

05

Особенности анизотропии намагниченности лент высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_x$

© Д.С. Чикуров, А.Е. Рудоминский, М.П. Волков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: a.rudominskiy@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 10 июля 2024 г.

В окончательной редакции 8 августа 2024 г.

Принято к публикации 14 августа 2024 г.

Исследована зависимость намагниченности высокотемпературных сверхпроводящих лент состава $YBa_2Cu_3O_x$ (СуперОкс, Москва) от магнитного поля и температуры, а также от ориентации магнитного поля относительно плоскости ленты. Значения намагниченности ленты уменьшаются примерно на два порядка при переходе от угла 90° (нормальная ориентация поля относительно плоскости ленты) к углу 0° (параллельная ориентация). Обнаружено, что в большом интервале углов (от 90 до 60°) значения компоненты намагниченности вдоль направления приложенного поля меняются незначительно. Вблизи параллельной ориентации (от 0 до 15°) значения намагниченности увеличиваются примерно в 2 раза, что существенно меньше скорости изменения намагниченности в интервале углов 15 – 60° .

Ключевые слова: высокотемпературный сверхпроводник, лента СуперОкс, намагниченность, анизотропия, магнитное поле.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.01.59515.20053

Необратимая намагниченность жестких сверхпроводников второго рода адекватно описывается моделью критического состояния [1,2]. Для планарных сверхпроводников (пластины, ленты, тонкие пленки) наблюдается существенная зависимость намагниченности от ориентации магнитного поля относительно плоскости образца. Анализ этой анизотропии в рамках модели критического состояния проведен, например, в работах [3,4]. В общем случае для анализа анизотропии намагниченности требуется учет поверхностного барьера на вход и выход вихрей (барьер Бина–Ливингстона) [5], а также учет анизотропной кристаллической структуры сверхпроводящего соединения [6] и возможной анизотропии дефектов — центров пиннинга [7]. Для сверхпроводников с большим отношением латерального размера к толщине было показано, что анизотропия намагниченности связана в основном с анизотропией формы, а не с анизотропией кристаллической решетки соединения. При этом было обнаружено, что магнитный момент планарного сверхпроводника остается направлен нормально плоскости сверхпроводника в довольно большом интервале углов при отклонении ориентации магнитного поля от нормали. При отклонении ориентации магнитного поля от плоскости образца ориентация магнитного момента также остается вдоль плоскости образца, но в меньшем интервале углов [8,9].

Исследования анизотропии критических токов и намагниченности плоских сверхпроводящих образцов приобрели особую значимость в связи с появлением высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) лент второго поколения. При создании магнитных систем с использованием таких лент следует учитывать анизотропию намагниченности и критических токов, так как в разных областях катушки ленты будет находиться под действием

магнитного поля, по-разному ориентированного относительно плоскости ленты.

В настоящей работе приведены результаты измерения анизотропии намагниченности ВТСП-ленты фирмы СуперОкс (Москва) состава $YBa_2Cu_3O_x$. Измерения намагниченности в зависимости от температуры и величины и ориентации магнитного поля проводились с использованием вибрационного магнитометра VSM установки PPMS-14 в интервале магнитных полей 0 – 1 Т. Фиксированный угол α ориентации магнитного поля относительно плоскости образца обеспечивался вставками к держателю образца, причем углу $\alpha = 0^\circ$ соответствует ориентация магнитного поля вдоль плоскости образца, а углу $\alpha = 90^\circ$ — нормальная к плоскости. Следует отметить, что вибрационный магнитометр измеряет компоненту магнитного момента образца, параллельную приложенному магнитному полю.

Образец из ВТСП-ленты фирмы СуперОкс состава $YBa_2Cu_3O_x$ имел размеры сторон 3×2.5 mm (большой размер вдоль длины ленты). Поскольку толщина ВТСП-слоя в ленте около $1 \mu\text{m}$, образец отличался большой анизотропией формы с отношением поперечных размеров к толщине порядка 3000 . ВТСП-лента представляет собой многослойную структуру, в которой на подложку из сплава Хастеллой С276 кроме сверхпроводящего слоя $YBa_2Cu_3O_x$ нанесены буферные и защитные слои.

