Физика низких температур, 1995, т. 21, № 2, с. 200–207 УДК 537.6

Линия необратимости и диссипативные потери в YBCO пленках

В. А. Хохлов, В. Ф. Дроботько

Донецкий физико-технический институт НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Розы Люксембург, 72

Статья поступила в редакцию 27 июня 1994 г.

С помощью индукционной методики измерены восприимчивости поликристаллической и эпитаксиальной пленок YBCO в слабых возбуждающих магнитных полях H_{ac} = 0,1–1000 мЭ. Изучено поведение их линий необратимости $(1 - T_m/T_c)(H_{ac})$ и максимума диссипативных потерь $\chi_m''(H_{ac})$. Обнаружено два характерных поля H_1^* и H_2^*, при которых линии $(1 - T_m/T_c)(H_{ac})$ и $\chi_m''(H_{ac})$ изменяют свой наклон. Выяснено, что показатель степени в уравнении $(1 - T_m/T_c) = \alpha H_{ac}^q$ зависит от типа слабых связей, образующихся в пленке во время ее роста.

За допомогою індукційної методики виміряно сприйнятливості полікристалічної та епітаксиальної плівок YBCO у слабких збуджуючих магнітних полях H_{ac} = 0,1–1000 мЕ. Вивчено поведінку їх лінії необоротності $(1 - T_m/T_c)(H_{ac})$ та максимуму дисипативних втрат $\chi_m''(H_{ac})$. Знайдено два характерних поля H_1^* та H_2^*, при яких лінії $(1 - T_m/T_c)(H_{ac})$ і $\chi_m''(H_{ac})$ змінюють свій нахил. З'ясовано, що показник степеня в рівнянні $(1 - T_m/T_c) = \alpha H_{ac}^q$ залежить від типу слабких зв'язків, що утворюються в плівці під час її зростання.

Введение

Одной из важных характеристик высокотемпературных сверхпроводников является линия необратимости. Эта линия отделяет область обратимого поведения намагниченности от необратимого. В своей первой работе Мюллер, Такашига и Беднорц [1], измеряя намагниченность керамики LaBaCuO в постоянном магнитном поле, нашли, что существует температура T_{irr}, выше которой намагниченности образца, предварительно охлажденного ниже T_{irr}, совпадают как во внешнем поле, так и без него. Таким образом, в диапазоне температур $T_{irr} - T_c$ намагниченность керамики носила обратимый характер, а ниже — необратимый. Авторы проследили за независимостью T_{irr} от величины внешнего поля и нашли, что

$$1 - T_{irr}/T_c = \alpha H^q, \qquad (1)$$

где $q = 2/3$. Был сделан вывод, что такое поведение $T_{irr}(H)$ является следствием состояния сверхпроводящего стекла. Подобное выражение было получено в работе [2], но результаты объяснены в модели термоактивированного крипа потока. В этом приближении линия необратимости представляет собой линию перехода от крипа потока к течению потока. Существуют и другие механизмы для объяснения существования линии необратимости. Это модель расплавления вихревой решетки [3] или переход от стеклообразной решетки к свободным вихрям [4]. Различают линию необратимости, полученную при измерениях в постоянном поле, и связанную с нею линию необратимости, полученную в переменном поле. Последняя представляет собой зависимость приведенной температуры максимума диссипативных потерь T_m от амплитуды возбуждающего поля H_{ac} (см. [5]):

$$1 - \frac{T_m}{T_c} = \left(\frac{c}{2\pi d j_c(0)}\right)^q H_{ac}^q, \qquad (2)$$

где d — толщина пластины; j_c — плотность критического тока при $T = 0$; c — скорость света. Формула (2) получена для пластины толщиной d в поле, параллельном плоскости пластины.

В то же время существует ряд экспериментальных работ [6–9], в которых формулы (1) и (2) не выполняются или показатель q отличается от теоретических значений 2/3 или 3/4. В ряде работ (например, [9]) наблюдается изменение q в некотором диапазоне приложенных полей.

Поведение величины максимума диссипативных потерь $\chi_m''(H_{ac})$ также не определено однозначно. Так, в модели критического состояния, чаще всего используемой для объяснения поведения восприимчивости высокотемпературных сверх-

© В. А. Хохлов, В. Ф. Дроботько, 1995

проводников, мнимая часть восприимчивости на низкой частоте возбуждающего поля H_{ac} равна [10]:

$$\chi'' = \frac{4\mu_0 H_{ac}}{3\pi j_c d}, \quad H_{ac} \le H_p = j_c d/2; \qquad (3а)$$

$$\chi'' = \frac{\mu_0 j_c d}{\pi H_{ac}}\left(1 - \frac{j_c d}{3H_{ac}}\right), \quad H_{ac} \ge H_p. \qquad (3б)$$

Формулы (3а) и (3б) приведены для случая, когда H_{ac} параллельно плоскости бесконечной пластины толщиной d. В этой модели максимум χ_m'' имеет значение $\chi_m'' = (3/4\pi)\mu_0 = 0{,}239\,\mu_0$ и достигается в поле $(2/3)j_c d$. Данная модель предполагает, что сверхпроводник однороден, а максимальное значение χ'' имеет одинаковое значение при всех амплитудах возбуждающего поля. Однако в ряде экспериментальных работ [11–13] отмечается рост величины χ_m'' с увеличением H_{ac}. В этих работах не объясняется наблюдаемое явление. Из небольшого количества теоретических работ, посвященных изучению линии диссипативных потерь $\chi''(T)$ в области малых значений амплитуд H_{ac} и высоких температур, следует отметить две [14,15]. В первой из них рассматривалось поведение величины χ_m'' (H_{ac}) в предположении об обратимом движении абрикосовских вихрей. Показано, что с увеличением H_{ac} должен наблюдаться и рост χ_m''. Когда же кемпбелловская глубина проникновения λ_0 становится меньше толщины пластины (H_{ac} параллельно плоскости пластины), осуществляется переход к критическому состоянию и постоянству χ_m'' (H_{ac}).

