

- [1] Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрический разряд в воде. М.: Наука, 1971. 156 с.
- [2] Бузуков А. А., Тесленко В. С. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. Вып. 5. С. 296—299.
- [3] Голубничий П. И., Громенко В. М., Филоненко А. Д. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 9. С. 568—571.
- [4] Голубничий П. И., Громенко В. М., Крутов Ю. М. // Матер. XI Междунар. симпозиума по нелинейной акустике «Проблемы нелинейной акустики». Новосибирск, 1987. Ч. 1. С. 41—45.
- [5] Перник А. Д. Проблемы кавитации. Л.: Судостроение, 1966. 439 с.
- [6] Беляева Т. В., Гарагула Е. Е., Голубничий П. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 14. С. 860—863.
- [7] Бельковский В. Г., Голубничий П. И., Масленников С. И. // Акуст. журн. 1974. Т. 20. Вып. 1. С. 23—26.

Ворошиловградский
машинностроительный институт

Поступило в Редакцию
27 мая 1988 г.
В окончательной редакции
5 ноября 1988 г.

05; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 1, 1990

© 1990 г.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛОТНОСТЬ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

А. Д. Кикин, Ю. С. Каримов

Критический ток высокотемпературных сверхпроводников J_c является важнейшим параметром, определяющим возможности их технического применения. Для ВТСП в виде керамики величина J_c обычно не превосходит 10^3 А/см² при 77 К в отсутствие магнитного поля [1] и падает в 10 — 10^3 раз в сравнительно слабых магнитных полях [2, 3]. Надежное измерение критического транспортного тока ВТСП в разных магнитных полях представляет значительный интерес. В настоящей работе описаны индуктивные методы измерения J_c . В магнитных полях $H \geq H_{c1}$ используется известный метод Кемпбелла [4], а в слабых полях $H \leq H_{c1}$, где этот метод неприменим, предлагается определять J_c по величине магнитного момента, который измерялся индуктивным методом с использованием той же экспериментальной методики. Данный метод позволяет также определить критический ток отдельных частиц порошка ВТСП керамики.

Методы измерения

Метод Кемпбелла для определения плотности тока путем измерения полного магнитного потока в образце [4] состоит в следующем. Образец в форме цилиндра помещается в область однородного постоянного магнитного поля $H \gg H_{c1}$, на которое накладывается синусоидальное магнитное поле малой амплитуды h_0 . Компенсация паразитного сигнала, который возникает в результате изменения магнитного поля в пространстве между поверхностью образца и витками приемной катушки, проводится с помощью второй катушки, расположенной на некотором расстоянии от образца. Возникающее при увеличении h_0 изменение плотности магнитного потока внутри сверхпроводящего образца, которое связано с глубиной проникновения x магнитного поля в образец, регистрируется приемной катушкой. Зная пространственное распределение магнитной индукции в образце $b(x)$ и воспользовавшись моделью Бина [6], можно определить плотность критического тока в каждой точке образца

$$J_c = \frac{1}{\mu_0} \frac{db}{dx}.$$

Предлагаемый нами метод определения J_c в слабых магнитных полях основывается на анализе отклика образца на переменное магнитное поле $h(t) = h_0 \sin \omega t$ в отсутствие постоянного магнитного поля. После проведения компенсации при малой амплитуде модулирующего поля $h_0 \sim 0.1$ Э напряжение в приемной катушке

$$u_s(t) = A \left[\frac{d}{dt} \mu_0 (h - M) - \frac{d}{dt} \mu_0 (h - \chi h) \right],$$

