

Оптическая спектроскопия антиферромагнитных корреляций и страйпового состояния в сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$

В. Н. Самоваров, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин, С. А. Уютнов

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: samovarov@ilt.kharkov.ua*

Г. Г. Сергеева

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: gsergeeva@kipt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 15 января 2002 г., после переработки 13 февраля 2002 г.

Представлены результаты измерений температурных зависимостей спектров поглощения пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в антиферромагнитной (АФ) и металлической (сверхпроводящей, $T_c = 88$ К) фазах. В области энергий 1,3–2,6 эВ исследована температурная эволюция полос поглощения, которые диагностируют электронные и спиновые корреляции, а также степень металлизации (кислородно-медной гибридизации). Показано, что в металлической фазе в псевдощелевом состоянии ниже $T^* = 120 \pm 10$ К достаточно резко возникают полосы поглощения, присущие АФ фазе, в том числе электрон-двухмагнонная (A+J)-полоса, отражающая развитие сильных АФ корреляций. В отличие от диэлектрика (A+J)-полоса имеет тонкую структуру, связанную с рождением как взаимодействующих, так и невзаимодействующих магнонов. При этом она сосуществует с полосами, обусловленными сильной металлизацией. Полученные результаты доказывают фазовое расслоение при $T_c < T < T^*$ с образованием страйповой сверхструктуры, состоящей из металлических и диэлектрических (с ближним АФ упорядочением) областей. Эта сверхструктура сохраняется в сверхпроводящем (СП) состоянии, причем на СП переходе происходит дополнительное усиление АФ корреляций. Совокупность результатов дает независимые оптические свидетельства в пользу несомненного участия АФ корреляций в сверхпроводимости.

Наведено результати вимірів температурних залежностей спектрів поглинання плівок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в антиферомагнітній (АФ) та металічній (надпровідній, $T_c = 88$ К) фазах. В області енергій 1,3–2,6 еВ досліджено температурну еволюцію смуг поглинання, які діагностують електронні та спінові кореляції, а також ступінь металізації (киснево-мідної гібридизації). Показано, що в металічній фазі у псевдоцілінному стані нижче $T^* = 120 \pm 10$ К досить різко виникають смуги поглинання, що притаманні АФ фазі, у тому числі електрон-двомагнонна (A+J)-смуга, яка відображає розвиток сильних АФ кореляцій. На відміну від діелектрика (A+J)-смуга має тонку структуру, пов'язану з народженням як взаємодіючих, так і невзаємодіючих магнонів. При цьому вона співіснує зі смугами, що обумовлені сильною металізацією. Отримані результати доводять фазове розшарування при $T_c < T < T^*$ з утворенням страйпової надструктури з металічних та діелектричних (з близьким АФ упорядкуванням) областей. Ця надструктура зберігається у надпровідному (НП) стані, причому на НП переході відбувається додаткове посилення АФ кореляцій. Сукупність результатів дає незалежні оптичні свідчення на користь безперечної участі АФ кореляцій у надпровідності.

PACS: 74.72.Vk

Введение

В настоящее время оптическая спектроскопия является одним из наиболее информативных методов изучения магнитных взаимодействий и корреляций в магнитоупорядоченных кристаллах и допированных антиферромагнетиках. Своим развитием оптическая спектроскопия магнетиков в значительной степени обязана работам В. В. Еременко и учеников его научной школы. В 60-х гг. при исследовании карбоната марганца $MnCO_3$ впервые было обнаружено влияние антиферромагнитного (АФ) упорядочения на спектры поглощения магнетиков, а впоследствии этот эффект был подтвержден и исследован для самых разнообразных АФ диэлектриков [1]. В работе [2] в тонких экспериментах впервые по спектрам поглощения были определены параметры спиновых волн в π -фазе твердого кислорода. Публикации [1,2] во многих отношениях явились базовыми для становления магнитооптики поглощения, люминесценции, двулучепреломления, фотоиндуцированных явлений в диэлектрических магнетиках. Обобщение результатов по низкотемпературной спектроскопии магнетиков нашло свое отражение в известной монографии В. В. Еременко [3], а также в книге [4], подготовленной им совместно с учениками.

Для медно-оксидных ВТСП, являющихся допированными антиферромагнетиками, вопрос о диагностике АФ корреляций приобрел особую актуальность в связи с тем, что один из возможных сценариев сверхпроводящего (СП) спаривания включает участие АФ флуктуаций [5–9]. Следует отметить, что возможность сверхпроводимости с участием АФ спиновых волн достаточно давно теоретически доказал И. А. Привороцкий [10].

Для ВТСП, как и для антиферромагнетиков, сначала возник вопрос о чувствительности оптических спектров к фазовому переходу, в данном случае к сверхпроводимости. Вообще говоря, эта задача имеет давнюю историю. Для низкотемпературных сверхпроводников неоднократные эксперименты по обнаружению влияния сверхпроводящего перехода на равновесные оптические спектры в видимой области частот $\hbar \omega \approx 2$ эВ дали отрицательный результат. В одной из первых таких работ Б. И. Веркин и Б. Г. Лазарев еще в 1948 г. [11] пытались обнаружить влияние СП перехода на спектры пропускания и отражения олова и ртуты. Их тщательные измерения не вы-

явили каких-либо аномалий на сверхпроводящем переходе, и они пришли к выводу о том, что электромагнитный отклик следует искать «на частотах, близких к частоте, характеризующей энергию связи, свойственную электронной жидкости в сверхпроводнике». Для олова и свинца аналогичные эксперименты были проведены в зарубежных научных центрах в начале 50-х гг. в период обоснования БКШ-концепции (см. обсуждение в работе Дж. Хирша [12]). Какие-либо аномалии на СП переходе также не наблюдались. Отрицательные результаты по обнаружению оптического отклика способствовали развитию идеи о существовании энергетической щели Δ в электронном спектре сверхпроводника. После установления щелевого характера сверхпроводимости и, как следствие, обнаружения низкочастотного отклика на СП состоянии на «щелевых» частотах $\hbar \omega \approx \Delta$, оптическая диагностика сверхпроводимости в области $\hbar \omega \approx \Delta$ в течение долгих лет считалась нелогичной.

Ситуация кардинально изменилась с открытием ВТСП. Сначала был обнаружен эффект чувствительности спектров оптической люминесценции к сверхпроводимости в купратных ВТСП. Это было сделано практически одновременно в работах групп В. Г. Станкевича [13] и В. В. Еременко [14]. Было установлено прямое влияние СП перехода на спектры катодолуминесценции [14], а также фотолюминесценции [13] YBCO в области 2–3 эВ. Затем, что очень важно, в совместных работах группы И. Я. Фуголь с немецкими коллегами [15,16] в пленках YBCO был впервые обнаружен значительный оптический отклик равновесного поглощения на сверхпроводящий переход. Измерения проводились на частотах ≈ 2 эВ, т.е. для энергий, значительно превышающих энергию СП щели $\Delta \approx 10^{-2}$ эВ. Оказалось, что спектры существенно изменяются от температуры в нормальной фазе, однако становятся температурно-независимыми ниже T_c . Иными словами, был обнаружен скачок температурной производной коэффициента поглощения.* Эффект следует признать весьма неожиданным, поскольку ранее он не был предсказан, а для низкотемпературных сверхпроводников вообще отсутствовал раздел оптической спектроскопии.

Для различных купратных ВТСП на основе Y, La и Bi чувствительность к сверхпроводимости оптических спектров отражения и поглощения была подтверждена в широкой области частот от

* По теории Хирша (*Physica C* 364–365, 37 (2001)) чувствительность оптических спектров к сверхпроводимости в дырочных ВТСП связана с фундаментальной асимметрией спаривания электронов и дырок (дырочных поляронов) в сверхпроводящем состоянии.

0,3 до 3 эВ: в СП фазе при $T < T_c$ спектры отражения и поглощения становятся не зависящими от температуры [17–19]. Вполне естественно возникла интересная идея — выделить в спектрах купратов оптическую особенность, обусловленную магнитными степенями свободы, и проследить за ее эволюцией при изменении температуры от комнатной до T_c и в самой СП фазе. Эта задача, направленная в конечном счете на выяснение роли магнитных взаимодействий в формировании высокотемпературной сверхпроводимости, оказалась непростой. Существенные результаты в этом направлении получены сравнительно недавно для пленок YBCO слабого допирования в работах В. В. Еременко с коллегами [20,21], в которых была идентифицирована электрон-двухмагнонная полоса поглощения $A+J$ вблизи 2,15 эВ. Было показано, что $(A+J)$ -полоса, отражающая развитие ближних АФ корреляций, появляется при охлаждении металлических пленок YBCO и сохраняется в СП фазе.

Вопрос о роли АФ корреляций в СП спаривании для медно-оксидных ВТСП является одним из наиболее дискуссионных, причем не менее остро стоит вопрос о природе псевдощелевого (ПЩ) состояния, предшествующего в области температур $T_c < T < T^*$ сверхпроводимости с d -волновым спариванием (см., например, [5–9,22]). Общепринятой точки зрения на природу и взаимосвязь СП и ПЩ состояний пока не существует. Однако находит все большее подтверждение предположение, что сверхпроводимость в этих соединениях связана с предварительным фазовым расслоением образцов на диэлектрические (с ближним АФ упорядочением) и металлические квазиодномерные полосы (страйп-фазы) [23–26]. Полоски металлического характера с квазиодномерным движением дырок разделены диэлектрическими и образуют в совокупности флуктуирующую во времени (10^{-10} с) и пространстве страйповую сверхструктуру. Ширина каждого страйпа составляет несколько постоянных решетки для ионов Cu^{2+} . Наиболее чувствительным к страйповой структуре считается метод неупругого нейтронного рассеяния [24], однако в кратком сообщении [27] В. В. Еременко с соавторами продемонстрировали, что оптическая спектроскопия поглощения также может идентифицировать образование страйповой сверхструктуры в YBCO.

В настоящей работе проведены измерения температурных зависимостей спектров поглощения диэлектрических пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с $x = 0,3-0,35$ и сверхпроводящей пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ оптимального допирования с $x = 0,85$ и $T_c = 88$ К. В области

1,2–2,6 эВ прослежена температурная эволюция разных полос поглощения, которые диагностируют электронные и спиновые корреляции, а также степень кислородно-медной pd -гибридизации в активной плоскости CuO_2 . Оптические данные показали, что степень pd -гибридизации сильно увеличивается при металлизации (допировании), но с температурой она изменяется слабо и не является решающим фактором для появления сверхпроводимости. Более тонкие эффекты разворачиваются с участием магнитной подсистемы при охлаждении металлической пленки ниже $T^* = 120 - 10$ К. В ПЩ состоянии при $T < T^*$ достаточно резко появляется электрон-двухмагнонная $(A+J)$ -полоса поглощения, тонкая структура которой состоит из двух максимумов при 2,145 и 2,28 эВ. Эти максимумы могут быть отнесены к дополнительному возбуждению при электронном A -переходе взаимодействующих ($3J$ -резонанс) и невзаимодействующих ($4J$ -резонанс) между собой магнонов, где J – обменная энергия. Такая картина прямо указывает на развитие ниже T^* сильных АФ корреляций. При этом $(A+3J)$ -компонента, характерная для АФ фазы, сосуществует с B -полосами поглощения, характерными для металла. Этот эффект отражает страйповое фазовое расслоение в ПЩ состоянии на диэлектрические (с ближним АФ упорядочением) и металлические области. Возникшее расслоение сохраняется в СП фазе, причем на СП переходе происходит усиление АФ корреляций (усиление $3J$ - и $4J$ -резонансов). В целом, полученные нами результаты оказались вполне достаточными, чтобы сделать вывод, что в нормальном состоянии электронная система при понижении T «подготавливается» к появлению сверхпроводимости путем развития АФ корреляций, которые сохраняются в СП фазе. Таким образом, метод оптической спектроскопии поглощения, не имеющий аналога для классических сверхпроводников, приводит к независимому выводу о несомненном участии АФ корреляций в формировании сверхпроводимости в YBCO.

