

КОГЕРЕНТНЫЕ ФОНОНЫ В МОНОКРИСТАЛЛЕ $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$: АНИЗОТРОПИЯ ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА И ГИСТЕРЕЗИСНОЕ ПОВЕДЕНИЕ

О. В. Мисочко^{*а}, М. В. Лебедев^а, Н. Георгиев^{**б}, Т. Декорси^{**б}

^а Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^б Institute for Ion Beam Physics and Materials Research
Forschungszentrum Rossendorf, P.O. Box 510119, D-01314 Dresden, Germany

Поступила в редакцию 8 сентября 2003

Методом динамической спектроскопии с фемтосекундным временным разрешением исследована релаксационная динамика решетки сверхпроводника $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в широком диапазоне температур для различных конфигураций рассеяния, определяемых взаимным расположением поляризаций возбуждающего и зондирующего импульсов по отношению к различным кристаллографическим направлениям. Установлено, каким образом сверхбыстрый отклик решетки зависит от конфигурации рассеяния и температуры. Кроме того, измерены начальные фазы когерентных фононов и показано, что для ac -плоскости при $T > T_c$ существуют две области температур, переход между которыми имеет гистерезисный характер.

PACS: 78.47.+p, 74.25.Kc, 74.72.Bk

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие лазерной технологии, сделавшее возможным уменьшение длительности лазерного импульса до нескольких фемтосекунд, открыло новые перспективы исследований динамики кристаллической решетки в реальном времени [1]. Подобные исследования, одним из методов которых является метод накачки с последующим зондированием двумя разделенными во времени сверхкороткими лазерными импульсами, активно проводятся в настоящее время для высокотемпературных сверхпроводников [2–8]. Понимание процессов, ответственных за восстановление нарушенного импульсом накачки равновесия, позволяет установить особенности динамики кристаллической решетки, зачастую скрытые для исследований частотной области. Так, недавние исследования [7, 8] когерентных фононов и динамики носителей в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ методом динамической спектроскопии выявили наличие кроссоверов в нормальном (псевдощелевом) состоянии,

которые проявляются как резкое изменение релаксационной динамики носителей заряда и решетки. Эти кроссоверы демонстрируют гистерезис по температуре, свидетельствуя о неоднородности псевдощелевого состояния, которое было предсказано теоретически [9–11], но не имело убедительной экспериментальной поддержки [12]. Так как вышеупомянутое исследование проводилось на пленках, вопрос об анизотропии наблюдаемого оптического отклика, несмотря на его важность, изучен не был. Поэтому, используя метод накачки–зондирования, мы провели детальное изучение релаксационной динамики решетки $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (изоморфной решетке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$) в диапазоне температур, охватывающем как сверхпроводящее, так и псевдощелевое состояние, и сравнили динамические отклики, получаемые с различных кристаллографических плоскостей при варьировании поляризаций возбуждающего и зондирующего импульсов по отношению друг к другу и различным кристаллографическим направлениям.

*E-mail: misochko@issp.ac.ru

**N. Georgiev, T. Dekorsy

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследуемые образцы представляли собой монокристаллы $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, ориентированные с помощью дифракции рентгеновских лучей. Кристаллы имели форму параллелепипеда, отклонение плоскостей которого от кристаллографических плоскостей образцов не превышало 3° . Температура сверхпроводящего перехода T_c , определяемая по магнитной восприимчивости, составляла 95 К, что указывает на уровень допирования, близкий к уровню допирования пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, исследованных в работах [7, 8]. Образцы помещались в оптический гелиевый криостат, что позволяло проводить измерения в диапазоне температур 10–300 К. Измерения во временном диапазоне осуществлялись с использованием системы быстрого сканирования [8, 13] и импульсов лазера на титанате сапфира ($\lambda = 780$ нм) с длительностью Δt менее 50 фс и частотой повторения 78 МГц. В эксперименте измерялось разностное отражение возбужденного и невозбужденного образцов $\Delta R(\tau) = R(\tau) - R_0$ как функция времени τ между накачкой и зондированием. Для сравнения фоновых мод данные временного диапазона численно трансформировались в частотный диапазон при помощи преобразования Фурье. Угловые измерения проводились как для ab -, так и для ac -плоскости кристалла и могут быть разделены на два типа. В первом случае фиксировалось направление поляризации накачки вдоль одной из кристаллографических осей и варьировался угол ϑ между накачкой и зондом. Во втором случае выбиралась фиксированная ортогональная ориентация накачки и зонда и изменялся угол α между поляризацией накачки и выбранной кристаллографической осью. Исследования комбинационного рассеяния (КР) света проводились в геометрии обратного рассеяния с использованием тройного спектрометра, оснащенного многоканальным детектором. Возбуждение спектров КР осуществлялось Kr^+ -лазером с длиной волны $\lambda = 647$ нм, и основное внимание уделялось полностью симметричным фононам, регистрируемым в $x(zz)x$ - и $z(x'x')z$ -поляризациях (штрих после обозначения орта означает его поворот на 45°). Более детальное описание аппаратуры, использованной для получения разрешенного во времени оптического отклика и спонтанных спектров комбинационного рассеяния, можно найти в работах [1, 14].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показан типичный оптический отклик при возбуждении и последующем зондировании мо-

