

Комплексная проницаемость зернистой текстурированной $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ сверхпроводящей керамики

Ф.О. Алексеев, М.В. Залуцкий

*Донецкий физико-технический институт НАН Украины им. А.А. Галкина
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: p.aleksyeyev@mail.ru*

Статья поступила в редакцию 14 июля 2008 г., после переработки 8 сентября 2008 г.

Проведены измерения комплексной проницаемости зернистой текстурированной керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в зависимости от температуры в слабом переменном магнитном поле в присутствии постоянного магнитного поля. Исследуемая керамика состояла из макрозерен размером ~ 3 мкм, которые образовались в процессе текстуризации, c -ось в макрозернах распределялась хаотическим образом. В мнимой части комплексной проницаемости в слабом постоянном магнитном поле $\sim 0,1$ Тл обнаружено появление *трехпиковой* структуры поглощения энергии переменного магнитного поля. Проанализировано поведение данной структуры поглощения в зависимости от величины и ориентации постоянного магнитного поля, частоты и амплитуды переменного магнитного поля. Показано, что трехпиковая структура поглощения в мнимой части комплексной проницаемости обусловлена влиянием двух механизмов диссипации энергии переменного магнитного поля: объемной диссипацией энергии, связанной с пиннингом, и поверхностной диссипацией энергии, связанной с поверхностным барьером типа Бина–Ливингстона. Обнаружено, что с ростом постоянного магнитного поля данная трехпиковая структура поглощения трансформируется в однопиковую, хорошо описываемую в линейной модели термоактивационного течения магнитного потока.

Проведено виміри комплексної проникності зернистої текстурованої кераміки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ залежно від температури в слабкому змінному магнітному полі в присутності постійного магнітного поля. Досліджувана кераміка складалася з макрозерен розміром ~ 3 мкм, які утворилися в процесі текстуризації, c -вісь у макрозернах розподілялася хаотичним образом. У мнимій частині комплексної проникності в слабкому постійному магнітному полі $\sim 0,1$ Тл виявлено появу *трьохпикової* структури поглинання енергії змінного магнітного поля. Проаналізовано поведінку даної структури поглинання залежно від величини та орієнтації постійного магнітного поля, частоти та амплітуди змінного магнітного поля. Показано, що трьохпикова структура поглинання в мнимій частині комплексної проникності обумовлена впливом двох механізмів дисипації енергії змінного магнітного поля: об'ємною дисипацією енергії, пов'язаною з піннінгом, та поверхневою дисипацією енергії, пов'язаною з поверхневим бар'єром типу Біна–Лівінгстона. Виявлено, що з ростом постійного магнітного поля дана трьохпикова структура поглинання трансформується в однопикову, яка добре описується в лінійній моделі термоактивационного плинину магнітного потоку.

PACS: 74.25.Qt Вихревые решетки, пиннинг потока, ползучесть потока;
74.70.Ad Металлы; сплавы и бинарные соединения (включая Al5 и т.п.).

Ключевые слова: комплексная проницаемость, зернистая текстурированная керамика, поглощение переменного магнитного поля, трехпиковая структура поглощения.

Введение

Измерения комплексной проницаемости (восприимчивости) $\mu_1 = \mu'_1 - i\mu''_1$ и ее гармоник $\mu_n = \mu'_n - i\mu''_n$ — достаточно простой и эффективный способ изучения проникновения и поглощения переменного магнитного поля в сверхпроводящих материалах. Эти измерения относятся к семейству индукционных измерений, в которое входят измерения комплексной проницаемости (восприимчивости) [1–10], измерения поверхностного импеданса [11,12], индукционные измерения критического магнитного поля [13], осциллограммные методы [14,15] и другие. Данные измерения можно использовать для определения широкого спектра сверхпроводящих параметров образца, таких как плотность критического сверхпроводящего тока [1,10,14], величина поверхностного сверхпроводящего тока [8], энергия термоактивации [4], величина эффективного удельного сопротивления [16], значения критических сверхпроводящих полей [14]. Кроме того, совместно с измерениями намагниченности, контактными измерениями сопротивления, оптическими измерениями поверхностной индукции постоянного магнитного поля данные измерения позволяют судить об однородности структуры исследуемого сверхпроводящего образца. В частности, их можно использовать для определения распределения центров пиннинга [14], определения степени гранулярности образца [5,10], изучения неоднородностей его поверхности [17] и для обнаружения наличия нескольких сверхпроводящих фаз в образце [12].

Для сверхпроводников второго рода комплексная проницаемость в зависимости от температуры или величины приложенного постоянного магнитного поля ведет себя известным образом [1–12,15–17]. В частности, в реальной части комплексной проницаемости наблюдается ступенька в зависимости от температуры или величины приложенного постоянного магнитного поля, а в мнимой части комплексной проницаемости наблюдается один или два колоколообразных пика. Такое поведение компонент комплексной проницаемости связано с тем, что реальная часть данной величины отвечает за экранировку образца от проникновения внешнего переменного магнитного поля, а мнимая — за потери, связанные с поглощением данного поля в образце. Причем поглощение энергии переменного магнитного поля может осуществляться как на поверхности образца, так и в его объеме.

Пики поглощения в мнимой части комплексной проницаемости в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) могут быть обусловлены различными механизмами диссипации переменного магнитного поля, которые связаны с особенностями движения и проникновения вихрей магнитного потока в исследуемый материал. Движение вихрей магнитного потока в

ВТСП может быть линейным обратимым или нелинейным необратимым. Область обратимого и необратимого движения вихрей разделяет так называемая линия необратимости [10,18–20].

