d$  с двумя локализованными состояниями  $A$  и  $B$  (их координаты  $x_A$  и  $x_B$ ) внутри него на расстоянии  $\Delta x = x_B - x_A$  друг от друга; ось  $x$  направлена по нормали к поверхностям раздела;  $V$  — напряжение, приложенное к барьеру. Трёхступенчатый процесс перехода электрода из левой металлической обкладки в правую с участием упругого и неупругого туннелирования описан в тексте.

процесс. Кроме того, считаем, что внутри каждого из них происходит рандомизация квантовомеханической фазы, в результате чего полное сопротивление барьера с двумя дефектами внутри него равно сумме трех сопротивлений, соответствующих трем отдельным процессам, которые показаны на рис. 5: 1 и 3 — упругое туннелирование из электрода в один из дефектов, а 2 — туннельный процесс, который сопровождается испусканием бозонного возбуждения. Максимальная вероятность отвечает тому случаю, когда вероятности отдельных процессов  $T_1 \propto \exp(-2Kx_A)$ ,  $T_3 \propto \exp(-2K(d - x_B))$  и

$$T_2(\Delta\varepsilon) \propto \exp(-2K\Delta x) \int_0^{\Delta\varepsilon} \alpha^2 F(\omega) d\omega \quad (15)$$

( $\Delta\varepsilon \leq (\varepsilon_A - \varepsilon_B)$  — энергия испускаемого бозона) совпадают [40, 41].

Далее предположим, что внутри дефектного диэлектрического слоя, размеры которого в поперечных нормальном направлении являются макроскопическими, имеется множество локализованных состояний, и поэтому электронное туннелирование сквозь него может осуществляться самыми различными способами, из которых для нас важнейшими являются те, которые приводят к максимуму туннельной проводимости. Как было указано выше, для таких оптимальных траекторий должно выполняться условие  $T_1^{\text{opt}} = T_2^{\text{opt}} = T_3^{\text{opt}}$ , т.е.  $x_A = (d - \Delta x)/2$ ,  $x_B = (d + \Delta x)/2$ , а величина  $\Delta x$  зависит от энергии испускаемого бозона

и должна определяться при каждом фиксированном значении  $\Delta\varepsilon$  из условия  $\exp(-2K\Delta x) \int_0^{\Delta\varepsilon} \alpha^2 F(\omega) d\omega = \exp(-2K(d - \Delta x)/2)$ . Из последнего равенства находим, что

$$T_2^{\text{opt}}(\varepsilon_A, \varepsilon_B) = \text{const} \exp(-2kd/3) \left( \int_0^{\varepsilon_A - \varepsilon_B} \alpha^2 F(\omega) d\omega \right)^{1/3}. \quad (16)$$

Множитель  $\exp(-2Kd/3)$  в уравнении (16) отражает тот факт, что электрон проходит три участка внутри потенциального барьера, а не туннелирует непосредственно из одного металлического электрода в другой. Заметим также, что при достаточно больших  $d$  фактор  $\exp(-2Kd/3)$  намного превышает экспоненциальный множитель  $\exp(-2Kd)$ , и это обстоятельство объясняет тот факт, почему неупругое туннелирование через дефекты в барьере является доминирующим механизмом в неупорядоченных оксидных слоях, толщина которых достаточна для существования внутри них локализованных состояний. Полный туннельный ток через туннельный барьер, показанный на рис. 5, при очень низких температурах, может быть рассчитан суммированием вкладов всех оптимальных путей внутри него. Для этого предположим, что энергии дефектных состояний равномерно распределены по энергии, и, значит, для различных путей энергия дефекта  $A$   $\varepsilon_A$  может меняться от 0 до  $eV$ , в то время как энергия дефекта  $B$   $\varepsilon_B < \varepsilon_A$ . Тогда полный ток, включающий в себя неупругий переход между состояниями  $A$  и  $B$ , может быть найден по формуле (13) с учётом  $T_{\text{inel}}(\varepsilon_A, \varepsilon_B) = T_2^{\text{opt}}(\varepsilon_A, \varepsilon_B)$  из соотношения (16).

