Физика низких температур, 1997, т. 23, № 4, с. 458–464

Роль атомов La в формировании аномалии низкотемпературной теплоемкости в купратах La_2CuO_4 , $La_{2-x}M_xCuO_4$ (M = Sr, Ba) и $Nd_{2-x}La_xCuO_4$

К. А. Квавадзе, М. М. Надареишвили, Г. Г. Басилия, Д. Д. Игитханишвили, Л. А. Тархнишвили, Ш. В. Двали

Институт физики АН Грузии, Грузия, 380077, г. Тбилиси, ул. Тамарашвили, 6
E-mail: karlo@physics.iberiapac.ge

Статья поступила в редакцию 13 августа 1996 г.

Методом импульсной дифференциальной калориметрии исследована низкотемпературная теплоемкость купратов (La_2CuO_4 , $La_{2-x}M_xCuO_4$ (M = Sr, Ba) и $Nd_{2-x}La_xCuO_4$) в интервале температур 2–45 K. Обнаружено, что коэффициент линейного члена теплоемкости остается постоянным во всем исследованном интервале температур. Показана особая роль атомов La в формировании аномалии в акустической области фононного спектра этих соединений вблизи 6 мэВ, связанная со специфичностью взаимодействия этих атомов с окружением.

Методом імпульсної диференціальної калориметрії досліджено низькотемпературну теплоємність купратів (La_2CuO_4 , $La_{2-x}M_xCuO_4$ (M = Sr, Ba) і $Nd_{2-x}La_xCuO_4$) в інтервалі температур 2–45 K. Виявлено, що коефіцієнт лінійного члена теплоємності залишається постійним в усьому дослідженому інтервалі температур. Показано особливу роль атомів La у формуванні аномалії в акустичній області фононного спектра цих сполук поблизу 6 меВ, що пов'язана із специфічністю взаємодії цих атомів з оточенням.

PACS: 74.25.Bt

В ряде теоретических [1,2] и экспериментальных [3–6] работ отмечается высокая плотность состояний в низкочастотной области фононного спектра высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) $La_{2-x}M_xCuO_4$. Изучение особенностей фононного спектра ВТСП крайне важно, поскольку если в обычных сверхпроводниках электрон-фононное взаимодействие обусловливает сверхпроводящий переход, то понимание роли фононов в сверхпроводниках нового типа представляет особый интерес для установления механизма сверхпроводимости в этих системах. В [2] высокая плотность состояний в низкочастотной области фононного спектра связывается с ангармоническими колебаниями слабосвязанных атомов, создающих мягкие моды. Высказывается предположение, что взаимодействие сверхпроводящих носителей заряда с атомами, ответственными за возникновение мягких ангармонических мод, непосредственно влияет на процесс спаривания носителей заряда и температуру сверхпроводящего перехода T_c .

Калориметрические исследования лантановых систем показали, что выше 7 K отклонение от закона T^3 становится значительным и наблюдается более резкий рост теплоемкости [6–10]. Было высказано предположение о существовании в плотности состояний фононов дополнительного эйнштейновского пика. На своеобразие низкочастотного фононного спектра этих объектов указывают и результаты [5]. В спектрах неупругого рассеяния и дифракции нейтронов в соединении $La_2CuO_{4-\delta}$ была обнаружена линия с энергией около 6 мэВ, интенсивность которой уменьшалась с введением примеси Sr и увеличивалась с уменьшением температуры [3]. Основываясь на температурной зависимости интенсивности этой линии, авторы связывают эту особенность с магнитным характером соответствующего ей возбуждения. Однако в работе [4] на основании исследования рамановских спектров $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ высказана иная точка зрения относительно природы происхождения полосы при 50 $см^{-1}$ (~ 6 мэВ). Проводя аналогию между этими спектрами и рамановскими спектрами системы K_2MnF_4 , имеющей аналогичную La_2CuO_4 структуру, авторы пришли к заключению, что в лантановой системе должна существовать слабая полоса при 50 $см^{-1}$, связанная с колебательной модой атомов La симметрии E_g .

© К. А. Квавадзе, М. М. Надареишвили, Г. Г. Басилия, Д. Д. Игитханишвили, Л. А. Тархнишвили, Ш. В. Двали, 1997

Цель настоящей работы — исследование особенностей низкочастотной области фононного спектра ВТСП на основе лантана. Для решения этой задачи наиболее эффективно изучение вызванных этими особенностями изменений низкотемпературной теплоемкости методом дифференциальной калориметрии ввиду высокой чувствительности этой физической характеристики к деформациям фононного спектра в акустической области. Только детальное знание характера этих особенностей позволит с большой точностью выделить и исследовать теплоемкость сверхпроводящих носителей заряда, которая составляет малую часть от общей теплоемкости этих материалов.

