

УДК 538.9

ГИГАНТСКАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ МОНОКРИСТАЛЛА

 $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ ($x = 0.8$)

И. Б. Крынецкий¹, А. С. Москвин², В. П. Мартовицкий³,
Н. П. Шабанова³, С. Ю. Гаврилкин³, А. В. Варлашкин³

Гигантская магнитострикция монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ (La-Bi2201) при $x = 0.8$ впервые обнаружена в области низких температур. Данный состав находится на границе диэлектрик/сверхпроводник фазовой диаграммы высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) La-Bi2201. Образец являлся сильно недодопированным, несверхпроводящим La-Bi2201 и ранее демонстрировал аномальное магнитозависимое отрицательное тепловое расширение при низких температурах. Нами наблюдалась гигантская магнитострикция величиной порядка 10^{-4} , известной для сверхпроводящих ВТСП купратов. Эффект наблюдался в диапазоне температур от 6 до 70 К. Результаты указывают на остаточную флуктуирующую сверхпроводимость, которая в ВТСП наблюдается до высоких температур.

Ключевые слова: сильно недодопированный ВТСП купрат La-Bi2201, гигантская магнитострикция, остаточная флуктуирующая сверхпроводимость.

Высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) купраты демонстрируют ряд магнитоупругих свойств, связанных с переходом в сверхпроводящее состояние [1–5]. В частности, известна гистерезисная магнитострикция [3, 4], значительно большая, чем у обычных сверхпроводников [5]. В данной работе наблюдались неожиданно большие значения магнитострикции несверхпроводящего монокристалла сильно недодопированного ВТСП купрата $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ (La-Bi2201) с уровнем замещения $x = 0.8$. На

¹ МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Россия, Москва, Ленинские горы, 1.

² Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина, 620002 Россия, Свердловская область, Екатеринбург, ул. Мира, 19.

³ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: shabanovanp@lebedev.ru.

фазовой диаграмме La-Bi2201 [6] при $x < 0.8$ появляется сверхпроводящая фаза. Таким образом, состав нашего образца находился в пограничной области фаз сверхпроводник/диэлектрик.

Электронный допинг, вызванный замещением Sr на La в $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ снижает концентрацию свободных дырок p , и при оптимальном допировании $x \sim 0.4$ и концентрации дырок $p \sim 0.15$ на атом меди температура сверхпроводящего перехода T_c достигает максимума около 33 К [6]. При дальнейшем замещении (режим “underdoped”) T_c падает и сверхпроводимость исчезает при уровне замещения выше $x \sim 0.8$ ($p \sim 0.10$ на атом меди). Несверхпроводящие образцы ($x > 0.8$) характеризуются полупроводниковой температурной зависимостью удельного сопротивления [6]. С целью исследования особенностей теплового расширения подобного “диэлектризованного” ВТСП [7], где, как мы первоначально полагали, влияние сверхпроводящего параметра порядка электронной подсистемы на динамику кристаллической решетки минимизировано, ранее нами были отобраны монокристаллы La-Bi2201 с уровнями замещения $x \geq 0.8$. Предполагалось, что отрицательное тепловое расширение (ОТР) материала обусловлено переходом в состояние с волной зарядовой плотности (ВЗП). Однако по результатам этих исследований, не исключалась связь магнитозависимости ОТР с остаточной флуктуирующей сверхпроводимостью.

Наш образец $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ с уровнем замещения $x = 0.8$ уже демонстрировал аномальное, магнитозависимое ОТР [7]. Причем в несверхпроводящих монокристаллах La-Bi2201 той же серии с более высоким уровнем замещения $x = 0.82$ подобной аномалии не обнаружено. Измерения магнитострикции монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.2}\text{La}_{0.8}\text{CuO}_{6+\delta}$ с аномально магнитозависимым ОТР являются продолжением исследования магнитоупругих свойств La-Bi2201 и их связи с параметрами порядка ВТСП.

