

Влияние структурного беспорядка на транспортные свойства ВТСП пленок

А.В. Бобыль, Р.А. Сурис,

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН РАН, 194021 С-Петербург, Россия

Использование уравнения Гинзбурга-Ландау в предположении неоднородного распределения T_c для описания экспериментальных зависимостей сопротивления от температуры и магнитного поля вблизи перехода позволило найти функцию распределения кристаллитов $YBa_2Cu_3O_7$ пленок по T_c , $\Phi(T_c)$. Ширина $\Phi(T_c)$ существенно зависит от их технологии и может меняться от 0.1 и до 10 К. Корреляционный анализ факторов, формирующих $\Phi(T_c)$, выявил на тройной фазовой диаграмме катионных состояний два «хребта» максимальных T_c вдоль линий составов (123)→(110), (123)→(105) и две «долины» минимальных T_c - (123)→(202), (123)→(011). Обнаружены также экспоненциально сильные зависимости от величины среднеквадратичных внутренних напряжений а) флуктуаций доли объема СП фазы вблизи T_c , б) интенсивности фликкер шума выше T_c и в) скорости деградации пленок. Эти особенности объяснены с помощью модели, в которой источником шума служат случайные прыжки атомов кислорода между различными позициями в CuO плоскости. При этом энергии барьеров активационных прыжков сильно зависят от величины внутренних механических микронапряжений и распределены в интервале 0.1 – 2 эВ.

Многокомпонентность ВТСП оксидов, широкая область гомогенности, несоответствие параметров решеток пленки и подложки приводят к сильной зависимости их дефектности от флуктуаций параметров технологии и, как следствие, к широкому спектру пространственных гармоник структурного беспорядка, от A до cm . Вследствие малой длины когерентности, $\xi \sim 10 \text{ \AA}$, такую же ширину имеют и спектры неоднородностей СП параметров: T_c , j_c , H_c . Использование только феноменологических моделей (эффективная среда, перколяция) для описания транспортных свойств пленок практически не позволяет получить информацию о микроскопической структуре беспорядка. Более продуктивными оказались исследования локальных корреляций их структурных и транспортных свойств. Именно такой подход позволяет оптимизировать технологию создания устройств на базе ВТСП пленок.

Вблизи T_c . На основании решения уравнения Гинзбурга-Ландау в виде ряда (S.Ullah, A. Dorsey) было получено выражение для СП компоненты проводимости $\sigma_s(T, H, T_c)$ однородного сверхпроводника для слабых магнитных полей, $H \ll H_{c2}$. В рамках приближения эффективной среды и гауссового распределения T_c была рассчитана величина ошибки, возникающая при использовании $\sigma_s(T, H, T_c)$ для описания неоднородного образца. На

основании анализа экспериментальных результатов было показано, что величина этой ошибки может достигать величины 30% для $H < 1 \text{ Т}$ и $|T - T_c| < 0.5 \text{ К}$. Это означает, что выводы о фундаментальных ВТСП свойствах пленок, основанные на такого рода измерениях и не учитывающие T_c -неоднородности, вряд ли можно считать корректными. Приведены результаты измерений сопротивления $YBa_2Cu_3O_7$ пленок $R(T, H)$ и расчетов с использованием измеренных T_c карт, сетки сопротивления, составленных на их основе, а также локальных значений проводимости $\sigma_s(T, H, T_c)$, полученных теоретическим путем. Показано, что разработанная процедура в области слабой нелинейности хорошо описывает семейство кривых $R(T, H)$ и практически не содержит свободных параметров.