Температурная зависимость намагниченности ВТСП-ленты, измеренная в поле 1 кОе, приведена на рис. 1 для ряда углов между направлением магнитного поля и плоскостью ленты. Критическая температура ВТСП-ленты, определенная из зависимости $M(T)$, равна 90 К. Значения намагниченности при углах 90 и 0°

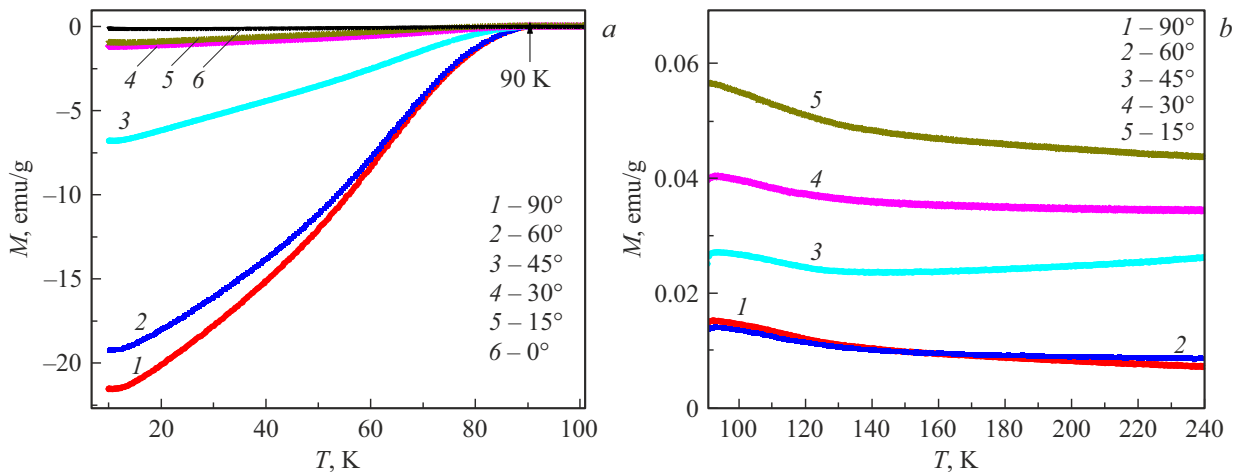


Рис. 1. *a* — температурные зависимости намагниченности ВТСП-ленты $M(T)$ при $H = 1$ кОе и различных углах приложения магнитного поля относительно плоскости ленты, $T < 100$ К. *b* — $M(T)$ при $T > 90$ К в увеличенном масштабе.

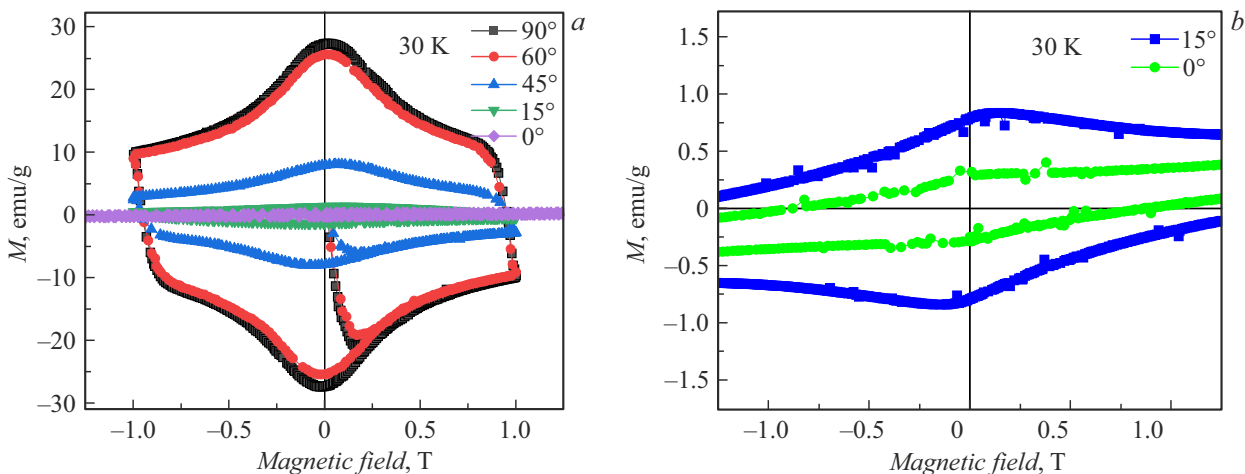


Рис. 2. *a* — зависимость намагниченности ленты от магнитного поля $M(H)$ при $T = 30$ К и различных углах между плоскостью ленты и ориентацией магнитного поля. *b* — зависимости $M(H)$ для углов 0 и 15° в увеличенном масштабе.