Другой подход к объяснению роста величины χ_m'' с увеличением H_{ac} при высоких температурах и малых H_{ac} основан на представлении о существовании в высокотемпературных сверхпроводниках многоконтактной джозефсоновской структуры [15]. Для описания этой зависимости авторами привлекалась модель сверхпроводящего стекла. Существенным в ней является наличие в системе большого количества метастабильных состояний с близкими энергиями, зависящими от магнитного поля. В работе на примере многоконтактной джозефсоновской петли рассматривалось поглощение энергии внешнего магнитного поля. Приведенные авторами численные расчеты зависимостей χ_m'' (T) при различных значениях H_{ac} показывают рост χ_m'' при увеличении H_{ac}.

Таким образом, несмотря на значительное количество как экспериментальных, так и теоретических работ, посвященных изучению линии необратимости, все еще окончательно не решен вопрос об источнике ее возникновения. Особый интерес представляет изучение этой линии в пленках ВТСП вблизи T_c, так как они являются квазидвумерными структурами. Сопоставление изменений линий необратимости и зависимости χ_m'' (H_{ac}) в области высоких температур и малых значений H_{ac}, насколько нам известно, вообще не проводилось. В предлагаемой работе изучены температурные зависимости восприимчивости поликристаллической и эпитаксиальной пленок YBCO в области возбуждающих магнитных полей H_{ac} = 0,1–1000 мЭ. Показано, что существуют три области полей H_{ac}, в которых происходят изменения линии необратимости $[1 - (T_m/T_c)](H_{ac})$ и зависимости χ_m'' (H_{ac}).

Экспериментальные результаты

Измерения диамагнитного отклика проводились на индукционной установке, описанной в [16], на частоте 10 кГц. Эпитаксиальная пленка #364* толщиной 0,3 мкм была получена методом лазерного распыления на подложке $SrTiO_3$. Она состояла из блоков размером ~ 0,1–1 мм, каждый из которых был образован кристаллитами ~ 1 мкм, связанными между собой малоугловыми (меньше 5°) слабыми связями. Сами блоки по площади пленки объединены с помощью большеугловых (больше ~ 5°) слабых связей.

Поликристаллическая пленка #324** толщиной 0,8 мкм получена методом высокочастотного магнетронного распыления на сапфировой подложке с подслоем ZrO_2, стабилизированного Y. Рентгеноструктурный анализ показал, что пленка — двухфазная (72% $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ + YBCO) и имеет мелкодисперсную структуру.

Зависимости $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$, где $\chi'(T)$ — действительная часть восприимчивости, для обеих пленок представлены на рис. 1 и 2. Линия диссипативных потерь $\chi''(T)$ в пленке #364 содержит пять максимумов в полях H_{ac} = 0,2–1 мЭ. Два высокотемпературных максимума обусловлены диссипа-

* Пленка была приготовлена В. Г. Прохоровым в институте Металлофизики НАН Украины.

** Пленка приготовлена А. А. Мазаевым в институте Физических проблем им. Лукина, г. Зеленоград, Россия.

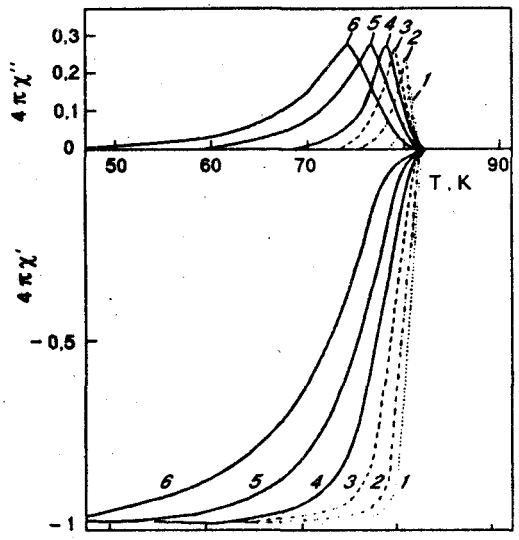

Рис. 1. Температурные зависимости χ' и χ'' поликристаллической пленки #324 при различной амплитуде возбуждающего поля H_{ac}, мЭ: 0,5 (*1*); 5 (*2*); 10 (*3*); 30 (*4*); 100 (*5*), 200 (*6*).

