

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 538.955

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В ВТСП КОМПОЗИТАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВЕРХБЫСТРОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

© 2025 г. И. В. Мартиросян^a, *, С. В. Покровский^a, А. В. Петров^b, Р. В. Юсупов^b

^aНациональный Исследовательский Ядерный Университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^bКазанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, 420008 Россия

*E-mail: mephizic@gmail.com

Поступила в редакцию 27.12.2024 г.

После доработки 15.01.2025 г.

Принята к публикации 22.01.2025 г.

В статье представлены результаты исследований сверхбыстрой фотоиндуцированной динамики коэффициента отражения сверхпроводящих композитов на основе слоистых купратов семейства REBCO ($RE = Y$) на подложке сплава Hastelloy C-276 в диапазоне температур 5–200 К. Показано, что сверхбыстрые отклики коэффициента отражения на возбуждение фемтосекундными световыми импульсами содержат компоненты, обусловленные нормальной и сверхпроводящей подсистемами. Вклад от нормальной компоненты проявляется более быстрой релаксацией, ~0.2 пс, его амплитуда пропорциональна плотности энергии накачки в широком диапазоне ее величин. Для отклика сверхпроводящей компоненты, наблюдающейся ниже $T_c = 92$ К, наблюдается более длинная релаксация, ~2.5 пс, а вариация амплитуды с плотностью энергии накачки проявляется изломом при ~14 мкДж/см². Амплитуда отклика сверхпроводящей компоненты изменяется с температурой в соответствии с предсказаниями феноменологической модели Ротварфа и Тейлора. Тонкопленочные композиты на базе $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ по данным сверхбыстрой лазерной спектроскопии имеют свойства, очень близкие к свойствам этих соединений в форме монокристаллов.

Ключевые слова: ВТСП композиты, спектроскопия накачки-зондирования, ритр-проба спектроскопия, отражательная способность, неравновесные состояния

DOI: 10.56304/S207956292506017X

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование неравновесных состояний конденсированных сред являлось одной из первоочередных задач физики твердого тела с 1960-х годов. После открытия высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) в купратах и одновременном быстром развитии методов сверхбыстрой лазерной спектроскопии стало очевидно, что для наблюдения фотовозбужденных неравновесных состояний требуются экспериментальные методы с фемтосекундными временами разрешения [1]. Использование для возбуждения фемтосекундных лазерных импульсов позволяет достичь высокой интенсивности излучения при малой энергии импульса, а малая (менее времени электрон-фононной релаксации) длительность импульсов дает уникальную возможность исследовать неравновесные состояния, возникающие в таких экспериментах.

В самом деле, исследование в режиме реального времени динамики квазичастиц в сверхпроводни-

ках на основе соединения REBCO ($REBa_2Cu_3O_{7-x}$, где RE – редкоземельный элемент, как правило, гадолиний, либо иттрий) стало возможным с применением методов накачки-зондирования (ритр-проба spectroscopy) с использованием фемтосекундных лазеров [2–4]. В литературе существует консенсус в том, что изменения отражательной способности в таких оптических экспериментах пропорциональны концентрации фотовозбужденных квазичастиц [5, 6]. Это позволяет отслеживать эволюцию системы при возмущении сверхпроводящего состояния путем измерения динамики отражательной способности сверхпроводника [7].

Исходно динамика коэффициента отражения купрятных сверхпроводников, в которой выделялся отклик сверхпроводящего состояния, исследовалась в видимом диапазоне спектра 1.5–3.0 эВ [8]; впоследствии подобные исследования были выполнены и в ближней инфракрасной области 0.5–1.0 эВ [9, 10]. Первая феноменологическая модель рекомбинации квазичастиц по механизму фо-

