

# Спектральные особенности нелинейного отклика высокотемпературных сверхпроводниковых пленок в методах вырожденной четырехфотонной спектроскопии

Ю.В.Бобырев, А.В.Воронов, В.М.Петникова, К.В.Руденко, В.В.Шувалов

*Приведены результаты расчета электронного нелинейного отклика  $\chi_{ee}^{(3)}$  высокотемпературных сверхпроводниковых пленок в методах вырожденной четырехфотонной спектроскопии. Показано, что модель, основанная на учете межзонных электронных переходов в «реальной» зонной структуре с единственным подгоночным параметром (скорость электрон-фононной релаксации), удовлетворительно описывает все известные из эксперимента спектральные особенности отклика, а сами методы вырожденной четырехфотонной спектроскопии за счет интерференционного характера  $\chi_{ee}^{(3)}$  способны диагностировать наличие энергетической щели в спектре состояний.*

**Ключевые слова:** вырожденная четырехфотонная спектроскопия, сверхтонкие ВТСП-пленки, электронная нелинейная восприимчивость, спектральные особенности нелинейного отклика.

## 1. Введение

Кинетика сверхбыстрой релаксации электронного возбуждения в металлах и высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) обычно исследуется с помощью стандартного метода пробного импульса (ПИ) [1–17]. При этом зондируются изменения коэффициентов отражения  $\Delta R(\tau)$  и/или пропускания  $\Delta T(\tau)$  тонкой металлической или ВТСП-пленки, обусловленные ее «ударным» возбуждением (за счет поглощения сверхкороткого лазерного импульса накачки длительностью  $\tau_p$ ), с помощью еще одного существенно менее мощного пробного импульса столь же малой длительности, как и  $\tau_p$ , задержанного на время  $\tau$  относительно момента прихода импульса накачки. При этом зондирование обычно проводится на той же длине волны  $\lambda_p$ , что и возбуждение [1–16]. Однако известны публикации, авторы которых измеряли  $\Delta R(\tau, \lambda)$  и  $\Delta T(\tau, \lambda)$  в достаточно широкой спектральной области  $\lambda \neq \lambda_p$  [17–20]. В этом случае при  $\lambda_p = \text{const}$  можно либо последовательно изменять длину волны узкополосного ПИ, либо проводить зондирование с использованием широкополосного ПИ и монохроматора. Далее, применяя уже достаточно хорошо отработанные процедуры (см., напр., [17–20]), из данных эксперимента можно получить информацию о кинетике индуцированных импульсом накачки изменений комплексной диэлектрической проницаемости  $\Delta \epsilon(\tau, \lambda)$ .

В любом случае временная эволюция неравновесных состояний чаще всего описывается с помощью классических термодинамических параметров – температур  $T_e$  и  $T_{ph}$  электронной и фононной подсистем, положения уровня Ферми  $E_F$  и т. д., мгновенные значения которых (для моментов времени  $t = \tau$ ) также рассчитываются из  $\Delta \epsilon(\tau, \lambda)$  в рамках теоретических моделей [17–23]. Отме-

тим, правда, что в последнее время правомерность использования такого, в определенном смысле адиабатического, подхода, в котором электронная подсистема в каждый момент времени считается термализованной, некоторыми авторами оспаривается [24].

В методе вырожденной четырехфотонной спектроскопии (ВЧФС) одновременно с возбуждением ( $\tau = 0$ ) зондируются неравновесные пространственно неоднородные одномерные распределения  $\Delta \epsilon$  – динамические решетки [25–28]. Такие решетки записываются в образце за счет интерференции двух сравнительно длинных (обычно пикосекундных) импульсов с одной и той же длиной волны  $\lambda$ , распространяющихся под углом друг к другу. В ходе эксперимента измеряется спектральная зависимость эффективности дифракции  $\eta(\lambda)$  одного из этих импульсов (процесс самодифракции) на решетке  $\Delta \epsilon$ . Отметим, что метод ВЧФС разрабатывался для изучения резонансных механизмов нелинейности, т. е. для измерения частот и спектральных ширин хорошо локализованных резонансных линий в нелинейном отклике, а также отношения их амплитуд, и изначально не был ориентирован на исследования кинетики неравновесных состояний [29]. Однако применение ВЧФС-зондирования с предварительным возбуждением дает возможность проводить и эти исследования.