Линию необратимости можно определить экспериментально, используя измерения комплексной проницаемости [7,10,19,20]. Обычно данную линию в ВТСП связывают с высокотемпературным пиком поглощения в мнимой части проницаемости при двухпиковой структуре поглощения или с низкотемпературным пиком в мнимой части проницаемости при однопиковой структуре поглощения. Расположение пиков поглощения комплексной проницаемости в области необратимости свидетельствует о том, что данные пики обусловлены нелинейными гистерезисными процессами диссипации переменного магнитного поля в ВТСП. В ВТСП материалах к нелинейным необратимым и гистерезисным процессам диссипации может приводить наличие поверхностного барьера [3,7,9,14,21–24], объемного [1,3,5–7,10–12,14,21–24] или поверхностного пиннинга [1].

В однородных ВТСП материалах, таких как монокристаллы или текстурированная керамика, появление необратимости связано с пиннингом и поверхностным барьером [3,7,9,21–24]. Как было показано в работах [3,7,9,21–24], при высоких температурах и низких постоянных магнитных полях в данных материалах к появлению необратимости приводит поверхностный барьер типа Бина–Ливингстона. При понижении температуры в процессах необратимости в этих материалах начинает доминировать пиннинг. Это приводит к тому, что в спектрах однородных ВТСП появляются два пика поглощения в мнимой части комплексной проницаемости, которые сопровождаются изломами в реальной части проницаемости. Высокотемпературный пик в данной структуре связан с поверхностным барьером, а низкотемпературный — с включением слабого объемного пиннинга [7]. Кроме того, нужно отметить, что с ростом постоянного магнитного поля в однородных ВТСП происходит ослабление поверхностного барьера, и на первое место выходит необратимость, обусловленная объемным пиннингом [3,22,23]. На кривых комплексной проницаемости это проявляется в трансформации двухпиковой структуры поглощения комплексной проницаемости в однопиковую [7].

В гранулярных ВТСП материалах с размерами гранул порядка нескольких микрометров необратимость связана с включением пиннинга [5,10] в гранулах и в объеме образца. В результате на кривых комплексной проницаемости появляются два пика поглощения в мнимой части проницаемости. Высокотемпературный пик поглощения в данных материалах связан с появлением пиннинга в гранулах [5,10], а низкотемператур-

ный — с включением пиннинга в объеме всего образца [5,10]. Влияние поверхностного барьера в данных материалах подавлено ввиду наличия множества дефектов на поверхности образца, связанных с межгранулярной средой, в которую могут свободно проникать вихри магнитного потока.

В отличие от однородных или гранулярных ВТСП образцов с размерами гранул порядка нескольких микрометров, поведение комплексной проницаемости поликристаллических ВТСП образцов с размерами гранул от нескольких десятых микрометров до нескольких миллиметров изучено плохо. Данные образцы обычно синтезируются в процессе текстуризации [25]. Изучение свойств этих материалов, с нашей точки зрения, имеет практический интерес. Измерения комплексной проницаемости в данном случае наименее затратные по сравнению с другими измерениями и позволяют установить однородность исследуемого образца [26,27], оценить среднюю величину критического тока и определить основные механизмы диссипации переменного магнитного поля в образце [1].

Цель настоящей работы — в широком интервале внешних приложенных магнитных полей, как постоянных, так и переменных, рассмотреть возможные механизмы диссипации энергии переменного магнитного поля в макрозернистой текстурированной сверхпроводящей керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с размерами макрогранул ~ 3 м.

В спектре мнимой части комплексной проницаемости исследуемой зернистой текстурированной сверхпроводящей керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ нами были обнаружены *три* пика поглощения. Это является нетипичным как для однородных образцов, так и для гранулярных образцов с микрогранулами, где, как уже отмечалось выше, наблюдается два пика поглощения.

Показано, что трехпиковая структура поглощения переменного магнитного поля в макрозернистой текстурированной сверхпроводящей керамике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ обусловлена двумя механизмами диссипации энергии. Этими механизмами являются: поверхностная диссипация, связанная с поверхностным барьером типа Бина–Ливингстона, и объемная диссипация, связанная со слабым объемным пиннингом.

Методика эксперимента

Эксперименты проведены на $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ пластинке размерами $15 \times 3,5 \times 2$ мм. Образец был получен методом текстуризации, технология которого представлена в работе [25]. Процесс полной текстуризации не удался: в образце образовались макрозерна размером ~ 3 мм. Каждое отдельное макрозерно имело выраженную текстуру; *c*-ось в отдельных макрозернах располагалась хаотическим образом.

Измерения комплексной проницаемости образца $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ проводили внутри гелиевого криостата в области постоянных магнитных полей от 0 до 10 Тл в интервале температур 50–150 К. Частота приложенного переменного магнитного поля менялась от 0,1 до 1000 кГц. Контроль температуры осуществлялся с помощью термопары, прикрепленной непосредственно к поверхности образца, а контроль постоянного магнитного поля — с помощью миниатюрного датчика Холла. Комплексную проницаемость определяли косвенным образом, путем измерения импеданса катушки, в которую помещали исследуемый сверхпроводящий образец. Эту же катушку использовали как для генерации электромагнитного поля, так и для снятия отклика образца на данное поле. Катушка была намотана медным проводом толщиной 0,1 мм непосредственно вдоль длинной грани образца и имела 50 витков. Переменное магнитное поле, генерированное катушкой, во всех экспериментах было направлено вдоль длинной грани образца. Амплитуда магнитного поля, определявшаяся по току, текущему через измерительную катушку, изменялась в интервале от 1,1 до 220 мкТл. Эксперименты проводились при двух ориентациях постоянного магнитного поля: параллельной и перпендикулярной к длинной грани сверхпроводящей пластинки. При перпендикулярной ориентации постоянное магнитное поле было перпендикулярно плоскости образца с размерами 2×15 мм. Импеданс катушки со сверхпроводящим образцом измерялся с помощью НР-моста (Precision RLC Meter Bridge 4284A) в режиме постоянной амплитуды переменного тока, текущего через нее. Связь между импедансом измерительной катушки и комплексной проницаемостью образца дается выражением [28–31]:

$$Z_{\text{coil}} = Z_{\text{wire}}(H, T) + K\omega(\mu_1'' + i\mu_1'), \quad (1)$$

где Z_{coil} — полный измеряемый импеданс катушки со сверхпроводящим образцом; $Z_{\text{wire}}(H, T)$ — импеданс, связанный с подводными проводами и резистивными потерями в катушке (может зависеть от приложенного магнитного поля и температуры); K — постоянный коэффициент, связанный с геометрией катушки, коэффициентом ее заполнения и количеством витков. В экспериментах $Z_{\text{wire}}(H, T)$ подбирался таким образом, чтобы его вклад незначительно менялся при изменении магнитного поля и температуры, и был меньше вклада от сверхпроводящего образца.

Температурные зависимости комплексной проницаемости, представленные на рис. 1–6, были получены при медленном охлаждении исследуемого образца в присутствии постоянного магнитного поля. Скорость изменения температуры в случае температурных измерений не превышала 0,33 К/мин. Полевые зависимости комплексной проницаемости, представ-

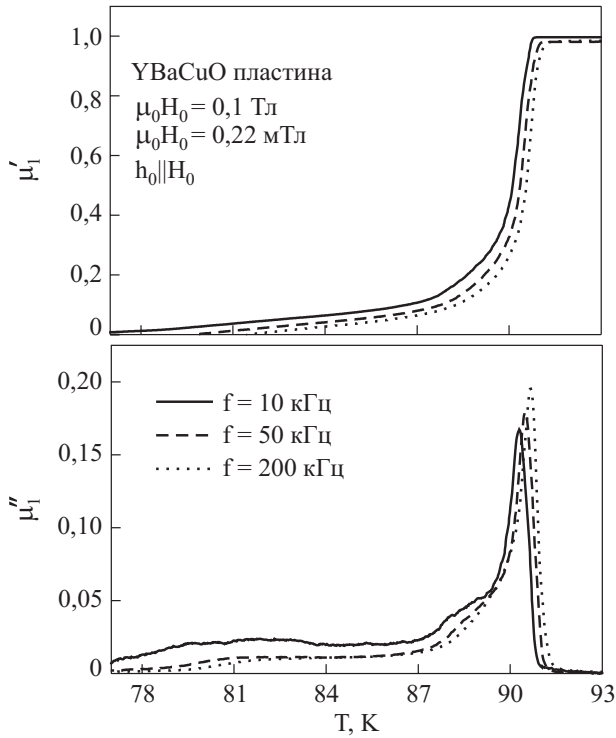


Рис. 1. Температурные зависимости реальной и мнимой частей первой гармоники комплексной проницаемости, измеренные в постоянном магнитном поле $\mu_0 H_0 = 0,1$ Тл, параллельном поверхности пластины, при различных частотах приложенного переменного поля.

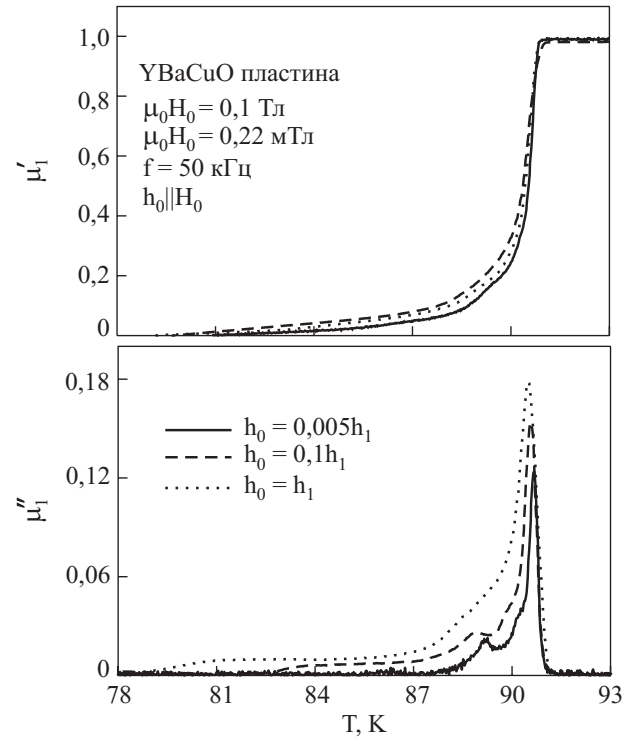


Рис. 3. Температурные зависимости реальной и мнимой частей первой гармоники комплексной проницаемости, измеренные в постоянном магнитном поле $\mu_0 H_0 = 0,1$ Тл, параллельном поверхности пластины, при различных амплитудах приложенного переменного поля ($\mu_0 h_0 = 1,1; 22; 220$ мкТл).

