

ОСТАТОЧНЫЕ НАМАГНИЧЕННОСТЬ И ВЧ ПОГЛОЩЕНИЕ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ЗАХВАТОМ МАГНИТНОГО ПОТОКА В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*Е.В.Блинов, М.Г.Семенченко, В.Г.Флейшер,
Б.П.Захарченя, П.П.Кулешов, Ю.П.Степанов*

Приводятся результаты исследования захвата магнитного потока в диапазоне полей 0,005 – 240 Э в монокристаллическом, тонкопленочном и керамических образцах $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Показано, что учет пространственного распределения захваченного потока позволяет объяснить зависимость остаточного магнитного момента $M_{ост}$ от величины поля и условий охлаждения. На примере керамического образца продемонстрировано коррелированное поведение $M_{ост}$ и остаточной ВЧ магнитной восприимчивости $\chi_{ост}$.

Одна из характерных особенностей высокотемпературных сверхпроводников по сравнению с классическими сверхпроводниками второго рода заключается в возможности проникновения магнитного потока и его захвата в слабых полях, значительно меньших первого критического поля H_{c1} , определяемого лондоновской глубиной проникновения λ_L и длиной когерентности. Так, в $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ H_{c1} порядка 100 Э, см., например, ¹. После охлаждения в нулевом поле (*ZFC*) сигнал диамагнитного экранирования достигает 100 %, а при охлаждении в поле (*FC*) эффект Мейснера оказывается небольшим ². Наблюдение крипа потока ³ и особенностей ВЧ поглощения ⁴, наряду с различием магнитной восприимчивости при *ZFC* и *FC* ⁵, трактуется на основе модели сверхпроводящего стекла, которая распространяется и на монокристаллы. В последнем случае плоскости двойникования рассматриваются как границы раздела областей с разными фазами волновой функции ⁶.

В настоящей работе исследованы зависимости остаточного магнитного момента $M_{ост}$ и остаточного ВЧ поглощения в ВТСП образцах $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ от намагничивающего поля. Показано, что для описания этих зависимостей достаточно учесть пространственное распределение магнитного поля.

Величина $M_{ост}$, сохраняющегося в образце после выключения намагничивающего поля H , измерялась с помощью квантового магниточувствительного датчика (МЧД) с оптической ориентацией атомов, помещенного в экранированный соленоид ⁷. Уровень остаточных вариаций поля в экране не превышал 10^{-6} Э. Величины $\chi'_{ост}$ и $\chi''_{ост}$ ($\chi_{ост} = \chi'_{ост} + i\chi''_{ост}$) измерялись на частоте 41 МГц с помощью автодинного генератора, в колебательный контур которого помещался образец. Измерения проводились при 77 К. Рентгенограммы исследованных образцов соответствовали однофазному составу. Контрольные опыты при $T > T_c$ и с исходными составами позволили исключить возможность вклада в наблюдаемые эффекты магнитных примесей.

Процедура измерения $M_{ост}$ состояла в следующем. При *ZFC* предварительно охлажденный в нулевом поле до 77 К образец намагничивался в поле H . После выключения поля образец переносился в измерительный соленоид с МЧД и устанавливался в дальней зоне относительно МЧД. При *FC* в поле $H \geq 1$ Э охлаждение осуществлялось в намагничивающих катушках, после чего образец переносился в измерительный соленоид. При меньших H охлаждение производилось непосредственно в поле соленоида, после чего устанавливалось измерительное поле, которое обычно составляло 0,08 Э. Для отделения сигнала, связанного с остаточным потоком, от сигнала диамагнитного экранирования в поле соленоида, измерения производились при двух отличающихся на 180° ориентациях образца. При намагничивании тонкопленочного и монокристаллического образцов поле H ориентировалось вдоль нормали к поверхности кристалла или пленки.

Во всех исследованных образцах при FC величина $M_{ост}$ растет линейно с полем в области малых полей $H_1 < H < H_2$ и остается постоянной при $H > H_3$. Величина минимального поля H_1 , в котором наблюдается захват, определяется чувствительностью прибора и параметрами образцов. Для монокристалла $H_1 \lesssim 0,5$ Э; в керамических образцах, дающих значительно большую величину сигнала по сравнению с монокристаллом, $H_1 \lesssim 0,005$ Э. Диамагнитное экранирование образцов в поле соленоида $H \leq 1$ Э составляло $\sim 100\%$, а эффект Мейснера не превышал 10% . При ZFC проникновение поля в образец, детектируемое по захвату потока, начинается с некоторого порогового значения H_{c1}^* , измеряемого единицами эрстед.

