

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 τ_p), с помощью еще одного существенно менее мощного пробного импульса столь же малой длительности, как и τ_p , задержанного на время τ относительно момента прихода импульса накачки. При этом зондирование обычно проводится на той же длине волны λ_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 λ , 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 λ существуют точки, в окрестности которых $\Delta \epsilon$ равно нулю и не зависит от τ . 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 η металлических пленок (Ni, Au и Pt) в окрестности определенных точек на оси λ 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 λ 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 ω 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 обо-

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

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 λ 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 ω 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 La_2CuO_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) прово-

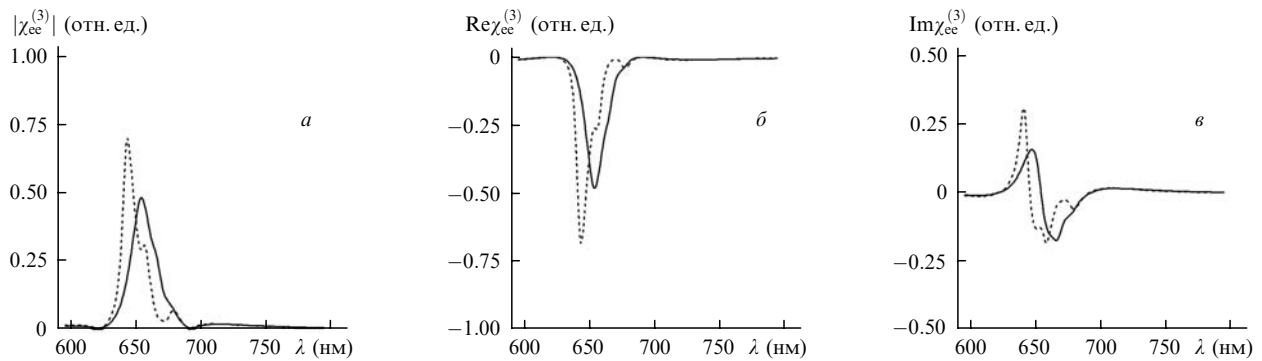


Рис.1. Зависимости модуля (а), действительной (б) и мнимой (в) частей нелинейного отклика $\chi_{ee}^{(3)}$ ВТСП-пленки от длины волны λ для «металла» ($\Delta = 0$, $T_c = 100$ К, сплошная кривая) и «сверхпроводника» ($\Delta \neq 0$, $T_c = 80$ К, штриховая кривая).

дильсь для зон, захватывающих диапазон электронных энергий ± 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 τ_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 Γ_{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 λ 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 φ_P и φ_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 λ зависит от начальной

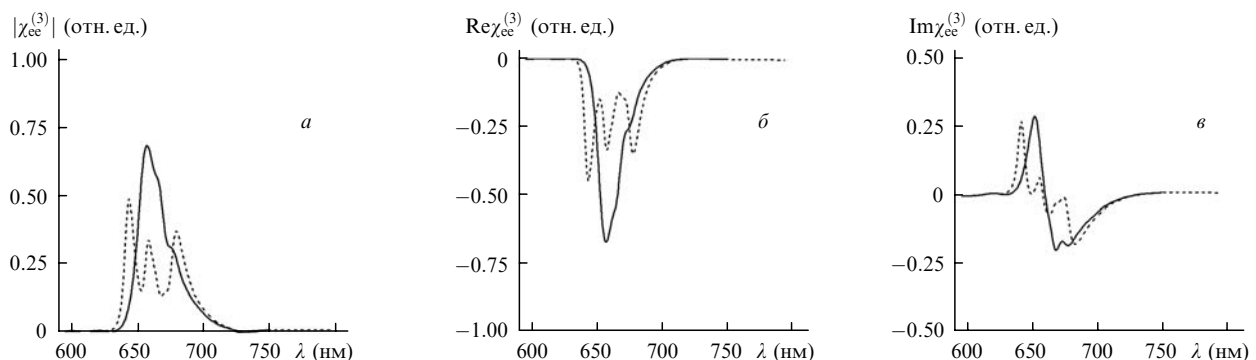


Рис.2. То же, что и на рис.1, после разогрева электронной подсистемы ВТСП-пленки для «металла» ($\Delta = 0$, $T_c = 300$ К, сплошная кривая) и «сверхпроводника» ($\Delta \neq 0$, $T_c = 300$ К, штриховая кривая).

