

Аномальное тепловое расширение ВТСП-системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ при низких температурах

© Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова*, И.Б. Крынецкий**, А.П. Русаков*

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

* Московский государственный институт стали и сплавов,
117936 Москва, Россия

** Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

E-mail: golov@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 8 сентября 2005 г.)

В окончательной редакции 17 ноября 2005 г.)

Выполнены измерения теплового расширения при низких температурах в монокристаллах системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с разным уровнем легирования. Изучено влияние магнитного поля на тепловое расширение $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$. Обнаружено аномальное (отрицательное) тепловое расширение при $T \leq 10\text{--}20$ К, характеристики которого зависят от уровня легирования образца. Найдено также сильное влияние умеренного (2–4 Т) магнитного поля на эти характеристики. Результаты эксперимента могут быть объяснены в рамках модели, связывающей аномальное тепловое расширение в ВТСП при низких температурах и сильное влияние магнитного поля на него с изменением стабилизирующей роли волны зарядовой плотности в кислородной подрешетке.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 04-02-16455) и Минобрнауки.

PACS: 74.72.Hs, 65.40.De

1. Введение

За последние годы были проведены многочисленные экспериментальные и теоретические исследования электронных, фононных и других свойств оксидных ВТСП. Тем не менее многие фундаментальные проблемы, касающиеся механизма сверхпроводимости и природы основного состояния в этом классе необычных соединений, до сих пор до конца не выяснены. Считается, что эти системы в исходном состоянии (без легирования) являются диэлектриками с переносом заряда [1]. Энергетическая щель в электронном спектре возникает в них из-за переноса заряда. ВТСП-системы — это неустойчивые кристаллохимические системы. Эта неустойчивость проявляется, в частности, в их температурных зависимостях низкоэнергетической фононной моды в направлении [100] (см. [2]), аномального коэффициента теплового расширения $\alpha(T)$ при низких температурах [3], скоростей ультразвука [4], упругих модулей [5], структурных параметров [6] и других характеристик. На неустойчивость таких систем указывает также сильное влияние магнитных полей на эти аномалии [4,5,7]. В [8] развиты основные идеи, касающиеся влияния сверхструктурного упорядочения на свойства оксидных систем ВТСП, и на их основе предложена физическая модель, предсказывающая возникновение в них аномального теплового расширения при низких температурах и сильное влияние магнитного поля на эту аномалию. В этой модели из анализа новейших экспериментальных данных по спектроскопии ВТСП (нейтронография, ARPES), а также теоретических данных о распределении электронной

плотности показано, что в системах ВТСП должны наблюдаться аномалии $\alpha(T, H)$, которые обусловлены существованием волны зарядовой плотности (ВЗП) в кислородной подрешетке. ВЗП в кислородной подрешетке возникает вследствие спин-пайерлсовского и антиферромагнитного упорядочения в подрешетке ионов меди для купратных ВТСП. При легировании, т.е. с ростом концентрации свободных носителей, а также при увеличении магнитного поля аномалии $\alpha(T, H)$ должны смещаться в область более низких температур, что связано с уменьшением амплитуды ВЗП и потерей структурной устойчивости систем ВТСП. Таким образом, наличие аномалий $\alpha(T, H)$, возможно, является одним из фундаментальных свойств купратных систем ВТСП, требующим тщательных исследований. Причем такие исследования весьма желательно проводить на различных системах ВТСП в широком интервале составов.

Для проверки выводов модели в настоящей работе проведены экспериментальные исследования теплового расширения монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ в широком интервале составов при низких температурах, изучено влияние магнитных полей до 4 Т на температурные зависимости коэффициента теплового расширения, а также роль различных условий, в которых осуществляется эксперимент.

2. Эксперимент: методики, образцы

1) Предложенная модель [8] качественно объясняет наблюдавшиеся ранее аномалии теплового расширения в ряде систем ВТСП [7,9–16]. В настоящей ра-

боте исследовалась система ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$, которая представляет интерес по ряду соображений. Во-первых, это относительно простая система ВТСП, ее кристаллическая решетка содержит в элементарной ячейке всего одну плоскость CuO_2 . Во-вторых, тепловое расширение этой системы при низких температурах подробно не исследовалось (тем более в магнитном поле). В-третьих, влияние легирования в широком интервале составов на тепловое расширение в этой и других купратных системах ВТСП вообще не изучалось. А для системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ хорошие образцы существуют в широкой области составов ($0 \leq x \leq 0.8$). Поэтому важную роль при выборе системы для исследования играло наличие у нас качественных монокристаллов различного состава. Именно из-за этих соображений для исследований была выбрана система $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$.

2) Изменение длины образца $\Delta L/L$ измерялось dilatометрическим методом с помощью тензодатчиков с чувствительностью $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ [17]. Магнитное поле было параллельно направлению, в котором измерялась деформация образца. Калибровка установки проводилась с помощью измерений теплового расширения монокристаллов меди и редкоземельных оксидов с хорошо изученной зависимостью $\alpha(T)$.

3) Исследовались образцы системы ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с разным уровнем легирования. Отметим, что образцы без лантана ($x = 0$), которые имели состав с избытком кислорода $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$, соответствуют случаю сильного легирования („передопированные“) по отношению к концентрации дырок p , особенно при $\delta > 0$. Замена части стронция лантаном приводит к уменьшению концентрации дырок в образце. При этом растет температура перехода образца в сверхпроводящее состояние T_c . Оптимальное легирование с максимальной $T_c = 27\text{--}32$ К (в зависимости от δ и концентрации дефектов) в $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_{6+\delta}$ соответствует $x = 0.4$ [18–20]. При увеличении концентрации лантана ($x > 0.4$) величина T_c уменьшается и при $x \geq 0.8$ возникает диэлектрическая фаза.