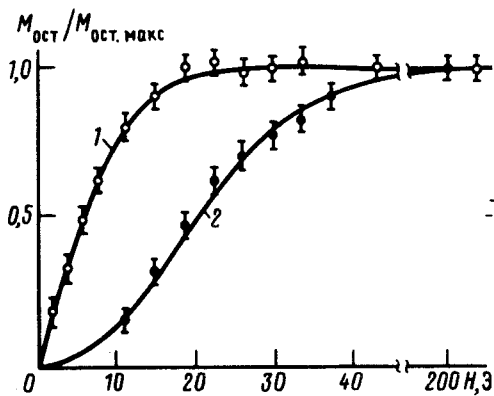


Рис. 1

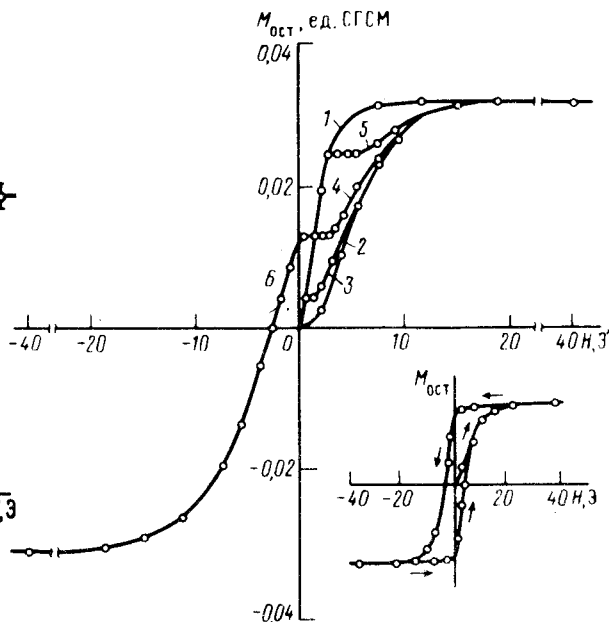


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость остаточного магнитного момента монокристалла от величины намагничивающего поля при FC (1) и ZFC (2). Точки. — эксперимент, сплошные линии — расчет

Рис. 2. Поведение остаточного магнитного момента тонкопленочного образца при различных способах охлаждения и намагничивания. 1 — FC , 2 — ZFC , 3, 4, 5 — FC с последующим увеличением поля H без отогрева образца, 6 — FC с последующим уменьшением поля H без отогрева образца

На рис. 1 представлены экспериментальные точки $M_{ост}(H)$ (1 — FC и 2 — ZFC) для монокристаллического образца с размерами $2 \times 1 \times 0,02$ мм³ ($T_c \approx 92$ К, $\rho_{ab} |_{T=100\text{К}} \approx 60$ мкОм·см). В области больших полей $M_{ост}(H) = M_{ост макс} \approx 10^{-6}$ А·м² и не зависит от способа охлаждения. Сплошные кривые на рис. 1 представляют результат расчета $M_{ост}(H)$ для FC и ZFC по полуэмпирическим формулам, учитывающим пространственное распределение магнитного поля в образце. Модель, описывающая намагничивание сверхпроводников второго рода на основе таких представлений, была предложена Бином в работе ⁸, где исследовано намагничивание бесконечного цилиндра, ось которого параллельна магнитному полю. При этом $|dB_z/d\rho| \approx J_c$ (J_c — плотность критического тока).

В другом предельном случае, для тонкого диска толщины d и радиуса $R \gg d$, плоскости которого перпендикулярна направлению магнитного поля, можно показать, что $|dB_z/d\rho| \approx \frac{d}{R} J_c \ll J_c$. При этом зависимость остаточного магнитного момента от намагничивающего поля H описывается следующими уравнениями, в которых введено обозначение $\alpha = H/J_{cd}$.