Дальнейшая задача состоит в нахождении функции  $\alpha^2 F(\omega)$  либо ее адекватной аппроксимации. Сделать это достаточно просто в рамках дебаевского приближения  $\omega = v_s q$  для зависимости частоты бозонного возбуждения  $\omega$  от волнового вектора  $\mathbf{q}$ , где  $v_s$  — скорость звука, если речь идет о фононах. Как было показано Глазманом и Матвеевым [40], в этом случае

$$T_2(\varepsilon_A, \varepsilon_B) = T_2(\varepsilon_A - \varepsilon_B) \propto (\varepsilon_A - \varepsilon_B). \quad (17)$$

Последующий расчет дифференциальной проводимости дает следующую зависимость от напряжения  $\sigma_{\text{inel}}(V) \propto V^n$  с  $n = 4/3$  [30, 40]. В следующем подразделе приведены экспериментальные данные, подтверждающие степенную зависимость  $\sigma_{\text{inel}}(V)$  в достаточно широкой области напряжений с показателем степени, близким к 1,33, несмотря на то, что фононные энергии  $\omega$  в исследованных диэлектрических слоях были достаточно большими и, вряд ли, могли быть

адекватно описаны дебаевским приближением  $\omega = v_s q$ . Согласно работе [41] совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей в этих случаях является случайным и связано с тем, что соответствующие функции электрон-фононного взаимодействия  $\alpha^2 F(\omega)$  мало меняются с энергией  $\omega$  и при не слишком маленьких  $\omega$  могут быть аппроксимированы константой  $\alpha^2 F(\omega) \approx \text{const}$ . Тогда из уравнения (15) находим, что  $T_2(\epsilon_A, \epsilon_B) \propto (\epsilon_A - \epsilon_B)$ , что в точности соответствует результату Глазмана–Матвеева (17). Подчеркнем, что результаты двух принципиально различных приближений  $\alpha^2 F(\omega)$  совпадают только для описанной выше двухдефектной конфигурации [41]. Некоторые выводы, которые получаются в рамках аппроксимации  $\alpha^2 F(\omega) \approx \text{const}$ , будут приведены в следующем подразделе.

### 3.2. Экспериментальные исследования неупругого туннелирования сквозь тонкие диэлектрические слои

Как уже было отмечено во введении, существуют экспериментальные свидетельства в пользу универсальности степенного закона  $\sigma_{\text{inel}}(V) \propto V^n$  с  $n \approx 1,3-1,6$ . В качестве примера рассмотрим результаты работы [8], в которой исследовались девятислойные гетероструктуры TaN/Ta/IrMn/CoFe/MgO/CoFe/CoFeB/TaN/Pt с эффектом туннельного магнетосопротивления, где роль туннельного барьера выполнял слой оксида магния. Из вольтамперных характеристик по формулам работы [42] была оценена высота потенциального барьера, образованного пленкой MgO, которая оказалась равной  $\approx 0,9$  эВ при 10 и 300 К. Столь малая высота потенциального барьера, которая отмечалась ранее в работах [43, 44], указывает, по мнению авторов [8], на то, что MgO слои содержат кислородные дефектные состояния, которые формируют примесную зону внутри запрещенной зоны оксида магния [45]. Основным экспериментальным результатом [8] были измерения спектральной плотности мощности флуктуаций напряжения  $S_V(f)$  при низких частотах  $f$ . Сравнивая свои результаты с данными других работ для оксидных барьеров MgO и AlO<sub>x</sub>, они обнаружили, что во всех случаях нормированная спектральная плотность шума  $\alpha = fAS_V/V^2$ , где  $A$  — площадь туннельного перехода, растёт как функция произведения сопротивления перехода  $R$  на площадь  $A$ , в особенности, когда  $RA > 1$  МОм·мкм<sup>2</sup> (причём флуктуации напряжения в ориентированных плёнках MgO ниже, чем в более разупорядоченных слоях AlO<sub>x</sub>). Согласно [8] этот факт означает, что в более толстых оксидных барьерах электронное туннелирование сквозь них происходит с участием дефектных состояний внутри них, как это было описано в предыдущем подразделе. Справедливость такого предположения подтверждается измерениями дифференциальной проводимости  $\sigma(V)$  изученных в [8] образцов как функции поданного на гетерострукту-