нокристалла $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ фемтосекундными импульсами. После воздействия импульса накачки возбужденное состояние системы релаксирует к равновесному состоянию за времена порядка нескольких пикосекунд. Неосциллирующий спад фотоиндуцированного отражения носит неэкспоненциальный характер и обусловлен релаксацией электронной подсистемы [8]. На эту электронную релаксацию наложены небольшие по амплитуде быстрые осцилляции (показаны на вставке рис. 1а), которые вызваны когерентными фононами [1, 15]. В спектре когерентных фононов, регистрируемых как с ab -, так и с ac -плоскостей кристалла $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, детектируются две фоновые моды, порождаемые смещениями ионов бария и меди, см. рис. 1б. В этом легко убедиться, сравнив фурье-преобразованный осциллирующий отклик, рис. 1б, со спектром комбинационного рассеяния, показанным на рис. 2. В низкочастотной части спектра комбинационного рассеяния $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ от базисной плоскости доминирует мода иона бария, расположенная на $\nu_1 = 3.6$ ТГц [16]. Относительная КР-интенсивность моды иона меди с частотой $\nu_2 = 4.7$ ТГц значительно меньше, что является характерным отличием от изоморфного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, в котором интенсивности двух низкочастотных мод сравнимы по величине для базисных поляризаций [14]. В случае спектра $x(zz)x$ -поляризации КР-интенсивности двух низкочастотных мод $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ также сравнимы по величине. Упомянутые выше низкочастотные фононы являются полностью симметричными и преобразуются как тензор второго ранга вида

$$A_g = \begin{pmatrix} a & & \\ & b & \\ & & c \end{pmatrix}.$$

В данной работе нас будет интересовать только осциллирующая часть оптического отклика, порождаемая фононами, и ее зависимость от углов составляемых поляризациями накачивающего и зондирующего импульсов с конкретным кристаллографическим направлением и от температуры.

При комнатной температуре и ортогональной ориентации поляризаций накачки и зонда, лежащих в базисной ab -плоскости, в осциллирующем отклике доминирует мода меди. Понижение температуры увеличивает амплитуду моды бария, оставляя амплитуду моды меди практически неизменной. Ниже температуры сверхпроводящего перехода амплитуды фононов практически сравниваются, хотя вклад высокочастотного фонона все еще доминирует, см.

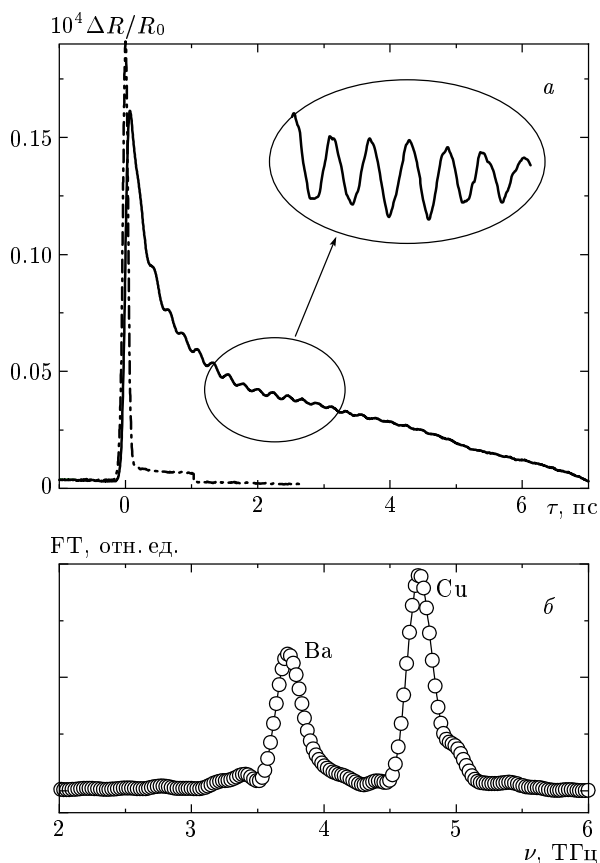


Рис. 1. а) Разрешенное во времени дифференциальное отражение $\Delta R/R_0$ для ac -плоскости монокристалла $NdBa_2Cu_3O_{7-x}$ при комнатной температуре — сплошная линия. Функция автокорреляции лазерного импульса — штрихпунктир. Вставка показывает осцилляции, порождаемые возбуждением когерентных фононов, а на рис. б приведен фурье-образ этих осцилляций

рис. 3. Изменение угла ϑ между поляризационными векторами накачки и зонда значительно меняет амплитуду осцилляций, что проявляется в изменении фурье-амплитуд, показанных на рис. 3 для ряда углов. При этом амплитуда максимальна для ортогональных конфигураций поляризационных векторов, хотя конфигурации $\vartheta = 0$ и $\vartheta = 180^\circ$ оказываются неэквивалентными. Однако изменение угла ϑ приводит к такому варьированию фурье-амплитуд каждой из мод, что отношение амплитуд бариевой и медной мод $\beta = A_{Ba}/A_{Cu}$ практически не зависит от угла между поляризациями накачивающего и зондирующего импульсов во всем диапазоне углов ϑ , как это видно на рис. 3б. Этот результат выглядит вполне естественным для ab -плоскости, которая является практически изотропной в силу двойнико-

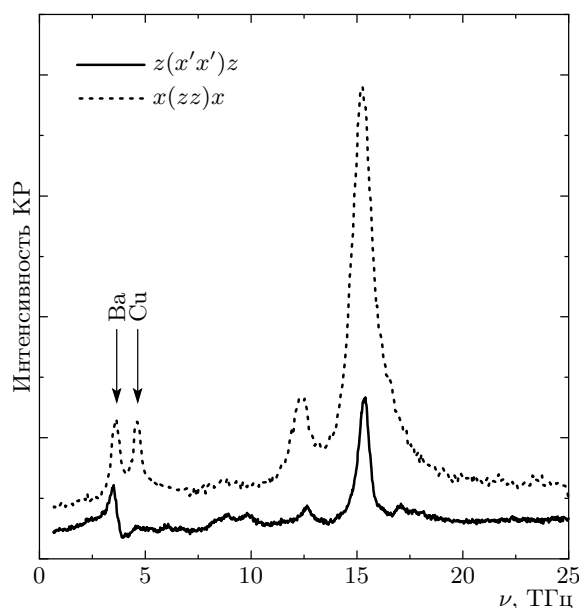


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния монокристалла $NdBa_2Cu_3O_{7-x}$ при комнатной температуре для двух различных поляризаций

вания и небольшого различия между матричными элементами ($|a| \approx |b|$) полностью симметричного тензора. Можно отметить, что для данных рис. 3б просматривается модуляция β с периодом близким к 90° , однако ограниченное число экспериментальных точек не позволяет установить это наверняка.

