

Температурная зависимость микроволновой проводимости пленки YBaCuO в нормальном состоянии

А.И. Губин, Н.Т. Черпак, А.А. Лавринович

*Институт радиофизики и электроники им. А.И. Усикова НАН Украины
ул. Академика Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина
E-mail: gubin@ire.kharkov.ua*

К.В. Оганисян

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина*

Статья поступила в редакцию 28 февраля 2007 г.

Представлены результаты экспериментального исследования флуктуационной проводимости оптимально допированной эпитаксиальной пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, полученные методом измерения коэффициента комплексного отражения от исследуемого образца при скользких углах падения, разработанным и реализованным авторами в миллиметровом диапазоне волн. Показано хорошее соответствие полученных результатов и теоретической модели, построенной в рамках гауссовской теории для частотно-ограниченной флуктуационной $2D$ микроволновой проводимости, в температурном интервале 93–120 К.

Представлено результати експериментального дослідження флуктуаційної провідності оптимально допованої епітаксiальної плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що отримано методом вимірювання коефіцієнта відбиття від досліджуваного зразка при ковзних кутах падіння, що розроблено та реалізовано авторами у міліметровому діапазоні хвиль. Показано гарну відповідність отриманих результатів і теоретичної моделі, побудованої в рамках гауссівської теорії для частотно-обмеженої флуктуаційної $2D$ мікрохвильової провідності, у температурному інтервалі 93–120 К

PACS: 74.78.Bz ВТСП пленки;

74.40.+k Флуктуации (шумы, хаос, неравновесная сверхпроводимость, локализация и т.д.);

07.57.–с Приборы и оборудование в области инфракрасных, субмиллиметровых, микро- и радиоволн.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, флуктуационная проводимость, пленка ВТСП, миллиметровые волны, микроволновое отражение.

Введение

В процессе изучения транспортных свойств высокотемпературных сверхпроводников были обнаружены отклонения от поведения классических (низкотемпературных) сверхпроводников БКШ типа (см., например, [1]). В частности, при понижении температуры ВТСП в нормальном состоянии, начиная с некоторой температуры T^c , вплоть до температуры перехода в сверхпроводящее состояние происходит более резкое увеличение проводимости, чем у классических

сверхпроводников. В связи с этим к настоящему времени проведено детальное изучение проводимости ВТСП в указанном температурном интервале (см., например, [2]). Однако, несмотря на значительное число опубликованных работ в этом направлении, природа особенностей ВТСП в нормальном состоянии окончательно не установлена. В частности, механизмы флуктуационной проводимости и псевдощели представляют определенный вызов в физике сверхпроводимости [2,3]. Исследователи признают, что необходимы новые экспериментальные факты (см., например, [2]).

Очевидно, при этом требуются и новые экспериментальные подходы.

В настоящем сообщении приведены результаты экспериментального исследования микроволновой проводимости в оптимально допированной эпитаксиальной пленке YBa₂Cu₃O_{7-δ}, которые сравнивают с теоретической моделью. Исследование проводили с использованием нового экспериментального подхода, разработанного авторами и основанного на измерении комплексного коэффициента отражения при скользких углах падения [4,5].

Теоретические соотношения для флуктуационной проводимости

Флуктуационной проводимостью принято называть избыточную проводимость, возникающую при аппроксимации нормальной проводимости на область низких температур, в сравнении с полученными в эксперименте данными, т.е.:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0; \quad (1)$$

$$\sigma_0(T) = \sigma_0(T_c) \frac{T_c}{T}, \quad (2)$$

где σ_0 — нормальная проводимость, σ — проводимость, полученная в эксперименте, $\Delta\sigma$ — флуктуационная проводимость (парапроводимость).