ру напряжения  $V$ . Оказалось, что при  $V < 100$  мВ зависимость  $\sigma(V)$  описывается формулой  $\sigma(V) = \sigma_0 + \text{const}V^n$  с  $n = 1,62$ , а при более высоких напряжениях и вплоть до 500 мВ к этой зависимости добавляется еще одно слагаемое, пропорциональное  $V^n$ , но теперь с  $n = 4,06$ . Интересно, что примерно при таких же  $V$  начинает резко уменьшаться и величина спектральной плотности шума. По мнению авторов [8], показатель степени 1,62 в зависимости  $\sigma(V)$  обусловлен процессами неупругого туннелирования с участием двух дефектов в барьере, которые согласно теории [30, 40] должны приводить к  $n = 1,33$ , а большие значения  $n$  — результат включения в туннельный процесс новых локализованных центров.

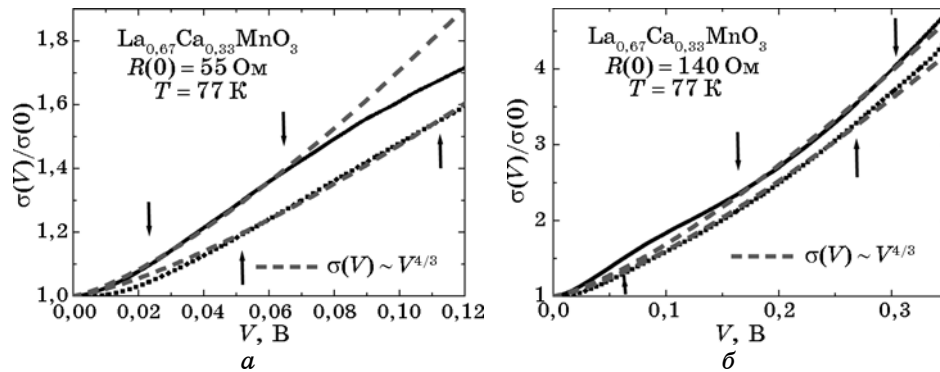
Возникновение тонких изолирующих слоёв и туннельный транспорт электронов сквозь них возможны не только в искусственно приготовленных слоистых гетероструктурах, но и на поверхности (а иногда и внутри) сложных оксидов переходных металлов в результате перераспределения кислородных атомов в кислородной подсистеме. К таким соединениям относятся, в частности, высокотемпературные сверхпроводящие купраты и манганиты  $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$  (A — двухвалентный металлический атом), которые проявляют эффект колоссального магнетосопротивления. Остановимся на сложных оксидах последнего типа, в которых при  $x \cong 0,3$  происходит переход из ферромагнитного в парамагнитное диэлектрическое состояние из-за механизма двойного обмена и сильного ян-теллеровского взаимодействия, ответственного за поляронную природу носителей тока при высоких температурах [46]. Более того, в окрестности температуры Кюри в них может возникать очень неоднородное состояние, состоящее из наноразмерных ферромагнитных и парамагнитных доменов [47]. Естественно, что с еще большей вероятностью подобное состояние может возникать и на поверхности манганитов. Одним из наиболее эффективных методов исследования приповерхностных свойств проводящих сред является методика электронного туннелирования, а исследование соответствующих вольтамперных характеристик позволяет, как было показано в предыдущем подразделе, выяснить наличие в окрестности их границ электронных локализованных состояний. Приведем в качестве примера соответствующие экспериментальные данные, полученные для поликристаллического соединения  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  в работе [9]. Сопротивление  $\text{La}_{0,67}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$  медленно возрастало с температурой и демонстрировало характерный максимум при 280 К, типичный для фазового перехода металл-изолятор. Туннельные контакты создавались путем механического прижима серебряного острья к поверхности поликристалла. Дифференциальная проводимость  $\sigma(V) = dI(V)/dV$  образовавшегося контакта измерялась в интервале до нескольких сотен милливольт. В отличие от стандартных туннельных переходов, где зависимость  $\sigma(V)$  является параболой, в данном случае при обеих полярностях напряже-

ния функция  $\sigma(V)$  имеет явно непараболический вид.

