

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ
И
МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ

№ 9

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

1990

О ВОЗДЕЙСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ИМПЕДАНС ВТСП ИТТРИЕВОЙ КЕРАМИКИ В ДИАПАЗОНЕ ДЕЦИМЕТРОВЫХ ВОЛН

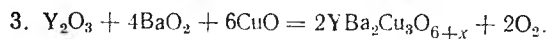
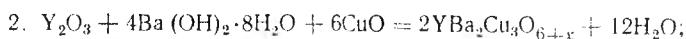
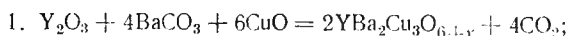
*С. Е. Демьянов, А. А. Дрозд, В. Р. Соболев, Д. В. Пашик,
Т. А. Криворучко, А. Р. Буев, С. П. Закатов, В. Н. Саверин*

Поверхностное сопротивление ВТСП керамики $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ для ВЧ поля с длиной волны 70 см изучено методом регистрации собственной добротности коаксиального короткозамкнутого резонатора, изготовленного из исследуемого материала. Установлено, что при $T=4,2$ К r_s слабо линейно изменяется с H , за исключением области полей меньших H_{c1} , где зависимость квадратична. Величина r_s при $T=4,2$ К составляет 0,02 Ом, а при $T=300$ К — 0,7 Ом, что коррелирует с положением о наличии сегнетоэлектрического гигантского поглощения мощности ВЧ поля.

Открытие нового класса высокотемпературных сверхпроводящих материалов — металлооксидов — выдвинуло требования поиска путей их скорейшего практического применения в различных устройствах как постоянного тока, так и высокочастотных. Известно, что поверхностное сопротивление как определенный аналог кинетического коэффициента в нестационарных условиях является одной из важнейших характеристик при изучении фундаментальных явлений, а также при решении вопросов о пригодности для практического использования того или иного материала в различных устройствах передачи и накопления энергии высокочастотного поля. Исследование данного параметра принято проводить при воздействии таких внешних факторов, которые позволяют моделировать реальные условия эксплуатации подобных устройств и по характеру отклика на возмущение развивать определенные теоретические концепции о природе изучаемого материала. В этой связи особенно актуально уяснение характера воздействия на высокочастотные свойства сверхпроводящих керамических материалов системы $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ температуры и внешнего магнитного поля. Подобная экспериментальная задача весьма обширна и частично рассматривалась в ряде работ (см., напр., [1—6]), где установлены температурная и магнитопольевая зависимости поверхностного сопротивления r_s керамического материала указанной системы в микроволновом и выше диапазоне частот.

В настоящем сообщении представлены результаты исследования воздействия на высокочастотные свойства, то есть действительную часть поверхностного сопротивления иттриевой керамики r_s внешнего магнитного поля H в геллевой области температур в полях более низкой частоты $f \approx 5 \cdot 10^8$ Гц.

Для решения поставленной задачи использовали методические концепции работы [3], где резонансная система полностью изготавливалась из исследуемого материала и состояла из трех фрагментов. Однако в данном случае сложность заключалась в нетривиальности резонансной системы для высокочастотного поля с длиной волны излучения в вакууме 70 см. Это вынудило выбрать коаксиальный короткозамкнутый резонатор, целиком формируемый из сверхпроводящей керамики. Синтез материала проводили по следующим реакциям:



Исходные компоненты протирали через сито с ячейками размеров 100 мкм, после чего делали навески, рассчитанные в соответствии с приведенными реакциями. Навески смешивали в двухконусном смесителе со стальными шарами в течение 1 ч. По-

лученную шихту размещали на подставках из алюмооксидной керамики тонким слоем толщиной около 10 мм. Синтез проводили в камерных печах на воздухе, после чего полученную массу дробили, разламывали в ручной мельнице в порошок, из которого отсеивали фракцию менее 50 мкм, а более крупные фракции затем домальывали.

