

ПОВЕРХНОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ
 $YBa_2Cu_3O_{7-s}$ КЕРАМИКИ
И ЕГО ЗАВИСИМОСТЬ ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

О.А. Горочев, И.Э. Грабой,
А.Р. Кауль, В.П. Митрофанов

Измерение высокочастотного поверхностного сопротивления высокотемпературных сверхпроводников интересно как с точки зрения их применения для создания высокодобротных резонаторов и фильтров, так и с точки зрения исследования физических свойств керамик, поскольку величина поверхностного сопротивления очень чувствительна к наличию несверхпроводящей фазы [1, 2]. Измерения проводились методом диэлектрического резонатора в диапазоне температур 4.2–300 К. Использовался цилиндрический диэлектрический резонатор из сапфира, помещенный в запердельный волновод. В нем возбуждались электромагнитные колебания типа H_{010} с собственной частотой 4 ГГц. При $T=300$ К ненагруженная добротность такого диэлектрического резонатора $Q(300\text{ К})=3 \cdot 10^4$. Измерялось изменение добротности диэлектрического резонатора при помещении на его плоскую поверхность образца из сверхпроводящей керамики. Образцы представляли собой таблетки диаметром 7 мм и высотой 2.5 мм. Дополнительные потери в резонаторе вызывались возникающими в образце поверхностными токами. Поскольку при этом структура поля в резонаторе изменялась незначительно (изменение его собственной частоты не превышало 2%), вносимое затухание $Q_{вн}^{-1}(T) = Q_{изм}^{-1}(T) - Q_0^{-1}(T)$ было пропорционально величине поверхностного сопротивления образца $R_s(T)$. Для калибровки использовались пластинки из бескислородной меди с известным значением поверхностного сопротивления, имеющие такую же форму и размеры, как исследуемые керамические образцы.

Диэлектрические резонаторы из сапфира обладают преимуществами перед традиционно применяемыми полыми металлическими резонаторами, поскольку имеют меньшие потери и позволяют исследовать материалы в широком диапазоне температур [3]. Кроме того, отсутствует электрический контакт измеряемого образца керамики с токонесущими проводящими поверхностями, что исключает контактные потери.

На рис. 1 изображены температурные зависимости поверхностного сопротивления для образцов керамики $YBa_2Cu_3O_{7-s}$. Образец (1) был получен методом совместного осаждения оксалатов, образцы (2) и (3) – методом криохимической технологии, причем образец (2) отжигался в кислороде при $T=920$ °С, образец (3) – при $T=950$ °С. Подробности технологии приготовления керамик приведены в [4]. Следует отметить, что для лучших образцов иттриевой керамики измеренная величина поверхностного сопротивления при температурах 77 К и ниже меньше, чем для меди.

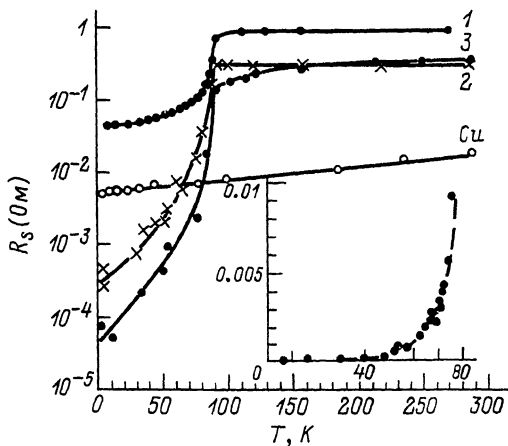


Рис. 1. Температурная зависимость поверхностного сопротивления образцов 1, 2, 3 $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ керамики, полученных по различной технологии, в сравнении с медью. На вставке приведена аппроксимация экспериментальной зависимости с помощью формулы (4).

В случае низкотемпературных сверхпроводников поверхностное сопротивление на частоте ω при температурах $t = \frac{T}{T_c} < 0.5$ хорошо описывается формулой, следующей из микроскопической теории сверхпроводимости [5].

$$R_s(T) = \left(\frac{A\omega^2}{T} \right) \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) + R_0, \quad (1)$$

где R_0 - остаточное поверхностное сопротивление, Δ - величина энергетической щели сверхпроводника, A - постоянный коэффициент, T_c - температура перехода.