Технологические детали синтеза образцов La-Bi2201 и их детальные структурные исследования были опубликованы [8, 9]. Монокристаллы состава $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.2}\text{La}_{0.8}\text{CuO}_{6+\delta}$ были получены в процессе охлаждения расплава с небольшим избытком висмута. Размеры кристаллов достигали 4–5 мм в длину, 2–3 мм в ширину и 50 мкм в толщину. Исследуемый монокристалл имел форму пластины с размерами $2.5 \times 4.2 \times 0.05$ мм³ с кристаллографической осью c , перпендикулярной плоскости. Тестирование монокристаллов на сверхпроводимость проводилось по динамической магнитной восприимчивости и по сопротивлению. Измерения не обнаружили признаков сверхпроводящих переходов при температуре выше 1.8 К [7, 9]. Тензометрические измерения проводились в диапазоне 6–70 К.

Измерения магнитострикции проводились с помощью тензометрического дилатометра с чувствительностью по относительной деформации не хуже $5 \cdot 10^{-7}$. Датчики были изготовлены из сплава, специально предназначенного для измерений в сильных магнитных полях [10], детали измерительного метода описаны ранее [11]. Измерялось относительное изменение $\Delta L/L$ длины образца L вдоль некоторого направления в (ab) -плоскости. Внешнее магнитное поле прикладывалось параллельно направлению измерения деформации (продольное магнитное поле, $H \parallel ab$) и перпендикулярно ему (поперечное магнитное поле, $H \perp ab$).

Результаты измерений магнитострикции монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.2}\text{La}_{0.8}\text{CuO}_{6+\delta}$ показаны на рис. 1, 2.

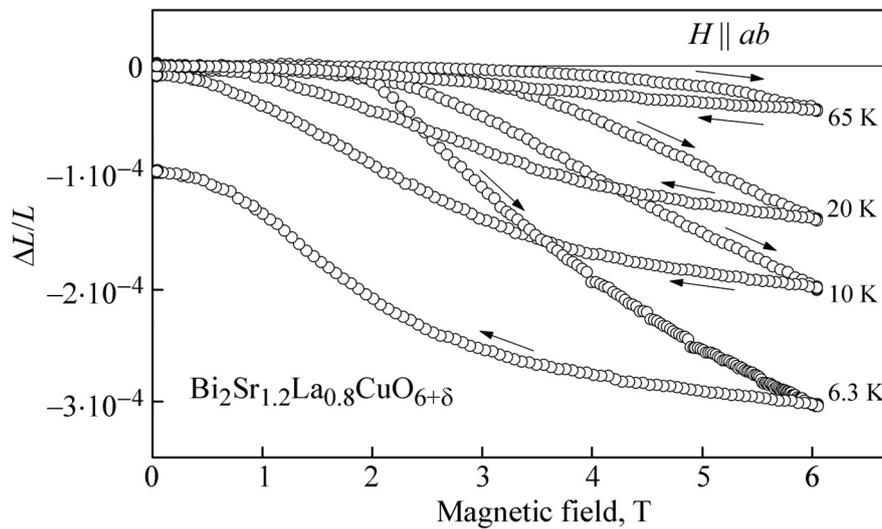


Рис. 1: Кривые магнитострикции монокристалла La-Bi2201 ($x = 0.8$) в продольном магнитном поле. Измерения проводились при различных фиксированных температурах, значения температуры показаны рядом с кривыми.

Рис. 1 демонстрирует кривые магнитострикции монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.2}\text{La}_{0.8}\text{CuO}_{6+\delta}$ при различных фиксированных температурах в продольном магнитном поле. Введение продольного магнитного поля вызывало сжатие образца ($\Delta L/L < 0$). Магнитострикция достигала гигантских значений порядка $-1 \cdot 10^{-4}$, известных для монокристаллических образцов ВТСП купратов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в сверхпроводящем состоянии [3, 4]. Кроме того, при $T = 6.3$ К после уменьшения поля до нуля образец оставался деформированным с большими остаточными деформациями $-0.9 \cdot 10^{-4}$. Несмотря на то, что максимальное значение магнитострикции в поле 6 Тл резко снижается с температу-

рой, довольно большое её значение $-4 \cdot 10^{-5}$ наблюдается практически до температуры жидкого азота. Остаточная же деформация резко падает с ростом температуры, обращаясь в ноль при $T = 20$ К. Кривые магнитострикции носили гистерезисный характер с сильной температурной зависимостью.