Для изготовления деталей резонаторов была выбрана технологическая схема, включающая гидростатическое прессование из ВТСП порошка спекание их и последующую механическую обработку. Сущность гидростатического или изостатического прессования (формования) заключается в уплотнении порошка в эластичной или деформируемой оболочке в условиях всестороннего сжатия, что приводит к более равномерному распределению материала и более высокой плотности прессовок при отсутствии анизотропии их структуры и свойств. Это обеспечивает в комплексе с последующим спеканием достаточную механическую прочность изделия. Температурный режим спекания в основном повторяет режим синтеза ВТСП порошка с отличием, что вместо быстрого нагрева шихты производится плавный нагрев прессовки до 950°C со скоростью 150 град/ч, затем следует выдержка при 950°C в течение 4—6 ч, охлаждение до 450°C со скоростью 1 град/мин, выдержка при 450°C в течение 3—4 ч и охлаждение до температуры менее 200°C со скоростью не более 1 град/ч.

Керамический резонатор размещали в термостатируемом и вакуумируемом цилиндре с двойной стенкой, который в свою очередь фиксировался в рабочем объеме соленоида гелиевого криостата УИС-1. Температуру T контролировали двумя угловыми термометрами сопротивления, один из которых находился внутри центрального проводника, а другой — на внешней поверхности резонатора. Петли связи с системой возбуждения и регистрации размещали в диаметрально противоположно расположенных отверстиях на короткозамыкающей стенке резонатора.

Применение в качестве резонирующей системы коаксиального короткозамкнутого резонатора позволило более или менее уверенно определять как зависимости r_s от T и H , так и его абсолютные значения. Это обусловлено тем, что теория такого резонатора даже в рамках импедансного метода позволяет достаточно легко связать добротность системы Q с поверхностным сопротивлением и так называемым коэффициентом формы резонатора (КФР), который определяется геометрией системы — диаметром внутреннего и внешнего проводников, зазором, формирующим сосредоточенную емкость, длиной системы. В данном случае КФР определяется как аналитически из заданной геометрии, так корректировали и экспериментально путем регистрации добротности идентичного по геометрии резонатора из меди с привлечением литературных данных о поверхностном сопротивлении этого материала при заданном классе обработки рабочей поверхности.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Традиционная зависимость сопротивления постоянному току исследуемой керамики в диапазоне температур 80—120 К представлена на рис. 1. На рисунке отражена ширина по температуре и характер сверхпроводящего перехода материала, синтезированного по реакции 3. Для остальных реакций характерны более широкие по температурному диапазону интервалы перехода, указывающие на сильную неомогенность материала. Величина удельного сопротивления дана в относительных единицах, а при комнатной температуре соответствует 10^{-4} Ом·см. Плотность соответствовала 90—95% от теоретической, соответствующей $6,36$ г/см³.

На рис. 2 изображена температурная зависимость добротности исследуемого резонатора в нулевом магнитном поле и при $H=7$ Тл. Для сравнения уровень добротности идентичного по геометрии резонатора, изготовленного из алюминия особой чистоты, в нулевом магнитном поле составляет $\approx 10^4$. Более высокий уровень потерь в керамическом резонаторе определяет меньшую селективность системы при $T=4,2$ К, что свидетельствует о том, что поверхностное сопротивление керамического материала данной технологии более чем на порядок превышает r_s чистого алюминия, составляющего в данной области частот в приближении предельно аномального скин-эффекта, по [7], $5 \cdot 10^{-4}$ Ом.

На рис. 3 и 4 отражены зависимости поверхностного сопротивления r_s от температуры и магнитного поля, причем для кривой $r_s=f(T)$ H иг-

рает роль фиксированного параметра, пробегающего значения от 0 до 7 Тл, а магнитолевая зависимость $r_s(H)$ представлена при температуре жидкого гелия.