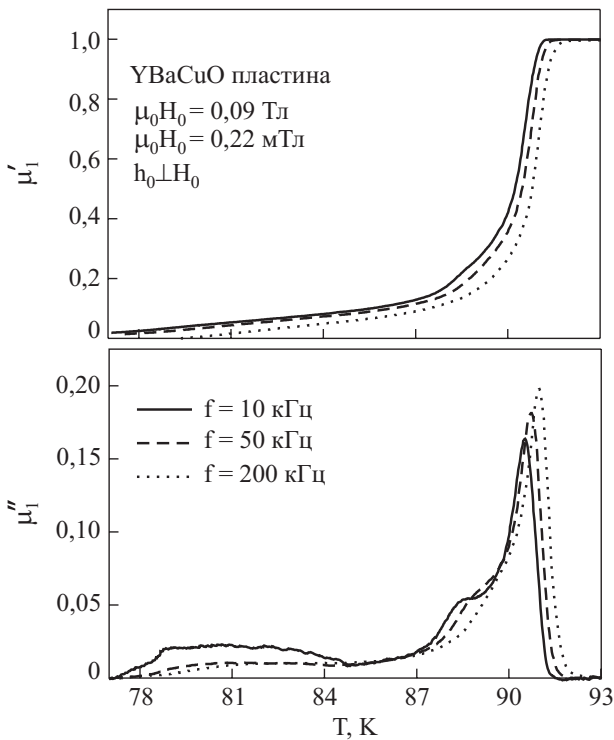


Рис. 2. Температурные зависимости реальной и мнимой частей первой гармоники комплексной проницаемости, измеренные в постоянном магнитном поле $\mu_0 H_0 = 0,09$ Тл, перпендикулярном поверхности пластины, при различных частотах приложенного переменного поля.

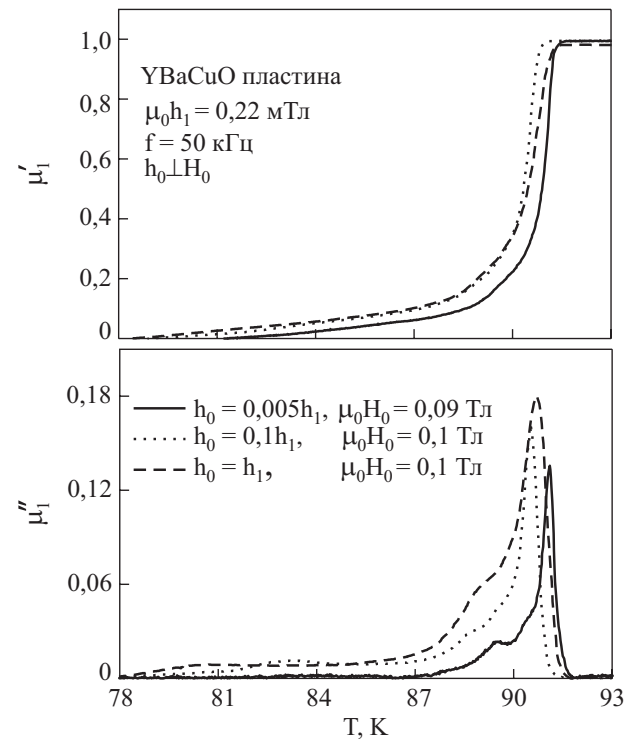


Рис. 4. Температурные зависимости реальной и мнимой частей первой гармоники комплексной проницаемости, измеренные в постоянном магнитном поле, перпендикулярном поверхности пластины, при различных амплитудах приложенного переменного поля ($\mu_0 h_0 = 1,1; 22; 220$ мкТл).

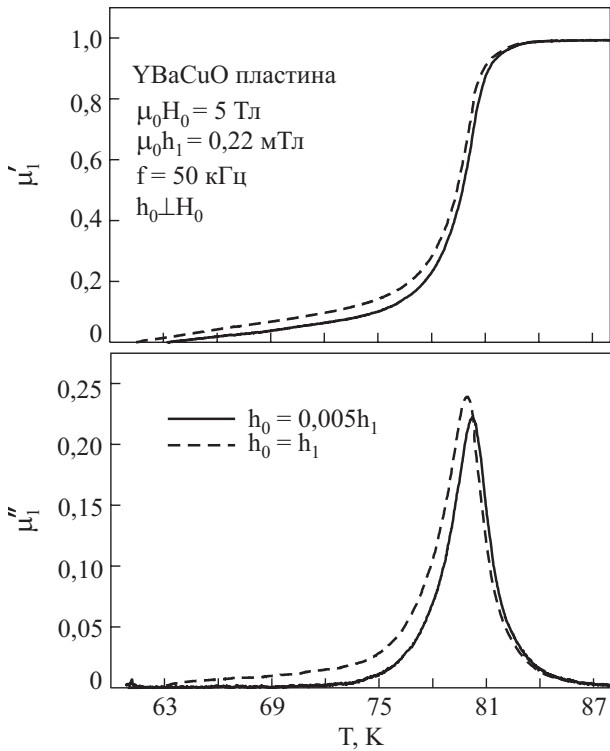


Рис. 5. Температурные зависимости реальной и мнимой частей первой гармоники комплексной проницаемости, измеренные в постоянном магнитном поле $\mu_0 H_0 = 5$ Тл, перпендикулярном поверхности пластины, при различных амплитудах приложенного переменного поля ($\mu_0 h_0 = 1,1; 220$ мкТл).