тивными потерями в блоках, а три низкотемпературных — потерями в токовых контурах, образованных блоками и соединенных между собой боль-

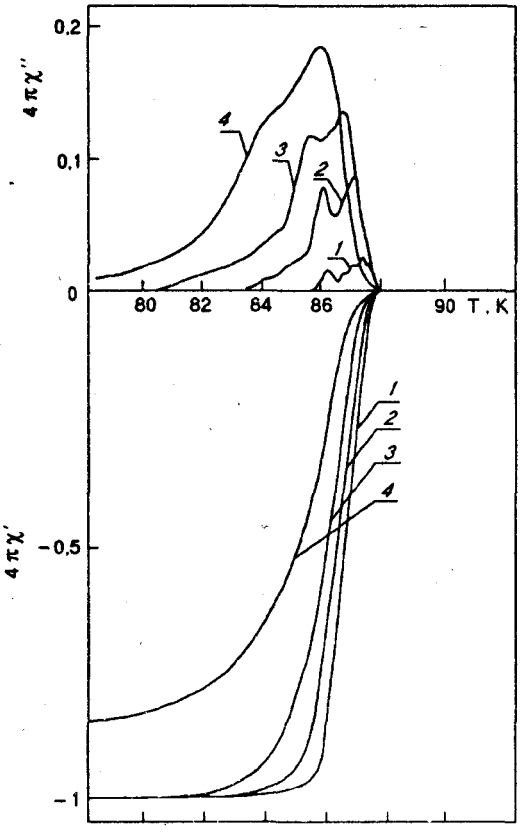

Рис. 2. Температурные зависимости χ' и χ'' эпитаксиальной пленки #364 при различной амплитуде возбуждающего поля H_{ac}, мЭ: 0,2 (*1*); 20 (*2*); 100 (*3*); 1000 (*4*).

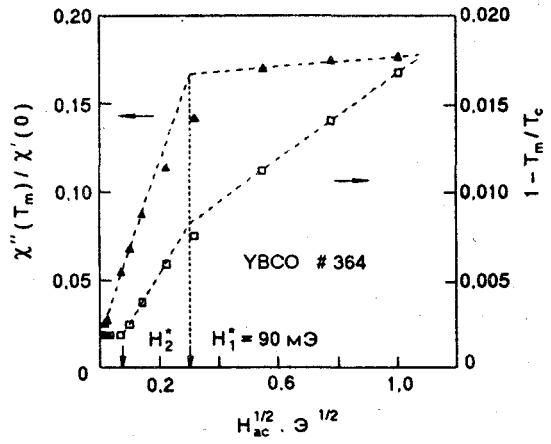

Рис. 3. Зависимости $(1 - T_m/T_c)$ и максимального значения χ_m'' от амплитуды H_{ac} для пленки #364, T_c = 87,5 К, H_1^* = 90 мЭ, H_2^* = 5 мЭ.

шеугловыми связями. Температура, при которой наблюдалось резкое падение сопротивления этой пленки, равна 89,3 К, а при $T_{r=0}$ = 87 К оно становилось равным нулю. Температура появления диамагнитного отклика $T_{\chi\ onset}$ = 88 К. Зависимости $(1 - T_m/T_c)(H_{ac})$ и $\chi_m''(H_{ac})$ для этой пленки показаны на рис. 3. При построении этих зависимостей принимался во внимание только высокотемпературный максимум $\chi''(T)$. На рис. 4 показана температурная зависимость первого критического поля H_{c1}. Метод построения этой зависимости описан в [5]. На рис. 5 представлена температурная зависимость амплитуды третьей гармоники пленки #364.

Линия $\chi''(T)$ для поликристаллической пленки содержала только один максимум вплоть до поля

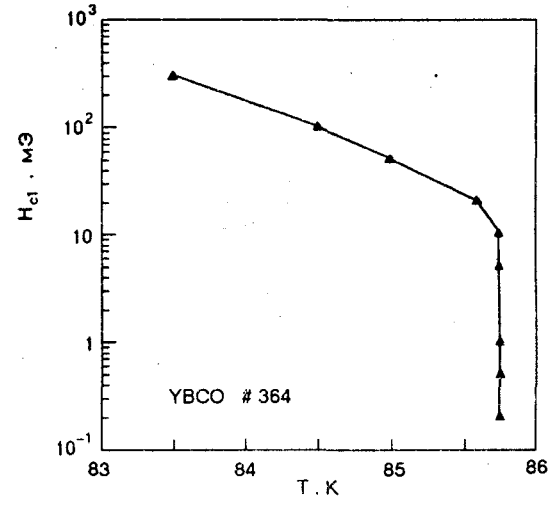

Рис. 4. Температурная зависимость первого критического поля H_{c1} для пленки #364.

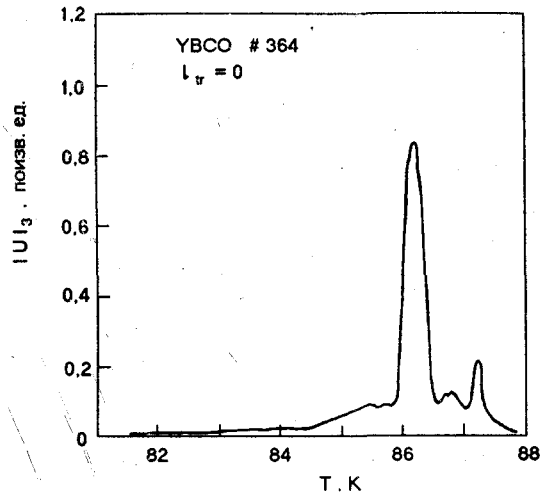

Рис. 5. Температурная зависимость амплитуды третьей гармоники $|U_3|$ пленки #364 при H_{ac} = 10 мЭ. Высокотемпературный сигнал обусловлен откликом от блоков пленки.

H_{ac} = 0,1 мЭ. Зависимости $1 - T_m/T_c$ от H_{ac} и χ_m'' (H_{ac}) для нее показаны на рис. 6 и 7.