Уже первые эксперименты, выполненные по методу ПИ с металлическими пленками (Cu) и пленками ВТСП (YBaCuO), обнаружили хорошо выраженные спектральные особенности в зависимостях  $\Delta \epsilon(\lambda)$  [17, 19, 20]. Было показано, что на оси  $\lambda$  существуют точки, в окрестности которых  $\Delta \epsilon$  равно нулю и не зависит от  $\tau$ . Было высказано предположение о доминирующей роли межзонных электронных переходов при формировании нелинейного отклика. Авторы [30], изучавшие пленки Al и W в других модификациях метода ПИ, пришли к аналогичному выводу. Резкое падение амплитуды нелинейного отклика  $\eta$  металлических пленок (Ni, Au и Pt) в окрестности определенных точек на оси  $\lambda$  было обнаружено и методом ВЧФС [25–28]. Было показано [28], что модель [31], учитывающая насыщение межзонных электронных

Ю.В.Бобырев, А.В.Воронов, В.М.Петникова, К.В.Руденко, В.В.Шувалов. Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 13 сентября 2004 г.

переходов в «реальной» (см. ниже) зонной структуре исследуемого образца, удовлетворительно описывает экспериментальную зависимость  $\eta(\lambda)$  при минимальном количестве подгоночных параметров.

В настоящей работе показано, что аналогичная [28, 31] модель может быть с успехом использована и для объяснения экспериментально наблюдавшихся спектральных особенностей нелинейного отклика ВТСП-пленок. Установлено, что в рамках этой модели за счет интерференции двух компонент электронной части  $\chi_{ee}^{(3)}$  нелинейной восприимчивости на оси  $\lambda$  существуют точки, в окрестности которых как действительная  $\text{Re}\chi_{ee}^{(3)}$ , так и мнимая  $\text{Im}\chi_{ee}^{(3)}$  части  $\chi_{ee}^{(3)}$  одновременно становятся равными нулю. С учетом предсказанной авторами [32] возможности существования долгоживущих (время жизни до 1–3 нс) метастабильных состояний ВТСП с «замороженной» энергетической щелью («псевдощель») в электронном спектре это полностью объясняет результаты описанных выше экспериментов [17, 19, 20], выполненных методом ПИ с использованием ударного импульсного возбуждения.

## 2. Электронная часть нелинейного отклика

В рамках используемой нами модели [28, 31] структура электронной части  $\chi_{ee}^{(3)}$  нелинейной восприимчивости (нелинейного отклика) тонкой пленки записывается в типичном для нелинейной спектроскопии виде

$$\chi_{ee}^{(3)} \propto P_0(K_+P_+ + K_-P_-). \quad (1)$$

Здесь  $P_0$ ,  $P_{\pm}$  и  $K_{\pm}$  – резонансные множители, описывающие вероятности всех возможных одно- и двухфотонных электронных переходов и зависящие от частотной расстройки световых волн от положений резонансов. Из выражений для  $P_0$ ,  $P_{\pm}$  и  $K_{\pm}$ , приведенных в [28, 31], следует, что в том случае, когда частоты  $\omega$  всех взаимодействующих волн совпадают,

$$P_+ = P_-^* = P_0^* \\ = \sum_{i,i'} \iint \frac{d_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') n_i(\mathbf{k}) [1 - n_{i'}(\mathbf{k}')] }{[\omega - \Omega_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') + i\Gamma_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')]^2} d\mathbf{k} d\mathbf{k}', \quad (2)$$

$$K_+ = K_-^* = \sum_{i,i'} \iint \frac{d_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') n_i(\mathbf{k}) [1 - n_{i'}(\mathbf{k}')] }{-\Omega_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') + i\Gamma_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')} d\mathbf{k} d\mathbf{k}'. \quad (3)$$

Здесь индексы  $i$  и  $i'$  нумеруют зоны электронных состояний, задействованных в электронном переходе  $(i, \mathbf{k}) \rightarrow (i', \mathbf{k}')$  с дипольным моментом  $d_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ ;  $\Gamma_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  – скорости внутризонной ( $i = i'$ ) и межзонной ( $i \neq i'$ ) релаксации;  $\mathbf{k}$  – волновой вектор электрона;  $n_i(\mathbf{k})$  – число заполнения электронного состояния  $(i, \mathbf{k})$ , которое при термодинамическом равновесии определяется распределением Ферми–Дирака;  $\Omega_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$  – резонансная частота перехода. Интегрирование по  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$  в (2), (3) проводится в пределах первой зоны Бриллюэна, а в суммировании по индексам  $i$  и  $i'$  задействованы все зоны электронных состояний. С учетом малости фотонного импульса мы будем считать, что электронные переходы  $(i, \mathbf{k}) \rightarrow (i', \mathbf{k}')$  являются «прямыми» ( $\mathbf{k} = \mathbf{k}'$ ), и перейдем в (2), (3) к однократным интегралам по  $\mathbf{k}$  с использованием обозначений  $d_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = d_{i,i'}(\mathbf{k})$  и  $\Gamma_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \Gamma_{i,i'}(\mathbf{k})$ . Частоты резонансных переходов будем описывать стандартными вы-

ражениями  $\Omega_{i,i'}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = \Omega_{i,i'}(\mathbf{k}) = E_{i'}(\mathbf{k}) - E_i(\mathbf{k})$ , где  $E_i(\mathbf{k})$  – энергия электрона в состоянии  $(i, \mathbf{k})$ , нормированная на постоянную Планка.