Ранее в модели Гинзбурга–Ландау (ГЛ) полагалось, что появление добавочной проводимости выше температуры перехода обусловлено флуктуациями параметра порядка вблизи T_c [6]. Однако в действительности вклад флуктуационной проводимости в модели ГЛ ощутим только в пределах нескольких градусов по обе стороны от сверхпроводящего (СП) перехода. В связи с этим Асламазовым–Ларкиным и Маки–Томсоном разработаны поправки к теории ГЛ. В итоге были получены формулы для проводимости на постоянном токе в двух- и трехмерном сверхпроводниках [6]

$$\Delta\sigma_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d} \frac{T}{T - T_c}, \quad (3)$$

$$\Delta\sigma_{3D} = \frac{1}{32} \frac{e^2}{\hbar\xi(0)} \left(\frac{T}{T - T_c} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

где $\xi(0)$ — длина когерентности при $T=0$, d — толщина пленки. Формула (3) описывает флуктуационную часть проводимости двумерного сверхпроводника, когда $d \ll \xi$. В трехмерном случае ($d \gg \xi$) формула (3) переходит в (4). В модели ГЛ определяющими факторами возникновения флуктуационной проводимости является малость объема сверхпроводника (по сравнению с ξ) и близость к T_c .

Известно, что сопротивление на постоянном токе в сверхпроводнике YBa₂Cu₃O_{7-δ} (YBCO) пропорционально T в широком температурном интервале. При этом температура начала отклонения от линейной зависимости (при охлаждении образца) T^* зависит от величины допирования $7 - \delta$ [2].

Более широкий температурный интервал, в котором наблюдается эффект флуктуационной проводимости в ВТСП, стимулирует построение соответствующих теоретических моделей и развитие новых экспериментальных методов измерений. В отличие от исследований проводимости на постоянном токе выполнено всего несколько работ по изучению микроволновой проводимости ВТСП в нормальном состоянии (см. [7,8] и ссылки там). По-видимому, это обусловлено тем фактом, что традиционные методы исследования микроволновых свойств ВТСП, ориентированные в основном на измерение весьма малых значений поверхностного импеданса в сверхпроводящем состоянии (см., например, [9]), мало пригодны для исследований импедансных свойств в нормальном состоянии.

Известен подход в рамках гауссовской теории для частотно-ограниченной флуктуационной проводимости (a modified Gaussian theory for finite-frequency fluctuational conductivity) на основе уравнений ГЛ, зависящих от времени, который позволяет получить выражения для микроволновой проводимости в одно-, двух- и трехмерном случаях [7]:

$$\sigma_{1D} = \frac{\pi}{16} \frac{e^2 \xi_x(0)}{\hbar L^2 \varepsilon^{3/2}} \left(-\frac{16}{\pi \varpi^2} \right) \left[\left(1 - \frac{i\varpi}{2} \right) \arctg(K) + \frac{i\varpi}{2} \frac{K}{1+K^2} - \sqrt{1-i\varpi} \arctg\left(\frac{K}{\sqrt{1-i\varpi}} \right) \right], \quad (5)$$

$$\sigma_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d \varepsilon} \left(-\frac{2}{\varpi} \right) \left\{ \left[\frac{1}{2} \ln(1+\varpi^2) - \varpi \arctg \varpi \right] + i \left[\varpi - \frac{\varpi}{2} \ln(1+\varpi^2) - \arctg(\varpi) \right] - \left[\frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{\varpi^2}{(K^2+1)^2} \right) - \varpi \arctg \left(\frac{\varpi}{K^2+1} \right) \right] + i \left[\frac{\varpi}{K^2+1} - \frac{\varpi}{2} \ln \left(1 + \frac{\varpi^2}{(K^2+1)^2} \right) - \arctg \left(\frac{\varpi}{K^2+1} \right) \right] \right\}, \quad (6)$$

$$\sigma_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar \xi_z(0) \varepsilon^{1/2}} \frac{16}{3\pi \varpi^2} \left\{ \arctg K - (1-i\varpi)^{3/2} \arctg \left(\frac{K}{\sqrt{1-i\varpi}} \right) + i\varpi \left[\frac{K}{2(1+K^2)} - \frac{3}{2} \arctg K \right] \right\}, \quad (7)$$

где L — длина одномерного провода, $\xi_x(0)$, $\xi_y(0)$, $\xi_z(0)$ — длина когерентности вдоль кристаллографических направлений при температуре $T = 0$, $\varepsilon \equiv \ln(T/T_c)$ — приведенная температура, $\tau_0 = (\pi\hbar/8kT_c)\varepsilon^{-1}$ — температурно зависимое время релаксации ГЛ, $\varpi = \omega\tau = \omega\tau_0/\varepsilon$ — частотный множитель, зависящий от времени релаксации и $K = \Lambda/\varepsilon^{1/2}$ — выражение, содержащее так называемый «параметр отсечки» [10]. Величина параметра отсечки обычно лежит в промежутке $0 \leq \Lambda \leq 5$. В [7,8] экспериментально показано, что гауссовская модель с феноменологически введенным параметром Λ хорошо согласуется с экспериментом. Выражения (5)–(7) используются также для сравнения с экспериментальными результатами, полученными в настоящей работе.