Как видно из рис. 3, существуют три области полей H_{ac} , где происходит изменение наклона

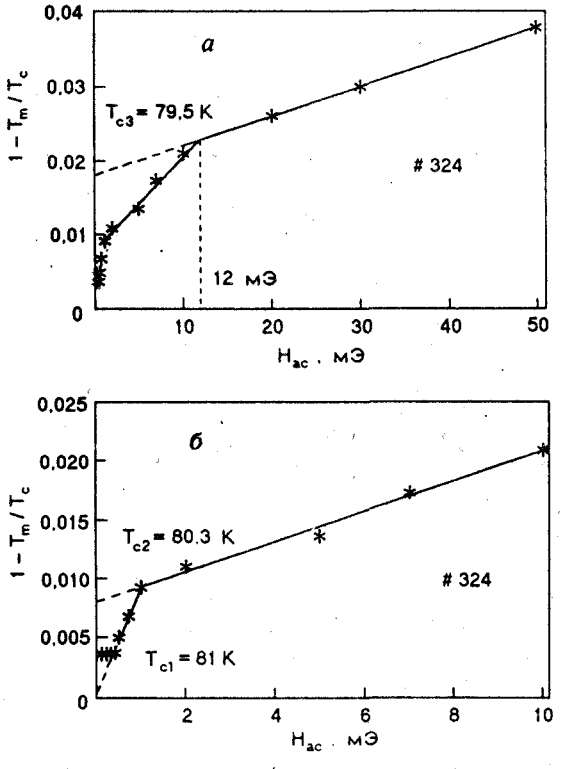

Рис. 6. Зависимость $(1 - T_m/T_c)$ от амплитуды H_{ac} для поликристаллической пленки #324: 0,1 мЭ ≤ H_{ac} ≤ 50 мЭ (*а*); 0,1 мЭ≤ H_{ac} ≤ 10 мЭ (*б*). Здесь T_c = 81 K, H_1^* = 12 мЭ, H_2^* = = 0,5 мЭ.

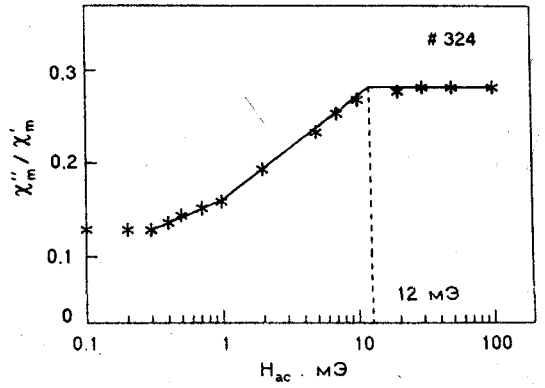

Рис. 7. Зависимость максимального значения χ_m'' от амплитуды H_{ac} для пленки #324.

кривых $1 - t$ как функции H_{ac} и $\chi_m(H_{ac})$ (здесь и всюду ниже $t = T_m/T_c$). В полях выше $H_1^* \approx 90$ мЭ линия необратимости подчиняется закону $(1 - t_1) = 1{,}2H_{ac}^{1/2}$, а χ_m'' (H_{ac}) очень слабо зависит от амплитуды возбуждающего поля. Здесь необходимо учесть, что при таком построении линии необратимости температура T_c — это температура, полученная экстраполяцией зависимости $T_m(H_{ac})$ при $H_{ac} \to 0$. В полях выше H_1^* прямая $T_m(H_{ac})$ экстраполируется к T_c = 87,2 K, а ниже — к T_c = 87,5 K. В диапазоне полей $H_2^* \le H_{ac} \le H_1^*$ (см. рис. 3) происходит изменение наклона линии необратимости со сменой величины T_{c1} = 87,2 K на T_{c2} = 87,5 K. Здесь $1 - t_2 = 2{,}33H_{ac}^{1/2}$. Как видим, в районе H_1^* произошла смена величины T_c и коэффициента при H_{ac} , но корневая зависимость сдвига температуры максимума χ'' от H_{ac} осталась. В этой области полей наблюдается и сильное падение величины χ_m'' с уменьшением H_{ac} . При H_{ac} = = $H_2^* \le 5$ мЭ, с точностью до ошибки эксперимента, $(1 - t)$ не зависит от амплитуды возбуждающего поля, а при уменьшении H_{ac} наблюдается тенденция к все меньшей зависимости χ_m'' от возбуждающего поля. Похожая картина поведения $(1 - t)(H_{ac})$ и χ_m'' (H_{ac}) присуща и поликристаллической пленке #324 (см. рис. 6 и 7). Основное отличие от эпитаксиальной пленки заключается в уменьшении величины полей, при которых происходят изменения наклонов линий $(1 - t)(H_{ac})$ и χ_m'' (H_{ac}), а также линейная зависимость $(1 - t)(H_{ac})$. Дополнительное изменение T_c и наклона $(1 - t)(H_{ac})$ при H_{ac} = 1 мЭ (см. рис. 5), вероятно, обусловлены неоднородностью пленки на подложке.

