

- [5] Jones P.M.S. - Nucl. Mater., 1967, v. 21, N 2, p. 239-240.  
 [6] Jones W.M. - Phys. Rev., 1955, v. 100, N 1, p. 124-125.

Физико-технический  
 институт им. А.Ф. Иоффе  
 АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию  
 24 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

### ТУННЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

А.О. Голубок, Д.Н. Давыдов,  
 С.Я. Типисев, М.П. Петров,  
 В.И. Березкин, М.В. Красинькова

Туннельная электронная спектроскопия [1] дает информацию о величине энергетической щели, плотности электронных состояний, спектре фононов и других возбуждений в сверхпроводниках. Для измерения туннельного спектра необходимо создание туннельного контакта, электроды которого подлежат исследованию. Как правило, это две металлические пленки, разделенные тонким ( $\sim 10-20 \text{ \AA}$ ) искусственно созданным диэлектрическим слоем. Для традиционных сверхпроводников в виде металлов и их сплавов существует достаточно хорошо разработанная технология приготовления туннельных контактов.

На пути получения качественных туннельных спектров металлооксидных сверхпроводящих соединений имеется ряд трудностей. Среди них следует выделить наличие на поверхности образцов слоя, свойства которого существенно отличаются от свойств основного объема [2-5], а также чувствительность сверхпроводящих керамик к содержанию кислорода. Последнее обстоятельство требует определенной осторожности при формировании диэлектрического туннельного барьера. Например, в [6] изготовление туннельного барьера с использованием тлеющего разряда в кислороде привело к существенному снижению критической температуры исследуемой керамики. Неудивительно поэтому, что опубликованные в литературе туннельные спектры металлооксидных керамик имеют зачастую слабо выраженные щелевые особенности.

В настоящей работе исследовалась керамика  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , изготовленная стандартным методом твердофазного синтеза с последующим отжигом в кислороде. Образцы имели кристаллические включения с максимальным размером  $\sim 200-300$  мкм. Температура перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$ , измеренная резистивным и магнитным методами, составляла  $92 \pm 1$  К.

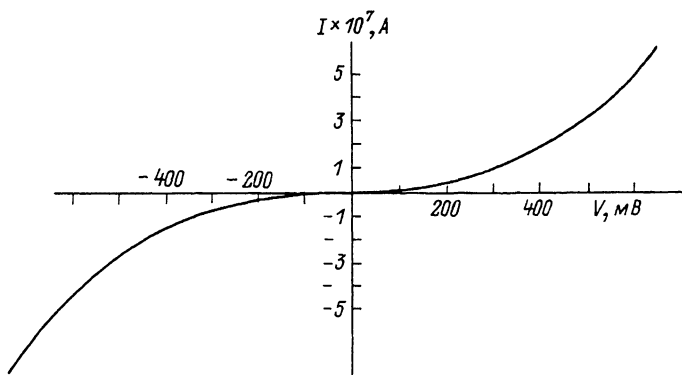


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика  $I(V)$  контакта  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta} - Al_2O_3 - W$ ,  $T = 4.2$  К.

В экспериментах использовался туннельный контакт с механически подводимым  $V$ -образным электродом из отожженной вольфрамовой проволоки диаметром 100 мкм (устройство подвода электродов будет описано отдельно). Диэлектрический туннельный барьер создавался по стандартной технологии. Для этого на механически полированную поверхность образца напылялась пленка  $Al$  толщиной  $\sim 50 \text{ \AA}$ , которая затем окислялась прогревом на воздухе при  $250^\circ \text{C}$ . Образец укреплялся в держателе, где к его поверхности подводился электрод. Сопротивление туннельного контакта могло изменяться в диапазоне 3 МОм – 200 Ом с помощью механизма подвода электродов. Окончательное сопротивление контакта выставлялось после его охлаждения до  $T = 4.2$  К и обычно составляло величину 1 МОм – 500 кОм. По-видимому, в туннельном контакте работают один или несколько случайно расположенных микровыступов, всегда имеющих на поверхности электродов. Наличие некоторого люфта в системе подвода электродов обеспечивало возможность снятия спектров в разных случайных точках поверхности образца.