Магнитострикция монокристалла в поперечном магнитном поле резко отличается от магнитострикции в продольном поле. Она имеет противоположный, положительный знак и величину на два порядка меньше (рис. 2). Дискретность точек на графике связана с пределом разрешения прибора.

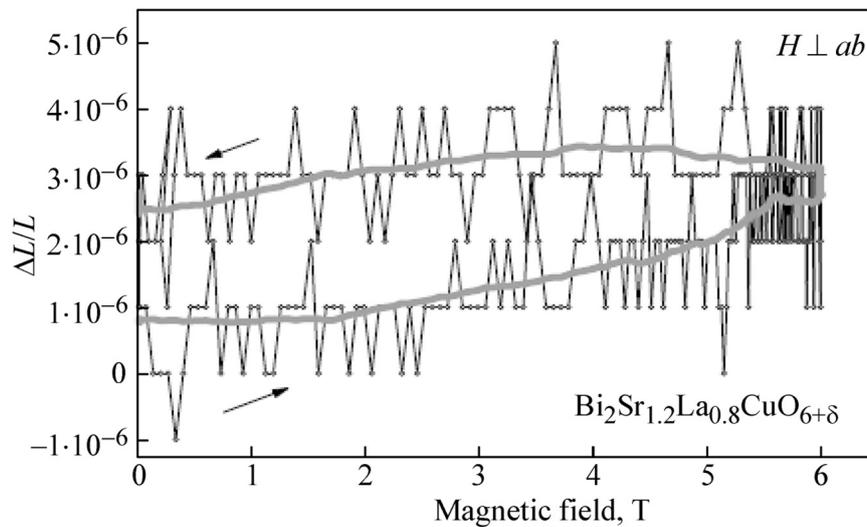


Рис. 2: Кривая магнитострикции монокристалла La-Bi2201 ($x = 0.8$) в поперечном магнитном поле при температуре $T = 7.7$ К. Сплошная линия проведена усреднением соседних значений.

Разница в величинах поперечной и продольной магнитострикции наблюдалась во многих сверхпроводниках [5]. Однако следует отметить, что в сверхпроводящих монокристаллах ВТСП эта разница не так велика, как в наблюдаемом нами случае.

Н. Ikuta et al. [3] была предложена модель для объяснения магнитострикции монокристаллических образцов ВТСП купрата $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Модель связывает гистерезисный характер магнитострикции в сверхпроводниках II рода с пиннингом магнитного потока на дефектах структуры. Сжимающая сила действует на кристалл в процессе увеличения поля, в силу того, что пиннинг потока препятствует его вхождению в образец, в процессе уменьшения поля образец расширяется. Поскольку движение потока необратимо, то кривая магнитострикции получается гистерезисной.

Мы предположили, что наблюдаемая нами магнитострикция несверхпроводящего La-Bi2201 связана с остаточной флуктуирующей сверхпроводимостью, сохраняющейся в материале. В ВТСП купратах выше температуры T_c существует фаза, в которой аномальные свойства сохраняются до достаточно высоких температур. Ее называют фазой псевдощели [12]. Доказательства существования остаточной флуктуирующей сверхпроводимости в La-Bi2201 при температурах намного выше T_c , как и во многих других купратах, были получены на основе измерений теплоемкости [13], угловых измерений магнитного крутящего момента [14], сигнала Нернста и диамагнетизма [15, 16]. Диамагнитный отклик наблюдался также для несверхпроводящего $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [16].

В псевдощелевой области температур в магнитном поле возможны спонтанные вихревые возбуждения [12]. Наблюдения сигнала Нернста в дырочных ВТСП купратах свидетельствуют о том, что вихревые возбуждения существуют при температурах на 50–100 К выше T_c [15]. В несверхпроводящем купрате Bi2201 в диэлектрическом состоянии в магнитном поле также обнаружены вихреподобные возбуждения [17].

Мы предполагаем, что флуктуационные вихревые возбуждения, возникающие в несверхпроводящем образце, вызывают пиннинг потока и, как следствие, магнитоупругие эффекты, в частности, магнитострикцию. Наблюдаемая температурная зависимость магнитострикции может быть следствием температурной зависимости силы пиннинга также, как в обычных сверхпроводниках.