Как и в [28, 31], мы будем определять  $\Omega_{i,i'}(\mathbf{k})$  интерполяцией известных данных о зонной структуре образца на всю зону Бриллюэна [33]. Это позволит включить в модель (1)–(3) его «реальный» (известный из литературы) электронный спектр, кардинально уменьшив тем самым число свободных параметров. В дальнейшем роль таких параметров будут играть температуры электронной  $T_e$  и фононной  $T_{ph}$  подсистем и характерный временной масштаб  $\Gamma_{i,i'}^{-1}(\mathbf{k})$  процессов релаксации. Однако, даже не проводя никаких расчетов, можно сразу же сделать чрезвычайно важный вывод, непосредственно вытекающий из характера выражений (1)–(3). Действительно, введя обозначения

$$P = P_+ = |P| \exp(i\varphi_P), \quad K = K_+ = |K| \exp(i\varphi_K), \quad (4)$$

мы можем переписать (1) в форме

$$\chi_{ee}^{(3)} \propto |P|^2 |K| \cos(\varphi_P + \varphi_K) \exp(i\varphi_P). \quad (5)$$

Из (5) следует, что в вырожденном режиме электронный нелинейный отклик становится равным нулю не только в тех случаях, когда  $|P| = 0$  или  $|K| = 0$  (на наш взгляд, это маловероятно, поскольку требует одновременного обращения в нуль как действительной, так и мнимой частей соответствующих интегралов), но и когда  $\varphi_P + \varphi_K = (2k + 1)\pi/2$ , где  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Самое важное, что такой вывод имеет чрезвычайно общий характер и справедлив при любом виде зависимостей  $d_{i,i'}(\mathbf{k})$ ,  $n_i(\mathbf{k})$ ,  $E_i(\mathbf{k})$  и  $\Gamma_{i,i'}(\mathbf{k})$ , не требуя никакой их конкретизации. Собственно поэтому мы и считаем, что именно этот эффект и должен объяснять результаты экспериментов [17, 19, 20], в которых в окрестности определенных точек на оси  $\lambda$  наблюдалось одновременное обнуление как действительной  $\text{Re}\chi_{ee}^{(3)}$ , так и мнимой  $\text{Im}\chi_{ee}^{(3)}$  частей нелинейного отклика (точнее, их снижение ниже уровня шумов).

## 3. Численное моделирование

При проведении расчетов использовались следующие упрощения. Как и в [28, 31], предполагалось, что  $d_{i,i'}(\mathbf{k}) = d = \text{const}$  и не зависит от  $i$ ,  $i'$  и  $\mathbf{k}$ ;  $\Gamma_{i,i'}(\mathbf{k}) = \Gamma(E_e) = \Gamma_{ee} + \Gamma_{eph}$ , где  $\Gamma_{ee} = 2\pi(E_e - E_F)^2/(\hbar E_F)$  и  $\Gamma_{eph} = \text{const}$  – скорости электрон-электронной и электрон-фононной релаксации [34]. Локальные отклонения  $\delta n_i(\mathbf{k})$  чисел заполнения от равновесных значений  $n_i(\mathbf{k}; E_e, T_e)$ , заданных распределением Ферми–Дирака с электронной температурой  $T_e$ , полагались малыми, и максимальный относительный уровень насыщения  $\delta n_i(\mathbf{k})/n_i(\mathbf{k}; E_e, T_e)$  в результате действия импульсов накачки с частотой  $\omega$  ограничивался значением 0.01. Поправки  $\delta n_i(\mathbf{k})$  рассчитывались в рамках подхода, развитого в [31] и основанного на использовании аппарата модифицированной матрицы плотности для эффективной двухуровневой системы в дипольном приближении [35]. Резонансные частоты  $\Omega_{i,i'}(\mathbf{k})$  вычислялись посредством интерполяции известных данных о зонной структуре  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  [36] на всю зону Бриллюэна с учетом соответствующих требований на симметрию и периодичность. При последующем интегрировании использовался метод особых точек [37]. Обе эти процедуры (интерполяция и интегрирование) про-