Для описания шума неоднородного сверхпроводника вблизи T_c использованы критические индексы температурной зависимости проводимости и шума, функции распределения $\Phi(T_c)$, а также модель флуктуаций доли объема СП фазы (см. рис.1.). Видно, что температурная зависимость интенсивности шума определяется флуктуирующей долей объема СП фазы образца. При данной T она связана с распределением $\Phi(T_c = T)$ и спектральной плотностью дефектов-флуктуаторов (ДФ), активных при этой T . В рамках приближения эффективной среды и предположения об отсутствии корреляций между флуктуациями были получены аналитические выражения, пригодные для анализа экспериментальных результатов. В частности, для полуширин интервала \tilde{T} получены следующие выражения

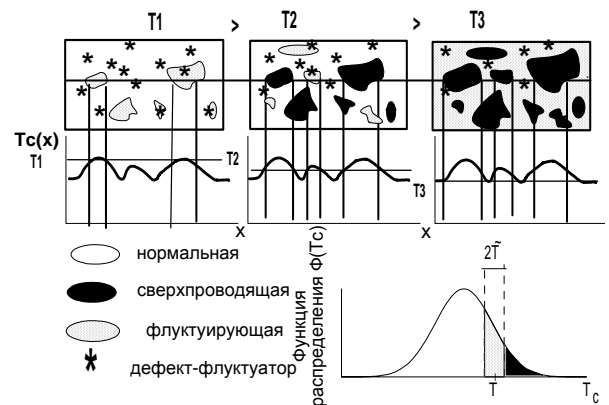


Рис. 1. Схематическое изображение СП пленки вблизи T_c . Модель предполагает, что T_c -неоднородная пленка имеет три типа областей: нормальную, СП и флуктуирующую. Последняя зависит от состояния находящегося в ней ДФ, а их T_c находятся в некотором интервале $[T - \tilde{T}, T + \tilde{T}]$, где T - температура пленки.

$$\begin{aligned} \tilde{T} &= (a_F / r)^3 T_c / 2 && \text{для } r \ll l, \\ \tilde{T} &= (r/l)^{3/2} (a_F / r)^3 T_c / 2 && \text{для } r \gg l, \end{aligned} \quad (1)$$

где r - средний размер флуктуирующего фрагмента, l - среднее расстояние между ДФ, a_F - размер области, T_c в которой существенно зависит от состояния ДФ, a_F имеет порядок постоянной решетки.

Таким образом, на первом этапе были развиты корреляционные методы исследования транспортных и шумовых свойств неоднородных СП вблизи T_c . Была выявлена роль катионов в формировании структурного беспорядка и определены количественные параметры ДФ. На втором этапе были исследованы транспортные и шумовые свойства выше T_c , которые позволили получить информацию о микроскопической природе ДФ.[1]

Выше T_c . Спектральные распределения $F(E)$ источников шума ДФ можно определить непосредственно из экспериментальных зависимостей плотности шума напряжения S_V нормальной фазы

$$F(E) = f S_V(E) / kT N_e = \alpha(E) / kT N_e, \quad (2)$$

где E - энергия активации ДФ, $E = kT \ln(2\pi f \tau_D)$, τ_D^{-1} - дебаевская частота, f - частота, N_e - количество свободных носителей, α - безразмерный параметр Хоуге. Согласно модели ДФ являются атомы кислорода CuO плоскости, которые совершают активационные переходы через барьер E (≤ 1.8 эВ) между минимумами двухъямного потенциала, расположенными соответственно на узле $O1$ заполненной цепочечной субрешетки и на ближайшем узле $O5$ пустой субрешетки. Потенциал последнего выше первого на величину ΔE (≈ 0.25 эВ). Предполагается, что в линейном случае эти энергии зависят от локальных значений деформации решетки $\varepsilon = \delta c/c$, концентраций катионных n_{cat} и кислородных n_{ox} дефектов в следующем виде: $E = E^0 - a\varepsilon - bn_{cat} - dn_{ox}$, $\Delta E = \Delta E^0 - A\varepsilon - Bn_{cat} - Dn_{ox}$, где A, a, B, b, D, d - параметры двухъямного потенциала. Использование α в качестве меры шума, позволяет провести количественные сопоставления интенсивностей шумов ВТСП и простых металлов (Ag, Au), в которых эти шумы на 3-4 порядка меньше. Основные причины - большая концентрация источников шума ДФ в последних и большое относительное изменение сечения рассеяния свободных носителей на этих дефектах. В простых металлах ДФ являются пары близко расположенных дефектов и их относительная концентрация невелика. В ВТСП таким потенциальным дефектом является каждый структурный атом кислорода CuO плоскости. При этом сечение рассеяния этих ДФ изменяется от нуля (отсутствие дефекта) до некоего значения σ_0 (его наличия).