Обсуждение результатов

Как видно из рис. 3 и 6, параметр $(1 - t)$ во всем измеряемом диапазоне полей пропорционален $H_{ac}^{1/2}$ для эпитаксиальной и H_{ac} для поликристаллической пленок. Для других поликристаллических пленок эта зависимость была ~ $H_{ac}^{2/3}$ [17]. С учетом этого зависимость $j_c(T) = j_c(0)(1 - t)^2$ (см. [18]) характерна для первой пленки, $j_c(T) = j_c(0)(1-t)$ — для второй и $j_c(T) = j_c(0)(1 - t)^{3/2}$ — для пленок, исследованных в [17]. Согласно [19], зависимость $j_c(T) \sim (1-t)^2$ присуща S–N–S слабым связям. $j_c(T) \sim (1-t)$ — S–I–S связям, а $j_c(T) \sim (1-t)^{3/2}$ — слабым связям типа сверхпроводящих сужений или S–N–I–S связям. Таким образом, зависимость $(1 - t)(H_{ac})$ для разных пленок может быть различной и определяется, по-видимому, типом связей между гранулами (кристаллитами), которые формируются во время роста пленок.

В области полей $H_{ac} > H_1^*$ (см. рис. 3 и 7) наблюдается либо слабая зависимость $\chi_m''(H_{ac})$, либо χ_m'' совсем не зависит от поля H_{ac}. Такое поведение характерно для критического состояния со слабым крипом потока. Наличие крипа подтверждается существованием в подобных пленках частотной зависимости $(1 - t)(H_{ac})$ [20]. В рамках андерсоновской модели крипа потока с использованием концепции критического состояния формула для линии необратимости принимает вид

$$1 - \frac{T_m}{T_c} = \left(\frac{cH_{ac}}{4\pi L j_c(0)}\right)^{2/3}\left(1 - \frac{2kT_c}{3U_0}\ln\frac{x\nu_0}{\omega L}\right), \quad (4)$$

где $j_c(0)$ — критический ток без крипа потока; U_0 — энергия активации в отсутствие градиента поля; ν_0 — характерная частота ~ 10^5–10^6 [20]; ω — частота, на которой производятся измерения; x — смещение вихря; L — параметр, имеющий размерность длины.

При понижении поля H_{ac} ниже некоторой критической величины H_1^* наблюдается излом в зависимости $(1 - t)(H_{ac})$, которая, согласно [18], определяет температурную зависимость плотности критического тока. В формуле (4) T_c получается путем экстраполяции зависимости $T_m(H_{ac})$ к $H_{ac} = 0$, а $j_c(0)$ — к $T_m = 0$ и подстановкой полученного значения H_{ac} в формулу (4). При низких температурах в ВТСП материалах критический ток определяется силой пиннинга вихрей. Если пиннинг сильный, то работает модель критического состояния и описанная выше процедура определения $j_c(0)$ справедлива. В области полей $H_1^* \geq H_{ac} \geq H_2^*$ значения $j_c(0)$ и T_c получаются другими. Для низкотемпературных сверхпроводников на такую возможность изменения величины $j_c(0)$ указал Кемпбелл [21]. Изменение наклона зависимости $(1 - t)(H_{ac})$ происходит при смене механизма пиннинга вихрей. Новое значение $j_c(0)$ характеризует гипотетическую величину плотности критического тока при условии, что новый механизм пиннинга сохранялся бы во всей области температур. Одной из причин изменения силы пиннинга может быть трансформация джозефсоновских вихрей в гипервихри в области $H \sim H_1^*$. Это может произойти, если джозефсоновская глубина проникновения превысит размер гранул (кристаллитов) образца. Грубая оценка эффективного размера вихря при H_1^* для эпитаксиальной пленки дает величину $L \sim (\Phi_0/H_1^*) \sim 1{,}4$ мкм (Φ_0 — квант магнитного потока), что больше размера кристаллитов (0,1–1 мкм). Таким образом, поле H_1^* (и соответствующая ему температура), вероятно, является полем (температурой), превращения джозефсоновских вихрей в образце в гипервихри. Излом на зависимости $(1 - t)(H_{ac})$ при $H_{ac} \leq H_1^*$ направлен в сторону уменьшения плотности критического тока. Это уменьшение j_c обусловлено как увеличением вклада второго члена в квадратных скобках уравнения (4) с увеличением температуры, так и меньшей силой пиннинга гипервихря по сравнению с силой пиннинга джозефсоновского вихря.

Другой возможной причиной изменения наклона зависимости $(1 - t)(H_{ac})$ может быть изменение параметра L в формуле (4) в районе H_1^*. Он имеет размерность длины и равен радиусу цилиндрического образца или толщине пластины, когда H_{ac} направлено вдоль оси цилиндра или параллельно плоскости пластины. Для пленки, помещенной в нормальное поле, этот размер не известен. Если предположить, что параметр L связан со средним радиусом эффективных токовых контуров, существующих в пленке, и учесть, что их размер сильно увеличивается при приближении температуры к T_c [22], то может наблюдаться изменение наклона зависимости $(1 - t)(H_{ac})$ при приближении к T_c. В этом случае H_1^* — это поле, ниже которого начинается сильный рост площади эффективных токовых контуров.

Из рис. 3 и 7 видно, что при $H_{ac} \leq H_1^*$ наблюдается значительное снижение величины χ_m'' с уменьшением H_{ac}. Такое уменьшение χ_m'' можно попытаться объяснить тремя причинами.