Измерения проводились в интервале температур 2–45 K на разработанном нами высокочувствительном адиабатическом импульсном дифференциальном калориметре [11], который, в отличие от существующих ныне дифференциальных калориметров непрерывного нагрева, позволяет определить разность теплоемкостей исследуемых образцов в равновесных условиях. Предметом исследований были следующие объекты: La_2CuO_4, $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ($x = 0{,}05$; 0,1), $La_{2-x}Ba_xCuO_4$ ($x = 0{,}13$; 0,15) и $Nd_{2-x}La_xCuO_4$ ($x = 0{,}2$; 04; 0,7). Образцы La_2CuO_4, $La_{2-x}M_xCuO_4$ и $Nd_{2-x}La_xCuO_4$ были изготовлены стандартным методом твердофазной реакции спекания окислов соответствующих материалов. Методом рентгеноструктурного анализа в исследуемых объектах не обнаружено наличие другой фазы.

Соединение La_2CuO_4, не обладающее сверхпроводящими свойствами, становится сверхпроводником при введении определенного количества примеси стронция или бария ($0{,}05 < x < 0{,}25$). При $x < 0{,}05$ соединение является диэлектриком, а при $x > 0{,}25$ обладает металлическими свойствами. Замена трехвалентного La на двухвалентный Sr (Ba) приводит к появлению в соединении дырок, и сверхпроводимость в $La_{2-x}M_xCuO_4$ (M = Sr, Ba) носит дырочный характер [12]. Семейство сверхпроводников на основе Nd_2CuO_4 представляет собой класс высокотемпературных сверхпроводников, в которых носителями заряда являются не дырки, а электроны. Эти соединения имеют T'-структуру, отличающуюся от T-структуры La_2CuO_4 расположением атомов кислорода (вокруг Cu), которые в T-структуре помещены в вершинах октаэдров, а в T'-структуре лежат в одной плоскости в вершинах квадратов.

На рис. 1,*а* представлены температурные зависимости разности теплоемкостей $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и

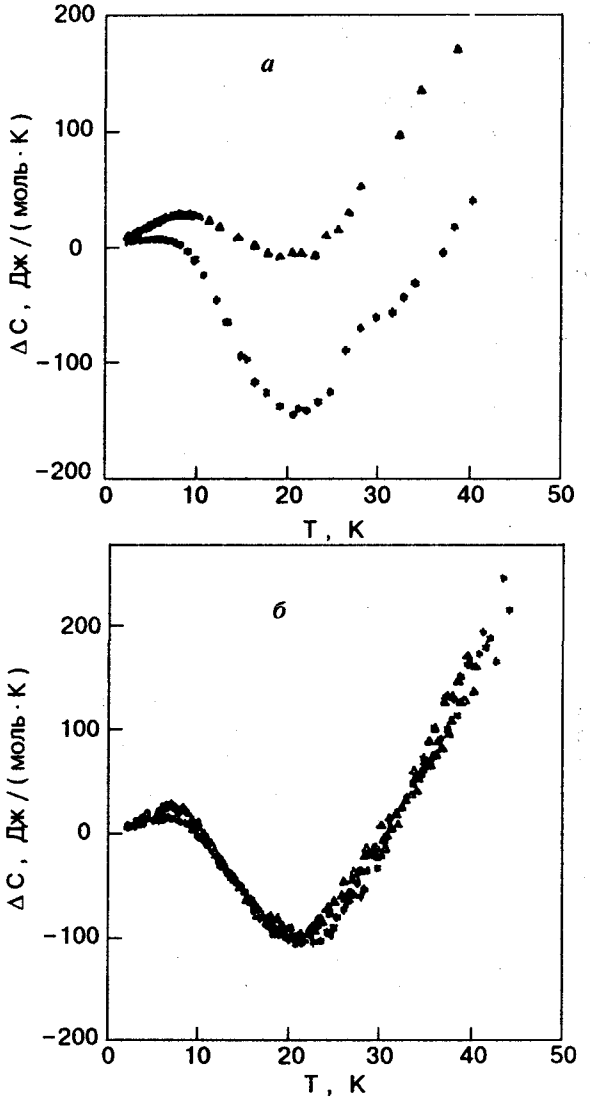

Рис. 1. Температурные зависимости разности теплоемкостей $La_{2-x}M_xCuO_4$ и La_2CuO_4: *а* — M = Sr, $x = 0{,}05$ (△) и 0,10 (*); *б* — M = Ba, $x = 0{,}13$ (△) и 0,15 (*).

La_2CuO_4, а на рис. 1,*б* — аналогичные зависимости в случае примеси Ba. (Как в данном случае, так и во всех экспериментах настоящей работы, разность теплоемкостей $\Delta C(T)$ измерялась для образцов, содержащих одинаковое количество атомов.) Как видно из этих рисунков, наблюдаемые аномалии разности теплоемкостей имеют сложный вид: при низких температурах (8–10 K) имеются максимумы $\Delta C(T)$, а при температуре 22 K — минимумы для обоих видов примеси.

Для анализа полученных экспериментальных данных теплоемкость La_2CuO_4, как общепринято, представим в виде суммы $C_0(T) = \gamma_0 T + C_{0ph}(T)$, а с примесью Sr (Ba) — в виде $C(T) = \gamma T + C_{ph}(T)$.