различаются весьма существенно, а значения $M(T)$ для углов 90 и 60° , а также для углов 0 и 15° различаются незначительно.

В величину анизотропии намагниченности ВТСП-ленты могут вносить вклад магнитные свойства Хастеллоя и буферных слоев. В работе [10] было показано, что ниже 100 К намагниченность Хастеллоя возрастает (имеет парамагнитный характер), а наличие буферных слоев слабо влияет на полную намагниченность. Магнитные свойства Хастеллоя отчетливо проявляются при температурах выше критической температуры ВТСП-слоя $T_c = 90$ К, что видно при представлении зависимости $M(T)$, приведенной на рис. 1, *a*, в увеличенном масштабе на рис. 1, *b*. Из рис. 1, *b* следует, что намагниченность Хастеллоя при этой температуре имеет парамагнитный характер и по абсолютной величине много меньше намагниченности ленты при $T < T_c$, поэтому она может не учитываться при качественном анализе анизотропии намагниченности ВТСП-ленты.

Анизотропия намагниченности ленты ярко проявляется на зависимостях намагниченности от магнитного

поля $M(H)$. На рис. 2 представлены результаты измерения $M(H)$ при $T = 30$ К и значениях H до 1 Т. Намагниченность ВТСП-ленты при этой температуре обладает следующими особенностями.

1. Значения намагниченности существенно превышают намагниченность подложки в широком интервале углов. Так, например, при $H = 1$ Т ВТСП-лента имеет намагниченность порядка 10 emu/g при нормальной ориентации и порядка 0.3 emu/g при параллельной ориентации, а намагниченность подложки составляет величину порядка 0.2 emu/g при этой температуре [10]. Таким образом, магнитные свойства подложки будут проявляться только при параллельном поле, что приводит к небольшому наклону (асимметрии) зависимости $M(H)$ ленты (рис. 2, *b*).

2. Форма зависимости $M(H)$ ВТСП-ленты при изменении ориентации магнитного поля меняется слабо, но величина намагниченности уменьшается примерно на два порядка при переходе от угла $\alpha = 90^\circ$ к углу $\alpha = 0^\circ$ (рис. 2, *a*). При этом следует отметить, что, поскольку критические токи пропорциональны отношению $\Delta M/d$

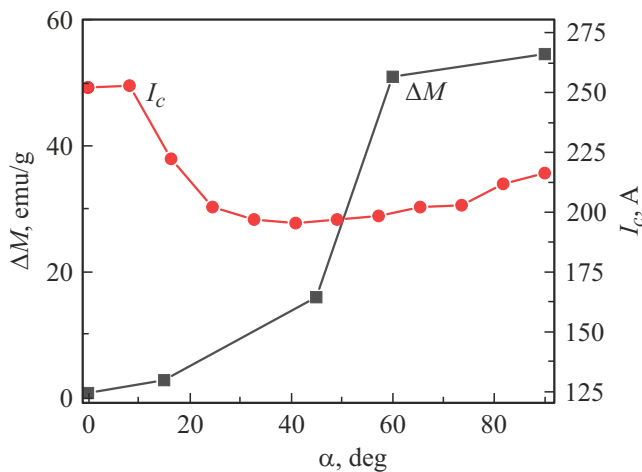


Рис. 3. Зависимости высоты петли намагниченности ΔM ($H = 0$) при $T = 30$ К и критического тока ленты I_c при $T = 77$ К и $H = 500$ Ое от угла приложения внешнего магнитного поля.

(где ΔM — размах петли гистерезиса, а d — поперечный к полю размер образца), критические токи в продольной ориентации оказываются на порядок больше, чем критические токи для поперечной ориентации.

3. Сохранение формы зависимости $M(H)$ свидетельствует о сохранении одного механизма пиннинга при переходе от нормальной к параллельной ориентации магнитного поля относительно плоскости ленты. Это контрастирует с результатами измерений анизотропии намагниченности ниобиевых лент [11], когда наблюдалось значительное изменение формы зависимости $M(H)$ при переходе к параллельной ориентации, где сказывается влияние поверхностного барьера.