1. Эксперимент

Измерения спектров поглощения были выполнены на трех пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, которые в дальнейшем обозначаются YS370, ВН609 и ВН611. Пленка серии «YS» изготовлена методом прямого распыления мишеней в Физическом институте университета г. Эрлангена (Германия), а пленки серии «ВН» были приготовлены методом лазерной абляции в исследовательском центре фирмы «Сименс» г. Эрлангена. Все пленки были

выращены на подложках (100) SrTiO₃, имели ориентацию *c*-оси кристалла перпендикулярно подложке и толщину $\ell = 2300 \text{ \AA}$. Пленки YS370 и ВН609 являются диэлектрическими с периодами решетки вдоль оси *c* 11,842 Å и 11,820 Å. Этим значениям отвечают индексы допирования $x = 0,3$ и $x = 0,35$, т.е. пленки находятся вблизи перехода диэлектрик–металл. Пленка ВН611 является металлической с периодом решетки вдоль *c*-оси 11,695 Å, которому соответствует индекс допирования $x = 0,85$. По магнитным измерениям температура сверхпроводящего перехода для пленки ВН611 равна 88 К, ширина перехода составляет около 1 К. Удельное сопротивление этой пленки для *ab*-плоскости кристалла $\rho_{ab}(100\text{К})$ составляет примерно 100 мкОм см.

Экспериментальная методика измерения спектров поглощения (коэффициентов поглощения $\kappa(\lambda)$) достаточно подробно изложена в [20,21]. Отметим только наиболее существенные моменты. Оптические измерения были выполнены в неполяризованном свете ($E \parallel ab$ -плоскости кристалла), при этом облучение пленок проводилось через монохроматор МДР-12 в автоматическом режиме записи данных и сканирования спектров. Для $T = 300 \text{ К}$ даны абсолютные спектры поглощения в единицах оптической плотности $\ell(\lambda)$. Данные при охлаждении пленок представлены в виде зависимостей разностного спектра $\Delta\ell(\lambda) = \ell(\lambda, T) - \ell(\lambda, T_0)$, где T_0 – начальная температура, относительно которой проводилось охлаждение пленок. Величины $\Delta\ell(\lambda)$ определялись по соотношению $\Delta\ell(\lambda) = \ln[t_0(\lambda)/t(\lambda)]$, где $t_0(\lambda)$ и $t(\lambda)$ – измеренные спектры пропускания пленок при температурах T_0 и T . Это соотношение хорошо выполняется даже без учета температурных изменений коэффициента отражения $R(\lambda)$. В области энергий 1,2–3 эВ, где проводились измерения, отражение для диэлектрической и металлической фаз YBCO мало для обеих поляризаций в *ab*-плоскости, $R \approx 10\%$ [28]. Температурные изменения отражения при охлаждении пленок также малы, составляя $R/T \approx 10^{-4} \text{ К}^{-1}$ [29], что заметно меньше температурных изменений пропускания. Поэтому использование приведенного выше выражения для определения $\Delta\ell(\lambda)$ по спектрам пропускания вполне надежно.

2. Классификация оптических переходов и принципы анализа спектров поглощения

Для целостности восприятия физической картины целесообразно изложить принятую классификацию переходов и те подходы, которыми мы руководствовались при анализе оптических особенностей.

В спектральной области ИК- и видимого диапазона при $\hbar\nu < 3 \text{ эВ}$ спектр поглощения YBCO определяется совокупностью межзонных и внутрizonных переходов, а также *dd*-переходов в ионе Cu²⁺. В итоге спектр оказывается весьма сложным, многокомпонентным, и для его интерпретации требуется определенная картина распределения плотности состояний $N(E)$ в сочетании со схемой расщепления *dd*-переходов в поле кислородных лигандов. В основу идентификации измеренных спектров поглощения положена система электронных переходов, схематически показанная на рис. 1. Эта картина отражает наиболее принципиальные особенности структуры электронных состояний купратных ВТСП.

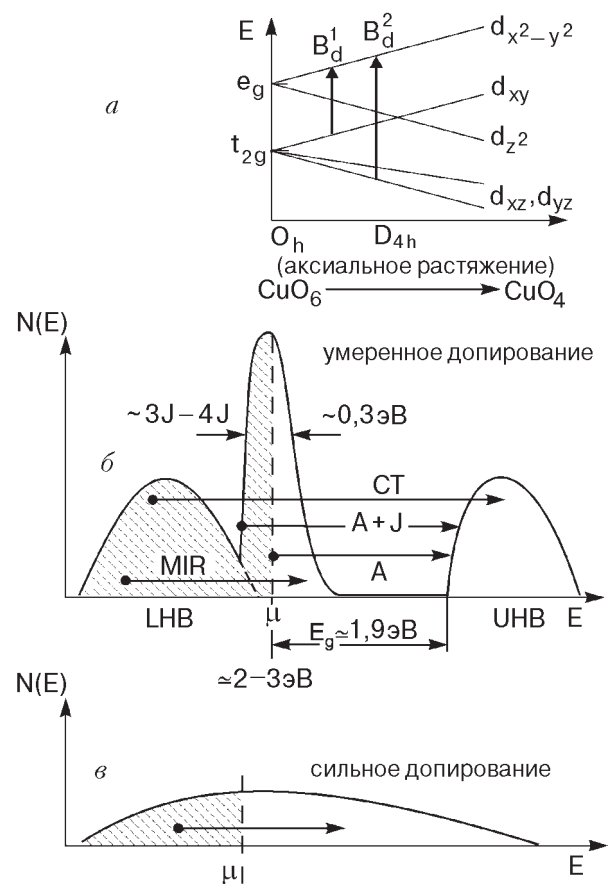


Рис. 1. Расщепление *d*-уровней иона Cu²⁺ в кристаллическом поле тетрагональной симметрии D_{4h} при аксиальном растяжении за счет внутренних полей (а). Распределение плотности состояний $N(E)$ при умеренном (б) и сильном (в) допировании. Стрелками указаны оптические переходы, рассматриваемые при анализе измеренных спектров поглощения YBCO в видимой области частот. Рисунки даны без соблюдения масштаба (обозначения см. в тексте).

Межзонные переходы с переносом заряда

Эти переходы отражают своеобразие распределения плотности состояний $N(E)$ в 2D-коррелированных медно-кислородных системах [6,30]. Нижняя pd -гибридизированная хаббардовская зона (LNB) отделена от верхней хаббардовской зоны (UNB), образованной в основном медными d -орбиталями, оптической щелью величиной E_g . Природа щели обусловлена переносом заряда от кислорода к меди. В диэлектрике $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ ($x < 0,4$) величина $E_g \approx 1,7$ эВ [31]. В металлической фазе YBCO щель сохраняется вплоть до области оптимального допирования ($x \approx 0,9$), но при сверхдопировании, когда купратные ВТСП становятся 3D-металлами и начинают терять сверхпроводящие свойства, щель заполняется зонными состояниями. Межзонным переходам с переносом заряда (*Charge-transfer transitions*, СТ-переходы) при $\hbar \omega > E_g$ соответствует континуальная компонента спектра поглощения, которую в терминах оптической плотности обозначим как $(\ell)_{CT}$.

A-переходы из корреляционного пика плотности состояний

Другие типы межзонных оптических переходов возникают из-за существования на вершине LNB узкого корреляционного A-пика плотности состояний. В коррелированных системах A-пик плотности состояний возникает независимо от выбранного подхода для получения спектрального распределения $N(E)$: однозонная хаббардовская модель с учетом [32] и без учета [30] АФ флуктуаций, поляронная модель медно-кислородных синглетов Жанга–Райса [33], модель коллективного резонанса Кондо [34]. В рамках tJ -подхода появление A-пика в структуре $N(E)$ является следствием взаимодействия носителей заряда с АФ флуктуациями, которые интенсивно развиваются в купратных оксидах в области температур ниже энергии обменного взаимодействия $J \approx 4t^2/U \approx 10^3$ К, где $t \approx 0,2-0,3$ эВ — амплитуда междоузельного переноса, а $U \approx 2-3$ эВ — значение эффективной хаббардовской энергии. В этом случае ширина A-пика определяется процессами рождения (исчезновения) магнонов при движении дырок и имеет характерное значение $\approx 3-4J$ [8,32]. В спектрах поглощения A-пик плотности состояний должен проявляться в виде A-полосы шириной масштаба J , расположенной при $E \approx E_g$ (в дальнейшем $(\ell)_A$ -компонента).

Отметим, что параметры A-пика в 2D-системах являются анизотропными. Так, вдоль Γ -M-направления зоны Бриллюэна носители интенсивно взаи-

модействуют с АФ флуктуациями и, как следствие, имеют большую массу (*hot quasiparticles*), но для других направлений 2D-зоны Бриллюэна взаимодействие сильно ослаблено (*cold quasiparticles*) (см. [9] и ссылки в ней). Поскольку измерения проведены нами с использованием неполяризованного света, то, согласно известным правилам, поглощение, связанное с переходами из зоны тяжелых дырок, доминирует над поглощением, связанным с переходами из зоны легких дырок.

(A+J)-переходы с дополнительным возбуждением магнонной подсистемы

Еще один тип оптических переходов возникает, если одновременно с A-переходами происходит возбуждение магнонной АФ подсистемы. Эти (A+J)-переходы превышают A-переходы на величину энергии $3J-4J$ двухмагнонных возбуждений в YBCO и в спектрах поглощения должны проявляться в виде узкой (A+J)-полосы (компонента $(\ell)_{A+J}$).

Внутризонные MIR-переходы

В металлической фазе YBCO, когда уровень Ферми расположен в области A-пика плотности состояний, возможны континуальные внутризонные переходы из глубины валентной зоны LNB в открывающуюся с допированием область дырочных состояний. Низкочастотная граница этих MIR-переходов имеет значение, близкое к ширине A-пика, т.е. 0,3–0,4 эВ, максимум поглощения приходится на 0,5–0,6 эВ, а высокочастотное крыло медленно спадает из-за большой ширины валентной зоны и может поэтому захватывать даже видимый диапазон вплоть до $\hbar \omega = 3$ эВ [6,19,20].

dd-переходы в ионе Cu^{2+}

В элементарной ячейке YBCO ион Cu^{2+} находится в основании пирамиды CuO_5 , имея окружение из 5 кислородных лигандов: 4 атома в плоскости CuO_2 и 1 атом апексного кислорода. Качественная схема расщепления d -орбиталей Cu^{2+} в октаэдрическом окружении представлена на рис.1, где исходные e_g -дублет и t_{2g} -триплет в октаэдре CuO_6 расщепляются за счет ослабления аксиального поля атомов апексного кислорода, в том числе при удалении одного из них. В предельном случае отсутствия двух атомов апексного кислорода расщепление отвечает плоско-квадратному комплексу CuO_4 . Для поляризации $E \parallel ab$ наибольший вклад в поглощение должны давать переходы $d_{xy} \rightarrow d_{x^2-y^2}$ и $d_{yz,xz} \rightarrow d_{x^2-y^2}$ на орбиталь $Cu^{2+}(d_{x^2-y^2})$ с дырочным состоянием. Однако в спектрах поглощения симметричное правило

для d -орбиталей накладывает запрет на dd -переходы. В медьсодержащих оксидах конечная степень pd -гибридизации (степень ковалентности) снимает запрет на dd -переходы [35]. В диэлектрической фазе YBCO и других купратов dd -переходы наблюдаются в виде слабоинтенсивных полос с коэффициентами поглощения 10^4 см^{-1} [20,36], что, по-видимому, связано с ослабленной pd -гибридизацией [35]. В то же время в спектрах комбинационного рассеяния (КР) dd -переходы выражены очень хорошо. Например, в спектрах КР переход $d_{xy} \rightarrow d_{x^2-y^2}$ отчетливо виден в диэлектрической фазе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x = 0,4$) в виде узкой полосы, центрированной вблизи 1,5–1,56 эВ с полушириной 0,1 эВ [37]. В металлической фазе из-за усиления pd -гибридизации коэффициент поглощения для dd -переходов возрастает до значений, сравнимых с коэффициентами для разрешенных СТ-переходов, 10^5 см^{-1} [20,21], но в спектрах КР переход $d_{xy} \rightarrow d_{x^2-y^2}$ при металлизации сильно ослабляется [37]. Ранее в спектрах поглощения металлической фазы YBCO умеренного допирования с $x = 0,7$ переходы $d_{xy} \rightarrow d_{x^2-y^2}$ и $d_{xz,yz} \rightarrow d_{x^2-y^2}$ наблюдались в виде узких полос при 1,5 эВ и 2,4 эВ [20,21]. Следуя обозначениям, принятым в [20], эти dd -переходы обозначим как $B_d^1(d_{xy} \rightarrow d_{x^2-y^2})$ и $B_d^2(d_{xz,yz} \rightarrow d_{x^2-y^2})$, а коэффициенты оптической плотности – $(\ell)_{1B}$ и $(\ell)_{2B}$.