Для кривой $r_s(T)$ (см. рис. 3) обращает на себя внимание сложное поведение даже для нулевого H . Как известно, действительная часть поверхностного сопротивления r_s задает омические потери и приводит к конечной ширине резонансной линии. При этом в дополнение к температурному могут иметь место и другие механизмы потерь, например на радиацию, резистивные потери, появляющиеся от локальных сосредоточенных сопротивлений, вызванных несовершенством соединения между сверхпроводящими элементами резонатора, а также шероховатости поверхности, которые дают дополнительные омические потери к сопротивлению, имеющемуся в однородном материале, из которого резонансная система создана. Эти потери от температуры или не зависят или зависят в гораздо меньшей степени. Вдобавок к этому, материал в результате действия примесей и структурных несовершенств сам по себе обладает некоторым оста-

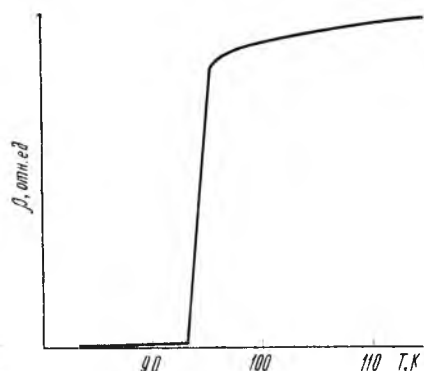


Рис. 1. Температурная зависимость сопротивления постоянному току керамического материала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$.

точным r_s , не зависящим от T . Сложность поведения $r_s(T)$ заключается в том, что для $H=0$ кривая r_s не обнаруживает четкого выхода на насыщение даже при $T=4,2$ К, что свидетельствует о низком уровне температурнезависящих потерь. Кроме этого, данное поведение не коррелирует с поведением действительной части поверхностного сопротивления в модели БКШ, где для уровня $T/T_c < 0,5$ (T_c — критическая температура) $r_s(T) \sim T^{-1} \exp(-T_c/T)$ ни для $2\Delta/kT_c=1$, ни тем более для значений этого параметра, равного 3 и более единиц (2Δ — величина сверхпроводящей щели). Следует отметить, что эта температурная зависимость, близкая к линейной, при $T/T_c < 0,5$ находит определенную корреляцию с поведением r_s как $f(T)$ в [6], где действительная составляющая импеданса зависит от T почти линейно с той лишь разницей, что для таких высоких частот ≈ 102 ГГц — тангенс угла наклона этой квазилинейной температурной зависимости очень незначителен и величина сопротивления по абсолютной величине на порядок больше, чем в данном случае.

В сильном магнитном поле с понижением температуры при $T < 10$ К наблюдается выход r_s на «насыщение», при этом величина r_s больше, чем в нулевом магнитном поле, и увеличивается температурная зависимость r_s в области $T > 10$ К в том смысле, что «наклон» квазилинейной температурной зависимости при $10 < T < 40$ К становится больше. Следуя классической теории, концентрация неспаренных электронов

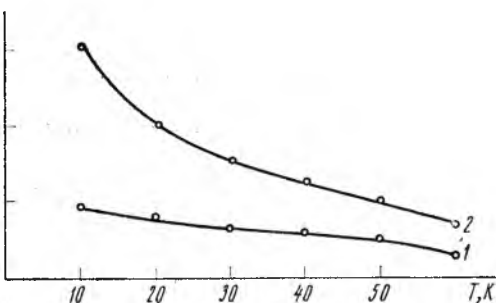


Рис. 2. Собственная добротность керамического коаксиального короткозамкнутого резонатора как функция температуры T :

1 — $H=7$; 2 — 0 Тл.

растет с увеличением H , при этом в сильных магнитных полях температура, как причина появления неспаренных электронов, на фоне уже существующих за счет H , видимо, «включается» не сразу, что и является источником «насыщения» $r_s(T)$ при $T < 10$ К и $H = 1$ и 7 Тл.

На полевой зависимости $r_s(H)$ (см. рис. 4) имеют место две характерные области: области сильного роста r_s с H и слабого изменения r_s , близкая к линейной с малым углом наклона, простирающаяся до максимально достижимых величин магнитного поля. Границу между данными областями, которая приходится на район 60—70 мТл, можно отнести к первому критическому полю. Сильное изменение $r_s(H)$ начинается с $H = 2$ мТл и близко к квадратичному. Это в определенной степени соответствует результатам работы [8] о природе поглощения энергии высокочастотного поля подобной керамикой в слабых магнитных полях как результате частичного перехода керамики из мейснеровского в смешанное состояние, когда при $H < H_c$ резко увеличивается магнитное поле на поверхностных неоднородностях. Поверхност-