Отметим также, что образование волн зарядовой плотности в сильном магнитном поле, приложенном параллельно ab -плоскости, обнаружено в недодопированном La-Bi2201 [18]. На фазовой диаграмме La-Bi2201 начальная температура ВЗП находится примерно над критическим уровнем замещения $x \sim 0.8$ [18]. Мы не исключаем, что обнаруженная нами магнитострикция монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ ($x = 0.8$) может быть связана с формированием ВЗП [10].

В заключение еще раз подчеркнем, что нами впервые обнаружена аномально большая магнитострикция в несверхпроводящем купрате $\text{Bi}_2\text{Sr}_{1.2}\text{La}_{0.8}\text{CuO}_{6+\delta}$, которая достигала гигантских величин порядка 10^{-4} , характерных для монокристаллических образцов ВТСП купратов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ в сверхпроводящем состоянии. Эта магнитоупругая аномалия скорее всего связана с остаточной флуктуирующей сверхпроводимостью, существующей до 70 К, и связанным с ней пиннингом магнитного потока, хотя нельзя исключить и эффект образования волн зарядовой плотности в магнитном поле.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] T. Hanaguri, T. Fukase, T. Suzuki, et al., *Physica B* **194-196**(2), 1579 (1994). DOI: 10.1016/0921-4526(94)91289-0.
- [2] M. Nohara, T. Suzuki, Y. Maeno, et al., *Phys. Rev. B* **52**(1), 570 (1995). DOI: 10.1103/PhysRevB.52.570.
- [3] H. Ikuta, N. Hirota, Y. Nakayama, et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**(14), 2166 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevLett.70.2166.
- [4] H. Ikuta, N. Hirota, K. Kishio, K. Kitazawa, *Physica C: Superconductivity* **235**(1), 237 (1994). DOI: 10.1016/0921-4534(94)91357-9.
- [5] A. Nabialek, H. Szymczak, V. V. Chabanenko, *J. Low Temp. Phys.* **139**(1), 309 (2005). DOI: 10.1007/BF02769588.
- [6] S. Ono, Y. Ando, T. Murayama, et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**(3), 638 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.638.
- [7] И. Б. Крынецкий, А. Крапф, В. П. Мартовицкий и др., *Краткие сообщения по физике ФИАН* **38**(12), 3 (2011). DOI: 10.3103/S1068335611120013.
- [8] В. П. Мартовицкий, *ЖЭТФ* **129**(6), 1087 (2006). DOI: 10.1134/S1063776106060094.
- [9] В. П. Мартовицкий, А. Крапф, Л. Дюди, *Письма в ЖЭТФ* **85**(6), 349 (2007). DOI: 10.1134/S0021364007060069.
- [10] И. Б. Крынецкий, В. А. Кульбачинский, Н. П. Шабанова и др., *ЖЭТФ* **143**(5), 1005 (2013). DOI: 10.1134/S1063776113050051.
- [11] И. Б. Крынецкий, В. А. Кульбачинский, М. В. Голубков и др., *ЖЭТФ* **146**(3), 761 (2014). DOI: 10.1134/S1063776114090167.
- [12] P. W. Anderson, *Nature Phys.* **3**(3), 160 (2007). DOI: 10.1038/nphys539.
- [13] H. H. Wen, G. Mu, H. Q. Luo, et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**(6), 067002 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.067002.
- [14] H. Xiao, T. Hu, W. Zhang, et al., *Phys. Rev. B* **90**(21), 214511 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevB.90.214511.
- [15] Y. Wang, L. Li, N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **73**(2), 024510 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevB.73.024510.
- [16] L. Li, Y. Wang, S. Komiyama, et al., *Phys. Rev. B* **81**(5), 054510 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevB.81.054510.
- [17] S. I. Vedenev, D. K. Maude, *Phys. Rev. B* **72**(21), 214514 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.72.214514.
- [18] S. Kawasaki, Z. Li, M. Kitahashi, et al., *Nat. Commun.* **8**(1), 1267 (2017). DOI: 10.1038/s41467-017-01465-9.

Поступила в редакцию 12 октября 2022 г.

После доработки 26 декабря 2022 г.

Принята к публикации 27 декабря 2022 г.