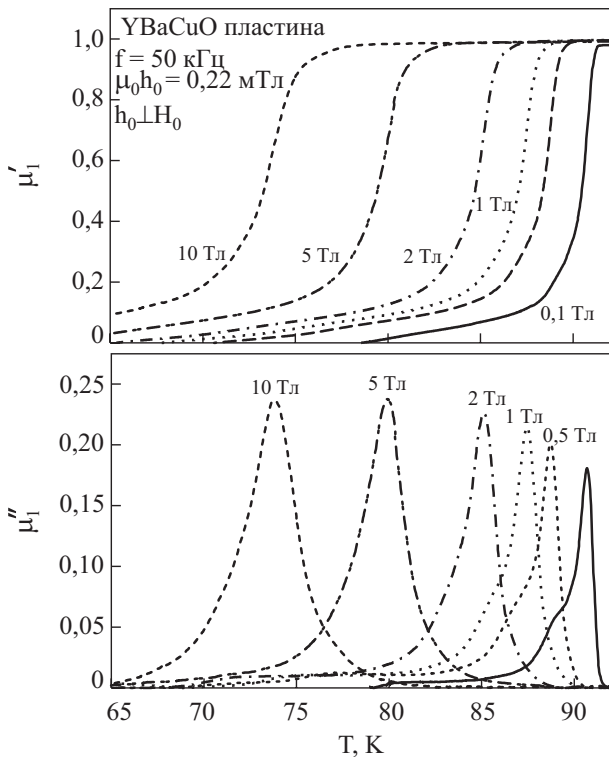


Рис. 6. Температурные зависимости реальной и мнимой частей первой гармоники комплексной проницаемости, измеренные при различных величинах постоянного магнитного поля ($\mu_0 H_0 = 0,1; 0,5; 1; 2; 5; 10$ Тл), перпендикулярного поверхности пластины.

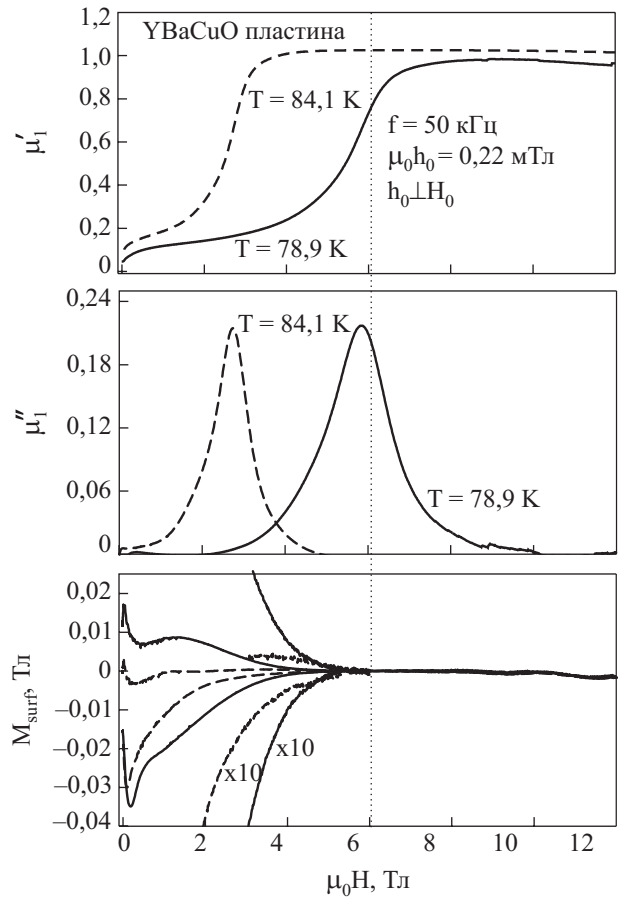


Рис. 7. Зависимости реальной и мнимой частей первой гармоники комплексной проницаемости и поверхностной намагниченности (кривые поверхностной намагниченности представлены как в оригинальном масштабе, так и увеличенные в 10 раз), измеренные как функция постоянного магнитного поля, перпендикулярного поверхности пластины, при двух температурах.

ленные на рис. 7, были получены при первоначальном охлаждении образца без магнитного поля до фиксированной температуры, а потом включении постоянного и переменного магнитных полей. Скорость протяжки постоянного магнитного поля в данных измерениях не превышала 0,3 Тл/мин. Измерения поверхностной намагниченности, представленные на рис. 7, проводились с помощью миниатюрного датчика Холла, прикрепленного к поверхности образца.

Экспериментальные результаты и их анализ

На рис. 1–7 представлены зависимости комплексной проницаемости, измеренные на первой гармонике переменного магнитного поля в зависимости от температуры, величины постоянного магнитного поля, амплитуды и частоты переменного магнитного поля. Основной особенностью, которую можно выделить на большинстве рисунков (рис. 1–4,6), является наличие

трех пиков поглощения в мнимой части комплексной проницаемости. Пики наиболее ярко выражены в случае перпендикулярной ориентации внешнего магнитного поля (рис. 2, 4, 6). В зависимости от величины постоянного магнитного поля, амплитуды и частоты переменного магнитного поля может происходить наложение пиков друг на друга с образованием «колена» и длинного «хвоста» в низкотемпературной области мнимой части комплексной проницаемости (рис. 1–4, 6).

Рассмотрим поведение кривых комплексной проницаемости в зависимости от частоты приложенного переменного магнитного поля (см. рис. 1, 2). Основным выводом, который можно сделать, рассматривая рис. 1, 2, заключается в том, что увеличение частоты приводит к качественному изменению конфигурации кривых комплексной проницаемости. Можно выделить ряд нетипичных особенностей поведения комплексной проницаемости при росте частоты переменного магнитного поля.