Результаты угловых измерений для ac -плоскости, которые были проведены как для комнатной, так и для гелиевой температуры, показаны на рис. 4–7. В первой серии измерений для ac -плоскости при комнатной температуре, результаты которых приведены на рис. 4, угол между электрическими векторами пробного и накачивающего пучков всегда был 90° , но изменялась ориентация относительно кристаллографической оси c , задаваемая углом α . Исследовались три случая: накачка поляризована вдоль \mathbf{a} ($\alpha = 90^\circ$), вдоль \mathbf{c} ($\alpha = 0$) и под углом 45° к кристаллографическим осям. При этом на рис. 4б показаны нормированные результаты измерений, позволяющие визуализировать изменения β . Из данной серии измерений следует, что максимальная амплитуда осцилляций реализуется для случая, когда вектор накачки параллелен оси \mathbf{a} . Из рис. 4 также следует, что не только интегральная амплитуда осцилляций, но и соотношение амплитуд мод бария и меди является функцией угла α . Последнее обусловлено анизотропией ac -плоскости, вклады в которую дают и решетка, и носители заряда. Кроме того, для плос-

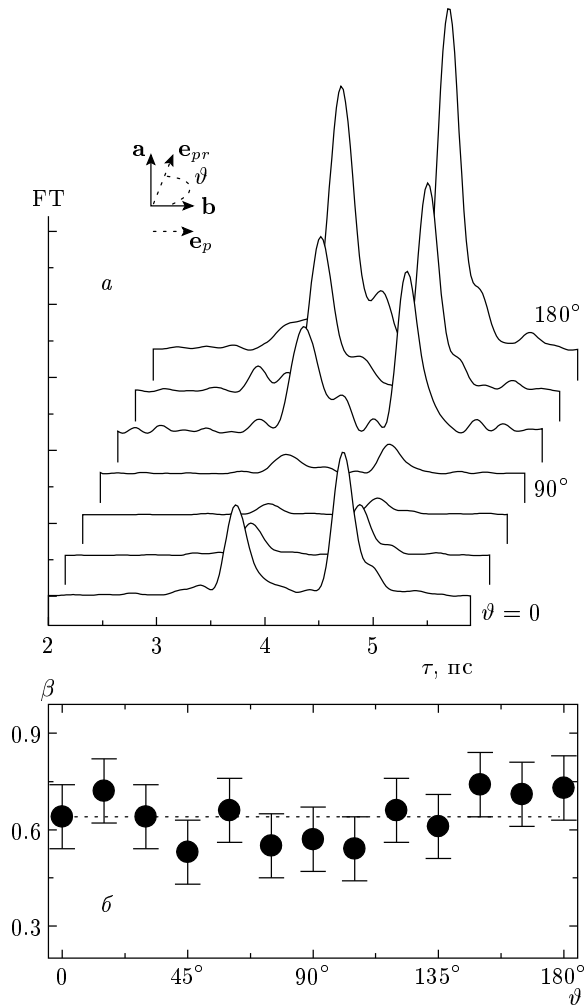


Рис. 3. а) Фурье-образы осциллирующей части, полученной от базисной плоскости при $T = 10$ К, б) отношение β амплитуд мод бария и меди в зависимости от угла ϑ

кости ac при $T = 10$ К были проведены измерения для различных значений угла α с помощью электрооптического стробирования, которое позволяет выявить оптическую анизотропию времяразрешенного отклика. Доступ к анизотропии обусловлен тем, что данный метод электрооптического детектирования основан на измерении квадрата разности матричных элементов, каждый из которых однозначно определяется поляризационным вектором зонда, составляя с ним угол $\pm\pi/4$. В данных измерениях, как и в предыдущих, угол между поляризационными векторами зонда и накачки всегда был равен 90° , но изменялась ориентация относительно кристаллографической оси c , определяемая углом α . Как и в предыдущем случае, исследовались три конфигурации:

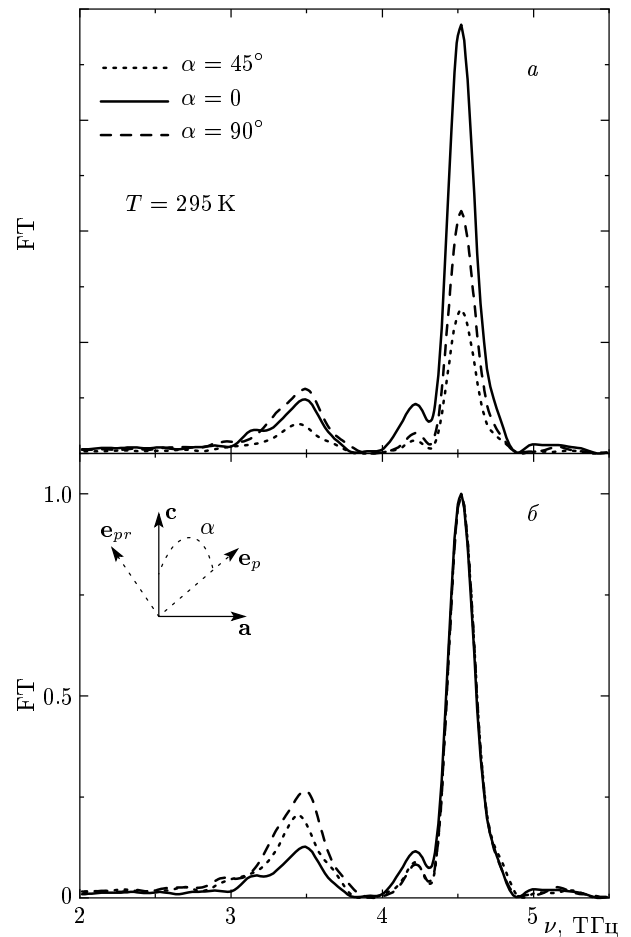


Рис. 4. а) Фурье-образы осциллирующей части, полученной от ac -плоскости при комнатной температуре, в зависимости от угла α . На рис. б) приведены данные, нормированные на единицу

накачка поляризована вдоль a , вдоль c и под углом 45° к кристаллографическим осям. Из рис. 5 следует, что в сверхпроводящем состоянии амплитуда осцилляций и соотношение фурье-амплитуд низкочастотных мод зависят от угла так же, как и при комнатной температуре. Обращает на себя внимание то, что наибольшая амплитуда осцилляций реализуется тогда, когда поляризация накачки составляет угол 45° по отношению к кристаллографическим осям, при двух других конфигурациях осцилляции значительно слабее. Эта же конфигурация ($\alpha = 45^\circ$) обеспечивает максимальное отношение β .

На рис. 6 приведены фурье-образы осциллирующей части, полученной от ac -плоскости при $T = 10$ К, и отношение β амплитуд мод бария и меди для различных значений угла ϑ . Как следует из этих результатов, в отличие от ab -плоскости, наблюдает-

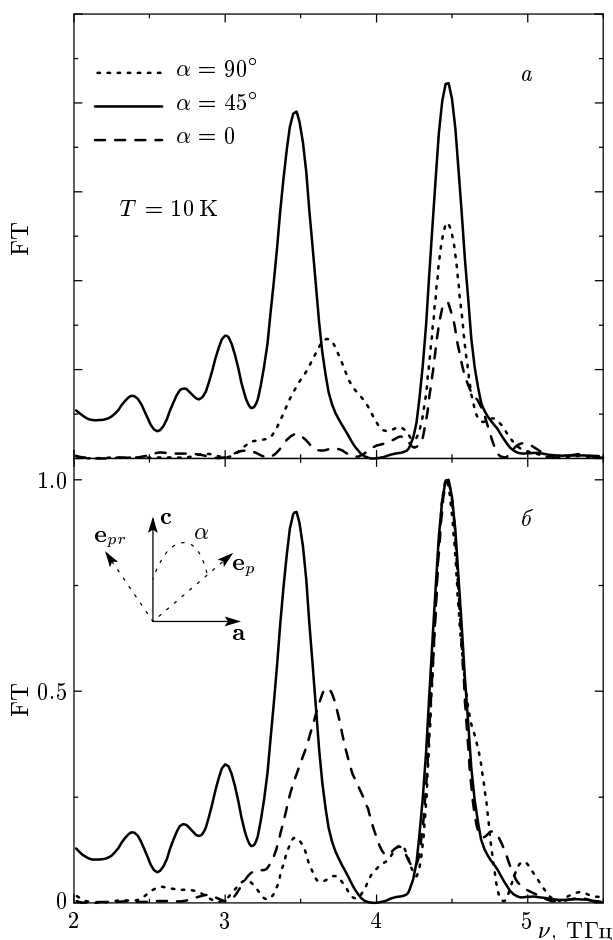


Рис. 5. а) Фурье-образы осциллирующей части, полученной от базисной плоскости при $T = 10$ К, в зависимости от угла α методом электрооптического стробирования. На рис. б) приведены нормированные данные

ся явная зависимость отношения β фурье-амплитуд от угла между поляризациями накачивающего и зондирующего импульсов. Это подтверждает анизотропию отклика, выявленную при измерениях когерентных фононов для различных углов α . Также можно отметить, что максимальная амплитуда осцилляций реализуется для ортогональной конфигурации, тогда как при параллельной ориентации электрических векторов детектируемый сигнал существенно слабее.

При низкой температуре также были проведены измерения когерентных фононов ac -плоскости для различных значений угла α , которые были идентичны соответствующим угловым измерениям для базисной плоскости. Результаты этих экспериментов показаны на рис. 7, при этом на рис. 7а приведе-