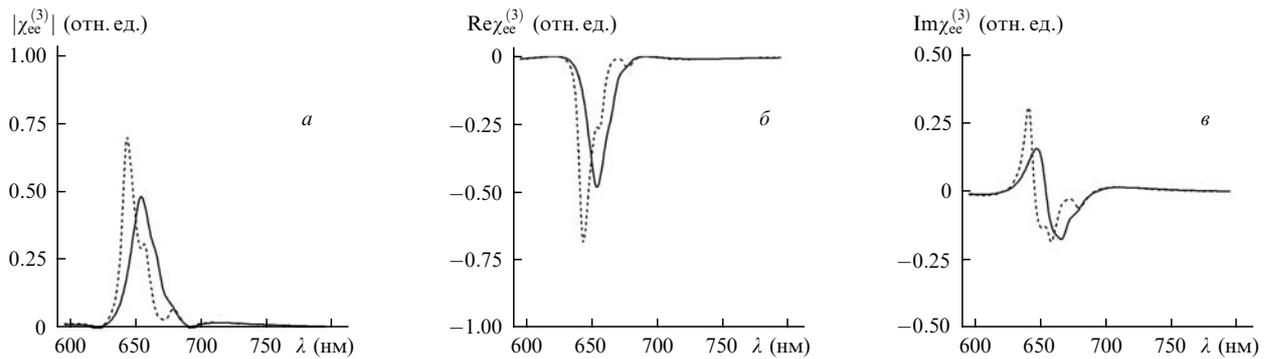


Рис.1. Зависимости модуля (а), действительной (б) и мнимой (в) частей нелинейного отклика  $\chi_{ee}^{(3)}$  ВТСП-пленки от длины волны  $\lambda$  для «металла» ( $\Delta = 0$ ,  $T_c = 100$  К, сплошная кривая) и «сверхпроводника» ( $\Delta \neq 0$ ,  $T_c = 80$  К, штриховая кривая).

дильсь для зон, захватывающих диапазон электронных энергий  $\pm 2.5$  эВ от уровня Ферми. Ширина энергетической щели в спектре электронных состояний ВТСП-образца до возбуждения считалась константой, зависящей только от его начальной температуры  $T_0$  и температуры фазового перехода  $T_c$  (щель так называемой  $s$ -симметрии),

$$\Delta = \Delta(T_0) \equiv 3.12k_B T_c \left(1 - \frac{T_0}{T_c}\right)^{1/2} \quad \text{при } T_0 \leq T_c, \quad (6)$$

$$\Delta = \Delta(T_0) \equiv 0 \quad \text{при } T_0 > T_c.$$

Здесь  $k_B$  – постоянная Больцмана. Выражение (6) отвечает приближению так называемой слабой связи в теории БКШ [38]. Введение энергетической щели в спектр электронных состояний (моделирование фазового перехода) осуществлялось принудительной заменой  $E_c(\mathbf{k}) \rightarrow E_F \pm \{[E_c(\mathbf{k}) - E_F]^2 + \Delta^2\}^{1/2}$  для состояний выше ( $E_c(\mathbf{k}) > E_F$ ) и ниже ( $E_c(\mathbf{k}) < E_F$ ) уровня Ферми. Фактически за счет этого и проводилось требуемое перераспределение плотности электронных состояний в окрестности уровня Ферми интерполированной зонной структуры при изменении начальной (до действия импульса накачки) температуры образца  $T_0$ .

Расчет имитировал следующую экспериментальную ситуацию. Считалось, что электронная подсистема тонкой ВТСП-пленки с температурой фазового перехода  $T_c = 92$  К, имеющей начальную температуру  $T_0 = 80$ , 100 либо 300 К (т.е. с температурой ниже либо выше  $T_c$ ), мгновенно «разогревается» импульсом накачки до температур  $T_e \sim 600$  К и затем остывает. При этом температура фоновой подсистемы  $T_{ph}$  за счет ее большой теплоемкости существенно не меняется, и  $T_{ph} \simeq T_0$ . По-

лагалось, что после возбуждения образца с начальной температурой  $T_0 = 80$  К ( $\Delta \neq 0$ , «сверхпроводник») возможны две существенно различные ситуации. В первой из них в результате мгновенного (время длительности импульса накачки  $\tau_p$ ) разогрева электронной подсистемы образца до температур  $T_e \gg T_c$  мгновенно происходит фазовый переход, и в возбужденных состояниях энергетическая щель отсутствует ( $\Delta = 0$ , «металл»). Во втором случае энергетическая щель в спектре возбужденных электронных состояний считалась «замороженной», т.е. полагалось, что ее ширина определяется температурой фоновой подсистемы  $T_{ph} \simeq T_0$  и не меняется («сверхпроводник»). Эта ситуация соответствует предсказанной в [32] возможности существования долгоживущих (время жизни до 1–3 нс) метастабильных состояний ВТСП с псевдощелью в электронном спектре после его ударного импульсного возбуждения.