1. *Изменение абсолютных величин пиков поглощения комплексной проницаемости с ростом частоты переменного магнитного поля. Причем величины высокотемпературных пиков поглощения с ростом частоты увеличиваются, в то время как величина низкотемпературного пика уменьшается.* Это свидетельствует о том, что высокотемпературные пики обусловлены отличным от низкотемпературного пика механизмом поглощения.

2. *Кривые комплексной проницаемости смещаются в область высоких температур с ростом частоты переменного магнитного поля. Причем низкотемпературные части кривых комплексной проницаемости с ростом частоты смещаются сильнее, чем высокотемпературные.* Смещение кривых в область высоких температур с ростом частоты свидетельствует о влиянии термоактивационных процессов на поглощение энергии переменного магнитного поля в образце [1,4,6,10,18–20]. Нами экспериментально найдены величины смещения трех пиков поглощения с ростом частоты переменного поля. При параллельной ориентации смещение высокотемпературного пика составляет 0,28 К при увеличении частоты на порядок, смещение среднетемпературного — 0,74 К и низкотемпературного — 3,2 К. При перпендикулярной ориентации соответственно — 0,31, 0,64, 1,9 К. Усиление термоактивационных процессов при понижении температуры свидетельствует о том, что поглощение энергии переменного магнитного поля обуславливается влиянием нескольких механизмов диссипации энергии, вклад от которых меняется при изменении температуры.

3. *Термоактивационные процессы в образце зависят от ориентации внешнего постоянного магнитного поля.* Как было показано выше, при параллель-

ной ориентации внешнего постоянного магнитного поля кривые комплексной проницаемости с ростом частоты сильнее смещаются в область высоких температур, чем в случае перпендикулярной ориентации. Кроме того, следует отметить, что смещение высокотемпературного пика поглощения практически не зависит от ориентации постоянного поля, в то время как смещение низкотемпературного пика изменяется почти в два раза в зависимости от нее.

4. *Трансформация низкотемпературных пиков поглощения с ростом частоты переменного магнитного поля. В частности, на частотах ~ 100 кГц в низкотемпературной области мнимой части комплексной проницаемости образуется «колени» и длинный «хвост».* Образование «колени» и «хвоста» в низкотемпературной области мнимой части проницаемости связано с наложением трех пиков поглощения друг на друга с ростом частоты. Данное наложение происходит под влиянием термоактивационных процессов, с повышением частоты низкотемпературные пики смещаются сильнее в область высоких температур, чем высокотемпературный пик (рис. 1, 2).

Проанализируем поведение комплексной проницаемости в зависимости от амплитуды переменного магнитного поля (см. рис. 3–5). Рассматривая рис. 3–5, можно обнаружить рост величины пиков поглощения в мнимой части проницаемости и смещение кривых комплексной проницаемости в область низких температур с ростом амплитуды переменного магнитного поля. Это говорит о том, что комплексная проницаемость зависит от амплитуды переменного поля. Это позволяет сделать вывод, что поглощение переменного магнитного поля в образце определяется нелинейными, необратимыми процессами диссипации. Кроме того, нужно отметить, что в поведении кривых комплексной проницаемости в зависимости от амплитуды переменного магнитного поля существует ряд особенностей.

1. *Появление длинного низкотемпературного «хвоста» в мнимой части комплексной проницаемости с ростом амплитуды переменного магнитного поля.* Как видно на рис. 3–5, для амплитуды переменного магнитного поля $\mu_0 h_0 = 1,1$ мкТл «хвост» и низкотемпературный пик отсутствуют как в параллельной, так и в перпендикулярной ориентации внешнего постоянного поля. Следовательно, при малых амплитудах переменного магнитного поля при низких температурах достигается полная экранировка исследуемого образца. С ростом амплитуды переменного магнитного поля начинает образовываться «хвост», причем, чем больше амплитуда, тем длиннее «хвост» в низкотемпературной области. Данное поведение можно объяснить в модели термоактивационного крипа магнитного потока [10]. При малых амплитудах пе-

ременного магнитного поля вихри в сверхпроводнике запиннингованы, поэтому поглощение при низких температурах отсутствует. С увеличением амплитуды переменного магнитного поля вихри начинают двигаться, в результате чего и образуется «хвост». Нужно отметить еще одну особенность: данные процессы происходят как в слабых постоянных магнитных полях $\mu_0 H_0 \sim 0,1$ Тл (рис. 3, 4), так и в сильных $\mu_0 H_0 \sim 5$ Тл (рис. 5).

2. *Появление низкотемпературного «колена» в мнимой части комплексной проницаемости с ростом амплитуды переменного магнитного поля* (рис. 3, 4). Данный факт объясняется наложением двух пиков поглощения с ростом абсолютных величин пиков поглощения, которое происходит при росте амплитуды переменного магнитного поля.

3. *Уменьшение зависимости комплексной проницаемости от амплитуды переменного магнитного поля с ростом постоянного магнитного поля.* Как видно на рис. 3–5, переменное магнитное поле оказывает качественное влияние на форму и величину пиков поглощения только в слабых постоянных магнитных полях. Это объясняется тем, что с ростом величины постоянного магнитного поля происходит подавление нелинейных, необратимых механизмов поглощения, которые приводят к появлению многопиковой структуры (рис. 6). Одновременно с этим происходит увеличение вклада в поглощение от вязких линейных процессов, связанных с термоактивационным течением магнитного потока в присутствии сильных магнитных полей [2]. Переход к линейному режиму термоактивационного течения магнитного потока в сильных постоянных магнитных полях подтверждается экспериментально [3,7]. Это проявляется в уменьшении амплитуд высших гармоник комплексной проницаемости с ростом величины постоянного магнитного поля [3,7].

