

АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

С.В.Гапонов, Н.В.Ильин, М.А.Калягин,
Е.Б.Клюенков, М.Д.Стриковский, Л.М.Фишер

Показано, что напыленные лазером пленки ВТСП с плотностью тока $\sim 10^6$ А/см² обладают сверхпроводящими свойствами, характерными для монокристаллов. Обнаружена анизотропия восприимчивости $\partial\chi/\partial H$ и поля $\partial H_{k2}/\partial T$, которые коррелируют между собой.

Работа посвящена изучению магнитных свойств пленок $Y-Ba-CuO$, полученных лазерным напылением ¹ на монокристаллическую подложку из $SrTiO_3$. Обнаружена анизотропия верхнего критического магнитного поля H_{k2} . Анизотропными оказались также динамическая восприимчивость χ и критическая плотность тока $j_{кр}$. В рамках модели слоистых сверхпроводников ² рассчитаны параметры Гинзбурга – Ландау – длины когерентности ξ_{\parallel} и ξ_{\perp} . Показано, что в магнитных полях $H \sim H_{k2}(T)$ восприимчивость χ пленок существенно зависит от напряженности магнитного поля H и для всех измеренных пленок выполняется соотношение

$$(\partial\chi_{\perp}/\partial H)(\partial\chi_{\parallel}/\partial H)^{-1} \approx (\partial H_{k2\parallel}/\partial T)(\partial H_{k2\perp}/\partial T)^{-1}. \quad (1)$$

1. Измерения выполнялись на пленках $Y-Ba-CuO$ толщиной 0,2 мкм. Исследовались 3 образца, отличавшиеся технологией изготовления. Температуры сверхпроводящих переходов для этих образцов составляли соответственно: № 1 – 88,4 К, № 2 – 90 К, № 3 – 86 К. Сравнительные измерения также проводились на керамических дисках диаметром 8 мм и толщиной 100 мкм.

Для измерений H_{k2} образец помещался в катушку индуктивности колебательного контура автодинного детектора. Катушка с образцом находилась в антикриостате, в рабочей полости которого температуру можно было изменять от 77 до 300 К. Регистрировалось изменение частоты колебаний автодина как функция температуры образца при различных значениях внешнего магнитного поля. Девияция частоты, обусловленная сверхпроводящим переходом, выделялась с помощью гетеродина и преобразователя "частота–напряжение". Изменение частоты в эксперименте было связано как с выталкиванием поля из объема пленки, так и с изменением его распределения в катушке. Заметное перераспределение поля имело место, когда пленка была смещена относительно центральной плоскости катушки. Сигнал, связанный со сверхпроводящим переходом, в этом случае заметно увеличивался. Температура образца определялась полупроводниковым термометром и термопарой медь–константан с точностью не хуже 0,01 К. Магнитное поле создавалось электромагнитом и измерялось датчиком Холла, предварительно прокалиброванным с помощью ЯМР – магнитометра. Ориентация H параллельно пленке устанавливалась в поле $H \sim 10$ кЭ при $T \lesssim T_k$ по сигналу, связанному с образцом. Величина $T_k(H)$ определялась по началу сверхпроводящего перехода. В рабочем интервале частот 0,1 – 2 МГц результаты измерений не зависели от частоты и амплитуды.

2. На рис. 1 приведены зависимости изменения частоты генератора от температуры при некоторых значениях H для образца № 1. Рис. 1а относится к случаю $H \perp n$, а 1б – $H \parallel n$, где n – нормаль к пленке (кривые 1 соответствуют значению $H = 0$; 2 – $H = 10$ кЭ). Видно, что для обеих ориентаций H увеличение поля приводит к почти параллельному сме-

щению кривых перехода в сторону более низких температур. В отличие от пленок, в керамических образцах сверхпроводящий переход при наложении внешнего магнитного поля уширяется, а анизотропия отсутствует (пунктирные кривые). На рис. 2 представлены полученные зависимости $H_{k_{2\parallel, \perp}}(T)$ для пленки № 1. Видно, что $H_{k_2}(T)$ в области $2 \div 15$ кЭ является линейной функцией температуры как в случае $H \parallel n$, так и $H \perp n$. Значение производной $\partial H_{k_2} / \partial T$ для параллельного поля было в 3,2 раза больше, чем для перпендикулярного. Анизотропия $(\partial H_{k_{2\parallel}} / \partial T) (\partial H_{k_{2\perp}} / \partial T)^{-1}$ для образцов № 1 и № 3 была несколько ниже; она составила 2 и 1,3.