где M — магнитный момент единицы объема образца, χ — магнитная восприимчивость, A — константа чувствительности аппаратуры,

$$u_s(t) = A \frac{d}{dt} \mu_0 (\chi h - M).$$

После синхронного детектирования

$$S_s(h_0) = A \int_0^{T/2} u_s(t) dt = A \mu_0 (\chi h_0 - M). \quad (1)$$

Когда образец находится в нормальном состоянии, $M=0$. После синхронного детектирования

$$S_N(h_0) = A \mu_0 \chi h_0. \quad (2)$$

Для образца, находящегося в мейснеровском состоянии, $\chi=-1$, следовательно, из соотношений (1) и (2) магнитный момент образца

$$M(h_0) = - \left(1 - \frac{S_s}{S_N} \right) h_0. \quad (3)$$

С другой стороны, магнитный момент единицы объема цилиндрического образца, по поверхности которого течет ток плотностью J_c , можно выразить

$$M = \frac{1}{\pi R^2} \int_{R-r}^R \pi r^2 J_c dr \cdot l,$$

где R — радиус образца, r — глубина проникновения экранирующего тока плотностью J_c .

В магнитном поле амплитудой h_1 , при котором магнитный момент образца достигает своего максимального значения, экранирующий ток течет по всему сечению образца. При этом значении $h_0=h_1$

$$M(h_1) = \frac{R J_c}{3} \cdot l. \quad (4)$$

Таким образом, проводя измерения подобно тому, как это делается в методе Кемпбелла, но в отсутствие постоянного магнитного поля H , можно определить кривую намагниченности и вычислить плотность критического тока.

Результаты

Сверхпроводящая керамика $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, получаемая по обычной технологии [1], имела пористость 40—60 % и размер гранул 8—10 мкм. Подготовленные к измерению индуктивным методом образцы имели диаметр 3 мм и длину 9 мм. Для измерения J_c резистивным методом токовые контакты из медной фольги припаивались индиевым припоем к торцам образца, удельное сопротивление такого контакта $\sim 10^{-2}$ Ом·см². Переход в нормальное состояние определялся по возникновению напряжения на образце 1 мкВ/см.

Параметры сверхпроводящего перехода, полученные по измерению удельного сопротивления и магнитной восприимчивости на переменном токе частотой 67 Гц при амплитуде магнитного поля $h_0=0.5$ Э, следующие: середина перехода по сопротивлению при $T=92.5$ К и $r=0$ достигается при $T=90.1$ К; по измерению магнитной восприимчивости температура начала перехода 91.3 К, середина перехода 88.9 К и при $T=84.5$ К величина сигнала составляет 95 % от сигнала сверхпроводящего образца такого же объема.

На рис. 1 приведены данные измерений $J_c(H)$ индуктивным и резистивным методами в магнитных полях $H > 1$ кЭ при $T=4.2$ К. Результаты двух различных методов хорошо согласуются между собой, обнаруживая слабую зависимость от магнитного поля при $H_1 > 5$ кЭ,

$$\frac{J_c(8 \text{ кЭ}) - J_c(57 \text{ кЭ})}{J_c(8 \text{ кЭ})} < 4 \%. \quad (5)$$

На рис. 2 представлены зависимости $S_s(h_0)$ и $S_N(h_0)$ при $T=77$ К, определенные для спеченного образца и порошка этого же материала (максимальный размер частиц порошка 64 мкм). Нелинейный характер зависимости наблюдается для спеченного образца в магнитных полях с амплитудами $h_0 < 9.5$ Э и для порошка при $h_0 < 2.2$ Э.