Проанализируем зависимости комплексной проницаемости, измеренные при различных величинах внешнего магнитного поля при фиксированной частоте приложенного переменного магнитного поля (рис. 6, 7). Главный вывод, который можно сделать, рассматривая рис. 6, 7, заключается в том, что постоянное магнитное поле приводит к качественному изменению механизмов поглощения в исследуемом материале. Это проявляется в переходе от трехпиковой структуры поглощения в слабых постоянных магнитных полях к однопиковой в сильных полях с одновременным увеличением абсолютной величины пиков. Это связано с подавлением нелинейных необратимых механизмов движения магнитного потока с одновременным усилением линейных термоактивационных с ростом постоянного магнитного поля [2,20]. По-

добное поведение наблюдается и на образцах $\text{Hg}_{0,82}\text{Re}_{0,18}\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ [7].

Обобщая экспериментальные результаты, представленные на рис. 1–7, можно сделать следующий вывод: процессы диссипации энергии переменного магнитного поля в исследуемом образце нелинейные необратимые. Появление необратимости в исследуемом образце $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$ связано с одновременным влиянием нескольких нелинейных механизмов поглощения энергии переменного магнитного поля. По нашему мнению, данными механизмами поглощения энергии являются поверхностное поглощение, связанное с поверхностным барьером, и объемное поглощение, связанное с пиннингом. Слабый объемный пиннинг в образце наблюдается в области низких температур. Он приводит к образованию низкотемпературного пика поглощения или «хвоста». К появлению высокотемпературных пиков приводит поверхностное поглощение. Вид кривой поверхностной намагниченности, измеренной при относительно высокой температуре 84,1 К (рис. 7), подтверждает данный вывод [21,22,24]. Из анализа петель намагниченности, изображенных на рис. 7, следует, что поглощение в исследуемом образце при температурах, близких к критической температуре сверхпроводника, связано с поверхностным барьером типа Бина–Ливингстона [3,21,22,24]. В данном типе поверхностного барьера существует препятствие на вход вихрей магнитного потока в образец, но нет препятствия на их выход. В результате кривая намагниченности при реверсе постоянного магнитного поля идет практически по линии $M = 0$, что и наблюдается на рис. 7 при температуре 84,1 К.

Наличие поверхностного барьера в исследуемом образце подтверждает также поведение кривых комплексной проницаемости, представленных на рис. 6. Видно, что с ростом постоянного магнитного поля происходит трансформация трехпиковой структуры поглощения проницаемости в однопиковую, что связано с подавлением поверхностного барьера магнитным полем. Данное подавление происходит в связи с уменьшением глубины проникновения магнитного поля с ростом величины постоянного магнитного поля. В результате при определенном постоянном магнитном поле глубина проникновения сравнивается с размерами дефектов поверхности, и поверхностный барьер исчезает [21].

Из приведенного выше анализа следует, что высокотемпературный пик и среднетемпературный пик в мнимой части комплексной проницаемости обусловлены поверхностным барьером типа Бина–Ливингстона. Низкотемпературный пик, он же длинный «хвост», обусловлен включением слабого пиннинга. Появление двух высокотемпературных пиков, связан-

ных с поверхностным барьером, является следствием зернистой структуры исследуемого образца и хаотичного распределения c -оси в макрозернах. В результате на поверхности образца происходит вариация сверхпроводящих параметров, таких как критическая температура и величина экранирующего тока, что и приводит к появлению двух высокотемпературных пиков поглощения.

Заключение

Проведены измерения комплексной проницаемости макрозернистой текстурированной керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с размерами макрозерен ~ 3 мм. В мнимой части комплексной проницаемости в зависимости от температуры обнаружено появление *трех* пиков поглощения, что является нетипичным как для однородных ВТСП, так и для гранулярных образцов с размерами гранул в несколько микрометров. Установлено, что два высокотемпературных пика поглощения связаны с поверхностным барьером типа Бина–Ливингстона и со структурой макрозерен, а низкотемпературный пик поглощения связан со слабым объемным пиннингом.

Кроме того, экспериментально показано, что с ростом величины постоянного магнитного поля происходит трансформация трехпиковой структуры поглощения в мнимой части комплексной проницаемости к однопиковой, при одновременном росте поглощения в пиках. Это свидетельствует, в свою очередь, о том, что с ростом постоянного магнитного поля происходит подавление нелинейных гистерезисных механизмов поглощения и усиление линейных негистерезисных, связанных с вязким течением магнитного потока.

Авторы выражают благодарность Е.М. Розенблату за предоставление $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ образца и помощь в написании работы.