Тогда $\Delta C(T) = (\gamma - \gamma_0)T + \Delta C_{ph}(T)$ (γ_0 и γ — коэффициенты остаточных линейных членов теплоемкостей La_2CuO_4 и $La_{2-x}M_xCuO_4$ соответственно). В наших экспериментах теплоемкость сверхпроводящих носителей заряда в $La_{2-x}M_xCuO_4$ ниже 25 K не существенна по сравнению с наблюдаемыми эффектами, поэтому ею можно пренебречь. Поскольку точность наших измерений абсолютной теплоемкости такая же, как и классического импульсного метода, мы не смогли зафиксировать линейный член теплоемкости La_2CuO_4. По-видимому, коэффициент линейного члена γ_0 столь мал, что лежит в пределах ошибки эксперимента. С хорошим приближением можно допустить, что $\gamma_0 \approx 0$, и при температурах ниже 7 K $\Delta C(T)$ можно представить в виде $\Delta C(T) = \gamma T + \Delta\beta T^3$. Зависимости $\Delta C/T = f(T^2)$ в области низких температур (2–7 K) близки к линейным и их экстраполяция до пересечения с осью ординат дает значения коэффициента остаточного линейного члена теплоемкости в мДж/(моль·K^2): $\gamma^{Sr}_{0,05} = 4{,}3$, $\gamma^{Sr}_{0,1} = 2{,}0$, $\gamma^{Ba}_{0,13} = 3{,}2$, $\gamma^{Ba}_{0,15} = 4{,}4$ [6]. Эти значения γ хорошо укладываются на концентрационную зависимость $\gamma(x)$, полученную в [13,14]. В обоих случаях зависимости $\Delta C/T = f(T^2)$ имеют отрицательный наклон ($\Delta\beta < 0$), свидетельствующий об уменьшении фононной части низкотемпературной теплоемкости при введении в матрицу примесей замещения Sr и Ba.

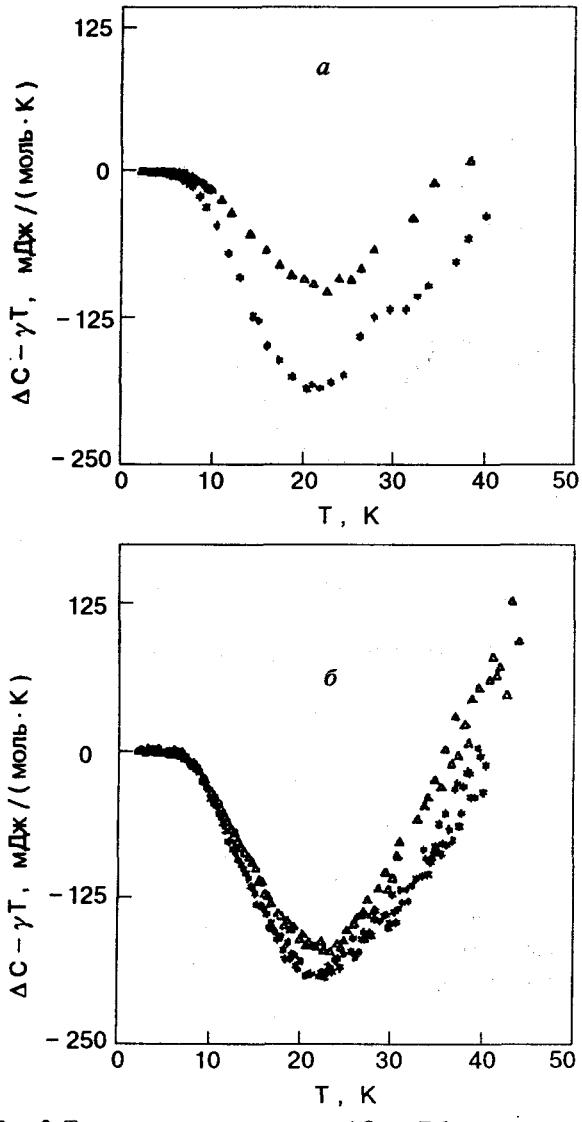

Рис. 2. Температурные зависимости $\Delta C - \gamma T$ фононных частей теплоемкостей $La_{2-x}M_xCuO_4$ и La_2CuO_4: *а* — M = Sr, $x = 0{,}05$ (△) и 0,10 (*); *б* — M = Ba, $x = 0{,}13$ (△) и 0,15 (*).

В результате вычитания члена γT из величины разности теплоемкостей $\Delta C(T)$ низкотемпературные максимумы при $T \approx 8$–10 K исчезают (рис. 2) (т.е. они обусловлены наличием в теплоемкости примесных образцов остаточного линейного члена) и хорошо видны «отрицательные» пики фононных частей разности теплоемкостей при $T \approx 22$ K для всех концентраций обоих видов примеси.