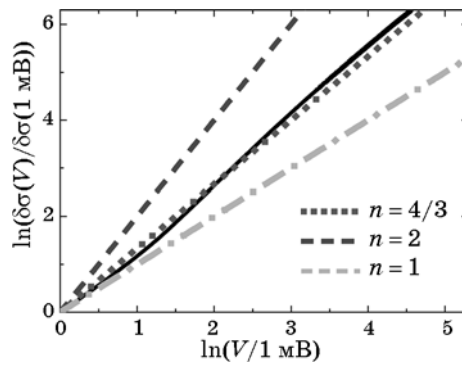
Как видно из рисунка 6, получаемые для манганитов результаты в достаточно широкой области напряжений, действительно, соответствуют результатам теории [40], хотя соответствующее приближение, использованное в работе [40] при выводе соотношения  $n = 1,33$ , вряд ли, справедливо для манганитов. Для того чтобы выяснить, почему оно все-таки выполняется в случае манганитов, возьмем в качестве примера реальную фононную плотность состояний  $F(\omega)$  соединения  $\text{La}_{5/8}\text{Ca}_{3/8}\text{MnO}_3$  из работы [48]. Из туннельных данных для многокомпонентных сверхпроводящих соединений [22] известно, что зависимость от  $\omega$  константы электрон-бозонной связи  $\alpha^2(\omega)$  в сложных соединениях является довольно слабой, и поэтому ее можно считать константой, т.е. достаточно предположить, что

$$\int_0^{\varepsilon} \alpha^2 F(\omega) d\omega \approx \alpha^2 \int_0^{\varepsilon} F(\omega) d\omega.$$

Далее мы можем рассчитать вклад неупругих туннельных процессов в туннельный ток  $I_{\text{inel}}(V)$  по формуле (13) и, используя соотношение (16), для рассмотренной на рис. 5 ситуации с двумя локализованными центрами внутри барьера, получим соответствующий неупругий вклад в вольтамперную характеристику туннельного контакта. Для того чтобы продемонстрировать совпадение полученных таким образом результатов с выводами работы [40], удобно построить логарифм величины  $\delta\sigma(V) = \sigma(V) - \sigma(0)$  как функцию логарифма напряжения (см. рис. 7). Для сравнения



**Рис. 6.** Дифференциальная проводимость контактов  $\text{Ag}/\text{La}_{0,67}\text{Ca}_{0,33}\text{MnO}_3$  с сопротивлениями в нуле напряжений, равными (а) 55 и (б) 140 Ом для положительных (сплошные линии) и отрицательных (точечные линии) напряжений при температуре эксперимента 77 К. Штриховые линии соответствуют зависимости  $\sigma(V) = \sigma_0 + \text{const}V^n$  с  $n = 1,33$  предсказанной теорией [40]. Стрелки указывают на границы участков, где согласие эксперимента с теорией [40] было очень хорошим.



**Рис. 7.** Расчетные характеристики, иллюстрирующие влияние показателя степени  $n$  на зависимость логарифма дифференциальной проводимости туннельных контактов с двумя локализованными центрами в барьере от логарифма приложенного напряжения, для реального фононного спектра манганита [48] (сплошная линия) и степенного закона с  $n = 2, 4/3$  и  $1$  (штриховая, точечная и штрихпунктирная линии соответственно).

там же приведены прямые линии, которые отвечают степенной зависимости  $\delta\sigma(V)$  с  $n = 1, 4/3$  и  $2$ . Очевидно, что расчет с использованием реального фононного спектра манганита дает результат, практически совпадающий с тем, который был получен в работе [40] для звукового закона дисперсии колебаний кристаллической решетки.