Таким образом, спектральный состав поглощения YBCO в области 1–3 эВ (см. рис. 1) должен определяться суммой шести компонент.

1. Континуальная межзонная составляющая $(\ell)_{CT}$ при $\hbar = E_g$ для переходов с переносом заряда от кислорода к меди, СТ-компонента.

2. Континуальная составляющая от коротковолнового крыла внутризонной MIR-компоненты, $(\ell)_{MIR}$. Компоненты MIR и СТ задают непрерывный фон поглощения в области частот 1–3 эВ.

3. Узкополосная $(\ell)_A$ -компонента A -переходов из корреляционного максимума плотности состояний через оптическую щель без возбуждения магнитных степеней свободы, A -полоса.

4. Узкополосная $(\ell)_{A+J}$ -компонента $(A+J)$ -переходов из корреляционного максимума плотности состояний через оптическую щель с дополнительным возбуждением магнитных степеней свободы, $(A+J)$ -полоса;

5. Узкополосная $(\ell)_{1B}$ -компонента для dd -переходов $d_{xy} \rightarrow d_{x^2-y^2}$, обусловленная pd -гибридизацией в плоскости CuO_2 , B_d^1 -полоса.

6. Узкополосная $(\ell)_{2B}$ -компонента для dd -переходов $d_{xz,yz} \rightarrow d_{x^2-y^2}$, обусловленная pd -гибри-

дизацией в поперечном относительно плоскости CuO_2 направлении, B_d^2 -полоса;

Как показывают результаты настоящей работы, а также [20,21], рассмотренные компоненты поглощения могут выступать эффективным инструментарием для изучения эволюции корреляционного, магнитного и ковалентного вкладов в спектр носителей при изменении температуры и уровня допирования YBCO.

3. Диэлектрическая фаза YBCO

На рис. 2 приведены спектры поглощения диэлектрических пленок YS370 с $x = 0,3$ и VN609 с $x \approx 0,35$ в спектральной области 1,4–2,8 эВ при 300 К. Результаты даны в координатах оптическая плотность ℓ – приведенная энергия E/E_0 , где E_0 – положение мощного A -пика поглощения. Как видно на рис. 2,а, характер спектров и положение основных особенностей практически совпадают в обеих пленках и, следовательно, не зависит от способа их приготовления. Корреляционный A -пик поглощения с интенсивностью $(\ell)_A = 2,2\text{--}2,7$ приходится на энергию $E_0^A = 1,77$ эВ. С высокочастотной стороны от A -пика вблизи 2,12 эВ хорошо проявляется $(A+J)$ -полоса. Эти две полосы расположены на фоне континуальной СТ-компоненты (внутризонная MIR-компонента в диэлектрической фазе отсутствует). Полоса $A+J$ центрирована при $E_0^A + \hbar \omega_{2m}$ и отстоит от A -полосы на энергию двухмагнетонного возбуждения $3J$, которая по данным поглощения и КР для диэлектрической и слабометаллизированной фазы YBCO составляет $\hbar \omega_{2m} = 0,33\text{--}0,35$ эВ [6,38–40].

Для количественного описания измеренных данных проведено модельное разложение спектра поглощения пленки VN609 на три основные компоненты: $(\ell)_{\text{fit}} = (\ell)_A + (\ell)_{A+J} + (\ell)_{CT}$. Полосы A и $A+J$ описывались гауссовыми контурами, а межзонная СТ-компонента – квадратичной зависимостью от энергии:

$$\ell_{\text{fit}} = \sum_i \frac{i}{i\sqrt{}} \exp \left[-\frac{E - E_0^i}{2 \frac{E - E_0^i}{i}} \right]^2 + \frac{CT}{E} \frac{E - E_g}{E} \quad (1)$$

где $i = A, A+J$. Частотная зависимость для межзонного СТ-поглощения $(\ell)_{CT} \propto (E - E_g)^2$ характерна для переходов, обусловленных «хвостами» плотности состояний внутри оптической щели, а также сильным рассеянием носителей заряда [41]. В хаббардовских системах существование таких хвостов является прямым следствием взаимосвязи плотностей состояний UHV и LHV

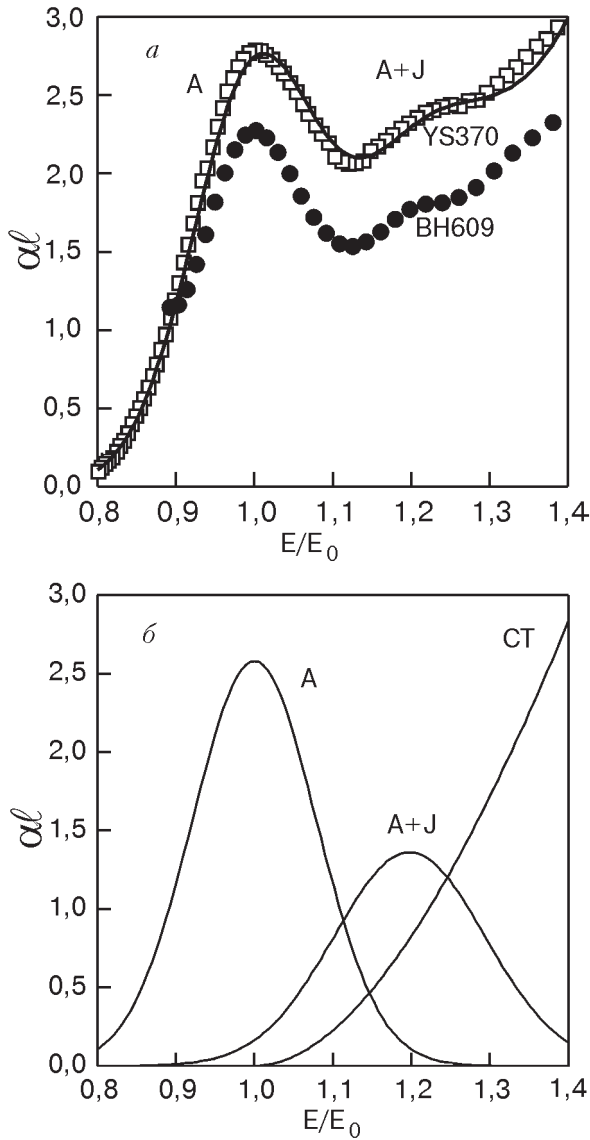


Рис. 2. Абсолютные спектры поглощения диэлектрических пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с $x = 0,3$ (пленка YS370) и $x = 0,35$ (пленка ВН609) при 300 К. Сплошной линией показано модельное описание спектра (а). Разложение измеренного спектра для пленки ВН609 на спектральные составляющие (б).

[30]. В случае хорошо выраженных хвостов плотности состояний в YBCO эта зависимость была верифицирована в оптических экспериментах [42].

Модельное разложение измеренного спектра для пленки ВН609 показано на рис. 2,б. Приведем параметры этого разложения, которые позволяют описывать экспериментальный спектр с точностью не хуже 4% во всем диапазоне измерений (в скобках указаны значения параметров аналогичного разложения для пленки YS370).

1. Гауссова А-полоса: $E_0^A = 1,77$ эВ (1,75 эВ), дисперсия $\sigma_A = 0,14$ эВ (0,12 эВ), амплитудный коэффициент $A = 0,64$ эВ (0,44 эВ).

2. Гауссова (А+J)-полоса: $E_0^{A+J} = 2,12$ эВ (2,06 эВ), дисперсия $\sigma_{A+J} = 0,17$ эВ (0,17 эВ), $A_{A+J} = 0,41$ эВ (0,30 эВ).

3. Межзонная СТ-компонента: $E_g = 1,77$ эВ (1,75 эВ), амплитудный коэффициент $C_{CT} = 14$ эВ⁻¹ (12,1 эВ⁻¹).

Как видно, в спектре поглощения диэлектрической фазы при 300 К отсутствуют dd -полосы. В этой связи отметим, что их можно выделить только при нагревании диэлектрической (полупроводниковой) пленки YBCO [20]. Они появляются при 1,56 эВ (B_d^1) и 2,4 эВ (B_d^2) в виде сравнительно слабых спектральных особенностей с амплитудой $(\ell)_B = 0,1$ и коэффициентом $B = 0,02$ эВ. Пленки на границе перехода диэлектрик–металл находятся в активационном режиме проводимости, и усиление B_d^1 -, B_d^2 -полос следует за ростом металлизации при повышении температуры. Мы также наблюдали появление этих полос в экспериментах при фотометаллизации (фотодопировании) охлажденных до 80 К пленок YBCO с $x = 0,35$. Эти эксперименты наглядно показали, что dd -полосы B_d^1 и B_d^2 могут выступать оптическими зондами металлизации, что подтвердили наши данные для металлизированной пленки ВН611, приведенные в следующем разделе.

Рассмотрим интересный вопрос о температурных изменениях спектров поглощения диэлектрических пленок при их охлаждении в область АФ фазы. Для пленок YBCO с индексом $x = 0,3-0,35$ температура АФ перехода лежит вблизи $T_N = 250-200$ К [43]. Установить более точное количественное соответствие T_N индексу допирования x весьма затруднительно из-за резко спадающей на границе перехода диэлектрик–металл зависимости $T_N(x)$ при росте x . Представим разностные спектры $\ell = \ell(T) - \ell(T_0)$ относительно начальной температуры T_0 в области 1,5–2,6 эВ. На рис. 3,а даны результаты измерений ℓ при охлаждении пленки YS370 от $T_0 = 280$ К до 146, 102 и 80 К. Отчетливо видно, что в АФ фазе поглощение в максимумах А- и (А+J)-полос возрастает, $(\ell) > 0$. Одновременно сильно ослабляется красное крыло А-полосы в области $\hbar < 1,65$ эВ, где $(\ell) < 0$, т.е. А-контур при охлаждении сужается (А-контур может быть асимметричным). Заметные температурные изменения для А- и (А+J)-полос происходят на фоне относительно слабых изменений для СТ-компоненты. Сразу отметим, что сильная температурная зависимость А- и (А+J)-полос в АФ фазе свидетельствует о прямой взаимосвязи этих полос с

АФ степенями свободы. С этой точки зрения показательны данные на рис. 3,б, демонстрирующие температурные изменения (ℓ) относительно $T_0 = 205$ К для коэффициента поглощения при энергии кванта 1,6 эВ, т.е. на низкочастотном крыле А-полосы. Видно, что при понижении температуры от $T_0 = 205$ К ($T_0 \rightarrow T_N$) производная температурных изменений быстро увеличивается, но затем она