Для объяснения причины возникновения узкого «отрицательного» пика на температурной зависимости разности фононных частей теплоемкостей, т.е. существенного уменьшения фононной части теплоемкости $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ по сравнению с теплоемкостью La_2CuO_4 в интервале 2–40 K, воспользуемся результатами, полученными нами ранее при исследовании модельных твердых тел — ионных кристаллов.

В [15] теоретически предсказано, что введение в кристалл тяжелых примесей должно привести к появлению резонансных колебаний в акустической области фононного спектра и, следовательно, к существенному увеличению низкотемпературной теплоемкости. Согласно этой теории, разность теплоемкостей $\Delta C(T)$ между примесным и чистым кристаллами должна иметь широкий максимум, простирающийся от гелиевых до дебаевских температур. Эксперименты, проведенные на металлах, показали хорошее согласие с теоретическими предсказаниями [16,17]. Однако резонансное увеличение плотности состояний в низкочастотной области фононного спектра при введении тяжелых примесей в легкую матрицу KCl [18–20] привело к появлению неожиданно узкого максимума на зависимостях $\Delta C(T)$. Появление такого узкого максимума на $\Delta C(T)$ было объяснено в теоретической работе [21]. В расчетах учитывались ионные мас-

сы и короткодействующие межионные взаимодействия.

В лантановой системе наблюдается обратная картина: введение примеси Sr вызывает уменьшение уже существующего в чистом (исходном) образце La_2CuO_4 резкого пика в плотности состояний фононного спектра вблизи 6 мэВ ($50\,см^{-1}$), что и приводит к формированию узкого «отрицательного» пика на температурной зависимости разности фононных частей теплоемкостей примесного и чистого образцов. Введение в матрицу La_2CuO_4 примеси Ba, так же как и Sr, приводит к формированию узкого «отрицательного» пика в разности фононных частей теплоемкостей, т.е. к уменьшению существующего в исходном материале La_2CuO_4 пика при ~ 6 мэВ в акустической области фононного спектра. Выяснению природы происхождения этой аномалии в фононном спектре системы La–Cu–O в основном и посвящена дальнейшая часть предлагаемой работы.

На рис. 3 представлены температурные зависимости функции $\Delta C - \gamma T$, нормированные на концентрацию Sr (рис. 3,*а*) и Ba (рис. 3,*б*). Видно, что для каждого вида примеси кривые, относящиеся к разным концентрациям, хорошо совпадают друг с другом. Необходимо подчеркнуть, что такое совпадение кривых происходит только в том случае, когда из экспериментальных зависимостей $\Delta C(T)$ (рис. 1) во всем температурном интервале вычитается вклад линейного члена теплоемкости для каждой концентрации примеси (соответствующие значения γ приведены выше). Такое хорошее совпадение однозначно доказывает, что остаточный линейный член теплоемкости присутствует во всем исследованном интервале температур (2–45 K), а значение его коэффициента, определенное при низких температурах, остается постоянным в этом температурном диапазоне. Наблюдаемая картина (рис. 3) также указывает на то, что величина аномалии низкотемпературной теплоемкости пропорциональна концентрации примеси (в исследуемой области концентраций).

Сравнение рис. 3,*а* и 3,*б* показывает, что величина аномалии фононных частей теплоемкостей зависит также и от вида примеси. Введение примесей как Sr, так и Ba, замещающих атомы La в матрице La_2CuO_4, приводит к перекачке плотности состояний фононов из низкочастотной области спектра (~ 6 мэВ) в область более высоких частот [6]. Однако общее уменьшение плотности состояний при низких частотах в случае Sr более существенно, чем и обусловлено наличие более интенсивного «отрицательного» пика на температурной зависимости разности фононных частей теплоемкостей, рассчитанных на единичную концентрацию примеси.