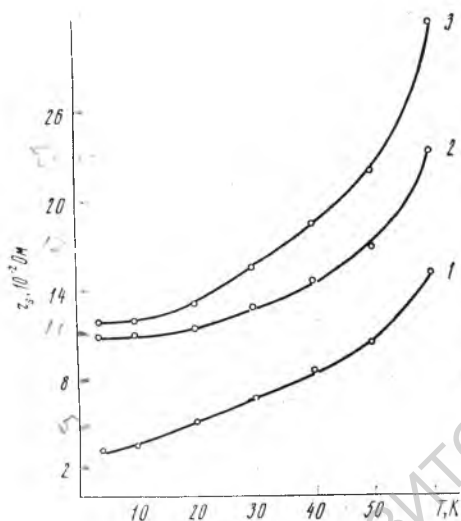


Рис. 3. Влияние температуры T на поверхностное сопротивление керамического материала в магнитном поле:

1 — $H = 0$; 2 — 1; 3 — 7 Тл.

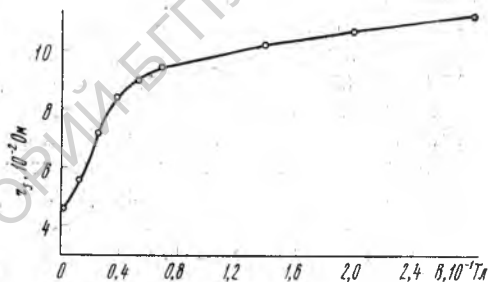


Рис. 4. Поверхностное сопротивление r_s иттриевой керамики как функция внешнего магнитного поля при $T = 4,2$ К.

ные неоднородности или шероховатости керамического резонатора фиксировались с помощью профилографа-профилометра, модель 201, и были таковы, что среднеарифметическое отклонение микронеровностей от средней линии профиля, то есть размер шероховатостей по нормали к поверхности, составлял —1,5 мкм. Исходя из того, что и вдоль поверхности размер шероховатостей был такого же порядка, вполне допустимо связать возникающее поглощение с вязким течением абрикосовских вихрей. Так, следуя данным эксперимента, прирост r_s между точками $H = 10$ —20 мТл соответствует $\approx 8 \cdot 10^{-3}$ Ом, в то время как, следуя выражению (5) из работы [8], для определения вклада в импеданс магнитного поля $r_s(H) = H^2 \cdot H_{c1}^{-1} \cdot H_{c2}^{-1} \cdot \lambda^{-1} \cdot \sigma^{-1}$, где H_{c1} и H_{c2} — первое и второе критические поля; σ — проводимость в нормальном состоянии; λ — глубина проникновения поля в сверхпроводник, для $\sigma = 10^4$ (Ом \times см) $^{-1}$; $\lambda = 10^{-5}$ см, $H_c = 1$ Тл прирост r_s между указанными точками составляет $2 \cdot 10^{-3}$ Ом, что, видимо, достаточно хорошо соответствует эксперименту, учитывая условность определения H_c ($H_c^2 = H_{c1} \cdot H_{c2}$).

В работах [9—11], посвященных гигантскому поглощению мощно-сти высокочастотного поля в высокотемпературных сверхпроводниках, изучена частотная зависимость величины потерь образцов, помещенных в резонатор. В приближении нормального скин-эффекта рассчитана величина статической проводимости, которая в обычных условиях, когда нет дополнительного механизма поглощения, должна быть не за-

висима от частоты. «Провал» статической проводимости, определенной подобным образом в области частот 10^8 — 10^{10} Гц, показывает на присутствие дополнительного механизма поглощения, при этом значение эффективной проводимости $\sigma = 10^3$ (Ом·см) $^{-1}$, определяемое из поглощения на частоте $5 \cdot 10^8$ Гц при $T = 90$ К и $\sigma = 10^2$ (Ом·см) $^{-1}$ на той же частоте при $T = 300$ К, лежат на пределе величины, которая вызывает моттовскую диэлектризацию. Величина же истинной статической проводимости $\sim 2 \cdot 10^3$ (Ом·см) $^{-1}$ при $T = 300$ К должна привести к величине поверхностного сопротивления в приближении свободных электронов $\sim 2 \cdot 10^{-1}$ Ом. О наличии особенностей в поглощении, связанных не с электронами проводимости, свидетельствуют и результаты настоящего эксперимента. Так, значение статической проводимости $\sigma = 10^4$ (Ом·см) $^{-1}$ при $T = 300$ К должно было бы вызвать величину $r_s \sim 0,08$ Ом, в то время как эксперимент дает $\approx 0,7$ Ом. Это коррелирует с результатами [9—11], где отношения пересчитанных из величины ВЧ потерь статических проводимостей для резонансного и нерезонансного частотных диапазонов составляет $\approx 10^2$, что с учетом корневой зависимости r_s от статического соответствует различию в один порядок.