Измерения в [8] на частотах 23,9 и 48,2 ГГц показали независимость флуктуационной проводимости $\Delta\sigma(T)$ от частоты до, по крайней мере, 100 К. Это означает, что здесь выполняется условие $\omega\tau \ll 1$, где τ — время релаксации электронов в теории Гинзбурга—Ландау. Возникает вопрос о возможной частотной зависимости проводимости выше 100 К. В настоящее время в ряде работ (см., например, [2]) состояние сверхпроводника с флуктуационной проводимостью переходит с ростом T в псевдощелевое состояние. В [2] получена оценка величины псевдощели Δ^* , которая практически не зависит от температуры в интервале от 150 К и ниже и находится в терагерцовом диапазоне.

Экспериментальная техника и результаты исследований

Экспериментально исследована оптимально допированная пленка YBaCuO толщиной 300 нм, напыленная на сапфировую (Al_2O_3) подложку толщиной 0,3 мм с буферным тонким слоем SeO_2 (толщиной в несколько нм). Измерения проводили при помощи метода, основанного на измерении потерь при отражении от образца, расположенного под скользящим углом в волноводе в E -плоскости, из которых после соответствующей калибровки измерительной установки [11] по известным материалам (медь, титан и поглотитель) можно получить комплексный коэффициент отражения от измеряемого образца, и, следовательно, его комплексную проводимость [4]. Для получения температурной зависимости волноводную секцию сечением 2,6×5,2 мм с образцом размещали в криостате. Измерения полностью контролировали персональным компьютером, температуру образца измеряли при помощи медного датчика. Измерения выполняли на частоте 39,6 ГГц.

На рис. 1 изображена температурная зависимость реальной части проводимости пленки. Переход в

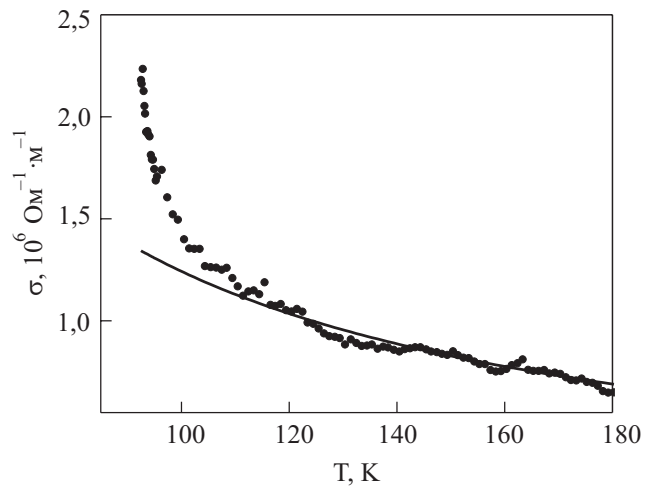


Рис. 1. Измеренная температурная зависимость проводимости оптимально допированной пленки YBaCuO (точки) и аппроксимированная в области низких температур нормальная проводимость (прямая), вычисленная по формуле (2). Частота 39,6 ГГц.

сверхпроводящее состояние начинается при $T_c \approx 92$ К. На графике можно увидеть отклонение от проводимости, рассчитанной по формуле (2), которое наступает при температуре ≈ 115 К вплоть до T_c .

Вклад флуктуационной части проводимости хорошо просматривается в температурном интервале от 92 до 115 К. Значения этой части могут быть получены из формул (6) и (7) для соответствующих размерностей при разных значениях параметра отсечки Λ (рис. 2). На этом рисунке представлены также экспериментальные значения флуктуационной проводимости, полученные как разность экспериментальной и нормальной проводимостей по формуле (1) и (2) при $T_c = 92$ К и $\sigma_N = 1,35 \cdot 10^6$ См/м.