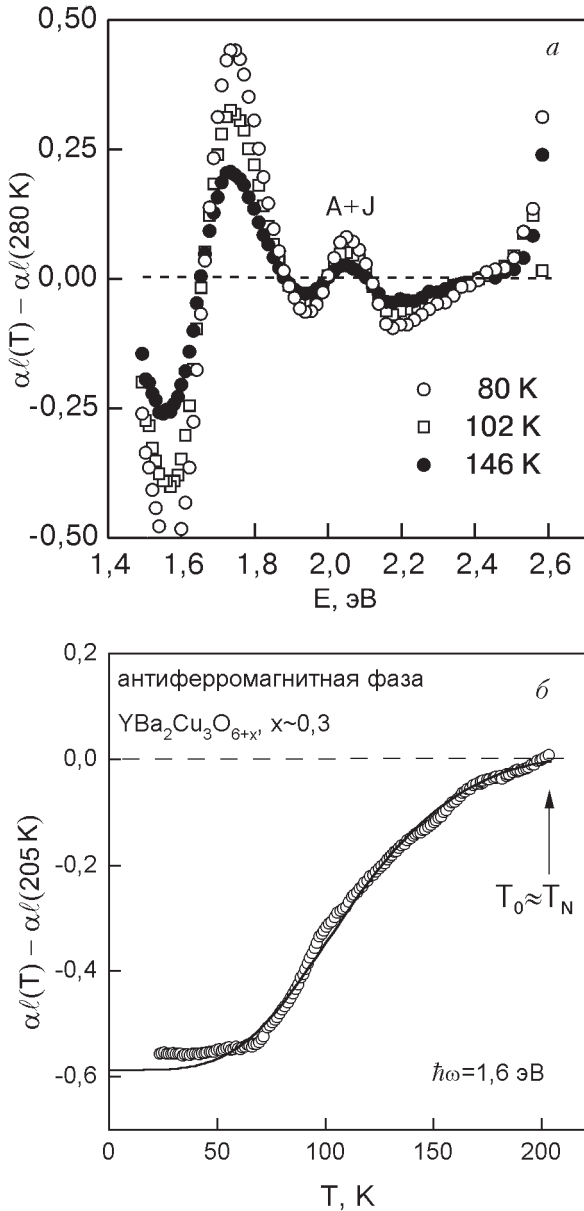


Рис. 3. Разностные спектры поглощения (ℓ) $\ell(T) - \ell(T_0)$, измеренные для пленки YS370 с $x \sim 0,3$ относительно начальной температуры $T_0 = 280$ К (а). Температурное поведение коэффициента поглощения (ℓ) $[\ell(T) - \ell(205 \text{ К})]$ относительно температуры $T_0 = 205$ К ($T_0 \rightarrow T_N$) в АФ фазе пленки YS370. Энергия кванта света 1,6 эВ. Сплошной линией показана теоретическая зависимость (б).

резко уменьшается вплоть до нуля в области ниже 50–60 К. Подобный ход спектральных параметров полос поглощения, формируемых экситон-магнонными взаимодействиями, характерен и хорошо известен для классических АФ диэлектриков, имеющих спиновую щель, например для двумерного $[\text{NH}_3(\text{CH}_2)_2\text{NH}_3]\text{MnCl}_4$, квазиодномерного $\text{CsMnCl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ и трехмерного MnF_2 [4,44].

Теоретические исследования температурной зависимости поглощения в этих материалах показали, что дисперсия полос в АФ фазе хорошо описывается законом $T - T_0 \exp(-N/k_B T)$, где N – величина спин-волновой щели, а $n = 2, 3$ обозначает размерность системы (для бесщелевого АФ состояния в случае 3D кристалла $(T - T_0)^3$) [44]. Эта зависимость приводит к сильным температурным изменениям полос поглощения в АФ фазе, но с почти пороговым для низкоразмерных систем характером выхода на температурно-независимый участок $\ell = \text{const}$ при $T \rightarrow T_0/k_B$. На рис.3,б сплошной кривой показана теоретическая зависимость $(\ell)_{\text{fit}} = \ell(T) - \ell(T_0 = 205 \text{ К})$ для разностного поглощения гауссовой А-полосы при $\hbar\omega = 1,6$ эВ, построенная с использованием $(T - T_0)^n$ для 2D случая ($n = 2$). При этом предполагается сохранение площади А-контура при уменьшении температуры от 300 К, т.е. для гауссианов $\ell(T)$ и $\ell(T_0)$ принимается $A = \text{const}$. В то же время дисперсия описывается выражением $T - T_0 \exp(-N/k_B T)$, где N – нормировочная константа. Чтобы связать N с подгочными параметрами $(T = 0)$ и N , для гауссиана $(T_0 = 205 \text{ К})$ принималось, что $(T_0) = (300 \text{ К})$. Хорошее согласие экспериментальных данных и теоретической кривой получено при следующих значениях параметров: $(T = 0) = 0,04$ эВ, $N = 6$ мэВ. Величина N задает температуру 65 К, ниже которой температурные изменения А-полосы в АФ фазе должны быть незначительными. Полученное значение N согласуется с независимыми измерениями спин-волновой щели $N = 3-6$ мэВ в диэлектрической фазе YBCO нейтронным методом (см. обсуждение в [45]). Таким образом, данные на рис.3 доказывают, что А-полоса поглощения и связанная с ней (А+J)-полоса формируются в результате электрон-магнонного взаимодействия. При этом дисперсия А-полосы, по-видимому, определяется длинноволновыми магнонами, а положение и параметры электрон-двухмагнонной (А+J)-полосы связаны с магнонами на краю зоны Бриллюэна, где плотность магнонных состояний близка к максимальной.

Остановимся более подробно на температурных изменениях (А+J)-полосы. На рис. 4 представ-

лены данные $(\ell)_{A+J} = \ell(T) - \ell(T_0)$ для $(A+J)$ -контура в АФ фазе пленки YS370, измеренные относительно температуры $T_0=140$ К. Видно, что $(A+J)$ -полоса в АФ фазе не имеет тонкой структуры и хорошо описывается одиночным гауссовым контуром, обозначенным на рис. 4 сплошной кривой. Узкая $(A+J)$ -полоса располагается на фоне континуальных изменений для межзонной полосы поглощения, для которой $(\ell)_{CT} = \ell_{CT}(T) - \ell_{CT}(T_0) = 0,05$. Разностный спектр $(\ell)_{A+J}$ должен, как и для A -контура, определяться разностью двух гауссианов при различных температурах. Если дисперсия гауссиана от температуры в области АФ фазы меняется слабо, то разность $(\ell)_{A+J}$ является практически чистым гауссианом с $(\ell)_{A+J} = \text{const}$ и амплитудным коэффициентом $(\ell)_{A+J} = (T) - (140 \text{ К})$. Это объясняется тем, что для магнанных возбуждений с энергией на краю зоны Бриллюэна выполняется сильное неравенство $T \ll \hbar/k_B$, и для $(A+J)$ -контура дисперсию во всей области АФ фазы действительно можно полагать температурно-независимой. Аппроксимирующие кривые на рис. 4 позволяют говорить, что при $T < T_N$ дисперсия контура составила $(\ell)_{A+J} = 0,05$ эВ, т.е. при переходе в АФ состояние она уменьшилась в несколько раз по сравнению со значением 0,17 эВ при 300 К; в самой АФ фазе при охлаждении от 140 до 20 К дисперсия изменяется слабо. В то же

время, как видно на рис. 4, в АФ фазе с уменьшением температуры заметно возрастает сила осциллятора $(A+J)$ -перехода. Так, при охлаждении от 140 до 102 К добавка к амплитудному коэффициенту составляет $(\ell)_{A+J}(102 \text{ К}) - (\ell)_{A+J}(140 \text{ К}) = 0,0036$ эВ = 0,012 (300 К), а при дальнейшем охлаждении до 44 К изменения достигают $(\ell)_{A+J} = 0,01$ эВ = 0,033 (300 К). Таким образом, в диэлектрической фазе при переходе от ближнего АФ упорядочения при $T > T_N$ к дальнему АФ упорядочению при $T < T_N$ дисперсия $(A+J)$ -полосы уменьшается, амплитуда полосы (вероятность оптического перехода) увеличивается и продолжает увеличиваться вплоть до 44 К. В области $T < 44$ К все температурные изменения прекращаются (см. рис. 4), так же как для A -переходов, с которыми генетически связаны электрон-двухмагнанные $(A+J)$ -переходы. Еще раз обратим внимание на то, что в АФ фазе гауссов $(A+J)$ -контур во всей области исследуемых температур является бесструктурным.

4. Металлическая фаза YBCO

Рассмотрим теперь абсолютные спектры поглощения металлической фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x = 0,85$) вблизи оптимального допирования с $T_c = 88$ К, а также изменения спектрального состава поглощения при температурном прохождении ПЦ и СП состояний. На рис. 5,а показан абсолютный спектр поглощения пленки ВН611 при 300 К в области 1,2–2,6 эВ, а на рис. 5,б представлено модельное разложение спектра на составляющие. Спектр содержит четыре компоненты: B_d^1 -полосу, B_d^2 -полосу, СТ-компоненту и постоянную в области 1,2–2,6 эВ MIR-компоненту. Разложение спектра на эти компоненты позволяет описать экспериментальные данные с точностью не хуже 1% (относительное отличие экспериментального и модельного (fit) спектров $[\ell_{\text{exp}} - \ell_{\text{fit}}] / \ell_{\text{exp}}$ показано на вставке рис. 5,б). Суммарный модельный спектр $(\ell)_{\text{fit}} = (\ell)_{1B} + (\ell)_{2B} + (\ell)_{CT} + (\ell)_{\text{MIR}}$ имеет следующие параметры: 1) для гауссовой B_d^1 -полосы: $E_0^{1B} = 1,5$ эВ, дисперсия $1B = 0,38$ эВ, амплитудный коэффициент $1B = 0,57$ эВ; 2) для гауссовой B_d^2 -полосы: $E_0^{2B} = 2,38$ эВ, $2B = 0,26$ эВ, $2B = 0,19$ эВ; 3) для СТ-компоненты: $E_g = 1,85$ эВ, $CT = 4,3$ эВ⁻¹ (увеличение величины оптической щели по сравнению с диэлектриком можно связать с появлением дырочной зоны масштаба 0,1 эВ); 4) для коротковолнового крыла MIR-компоненты уровень поглощения принят постоянным, $(\ell)_{\text{MIR}} = 2,3$.

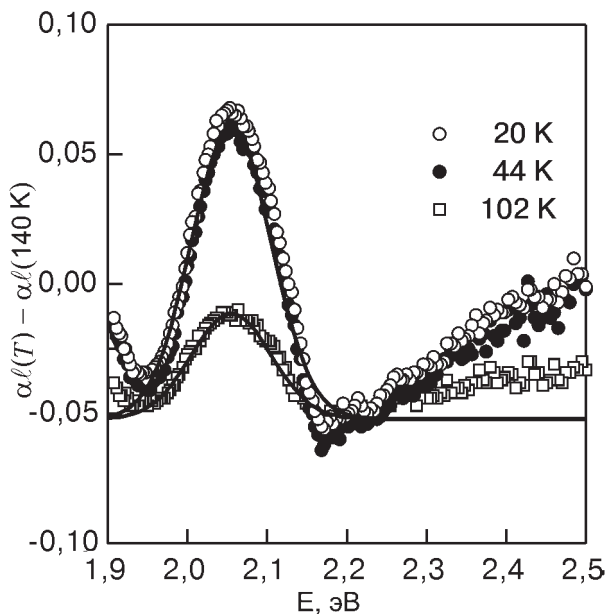


Рис. 4. Разностный спектр поглощения $(\ell) = \ell(T) - \ell(T_0)$, измеренный относительно $T_0 = 140$ К для АФ фазы пленки YS370 в области $(A+J)$ -максимума. Сплошными линиями показаны модельные гауссианы.