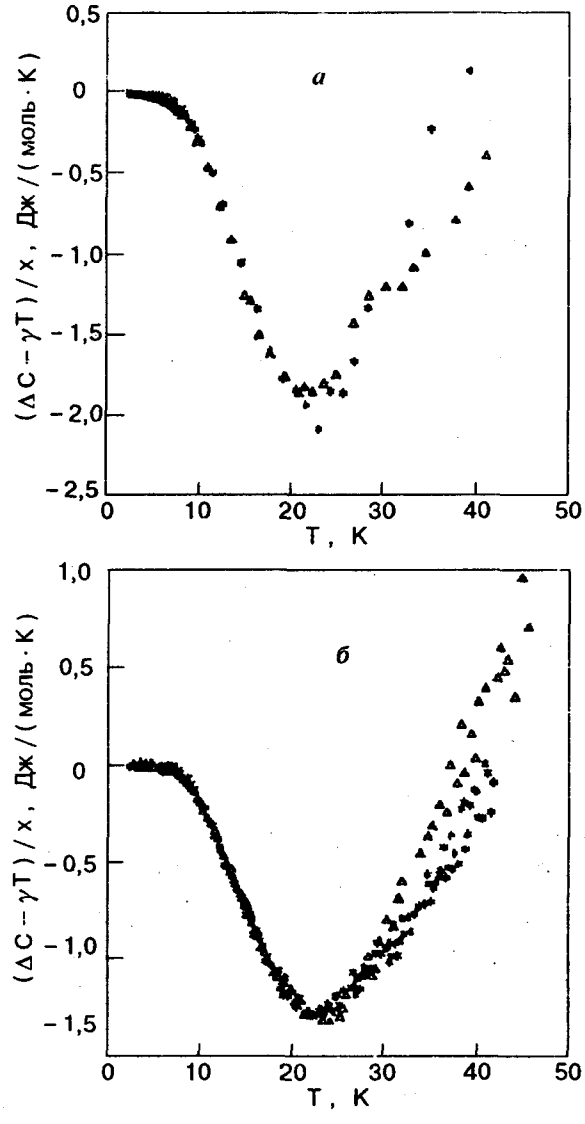

Рис. 3. Температурные зависимости $(\Delta C - \gamma T)/x$ фононных частей теплоемкостей $La_{2-x}M_xCuO_4$ и La_2CuO_4: *а* – M = Sr, $x = 0{,}05$ (△) и 0,10 (*); *б* — M = Ba, $x = 0{,}13$ (△) и 0,15 (*).

Принято считать, что уменьшение плотности состояний в низкочастотной области фононного спектра (следовательно, и уменьшение теплоемкости) обусловлено либо введением легкой примеси в матрицу, либо усилением силовых постоянных связи примеси с соседями. Массы Ba и La очень близки, следовательно, смещение частот может быть обусловлено только усилением силовых постоянных взаимодействия примеси Ba с ближайшими соседями. Одной из причин этого может быть разница в ионных радиусах. Ионный радиус

Ва значительно больше ионного радиуса замещаемого им иона La ($r_{Ba^{2+}} = 1{,}35$ Å, $r_{La^{3+}} = 1{,}15$ Å). Введение примеси большого размера должно приводить к искажению решетки и усилению силовых постоянных вблизи данного дефекта. Усиление взаимодействия между атомами вблизи дефекта, в свою очередь, должно привести к смещению низкочастотной колебательной моды при 50 $см^{-1}$ в область более высоких частот [6]. В случае примеси Sr смещение частот более существенно: по-видимому, в данном случае срабатывают оба фактора — легкая примесь и усиление силовых постоянных. В результате при введении примеси Sr формируется более интенсивный «отрицательный» пик на температурной зависимости $\Delta C - \gamma T$.

Выше указывалось, что среди исследователей нет единой точки зрения на причину возникновения пика при ~ 6 мэВ [3,4]. Как видно из рис. 3, величина аномалии низкотемпературной теплоемкости пропорциональна концентрации примесей Sr (Ba) в La_2CuO_4. Отсюда следует, что интенсивность пика при ~ 6 мэВ линейно уменьшается с ростом концентрации примеси, свидетельствуя в пользу фононного характера происхождения этой особенности.

Для выяснения природы происхождения аномалии в фононном спектре La_2CuO_4 и $La_{2-x}M_xCuO_4$ (M = Ba, Sr) нами был проведен цикл экспериментов на образцах $Nd_{2-x}La_xCuO_4$ ($x = 0{,}2$; 0,4; 0,7), представляющих основу нового класса высокотемпературных сверхпроводников. Поскольку массы и ионные радиусы La и Nd близки, интересно изучить поведение атомов La (которые в данном случае являются не элементами матрицы, а примесью замещения) в решетке Nd_2CuO_4.

На рис. 4 представлены температурные зависимости разности теплоемкостей $Nd_{1,8}La_{0,2}CuO_4$ и $Nd_{1,3}La_{0,7}CuO_4$ (рис. 4,*а*), а также $Nd_{1,6}La_{0,4}CuO_4$ и $Nd_{1,3}La_{0,7}CuO_4$ (рис. 4,*б*). При низких температурах в соединении Nd_2CuO_4 имеет место антиферромагнитное упорядочение ионов Nd^{3+} и в теплоемкости ниже 3 К наблюдается пик, обусловленный антиферромагнитным переходом [22]. На рис. 4 ниже 10 К видно правое крыло этого перехода. Вычитая из экспериментальных данных $\Delta C(T)$, представленных на этих рисунках, соответствующие экспоненциальные вклады антиферромагнитных переходов $\Delta C_{AF}(T)$ (показаны пунктиром на рис. 4), получаем ярко выраженные пики на температурных зависимостях разности теплоемкостей $\Delta C - \Delta C_{AF}$ (рис. 5). Полученные картины подобны представленным на рис. 1 температурным зависимостям разности теплоемкостей образцов $La_{2-x}M_xCuO_4$ и La_2CuO_4. Большой разброс точек при низких температурах на рис. 5 обусловлен следующим. Хотя относительная ошибка измерений разности теплоемкостей мала и для каждой температуры остается постоянной, однако при измерении таких эффектов, как, например, антиферромагнитный переход, абсолютная ошибка в определении малых величин $\Delta C - \Delta C_{AF}$ будет существенной. Этот разброс точек при низких температурах не позволяет определить разность коэффициентов линейных членов теплоемкостей $\Delta\gamma$ для исследуемых образцов и эталона ($Nd_{1,3}La_{0,7}CuO_4$) и построить зависимости $\Delta C_{ph}(T)$ (существование