4. Важной особенностью угловой зависимости намагниченности ВТСП-лент является незначительное изменение величины намагниченности в пределах углов от 90 до 60°, слабое изменение в интервале 0–15° и существенное (на порядок) увеличение M при переходе от 15 к 60°. На рис. 3 представлена зависимость высоты петли намагниченности ΔM ($H = 0$) ВТСП-ленты от угла α , демонстрирующая эту особенность анизотропии. На этом рисунке также представлены результаты предварительных измерений зависимости критического тока I_c ленты от угла приложения поля $H = 500$ Ое при $T = 77$ К. Критический ток был измерен бесконтактным методом захвата магнитного потока в сверхпроводящем кольце [12]. Видно, что критический ток слабо зависит от угла α в широком интервале углов 40–90° и в небольшом интервале углов вблизи $\alpha = 0^\circ$.

Наличие интервала углов вблизи нормальной ориентации и вблизи параллельной ориентации магнитного поля с малым изменением намагниченности (компоненты намагниченности вдоль направления магнитного поля) наблюдалось ранее для сверхпроводников плоской формы (монокристаллы, тонкие пленки) [7]. При использовании векторной магнитометрии было определено, что в этих

интервалах углов магнитный момент образцов остается направленным нормально плоскости образца при отклонении от нормальной ориентации [8] и параллельно плоскости образца при отклонении от параллельной ориентации [9]. Наблюдавшиеся в данной работе два интервала углов с малым изменением намагниченности могут быть связаны с этим эффектом сохранения ориентации магнитного момента относительно плоскости образца. Наличие этих двух интервалов углов должно учитываться при проектировании магнитных систем с использованием ВТСП-лент второго поколения.

Благодарности

Авторы благодарят фирму СуперОкс (Москва) за предоставление образцов ВТСП-лент.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда (грант № 23-29-00390).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C.P. Bean, Phys. Rev. Lett., **8** (6), 250 (1962). DOI: 10.1103/PhysRevLett.8.250
- [2] D. Karmakar, Indian J. Phys., **79** (10), 1107 (2005). https://www.iacs.res.in/ijp/ijp_october_05_rev.pdf
- [3] А.А. Жуков, Г.К. Перкинс, Ю.В. Бугославский, А.Д. Каплин, Н.А. Жуков, М.Г. Михеев, ЖЭТФ, **114** (1), 273 (1998). [A.A. Zhukov, N.A. Joukov, M.G. Mikheev, G.K. Perkins, A.D. Caplin, Yu.V. Bugoslavsky, JETP, **87** (1), 152 (1998). DOI: 10.1134/1.558636].
- [4] G.P. Mikitik, Low Temp. Phys, **36** (1), 13 (2010). DOI: 10.1063/1.3292280
- [5] C.P. Bean, J.D. Livingston, Phys. Rev. Lett., **12** (1), 14 (1964). DOI: 10.1103/PhysRevLett.12.14
- [6] A.I. Buzdin, A.Yu. Simonov, Physica C, **175** (1-2), 143 (1991). DOI: 10.1016/0921-4534(91)90245-T
- [7] V.V. Guryev, A.V. Irodova, N.K. Chumakov, S.V. Shavkin, St. Petersburg Polytech. Univ. J. — Physics and Mathematics, **16** (1.1), 67 (2023). DOI: 10.18721/JPM.161.111
- [8] A.A. Zhukov, G.K. Perkins, Yu.V. Bugoslavsky, A.D. Caplin, Phys. Rev. B, **56** (5), 2809 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevB.56.2809
- [9] S. Candia, L. Civale, Supercond. Sci. Technol., **12** (4), 192 (1999). DOI: 10.1088/0953-2048/12/4/003
- [10] R. Batulin, M. Cherosov, A. Kiiamov, I. Rudnev, S. Khokhorin, D. Uvin, A. Rogov, D. Tayurskii, Cryogenics, **137**, 103776 (2024). DOI: 10.1016/j.cryogenics.2023.103776
- [11] Д.С. Чикуров, М.П. Волков, ЖТФ, **91** (5), 784 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.05.50690.249-20 [D.S. Chikurov, M.P. Volkov, Tech. Phys., **66**, 1311 (2021). DOI: 10.1134/S1063784221050091].
- [12] D.S. Chikurov, M.P. Volkov, St. Petersburg Polytech. Univ. J. — Physics and Mathematics, **16** (1.1), 142 (2023). DOI: 10.18721/JPM.161.124