4) Образцы системы ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ были приготовлены различными методами: методом безыонной зонной плавки с радиационным нагревом [21]; методом выращивания в газовой камере внутри раствора-расплава [22]; методом выращивания из стехиометрического расплава [23,24].

5) Рентгеновские исследования показали высокое качество приготовленных образцов. Параметры их приведены далее. Отметим, что кристаллы, не содержащие лантана ($x = 0$), были двух типов: с $\delta = 0.18\text{--}0.19$ (образцы типа Vi-A) и с $\delta = 0.10$ (образцы типа Vi-B). Иными словами, монокристаллы типа Vi-A легированы сильнее и имеют более низкие значения T_c по сравнению с образцами типа Vi-B. На структурное совершенство образцов указывает такой факт: в образцах типа Vi-A полуширина кривой качания рефлекса (0016) основной решетки составляла $0.1\text{--}0.2^\circ$.

Параметры кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$

Концентрация La, x	Параметр решетки c , nm	T_c , К	Тип образца
0	2.455	< 4	Vi-A
0	2.460	7.2	Vi-B
0.38	2.443	27	
0.65	2.420	10	
0.72	2.415	8	

Для образцов, легированных лантаном, параметр решетки вдоль оси c определялся по рефлексу (0016). Поскольку изменение величины параметра решетки c практически линейно зависит от концентрации лантана [25], из полученных данных можно было определить среднее содержание лантана в каждой серии образцов. Составы некоторых образцов определялись также с помощью электронного микроанализатора (методом EPMA) и методом энергодисперсного рентгеновского микроанализа (EDX). Наиболее совершенными, как с точки зрения морфологии, так и с точки зрения структуры, являлись кристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.38$ [23,24] ($T_c = 27$ К, оптимальное легирование). Данные рентгеновских измерений хорошо согласуются с данными, полученными методами EPMA и EDX.

Во всех образцах наблюдалась сверхрешеточная модуляция, коррелирующая с величиной критической температуры. В кристаллах с $x = 0.65$ ($T_c = 10$ К) обнаружен один тип модулированной сверхрешетки. В кристаллах с $x = 0.72$ ($T_c = 8$ К) обнаружено два типа модулированной сверхрешетки. Если для монокристаллов первого типа модулированная сверхрешетка ромбическая, близкая по параметрам к модуляции в кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, то для вторых обе сверхрешетки моноклинные. По данным проведенных рентгеновских исследований, параметры модулированной сверхрешетки кристаллов системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ тесно связаны с концентрацией избыточного висмута в позициях стронция и с температурой сверхпроводящего перехода. По-видимому, эти результаты (наличие двух типов модуляции) свидетельствуют о двух различных механизмах замещения атомами лантана позиций в структуре $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_6$.

6) Критические температуры образцов определялись из измерений дифференциальной магнитной восприимчивости. Они приведены далее.

7) Параметры кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ приведены в таблице. Зависимости параметра решетки c наших образцов и T_c от концентрации лантана x совпадают с известными литературными данными. В частности, хорошо известна параболическая зависимость T_c от x с максимумом при $x = 0.35\text{--}0.4$.

8) Тепловое расширение исследовалось на образцах с $x = 0$ (с разным значением δ , $T_c = 4\text{--}7$ К), $x = 0.38$ ($T_c = 27$ К), $x = 0.72$ ($T_c = 8$ К).

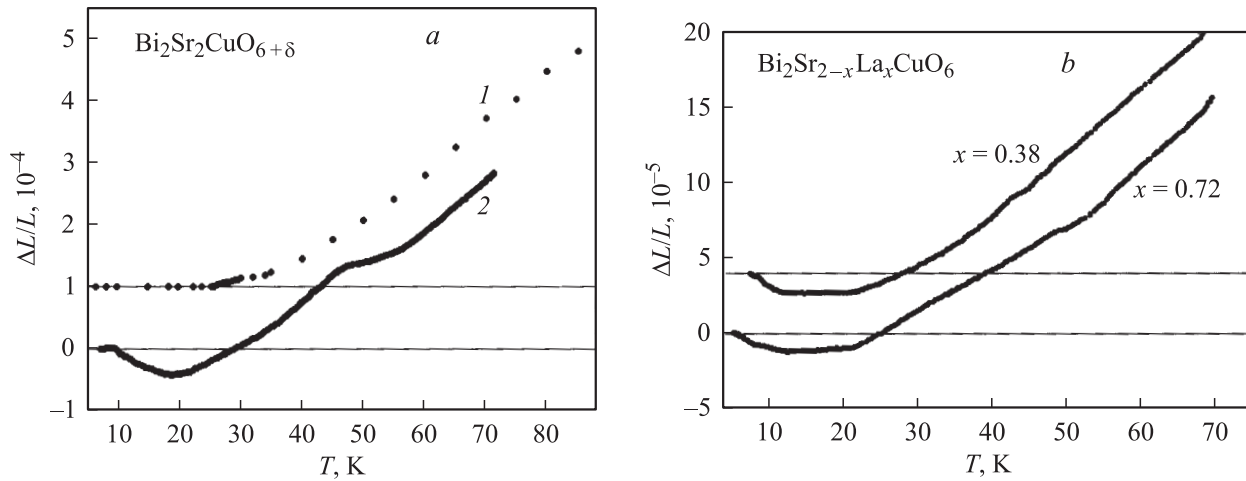


Рис. 1. Температурная зависимость $\Delta L/L$ для образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ с разным δ (а): 1 — $\delta = 0.18-0.19$, 2 — 0.10 ; для образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с разным уровнем легирования x (б). Для ясности кривые смещены по оси ординат: на части а на величину $1 \cdot 10^{-4}$, на части б — на величину $2 \cdot 10^{-5}$.