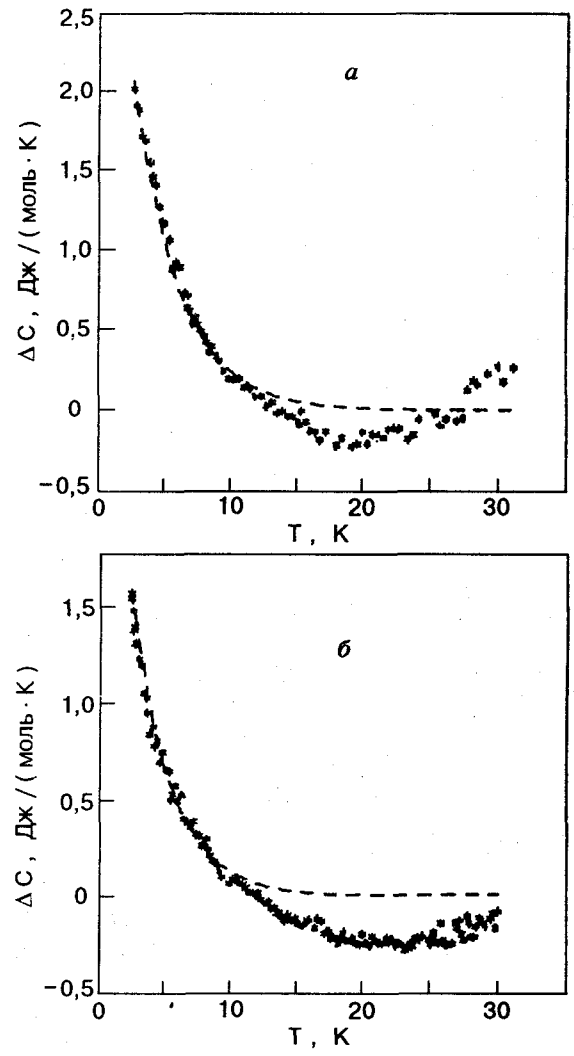

Рис. 4. Температурные зависимости разности теплоемкостей $Nd_{2-x}La_xCuO_4$ и $Nd_{1,3}La_{0,7}CuO_4$ при $x = 0{,}2$ (*а*) и 0,4 (*б*). Пунктиром показан антиферромагнитный экспоненциальный вклад ΔC_{AF}.

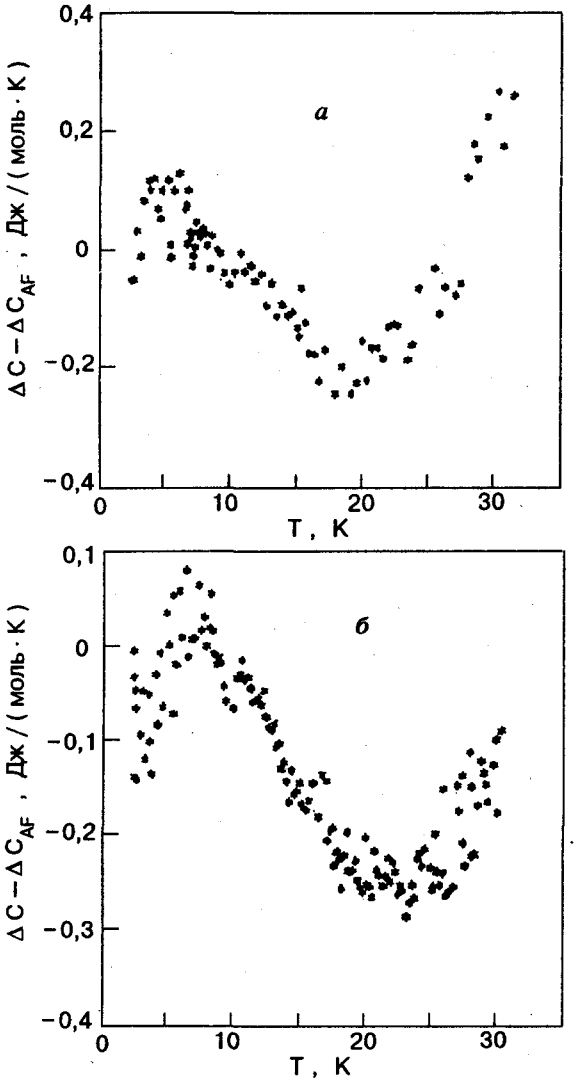

Рис. 5. Температурные зависимости разности теплоемкостей $Nd_{2-x}La_xCuO_4$ и $Nd_{1,3}La_{0,7}CuO_4$ с вычетом соответствующих антиферромагнитных вкладов: $x = 0{,}2$ (*а*); 0,4 (*б*).