Из изложенного ясно, что по существу единственным свободным параметром описанной выше модели является время электрон-фононной релаксации  $\Gamma_{eph}^{-1}$ , значение которого (50 фс) выбиралось так, чтобы характерный масштаб спектральных особенностей на зависимостях электронного нелинейного отклика  $\eta \propto |\chi_{ee}^{(3)}|^2$  от  $\lambda$  качественно соответствовал бы данным реального эксперимента [17].

Как и ожидалось, проведенные нами расчеты подтвердили, что  $|P(\lambda)|$  и  $|K(\lambda)|$  монотонно меняются в интересующем нас (см. [17]) спектральном диапазоне  $\lambda \simeq 625$ –635 нм и никогда не обращаются в нуль. В то же время изменение  $\varphi_P$  и  $\varphi_K$  приводит к тому, что именно в этой спектральной области всегда имеется точка, в которой  $\cos(\varphi_P + \varphi_K) = 0$  и согласно (5) нелинейный отклик ВТСП-образца отсутствует (рис.1, 2). Положение этой спектральной особенности на оси  $\lambda$  зависит от начальной

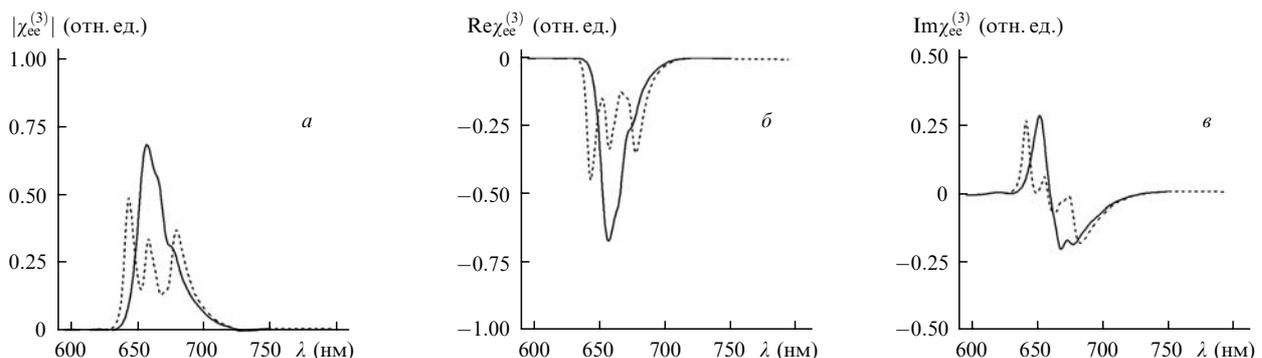


Рис.2. То же, что и на рис.1, после разогрева электронной подсистемы ВТСП-пленки для «металла» ( $\Delta = 0$ ,  $T_c = 300$  К, сплошная кривая) и «сверхпроводника» ( $\Delta \neq 0$ ,  $T_c = 300$  К, штриховая кривая).

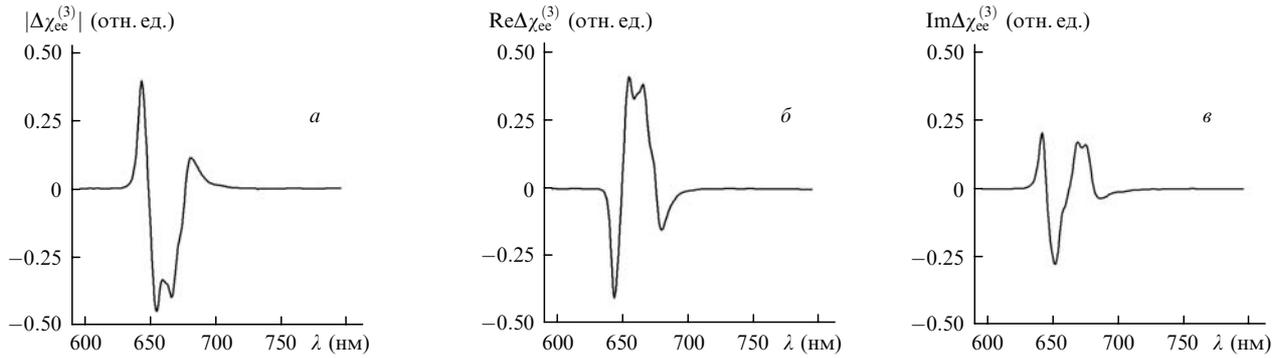


Рис.3. Зависимости модуля (а), действительной (б) и мнимой (в) частей разности нелинейного отклика  $\Delta\chi_{ee}^{(3)}$  разогретых импульсом накачки ВТСП-пленок в «металлической» ( $\Delta = 0$ ,  $T_e = 300$  К) и «сверхпроводящей» ( $\Delta \neq 0$ ,  $T_e = 300$  К) фазах от длины волны  $\lambda$ .