3. Результаты

3.1. Тепловое расширение в нулевом магнитном поле. На рис. 1 приведены зависимости $\Delta L/L$, полученные в нулевом магнитном поле при низких температурах для четырех образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ разного состава (с разной концентрацией дырок). При этом два образца с $x = 0$ (рис. 1, а) отличаются величиной δ , т.е. уровнем легирования (концентрацией дырок). В образце с $\delta = 0.18-0.19$ (тип Vi-A) концентрация дырок выше, величина T_c ниже, чем в образце с $\delta = 0.10$ (тип Vi-B). Видно, что в области температур $T < 20$ К тепловое расширение аномально, т.е. коэффициент теплового расширения $\alpha = (dL/dT)/L < 0$. Из рисунка также видно, как меняется область аномалии α при изменении уровня легирования. Причем это именно влияние изменения концентрации носителей заряда, которая может изменяться как при изменении количества кислорода, так и при введении лантана. Аномалия теплового расширения в образце с максимальным уровнем легирования (образец типа Vi-A) практически исчезла, осталась лишь область с нулевым коэффициентом теплового расширения.

3.2. Влияние магнитного поля. Влияние магнитного поля $H = 1-4$ Т на тепловое расширение образцов системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ в области аномалии теплового расширения показано на рис. 2. На рис. 2, а приведены кривые для образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Vi-B), не содержащего лантана. Видно, что область аномалии сдвигается в сторону низких температур и уменьшается. Иными словами, магнитное поле подавляет аномалию теплового расширения в этом соединении. На рис. 2, б показано влияние магнитного поля $H = 4.05$ Т на тепловое расширение в области аномалии для образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.72$. Магнитное поле также подавило аномалию теплового расширения в этом образце.

3.3. Влияние экранировки поля. На рис. 3 показаны результаты исследования влияния экранировки магнитного поля образцом, находящимся в сверхпроводящем состоянии. На рис. 3, а показано, как влияет магнитное поле $H = 2.1$ Т на аномалию теплового расширения того же образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.72$ и $T_c = 8$ К. В этом эксперименте образец был охлажден в нулевом поле до гелиевой температуры, затем было включено поле $H = 2.1$ Т и начато измерение теплового расширения при повышении температуры. При самых низких температурах $T \geq 4.6$ К поле $H = 2.1$ Т недостаточно для полного подавления сверхпроводимости образца [18,19], т.е. внешнее поле сильно экранируется и не проникает заметно в образец. Поэтому при $T \approx 4.6-6$ К еще наблюдается аномалия теплового расширения. Таким образом, мы видим конец аномалии при $T \approx 6$ К. При $T \geq 6$ К поле уже проникает в образец и поэтому подавляет аномалию. Вывод из этого эксперимента совпадает с предыдущим выводом о том, что поле сдвигает аномалию теплового расширения в область низких температур и подавляет ее. Отметим, что более сильное магнитное поле $H \approx 4$ Т подавляло аномалию теплового расширения в этом образце при $T \leq 6$ К (рис. 2, б).

Совершенно аналогичная картина наблюдалась для образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.38$ ($T_c = 27$ К). Однако для этого образца верхнее критическое поле $H_{c2} \approx 40$ Т при $T = 6$ К [18,19], и оно значительно больше тех полей, которые мы использовали в своих экспериментах. Поэтому при охлаждении образца в нулевом поле и при включении поля при гелиевых температурах оно не проникает в образец, и аномалия α сохраняется практически до температур, близких к T_c . На рис. 3, б показана температурная зависимость теплового расширения образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.38$ ($T_c = 27$ К), измеренная в поле $H = 4.03$ Т, включенном при гелиевых температурах. Кривая почти аналогична кривой, полученной для