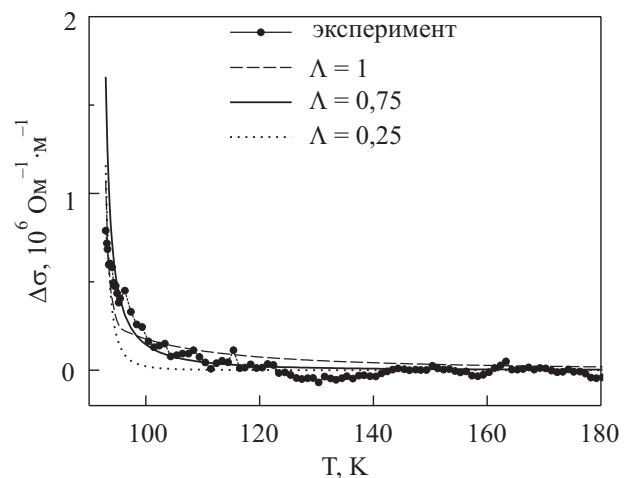


Рис. 2. Температурная зависимость флуктуационной части проводимости и теоретическая оценка 2D проводимости для разных значений Λ .

Как видно на рисунке, теоретическая кривая для $2D$ проводимости со значением параметра $\Lambda = 0,75$ хорошо описывает экспериментальные результаты в температурном интервале 93,2–120 К. Очевидно, кроссовер от $3D$ к $2D$ проводимости имеет место в окрестности 93,2 К. Отношение [7]

$$T^c \sim 1,25T_c, \quad (12)$$

хорошо согласуется с экспериментом. В данном случае при $T_c = 92$ К температура возникновения флуктуационной составляющей проводимости составляет $T^c \approx 115$ К.

Заключение

Таким образом, в работе сообщается о первом наблюдении и измерении эффекта флуктуационной проводимости в ВТСП образце путем измерения коэффициента микроволнового отражения при скользящем угле падения. Показано, что микроволновая флуктуационная проводимость в оптимально допированной эпитаксиальной пленке YBa₂Cu₃O_{6,93} хорошо описывается моделью в рамках гауссовской теории для частотно-ограниченной флуктуационной проводимости на основе уравнений ГЛ, зависящих от времени [7, 10].

В заключение авторы выражают благодарность М.А. Оболенскому за полезное обсуждение проблемы проводимости и особенности микроволнового отклика ВТСП в нормальном состоянии.

1. A. Mourachkine, *Room-Temperature Superconductivity*, CISP, Cambridge, UK (2004).
2. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **32**, 139 (2006).
3. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 3 (1996).
4. N.T. Cherpak, A.I. Gubin, and A.A. Lavrinovich, *Telecommun. Radioeng.* **55**, 81 (2001).
5. A.I. Gubin, A.A. Lavrinovich, and N.T. Cherpak, *Tech. Phys. Lett.* **27**, 336 (2001).
6. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Атомиздат, Москва (1980).
7. E. Silva, *Eur. Phys. J.* **B37**, 277 (2004).

8. E. Silva, R. Marcon, Sarti, R. Fastampa, M. Giura, and A.M. Cucolo, *Eur. Phys. J.* **B27**, 497 (2002).
9. N.T. Cherpak, A.A. Barannik, Yu.V. Prokopenko, Yu.F. Filippov, and S.A. Vitusevich, *ФНТ* **32**, 795 (2006).
10. T. Mishonov and E. Penev, *Int. J. Mod. Phys.* **B14**, 3831 (2001).
11. J.C. Booth, D.H. Wu, and S.M. Anlage, *Rev. Sci. Instrum.* **65**, 2082 (1994).

Temperature dependence of microwave conductivity of YBaCuO film in normal state

A.I. Gubin, N.T. Cherpak, and A.A. Lavrinovich

The experimental results on fluctuation conductivity of the optimally doped epitaxial YBa₂Cu₃O_{7- δ} film, obtained by means of measuring grazing incidence complex reflectivity are presented. The technique was developed and realized by the authors in the millimeter wavelength range. It is shown that in the 93–120 K temperature interval the experimental results are in good agreement with the model developed within the framework of a modified Gaussian theory for finite-frequency fluctuational $2D$ microwave conductivity.

PACS: 74.78.Bz High- T_c films;

74.40.+k Fluctuations (noise, chaos, nonequilibrium superconductivity, localization, etc.);

07.57.-c Infrared, submillimeter wave, microwave and radiowave instruments and equipment.

Keywords: high-temperature superconductivity, fluctuation conductivity, HTS film, millimeter waves, microwave reflectivity