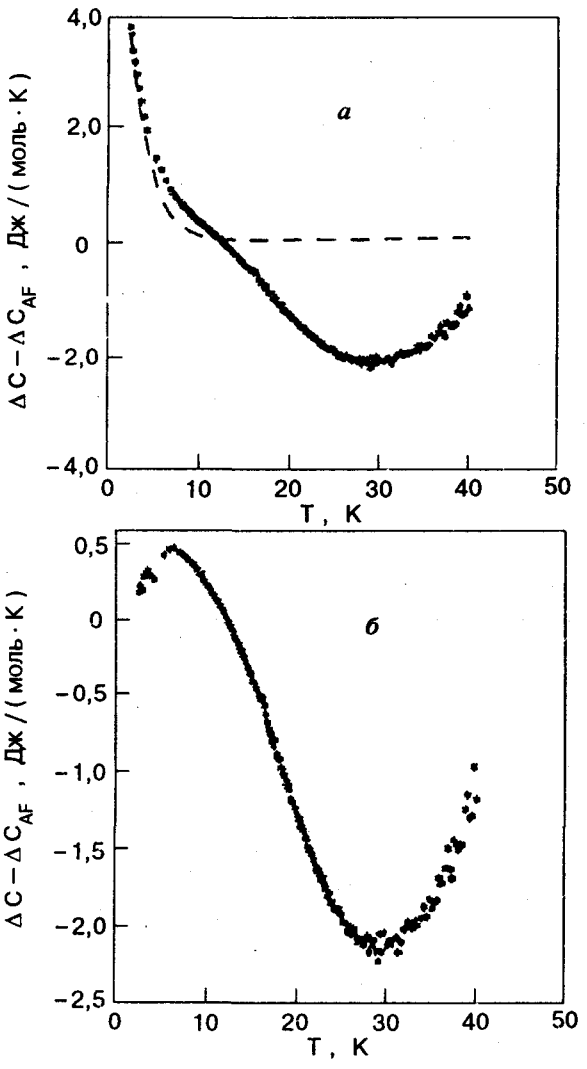

Рис. 6. Температурные зависимости разности теплоемкостей $Nd_{1,6}La_{0,4}CuO_4$ и La_2CuO_4 с учетом соответствующего антиферромагнитного экспоненциального вклада ΔC_{AF} (показан пунктиром) (*а*) и без учета этого вклада (*б*).

линейного члена теплоемкости в антиферромагнитной фазе $Nd_{2-x}La_xCuO_4$ будет показано ниже). Ясно, что вычитание вклада γT из разности $\Delta C - \Delta C_{AF}$ для $Nd_{2-x}La_xCuO_4$, т.е. выделение разности фононных частей теплоемкостей, более ярко проявило бы отрицательные пики на полученных таким образом зависимостях аналогично наблюдаемым в $La_{2-x}M_xCuO_4$ (сравните рис. 1 с рис. 2).

На рис. 6,*а* представлены результаты измерений температурной зависимости разности теплоемкостей $Nd_{1,6}La_{0,4}CuO_4$ и La_2CuO_4; пунктиром показан экспоненциальный вклад в теплоемкость. Температурная зависимость $\Delta C - \Delta C_{AF}$, полученная из экспериментальных данных $\Delta C(T)$ после вычета антиферромагнитного вклада (рис. 6,*б*), подобна температурной зависимости разности теплоемкостей $La_{2-x}M_xCuO_4$ и La_2CuO_4 (рис. 1). При низких температурах (2–12 K) наблюдается явно выраженный интенсивный максимум, появление которого (как и в случае $La_{2-x}M_xCuO_4$) указывает на наличие линейного члена γT в теплоемкости $Nd_{1,6}La_{0,4}CuO_4$. Точно определить величину коэффициента линейного члена не удается из-за указанной выше причины разброса точек при низких температурах, но оценка величины γ дает значение ≈ 90 мДж/(моль·K^2). Такое большое значение коэффициента линейного члена для этих соединений не удивительно, оно по порядку величины согласуется с результатами работы [22], в

которой существование линейного члена зафиксировано в области 16–30 К, т.е. выше антиферромагнитного перехода. Как следует из полученных нами результатов, линейный член существует также и в антиферромагнитной фазе $Nd_{2-x}La_xCuO_4$.

Итак, из полученных нами экспериментальных данных следует, что в La_2CuO_4 (T-структура) существует аномалия в низкочастотной области фононного спектра — пик плотности состояний вблизи 6 мэВ. Введение Sr, являющегося для данной решетки легкой примесью, приводит к уменьшению этого пика и перекачке плотности состояний фононов в более высокочастотную область. Примесь Ba, которая незначительно отличается от La по массе, но имеет больший ионный радиус (усиливаются силовые постоянные связи данной примеси с окружением), также уменьшает этот пик. Введение примеси Nd, которая почти не отличается от La ни массой, ни ионным радиусом, тем не менее вновь приводит к уменьшению пика при ~ 6 мэВ и перекачке плотности состояний фононов к более высоким частотам (эталоном во всех этих экспериментах служит La_2CuO_4). Анализ экспериментов, в которых La выступает в роли примеси замещения в решетке Nd_2CuO_4 (сравниваются теплоемкости $Nd_{2-x}La_xCuO_4$ и $Nd_{1,3}La_{0,7}CuO_4$), показывает, что введение примеси La даже в решетке структуры T' формирует пик при ~ 6 мэВ в низкочастотной области фононного спектра.