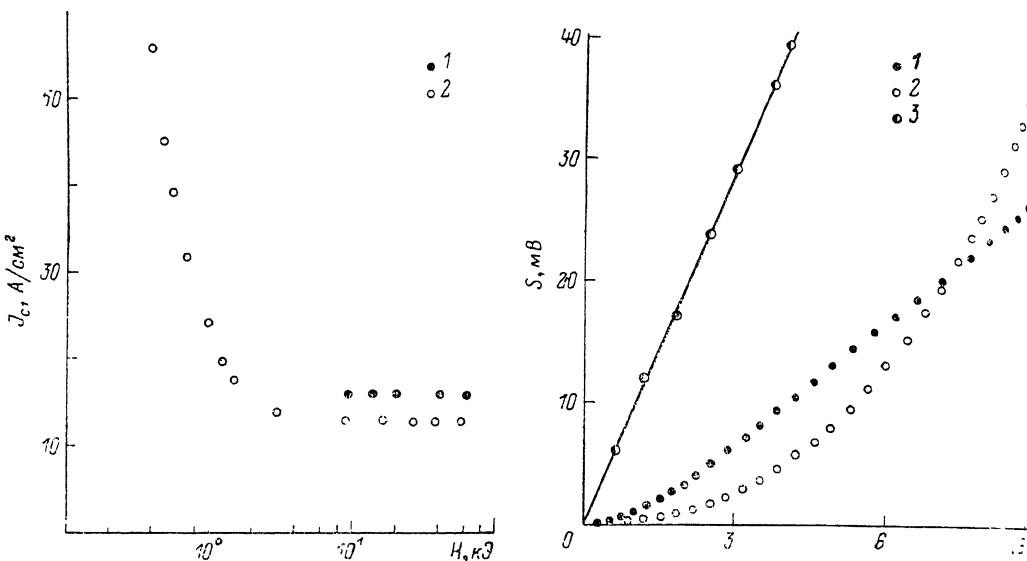


Рис. 1. Зависимость плотности критического тока от магнитного поля при $T=4.2$ К.

1 — индуктивный метод, 2 — резистивный метод.

Рис. 2. Зависимости $S(h_0)$.

1 — порошок, $S_s(h_0)$; 2 — спеченный образец, $S_s(h_0)$; 3 — нормальное состояние, $S_N(h_0)$.

Соответствующие значения магнитного момента $M(h_0)$, рассчитанные предложенным нами способом (3), показаны на рис. 3. В случае идеального экранирования магнитный момент был бы линейной функцией h_0 . По нашим измерениям отклонения от линейной зависи-

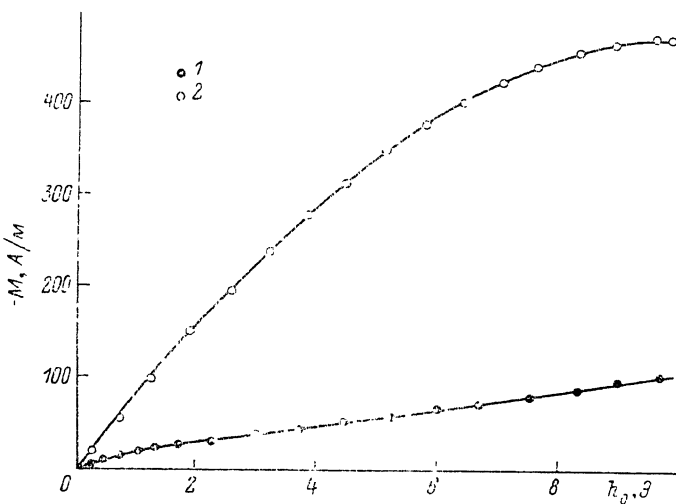


Рис. 3. Зависимости магнитного момента $M(h_0)$.

1 — порошок, 2 — спеченный образец.

мости $M(h_0)$ начинаются уже с самых малых амплитуд магнитного поля h_0 . Максимальной величине $M(h_0=9.5$ Э) соответствует проникновение магнитного потока на всю глубину образца. Рассчитанное из (4) значение $J_c(9.5$ Э) = 90 A/cm^2 хорошо согласуется с величиной $J_c=95$ A/cm^2 при $H=9.5$ Э и $T=77$ К, определенной резистивным методом. Зависимость

$J_c(H)$ в слабых магнитных полях при $T=77$ К представлена на рис. 4. Величина $J_c(H=0) = 112$ А/см² и уменьшается вдвое в магнитном поле $H=24$ Э.