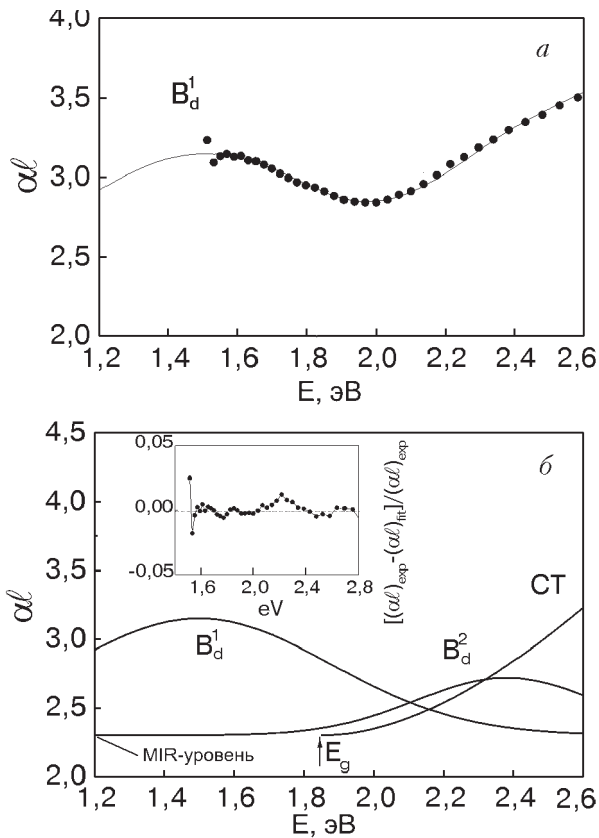


Рис. 5. Абсолютный спектр поглощения металлизированной пленки VN611 с $x \approx 0,85$ при 300 К. Сплошной кривой показана модельная зависимость (а). Разложение модельного спектра поглощения на 4 составляющие. На вставке показано относительное отличие экспериментального и модельного спектров (б).

Таким образом, при 300 К в спектральном составе поглощения отсутствуют A - и $(A+J)$ -полосы, что следует связать с сильным подавлением в фазе оптимального допирования зарядовых и спиновых корреляций. В то же время очень мощными являются dd -полосы B_d^1 и B_d^2 , что обусловлено усилением в металлической фазе степени pd -гибридизации (степени ковалентности) как в плоскости CuO_2 , так и поперечном направлении. Противоположный характер поведения корреляционной A -полосы и «ковалентных» B -полос от допирования свидетельствует о том, что pd -гибридизация и электронные корреляции конкурируют между собой. По мере увеличения числа носителей pd -гибридизация возрастает, т.е. возрастает степень ковалентности кристалла, но электронные (хаббардовские) корреляции ослабевают, т.е. ослабляется степень ионности кристалла. При этом происходит сильное затухание магнонов по каналу образования электрон-дырочных пар и, как следствие, отсутствует $(A+J)$ -полоса.

Чтобы ответить на вопрос, какие изменения в электронных взаимодействиях необходимы для появления сверхпроводимости, следует исследовать температурную эволюцию спектрального состава поглощения. Рассмотрим в этой связи разностные спектры $(\Delta\alpha) = \alpha(\omega, T) - \alpha(\omega, 152 \text{ K})$, которые характеризуют изменения спектрального состава поглощения пленки VN611 относительно начальной температуры $T_0 = 152 \text{ K}$ в диапазоне B_d^1 -, A - и $(A+J)$ -полос. Данные для температур $T = 129, 100, 80, 42$ и 22 K представлены на рис. 6. В этих измерениях сканирование по частоте осуществлялось с шагом $10 \text{ nm}^{-1} (3,5 \cdot 10^{-2} \text{ eV})$. Такой достаточно большой шаг сканирования позволяет продемонстрировать наиболее общие закономерности температурных изменений всего спектра. В следующем разделе приведены данные, полученные с шагом сканирования в 10 раз меньше, что позволило выявить тонкую структуру $(A+J)$ -полосы.

Как видно на рис. 6, при понижении температуры поглощение пленки уменьшается в измерен-

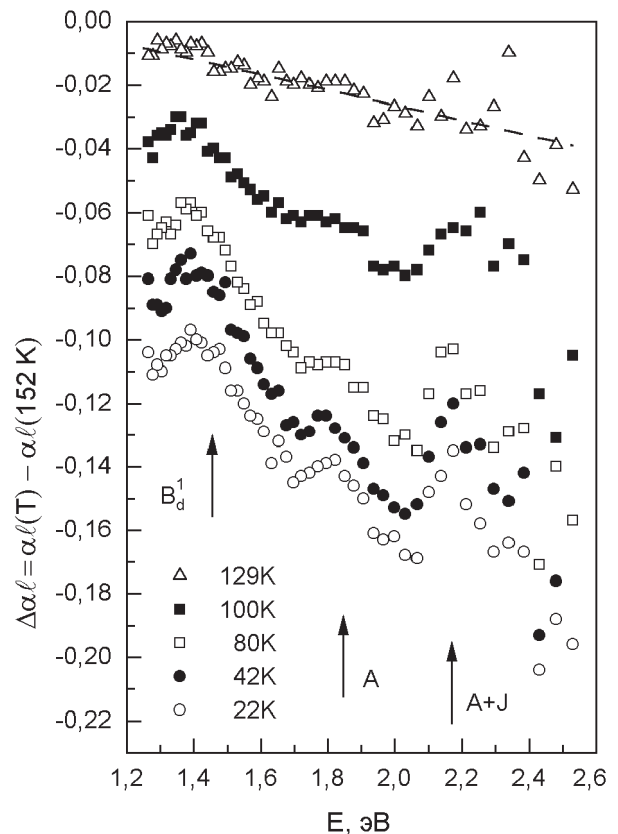


Рис. 6. Эволюция спектрального состава поглощения металлизированной пленки VN611 ($T_c = 88 \text{ K}$) при охлаждении относительно начальной температуры $T_0 = 152 \text{ K}$. Данные для температур 22 и 42 К для наглядности смещены вниз на величины 0,04 и 0,02 относительно данных для 80 К. Стрелками указаны полосы, появляющиеся при охлаждении.

ной спектральной области 1,25–2,5 эВ, $(\ell) < 0$. Более важно, что для интервала 129–152 К узкополосные особенности отсутствуют, наблюдается только континуальное ослабление поглощения, причем сами изменения $(\ell) = -(0,01-0,03)$ небольшие. Подчеркнем, что при $T > 152$ К вплоть до комнатных температур эти изменения еще меньше и носят такой же континуальный характер. Энергетическое поведение этой фоновой составляющей для наглядности выделено пунктирной линией. Такое широкополосное изменение спектра обязано прежде всего ослаблению MIR- и СТ-компонент. В области $\hbar \approx 1$ эВ, как несложно заметить, эта фоновая составляющая изменяет знак, $(\ell) > 0$. Это происходит из-за того, что в области $\hbar < 1$ эВ, где сконцентрирован MIR-максимум, поглощение при понижении температуры увеличивается [6,19,20]. Мы не будем останавливаться на перераспределении интенсивностей внутри самого MIR-контура поглощения, а сосредоточим внимание на поведении узкополосных особенностей спектра.

Для области температур $T > 130$ К можно утверждать, что узкополосные контуры поглощения являются температурнонезависимыми, поскольку для них $(\ell) \approx 0$. Следовательно, контуры B_d^1 -, B_d^2 -полос, присутствующие в спектре при 300 К (см. рис. 5), не изменяют своих параметров при охлаждении пленки, и по-прежнему отсутствуют полосы A и $A+J$, формируемые электрон-магнонными взаимодействиями.

Однако при 100 К наблюдается иная картина (см. Рис. 6). На континуальном фоне полосы B_d^1 , A , $A+J$ уже достаточно четко видны. При дальнейшем понижении температуры до 80 К и ниже они становятся все более выраженными. В СП фазе эти узкополосные особенности сохраняются вплоть до конечной температуры измерений 22 К, причем их параметры не изменяются.

Прежде чем провести количественный анализ измеренных спектров, обратим внимание на то, что узкополосные особенности возникают в интервале 100–130 К. Появление A - и $(A+J)$ -полос, ярко выраженных для АФ фазы диэлектрика, прямым образом свидетельствует, что металлизированная система в этом интервале температур сдвигается к АФ упорядочению. Другими словами, появление при $T < 130$ К полос A и $A+J$ обязано возникновению ближнего АФ упорядочения с коротковолновыми магнонами, которые только и могут существовать в металле.

В самых различных экспериментах с YBCO умеренного и оптимального допирования в области температур ниже пороговой (≈ 160 К) обнару-

жены аномалии, предшествующие сверхпроводимости [8,22,24]. Так, для YBCO с $T_c \approx 85$ К, по данным резистивных измерений, ЯМР и теплоемкости, эта пороговая температура $T^* \approx 110$ К. По нейтронным данным для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,8}$ значение $T^* = 115 \pm 15$ К, причем при $T < T^*$ уменьшается вклад в мнимую часть магнитной восприимчивости от спиновых возбуждений с энергией менее 20 мэВ [6,24]. Это позволяет говорить об образовании при $T < T^*$ спиновой псевдощели.

Таким образом, выделенный нами по оптическим спектрам особый интервал температур 100–130 К подтверждается рядом других измерений. Даже при качественном рассмотрении обнаруженный эффект появления в этом интервале A - и $(A+J)$ -полос может служить независимым доказательством определяющего вклада АФ флуктуаций в природу ПЩ состояния.

Перейдем к количественному анализу измеренных спектров. На рис. 7 представлена модельная зависимость, описывающая разностный спектр поглощения в области СП фазы при 80, 42 и 22 К относительно 152 К. Здесь же дано разложение модельной зависимости на спектральные компоненты. Хорошо видно, что контуры поглощения при трех температурах практически совпадают, т.е. СП фаза «замораживает» спектральный состав поглощения, возникший в псевдощелевом состоянии. Модельная кривая на рис. 7,а построена с учетом следующих температурных изменений:

$$\ell_{\text{fit}} = \ell_{1B}^{\text{fit}} + \ell_A^{\text{fit}} + \ell_{A+J}^{\text{fit}} + \ell_{\text{MIR}}^{\text{fit}},$$

при этом первые три слагаемые имеют вид $\ell_i^{\text{fit}} = \ell_i^{\text{fit}}(22 \text{ К}) + \ell_i^{\text{fit}}(152 \text{ К})$ для $i=1B, A, A+J$. Компоненту $\ell_{\text{MIR}}^{\text{fit}}$ подбирали в виде функции от частоты, позволяющей описать фоновую составляющую разностного спектра. Поскольку выше 152 К полосы поглощения A и $A+J$ отсутствуют, то при 22 К ℓ_A^{fit} и ℓ_{A+J}^{fit} представляют собой чистые гауссианы с подгоночными параметрами μ и σ . Поведение ℓ_{1B}^{fit} определяется разностью двух гауссианов при 22 и 152 К, причем, следуя данным на рис. 5, мы полагали равенство гауссианов при 152 и 300 К: $\ell_{1B}^{\text{fit}}(152 \text{ К}) = \ell_{1B}^{\text{fit}}(300 \text{ К})$. Дадим количественные характеристики разложения, которое весьма хорошо описывает экспериментальные результаты.