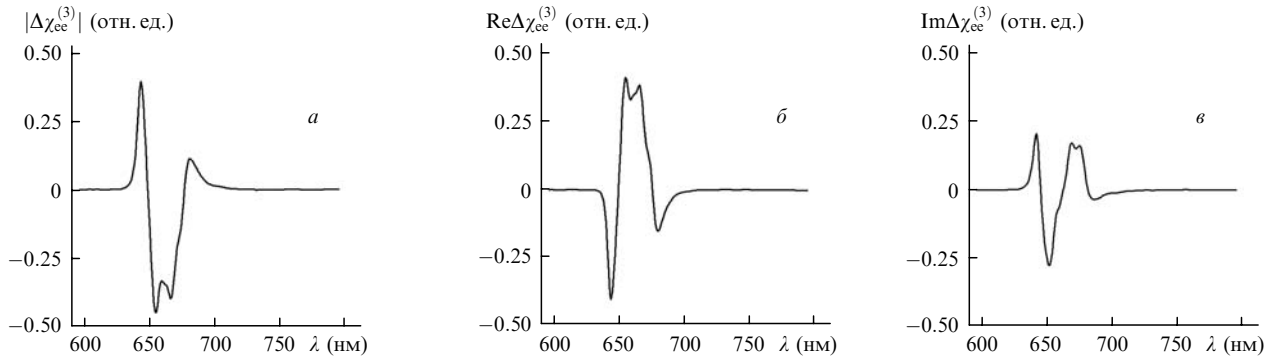


Рис.3. Зависимости модуля (а), действительной (б) и мнимой (в) частей разности нелинейного отклика $\Delta\chi_{ee}^{(3)}$ разогретых импульсом накачки ВТСП-пленок в «металлической» ($\Delta = 0$, $T_e = 300$ К) и «сверхпроводящей» ($\Delta \neq 0$, $T_e = 300$ К) фазах от длины волны λ .

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),

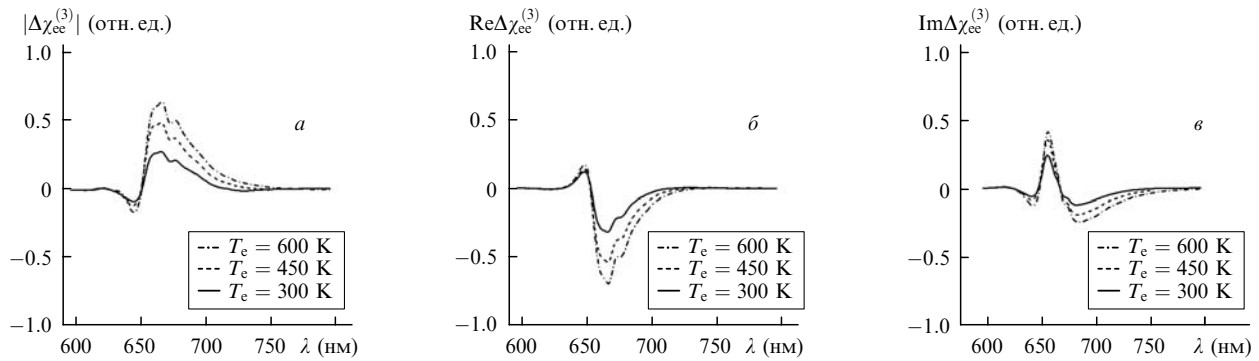


Рис.4. Зависимости модуля (а), действительной (б) и мнимой (в) частей изменения нелинейного отклика $\Delta\chi_{ee}^{(3)}$ ВТСП-пленки от длины волны λ в результате действия импульса накачки для перехода «металл» ($\Delta = 0$, $T_e = 100$ К) → «металл» ($\Delta = 0$) при различных T_e .

