

ОСИЛЛЯЦИИ ПРОВОДИМОСТИ ТУННЕЛЬНЫХ КОНТАКТОВ  
МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК-СВЕРХПРОВОДНИК ( $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ )А.О. Голубок, Д.Н. Давыдов,  
С.Я. Типисев

Методика туннельной спектроскопии [1] активно используется при исследовании высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), в частности для измерения величины энергетической щели  $\Delta$  в плотности электронных состояний [2]. Для адекватной интерпретации туннельных спектров представляется важным детальное исследование особенностей проводимости туннельных контактов на основе ВТСП.

В работе исследовались стандартные образцы сверхпроводящей керамики  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  с критической температурой  $T_c = 92 \pm 2$  К. Туннельный контакт  $W$ -диэлектрик -  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  создавался между поверхностью исследуемого образца и участком поверхности отожженной вольфрамовой проволоки диаметром  $\sim 100$  мкм путем механического подвода электродов. Туннельным барьером служил естественный диэлектрический слой, который, как известно [3, 4], имеется на поверхности образцов из  $Y-Ba-Cu-O$ . Измерения туннельных характеристик проводились в различных случайно расположенных точках поверхности образца при  $T = 4.2$  К. Приведенные ниже данные получены на контактах с сопротивлением 500 ком - 1 Мом.

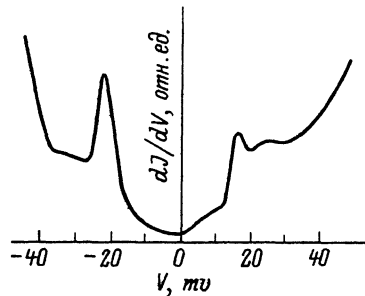
Для измерения туннельного тока использовался преобразователь ток-напряжение в схеме с заземленным образцом с коэффициентом преобразования  $1 \cdot 10^7$  В/А. Проводимость контакта  $dI/dV$  ( $I$  - туннельный ток,  $V$  - туннельное напряжение) измерялась по стандартной модуляционной методике с синхронным детектированием сигнала первой гармоники. Амплитуда модуляции туннельного напряжения составляла  $\sim 0.5$  мВ, частота модуляции - 1 кГц.

На большинстве туннельных спектров наблюдались пики, отражающие щель в плотности электронных состояний сверхпроводника (рис. 1). Измерения, проведенные в разных точках поверхности образца, показали, что значение  $\Delta$  изменяется в диапазоне  $\sim 10$ -80 мВ при среднем значении  $\sim 25$  мВ, что согласуется с известными результатами [2]. В отдельных точках наблюдалась ярко выраженная осцилляционная структура на кривой  $dI/dV$  (рис. 2). Период осцилляций изменялся от контакта к контакту в диапазоне 10-50 мВ.

Существуют различные механизмы, приводящие к осцилляциям проводимости туннельных контактов. Остановимся на нескольких из них.

Известно, что осцилляции проводимости с периодом  $\frac{e}{C}$  возникают вследствие дискретности электронного заряда  $e$  при малой емкости  $C$  туннельного контакта [5, 6].

Рис. 1. Характерная кривая проводимости  $dI/dV$  в зависимости от напряжения на туннельном контакте,  $T = 4.2$  К.



Предположим, что в нашем случае туннелирование происходит через малую металлическую частицу радиуса  $r$ , расположенную внутри диэлектрического слоя на поверхности образца. Для оценки емкости воспользуемся, как и в [6], выражением  $C \approx 4\pi\epsilon\epsilon_0 (1 + r/d)$ , где  $d$  и  $\epsilon$  — глубина и диэлектрическая постоянная слоя на поверхности образца. Подставляя  $r \sim 100$  Å,  $d \sim 200$  Å,  $\epsilon \sim 2$ , получим

$\frac{e}{C} \sim 30$  мВ, что находится в разумном согласии с экспериментальными данными (рис. 2). Учитывая, что в металлооксидных керамиках весьма вероятно присутствие дисперсных металлических включений, можно сделать вывод о возможной связи наблюдаемых осцилляций с емкостными эффектами.

Другой причиной возникновения осцилляций на кривой  $dI/dV$  могут быть особенности в плотности электронных состояний, вызванные, например, размерными эффектами [1, 7].