1. Для MIR-компоненты $\ell_{\text{MIR}}^{\text{fit}} = 0,21 \cdot 0,25/E^4$ (MIR-уровень на рис. 7), т.е. изменение знака температурного хода высокочастотного крыла MIR-компоненты происходит вблизи $E = 1,05$ эВ, где $\ell_{\text{MIR}}^{\text{fit}} = 0$. Отметим, что темпе-

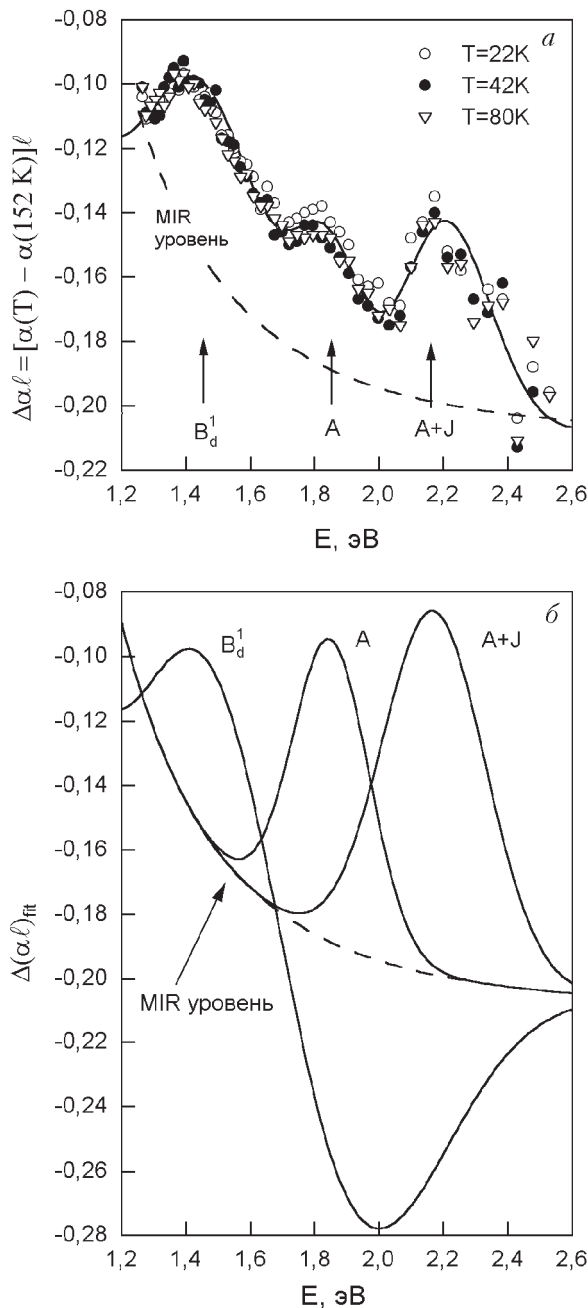


Рис. 7. Экспериментальные данные и модельные зависимости для изменения коэффициента поглощения $(\ell) = \ell(T) - \ell(T_0)$ при охлаждении пленки VNi611 ($T_c = 88$ К) от $T_0 = 152$ К до СП фазы. Прямое сравнение данных с модельной зависимостью (а). Разложение модельной зависимости на спектральные компоненты. За нулевой уровень для B -, A - и $(A+J)$ -компонент принята MIR -компонента поглощения (MIR -уровень). Необычный вид B -компоненты связан с тем, что она определяется разностью двух гауссианов при 152 К и $T = 22, 42, 80$ К. Разностные спектры для A - и $(A+J)$ -компонент, отсутствующих при 152 К, являются чистыми гауссианами (б).

ратурные изменения СТ-компоненты можно считать включенными эффективным образом в поведение ℓ_{MIR}^{fit} .

2. Для A -полосы параметры гауссового контура в СП фазе таковы: $E_0^A = 1,85$ эВ, дисперсия $\sigma_A = 0,12-0,14$ эВ, амплитудный коэффициент $A = 0,02$ эВ. Следовательно, дисперсия A -контура в пленке с $x = 0,85$ совпадает со значением $\sigma_A = 0,12-0,14$ эВ в парамагнитной фазе (300 К) для пленок с $x = (0,3-0,35)$.

3. Для $(A+J)$ -полосы гауссовы параметры в СП фазе следующие: $E_0^{A+J} = 2,18$ эВ, $\sigma_{A+J} = 0,16$ эВ и $A_{A+J} = 0,032$ эВ. Дисперсия этого контура также практически равна величине дисперсии $\sigma_{A+J} = 0,17$ эВ в случае диэлектрической пленки в парамагнитной фазе с $x = (0,3-0,35)$.

4. Для ковалентной B_d^1 -полосы ($E_0^{B_d^1} = 1,5$ эВ) дисперсия при охлаждении пленки заметно уменьшилась от $\sigma_{B_d^1} = 0,38$ эВ (300 К) до 0,3 эВ (22 К), почти на 30%, но амплитудный коэффициент изменился слабее: $A_{B_d^1} = 0,57$ эВ (300 К) и 0,5 эВ (22 К). Следует подчеркнуть, что сужение dd -полос поглощения является характерной особенностью для антиферромагнетиков при прохождении АФ перехода [3,4]. В то же время, небольшие температурные изменения $\sigma_{B_d^1}$ говорят о том, что степень pd -смешивания, достигнутая при 300 К за счет химического допирования, сохраняется при понижении температуры. В работе [21], где измерялись оптические характеристики для B_d^1 -полосы пленки YBCO с $x = 0,7$, также были обнаружены небольшие изменения уровня pd -гибридизации от температуры. В то же время даже небольшое увеличение индекса x от 0,7 до 0,9, когда T_c возрастает от 74 до 90 К, приводит к увеличению коэффициента $\sigma_{B_d^1}$ более чем в 5 раз [20,21].

Таким образом, количественные характеристики измеренных спектров свидетельствуют, что в ПЩ состоянии и непосредственно в СП состоянии дисперсия A - и $(A+J)$ -полос практически совпадает с таковой для диэлектрической фазы с хорошо развитыми АФ корреляциями. Поскольку в псевдощелевом состоянии электрон-магнонные полосы A и $A+J$ сосуществуют с хорошо выраженной ковалентной B_d^1 -полосой, то АФ флуктуации развиваются в условиях сильной pd -гибридизации. В диэлектрической фазе, как было показано в разд. 3, такое сосуществование не наблюдается. Однако степень pd -гибридизации в металле с температурой почти не меняется ($\sigma_{B_d^1} = const$), т.е. гибридизация не является решающим фактором в формировании сверхпроводимости. Более тонкие механизмы, ответственные за сверхпроводимость, обусловлены развитием АФ флуктуаций в псевдощелевом состоянии, об этом свидетельствует обнаруженный

эффект появления A - и $(A+J)$ -полос при $T = T^* = 120 \text{ K}$.

В этой связи естественно возникает вопрос: каким образом в ПЩ, а также в СП областях совмещаются такие противоположные по своей сути состояния как флуктуационное диэлектрическое (антиферромагнитное) и металлическое с сильной pd -гибридизацией? Для ответа на этот вопрос были проведены исследования тонкой структуры $(A+J)$ -полосы, которые дали оптические свидетельства фазового расслоения (появления страйповой сверхструктуры) при $T < T^*$.

5. Структура $(A+J)$ -полосы поглощения в металлической фазе YBCO

В экспериментах тонкая структура $(A+J)$ -полосы поглощения была выделена при сканировании спектров с шагом 1 nm , что соответствует примерно $3 \cdot 10^3 \text{ eV}$ в диапазоне частот $2\text{--}2,4 \text{ eV}$, где расположена $(A+J)$ -полоса. В температурном диапазоне $170\text{--}20 \text{ K}$ в режиме охлаждения были выполнены измерения разностных спектров $(\ell)_{A+J} = \ell(T_1) - \ell(T_2)$ в достаточно узких интервалах от T_2 до T_1 .

На рис. 8 представлены разностные спектры $(\ell)_{A+J}$ для пленки ВН611 с $x = 0,85$ в пяти температурных интервалах ($T_1 \leq T \leq T_2$). Данные, обозначенные цифрой 1, относятся к интервалу $150 \text{ K} < T < 170 \text{ K}$, т.е. для области $T > T^*$. Видно, что в этом интервале узкополосная $(A+J)$ -компонента по-прежнему отсутствует, как и при 300 K , о чем мы уже говорили выше. Данные 2 относятся к интервалу $155\text{--}112 \text{ K}$, включающем в себя значение $T^* = 120 \text{ K}$. Отчетливо видно, что при прохождении температуры образования ПЩ состояния электрон-двухмагнонный максимум не просто возникает, а появляется в виде дублетной структуры с максимумами при $E_{01}^{A+J} = 2,145 \text{ eV}$ и $E_{02}^{A+J} = 2,28 \text{ eV}$. (В области энергий ниже 2 eV рост поглощения обусловлен появлением A -контура.) Таким образом, более детальные измерения показывают, что в ПЩ состоянии $(A+J)$ -полоса имеет тонкую структуру. Сплошной кривой показана сумма двух гауссианов этого дублета с параметрами $\Gamma_1^{A+J} = 0,053 \text{ eV}$, $\Gamma_2^{A+J} = 0,045 \text{ eV}$ и $\Gamma_1^{A+J} = 0,0024 \text{ eV}$, $\Gamma_2^{A+J} = 0,0015 \text{ eV}$. Подчеркнем, что для ПЩ состояния дисперсия каждого дублета практически совпадает с таковой для АФ фазы диэлектрика. При дальнейшем охлаждении в интервале от $T_2 = 113 \text{ K}$ до $T_1 = 98 \text{ K}$ ($T_c < T < T^*$) температурные изменения для возникшего дублета прекращаются (данные 3), $(\ell)_{A+J} = 0$. Однако (см. данные 4) при прохождении

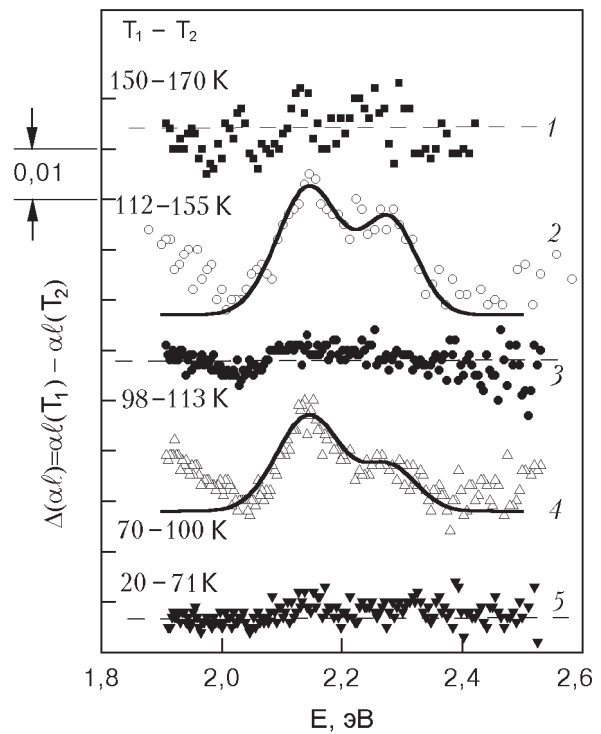


Рис. 8. Температурные изменения спектров поглощения $\ell = \ell(T_1) - \ell(T_2)$ для сверхпроводящей пленки YBCO. Температуры T_1 и T_2 для каждой области измерений приведены слева от экспериментальных данных. Данные 2 соответствуют области открытия псевдощелевого, а данные 4 – сверхпроводящего состояний. Сплошными кривыми показаны модельные кривые в виде суммы двух гауссианов.

дении СП перехода ($T_c = 88 \text{ K}$) в интервале температур $100\text{--}70 \text{ K}$ происходит дополнительное увеличение амплитуд каждого максимума, т.е. увеличение вероятности электрон-двухмагнонного возбуждения. Амплитудная добавка $\Gamma_1^{A+J} = 0,0018 \text{ eV}$ и $\Gamma_2^{A+J} = 0,0007 \text{ eV}$, что составляет $\sim 50\%$ от начальных амплитуд компонент, появившихся в ПЩ состоянии в интервале $112\text{--}155 \text{ K}$. Дисперсия контура (затухание магнонов) при прохождении T_c не изменяется. При дальнейшем охлаждении от 71 до 20 K , уже в СП фазе, температурные изменения не происходят ($(\ell)_{A+J} = 0$, данные 5), т.е. сама дублетная структура и ее параметры сохраняются неизменными во всей области СП состояния.