По данным измерений $M(h_0)$ порошка можно оценить J_c , характерную для частиц размером $a \sim 64$ мкм. Нелинейная часть $M(h_0)$ при $h_0 < 2.2$ Э определяется проникновением

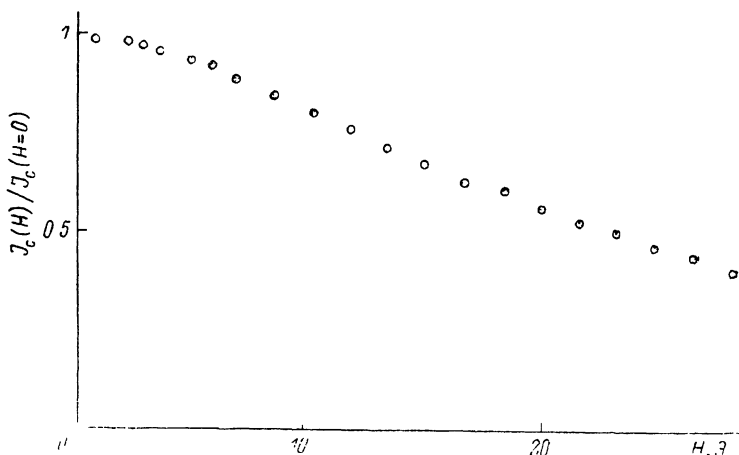


Рис. 4. Зависимость плотности критического тока от магнитного поля.
Резистивный метод, $T=77$ К.

магнитного поля в частицу, дальнейший линейный ход зависимости $S_s(h_0)$ определяется намагниченностью собственно гранул. Для значения магнитного момента $M(h_0=2.2 \text{ Э})=30$ А/м и характерного размера частицы $r \sim a/2 \sim 30$ мкм получаем нижнюю оценку плотности критического тока $J_c=300$ А/см².

Обсуждение

Предложенный метод определения зависимости магнитного момента $M(h_0)$ и плотности критического тока керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ позволяет преодолеть трудности, связанные с организацией низкоомных контактов между керамикой и тоководами. Значение J_c , полученное этим методом для керамики, с точностью 5 % соответствует величине J_c , определенной резистивными измерениями.

Метод позволяет также определить J_c отдельных частиц порошка керамики. Большая величина $J_c \sim 300$ А/см² для частиц размером 64 мкм по сравнению с $J_c=90$ А/см² спеченного образца, возможно, [6] определяется статистически лучшим набором связей между гранулами в частицах порошка по сравнению с объемным материалом.

Нелинейный ход кривой намагничивания $M(h_0)$ (рис. 3) в магнитных полях с амплитудой h_0 , меньшей, чем известно для гранул $H_{c1}(77 \text{ К}) \approx 90$ Э [7], можно объяснить проникновением магнитного поля вдоль поверхностей Джозефсоновских связей между гранулами [8].

Резкое падение J_c в слабых магнитных полях и отсутствие зависимости $J_c(H)$ при $H > < 5$ кЭ (рис. 1) может быть связано с образованием неупорядоченных Джозефсоновских контактов, для которых [9] сверхпроводящий ток при увеличении магнитного поля стремится не к нулю, а к постоянной, не зависящей от поля величине.

Список литературы

- [1] Cava R., Battlogg R., van Dover R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. N 19. P. 1676—1680.
- [2] Kumakura H., Uehara M., Yoshida Y., Togano K. // Phys. Lett. A. 1987. Vol. 124. N 6-7. P. 367—369.
- [3] Ekin J., Braginski A., Panson A. et al. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 12. P. 4821—4828.
- [4] Campbell A. // J. Phys. C. 1969. Vol. 2. N 7. P. 1492—1495.
- [5] Bean C. // Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. N 4. P. 280—288.
- [6] Küpfer H., Apfelstedt I., Schauer W. // J. Phys. B. 1987. Vol. 69. N 2. P. 159—166.
- [7] Xiaowen C., Guchang H., Tingyn Z. // Mod. Phys. Lett. B. 1988. Vol. 1. N 9-10. P. 383—388.

[8] Солин Э. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 8. С. 415—418.