Для FC

$$M_{\text{ост}}(H) / M_{\text{ост макс}} = 3\alpha - 3\alpha^2 + \alpha^3 \quad 0 \leq \alpha \leq 1 \quad (1)$$

$$M_{\text{ост}}(H) = M_{\text{ост макс}} \quad \alpha \geq 1$$

Для ZFC

$$M_{\text{ост}}(H) / M_{\text{ост макс}} = \frac{3}{4} (2\alpha^2 - \alpha^3) \quad 0 \leq \alpha \leq 1$$

$$M_{\text{ост}}(H) / M_{\text{ост макс}} = 1 - 2\left(1 - \frac{\alpha}{2}\right)^3 \quad 1 \leq \alpha \leq 2 \quad (2)$$

$$M_{\text{ост}}(H) = M_{\text{ост макс}} \quad \alpha > 2$$

Здесь $M_{\text{ост макс}} = \frac{1}{3} V J_c R$, V — объем образца. Теоретические зависимости на рис. 1 получены с помощью этих уравнений при $d = 20$ мкм, $R = 0,75$ мм, $J_c = 1,1 \cdot 10^8$ А/м².

На рис. 2 приведены результаты измерения $M_{\text{ост}}$ для пленки толщиной 80 нм, имеющей форму полукруга радиуса 5,5 мм с $T_c \approx 90$ К. Кривые 1 и 2 соответствуют FC и ZFC и, так же как и для монокристалла, хорошо описываются формулами (1) и (2) при $d = 80$ нм, $R = 3,4$ мм и $J_c = 9,2 \cdot 10^9$ А/м².

Кроме кривых 1 и 2, на рис. 2 показаны изменения $M_{\text{ост}}$ при увеличении (кривые 3, 4, 5) и уменьшении (кривая 6) поля H после охлаждения в различных начальных полях. Таким образом, начальные точки кривых 3–6 получаются при охлаждении в поле, а все остальные измеряются при последовательном намагничивании в поле H без отогрева образца. Следует обратить внимание на наличие горизонтальных участков на кривых 3–5, соответствующих неизменной величине $M_{\text{ост}}$ при увеличении H . Длина этих участков возрастает примерно линейно с ростом поля H , но остается меньшей расстояния между кривыми 1 и 2 при соответствующем $M_{\text{ост}} = \text{const}$. Аналогичный горизонтальный участок между кривой 1 и прямой $H = 0$ содержит кривая 6. Такое поведение зависимостей $M_{\text{ост}}(H)$ также характерно для рассматриваемой модели.

На вставке рис. 2 показана полная петля гистерезиса для пленки. Такое гистерезисное поведение $M_{\text{ост}}$ характерно и для других типов образцов. При этом для пленки и монокристалла вся петля гистерезиса хорошо описывается на основании предложенной модели при соответствующих значениях параметров R , d и J_c .

Прямым доказательством связи ВЧ поглощения с захватом потока служит сопоставление зависимостей $M_{\text{ост}}(H)$ и $\chi''_{\text{ост}}(H)$, полученных на керамическом образце (рис. 3). Образец в виде кубика со стороной 7 мм имел плотность 5,8 г/см³ и $T_c \approx 93$ К. Обе зависимости (а) и (б) на рис. 3 получены при ZFC. Зависимость $\chi''_{\text{ост}}(H)$ измерена при $H \parallel H_{\sim}$, где H_{\sim} — переменное магнитное поле в колебательном контуре автодинного генератора. Как видно из рисунка, зависимости $M_{\text{ост}}$ и $\chi''_{\text{ост}}(H)$ при увеличении H от 0 до 240 Э и при его уменьшении от 240 до 0 Э ведут себя примерно одинаково. Однако в области отрицательных H поведение $M_{\text{ост}}$ и $\chi''_{\text{ост}}$ различно. Минимальное значение $\chi''_{\text{ост}} \approx 0,6 \chi''_{\text{ост}}^{\text{max}}$, в то время как $M_{\text{ост}}$ при $H = H' \approx 25$ Э обращается в нуль. Различие зависимостей $M_{\text{ост}}(H)$ и $\chi''_{\text{ост}}(H)$ при $H < 0$ также может быть объяснено пространственным распределением магнитного потока в образце. При смене знака намагничивающего поля в образце возникают области, дающие в $M_{\text{ост}}$ вклады разных знаков. В то же время ВЧ поглощение, не зависящее от направления намагниченности, определяется абсолютной величиной захваченного потока в зоне проникновения переменного поля. Поскольку эта величина зависит от ориентации поля H относительно H_{\sim} , зависимости $M_{\text{ост}}(H)$ отличаются при $H \parallel H_{\sim}$ и $H \perp H_{\sim}$, как это показано, на рис. 4. Поле H' , при котором $M_{\text{ост}}(H') = 0$, соответствует компенсации вкла-

дов разных знаков в $M_{ост}$, а не "размагничиванию" образца, приводящему к нулевому уровню ВЧ поглощения. Зависимости $\chi''_{ост}(H)$ и $M_{ост}(H)$, полученные при FC , также подобны в случае $H \parallel H_{\sim}$ при $H > 0$. Таким образом, при $H \parallel H_{\sim}$ ВЧ поглощение качественно отражает объемное распределение захваченного потока.