Как известно [7, 8], в тонких металлических слоях интерференция двух электронных состояний с противоположными импульсами, возникающих при отражении от границы слоев, приводит к квантованию энергетических уровней с периодом  $\Delta E = \frac{\pi \hbar V_F}{2d}$ , где  $V_F$  — скорость Ферми,  $d$  — толщина слоя. Вообще говоря, квантование энергетических уровней проявляется при условии, что шероховатости поверхности малы по сравнению с длиной волны де Бройля. Поэтому размерный эффект удобно наблюдать в материалах с малой энергией Ферми и большой длиной волны электрона. Однако даже в металлах квантование энергетических уровней наблюдается экспериментально на пленках толщиной 200–600 Å, что связывается с проявлением „соразмерных“ уровней [8] или с особенностями строения поверхности Ферми, приводящими (через интерференцию двух состояний с близкими значениями импульсов) к интерференционным возбуждениям с длиной волны, намного превосходящей неоднородности образца [9].

Осцилляции на зависимости  $dI/dV$  наблюдаются также в туннельных контактах с электродами из сверхпроводящих пленок и объясняются интерференцией вырожденных квазичастичных возбуждений при „андреевском“ отражении от скачка параметра порядка  $\delta\Delta$ , возникающего на границе пленки [1, 7]. Положения максимумов  $V_n^{max}$  на зависимости  $dI/dV$  определяются выражением [10]:

$$eV_n^{max} = \left[ d^2 + \left( \frac{n \hbar V_F}{2d} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{при } \delta\Delta > 0,$$

Рис. 2. Осцилляции проводимости туннельного контакта; кривые 1, 2, 3 получены в разных точках поверхности образца.

$$eV_n^{max} = \left\{ \Delta^2 \left[ \frac{(n-1/2) h v_F}{2d} \right]^2 \right\}^{1/2}$$

при  $\delta \Delta < 0$ ,

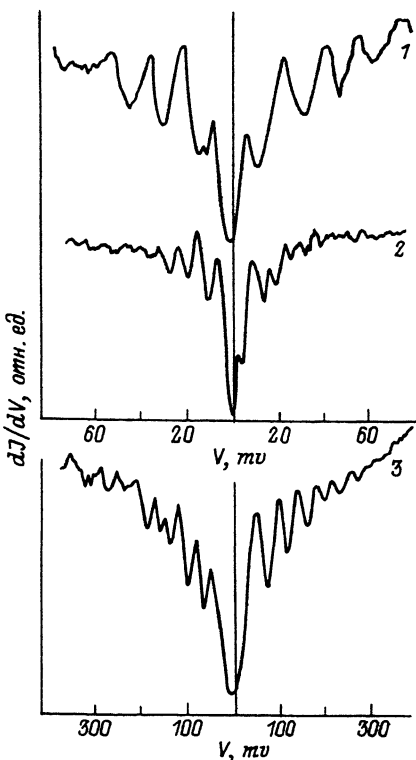
где  $d$  — толщина сверхпроводящей пленки,  $n$  — целое число.

Предположим, что наблюдаемые на рис. 2 осцилляции обусловлены проявлением размерных эффектов, возникающих в результате отражения от границ двойникования, которые, как известно [11, 12], пересекают кристаллы  $Y-Ba-Cu-O$  вдоль направлений типа  $\langle 110 \rangle$ . При этом, кроме обычного отражения от плоскости двойникования как от структурной неоднородности, можно ожидать проявления эффектов „андреевского“ отражения, вследствие того, что на границе двойникования потенциал спаривания (в соответствии с [13–15]) должен испытывать возмущение  $\delta \Delta$ . И в том, и в другом случаях, положив  $v_F \sim 5 \cdot 10^7$  см/сек, и взяв для расстояния между границами двойникования значение  $d \sim 500 \text{ \AA}$  [12, 15], получим для периода осцилляций величину  $\sim 10$  мВ, что также согласуется с величиной периода, наблюдаемого в эксперименте.

Учитывая случайную ориентацию отдельных кристаллитов в керамике, можно предположить, что осцилляции на зависимости  $dI/dV$  наблюдались в тех точках поверхности, где направление туннельного тока оказывалось близким к направлению, перпендикулярному плоскости двойникования.

Наконец отметим, что наблюдаемые осцилляции могут также обуславливаться свойствами диэлектрического туннельного барьера [16].

Для выяснения природы наблюдаемых осцилляций необходимо провести дополнительные исследования. Например, в случае „емкостной“ модели должна наблюдаться зависимость от расстояния между электродами туннельного контакта. Проверить это предположение, по-видимому, можно, используя методику туннельной микроскопии, позволяющую изменять ширину туннельного барьера.