нон-опосредованного спаривания была предложена Ротварфом и Тейлором [11]. Последние достижения в области феноменологического моделирования и новые систематические экспериментальные исследования неравновесного оптического отклика [12, 13] значительно улучшили понимание динамики фотовозбужденных квазичастиц на коротких временных масштабах. Исследования на монокристаллах $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [6] показали, что энергия испарения сверхпроводящего конденсата U_v может быть оценена с хорошей точностью. Однако, эти и другие измерения на купратных сверхпроводниках [14] приводят к значениям U_v , существенно превышающим экспериментальные энергии конденсации U_c и значения, полученные из теории БКШ [15]. Таким образом, несмотря на широко представленный в литературных источниках набор сведений об отражательной и пропускательной способности ВТСП-систем на субпикосекундных временных шкалах, остаются открытыми вопросы разницы между энергиями испарения и конденсации, и временами релаксации как электронной подсистемы, так и электрон-фононной релаксации. Механизмы оптического отклика на возмущение сверхпроводящей фазы, а также температурное поведение отражательной способности выше T_c обсуждались с различных точек зрения, и до сих пор эти вопросы остаются дискуссионными.

В настоящее время фотоиндуцированные фазовые переходы на субпикосекундных временах в ВТСП и других электронно-упорядоченных системах привлекают всё большее внимание как с точки зрения фундаментальной физики, так и с позиции огромного числа потенциальных приложений (электронные оптические переключатели, сверхбыстрая память), однако изменения состояний в ВТСП и, в частности, в сверхпроводящих композитах, на основе которых изготавливаются тононесущие шины, переключатели и токоограничители, на ультракоротких временных шкалах до сих пор не исследованы детально.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований динамики возникновения и релаксации фотовозбужденных нестационарных состояний в открытой ВТСП пленке $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при воздействии лазерных импульсов фемтосекундной длительности. Методом накачки-зондирования в широком интервале температур (4–300 К) проведены измерения динамики отражательной способности образцов при различных плотностях энергии (14–143 мкДж/см²) возбуждения импульсами с длительностью 50 фс. Представлено сравнение результатов экспери-

ментальных исследований с расчетными данными, полученными в рамках теоретической модели Ротварфа и Тейлора

2. ОБРАЗЦЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Объектами исследований служили открытые c-ориентированные пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (далее YBCO) на подложке сплава Hastelloy C-276, произведенные методом лазерного напыления на линии компании СуперОкс. Использованная технология обеспечивает требуемое текстурирование за счет формирования последовательности непроводящих оксидных соединений Al_2O_3 и LaMnO_3 . Толщина слоя YBCO в композите составляет ~1 мкм, его шероховатость порядка 100 нм. Для подготовки образцов к исследованиям фотоиндуцированной динамики коэффициента отражения пленки полировались на алмазной пасте градации 2/1 мкм на гладкой бумаге. Глубина проникновения лазерного излучения (10–20 нм) не превышает толщину ВТСП пленки, поэтому можно утверждать, что вклад в оптический отклик вносит только материал сверхпроводящего слоя. Критическая температура T_c перехода в сверхпроводящее состояние определялась экспериментально по данным транспортных измерений и составила 92 К. Изменение отражательной способности пленки исследовалось в диапазоне температур 5–200 К. Для этого образец приклеивался к холодному пальцу проточного гелиевого криостата Janis ST-500 в комплекте с контроллером температуры Lakeshore 335.

Исследование сверхбыстрой динамики отражательной способности открытой ВТСП пленки на подложке сплава Hastelloy C-276 осуществлялось с использованием фемтосекундного Ti:Sapphire лазерного комплекса, включавшего генератор фемтосекундных импульсов Micra-5 и регенеративный усилитель Legend Elite USP (Coherent, США), обеспечивающие генерацию импульсов длительностью 35 фс с центральной длиной волны 800 нм (1.55 эВ), энергией в импульсе до 1.5 мДж и частотой следования импульсов до 1 кГц. Длительность импульсов измерялась автокоррелятором марки SSA-F (также компании Coherent, США). Зондирование осуществлялось на длине волны 800 нм при длительности импульса 35 фс, накачка – светом второй гармоники с длиной волны 400 нм и длительностью импульса ~40 фс. Длина волны зондирования 800 нм была выбрана ввиду наличия большого набора опубликованных данных по исследованиям откликов сверхпроводящего и псевдощелевого состояний в YBCO именно для этой длины волны. Размер пятна накачки на образце (600 мкм) значительно превосходил размер пятна зондирова-