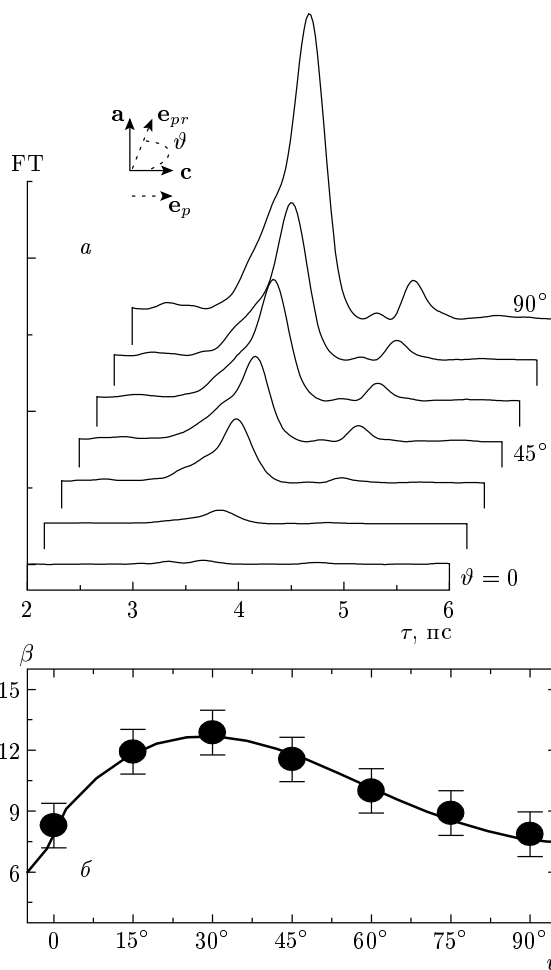


Рис. 6. а) Фурье-образы осциллирующей части, полученной от ac -плоскости при $T = 10$ К, б) отношение β амплитуд мод бария и меди в зависимости от угла ϑ

ны результаты стандартного детектирования, а на рис. 7б — нормированные фурье-образы, полученные с помощью электрооптического стробирования. Следует отметить, что при электрооптическом детектировании наиболее сильные осцилляции в случае низкой температуры реализуются в конфигурации $\alpha = 45^\circ$, так же как и при комнатной температуре. Из проведенных выше исследований следует, что не только конфигурация рассеяния и ориентация относительно кристаллических осей, но и температура влияет на соотношение амплитуд мод. В этом легко убедиться, сравнив, для примера, данные, приведенные на рис. 4 и 7. Для того чтобы более детально изучить это влияние, было проведено температурное исследование для случая ac -плоскости. Температурная зависимость приведена на рис. 8 в виде соот-

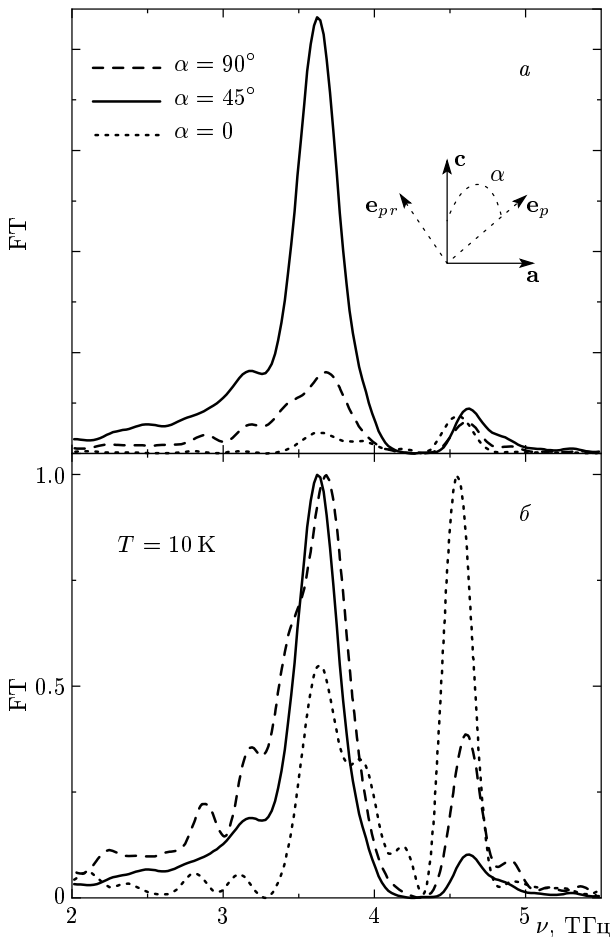


Рис. 7. а) Фурье-образы осциллирующей части, полученной от *ac*-плоскости при $T = 10$ К в зависимости от угла α методом оптоэлектрического стробирования. Для удобства сравнения данные для конфигураций $\alpha = 90^\circ$ и $\alpha = 0^\circ$ умножены соответственно на 10^3 и 500 . На рис. б) приведены нормированные данные

ношения амплитуд бариевой и медной мод при изменении температуры от комнатной до 10 К и обратно. Из данных следует, что для *ac*-плоскости наблюдается гистерезисное поведение зависимости $\beta(T)$ в области температур $T > T_c$. Результаты свидетельствуют о том, что псевдощелевое состояние влияет на поляризуемость решетки в направлении, перпендикулярном базисной плоскости. Это указывает на трехмерный характер псевдощели (подобный гистерезис уже наблюдался в пленках $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [7, 8] для базисной плоскости) и может быть использовано для отбора корректных теоретических моделей псевдощелевого состояния.

Помимо изучения угловых и температурных

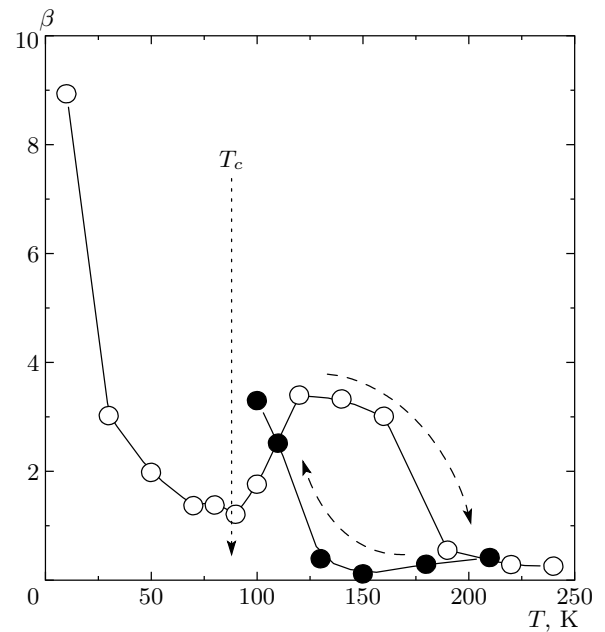


Рис. 8. Отношение β фоновых амплитуд мод бария и меди в фурье-спектре осцилляций, полученных от *ac*-плоскости в зависимости от температуры. Стрелки соответствуют данным, полученным при уменьшении и при повышении температуры