В предыдущем разделе мы уже говорили, что появление $(A+J)$ -полосы при понижении температуры является свидетельством того, что металлизированная фаза YBCO сдвигается к ближнему АФ упорядочению. Однако в парамагнитном и АФ состояниях диэлектрика тонкая структура полосы $A+J$ отсутствовала (см. рис. 4). Следовательно, в металле ближнее АФ упорядочение имеет свои особенности. Как показывает анализ этих данных, проведенный в следующем разделе, тон-

кая структура $(A+J)$ -полосы отражает появление в ПШ и СП состояниях фазового расслоения в виде страйповой сверхструктуры, представляющей собой чередование диэлектрических и металлических квазиодномерных полосок. Именно такая пространственная структура позволяет совместить в металле, с одной стороны, хорошо развитые АФ флуктуации (диэлектрические полоски), а с другой – подвижные дырочные носители, которые не разрушают АФ флуктуации (металлические полоски с сильной кислородно-медной гибридизацией).

6. Обсуждение и выводы

Многие нетривиальные свойства медно-оксидных ВТСП в нормальной и СП фазах являются проявлением фундаментальных особенностей низкоразмерных систем, в которых хорошо развиты скалярные (зарядовые) и векторные (спиновые) корреляции. В конечном итоге, именно эти корреляции определяют оптические свойства купратных ВТСП, которые не наблюдаются в классических металлах и легированных полупроводниках. В настоящей работе главной являлась задача выяснения природы псевдощелевого состояния, предшествующего сверхпроводимости, и собственно сверхпроводящего состояния YBCO. Обсудим основные результаты, обращая внимание, прежде всего, на поведение узкополосных особенностей спектра.

1. В спектрах поглощения YBCO в видимой области частот можно выделить следующие узкие полосы с дисперсией около 0,1 эВ, которые диагностируют:

- вклад корреляционного пика плотности состояний (корреляционная A -полоса при $\hbar = E_g$);
- вклад АФ корреляций (электрон-двухмагнетонная полоса $A+J$ при $\hbar = E_g + \hbar 2m$);
- степень pd -смешивания (степень ковалентности) в активной плоскости CuO_2 (B_d^1 -полоса для dd -переходов при $\hbar = 1,5$ эВ). Как показывают данные настоящей работы, а также [20], полоса B_d^1 может служить оптическим зондом металлизации как на переходе диэлектрик–металл, так и в самой металлической фазе.

2. В диэлектрической фазе YBCO интегральная интенсивность B_d^1 -полосы по крайней мере на порядок меньше интенсивностей A - и $(A+J)$ -полос поглощения. Это является следствием слабой металлизации CuO_2 и существованием в YBCO локализованных «медных» дырок. В то же время в спектрах парамагнитного и АФ состояний диэлектрика очень хорошо выражены A - и $(A+J)$ -полосы как следствие развитых АФ корреляций.

При переходе в АФ фаз дальнего упорядочения при $T < T_N$ поглощение в максимумах этих полос (ℓ) $_{A,A+J}$ существенно усиливается. Эти полосы чувствительны к АФ корреляциям как ближнего, так и дальнего порядка. Существование A - и $(A+J)$ -полос в купратных ВТСП носит, по-видимому, общий характер: их аналоги можно обнаружить при 300 К в спектрах оптической проводимости (вблизи края фундаментального поглощения с переносом заряда) в целом ряде диэлектриков, содержащих плоскость CuO_2 [6].

3. При увеличении индекса допирования корреляционная A -полоса и двухмагнетонная $(A+J)$ -полоса уширяются и быстро ослабевают. Следы этих полос при 300 К можно выделить только в слабо и умеренно допированной металлической пленке YBCO с $x = 0,7$. При оптимальном допировании ($x = 0,85$) они отсутствуют, отражая подавление в металле при 300 К зарядовых и спиновых корреляций. Вместе с тем интегральная интенсивность B_d^1 -полосы возрастает почти в 5 раз при переходе от YBCO диэлектрика с $x = 0,35$ к металлической фазе с $x = 0,7$ [20] и, как показывают данные настоящей работы, почти в 20 раз при переходе к фазе оптимального допирования. Тем не менее при 300 К усиление pd -гибридизации и ослабление АФ корреляций не приводят к сверхпроводимости, т.е. кислородно-медная гибридизация (ковалентность) выступает как необходимый, но недостаточный фактор для появления сверхпроводимости. Как показывают измерения спектров поглощения, при понижении температуры именно в магнитной подсистеме YBCO разворачиваются более тонкие процессы, ответственные за сверхпроводимость.

4. При охлаждении металлизированных пленок YBCO спектральный состав их поглощения не изменяется вплоть до некоторой критической области вблизи $T^* > T_c$. Для оптимально допированных YBCO не изменяются параметры B_d^1 -полосы, а в спектре, как и при 300 К, отсутствуют A - и $(A+J)$ -полосы. Можно утверждать, что в интервале $T_c < T \leq 300$ К температура не влияет на степень pd -смешивания, остаются сильно подавленными АФ корреляции. Другими словами, слабые АФ флуктуации не оказывают существенного влияния на движение дырочных носителей, которое происходит в пространстве достаточно однородных медь-кислородных ковалентных связей.

5. Спектральная (физическая) картина кардинально изменяется при охлаждении в интервале $T_c < T \leq T^*$, где YBCO переходит в псевдощелевое (по нейтронным данным) состояние, предше-

ствующее сверхпроводимости. Для YBCO оптимального допирования в настоящей работе по оптическим данным получено значение $T^* = 120 \pm 10$ К, что согласуется с нейтронными данными ($T^* = 115 \pm 15$ К) [24]. В преддверии сверхпроводимости при $T \sim T^*$ в спектральном составе достаточно резко появляются A - и $(A+J)$ -полосы поглощения, характерные для парамагнитного и АФ состояний YBCO. Дисперсия этих появившихся полос составляет $\Delta_{A,A+J} = 0,12-0,16$ эВ, что совпадает со значениями $\Delta_{A,A+J} = 0,12-0,17$ эВ для парамагнитного диэлектрического состояния при 300 К, в котором хорошо выражены АФ флуктуации ближнего порядка. Одновременно при $T \leq T^*$ происходит заметное сужение почти на 30% B_d^1 -полосы, что характерно для dd -переходов при переходе магнитоупорядоченных материалов в АФ фазу [3,4]. Таким образом, наши данные, несомненно, свидетельствуют о том, что ПЩ состояние обязано существованию развитых АФ флуктуаций. Поскольку значения дисперсии A - и $(A+J)$ -полос совпадают с таковыми для диэлектрика YBCO, то длина волны магнитных возбуждений должна быть меньше корреляционной длины λ_{AF} для АФ флуктуаций в металлизированной плоскости CuO_2 [6]. В этом случае в областях, размеры которых меньше λ_{AF} , существуют флуктуационные спиновые волны. В пределах такой области ситуация ниже T^* оказывается вполне аналогичной ближнему АФ упорядочению диэлектрика вблизи T_N .

Природа A - и $(A+J)$ -полос в металле и, прежде всего, особенности $A+J$, наиболее чувствительной к АФ флуктуациям, согласуется с данными по нейтронному рассеянию в YBCO. Так, по этим данным при понижении температуры в области $T \sim T^*$ наряду с образованием спиновой псевдощели усиливаются флуктуации магнитного момента $\langle m_{\text{res}}^2 \rangle$. Флуктуациям $\langle m_{\text{res}}^2 \rangle_{\text{res}}(\omega)$ соответствует возникновение резонансного пика для мнимой части магнитной восприимчивости χ''_{res} на частоте акустической АФ моды $\hbar \omega_{\text{res}} \approx 40$ мэВ [24]. При этом, как показывают наши оптические данные, интегральная интенсивность B_d^1 -полосы в ПЩ состоянии не изменяется, т.е. сохраняется степень pd -смешивания. В итоге получается необычная картина, когда сильные АФ корреляции (A - и $(A+J)$ -полосы) сосуществуют с сильной металлизацией (B_d^1 -полоса). Такое сосуществование не наблюдается в диэлектрике, а также в металлической фазе выше T^* , включая 300 К. Логично предположить следующую физическую картину интерпретации подобного сосуществования. Дырочный носитель создает вокруг себя область силь-

ных ковалентных связей (с уменьшенными длинами гибридных Cu-O связей), где электронные и спиновые корреляции подавлены, но вне этой области сохраняется матрица хорошо выраженных АФ корреляций. Подобное образование, следуя [46], можно назвать корреляционным поляроном, одетым в шубу АФ флуктуаций. Однако это только первый шаг к пониманию фазового расслоения в ПЩ состоянии YBCO. Более точная картина следует из рассмотрения тонкой структуры $(A+J)$ -полосы.

6. Тщательные измерения показывают, что в псевдощелевом состоянии $(A+J)$ -полоса имеет дублетную структуру и состоит из двух узких максимумов с энергиями $E_{01}^{A+J} \approx 2,145$ эВ и $E_{02}^{A+J} \approx 2,28$ эВ. Дисперсия каждого из них ($\approx 0,05$ эВ) совпадает с дисперсией одиночного $(A+J)$ -контра в АФ фазе диэлектрика при низких температурах. От собственно электронного A -перехода ($E_0^A \approx 1,85$ эВ) первый максимум $(A+3J)$ отстоит на величину 0,3 эВ, а второй $(A+4J)$ – на 0,43 эВ, что составляет в единицах обменной энергии $3J$ и $4J$. Эти данные можно анализировать с двух точек зрения: во-первых, привлечь результаты по неупругому рассеянию нейтронов в YBCO и, во-вторых, анализировать причину появления в оптических спектрах поглощения металлической фазы $4J$ -резонанса, отсутствующего в АФ диэлектрической фазе.

По нейтронным данным [8,24], в YBCO несколько выше T_c происходит расщепление пика неупругого рассеяния на спиновых флуктуациях из-за образования несоразмерной сверхструктуры (страйповой структуры). Разница волновых векторов, ответственных за расщепление нейтронного пика, составляет $k = 0,2 \text{ \AA}^{-1}$ для области оптимального допирования. Этой величине в первом приближении соответствует энергетическая разница $E = \hbar kv = 0,12$ эВ, где $\hbar v = 0,6$ эВ \AA^{-1} – скорость спиновых волн в YBCO [6,47]. Значения нейтронного и оптического расщеплений E хорошо согласуются между собой.

Рассмотрим теперь образование страйповой сверхструктуры с точки зрения причины появления $4J$ -резонанса, что особенно показательно для картины расслоения на диэлектрические и металлические полосы. В YBCO-диэлектрике, по нашим данным (см. рис. 4), а также по данным КР [48,49], наиболее интенсивным является $3J$ -резонанс, обязанный рождению двух взаимодействующих магнонов с энергией связи J . Вероятность рождения квантом света в диэлектрике двух невзаимодействующих магнонов с общей энергией $4J$ мала. Например, в спектрах КР купратных ВТСП $4J$ -ре-

зонанс наблюдался только в виде слабой особенности в диэлектрической фазе, приводя к небольшой асимметрии полосы двухмагнонного рассеяния [48]. Необходимо отметить, что в купратных ВТСП, согласно теоретическим выводам, вероятность возбуждения $3J$ - и $4J$ -резонансов должна резко увеличиваться для квантов света с энергией вблизи оптической щели с переносом заряда E_g [48]. В случае образования страйповой сверхструктуры становится возможным возбуждать магныны из разных диэлектрических полосок, разделенных металлической полоской. В этом случае из-за значительного уменьшения магнонного взаимодействия должна увеличиваться амплитуда $4J$ -резонанса. Поскольку время оптического перехода с поглощением света (10^{-14} с) существенно меньше времени жизни (10^{-10} с) [24] флуктуирующей страйп-структуры, оптическая диагностика дает квазистационарную картину этой структуры.

Таким образом, наши оптические данные однозначно свидетельствуют о том, что ПЩ состояние представляет собой сверхструктуру с пространственно разделенными областями металлического и диэлектрического типов, причем в диэлектрических областях существуют флуктуационные спиновые волны. Эта структура весьма резко возникает при $T = T_c^*$, и при дальнейшем понижении температуры вплоть до T_c ее параметры сохраняются почти неизменными. Отметим, что нейтронные данные из-за большого шага температурного сканирования не выявляют такие важные детали температурной эволюции страйповой структуры [24].