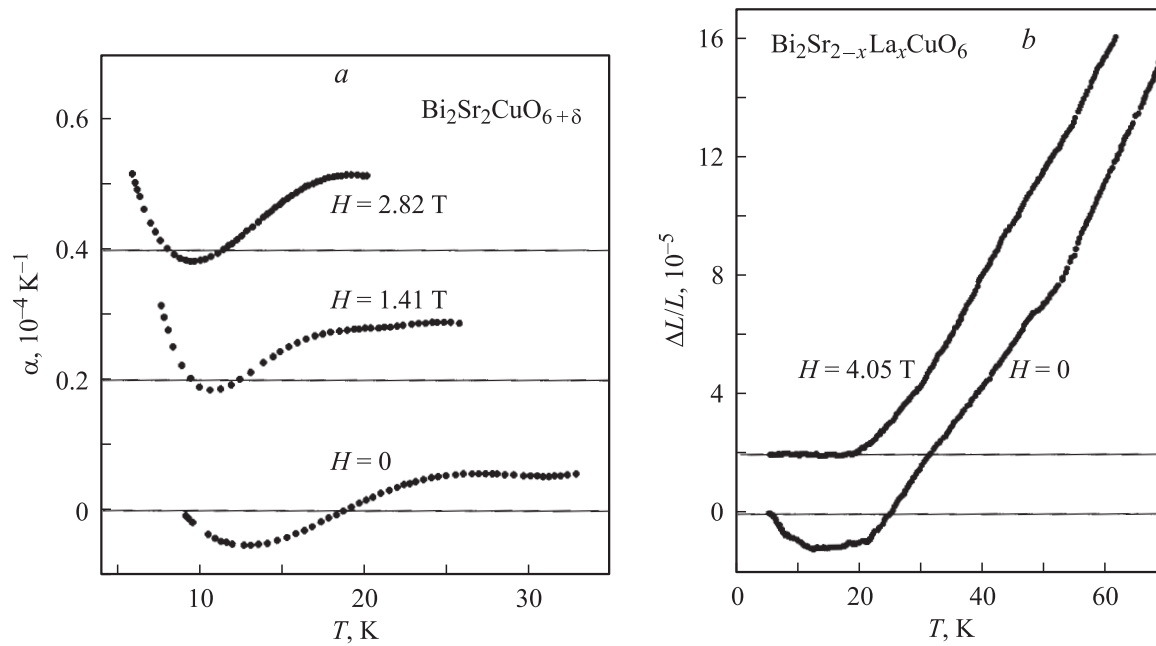


Рис. 2. Влияние магнитного поля на коэффициент линейного теплового расширения $\alpha = (1/L)dL/dT$ монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (образец Bi-B) (a) и величину $\Delta L/L$ монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.72$) (b) при низких температурах в области аномалии $\alpha < 0$. Кривые для $H \neq 0$ для ясности сдвинуты по оси ординат на величины, кратные $2 \cdot 10^5$.

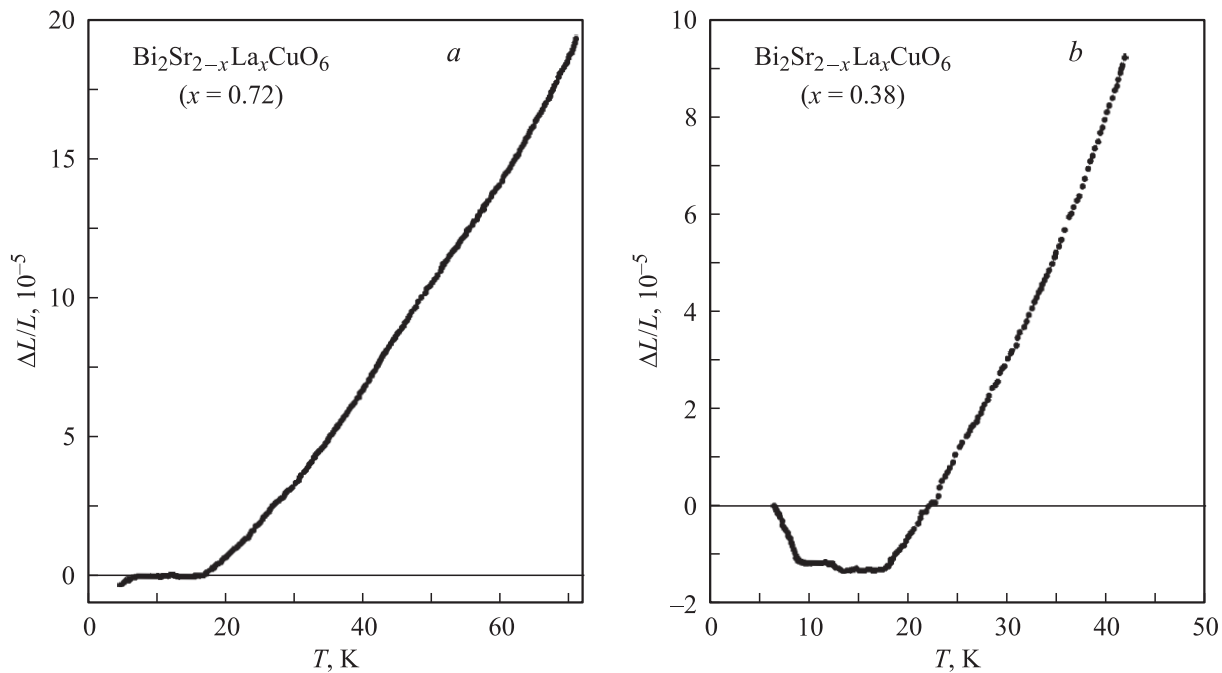


Рис. 3. Тепловое расширение образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.72$ ($T_c = 8 \text{ K}$) в магнитном поле $H = 2.1 \text{ T}$ (a) и $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.38$ ($T_c = 27 \text{ K}$) в магнитном поле $H = 4.03 \text{ T}$ (b). Образцы были охлаждены в нулевом поле до гелиевой температуры, затем было включено магнитное поле и начато измерение теплового расширения при повышении температуры.

этого образца в нулевом магнитном поле (рис. 1, b). Однако подавление аномалии α все же наблюдается в области $T \approx 18\text{--}22 \text{ K}$, когда критическое поле образца заметно уменьшается. Действительно, в нулевом поле (рис. 1, b) величина α становится положительной при

$T \approx 21.5 \text{ K}$, в то время как в поле $H = 4.03 \text{ T}$ величина $\alpha > 0$, начиная с $T \approx 18 \text{ K}$ (рис. 3, b).