зависимостей оптического отклика, мы провели измерение начальной фазы когерентных фононов *ac*-плоскости при комнатной температуре. Для этого при помощи измерения автокорреляционной функции лазерного импульса, реализованного с помощью нелинейного кристалла, была четко определена нулевая точка временной оси. Далее, для определения начальной фазы фононов мы выделили осциллирующую часть отклика и подогнали ее с помощью функции

$$\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)_{osc} = A_1 \exp(-t/\tau_1) \sin(\nu_1 t + \varphi_1) + A_2 \exp(-t/\tau_2) \sin(\nu_2 t + \varphi_2).$$

В качестве начальных подгоночных значений амплитуд, частот и затухания использовались величины, полученные из фурье-преобразованного сигнала. Результаты подгонки показаны на рис. 9, из которого следует, что начальная фаза медной моды равна нулю, тогда как фаза моды бария сдвинута на 90° . Относительный сдвиг на $\pi/2$ между модами был также подтвержден анализом фаз фурье-преобразованного сигнала.

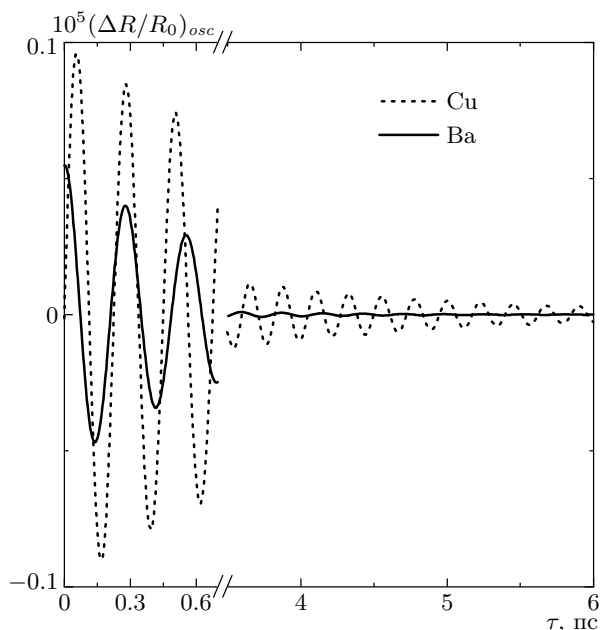


Рис. 9. Определение начальной фазы когерентного фонона, как описано в тексте. Результаты подгонки показаны пунктиром для моды меди, сплошной линией для моды бария

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ экспериментальных результатов уместно начать с обсуждения осциллирующего отклика базисной плоскости и сравнения его с откликом изоморфного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Так же как в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, времяразрешенный отклик $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ демонстрирует сходство и отличия по отношению к спектру КР. Прежде всего отметим, что формы спектральных линий для данных временной и частотной областей различаются. Это различие не является неожиданным, поскольку две методики измеряют различные состояния фононной системы — в случае фемтосекундных импульсов система приготовлена импульсом накачки в когерентном состоянии, для которого фаза является хорошо определенной величиной, тогда как КР измеряет систему в тепловом состоянии, где фаза неопределенна. Поэтому для динамической спектроскопии спектральная ширина фурье-преобразованного отклика характеризует скорость потери фазовой памяти, тогда как ширина фононной линии в спектре КР характеризует энергетическое затухание [1]. Последнее определяется взаимодействием с резервуаром, которым служат все остальные фононные моды кристалла, а доминирующим вкладом в затухание оптического

фонона является ангармонический распад на две, как правило, акустические моды.

При комнатной температуре для базисной плоскости $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ отношение β вклада мод бария и меди во времяразрешенный отклик меньше единицы, тогда как в спектре КР $\beta \geq 1$. Для $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ситуация сходна: во времяразрешенном отклике доминирует мода меди, а в спектрах КР мода бария более интенсивна. В сверхпроводящем состоянии $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и в спектре КР, и во времяразрешенном отклике $\beta \geq 1$, т. е. амплитуда моды меди меньше амплитуды моды бария, но температурные зависимости $\beta(T)$ не совпадают. Для $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ в сверхпроводящем состоянии, несмотря на то что во времяразрешенном отклике амплитуда моды бария растет с понижением температуры, даже при гелиевой температуре $\beta \leq 1$, тогда как в спектре КР $\beta \gg 1$. Поэтому очевидно, что объяснить эти различия между результатами динамической и КР-спектроскопии, используя только соотношение между квадратами матричных элементов, которые измеряются при КР, затруднительно. Также сложно объяснить анизотропию отклика базисной плоскости для конфигураций $\vartheta = 0$ и $\vartheta = 180^\circ$, которая очевидна из рис. 3. Следует, однако, заметить, что матричный элемент КР-тензора, являясь частной производной диэлектрической проницаемости по обобщенной координате, представляет собой комплексную величину [14, 17]. Комплексный характер матричного элемента скрыт в стандартных экспериментах КР (проводимых в основных поляризациях), поскольку в эксперименте измеряется квадрат матричного элемента, так что его фазовый множитель значения не имеет. Этот фазовый множитель проявляет себя только в тех случаях, когда поляризации возбуждающего и рассеянного света или не параллельны, или составляют некий угол по отношению к главным кристаллографическим осям [17]. В этом случае вклад в КР-спектр дают оба матричных элемента и интенсивность спектра зависит от соотношения их фаз. Поэтому причину различия между результатами времяразрешенной и КР-спектроскопии следует искать в наличии фазовых множителей матричных элементов КР, которые всегда важны для динамической спектроскопии в силу ее когерентного характера. Образно говоря, отличие определяется различием между разностью квадратов и квадратом разности. Отметим, что ранее уже предполагалось, что именно когерентный характер отклика решетки в динамической спектроскопии в соединении со смешанным характером нормальных векторов низкочастотных мод ответствен за рас-

хождение результатов, наблюдаемых в частотной и временной областях [5].