Выше мы рассматривали только случай неупругого туннелирования с участием двух дефектов в барьере (рис. 5), когда  $n \approx 1,33$ . Если  $\alpha^2 F(\omega) \approx \text{const}$ , то для электронов, туннелирующих неупругим образом из одной обкладки в другую, имеем  $n \approx 1$ . Если же в процессе туннелирования участвует только одно локализованное состояние внутри барьера, тогда  $n \approx 1,5$ . Рост числа дефектов, вовлеченных в туннельный процесс, приводит к росту параметра  $n$ . Таким образом, измеряя индекс  $n$ , мы можем получить информацию об особенностях электронного транспорта сквозь неупорядоченные слои диэлектрика и о его структуре. Так, в работе [41] было предложено определять экспериментально зависимость  $n = d\ln(\sigma(V) - \sigma(0))/d\ln V$  от напряжения для того, чтобы выяснить физический механизм прохождения через тонкие оксидные слои. Исследовались процессы переключения контактного сопротивления в контактах с манганитами в результате приложения высоких электрических напряжений. Оказалось, что в состоянии с малым сопротивлением вначале имеют место прямые туннельные переходы с испусканием бозонных возбуждений, а при напряжениях, соответствующих энергиям выше дебаевских, заряды туннелируют упругим образом без потери энергии. Напротив, в состоянии с большим сопротивлением (и, значит, большой толщиной переходного слоя между металлическими электродами) по мере ро-

ста напряжения увеличивается число локализованных состояний, которые использует электрон в процессе неупругого туннелирования — от одного ( $n \approx 1,5$ ) до двух и более ( $n > 1,3$ ).

#### 4. ВЫВОДЫ

Приведены экспериментальные данные, подтверждающие существование двух универсальных явлений в туннельных характеристиках гетероструктур металл–изолятор–металл с наноразмерными разупорядоченными пленками оксида, а именно, универсального распределения прозрачностей ультратонкого нанометрового слоя диэлектрика, разделяющего два металлических электрода, и степенного закона для зависимости дифференциальной проводимости от напряжения с показателем степени, близким к значению 1,33, для более толстых слоёв изолятора. Первый эффект может быть объяснен на основе гипотезы о равномерном распределении произведения высоты барьера на путь, который электрон проходит внутри него. Второй эффект связан с тем, что для более толстых слоёв изолятора доминирующим механизмом туннельного транспорта становится прыжковая туннельная проводимость с участием дефектов внутри барьера, причем показатель степени 1,33 соответствует двум локализованным состояниям.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Landauer, *IBM J. Res. Develop.*, **1**: 223 (1957); R. Landauer, *Philos. Mag.*, **21**: 863 (1970).
2. M. Büttiker, Y. Imry, R. Landauer et al., *Phys. Rev. B*, **31**: 6207 (1985).
3. M. Büttiker, *Phys. Rev. Lett.*, **65**: 2901 (1990).
4. S. Dutta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge: Cambridge University Press: 1995).
5. Ш. М. Коган, *УФН*, **145**: 285 (1985).
6. M. B. Weissman, *Rev. Mod. Phys.*, **60**: 537 (1988).
7. Г. П. Жигальский, *УФН*, **167**: 623 (1997).
8. A. Gokse, E. R. Nowak, S. H. Yang et al., *J. Appl. Phys.*, **99**: 08A906 (2006).
9. V. M. Svistunov, V. N. Leonova, M. A. Belogolovskii et al., *Mod. Phys. Lett. B*, **22**: 2811 (2008).
10. B. K. Nikolić and P. B. Allen, *Phys. Rev. B*, **63**: R020201 (2001).
11. K. M. Schep and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.*, **78**: 3015 (1997).
12. О. Н. Дорохов, *Письма в ЖЭТФ*, **36**: 259 (1982).
13. Yu. V. Nazarov, *Phys. Rev. Lett.*, **73**: 134 (1994).
14. A. H. Steinbach, J. M. Martinis, and M. H. Devoret, *Phys. Rev. Lett.*, **76**: 3806 (1996).
15. R. J. Schoelkopf, P. J. Burke, A. Kozhevnikov et al., *Phys. Rev. Lett.*, **78**: 3370 (1997).
16. G. Blonder, M. Tinkham, and T. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**: 4515 (1982).