Применялась схема с заземленным образцом. Для измерения туннельного тока использовался преобразователь ток-напряжение с коэффициентом преобразования  $1 \cdot 10^7$  В/А. Проводимость контакта измерялась по стандартной модуляционной методике с синхронным детектированием сигнала первой гармоники. Амплитуда модуляции выбиралась в несколько раз меньше, чем ширина пиков на кривой  $dI/dV$  ( $I$  – туннельный ток,  $V$  – туннельное напряжение).

На рис. 1 представлена типичная вольт-амперная характеристика (ВАХ) контакта. В экспериментах всегда наблюдались нелинейные ВАХ в диапазоне  $-1 \text{ В} < V < +1 \text{ В}$ . Этот результат хорошо согласуется с данными работ [2–10]. Известно [1], что согласно теории БКШ при  $eV \gg \Delta$  ( $e$  – заряд электрона,  $\Delta$  – энергетиче-

$dI/dV$ , отн. ед.

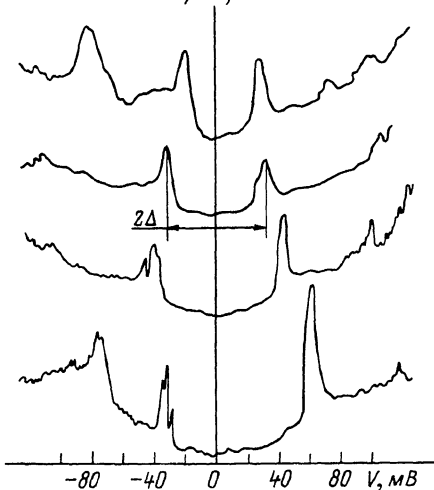


Рис. 2. Проводимость  $dI/dV$  контакта  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}-Al_2O_3-W$ ;  $T = 4.2$  К, кривые получены в разных точках образца. Для данных зависимостей отношение  $2\Delta/kT_c$  лежит в интервале от 4.6 до 9.2.

ская щель в плотности электронных состояний сверхпроводника) ВАХ должна выходить на линейный участок. В [2, 4] отсутствие линейного участка на ВАХ пытались объяснить в рамках модели [11], предположив, что образец состоит из сверхпроводящих гранул, разделенных диэлектрическими прослойками. Однако размер гранул при этом должен быть достаточно малым и, по-видимому,

эта модель в прямом виде не соответствует нашему объекту. Известно также [1], что нелинейность ВАХ может быть связана с малой величиной работы выхода по сравнению с  $eV$ . Поэтому, как и в [12], отсутствие линейного участка на ВАХ можно связать с предположением о малой работе выхода в туннельном контакте на основе металлооксидной керамики.

На рис. 2 представлены характерные кривые проводимости туннельного контакта  $dI/dV$ , полученные в случайных точках поверхности образца. Наблюдается асимметричный характер кривых с резкими особенностями щелевого типа. Отметим, что в контрольных экспериментах со свинцовым образцом были получены симметричные кривые. Асимметрия туннельных спектров наблюдается практически на всех кривых для контактов на основе металлооксидных керамик, что, как и в [2], наталкивает на мысль о возможности явлений типа эффекта Шоттки. На одной кривой  $dI/dV$  наблюдалось, как правило, несколько щелевых особенностей, при этом отношение  $2\Delta/kT_c$  могло изменяться в широких пределах  $\sim 2-12$  (способ определения величины  $2\Delta$  поясняется на рис. 2).

Возможно, что полученные результаты связаны с анизотропией свойств сверхпроводящих керамик, эффектом близости, неоднородностью образца. Сложная структура туннельных спектров может быть связана также со щелевыми гармониками, обсуждаемыми в [6]. Кроме того, в контакте могут иметь место осцилляции типа осцилляций Томаша [1]. Не исключено также, что здесь реализуется ситуация с несколькими разными значениями  $\Delta$  при одном значении  $T_c$  [13], или наоборот.

Для выяснения природы туннельных спектров высокотемпературных сверхпроводников потребуются подробные эксперименты с монокристаллами.