Важность фазовых множителей наглядно иллюстрируется данными угловой зависимости, полученной для базовой плоскости, и представленными на рис. 3. Как уже отмечалось, из рисунка следует явная асимметрия между случаями $\vartheta = 0$ и 180° , хотя кристаллографические направления $[100]$ и $[\bar{1}00]$ эквивалентны. Понять эту анизотропию можно, заметив, что

$$|b_e\varphi_b + a_e\varphi_a|^2 \neq |b_e\varphi_b|^2 + |a_e\varphi_a|^2,$$

поскольку интерференционный член, пропорциональный $\cos(\varphi_b + \varphi_a)$, имеет различные значения при $\varphi_a = 0$ и $\varphi_a = \pi$. В подобном ключе можно объяснить и угловые зависимости, полученные для ac -плоскости, и, в частности, различия, наблюдаемые при стандартном и оптоэлектрическом детектировании для одной и той же конфигурации рассеяния.

Явление гистерезиса в системе $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (Re — редкоземельный ион) наблюдалось уже вскоре после открытия высокотемпературной сверхпроводимости [12, 18–22]. В большинстве случаев гистерезис имел место для некоторых из компонент модуля упругости, измеряемых в ультразвуковых экспериментах. Для оптических мод гистерезис впервые был зарегистрирован для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ методом динамической спектроскопии [7, 8]. Как уже отмечалось, гистерезисные кривые, полученные методом накачка–зондирование, для $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ выглядят в целом аналогично случаю $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Сходство спектра когерентных фононов, проявляющееся в идентичности отношения β для $T > T_c$ и $T < T_c$, свидетельствует, что и в нормальном состоянии решетка имеет некоторые из свойств, присущих сверхпроводящему состоянию. Однако для гистерезисного поведения когерентных фононов в случае кристаллов $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ имеются и отличия по сравнению с $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, из которых можно отметить более широкий диапазон изменения величины β , а также некоторое различие в величинах температур кроссоверов. Так, переход из псевдощелевого в нормальное состояние при повышении температуры происходит в $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ раньше, чем в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Однако существенно различное разрешение по температуре для экспериментальных данных, полученных в этом и более ранних исследованиях [7, 8], затрудняет детальное сравнение. Ранее наличие кроссоверов в нормальном состоянии было интерпретировано как неоднородность псевдощелевого состояния высокотемпературных сверхпровод-

ников [7, 8]. Эта неоднородность была введена теоретически и может быть объяснена как происходящая из локального спаривания и делокализации электронных пар [9], из слабого и сильного режимов почти антиферромагнитной ферми-жидкости [10] или из образования зарядовой неоднородности (страйпа) [11]. Было отмечено, что времяразрешенные исследования не могут отдать предпочтение ни одной из вышеупомянутых моделей, что обусловлено отсутствием гистерезисного поведения в упомянутых выше теоретических моделях. Следует, однако, отметить, что указание на то, что зарядовое упорядочение может являться причиной гистерезиса, было сделано в работе [23], в которой причиной гистерезиса считается ангармонизм решетки, основной вклад в который происходит от двухъямного потенциала мостикового кислорода. Установленный факт трехмерного характера псевдощели указывает, что существенно двумерные модели псевдощелевого состояния (к которым относится антиферромагнитная ферми-жидкость) не являются наиболее вероятными кандидатами для описания данного эффекта.

Завершим обсуждение полученных экспериментальных результатов некоторыми замечаниями, касающимися начальной фазы когерентных фононов и того, что следует из ее определения. Реализация стабильной фазы становится возможной в силу того, что в динамической спектроскопии длительность возбуждающего импульса Δt меньше обратной частоты фононной моды ν^{-1} , $\Delta t < \nu^{-1}$. Зачастую измерения начальной фазы используются как способ определения механизма возбуждения когерентных фононов. Это связано с тем, что две конкурирующие феноменологические модели, претендующие на описание когерентной динамики решетки, предсказывают различные значения начальной фазы. Так, согласно механизму смещения начальная фаза когерентного фонона равна $\pm\pi/2$, т. е. фонон эволюционирует по косинусоидальной зависимости, тогда как в модели нестационарного вынужденного КР фаза равно нулю, т. е. эволюция происходит по синусу [1]. В реальности все несколько сложнее и, например, в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ несмотря на синусоидальную зависимость фазы моды меди, определенную в пионерском исследовании [3], авторы предложили механизм смещения как основной для генерации когерентных фононов в высокотемпературных сверхпроводниках. Более того, детальные теоретические расчеты [24] данного механизма смогли объяснить целый ряд свойств когерентных фононов, включая температурную зависимость. Тем не менее значение начальной фазы [3] и появление недиагональ-

ных фононов во время разрешенного отклика [1] не могут быть объяснены в рамках подобных расчетов. Если встать на сторону исследователей, полагающих, что начальная фаза однозначно определяет механизм генерации, то, ввиду установленного факта сдвига начальных фаз двух низкочастотных фононов на $\pi/2$, следует считать, что механизмы, ответственные за возбуждения фононов бария и меди, существенно различны. Такая точка зрения, на наш взгляд, является нефизичной, поскольку обе моды демонстрируют целый ряд общих свойств. Более того, когерентный фонон является квантовым объектом [1, 25], свойства которого во многом определяются способом измерения. Понятие абсолютной фазы не несет никакой смысловой нагрузки, поскольку в эксперименте всегда измеряется разность фаз. Мы надеемся, что в ближайшее время мы сможем продемонстрировать это экспериментально, сравнив начальные фазы когерентных фононов, измеряемых в идентичной конфигурации методами стандартного и оптоэлектрического детектирования.