Суммируя сказанное выше, приходим к заключению, что в купратах (La_2CuO_4, $La_{2-x}M_xCuO_4$, $Nd_{2-x}La_xCuO_4$), в решетке которых присутствуют атомы La, формируется аномалия в акустической области фононного спектра вблизи 6 мэВ, за которую ответственны атомы лантана. Это связано, по нашему мнению, со специфическими свойствами взаимодействия атомов La с окружением, обусловленного особенностью строения электронной оболочки этого элемента: атомы La слабо связаны с ближайшими атомами кислорода и создают мягкие динамические конфигурации, которые формируют мягкие колебательные моды в фононном спектре.

Авторы выражают благодарность проф. Ж. Харадзе и проф. З. Саралидзе за поддержку и дискуссии, проф. Д. Ф. Бреверу и проф. А. Л. Томсону (Суссекский университет) за постоянный интерес к работе.

1. R. E. Cohen, W. E. Pickett, and H. Krakauer, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 831 (1989).
2. А. П. Жернов, *СФХТ* **2**, № 11, 13 (1989).
3. A. V. Belushikin, E. A. Goremychkin, et al., *Physica* **B156–157**, 906 (1989).
4. S. Blumenroeder, E. Zirngiebl, I. D. Thompson, P. Killough, J. L. Smith, and Z. Fisk, *Phys. Rev.* **B35**, 8840 (1987).
5. J. W. Loram, K. A. Mirza, et al., *Physica* **C162–164**, 498 (1989).
6. К. А. Квавадзе, Г. Г. Басилия, Д. Д. Игитханишвили, М. М. Надареишвили, Л. А. Тархишвили, *СФХТ* **6**, 1823 (1993).
7. Kitazawa Koichi, Atake Toore, et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, pt. 2, **26**, 751 (1987).
8. A. P. Ramirez, B. Batlogg, G. Aeppli, R. J. Cava, and E. Rieman, *Phys. Rev.* **B35**, 8833 (1987).
9. I. M. Ferreira, B. W. Lee, Y. Dalichaouch, M. S. Torikachvili, K. N. Yang, and M. B. Maple, *Phys. Rev.* **B37**, 1580 (1988).
10. A. Amato, R. A. Fisher, N. E. Phillips, and J. B. Torrance, *Physica* **B165–166**, 1337 (1990).
11. К. А. Квавадзе, М. М. Надареишвили, *Патент № 1610415* (1991).
12. J. R. Hirsch and S. Tang, *Phys. Rev.* **B40**, 2179 (1989).
13. M. Kato, Y. Maeno, and T. Fujita, *Physica* **C152**, 116 (1988).
14. K. Kumagai, Y. Nakamichi, I. Watanabe, Y. Nakamura, H. Nakajima, and N. Wada, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 724 (1988).
15. Ю. Каган, Я. А. Иосилевский, *ЖЭТФ* **45**, 819 (1963).
16. Г. Х. Панова, Б. Н. Самойлов, *ЖЭТФ* **49**, 456 (1965).
17. J. A. Cape, G. W. Lehman, et al., *Phys. Rev. Lett.* **16**, 892 (1966).
18. A. V. Karlsson, *Phys. Rev.* **B2**, 3332 (1970).
19. G. E. Augst and K. A. Kvavadze, *Phys. Status Solidi* **B72**, 103 (1975).
20. К. А. Квавадзе, Л. А. Тархнишвили, *Сообщения АН Груз. ССР* **114**, 293 (1984).
21. R. K. Gupta and A. K. Singh, *Solid State Commun.* **29**, 607 (1979).
22. A. Tigheza, R. Kuentzler, et al., *Physica* **B165–166**, 1331 (1990).

The role of La atoms in the formation of a low temperature heat capacity anomaly in the cuprates La_2CuO_4, $La_{2-x}M_xCuO_4$ (M = Sr, Ba) and $Nd_{2-x}La_xCuO_4$

K. A. Kvavadze, M. M. Nadareishvili, G. G. Basilia, D. D. Igitkhanishvili, L. A. Tarkhnishvili, and Sh. V. Dvali

The low temperature heat capacity of the cuprates La_2CuO_4, $La_{2-x}M_xCuO_4$ (M = Sr, Ba) and $Nd_{2-x}La_xCuO_4$ have been studied in the temperature range of 2–45 K using the pulsed differential calorimetry method. The residual linear term was found to be well-defined over the whole temperature range with a constant coefficient for each of the compounds. The significant role of the lanthanum atoms are shown to be significant in the formation of the anomaly near 6 meV in the acoustic region of the phonon spectrum of these materials, which is connected with peculiarities in the interaction of these atoms with their environment.