Было проведено компьютерное моделирование методом Монте-Карло пространственного распределения атомов кислорода CuO - плоскости и рассчитаны энергии барьеров их переходов в ближайшие узлы решетки (спектры ДФ), которые зависят от конфигурации расположения соседних атомов

кислорода. Получены зависимости спектров ДФ от режимов термических отжигов, дефицита кислорода, наличия одноосной деформации и кристаллитной структуры пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Вблизи границ кристаллитов и доменов локализованы ДФ, имеющие минимальные энергии активации (см.Рис.2). Именно эти ДФ являются основными источниками фликкер шума для актуальных рабочих частот и температур ВТСП приложений.[2,3]

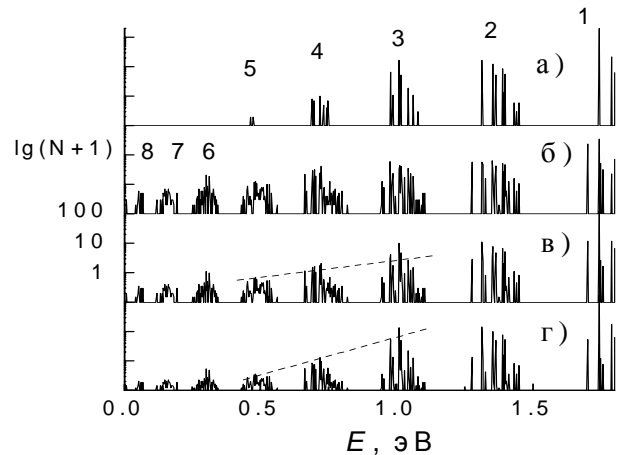


Рис.2. Моделирование гистограмм распределения ДФ внутри кристаллита (а) и вблизи его границы (б). в) и г) - моделирования пленок с размерами кристаллитов 0.04 и 0.20 μ , соответственно. Пунктирные прямые на в) и г) примерно соответствуют результатам шумовых исследований $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ пленок на Si и MgO подложках, имеющих такие же размеры блоков. 1-8 - основные группы ДФ.

Таким образом, нестационарность роста и отжига пленок, а также наличие деформации являются основными факторами, определяющими распределения кислорода по CuO плоскости, спектры ДФ и, следовательно, частотно-температурные зависимости интенсивности фликкер шума и скорости деградации пленок. Основным термодинамическим процессом, непрерывно протекающим в напряженной пленке, является уменьшение упругой энергии на технологических этапах и последующей жизни пленки по мере релаксации ансамбля подвижных дефектов к равновесному состоянию. Текущими признаками этой релаксации являются интенсивные фликкер шумы, а возможным конечным результатом - фазовое расслоение пленки и полная деградация ее свойств.

1. D.V. Shantsev, R.A. Suris, A.V. Bobyl et al. Phys.Rev B60, 12485(1999).

2. А.А. Берзин, А.В. Бобиль, А.И. Дедоборев, А.И. Морозов, Р.А. Сурис. ФТТ, 41, 29(1999).

3. A.V. Bobyl, S.G. Konnikov, D.V. Shantsev, A.A. Sitnikova, R.A.Suris, V.P.Ulin. Nanostructures: Phys. Techn.Intern.Symp. St.Petersburg, June 17-21, 2002.