17. J. R. Kirtley, *Int. J. Mod. Phys. B*, **4**: 201 (1990).
18. D. Averin and A. Bardas, *Phys. Rev. Lett.*, **75**: 1831 (1995).
19. A. Bardas and D. V. Averin, *Phys. Rev. B*, **56**, No. 14: R8518 (1997).
20. Y. Naveh, V. Patel, D. V. Averin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **85**: 5404 (2000).
21. K. K. Likharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (Amsterdam: Gordon and Breach: 1991).
22. E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy* (Oxford: Oxford University Press: 1985).
23. V. Lacquaniti, N. De Leo, M. Fretto et al., *J. Appl. Phys.*, **108**: 093701 (2010).
24. M. Gurvitch, M. Washington, and H. Huggins, *Appl. Phys. Lett.*, **42**: 472 (1983).
25. A. A. Golubov, E. P. Houwman, J. G. Gijsbertsen et al., *Phys. Rev. B*, **51**: 1073 (1995).
26. G. Blonder, M. Tinkham, and T. Klapwijk, *Phys. Rev. B*, **25**: 4515 (1982).
27. J. A. Melsen and C. W. J. Beenakker, *Physica B*, **203**: 219 (1994).
28. D. J. Kim, W. S. Choi, F. Schleicher et al., *Appl. Phys. Lett.*, **97**: 263502 (2010).
29. A. Gokse, E. R. Nowak, S. H. Yang et al., *J. Appl. Phys.*, **99**: 08A906 (2006).
30. Y. Xu, D. Ephron, and M. R. Beasley, *Phys. Rev. B*, **52**: 2843 (1995).
31. J. K. Julin, P. J. Koppinen, and I. J. Maasilta, *Appl. Phys. Lett.*, **97**: 152501 (2010).
32. C. T. Rogers and R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.*, **53**: 1272 (1984).
33. V. Shaternik, S. Larkin, V. Noskov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **97**: 012243 (2008).
34. V. Shaternik, S. Larkin, and M. Belogolovskii, *Int. J. Mod. Phys. B*, **23**: 3520 (2009).
35. V. E. Shaternik, S. Yu. Larkin, M. A. Belogolovskii et al., *Металлофиз. новейшие технол.*, **31**, № 2: 271 (2009).
36. V. E. Shaternik, S. Yu. Larkin, V. L. Noskov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **234**: 042032 (2010).
37. V. E. Shaternik, S. Yu. Larkin, and T. A. Khachaturova, *Physica C*, **435**: 96 (2006).
38. N. F. Mott and E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials* (New York: Oxford University Press: 1979).
39. В. М. Свистунов, М. А. Белоголовский, *Туннельная спектроскопия квази-частичных возбуждений в металлах* (Киев: Наукова думка: 1986).
40. Л. И. Глазман, К. А. Матвеев, *ЖЭТФ*, **94**: 332 (1988).
41. M. A. Belogolovskii, *Cent. Eur. J. Phys.*, **7**: 304 (2009).
42. J. G. Simmons, *J. Appl. Phys.*, **34**: 1793 (1963).
43. T. Kiyomura, Y. Maruo, and M. Gomi, *J. Appl. Phys.*, **88**: 4768 (2000).
44. S. Mitani, T. Moriyama, and K. Takanashi, *J. Appl. Phys.*, **93**: 8041 (2003).
45. S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima et al., *Nat. Mater.*, **3**: 868 (2004).
46. В. М. Локтев, Ю. Г. Погорелов, *Физ. низк. температур*, **26**: 231 (2000).
47. E. Dagotto, *Nanoscale Phase Separation and Colossal Magnetoresistance* (Berlin: Springer-Verlag: 2002).
48. C. P. Adams, J. W. Lynn, V. N. Smolyaninova et al., *Phys. Rev. B*, **70**: 134414 (2004).