Авторы благодарят М.Л. Александрова за внимание к работе и полезные обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Wolf E.L. Principles of Electron Tunneling Spectroscopy. Oxford Univ. Press, N.Y., 1985. 576 p.
- [2] Naito M., Smith D.P.E., Kirk M.D., Hahn B.Oh.M.R., Char K., Mitzi D.B., Sun J.Z., Webb D.J., Beasley M.R., Fisher O., Geballe T.H., Hammond R.H., Kapitulnik A., Quate C.F. - Phys. Rev. B, 1987, v. 35, N 13, p. 7228-7231.
- [3] Pan S., Ng K.W., de Lozanne A.L. - Phys. Rev., 1987, v. 35, N 13, p. 7220-7223.
- [4] Kirtley J.R., Tsuei C.C., Park Sung I., Chu C.C., Rozen J., Shafter M.W. - Phys. Rev., 1987, v. 35, N 13, p. 7216-7219.
- [5] Володин А.П., Хайкин М.С. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, в. 11, с. 466-468.
- [6] Iguchi I., Watanabe H., Kasai Y., Mochiku T., Sugushita A., Yamaka E. - Jap.J. of Appl. Phys., 1987, v. 26, N 5, p. L645-L646.
- [7] Свистунов В.М., Ревенко Ю.Ф., Таренков В.Ю. - ФНТ, 1987, т. 13, в. 8, с. 870-873.
- [8] Барьяхтер В.Г., Богуславский Ю.М., Невирковец И.П., Руденко Э.М., Шевчук Н.В., Шулишева О.Н., Шербак И.А. - ФНТ, 1987, т. 13, в. 8, с. 867-870.
- [9] Ekinov T., Akimitsu J. - Jap. J. of Appl. Phys., 1987, v. 26, N 4, p. L452-L453.
- [10] Van Bentum P.J.M., van de Leemput L.E.C., Schreurs L.W.M., Teunissen P.A.A., van Kempen H. - Phys. Rev. B, 1987, v. 36, N 1, p. 843-845.
- [11] Zeller H.R., Giaever I. - Phys. Rev., 1969, v. 181, N 2, p. 789-799.
- [12] Hawley M.E., Gray K.E., Capone D.W.II, Hinks D.G. - Phys. Rev. B, 1987, v. 35, N 13, p. 7224-7227.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе АН СССР,  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
24 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

### УФ-ЛАЗЕР НА МОЛЕКУЛЕ АЗОТА, ВОЗБУЖДАЕМЫЙ СИЛЬНОТОЧНЫМ СКОЛЬЗЯЩИМ ПО ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА РАЗРЯДОМ

П.П. Б р ы н з а л о в, Б.О. З и к р и н,  
Н.В. К а р л о в, И.О. К о в а л е в,  
А.В. К о р а б л е в, Г.П. К у з ь м и н,  
В.Ф. П е р о в

Скользящий по поверхности диэлектрика разряд находит все более широкое применение в качестве эффективного источника предионизации и плазменных электродов при создании мощных газовых лазеров [1-4], импульсных источников света [5], высоковольтных коммутаторов 6 и других устройств.

Проведенные ранее исследования показали, что скользящий разряд локализован в малой области у поверхности диэлектрика с толщиной менее одного миллиметра [7] и при импульсных напряжениях 50-200 кВ получены плазменные поверхности длиной до 200 см [8].

Известно, что в лазере с большим коэффициентом усиления активной среды расходимость излучения в направлении оптической оси лазера определяется отношением поперечных размеров разрядной области к ее длине. В работе [9] при оптимизации ряда параметров лазера достигнута расходимость излучения  $0.2 \times 0.3$  мрад.

В нашей работе исследована схема возбуждения азотного УФ лазера на основе скользящего по поверхности диэлектрика разряда и показано, что в этом случае в поперечном направлении к плоскости скользящего разряда расходимость излучения близка к данным работы [9].

В работах [10, 11] генерация азотного лазера при накачке скользящим разрядом была получена либо в разрыве линии [10], либо при коаксиальном возбуждении разряда [11]. В нашем случае не применялось особых мер к формированию наносекундного импульса тока накачки.

Скользящий разряд развивался по поверхности с размерами  $750 \times 44$  мм<sup>2</sup>. В качестве диэлектрика использовалась полированная с двух сторон пластина из кристаллического лейкосапфира с