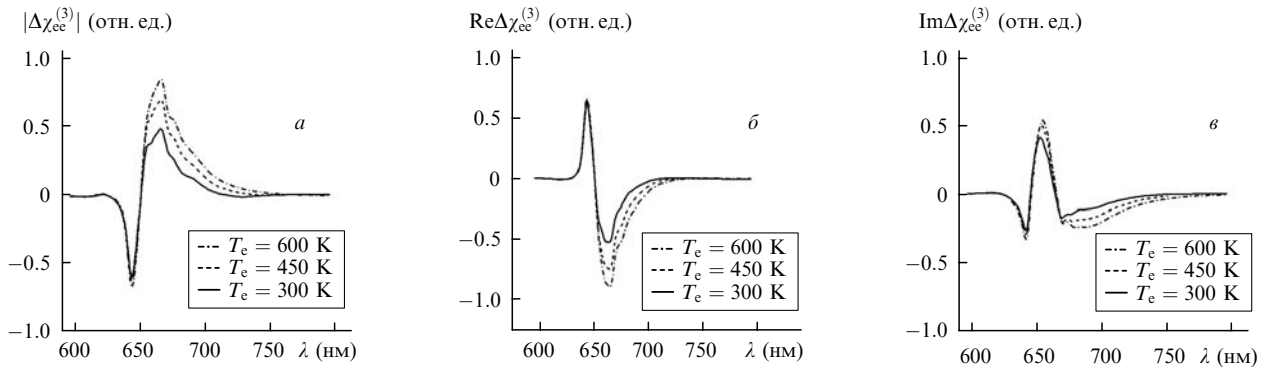


Рис.5. То же, что и на рис.4, для перехода «сверхпроводник» ($\Delta \neq 0$, $T_e = 80$ К) → «металл» ($\Delta = 0$) при различных T_e .

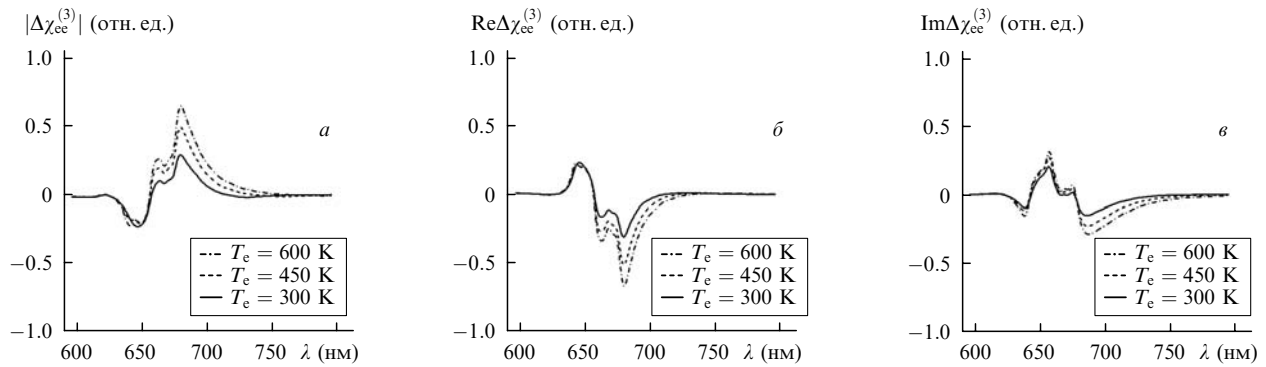


Рис.6. То же, что и на рис.4, для перехода «сверхпроводник» ($\Delta \neq 0$, $T_c = 80$ K) → «сверхпроводник» ($\Delta \neq 0$) при различных T_e .

так и увеличению задержки τ 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 Δ по сравнению с частотой зондирующего излучения ω , 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).