Следует отметить, что полученная величина поверхностного сопротивления в нулевом магнитном поле $2 \cdot 10^{-2}$ Ом значительно превышает величину, представленную в работе [5], где r_s , измеренное на частоте 10^{10} Гц, соответствует $4 \cdot 10^{-3}$ Ом. Данное несоответствие, видимо, связано только с тем, что в [5] рассмотрен частотный диапазон, который характеризуется, по данным [9—11], полной корреляцией поверхностного сопротивления статической проводимости без каких-либо аномалий. В этой связи можно утверждать, что результаты работы [5] качественно не противоречат как настоящей работе, так и другим исследованиям. Количественное же различие в величинах статической проводимости и, как следствие, поверхностного сопротивления естественно в силу различия технологий приготовления образцов.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР

Поступила в редакцию
23 июня 1989 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fastampa R., Giura M., Marcon R., Maccacita C. Response of a $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Superconducting System to a Microwave Field with and without an External Magnetic Field. — *Europhys. Letters*, 1988, **6**(3), p. 265—270.
2. Hagen M., Hein M., Klein N. e. a. Observation of RF Superconductivity in $YBa_2Cu_3O_{9-x}$ at 3 GHz. — *J. Magn. a. Magn. Mater.*, 1987, **68**, L1—L5.
3. Radlife W., Gallop J., Langham C. e. a. Microwave cavity made from high temperature superconductor. — *Electron Letters*, 1988, **24**, N 17, p. 1085—1086.
4. Fathy A., Kalokitis D., Belohoubek E. e. a. Microwave surface resistance of bulk $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ material. — *Phys. Rev. B*, 1988, **38**, N 10, p. 7023—7025.
5. Awasthi A., Carini J., Alavi B., Gruner G. Millimeter-wave surface impedance measurements of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ceramic superconductors. — *Sol. State Comm.*, 1988, **67**, N 4, p. 373—377.
6. Tomash W. J., Blackstead H. A., Ruggiero S. e. a. Magnetic field dependence of nonresonant microwave power dissipation in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. — *Phys. Rev. B*, 1988, **37**, N 16, p. 9864—9867.
7. Менде Ф. Ф., Бондаренко И. Н., Трубицын А. В. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы. — Киев: Наукова думка, 1976. — 270 с.
8. Хейфец А. С., Вейнгер А. И., Забродский А. Г. и др. О природе СВЧ поглощения в сверхпроводящей керамике $YBa_2Cu_3O_7$ в слабых магнитных магнитных полях. — *ФТТ*, 1989, **31**, вып. 1, с. 294—297.
9. Щербаков А. С., Кацнельсон М. И., Трефилов А. В. и др. Сегнетоэлектрические аномалии на конечных частотах в La_2CuO_4 и $La_{1,825}Sr_{0,175}CuO_4$. — *ФММ*, 1987, **64**, вып. 4, с. 735—741.
10. Щербаков А. С., Кацнельсон М. И., Трефилов А. В. и др. Гигантское поглощение мощности высокочастотного электромагнитного поля в высокотемпературных сверхпроводниках. — *ФММ*, 1987, **64**, вып. 4, с. 742—746.
11. Щербаков А. С., Кацнельсон М. И., Трефилов А. В. и др. Сегнетоэлектрические аномалии и сверхпроводимость в металлооксидных соединениях. — *Письма в ЖЭТФ*, 1989, **49**, вып. 2, с. 102—105.