3.4. Влияние замороженного поля. Если удастся „заморозить“ поле в образце, то оно должно подавлять аномалию теплового расширения точ-

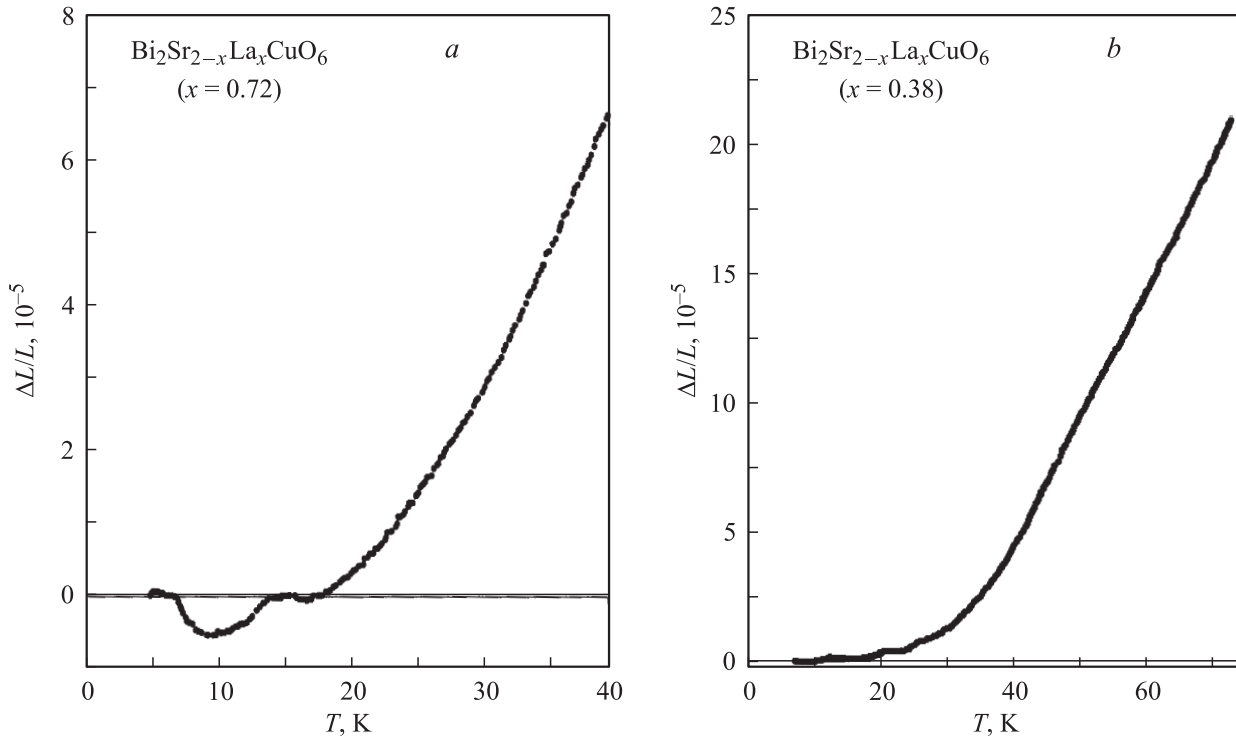


Рис. 4. Влияние замороженного поля на аномалию теплового расширения образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.72$ ($T_c = 8$ К) (а) и $x = 0.38$ ($T_c = 27$ К) (б). Образцы охлаждались в магнитных полях $H = 3.55$ и 3.95 Т от высоких температур до $T = 4.8$ и 6.8 К соответственно. После чего внешнее поле отключалось, и образцы отогревались в нулевом поле.

но так же, как и внешнее поле. Мы провели соответствующие эксперименты. На рис. 4, а показано влияние такого поля на аномалию теплового расширения образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ с $x = 0.72$. В этом эксперименте образец охлаждался в магнитном поле $H = 3.55$ Т от высоких температур до $T = 4.8$ К (критическая температура этого образца 8 К). После чего внешнее поле отключалось, и образец отогревался в нулевом поле. Поскольку магнитное поле частично оказалось „замороженным“ в образце при таком методе охлаждения, оно естественно будет подавлять аномалию теплового расширения. Это мы наблюдаем в области температур $T \approx 4.8\text{--}7$ К. При дальнейшем нагревании образца в районе $T \approx 7$ К сверхпроводимость разрушается, и „замороженное“ поле исчезает. Внешнее поле при этом равно нулю, и аномалия теплового расширения вновь проявляется. Эта аномалия наблюдается до $T \approx 17$ К, после чего, как и в других случаях, температурная зависимость α становится обычной.

Аналогичная картина наблюдалась нами на образце $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.38$). Образец охлаждался в магнитном поле $H = 3.95$ Т до $T = 6.8$ К (критическая температура этого образца 27 К). Затем внешнее поле отключалось, и образец отогревался в нулевом поле. В этом случае „замороженное“ поле должно быть значительно сильнее, чем в случае образца с $T_c = 8$ К, поэтому наблюдается практически полное подавление аномалии теплового расширения (рис. 4, б).