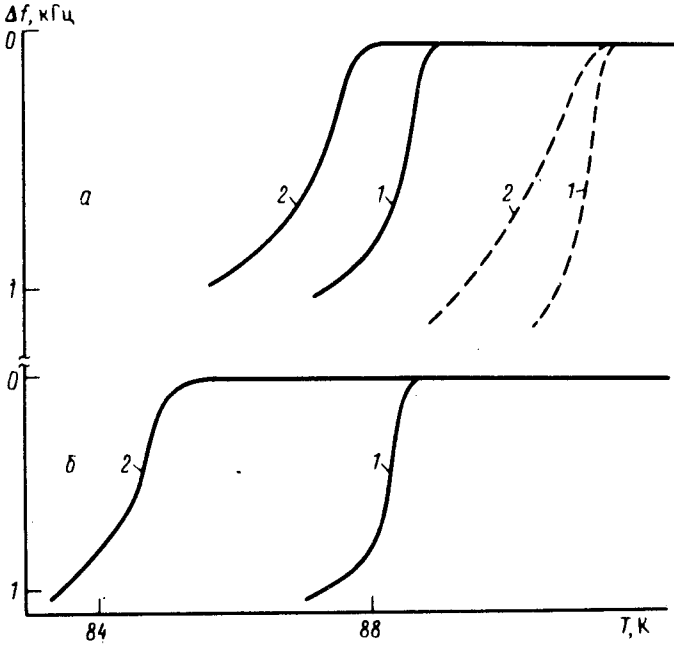


Рис. 1

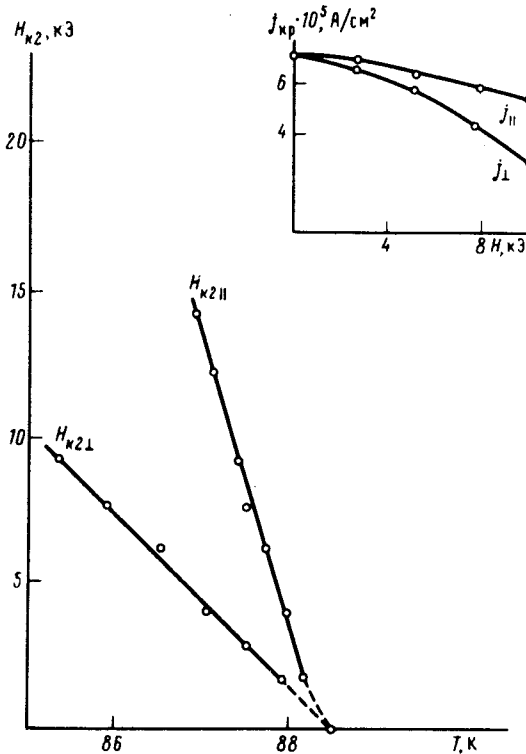


Рис. 2

Восприимчивость χ пленки при температурах, близких к $T_k(H)$, заметно увеличивалась с ростом H . В полях $H > 3$ кЭ зависимость $\chi(H)$ была близка к линейной и существенно зависела от ориентации поля (рис. 3). Для образца № 1 в полях ~ 10 кЭ отношение $(\partial\chi_{\perp}/\partial H)(\partial\chi_{\parallel}/\partial H)^{-1}$ составило 3,2. Это значение с хорошей точностью совпадает с отношением производных $(\partial H_{k2\parallel}/\partial T)(\partial H_{k2\perp}/\partial T)^{-1}$ для того же образца, т. е. выполняется соотношение (1). Равенство (1) выполнялось и для образцов №2 и №3.

Изучалась угловая зависимость $\partial\chi(\theta)/\partial H$ в постоянном магнитном поле 10 кЭ, где θ — угол между нормалью к пленке и направлением магнитного поля. Функция $\partial\chi/\partial H$ плавно и монотонно уменьшалась с ростом θ , и имела резкий минимум при $\theta = \pi/2$.