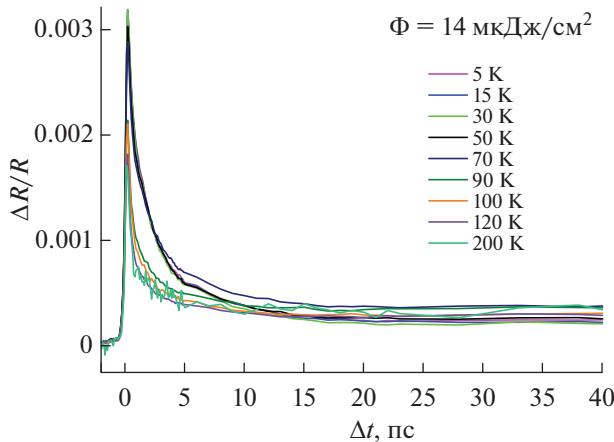


Рис. 1. Температурная зависимость индуцированной фемтосекундным импульсом накачки динамики коэффициента отражения слоя YBCO с $T_c = 92$ К сверхпроводящего композита на подложке сплава Hastelloy C-276; измерения выполнены при плотности накачки 14 мкДж/см^2 на длине волны 400 нм.

ния (50 мкм). То же касается и плотности энергии: так, диапазон для накачки лежал в пределах $14\text{--}140 \text{ мкДж/см}^2$, а для зондирования был равен 0.1 мкДж/см^2 . Чувствительность установки обеспечивалась использованием дифференциальной методики с модуляцией света накачки с блокированием каждого второго импульса и синхронного детектирования.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведена температурная эволюция фотоиндукционной динамики нормированного на равновесную величину коэффициента отражения $\Delta R/R(\Delta t)$ открытого слоя YBCO исследуемого композита. При нулевой задержке коэффициент отражения резко возрастает на $\sim 0.2\text{--}0.3\%$, затем релаксирует к некоторому ненулевому значению, что говорит о наличии относительно долгоживущей компоненты. Из рис. 1 видно, что наблюдаемая динамика меняется мало в пределах каждого из диапазонов $T > T_c$ и $T < T_c$. Однако при переходе через T_c характер отклика заметно меняется: возрастают скачком амплитуда отклика в максимуме и сильно проявляется вклад в отклике с более длинной релаксацией. Релаксация коэффициента отражения во всем диапазоне температур может хорошо быть описана суммой двух спадающих экспоненциальных вкладов — быстрого с характерным временем ~ 0.2 пс и более длинного ~ 2.5 пс. Первый вклад доминирует в откликах, наблюдающихся при $T > T_c$, второй приобретает значимый вес при $T < T_c$.

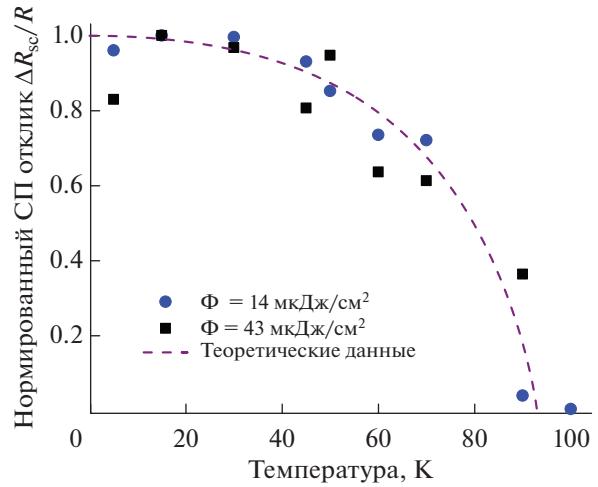


Рис. 2. Нормированные температурные зависимости амплитуды добавочного вклада в динамику коэффициента отражения слоя YBCO относительно наблюдаемого при $T = 120$ К. Пунктирной кривой показана зависимость, предсказываемая моделью Ротварфа и Тейлора (см. текст).