1. Все гранулы или кристаллиты при низкой температуре находятся в сверхпроводящем состоя-

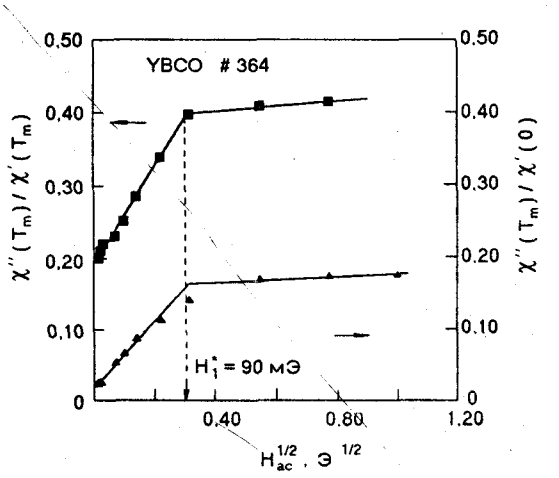

Рис. 8. Зависимости $\chi''(T_m)/\chi'(T_m)$ и $\chi''(T_m)/\chi'(0)$ от H_{ac} для эпитаксиальной пленки #364. $\chi'(T_m)$ — величина χ' при температуре максимума $\chi''(T)$.

нии. Поскольку существует разброс температур их перехода в сверхпроводящее состояние, при приближении к переходу часть гранул переходит в нормальное состояние. При $T = T_{r=0}$ половина гранул находится в сверхпроводящем состоянии, а половина — в нормальном [23] (объем сверхпроводящей фазы уменьшается вдвое). Величина χ'' прямо пропорциональна объему сверхпроводящей фазы и должна уменьшиться примерно в два раза при $T \to T_c$. Восприимчивость χ' не имеет такой прямой зависимости. Токи, текущие в пленке, частично экранируют нормальные области от внешнего поля, поэтому при $T \to T_c$ величина $\chi_m'(T_m)$ должна уменьшаться медленнее чем χ''. Если причиной уменьшения величины χ_m'' при $T \to T_c$ является уменьшение количества сверхпроводящей фазы в образце, то отношение $\chi''(T_m)/\chi'(T_m)$ должно слабо убывать при повышении температуры. Из рис. 8 видно, что при $H_{ac} \le H_1^*$ происходит значительное уменьшение отношения $\chi''(T_m)/\chi'(T_m)$, хотя и меньшее, чем $\chi''(T_m)/\chi'(0)$. Отсюда следует, что при $T \to T_c$ объяснить уменьшение $\chi_m''(T)$ только увеличением количества нормальной фазы нельзя.

2. Другой подход для объяснения понижения величины χ_m'' с уменьшением H_{ac} связан с флуктуационным механизмом поглощения энергии переменного поля [15]. Он основан на предположении о существовании в пленке многоконтактных токовых петель. Численные расчеты [15] дают степенную зависимость χ_m'' от H_{ac}. Показатель степени зависит от подгоночных параметров теории и учета вклада взаимодействия соседних петель. Несмотря на то, что данный подход качественно описывает рост χ_m'' с увеличением H_{ac}, он имеет ряд недостатков. Так, теория не дает предельного перехода к независимости χ_m'' от H_{ac} при больших H_{ac} (т.е. при низких температурах), когда в образце устанавливается критическое состояние; температура T_m не имеет физического смысла; кривые $\chi''(T)$ получаются только численными методами и зависят от ряда подгоночных параметров. Все перечисленное выше не дает реальной возможности сравнить экспериментальные результаты с теоретическими.

3. Третий подход [14] базируется на модели Кемпбелла [24] об обратимом движении вихрей. Рассматривая зависимость возвращающей силы от смещения вихревых нитей, Кемпбелл нашел, что существует область смещений вихревых нитей, когда их движение является обратимым. Максимальное смещение вихря, при котором еще сохраняется его обратимое движение, равно $2d_0$. Обратимое движение вихрей должно наблюдаться тогда, когда под действием слабого поля H_{ac} перемещение вихрей мало, либо в случае, когда размер образца меньше глубины проникновения λ_0. В слабом переменном поле сила Лоренца, действующая на вихри, недостаточна для того, чтобы привести к срыву с центров пиннинга значительного количества вихрей. Поэтому измеряемые на опыте потери могут оказаться значительно ниже, чем предсказано теорией критического состояния. Такаса и Кемпбелл [25] нашли, что

$$\chi'' = \frac{\mu H_{ac}}{3\pi j_c d}\left(\frac{d_0}{2\lambda_0}\right)^4, \qquad (5)$$

где $\lambda_0 = (H_{ac}d_0)/j$ — глубина проникновения в определении Кемпбелла. Мацушита и др. [14] развили этот подход, рассматривая бесконечную сверхпроводящую пластину толщиной d, для которой $0 \le x \le d$, а поле H_{ac} направлено вдоль оси z. Приближенные формулы для χ' и χ'' имеют вид

$$\chi' = -\frac{\mu_0 H_p}{\left[1 + 3(2\lambda_0/d)\right]H_p + H_{ac}}, \qquad (6)$$

$$\chi'' = \frac{2\mu_0}{\pi}\frac{H_p H_{ac}}{3\left[1 + 2(2\lambda_0/d)^2\right]H_p^2 + H_{ac}^2}. \qquad (7)$$

Здесь $H_p = (j_c d)/2$ — поле проникновения. В случае $\lambda_0 << d$ формулы (6) и (7) переходят в выражения, которые являются простым приближением уравнений (3а) и (3б). Из выражения (7) следует, что χ'' имеет максимум

$$\chi_m'' = \frac{\mu_0}{\pi\sqrt{3}\left[1 + 2(2\lambda_0/d)^2\right]} \qquad (8)$$

в поле

$$H_{ac} = \sqrt{3}\left[1 + 2(2\lambda_0/d)^2\right] H_p = H_{acp}. \qquad (9)$$

Из (8) и (9) следует, что

$$\chi_m'' H_{acp} = \frac{\mu_0 H_p}{\pi} = \frac{\mu_0 d}{2\pi} j_c. \qquad (10)$$

Авторы утверждают, что из формулы (10) можно надежнее определить величину критического тока вблизи T_c, чем исходя из модели критического состояния.