3.5. Влияние дефектов и вакансий кислорода при термоциклированиях. Увеличение концентрации дефектов должно приводить к уменьшению амплитуды ВЗП из-за нарушения периодичности решетки и влиять на положение области аномалии теплового расширения, хотя, конечно, роль дефектов более сложная. Аномалия α должна подавляться при росте концентрации дефектов в образце. Чтобы уменьшить влияние таких дефектов, мы обычно проводили измерения на свежеприготовленных образцах или образцах, покрытых слоем клея БФ для устранения эффекта ухода кислорода при термоциклированиях и связанного с этим образования дефектов типа вакансий. Для проверки сделанного утверждения о влиянии термоциклирования и изменения концентрации дефектов (вакансий кислорода) в образце при охлаждении на аномалию теплового расширения был проведен следующий эксперимент. Образец $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.38$), не покрытый клеем, был измерен после получения, а затем после ряда охлаждений до гелиевых температур с последующим нагреванием до комнатной температуры в парах гелия. На рис. 5 проведено сравнение температурных зависимостей теплового расширения этого образца, полученных после первого измерения и после указанного ряда охлаждений и нагреваний. Видно, что область аномалии теплового расширения заметно уменьшилась по величине и сдвинулась в сторону низких температур. Это согласуется с нашим представлением

о происходящих в образце процессах и накладывает ограничения на качество образцов.

3.6. „Высокотемпературная“ особенность. В образцах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.72$) на кривых $\Delta L/L(T)$ была найдена дополнительная особенность при $T \approx 40\text{--}50$ К. Эта особенность четко видна на рис. 1, а (кривая 2) для кристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ с $\delta = 0.10$ (образец Bi-B). Для наиболее сильно легированного образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ с $\delta = 0.18\text{--}0.19$ (образец Bi-A) эта особенность, по-видимому, сместилась в область $T \approx 30$ К. В образцах $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.72$)

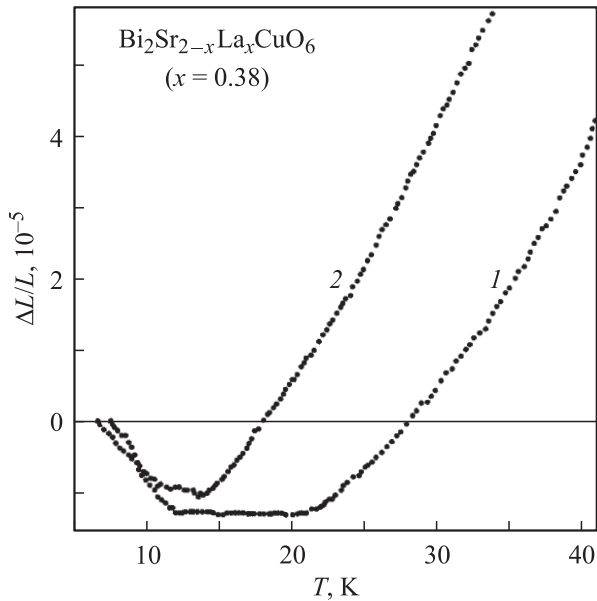


Рис. 5. Сравнение температурных зависимостей теплового расширения образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.38$), полученных после первого измерения (1) и после ряда охлаждений и нагреваний в парах гелия (2).

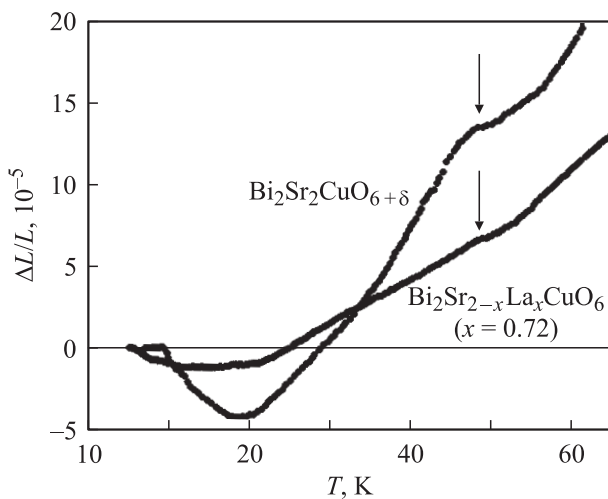


Рис. 6. Сравнение температурных зависимостей теплового расширения образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ и $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.72$), полученных в нулевом магнитном поле $H = 0$. Стрелками показаны „высокотемпературные“ особенности.

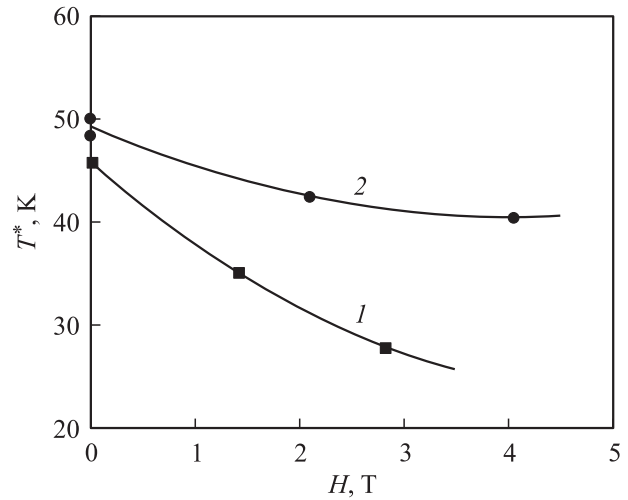


Рис. 7. Зависимость положения „высокотемпературной“ особенности T^* от величины магнитного поля для образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi-B) (1) и $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.72$) (2).