На рис. 2 показана температурная зависимость добавочной относительно наблюдаемой при $T = 120$ К амплитуды отклика $\Delta R_{sc}/R$ в максимуме, нормированной на ее значение при $T = 20$ К. Данные представлены для двух величин плотности энергии накачки — 14 и 43 мкДж/см^2 . При охлаждении образца ниже T_c наблюдается быстрый рост $\Delta R_{sc}/R$ с выходом на постоянную величину при низких температурах. Критический характер зависимости этого вклада и его стремление к нулевому значению при $T > T_c$ позволяют однозначно связать вклад $\Delta R_{sc}/R(\Delta t)$ с установлением в слое YBCO сверхпроводящего состояния.

Замедление скорости релаксации коэффициента отражения, обусловленной динамикой электронной подсистемы образца, отмечалось в литературе ранее [16] и связывалось с электрон-фононной релаксацией возбужденных сверхкоротким световым импульсом квазичастиц через сверхпроводящую щель (и восстановлением равновесного сверхпроводящего состояния, соответственно) и реализацией условий боттлнека вследствие “перегрева” высокочастотной составляющей фононного резервуара из-за более высокой вероятности безызлучательной релаксации при воздействии в процессе меньшего числа фононов (при их большей частоте и заданной ширине щели).

На рис. 3 приведены результаты измерений фотоиндукционной динамики коэффициента отражения $\Delta R/R(\Delta t)$ для трех различных значений плотности энергии импульса накачки Φ и двух

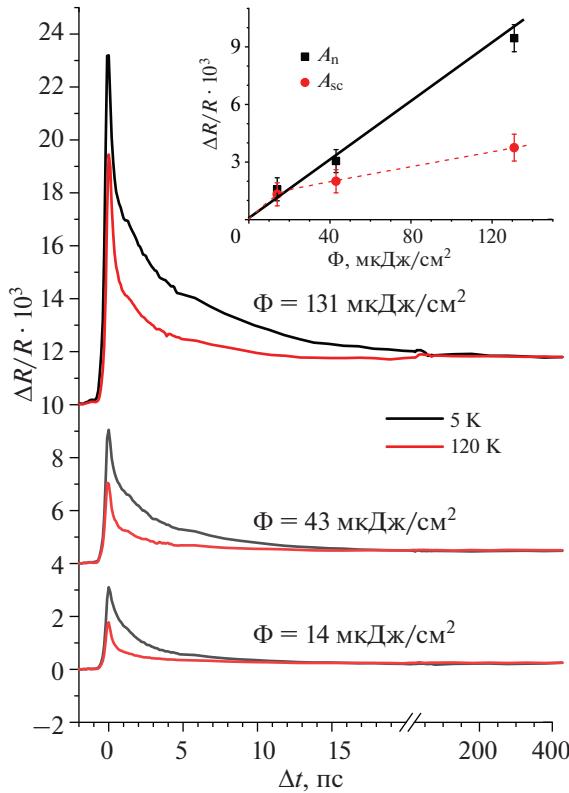


Рис. 3. Изменение отражательной способности пленки YBCO при $T > T_c$ и $T < T_c$ для различных величин плотности энергии импульсов накачки. На вставке показаны вклады в результирующую амплитуду отклика в максимуме $\Delta R/R(\Delta t)$ от нормальной (квадраты) и сверхпроводящей (круги) составляющих (см. текст).

температур — выше T_c , $T = 120 \text{ K}$, и намного ниже T_c , $T = 5 \text{ K}$.