Однако для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ керамики поверхностное сопротивление, вычисленное по формуле (1) при $t < 0.5$, сравнимо с R_0 , которое оказывается достаточно большим. Поэтому интерес представляет расчет температурной зависимости поверхностного сопротивления керамики вблизи температуры перехода.

Новые высокотемпературные сверхпроводники характерны тем, что для них выполняется условие локальности, т.е. длина когерентности ξ для них мала по сравнению с лондонской глубиной проникновения λ_L . В лондонском пределе поверхностное сопротивление сверхпроводника можно выразить следующим образом [6]:

$$\frac{R_s}{R_n} = \left\{ \frac{\left[\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_n} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_n} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{\sigma_2}{\sigma_n}}{\left(\frac{\sigma_1}{\sigma_n} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_n} \right)^2} \right\}^{1/2}, \quad (2)$$

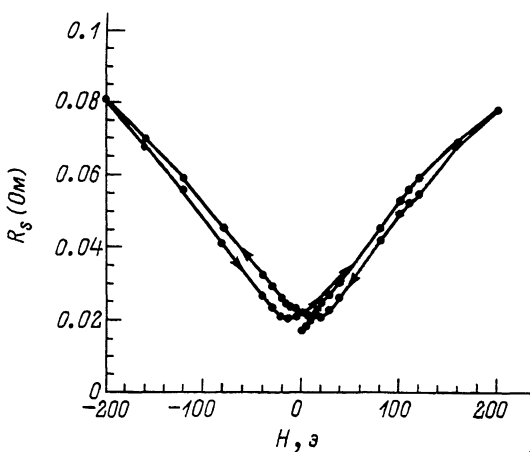


Рис. 2. Зависимость поверхностного сопротивления $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ керамики при $T=77.3$ К от величины внешнего магнитного поля.

где σ_1 и σ_2 - действительная и мнимая часть проводимости в сверхпроводящем состоянии, R_n и σ_n - действительная часть поверхностного импеданса и проводимости в нормальном состоянии. Для вычислений воспользуемся представлениями двухжидкостной модели сверхпроводимости в пределе $\omega\tau \ll 1$, где τ - время релаксации импульса нормальных электронов [7]:

$$\sigma_1 = \frac{N_n e^2 \tau}{m}, \quad \sigma_2 = \frac{\xi}{\xi_0} \frac{N_s e^2}{m\omega}, \quad \frac{N_s}{N_s + N_n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4. \quad (3)$$

Здесь e , m - заряд электрона и его масса, N_n и N_s - плотность нормальных и сверхпроводящих электронов, σ_2 включает в себя множитель $\frac{\xi}{\xi_0}$ (ξ_0 - собственная длина когерентности), так как для "грязных" сверхпроводников эффект малой длины свободного пробега сильно уменьшает сверхэлектронное экранирование. При $t \leq 0.9$ для $\omega = 2.5 \cdot 10^{10}$ с⁻¹ справедливо соотношение $\sigma_1 \ll \sigma_2$. Подставив в (2) соответствующие выражения, получим окончательно

$$R_s = \frac{1}{2} \left(\frac{\xi_0}{\xi}\right)^2 \frac{\mu_0^{1/2} \tau^{3/2}}{\sigma_n^{1/2}} \omega^2 \frac{t^4}{(1-t^4)^{3/2}} + R_0. \quad (4)$$

При выводе предполагалось, что σ_n слабо зависит от температуры в области перехода. В формулу (4) аналогично (1) введено остаточное сопротивление R_0 . Выражение (4) описывает квадратичную зависимость поверхностного сопротивления от частоты, подтверждаемую экспериментально. В нее входят параметры

сверхпроводника, которые определяются структурой и качеством материала. Высокотемпературные сверхпроводники характеризуются большим значением отношения $\frac{\rho_0}{\rho_{300}}$ (от 10 до 100), что при прочих равных условиях увеличивает величину поверхностного сопротивления.

На вставке на рис. 1 пунктирной линией изображена аппроксимация температурной зависимости поверхностного сопротивления керамики посредством формулы (4). Теоретическая температурная зависимость дает хорошее согласие с экспериментом. Величина остаточного поверхностного сопротивления в большой степени зависит от структуры керамики и технологии ее изготовления.