эта особенность выражена менее ярко, однако она довольно четко выделяется. В образцах $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.38$) в исследованной области температур этой особенности не обнаружено. Возможно, она находится при более высоких температурах. На рис. 6 показаны для сравнения температурные зависимости $\Delta L/L$ для образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (образец Bi-A) и $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.72$), полученные в нулевом магнитном поле $H = 0$. Стрелками отмечены указанные особенности на обеих кривых.

Магнитное поле влияло на положение этих особенностей: более сильно в образцах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ и несколько слабее в $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.72$). На рис. 7 (кривая 1) приведена зависимость положения „высокотемпературной“ особенности T^* от величины магнитного поля для образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ (Bi-B). Чтобы более четко выделить положение особенности в образце $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.72$) в разных магнитных полях, была проделана следующая операция: из экспериментальных данных вычиталась температурная зависимость $\Delta L/L$, полученная в области температур выше особенности. Результаты (положения „высокотемпературных“ особенностей T^*) для разных магнитных полей приведены на рис. 7 (кривая 2).

4. Обсуждение

1) Полученные экспериментальные результаты по тепловому расширению монокристаллов системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ согласуются с выводами физической модели, предложенной в [8]. Модель объясняет также наблюдавшиеся ранее в ряде систем ВТСП аномалии теплового расширения [9–16].

2) Изучаемая в настоящей работе купратная система ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ является системой, в которой впервые проведены подробные исследования влияния

легирования в широком интервале составов, в том числе в магнитном поле. Впервые получены экспериментальные данные о влиянии экранировки поля, захваченного магнитного потока, дефектов и вакансий кислорода на аномалии теплового расширения при низких температурах. Весьма интересно провести аналогичные исследования в других системах ВТСП.

3) Наблюдение аномалии теплового расширения при низких температурах и влияния на нее умеренных (2–4Т) магнитных полей в системе $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ в дополнение к ранее обнаруженным в ряде других систем ВТСП усиливает мнение, что такие аномалии являются фундаментальным свойством всех этих систем. Это свойство связано с нестабильностью таких систем. Возникновение сверхструктурного упорядочения (волны зарядовой плотности) позволяет стабилизировать решетку. Такой фундаментальный вывод требует исследования аномалий теплового расширения при низких температурах и в других системах ВТСП, в которых это не было сделано.

4) Для купратной системы $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ зависимость аномалии теплового расширения от уровня легирования качественно оказалась такой же, как для системы $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ [7]. Так же как в $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$, в $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ аномалия теплового расширения в наиболее перелегированном образце (образец Bi-A) практически исчезла. Причем, по рентгеновским данным, этот монокристалл является наиболее совершенным. Одинаковый характер в обеих рассматриваемых системах носит и влияние магнитного поля на аномалию теплового расширения. Качественное сходство аномалий $\alpha(T, H)$ в разных системах ВТСП, например в системах $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$, $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [3] и $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$, указывает на то, что аномалии определяются прежде всего особенностями кислородной (анионной) подрешетки, а не подрешетки ионов металла Cu или Bi. Это указывает на некоторую фундаментальную общность особенностей анионных подрешеток систем ВТСП.

5) Температура T^* , при которой в образцах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_{6+\delta}$ наблюдается „высокотемпературная“ особенность, совпадает с известной из литературы температурой возникновения псевдощели в этой системе [26,27]. Весьма возможно, что наблюдаемая в этих образцах особенность есть проявление псевдощели в тепловом расширении.

Нам неизвестны работы, в которых бы для образцов $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ наблюдалась псевдощель в сильно легированных лантаном (т.е. „недодопированных“) образцах. Известно, что температура возникновения псевдощели падает с ростом зарядового легирования. Однако в работах [28,29] развиваются модели, в которых обосновывается факт падения этой величины в области слабого зарядового легирования ВТСП. Если модели авторов [28,29] верны, то особенность, наблюдаемая в нашем наиболее слабо легированном образце, также есть проявление псевдощели в тепловом расширении. При этом в согласии с другими экспериментами величина T^* в образце $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$ ($x = 0.38$) с $T_c = 27\text{K}$

должна превышать максимальную температуру, при которой мы проводили измерения теплового расширения, и не может наблюдаться в данных экспериментах.

5. Заключение

В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование теплового расширения в области низких температур в системе ВТСП $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CuO}_6$, исследовано влияние на него магнитных полей. Найдено, что в образцах с разным уровнем легирования имеются области с аномальным (отрицательным) коэффициентом теплового расширения при низких температурах. При этом в наиболее „передопированном“ образце аномалия практически исчезает. Обнаружено также аномально сильное влияние магнитного поля на области отрицательного теплового расширения этой системы: магнитные поля напряженностью в несколько Тесла практически полностью подавляли аномалию. Поскольку такие же аномалии ранее наблюдались в ряде других систем ВТСП, мы считаем, что наличие аномалий теплового расширения является фундаментальным свойством систем ВТСП. Наличие этих аномалий отражает существование волны зарядовой плотности и ее стабилизирующую роль в неустойчивых решетках таких систем. Весьма вероятно, что эти структуры существуют только благодаря ВЗП. Возможно, что высокие критические температуры, наблюдаемые при некоторых составах систем ВТСП, также связаны с существованием в них ВЗП.

Авторы благодарят Г.А. Калужную (ФИАН), Д.А. Шулятева (МИСИС), А. Krapf (Humboldt-Universität, Institut für Physik, Berlin, Germany) за предоставление образцов, В.П. Мартовицкого за проведение рентгеновского анализа образцов, С.А. Зверькова и С.Г. Черноок за измерения состава образцов, а также выражают благодарность Я.Г. Пономареву за содействие в проведении данных исследований.