Критическая плотность тока в магнитном поле при $H \perp j$ была также анизотропной. На вставке к рис. 2 изображена зависимость $j_{кр}(H)$ при $H \parallel n$ (j_{\parallel}) и $H \perp n$ (j_{\perp}). В полях до 2 кЭ наблюдается малое отличие критических токов j_{\parallel} и j_{\perp} , которое увеличивается с ростом H . В поле 10 кЭ отношение j_{\parallel}/j_{\perp} составляет 1,6.

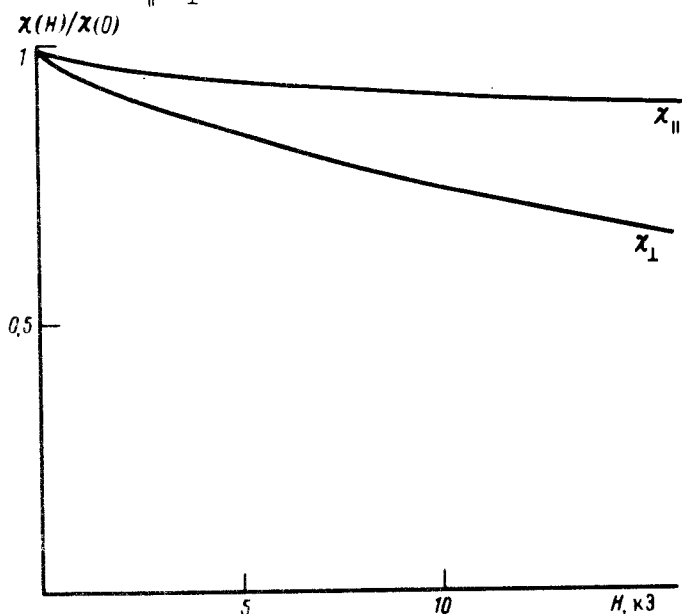


Рис. 3

3. Сравнение кривых сверхпроводящих переходов для монокристаллов³ и исследуемых пленок говорит о том, что у тех и других имеется ряд общих свойств. Во-первых, ширина перехода практически не изменяется при наложении магнитного поля, а начало перехода сдвигается в сторону низких температур. Во-вторых, наблюдается анизотропия второго критического поля. Учитывая также, что для пленок выполняется неравенство $\partial H_{k2\parallel}/\partial T > \partial H_{k2\perp}/\partial T$, можно сделать вывод, что данные пленки имеют преимущественную ориентацию оси с параллельно нормали n , т. е. исследованные пленки обладают текстурой. Это подтверждается прямыми рентгеновскими измерениями. В отличие от пленок поведение керамических образцов в магнитном поле существенно отличается (см. рис. 1). Таким образом, по своей структуре пленки занимают промежуточное положение между керамикой и монокристаллами.

Близость свойств текстурированных пленок и монокристаллов $Y-Ba-CuO$ позволяет для оценки их сверхпроводящих параметров пользоваться уравнениями Гинзбурга — Ландау с анизотропной "массой"². Экстраполируя H_{k2} к нулевой температуре в грязном пределе теории БКШ, по данным для образца №1 получаем $-\xi_{\parallel} = 39 \text{ \AA}$ и $\xi_{\perp} = 11 \text{ \AA}$.

При рассмотрении поведения восприимчивости $\chi(H)$ учтем, что согласно теории Гинзбурга — Ландау при $H \sim H_{k2}(T)$ $\chi \sim \xi^2$, тогда как $H_{k2} \sim \xi^{-2}$. Если равенство $\chi H_{k2} = \text{const}$, справедливое для изотропного сверхпроводника, сохранится и в анизотропном случае, то можно ожидать выполнения равенства (1). Именно такое равенство получается из обработки данных измерений.

Литература

1. Гапонов С.В. Вест. АН СССР, 1984, 12.
2. Булаевский Л.Н. УФН, 1975, 116, 449.
3. Worthington T.K. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1160.

Всесоюзный электротехнический институт
им. В.И. Ленина

Поступила в редакцию
16 июня 1988 г.