Отметим следующие особенности наблюдаемой динамики коэффициента отражения. Первое, для всех значений плотности энергии накачки амплитуда сверхбыстрого оптического отклика при 120 K всегда меньше, чем амплитуда в сверхпроводящем состоянии. Второе, с увеличением плотности энергии накачки амплитуда вкладов демонстрируют разные зависимости. Так, если для нормального состояния зависимость в пределах погрешности линейная, то для сверхпроводящего она проявляет излом, приходящийся приблизительно на величину плотности накачки, близкую к наименьшей задействованной наци в экспериментах (вставка рис. 3, см. текст далее); амплитуда вклада в отклик от сверхпроводящей составляющей определялась как разница между амплитудами при $T < T_c$ и $T > T_c$. И, третье, величина отклонения коэффициента отражения от равновесного после фотовозбуждения релаксирует за $\sim 20 \text{ ps}$ для всех энергий и температур до определенного ненулевого значения, оставаясь

на том же уровне до $\sim 2 \text{ нс}$. Последнее связано с квазиравновесным охлаждением зондируемого объема образца как целого (термализованных электронной и решеточной подсистем), характерным временным масштабом для которого являются $10^2\text{--}10^3 \text{ ps}$.

Линейный характер зависимости амплитуды динамики коэффициента отражения слоя YBCO в нормальном состоянии от плотности энергии накачки неудивителен: система была исходно и, по сути, остается металлической независимо от уровня возбуждения. При этом электронная подсистема на коротких временах (после достижения квазиравновесия внутри себя) может характеризоваться температурой в сотни и тысячи кельвин. Очевидно, что при температуре ниже T_c следует ожидать иного характера зависимости. Важным нюансом здесь выступает существенная неоднородность уровня возбуждения по глубине, характеризующаяся в первом приближении экспоненциальным уменьшением на масштабе оптической глубины проникновения (последняя оценивалась для оптимально-допированного дырками YBCO в $\sim 70 \text{ nm}$ [17]). Как следствие, повышение электронной температуры выше T_c при увеличении

уровня накачки и, соответственно, разрушение сверхпроводящего состояния постепенно заполняет зондируемый объем материала. Поэтому индикатором разрушения сверхпроводящего состояния на поверхности, согласно источникам [17], является отклонение хода амплитуды отклика сверхпроводящей компоненты от исходной линейной зависимости. Разрушение сверхпроводимости во всем зондируемом объеме в зависимости от ВТСП-материала проявляется либо в выходе отклика на постоянную величину (например, для $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$) либо на линейную зависимость с иным, нежели на начальном участке, наклоном (серия $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$) [17]. Последний случай, очевидно, хорошо соответствует представленным на вставке в рис. 3 данным. Микроскопически, процесс разрушения и восстановления сверхпроводящего состояния связывается с диссоциацией и безызлучательной рекомбинацией куперовских пар на малых временах в несколько пикосекунд [12, 13, 18].

Как уже было сказано ранее, в литературе существует консенсус в отношении того, что нестационарные изменения отражательной способности в оптических экспериментах накачки-зондирования пропорциональны количеству фотовозбужденных квазичастиц [19, 20]. При сравнительно низких энергиях воздействия (14 и 43 мкДж/см²) меньшее число куперовских пар было разрушено излучением, поэтому пик оптического отклика ниже. С ростом температуры количество куперовских пар в материале уменьшается, следовательно, и количество фотовозбужденных квазичастиц будет меньше, как и пик отражательной способности. В случае более высоких энергий воздействия (131 мкДж/см²) уже при низких температурах разрушаются все куперовские пары. Пик отражательной способности обусловлен уже в большей степени не куперовскими парами, а электронами, возбуждаемыми из занятых состояний в незанятые. С этим связывается продолжение нарастания амплитуды отклика с увеличением уровня накачки при заданной температуре в области высоких плотностей энергии импульсов возбуждения.