температуры образца  $T_0$  и относительно слабо меняется при изменении уровня его возбуждения (при вариациях  $T_e$ ), что соответствует данным известных экспериментов [6–9]. Оказалось, что зависимости  $\chi_{ee}^{(3)}(\lambda)$  для образцов в металлической ( $T_e = 100$  К) и сверхпроводящей ( $T_e = 80$  К) фазах достаточно сильно отличаются друг от друга (рис.1). Более того, это отличие усугубляется при разогреве электронных подсистем образцов до одной и той же температуры при условии сохранения их фазового состояния (рис.2). В результате сопоставимой с величиной  $\chi_{ee}^{(3)}(\lambda)$  оказалась и разность  $\Delta\chi_{ee}^{(3)}(\lambda) = \chi_{ee}^{(3)}(\lambda; \Delta = 0) - \chi_{ee}^{(3)}(\lambda; \Delta \neq 0)$  нелинейных откликов исходно металлического ( $T_0 = 100$  К) и сверхпроводящего ( $T_0 = 80$  К) ВТСП-образцов после действия импульса накачки, разогревающего их электронные подсистемы до температуры  $T_e = 300$  К  $\neq T_0$ , но не меняющего их фазовое состояние (рис.3). Отметим, что почти всегда разности  $\Delta\chi_{ee}^{(3)}(\lambda)$  подобного типа и являются основным результатом любого эксперимента, выполненного в рамках метода ПИ,

что характерно для схем так называемых дифференциальных измерений.

Зависимости  $\Delta\chi_{ee}^{(3)}(\lambda) = \chi_{ee}^{(3)}(\lambda; T_e \neq T_0) - \chi_{ee}^{(3)}(\lambda; T_e = T_0)$  отличались во всех трех смоделированных нами ситуациях. В первой из них (рис.4) ВТСП-образец за счет действия импульса накачки из металлического состояния ( $\Delta = 0$ ) с начальной температурой  $T_0 = 100$  К переходил в аналогичное состояние ( $\Delta = 0$ ) с электронной температурой  $T_e = 600, 450, 300$  К. В двух других ситуациях тот же образец из сверхпроводящего состояния ( $\Delta \neq 0$ ) с начальной температурой  $T_0 = 80$  К переходил либо в металлическое состояние ( $\Delta = 0$ ) с  $T_e = 600, 450, 300$  К (рис.5), либо в метастабильное состояние с «замороженной» псевдощелью в электронном спектре [32] с теми же  $T_e$  ( $\Delta \neq 0$ , рис.6). Отметим, что в рамках использованной нами модели изменение конечной электронной температуры  $T_e$  образца во всех трех перечисленных ситуациях (рис.4–6) может соответствовать как изменению уровня его возбуждения (изменение энергии импульса накачки),

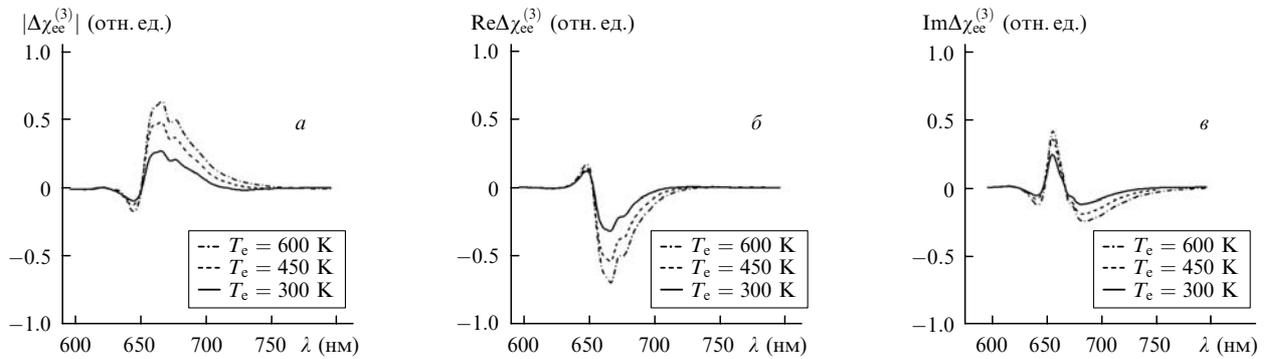


Рис.4. Зависимости модуля (а), действительной (б) и мнимой (в) частей изменения нелинейного отклика  $\Delta\chi_{ee}^{(3)}$  ВТСП-пленки от длины волны  $\lambda$  в результате действия импульса накачки для перехода «металл» ( $\Delta = 0$ ,  $T_e = 100$  К) → «металл» ( $\Delta = 0$ ) при различных  $T_e$ .