7. При прохождении СП перехода весь спектральный состав поглощения, сформировавшийся в псевдощелевом состоянии, остается, т.е. сохраняется страйповая структура. Однако при СП переходе в T_c происходит дополнительное увеличение примерно на 50 % амплитуд $3J$ - и $4J$ -резонансов. Дисперсия каждого резонанса при этом не изменяется. Увеличение интегральной интенсивности резонансов вблизи T_c происходит столь же резко, как и при образовании ПЩ состояния. Подобное обстоятельство можно трактовать как превращение псевдощели в спектре магнитных возбуждений в реальную спиновую щель для магнонных состояний с энергией меньше 20 мэВ [24]. Усиление резонансов можно также трактовать как следствие появления ниже T_c более регулярной страйповой структуры. В этом случае должно происходить дополнительное перераспределение плотности магнитных состояний по всей зоне Бриллюэна. При температурах примерно на 10 К ниже T_c любые изменения

спектрального состава и параметров полос поглощения прекращаются. Можно говорить, что в условиях хорошо развитого сверхпроводящего параметра порядка физическая картина для страйповой сверхструктуры «замораживается» подобно тому, как это происходит в ПЩ состоянии.

8. Таким образом, следует признать, что оптические спектры поглощения пленок YBCO в видимом диапазоне частот дают независимые и достаточно убедительные свидетельства в пользу участия магнитной АФ подсистемы в формировании страйповой структуры псевдощелевого и сверхпроводящего состояний. На СП переходе происходит усиление АФ корреляций. По-видимому, сверхпроводящий переход происходит как двумерный с большой температурной областью двумерных сверхпроводящих флуктуаций. Сверхпроводимость развивается, скорее всего, за счет установления глобальной фазовой когерентности между металлическими страйп-фазами. Внимательное рассмотрение электронных процессов и взаимодействий магнитных, фононных и дырочных подсистем в ВТСП [50,51] показывает необходимость привлечения модели магнитоупругого полярона для описания нормальных и сверхпроводящих свойств ВТСП в условиях фазового расщепления. Оптические данные по поглощению, как приведенные выше, так и опубликованные в [6,49,50], возможно интерпретировать в рамках поляронной модели квазичастичных возбуждений в этих соединениях (этому вопросу будет посвящено отдельное сообщение). Отметим также, что поскольку оптические измерения можно проводить в поляризованном свете, то наши результаты дают перспективную возможность исследовать новым методом анизотропию АФ корреляций в псевдощелевом состоянии, а также анизотропию сверхпроводящего параметра порядка.

Работа подготовлена к юбилею Виктора Валентиновича Еременко.

Работа частично поддержана Государственным фондом фундаментальных исследований Министерства образования и науки Украины.

1. В. В. Еременко, А. И. Беляева, *УФН* **98**, 27 (1969).
2. В. В. Еременко, Ю. Г. Литвиненко, Т. И. Гарбер, *Письма в ЖЭТФ* **7**, 378 (1968).
3. В. В. Еременко, *Введение в оптическую спектроскопию магнетиков*, Наукова думка, Киев (1975).
4. V. V. Eremenko, N. F. Kharchenko, Yu. G. Litvinenko, and V. M. Naumenko, *Magneto-Optics and Spectroscopy of Antiferromagnets*, Springer-Verlag, Berlin (1992).
5. A. Millis, P. Montoux, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B42**, 167 (1990).

6. M. Imada, A. Fujimori, and Y. Tokura, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039 (1998).
7. Г. Г. Сергеева, Ю. П. Степановский, А. В. Чечкин, *ФНТ* **24**, 1029 (1998).
8. С. Г. Овчинников, *УФН* **167**, 1043 (1997).
9. T. Timusk and B. Statt, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 61 (1999).
10. И. А. Привороцкий, *ЖЭТФ* **43**, 2255 (1962).
11. Б. И. Веркин, Б. Г. Лазарев, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **12**, 598 (1948).
12. J. E. Hirsch, *Physica* **C199**, 305 (1992).
13. В. Г. Станкевич, Н. Ю. Свечников, К. В. Казначеев, Р. А. Кинк, Х. Э. Ниэдраис, В. Н. Голубев, В. Я. Косыев, Ю. Н. Смирский, М. Б. Цетлин, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 321 (1988).
14. В. В. Еременко, И. Я. Фуголь, В. Н. Самоваров, В. М. Журавлев, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 529 (1988).
15. И. Я. Фуголь, В. Н. Самоваров, Ю. И. Рыбалко, В. М. Журавлев, П. Берберих, *СФХТ* **4**, 109 (1991).
16. I. Fugol, G. Saemann-Ischenko, V. Samovarov, Yu. Rybalko, V. Zhuravlev, Y. Ströbel, B. Holzapfel, and P. Berberich, *Solid State Commun.* **80**, 201 (1991).
17. H. L. Dewing and E. K. H. Salje, *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 50 (1992).
18. И. Я. Фуголь, В. Н. Самоваров, А. М. Ратнер, В. М. Журавлев, Г. Займанн-Ищенко, М. Липперт, Б. Хольцапфель, О. Майер, *ФНТ* **18**, 1338 (1992).
19. C. H. Rüscher and M. Götze, *Solid State Commun.* **85**, 393 (1993).
20. В. В. Еременко, В. Н. Самоваров, В. Н. Свищев, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин, С. А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 739 (2000).
21. В. В. Еременко, В. Н. Самоваров, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин, С. А. Уютнов, *ФНТ* **26**, 1091 (2000).
22. V. M. Loktev, R. M. Quick, and S. G. Sharapov, *Phys.Rep.* **349**, 1 (2001).
23. V. J. Emery, S. A. Kivelson, and O. Zachar, *Phys. Rev.* **B56**, 6120 (1997).
24. P. Dai, H. A. Mook, and F. Dogan, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1738 (1998); P. Dai, H. A. Mook, S. M. Hayden, G. Aeppli, T. G. Perring, R. D. Hunt, and F. Dogan, *Science* **284**, 1344 (1999).
25. J. Zaanen, *Nature* **404**, 714 (2000).
26. A. Bianconi, D. Di Castro, G. Bianconi, A. Pifferi, N. L. Saini, F. C. Chou, D. C. Johnston, and M. Colapietro, *Physica* **C341–348**, 1719 (2000).
27. В. В. Еременко, В. Н. Самоваров, В. Л. Вакула, М. Ю. Либин, С. А. Уютнов, В. М. Рашкован, *ФНТ* **27**, 1327 (2001).
28. S. L. Cooper, D. Reznik, A. Kotz, M. A. Karlov, R. Lin, M. V. Klein, W. C. Lee, J. Giapintzakis, D. M. Ginsberg, B. W. Veal, and A. P. Paulikas, *Phys. Rev.* **B47**, 8233 (1993).
29. M. J. Holcomb, C. L. Perry, J. P. Collman, and W. A. Little, *Phys. Rev.* **B53**, 6734 (1996).
30. E. Dagotto, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 763 (1994).
31. S. L. Cooper, G. A. Thomas, A. J. Millis, P. E. Sulewski, J. Orenstein, D. H. Rapkine, S-W. Cheong, and P. L. Trevor, *Phys. Rev.* **B42**, 10785 (1990).
32. N. Bulut, *Turk. J. Phys.* **20**, 548 (1996).
33. F. C. Zhang and T. M. Rice, *Phys. Rev.* **B37**, 3759 (1988).
34. Th. Pruschke, M. Jarrell, and I. K. Freericks, *Adv. Phys.* **44**, 187 (1995).
35. В. М. Локтев, *ФНТ* **20**, 173 (1994).
36. J. D. Perkins, R. J. Birgeneau, J. M. Graybeal, M. A. Kastner, and D. S. Kleinberg, *Phys. Rev.* **B58**, 9390 (1998).
37. D. Salamon, P. Abbamonte, Ran Liu, M. V. Klein, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, I. I. Tartakovskii, and B. W. Veal, *Phys. Rev.* **B53**, 886 (1996).
38. J. Lorenzana, G. A. Sawatzky, *Phys.Rev.* **B52**, 9576 (1995).
39. D. Reznik, S. L. Cooper, M. V. Klein, W. C. Lee, D. M. Ginsberg, A. A. Maksimov, A. V. Puchkov, I. I. Tartakovskii, and S-W. Cheong, *Phys. Rev.* **B48**, 7624 (1993).
40. А. А. Максимов, Д. А. Пронин, С. В. Зайцев, И. И. Тартаковский, М. В. Клейн, Б. У. Вил, *ЖЭТФ* **116**, 684 (1999).
41. В. В. Соболев, В. В. Немошкаленко, *Электронная структура твердых тел в области фундаментального края поглощения*, Наукова думка, Киев (1992).
42. В. Д. Окунев, З. А. Самойленко, *ФТТ* **33**, 2811 (1991).
43. J. M. Tranquada, *J. Less Common Metals* **153**, 181 (1989).
44. А. В. Еременко, И. С. Качур, В. Г. Пирятинская, В. В. Славин, *ФНТ* **18**, 380 (1992).
45. V. L. Aksenov and V. V. Kabanov, *Phys. Rev.* **B49**, 3524 (1994).
46. J. B. Goodenough and J. Zhou, *Phys. Rev.* **B49**, 4251 (1994).
47. Ю. А. Изюмов, Н. М. Плакида, Ю. Н. Скрябин, *УФН* **159**, 621 (1989).
48. A. V. Chubukov and D. M. Frenkel, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3057 (1995).
49. M. A. Kastner and R. J. Birgeneau, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 897 (1998).
50. M. Grüninger, D. van der Marel, A. Damascelli, A. Zibold, H. P. Geseish, A. Erb, M. Kläser, Th. Wolf, T. Nunner, and T. Kopp, *Physica* **C313–318**, 286 (1999).
51. Б. А. Иванов, Е. В. Тартаковская, *ФНТ* **24**, 1095 (1999).

Optical spectroscopy of antiferromagnetic correlations and stripe state in a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ superconductor

V. N. Samovarov, V. L. Vakula, M. Yu. Libin, S. A. Uytunov, and G. G. Sergeeva

The results of measurements of the absorption spectra of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ films in the antiferromagnetic (AFM) and metallic (supercon-

ducting, $T_c = 88$ K) phases are presented as a function of temperature. In the spectral range of 1.3–2.6 eV we studied the temperature evolution of the absorption bands which probe the electronic and spin correlations as well as the degree of metallization (oxygen-copper hybridization). It is shown that for the metallic phase the absorption bands which are typical of the AFM phase arise quite sharply in the pseudogap state below $T^* = 120 \pm 10$ K. This is also true for the $(A+J)$ electron-bimagnon band that displays the development of strong AFM correlations. Contrary to the dielectric case, the $(A+J)$ band in the metallic phase has a fine structure related to excitation of both interacting and non-interacting magnons. It coexists with the bands which are due to strong metallization. The results obtained can serve as a proof of the phase separation at $T_c < T < T^*$ with the formation of a stripe superstructure consisting of metallic and dielectric (with short-range AFM order) regions. The super-

structure persists in the superconducting (SC) state, being enhanced additionally at the SC transition. The results taken as a whole give independent optical evidence for participation of the AFM correlations in superconductivity.

Добавление при корректуре

Как видно на рис. 5 и 6, для металлической фазы YBCO положение B_d^1 -полосы можно определить как 1,4 эВ без существенного влияния на трактовку физических результатов. Значение 1,4 эВ в еще лучшей степени, чем принятое нами 1,5 эВ, согласуется с данными теоретической работы J. Lorenzana and G. Seibold (to be published in Phys. Rev. Lett., 2002), любезно представленной нам авторами. В этой работе показано, что при допировании и образовании страйпового состояния в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ должна возникать (усиливаться) полоса поглощения при 1,3 эВ одновременно с ослаблением межзонных переходов. Такая картина количественно и качественно хорошо согласуется с нашими данными, по которым B_d^1 -полоса усиливается, а межзонные переходы ослабевают при понижении температуры.