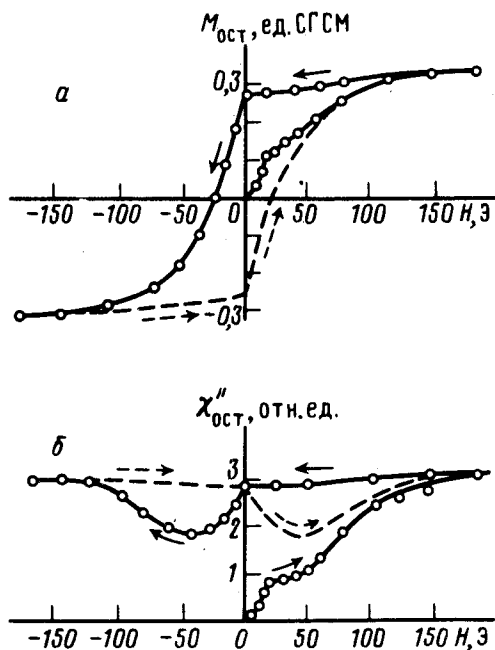


Рис. 3

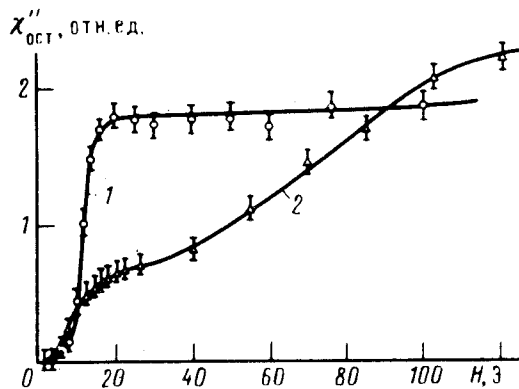


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость величины намагничивающего поля для керамического образца: а – от остаточного магнитного момента; б – от мнимой части остаточной ВЧ магнитной восприимчивости

Рис. 4. Зависимость остаточного поглощения ВЧ мощности от величины намагничивающего поля: 1 – $H_{\sim} \perp H$, 2 – $H_{\sim} \parallel H$

Вероятной причиной ВЧ поглощения является диссипация энергии при перераспределении магнитного потока под действием поля H_{\sim} между контурами, содержащими джозефсоновские связи. Подобный механизм поглощения реализуется в ВЧ СКВИДах. Это предположение подтверждается зависимостью χ' и χ'' от амплитуды переменного поля H_{\sim} , наблюдавшейся в диапазоне $0,3 \text{ мЭ} < H_{\sim} < 3 \text{ мЭ}$. Рост χ' и χ'' при увеличении H_{\sim} соответствует, по-видимому, возрастанию числа контуров, в которых происходит перераспределение потока под действием H_{\sim} .

Таким образом, все приведенные выше особенности поведения остаточной намагниченности при различных способах охлаждения и намагничивания в слабых полях, так же как и обнаруженная корреляция изменений этой намагниченности и ВЧ поглощения, объясняются при учете пространственного распределения захваченного потока.

Литература

1. Винников Л.Я., Гуревич Л.А., Емельченко Г.А., Осипьян Ю.А. Письма в ЖЭТФ, 1987, 47, 109.
2. Емельченко Г.А., Карцовник М.В., Кононович П.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 162.
3. Клименко А.Г., Блинов А.В., Веснин Ю.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, приложение с. 196.
4. Blazen K.W., Müller K.A., Bednorz J.G. et al. Phys. Rev. B, 1987, 36, 7241.
5. Tuominen M., Goldman A.M., McCartney M.L. Phys. Rev. B, 1988, 37, 548.
6. Deutscher G., Müller K.A. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1745.
7. Блинов Е.В., Дмитриев С.П., Кулешов П.П., Окуневич А.И. Тезисы Всесоюзного семинара по оптической ориентации атомов и молекул. Ленинград, 1986, с. 54.
8. Bean C.P. Rev. Mod. Phys., 1964, 36, 31.

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 июня 1988 г.