1. F. Gomory, *Supercond. Sci. Technol.* **10**, 523 (1997).
2. Y. Yamaguchi, D.H. Ha, F. Iga, and Y. Nishihara, *Physica C* **228**, 141 (1994).
3. C.J. van der Beek, M.V. Indenbom, G. D'Anna, and W. Benoit, *Physica C* **258**, 105 (1996).
4. M.J. Qin, S.Y. Ding, C. Ren, X.X. Yao, Y.X. Fu, C.B. Cai, T.S. Shi, and G.Y. Wang, *Physica C* **262**, 127 (1996).
5. T. Ishida and R.B. Goldfarb, *Phys. Rev.* **B41**, 8937 (1990).
6. P. Fabbriatore, S. Farinon, G. Gemme, R. Musenich, R. Parodi, and B. Zhang, *Phys. Rev.* **B50**, 3189 (1994).
7. L. Fabrega, A. Sin, A. Calleja, and J. Fontcuberta, *Phys. Rev.* **B61**, 9793 (2000).
8. M.I. Tsindlekht, G.I. Leviev, V.M. Genkin, I. Felner, P. Mikheenko, and J.S. Abell, *Phys. Rev.* **B74**, 132506 (2006).
9. M. Morozov, E. Zeldov, D. Majer, and B. Khaykovich, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 138 (1996).

10. Е.З. Мелихов, *СФХТ* **2**, 5 (1989).
11. L.M. Fisher, V.S. Gorbachev, N.V. Il'in, N.M. Makarov, I.F. Voloshin, V.A. Yampol'skii, R.L. Snyder, S.T. Mixture, M.A. Rodriguez, D.P. Matheis, V.R.W. Amarakoon, J.G. Fagan, J.A.T. Taylor, and A.M.M. Braus, *Phys. Rev.* **B46**, 10986 (1992).
12. В. К. Игнатьев, И. В. Негинский, *ФНТ* **26**, 340 (2000).
13. S. Foner, E.J. McNiff Jr., B.T. Matthias, T.H. Geballe, R.H. Williens, and E. Corenzwit, *Phys. Lett.* **A31**, 349 (1970).
14. H.A. Ullmaier, *Phys. Status Solidi* **17**, 631 (1966).
15. G.I. Leviev, V.M. Genkin, M.I. Tsindlekht, I. Felner, Y.B. Paderno, and V.B. Filipov, *Phys. Rev.* **B71**, 064506 (2005).
16. J.R. Clem, H.R. Kerchner, and S.T. Sekula, *Phys. Rev.* **B14**, 1893 (1976).
17. J. Koztler, L. von Sawilski, and S. Casalbuoni, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 067005 (2004).
18. Y. Yeshurun and A.P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2202 (1988).
19. A.P. Malozemoff, T.K. Worthington, Y. Yeshurun, F. Holtzberg, and P.H. Kes, *Phys. Rev.* **B38**, 7203 (1988).
20. P.H. Kes, J. Aarts, J. van der Berg, C.J. van der Beek, and J.A. Mydosh, *Supercond. Sci. Technol.* **1**, 242 (1989).
21. M. Konczykowski, L.I. Burlachkov, Y. Yeshurun, and F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B43**, 13707 (1991).
22. M. Xu, D.K. Finnemore, G.W. Crabtree, V.M. Vinokur, B. Dabrowski, D.G. Hinks, and K. Zhang, *Phys. Rev.* **B48**, 10630 (1993).
23. M.V. Indenbom, G. D'Anna, M.-O. Andre, V.V. Kabanov, and W. Benoit, *Physica C* **235–240**, 201 (1994).
24. L. Zhang, Q. Qiao, X.B. Xu, Y.L. Jiao, L. Xiao, S.Y. Ding, and X.L. Wang, *Physica C* **445–448**, 236 (2006).
25. В.В. Климов, Е.М. Ройзенблат, С.И. Ермолина, А.А. Косоогов, Н.Г. Кисель, В.Ю. Таренков, В.В. Пермяков, *СФХТ* **5**, 757 (1992).
26. T. Ishida and H. Mazaki, *Phys. Rev.* **B20**, 131 (1979).
27. T. Ishida, K. Kanoda, and H. Mazaki, *Phys. Rev.* **B29**, 1183 (1984).
28. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
29. В.М. Яворский, А.А. Детлаф, *Справочник по физике*, Наука, Москва (1978).
30. В.К. Игнатьев, И.В. Негинский, *ИТЭ* **2**, 60 (1998).
31. P. Aleksyeyev, A. Nabialek, S. Vasiliev, V. Rusakov, V. Chabanenko, M. Zalutskii, S. Piechota, H. Szymczak, and B.N. Kodess, *Acta Physica Polonica* **A109**, 555 (2006).

AC complex permeability of macrogranular MTG $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconducting ceramics

P.O. Aleksyeyev and M.V. Zalutskii

The ac complex permeability of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ macro granular MTG ceramics is measured as a function of temperature in superimposed low ac and high dc magnetic fields. The macrogranular MTG ceramics consists of macrogranules ~ 3 mm wide sintered in the MTG process. The c -axes in the granules are

aligned chaotically. In a low dc magnetic field of $\sim 0,1$ T the imaginary part of ac complex permeability displays a three-peak structure of ac magnetic field absorption. The behavior of this structure as a function of dc magnetic field value and orientation and ac magnetic field value and frequency is analyzed. It is shown that the three-peak structure of ac absorption in the imaginary part of ac complex permeability is responsible for by two ac field dissipation mechanisms. These mechanisms are the bulk energy dissipation, which is connected with pinning, and the surface energy dissipation, which is connected with surface barrier of Bean-Living-

ston family. It is found that as the dc field increases the three-peak absorption structure transforms into a one-peak one, which is well described in terms, of the thermal assisted flux flow model.

PACS: 74.25.Qt Vortex lattices, flux pinning, flux creep;
74.70.Ad Metals; alloys and binary compounds (including A15, etc.).

Keywords: ac complex permeability, macro granular MTG ceramics, ac magnetic field absorption, three-peak absorption structure.