В заключение следует подчеркнуть, что ответ на вопрос о природе наблюдаемых осцилляций важен для понимания механизма высокотемпературной сверхпроводимости. Кроме того, обнаруженные осцилляции проводимости туннельных контактов металл-диэлектрик- $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  необходимо принимать во внимание при интерпретации туннельных экспериментов с ВТСП.

Авторы благодарят М.Л. Александрова за постоянное внимание к работе, Б.З. Спивака, Н.А. Тарасова и А.Л. Шеланкова за полезные обсуждения.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Wolf E., Principles of electron tunneling spectroscopy, New-York, 19852.
- [2] Edgar A., Adkins C.J., Chandler S.J. - J. Phys. C: Solid State Phys., 1987, v. 20, p. 1009.
- [3] Iguchi I., Watanabe H., Kasai Y., Mochiku T., Sugushita A., Yamaka E. - Jap. J. Appl. Phys., 1987, 2, N 5, p. 645.
- [4] Володин А.П., Хайкин М.С. - Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 4, в. 11, с. 466.
- [5] Averin D.V., Likharev K.K. - J. Low Temp. Phys., 1986, 62, p. 345.
- [6] Varner J.B., Ruggiero S.T. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, N 7, p. 807.
- [7] Свистунов В.М., Белоголовский М.А., Черняк О.И. УФН, 1987, 151, вып. 1, с. 31.
- [8] Галкин А.А., Свистунов В.М., Дьяченко А.И., Таренков В.Ю. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с. 259.
- [9] Белоголовский М.А., Галкин А.А. Свистунов В.М. ЖЭТФ, 1975, 69, с. 1796.
- [10] Mc. Millan W.L., Anderson P.W., Phys. Rev. Lett., 1966, 16, p. 85.
- [11] Nodden J.L., Chaillout C., Caroni J.J., Maresio M. Solid State Comm., 1987, 64, N 11, p. 1349.
- [12] Винников Л.Я., Гуревич Л.А., Емельченко Г.А., Осипьян Ю.А. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, вып. 2, с. 109.
- [13] Хайкин М.С., Хлюстиков И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, с. 167.
- [14] Андреев А.Ф. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, вып. 11, с. 463.
- [15] Абрикосов А.А., Буздин А.И. Письма в ЖЭТФ 1988, 47, в. 4., с. 204.

Поступило в Редакцию  
23 мая 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 24 26 декабря 1988 г.

## ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛОСКИМ ПРОФИЛЕМ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ

В.А. Е п и ш и н, В.А. М а с л о в,  
В.Н. Р я б ы х, В.А. С в и ч,  
А.Н. Т о п к о в

Во многих приложениях лазеров требуются пучки с равномерным распределением интенсивности в поперечном сечении [1-7]. Для формирования таких пучков предложены внутрирезонаторные методы [1-3] и методы с использованием оптических внешних устройств [4-7]. В настоящей работе описан новый подход к формированию распределения интенсивности с плоской вершиной в волноводном лазере. Сообщается об использовании для получения такого распределения внешних устройств в виде круглого волновода типа канал в диэлектрике и периодической фазовой дифракционной структуры. Показана возможность применения последней для создания пучка ступенчато-однородного профиля.

Внутрирезонаторный способ получения заданного распределения интенсивности основан на замене одного из зеркал оптическим элементом со специально подобранными параметрами. Например, в [1] таким элементом являлся уголкового отражатель, в [3] - неоднородный интерферометр, в [8] - электродинамическая решетка с переменным шагом. Результаты исследования резонаторов волноводных лазеров [9] с внутренними отражателями вогнутого и выпуклого профилей, а также с отверстиями для вывода излучения, указывают для этих резонаторов более простой путь поиска способов формирования заданного распределения выходной интенсивности. Каждый тип колебаний в данных системах формируется путем интерференции распространяющихся волноводных мод. При изменении размеров резонатора, например, с легко выполнимыми и представляющими практический интерес сферическими или содержащими центральные отверстия зеркалами, изменяются амплитуды и фазы интерферирующих волн, что позволяет в некоторых пределах получать заданное распределение интенсивности на выходной апертуре.

Моделированием на ЭВМ методом, изложенным в [9], исследованы зависимости характеристик мод осесимметричного волноводного резонатора от его параметров с целью формирования однородного