Были также проведены измерения зависимости поверхностного сопротивления керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ от величины внешнего магнитного поля в области слабых полей $H \leq 200$ Э. Они проводились при температуре 77.3 К. Поле включалось после охлаждения образца. Экспериментальная зависимость приведена на рис. 2. Направление магнитного поля совпадало с осью таблетки. Наблюдался гистерезис в величине поверхностного сопротивления в зависимости от увеличения или уменьшения магнитного поля. Повышение сопротивления в нулевом поле после его циклирования, очевидно, обусловлено захватом магнитного потока образцом керамики. Следует отметить, что влияние внешнего постоянного магнитного поля на поверхностное сопротивление наблюдалось в полях гораздо ниже первого критического поля H_{c1} (с учетом размагничивающего фактора). Это, по-видимому, связано с зернистым строением керамики и слабыми связями между гранулами, поэтому проникновение магнитного поля в образец начинается в полях меньших H_{c1} .

Авторы благодарят В.Б. Брагинского за содействие работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] H a g e n M., H e i n M., K l e i n N., M i -
s h a l k e A., M u e l l e r F.M., M u l l e r G.,
P i e l H., R o t h R.W. S h e i n b e r g H., S m i t h J.-L. //
J. Magn. Magn. Mat. 1987. V. 68. LI-L5.
- [2] А н д р и е н к о А.В., О ж о г и н В.И., П о д д ь я -
к о в Л.В., Я к у б о в с к и й А.Ю. // В сб. Сверхпрово-
димость, вып. 1. М.: Госкомитет по использованию атомной
энергии СССР. 1987. С. 56-60.
- [3] Б р а г и н с к и й В.Б., Б а г д а с а р о в Х.С., Б у -
л ы г и н Ф.В., И л ь ч е н к о В.С. // Письма в ЖТФ.
1985. Т. 2. В. 7. С. 427-430.
- [4] К а у л ь А.Р., Г р а б о й И.Э., Т р е т ь я к о в Ю.Д. //
В сб. Сверхпроводимость, вып. 1. М.: Госкомитет по исполь-
зованию атомной энергии СССР. 1987. С. 8-10.
- [5] Д и д е н к о А.Н. Сверхпроводящие волноводы и резонаторы.
М.: Сов. радио. 1973. 256 с.

[6] G i t t l e m a n J.I., R o s e n b l u m B. // Proc. IEEE. 1964. V. 52. P. 1138-1147.

[7] Т и н к х а м М. Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980. 310 с.

Московский
государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
5 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 5
01; 03

12 марта 1989 г.

НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОФИЛЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А.М. Башлыков, В.Ю. Великодный

Структура плоской ударной волны при отсутствии физико-химических превращений является простейшим примером сильнонеравновесных течений в газовых смесях. Хотя изучение этого физического явления уже продолжается достаточно много времени, интерес к нему не ослабевает.

Исследование эффекта разделения компонентов газовой смеси в ударных волнах имеет наиболее длительную историю, и ему посвящено достаточно большое количество работ теоретического и экспериментального плана [1]. В настоящее время есть определенная ясность (по крайней мере, для бинарной смеси) в вопросе о влиянии параметров смеси и потока на величину этого эффекта. Изучению температурной неравновесности, заключающейся в появлении разных температур компонентов газовой смеси, и наличию максимума в профиле тяжелого компонента, составляющего малую примесь к легкому компоненту, посвящено значительно меньшее число работ, появившихся относительно недавно [2-4]. Более тонкие характеристики потока, такие, как продольные и поперечные температуры компонентов газовой смеси, исследовались подробно в работах [3, 4]. Рассмотрению изменения тепловых потоков и вязких напряжений в ударных волнах не уделялось заметного внимания. Отметим лишь работу [4], где для числа Маха $M=1.58$ и модели взаимодействия молекул "твердые сферы" приведены результаты для парциальных величин тензоров вязких напряжений.

Данная работа посвящена исследованию распределения тепловых потоков в профиле ударной волны и их связи с распределением парциальных температур. Задача решается на основе системы кинетических уравнений Больцмана для газовых смесей с использованием модификации метода Тамма-Мотт-Смита [5]. В литературе известны модификации метода Тамма-Мотт-Смита для решения задачи о структуре ударной волны в бинарной газовой смеси (см. например, [6]).