[9] Асламазов Л. Г., Фистуль М. В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. Вып. 3 (9). С. 1081—1087.

Институт структурной
макрোকINETИКИ АН СССР
Московская обл.

Поступило в Редакцию
14 июля 1988 г.
В окончательной редакции
12 января 1989 г.

02: 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 1, 1990

© 1990 г.

РЕЗОНАНСНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ В ПАРАХ МЕТАЛЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДНОЧАСТОТНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

А. Е. Королев, В. Н. Назаров, Д. И. Стаселько,
Е. Ю. Кочерова, В. И. Малахова, Ю. А. Тамбиев

Методы резонансной интерферометрии широко используются в практике физического эксперимента для нахождения концентраций и визуализации неоднородностей распределения резонансно-поглощающих частиц. Для достижения предельных чувствительностей таких методов необходимо применять источники излучения с малой спектральной шириной (порядка собственной ширины резонансного перехода), плавно перестраиваемые вблизи линии поглощения [1, 2]. До последнего времени в качестве подобных источников, как правило, выступали лазеры на органических красителях.

В настоящей работе показана возможность проведения интерференционных измерений малых концентраций резонансно-поглощающих атомов с использованием излучения непрерывных одночастотных полупроводниковых лазеров, отличающихся от лазеров на красителях компактностью, удобством эксплуатации, простотой прецизионной перестройки частоты генерации вблизи резонанса [3], и обсуждаются особенности, возникающие при реализации высоких величин чувствительности таких методов. Применение полупроводниковых лазеров в интерференционных измерениях перспективно для решения практических задач и позволяет быстро находить условия наивысшей чувствительности методов, оперативно изменять эту чувствительность, наблюдать стационарные распределения концентраций в реальном времени.

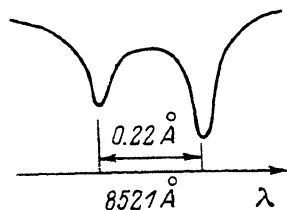


Рис. 1. Структура D_2 -линии поглощения цезия.

Нами использовался инжекционный лазер ЛПН-1М на основе [GaAs, перестраиваемый при температурах $\approx 80 \text{ K}$ в диапазоне $8500\text{—}8530 \text{ \AA}$ [4], в пределах которого расположена D_2 -линия поглощения цезия ($\lambda = 8521 \text{ \AA}$), обладающая наибольшей силой осциллятора, что позволяет реализовать предельные чувствительности интерференционных измерений. Ранее в работе [5] при исследовании плазмы цезиевой дуги использовался более слабый резонансный переход в цезии с длиной волны $\lambda = 4555 \text{ \AA}$. Настройка длины волны генерации полупроводникового лазера на D_2 -линию поглощения цезия и плавная перестройка вблизи резонанса осуществлялись, как и в [6], путем изменения тока инжекции, мощность одночастотной генерации составляла $\approx 10 \text{ мВт}$, ширина линии излучения менее 10^{-2} \AA , при этом разрешалась дублетная структура линии поглощения $\Delta\lambda = 0.22 \text{ \AA}$, обусловленная сверхтонким расщеплением основного состояния (рис. 4).

Цилиндрическая кювета длиной 3 см, равной ее диаметру, содержащая насыщенные пары цезия и буферный газ гелий при давлении последнего 20 Тор (величина однородного уширения компонент $\delta\lambda \approx 10^{-2} \text{ \AA}$ [7]), помещалась в одно из плеч интерферометра Маха—Цандера, освещаемого коллимированным пучком излучения лазера, и прогревалась в диапазоне температур $65\text{—}90 \text{ }^\circ\text{C}$. Картина полос конечной ширины наблюдалась на выходе интерферометра на непрозрачном экране с помощью телевизионной установки МТУ-1. Для калибровки чувствительности метода регистрировалась величина сдвига картины полос при перестройке длины волны генерации лазера через D_2 -линию поглощения цезия. Макси-