Полученные результаты согласуются с представленными в литературных источниках исследованиями для высокотемпературных $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ и $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [6, 17] и хорошо описываются феноменологической моделью рекомбинации квазичастиц Ротварфа и Тейлора [11]. Поскольку при энергиях 14 мкДж/см² и 43 мкДж/см² наблюдается частичное разрушение сверхпроводимости, то, используя уравнение Маттиса–Бардина [21] и вы-

ражения, полученные в работах [6, 22], при $T < T_c$ можно провести оценку температурной зависимости амплитуды отклика сверхпроводящей компоненты $\Delta R_{sc}/R$ сигнала, как

$$\frac{\Delta R_{sc}}{R}(T) \propto \frac{2\Delta(T)}{\hbar\omega} \ln\left(\frac{1.47\hbar\omega}{\Delta(T)}\right), \quad (1)$$

где $\hbar\omega$ – энергия фотона, $\Delta(T)$ – температурная зависимость сверхпроводящей энергетической щели. Использование соотношения $\frac{2\Delta(0)}{k_B T_c} = 6$, полученного для YBCO в работе [23], приводит к хорошему согласию предсказываемой температурной зависимости чистого сверхпроводящего оптического отклика и экспериментальных результатов для энергий накачки 14 мкДж/см² и 43 мкДж/см² (рис. 2).

Отметим, что исследования купратных сверхпроводников в форме монокристаллов методами фемтосекундной лазерной спектроскопии выполнялись несколькими научными группами [17, 24]. Исследования тонких пленок купратов также встречаются [25, 26], но больше на уровне наблюдения явления, чем изучения его характеристик. Особенностью представленной работы является выбор в качестве объекта интереса композитного материала, представленного относительно толстым (1 мкм) слоем текстурированного YBCO на подложке сплава Hastelloy C-276 осажденного на последовательность вспомогательных буферных слоев. Качество структуры и морфологии такого объекта в силу наличия интерфейсов, а также двойникования и текстуры в плоскости заведомо ниже, чем у монокристаллов. В то же время, можно констатировать, что наблюдаемые свойства в части сверхбыстрых электронных откликов исследованного нами образца, по сути, воспроизводят свойства монокристаллов. Установление сверхпроводящего состояния проявляется в виде значительного (до 100% по амплитуде) возрастания амплитуды импульсного отклика коэффициента отражения по сравнению с нормальным состоянием. Такое наблюдение может послужить основой для экспресс-анализа качества формируемых сверхпроводящих композитов в части однородности их свойств по площади слоя и его толщине. Идентичность сверхбыстрого оптического отклика наблюдаемым на монокристаллах свидетельствует о высоком качестве осажденного слоя YBCO в образце.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе представлены результаты исследования методом фемтосекундной ла-

зерной спектроскопии динамики отражательной способности сверхпроводящего композита на базе текстурированного слоя $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ на подложке сплава Hastelloy C-276. Для диапазона плотностей энергии импульсов накачки 14–131 мкДж/см² продемонстрировано существенное изменение сверхбыстрой релаксации коэффициента отражения при установлении сверхпроводимости в материале. Показано, что наблюдаемый отклик имеет два вклада – нормальной и сверхпроводящей электронных компонент, первая из которых демонстрирует линейную зависимость амплитуды от плотности энергии возбуждения, а вторая проявляет излом при ≤ 14 мкДж/см². Отклики сверхпроводящей компоненты носит пороговый характер; накачка с энергией выше пороговой приводит к нетепловому разрушению сверхпроводящего состояния. Температурная зависимость амплитуды отклика сверхпроводящей компоненты хорошо описывается в рамках феноменологической теории Ротварфа и Тейлора. Хорошее соответствие результатов, полученных на исследованном сверхпроводящем композите и описанных в литературе для монокристаллических образцов свидетельствует о высоком качестве сформированного слоя $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ в исследованном образце.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-15-2021-1352) за финансовую поддержку.

СПИОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Testardi L.R. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4 (7). P. 2189–2196.
2. Han S.G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65 (21). P. 2708–2711.
3. Chwalek J.M. et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58 (9). P. 980–982.
4. Albrecht W., Kruse T., Kurz H. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69 (9). P. 1451–1454.
5. Dvorsek D. et al. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66 (2). P. 020510.
6. Kusar P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101 (22). P. 227001.
7. Giannetti C. et al. // 2008.
8. Fugol I. et al. // Solid State Commun. 1991. V. 80 (3). P. 201–206.
9. Dewing H.L., Salje E.K.H. // Supercon. Sci. Technol. 1992. V. 5 (2). P. 50.
10. Rüscher C.H., Götte M. // Solid State Commun. 1993. V. 85 (5). P. 393–396.
11. Rothwarf A., Taylor B.N. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19 (1). P. 27–30.
12. Kabanov V.V., Demsar J., Mihailovic D. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95 (14). P. 147002.
13. Demsar J. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91 (26). P. 267002.
14. Geibel C. et al. // J. Phys. F: Met. Phys. 1985. V. 15 (2). P. 405.
15. Bardeen J., Cooper L.N., Schrieffer J.R. // Phys. Rev. 1957. V. 108 (5). P. 1175–1204.
16. Springer D. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 93 (6). P. 064510.
17. Stojchevska L. et al. // Phys. Rev. B. 2011. V. 84 (18). P. 180507.
18. Kabanov V.V., Demsar J., Podobnik B., Mihailovic D. // Phys. Rev. B. 1999. V. 59 (2). P. 1497.
19. Stevens C.J. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78 (11). P. 2212.
20. Rothwarf A., Taylor B.N. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19 (1). P. 27.
21. Mattis D.C., Bardeen J. // Phys. Rev. B. 1958. V. 111 (2). P. 412–417.
22. Mertelj T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102 (11). P. 117002.
23. Loram W., Mirza K.A. // Phys. C (Amsterdam, Neth.). 1988. V. 153–155. P. 1020–1021.
24. Katsumi K. et al. // Phys. Rev. B. 2023. V. 107 (21). P. 214506.
25. Luo C.-W. et al. // J. Low Temp. Phys. 2003. V. 131. P. 767–774.
26. Wald H., Seidel P., Tonouchi M. // Phys. C (Amsterdam, Neth.). 2002. V. 367 (1–4). P. 308–316.

Study of Nonequilibrium Photoexcited States in HTSC Composites Using Ultrafast Laser Spectroscopy

I. V. Martirosyan^{1,*}, S. V. Pokrovskii¹, A. V. Petrov², and R. V. Yusupov²

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

²Kazan Federal University, Kazan, 420008 Russia

**e-mail: mephizic@gmail.com*

Received December 27, 2024; revised January 15, 2025; accepted January 22, 2025

Abstract—The superfast photoinduced dynamics of the reflection coefficient of superconducting composites based on layered REBCO (RE = Y) cuprates on a Hastelloy C-276 substrate has been studied in the temperature range of 5–200 K. It has been shown the ultrafast responses of the reflection coefficient to the excitation

by femtosecond light pulses contain components caused by the normal and superconducting subsystems. The contribution from the normal component has a shorter relaxation time of ~0.2 ps, and its amplitude is proportional to the pump energy density in a wide range. The response of the superconducting component observed below $T_c = 92$ K has a longer relaxation time of ~2.5 ps, and the dependence of the amplitude on the pump energy density has a bend at ~14 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$. The temperature dependence of the response amplitude of the superconducting component corresponds to predictions of the phenomenological Rothwarf–Taylor model. According to the ultrafast laser spectroscopy data, the properties of thin-film $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -based composites are very close to the properties of single crystals of these compounds.

Keywords: HTSC composites, pump–probe spectroscopy, reflectivity, nonequilibrium states