Несмотря на то что геометрия нашего эксперимента отличается от рассмотренной в [14], поведение зависимости $\chi_m''(H)$ в этой работе качественно согласуется с нашими результатами (см. рис. 3 и 7) при $H_{ac} > 5$ мЭ для эпитаксиальной пленки и $H_{ac} > 0{,}5$ мЭ для поликристаллической. Такое согласие, возможно, связано с тем, что для пленки в нормальном к ее плоскости поле основную роль в формировании критического тока играет плоская компонента магнитной индукции внешнего поля [26]. В отличие от пленки, помещенной в параллельное поле, в нормальном поле существуют области в центре пленки и на ее краях, где плотность тока значительно ниже критической. Поэтому для описания магнитного поведения пленки в нормальном поле нужна корректировка формул, предложенных в [14]. В частности, поле проникновения для пленки в нормальном поле равно не $j_c d/2$, а $(1{,}3 \pm 0{,}1) j_c d$ [27]. Величина χ' при $T \to T_c$ в [14] уменьшается, в то время как в эксперименте этого не наблюдается.

В работе [14] рассматривался случай, когда в пластине существуют абрикосовские вихри, закрепленные на центрах пиннинга. Эти вихри под действием слабого переменного поля обратимо смещаются в своей потенциальной яме. Однако в области полей $H_2^* \le H_{ac} \le H_1^*$ характерный размер вихрей и расстояние между ними больше размера a гранул или кристаллитов. В такой среде существует макроскопическая система джозефсоновских вихрей или гипервихрей, для которых $H_{c1} \sim j_j a$, $H_{c2} = H_{c1}^g \sim \Phi_0^2/a$ [28]. Здесь H_{c1} и H_{c2} — первое и второе критические поля для джозефсоновских вихрей, H_{c1}^g — первое критическое поле для гранул, j_j — плотность джозефсоновского тока. Полученные нами значения H_{c1} (см. рис. 4) согласуются с его теоретической оценкой [28] и экспериментальными значениями [29]. В поле Земли при малых значениях H_{ac} пленка находится в смешанном состоянии, отличном от состояния однородных сверхпроводников второго рода. Казалось бы, что режим обратимого движения гипервихрей, имеющего несколько центров пиннинга, не должен существовать. Однако чрезвычайно малый сигнал амплитуды третьей гармоники от блоков в эпитаксиальной пленке (высокотемпературный сигнал на рис. 5) говорит в пользу почти обратимого движения гипервихрей в малых возбуждающих магнитных полях. Вероятно, при малых возбуждающих магнитных полях происходит почти синхронная с полем деформация гипервихрей, причем большинство их них не срывается ни с одного из своих центров пиннинга. Энергия же внешнего поля расходуется на деформацию гипервихрей. Если это так, то подход, развитый в [14], вероятно, можно применить и для гранулированых пленок.

При $H_{ac} < H_2^*$ (см. рис. 3 и 6) в обеих пленках наблюдается линейный режим (T_m не зависит от H_{ac}). Подобное поведение наблюдалось в YBCO пленках Флиппеном [30]. Однако объяснение этому явлению не было дано. В настоящее время нет теории, описывающей независимость T_m от H_{ac} при одновременной тенденции к независимости χ_m'' от H_{ac}, когда $T \to T_c$ и $H_{ac} \to 0$. Известно только, что по мере приближения температуры образца к T_c крип в ВТСП материалах увеличивается, переходя в гигантский крип потока, а затем в режим термоактивированного течения потока, который характеризуется линейным откликом. Потери в этом режиме больше, чем в низкотемпературной области, описываемой моделью критического состояния [31]. Наши эксперименты дают обратную картину. Объяснить такое различие другой геометрией эксперимента по сравнению с рассмотренной в [31] нельзя, так как соотношения потерь в режимах TAFF и критического состояния не должны зависеть от геометрии эксперимента.

Если $H_{ac} < H_2^*$, то $T_m/T_c < 0{,}99$. При таких высоких температурах в пленке рождаются термоактивированные пары вихрь—антивихрь, которые вследствие флуктуаций и неоднородности пленки могут неравномерно группироваться по ее площади. В результате этого ток в различных эффективных контурах, образованных ячейками перкаляционной сетки, может иметь противоположное направление. Тогда магнитный момент образца, равный $I_i S_i/c$, уменьшится. Здесь I_i и S_i — критический ток и эффективная площадь i-го контура. Существование областей с противоположной намагниченностью в пленке YBCO при ее перемагничивании в нормальном поле наблюдали в [32]. Если площадь эффективного контура меньше эффективной площади гипервихря и $B \le \Phi_0/2S$, то должен наблюдаться линейный режим намагничива-

ния [5]. Тогда поле H_2^* определяет соответствующую ему температуру T_m, когда в пленке начинают интенсивно рождаться термоактивированные пары вихрь—антивихрь.

Заключение

Перечислим основные результаты работы.

1. Показано, что в области температур близких к T_c существует корреляция между поведением линии необратимости и полевой зависимостью максимума диссипативных потерь.