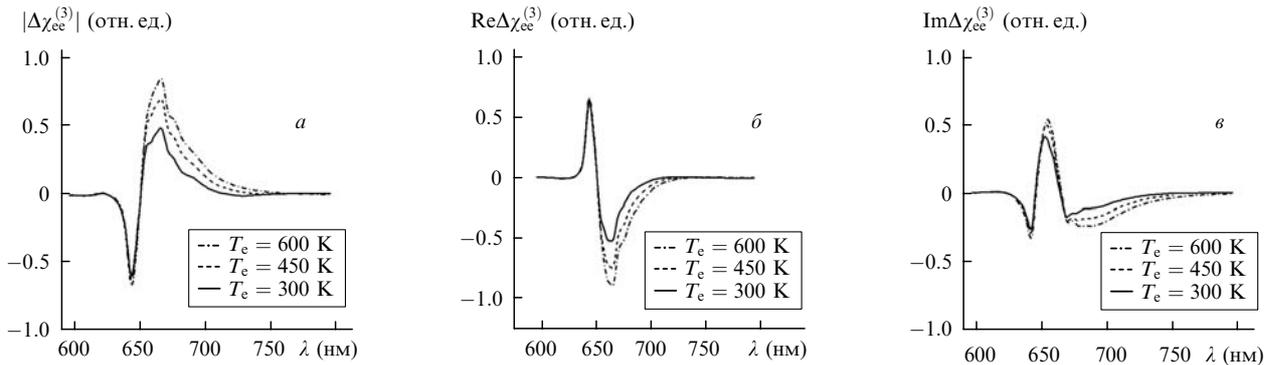


Рис.5. То же, что и на рис.4, для перехода «сверхпроводник» ( $\Delta \neq 0$ ,  $T_e = 80$  К) → «металл» ( $\Delta = 0$ ) при различных  $T_e$ .

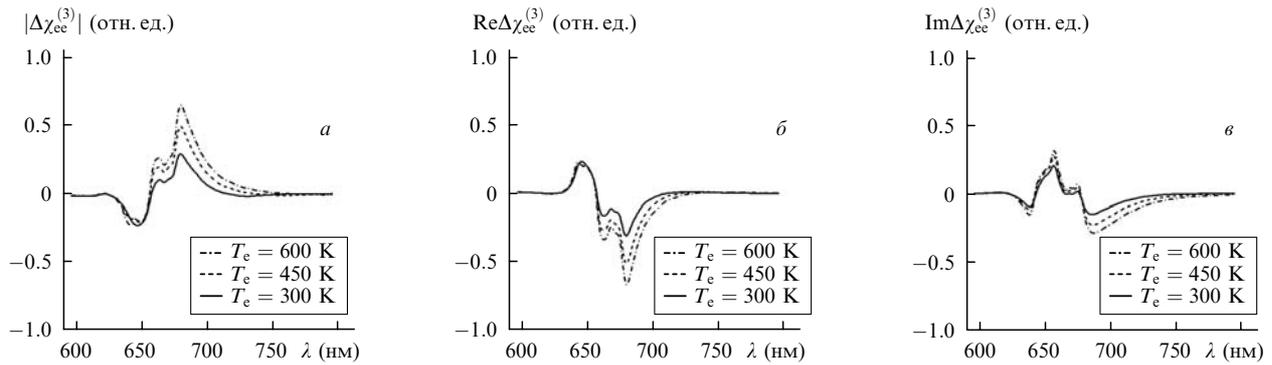


Рис.6. То же, что и на рис.4, для перехода «сверхпроводник» ( $\Delta \neq 0$ ,  $T_c = 80$  K) → «сверхпроводник» ( $\Delta \neq 0$ ) при различных  $T_e$ .

так и увеличению задержки  $\tau$  момента зондирования относительно момента возбуждения, характеризуя тем самым кинетику нелинейного отклика. Однако в любом случае самым важным, на наш взгляд, является то, что, несмотря на чрезвычайно малую ширину энергетической щели  $\Delta$  по сравнению с частотой зондирующего излучения  $\omega$ , все эти три возможные ситуации оказываются достаточно легко различимыми в условиях реального эксперимента.