Список литературы

- [1] A. Damascelli, Z. Hussain, Z.-X. Shen. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
- [2] S. Baroni, S. Gironcoli, A. Dal Corso, P. Giannozzi. *Rev. Mod. Phys.* **73**, 515 (2001).
- [3] A.I. Golovashkin, N.V. Anshukova, L.I. Ivanova, I.B. Kri-netskii, A.P. Rusakov. *Physica C* **341–348**, 1945 (2000).
- [4] T. Hanaguri, T. Fukase, T. Suzuki, I. Tanaka, H. Kojima. *Physica B* **194–196**, 1579 (1994).
- [5] M. Nohara, T. Suzuki, Y. Maeno, T. Fujita, I. Tanaka, H. Kojima. *Phys. Rev. B* **52**, 570 (1995).
- [6] S.A. Kivelson, I.P. Bindlos, E. Fradkin, V. Oganessian, J.M. Tranquada, A. Kapitulnik, C. Howald. *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1201 (2003).
- [7] Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, И.Б. Крынецкий, А.П. Русаков. Письма в ЖЭТФ **71**, 9, 550 (2000).

- [8] Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, А.П. Русаков. *ЖЭТФ* **123**, 1188 (2003); А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, А.П. Русаков. Кратк. сообщ. по физике. ФИАН. М. (2006), в печати.
- [9] Н.В. Аншукова, Г.П. Воробьев, А.И. Головашкин, О.М. Иваненко, З.А. Казей, И.Б. Крынецкий, Р.З. Левитин, Б.В. Миль, К.В. Мицен, В.В. Снегирев. *Письма в ЖЭТФ* **46**, 9, 373 (1987).
- [10] M. Lang, A. Höhr, H. Spille, F. Steglich, H. Rietschel, G. Roth, Y. Hidaka, T. Murakami. *Z. Phys. B: Condensed Matter* **74**, 3 (1989).
- [11] H. You, U. Welp, Y. Fang. *Phys. Rev. B* **43**, 3660 (1991).
- [12] H. Ogasawara, M. Matsukawa, K. Noto, H. Kimura. *Proc. Intern. Cryogenic Material Conf. Hawaii* (1994). P. 315.
- [13] Z.J. Yang, M. Yewondwossen, D.W. Lawther, S.P. Ritcey, D.J.W. Geldart, R.A. Dunlap. *J. Supercond.* **8**, 2, 233 (1995).
- [14] Н.В. Аншукова, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, И.Б. Крынецкий, А.П. Русаков, Д.А. Шулятев. *ФТТ* **46**, 8, 1356 (2004); Кратк. сообщ. по физике. ФИАН. М. (2003). В. 8. С. 32.
- [15] Н.В. Аншукова, Б.М. Булычев, А.И. Головашкин, Л.И. Иванова, И.Б. Крынецкий, А.П. Русаков. *ЖЭТФ* **124**, 80 (2003).
- [16] R. Lortz, C. Meingast, D. Ernst, B. Renker, D.D. Lawrie, J.P. Franck. *J. Low Temp. Phys.* **131**, 1101 (2003).
- [17] N.V. Anshukova, A.I. Golovashkin, Y.V. Bugoslavskii, L.I. Ivanova, A.P. Rusakov, I.B. Krinetskii. *J. Supercond.* **7**, 427 (1994).
- [18] Y. Wang, S. Ono, Y. Onose, G. Gu, Y. Ando, Y. Tokura, S. Uchida, N.P. Ong. *Science* **299**, 86 (2003).
- [19] S. Ono, Y. Ando, F.F. Balakirev, J.B. Betts, G.S. Boebinger. *Cond-mat/0408603* (2004).
- [20] M. Schneider, R.-S. Unger, R. Mitdank, R. Müller, A. Krapf, S. Rogaschewski, H. Dwelk, C. Janowitz, R. Manzke. *Cond-mat/0504590* (2005).
- [21] A.M. Aprelev, V.A. Grazhulis, G.A. Shulyatev. *Phys. Low-Dim. Struct.* **10**, 31 (1994).
- [22] Y.I. Gorina, G.A. Kaljushnaia, N.N. Senturina, V.A. Stepanov. *Solid State Commun.* **126**, 557 (2003).
- [23] R. Müller, M. Schneider, R. Mitdank, C. Janowitz, R.-S. Unger, A. Krapf, H. Dwelk, W. Frentrop, R. Manzke. *Physica B* **312–313**, 94 (2002).
- [24] R. Manzke, R. Müller, C. Janowitz, M. Schneider, A. Krapf, H. Dwelk. *Phys. Rev. B* **63**, 100504(R) (2001).
- [25] W.L. Yang, H.H. Wen, Y.M. Ni, J.W. Xiong, H. Chen, C. Dong, F. Wu, Y.L. Qin, Z.X. Zhao. *Physica C* **308**, 294 (1998).
- [26] X.H. Hou, W.J. Zhu, J.Q. Li, J.W. Xiong, F. Wu, Y.Z. Huang, Z.X. Zhao. *Phys. Rev. B* **50**, 496 (1994).
- [27] M. Kugler, Ø. Fischer, C. Renner, S. Ono, Y. Ando. *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4911 (2001).
- [28] И.И. Амелин. *Письма в ЖЭТФ* **70**, 1, 24 (1999).
- [29] E.V.L. de Mello, E.S. Caixeiro, J.L. Conzález. *Phys. Rev. B* **67**, 024 502 (2003).