2. Существуют три области возбуждающих магнитных полей, в которых происходят изменения зависимостей $(1 - t)(H_{ac})$ и $\chi_m''(H_{ac})$. Обнаружены некоторые характерные поля H_1^* и H_2^*, физический смысл которых точно не определен.

3. Ни одна из известных нам теорий полностью не описывает поведение $\chi_m''(H_{ac})$ в области полей $H_2^* \le H_{ac} \le H_1^*$.

4. Показатель степени при H_{ac} в формуле $(1 - t) \sim H_{ac}^q$ определяется типом слабых связей, образующихся в пленке в процессе ее роста.

Авторы благодарят А. Н. Артемова, А. И. Дьяченко и Ю. В. Медведева за полезные обсуждения результатов работы. Работа выполнена в рамках проектов «Контроль» и «Сеть» Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий и поддержана грантом (UG 344) Американского Физического Общества.

1. K. A. Muller, M. Takashige, and J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1143 (1987).
2. Y. Yeshurun and A. P. Malosemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2202 (1988).
3. D. R. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1973 (1988).
4. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1988).
5. А. П. Малоземофф, в кн.: *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, Д. М. Гинсберг (ред.), Мир, Москва (1990).
6. C. C. Almasan, C. L. Seaman, Y. Dalichaouch, and M. B. Maple, *Physica* **C174**, 93 (1991).
7. J. C. Garland, C. C. Alsman, and M. B. Marle, *Physica* **C181**, 181 (1991).
8. A. Hammer and G. Srinivasan, *J. Appl. Phys.* **69**, 4899 (1991).
9. A. A. El-Abbar, P. J. King, K. J. Maxwell, J. R. Owers-Brandley, and W. B. Roys, *Physica* **C198**, 81 (1992).
10. T. Matsushita and B. Ni, *Jpn. Appl. Phys.* **28**, L419 (1989).
11. R. B. Flippen, T. R. Askew, and M. S. Osofsky, *Physica* **C201**, 391 (1992).
12. F. Gomory and P. Lobotka, *Solid State Commun.* **66**, 645 (1988).
13. S. Samarappuli and A. Schilling, *Physica* **C201**, 759 (1992).
14. T. Matsushita, E. S. Otabe, and B. Ni, *Physica* **C182**, 95 (1991).
15. А. В. Демин, В. А. Хлус, *ФНТ* **17**, 528 (1991).
16. А. М. Гришин, В. Д. Дроботько, В. Д. Стасовский, В. А. Хохлов, *ЖТФ* **63**, 190 (1993).
17. А. М. Гришин, В. Д. Дроботько, Д. Г. Емельяненков, В. И. Махов, З. А. Самойленко, В. Д. Стасовский, В. А. Хохлов, *СФХТ* **4**, 2418 (1991).
18. A. N. Artemov, A. M. Grishin, V. N. Korenivskii, A. N. Ul'anov, and V. A. Khokhlov, *Intern. of Modern Phys.* **D4**, 591 (1990).
19. А. Бароне, Дж. Патерно, *Эффект Джозефсона. Физика и применение*, Мир, Москва (1984).
20. A. N. Artemov, V. F. Drobot'ko, D. G. Emel'yanenkov, A. M. Grishin, and V. A. Khokhlov, *Phys. Lett.* **A157**, 85 (1991).
21. А. Кемпбелл, Дж. Иветс, *Критические поля в сверхпроводниках*, Мир, Москва (1984).
22. С. А. Виткалов, *ЖЭТФ* **103**, 1305 (1993).
23. Б. И. Ильин, А. А. Косов, *СФХТ* **5**, 431 (1992).
24. A. M. Campbell, *J. Physica* **C4**, 3186 (1971).
25. S. Takacs and A. M. Campbell, *Supercond. Sci. Tecnol.* **1**, 53 (1988).
26. В. К. Власко-Власов, Л. Ф. Доросинский, М. В. Инденбом, В. И. Никитенко, А. А. Полянский, Р. Л. Прозоров, *СФХТ* **6**, 705 (1993).
27. А. А. Жуков, В. В. Мощалков, *СФХТ* **4**, 850 (1991).
28. Э. Б. Сонин, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 415 (1988).
29. B. Loegal, D. Bolmont, and A. Mehdaoui, *Physica* **C159**, 816 (1989).
30. R. B. Flippen, T. R. Askew, and M. S. Osofsky, *Physica* **C201**, 391 (1992).
31. Е. З. Мейлихов, *СФХТ* **2**, 5 (1989).
32. А. И. Буляева, С. В. Войценя, В. П. Юрьев, *СФХТ* **4**, 680 (1991).

Irreversibility line and dissipative loss in YBCO films

V. A. Khokhlov and V. F. Drobot'ko

The ac-susceptibility of polycrystalline and epitaxial YBCO films was investigated in exciting magnetic fields H_{ac} = 0.1–1000 mOe by an inductance technique. The irreversibility line $(1 - T_m/T_c)(H_{ac})$ and the maximum of dissipative loss $\chi_m''(H_{ac})$ were studied. Two characteristic fields H_1^* and H_2^* at which the lines $(1 - T_m/T_c)(H_{ac})$ and $\chi_m''(H_{ac})$ change their slope were found. It is shown that the exponent in the equation $(1 - T_m/T_c) \sim \alpha H_{ac}^q$ depends on type of the weak links formed in the YBCO films during their growth.