#### 4. Заключение

Итак, в настоящей работе мы показали, что спектральные особенности нелинейного отклика тонких ВТСП-пленок скорее всего обусловлены изменением фазовых соотношений между двумя интерферирующими компонентами электронной нелинейной восприимчивости  $\chi_{ee}^{(3)}$ . В свою очередь, наличие этих двух компонент в выражении (1) для  $\chi_{ee}^{(3)}$  обусловлено лишь существованием коммутационных соотношений в уравнении Лиувилля для матрицы плотности (см. напр., [29, 35]) и в этом смысле неизбежно в рамках любой теории. Именно поэтому описанный нами эффект не связан с конкретным характером зависимостей  $d_{i,i'}(\mathbf{k})$ ,  $n_i(\mathbf{k})$ ,  $E_i(\mathbf{k})$  и  $\Gamma_{i,i'}(\mathbf{k})$  и всегда должен наблюдаться в режиме частотного вырождения. Следовательно, этот механизм должен проявляться и во всех экспериментах, выполненных методом ПИ [1–17], в которых измеряются изменения коэффициентов отражения  $\Delta R(\tau, \lambda)$  и/или пропускания  $\Delta T(\tau, \lambda)$  ВТСП-образцов, обусловленные их предварительной накачкой. При этом вследствие практически мгновенного разрушения когерентности возбужденных электронных состояний, фактически, и изучается вырожденный по частоте нелинейный отклик. По нашему мнению, это снимает по крайней мере часть аргументов, высказывавшихся в пользу моделей, объясняющих особенности полученных в ВТСП экспериментальных зависимостей «замораживанием» процессов внутризонной релаксации на поверхности Ферми [12, 17, 20]. Косвенно наш вывод подтверждают и опубликованные недавно авторами [16] данные, согласно которым снижение уровня возбуждения (энергии импульса накачки) на 3–4 порядка приводит к тому, что полностью исчезают какие-либо резкие особенности температурной зависимости скорости процессов внутризонной

релаксации в точке  $T_0 = T_c$  для очень широкого ряда исследованных ими купратных ВТСП.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 02-02-16603) и Президента Российской Федерации (гранты № НШ-1583.2003.2 и МК-1328.2004.2).

1. Brorson S.D. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2172 (1990).
2. Brorson S.D. et al. *Solid State Commun.*, **74**, 1305 (1990).
3. Гершензон М.Е. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **52**, 1189 (1990).
4. Han S.G. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 2708 (1990).
5. Chwalek J.M. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1696 (1990).
6. Kazeroonian A.S. et al. *Solid State Commun.*, **78**, 95 (1991).
7. Chekalin S.V. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3860 (1991).
8. Hegman F.A. et al. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1158 (1993).
9. Brorson S.D. et al. *Phys. Rev. B*, **49**, 6185 (1994).
10. Buhleier R. et al. *Phys. Rev. B*, **50**, 9672 (1994).
11. White J.O. et al. *Physica C*, **235-240**, 2025 (1994).
12. Stevens C.J. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 2212 (1997).
13. Smith D.C. et al. *J. Low Temp. Phys.*, **117**, 1059 (1999).
14. Demsar J. et al. *Phys. Rev. B*, **63**, 054519 (2001).
15. Segre G.P. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 137001 (2002).
16. Schneider M.L. et al. *Eur. Phys. J. B*, **36**, 327 (2003).
17. Farztdinov V.M. et al. *Brazilian J. of Physics*, **26**, 482 (1996).
18. Farztdinov V.M. et al. *Phys. Rev. B*, **56**, 4176 (1997).
19. Dobryakov A.L. et al. *Physica Scripta*, **60**, 572 (1999).
20. Lozovik Yu.E. et al. *Laser Physics*, **9**, 557 (1999).
21. Allen Ph.B. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 1460 (1987).
22. Wright O.B., Gusev V.E. *Physica B*, **219-220**, 770 (1996).
23. Wright O.B., Gusev V.E. *Phys. Rev. B*, **57**, 2878 (1998).
24. Ahn K.H. *Phys. Rev. B*, **69**, 045114 (2004).
25. Кузнецова Л.П. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 175 (2000).
26. Kuznetsova L.P. et al. *J. of Raman Spectroscopy*, **31**, 755 (2000).
27. Бобырев Ю.В. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 1067 (2001).
28. Бобырев Ю.В. и др. *Квантовая электроника*, **31**, 789 (2002).
29. Ахманов С.А., Коротеев Н.И. *Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света* (М.: Наука, 1981).
30. Devos A., Lerouge C. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 2669 (2001).
31. Kornienko A.G. et al. *J. Appl. Phys.*, **80**, 2396 (1996); Петникова В.М. и др. *Квантовая электроника*, **28**, 69 (1999).
32. Воронов А.В. и др. *ЖЭТФ*, **120**, 1256 (2001).
33. Тавгер Б.А., Демиховский В.Я. *УФН*, **96**, 61 (1968).
34. Kabanov V.V. et al. *Phys. Rev. B*, **59**, 1497 (1999).
35. Апанасевич П.А. *Основы теории взаимодействия света с веществом* (Минск: Наука и техника, 1977).
36. Perry J.K. et al. *Phys. Rev. B*, **63**, 144501 (2001).
37. Chadi D.J., Cohen M.L. *Phys. Rev. B*, **8**, 5747 (1973).
38. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Статистическая физика, ч.2. Теория конденсированного состояния* (М.: Наука, 1978).