5. ВЫВОДЫ

При помощи метода накачка–зондирование с фемтосекундным разрешением исследована анизотропия время разрешенного оптического отклика, порождаемого когерентными фононами для разных кристаллографических граней высокотемпературного сверхпроводника $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Установлено, что соотношение амплитуд в фурье-спектре отклика базисной плоскости слабо зависит от относительной ориентации поляризаций возбуждающего и зондирующего импульсов по отношению к кристаллографическим осям, а характер отклика ac -плоскости демонстрирует сильную зависимость от угла. Угловые зависимости объяснены различием абсолютных величин матричных элементов тензора КР и наличием в них фазовых множителей. Для отклика ac -плоскости обнаружено гистерезисное поведение оптического отклика в нормальном состоянии. Также показано, что начальные фазы полносимметричных фононов бария и меди (регистрируемых при комнатной температуре с плоскости ac) сдвинуты на $\pi/2$, причем мода меди эволюционирует во времени, следуя синусоидальной зависимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке НАТО для проведения совместных научных иссле-

дований (грант № PST.GLG.978935) и РФФИ (гранты №№ 01-02-16480 и 02-02-17074).

ЛИТЕРАТУРА

1. О. В. Мисочко, ЖЭТФ **119**, 285 (2001).
2. W. Albrecht, Th. Kruze, and H. Kurz, Phys. Rev. Lett. **69**, 1451 (1992).
3. A. Kutt, W. Albrecht, and H. Kurz, IEEE J. Quant. Electron. **QE 28**, 2434 (1992).
4. C. J. Stevens, D. Smith, C. Chen, J. F. Ryan, B. Podobnik, D. Mihailovic, G. A. Wagner, and J. E. Evetts, Phys. Rev. Lett. **78**, 2212 (1997).
5. O. V. Misochko, K. Kisoda, K. Sakai, and S. Nakashima, Phys. Rev. B **61**, 4305 (2000).
6. R. A. Kaindl, M. Woerner, T. Elsaesser, D. C. Smith, J. F. Ryan, G. A. Farnan, M. P. McCurry, and D. G. Walmsley, Science **287**, 470 (2000).
7. О. В. Мисочко, Н. Георгиев, Т. Декорси, М. Хелм, Письма в ЖЭТФ **75**, 768 (2002).
8. O. V. Misochko, N. Georgiev, T. Dekorsy, and M. Helm, Phys. Rev. Lett. **89**, 067002 (2002).
9. V. J. Emery, S. A. Kivelson, and O. Zachar, Phys. Rev. B **56**, 6120 (1997).
10. J. Schmalian, D. Pines, and B. Stojkovic, Phys. Rev. B **60**, 667 (1999).
11. P. Devillard and J. Ranninger, Phys. Rev. Lett. **84**, 5200 (2000).
12. T. Timusk, and B. Statt, Rep. Progr. Phys. **62**, 61 (1999).
13. T. Dekorsy, *Kohärente und inkohärente Ladungsträger- und Gitterdynamik in Halbleitern und Halbleiterheterostrukturen*, Shaker, RWTH Aachen (1997), p. 69.
14. E. Ya. Sherman, O. V. Misochko, and P. Lemmens, in *Spectroscopy of high- T_c Superconductors: a Theoretical View*, ed. by N. M. Plakida, Taylor & Francis Books Ltd., London (2003), p. 97.
15. О. В. Мисочко, ФТТ **42**, 1169 (2000).
16. O. V. Misochko, K. Kuroda, and N. Koshizuka, Phys. Rev. B **56**, 9116 (1997).
17. T. Strach, J. Brunen, B. Lederle, J. Zegenhagen, and M. Cardona, Phys. Rev. B **57**, 1292 (1998).

18. H. Yusheng, Z. Baiwen, L. Sihan, X. Jiong, L. Yongming, and C. Haoming, *J. Phys. F: Met. Phys.* **17**, L243 (1987).
19. S. Hoen, L. C. Bourne, C. M. Kim, and A. Zetl, *Phys. Rev. B* **38**, 11949 (1988).
20. V. Muller, C. Hucho, K. Groot, D. D. W. Maurer, and K. H. Rieder, *Sol. St. Comm.* **72**, 997 (1989).
21. A. K. Yahya and R. Abd-Shukor, *Supercond. Sci. Technol.* **11**, 173 (1998).
22. A. K. Yahya and R. Abd-Shukor, *Physica B* **252**, 237 (1998).
23. А. П. Сайко, В. Е. Гусаков, *ЖЭТФ* **161**, 168 (1999).
24. I. I. Mazin, A. I. Liechtenstein, O. Jepsen, O. K. Andersen, and C. O. Rodriguez, *Phys. Rev. B* **49**, 9210 (1994).
25. О. В. Мисочко, М. Хасе, М. Китажима, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 85 (2003).