

Л.А. Нефедьев, В.В. Самарцев

ЭХОГОЛОГРАФИЯ В ВЫРОЖДЕННЫХ И МНОГОУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ

Исследуются различные особенности переходных оптических процессов типа фотонного эха и их использования в динамической голографии вырожденных и многоуровневых квантовых систем. Обсуждаются вопросы применения эхоголографии в экоспектроскопии, в системах оперативной обработки информации, в преобразовании пространственно-временной структуры лазерных импульсов.

К настоящему времени сформировалось новое и перспективное направление в голографии – динамическая голография (см. обзор [1] и содержащиеся в нем ссылки на оригинальные работы). Структура динамических голограмм является функцией не только пространственных координат объекта, но и времени, а сам процесс динамической голографии рассматривается как процесс рассеяния пробного луча света на квазипериодических неоднородностях среды, вызванных воздействием на нее записывающих волн (а при большой мощности – и пробной волны) [2]. В качестве регистрирующих сред в динамической голографии использовано большое количество разнообразных веществ. В работах Х. Герретсена [3], а также Х. Берча и Х. Эйчлера [4] впервые в качестве регистрирующей среды применены резонансные среды. Таким образом, в этих и последующих [5–9] экспериментах был поставлен вопрос о резонансной динамической голографии. При этом запись и считывание динамической голограммы осуществлялись одновременно. Позднее, в эксперименте Д. Филлиона и др. [10], был сделан существенный шаг – считывание голограммы осуществлялось в более поздний момент времени, чем запись, причем время задержки определялось временем <жизни> возбужденного состояния. В работах [11, 12] (и более поздних [13–15]) было предложено сделать еще один важный шаг – разнести во времени как объектный, так и опорный импульсы. Таким образом, в процесс записи было привнесено еще одно измерение – время. Новому направлению в голографии было дано название <эхоголография>, которое является в настоящее время общепринятым.

Запись резонансных динамических эхоголограмм происходит на суперпозиционных состояниях атомов, молекул с использованием переходных процессов типа фотонного эха (ФЭ), предсказанного У.Х. Копвиллемом и В.Р. Нагибаровым в 1962–1963 гг. [16, 17]. Необходимо отметить, что имеются качественные отличия оптических переходных явлений от их аналогов в радиодиапазоне. Это, во-первых, малость длины волны лазерного излучения по сравнению с размерами образца и, во-вторых, – вырождение уровней энергии по какому-либо квантовому числу. Именно поэтому в случае ФЭ имеется чувствительность к пространственной структуре возбуждающих импульсов, что позволяет использовать резонансную среду в качестве спектрально-селективной голограммы и формировать нестационарные изображения.

При записи эхоголограмм в резонансной среде формируются динамические решетки неравновесной населенности и неравновесной поляризации. Первая из них описывается диагональной частью матрицы плотности, а вторая – недиагональной. На этих решетках могут рассеиваться как внешние пробные сигналы, так и эхосигналы. В эхоголографии этот процесс осуществляется автоматически в заданные моменты времени. Отметим также, что такие голограммы могут быть записаны методом выжигания провала [18, 19].

В работах [20, 21] впервые были исследованы особенности формирования эхоголограмм на вырожденных уровнях и показано, что в ряде случаев поляризационные характеристики электрического поля объектной волны и тип резонансного перехода оказываются определяющими при формировании, восстановлении и преобразовании эхоголограмм. Так, был предсказан эффект обращения поляризации отклика эхоголограммы [20, 22], экспериментально наблюдавшийся в рубине [23]. Проведенный в этих работах анализ поляризационных закономерностей обращенных эхоголограмм показал, что поляризация отклика обращенной эхоголограммы в общем случае зависит от взаимной ориентации поля объектной и стоячей волн, а также от на-

правления наблюдения отклика. Волновой же фронт отклика оказывается зависящим от вида волновых фронтов всех компонент (различной поляризации) электрического поля импульса объектной волны, а вклад каждой компоненты зависит от геометрии эксперимента, что позволяет направленно изменять волновой фронт отклика путем выбора соответствующей геометрии эксперимента. Аналогичные результаты получены и для стимулированной эхоголограммы.

Особый интерес представляет запись эхоголограмм в многоуровневых системах, когда возможно частотное преобразование воспроизводимых сигналов. В работах [24–29] было показано, что в многоуровневых системах при наличии корреляции неоднородного уширения на разных резонансных переходах возможно преобразование шкалы реального времени в отклике эхоголограммы. При этом записанный в эхоголограмме быстропротекающий процесс оказывается возможным растянуть во времени в отклике эхоголограммы и наоборот, в зависимости от соотношения несущих частот объектного импульса и отклика. Использование многоуровневых систем для записи эхоголограмм позволяет записывать информацию об объекте на разных частотах. Таким образом, оказывается возможным создание цветной эхоголографии [30, 31]. Отдельные «цвета» в объектном импульсе могут быть сдвинуты во времени друг относительно друга, иметь разную поляризацию, волновой фронт и временную структуру. Референтный и считывающий импульсы могут иметь отличный от объектного Фурье спектр, что приводит к дополнительным возможностям преобразования (обработки) цветовой информации.

Таким образом, эхоголограммы могут быть использованы в системах оперативной обработки информации (фильтрации сигналов), преобразования пространственно-временной структуры лазерных импульсов, для решения задач коррекции волновых фронтов сигналов, создания оперативной памяти оптических вычислительных машин большой емкости, а также в целях эхоспектроскопии. Поэтому разработка этих вопросов представляет значительный интерес.

1. Способы описания взаимодействия коротких лазерных импульсов со сложной пространственно-временной структурой с резонансными частицами

Информация об объекте при записи эхоголограммы может быть заложена в пространственно-временную структуру объектного импульса и его поляризацию. При математическом описании взаимодействия такого импульса с резонансными частицами возможно два подхода. Пренебрегая релаксацией во время действия импульса, для одночастичной волновой функции Ψ будем иметь

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = [\mathcal{H}_0 + V(\mathbf{r}, t)] \Psi, \quad (1)$$

где $V(\mathbf{r}, t)$ – оператор взаимодействия резонансной частицы с возбуждающим импульсом; \mathcal{H}_0 – невозмущенный гамильтониан. Переходя во вращающуюся систему координат с помощью преобразования

$$\tilde{\Psi} = \exp(iAt) \Psi, \quad (2)$$

получим

$$\frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} (B' + B'') \tilde{\Psi}, \quad (3)$$

где $B' = \tilde{\mathcal{H}}_0 - \hbar A$, $B'' = \tilde{V}(\mathbf{r}, t)$, $\tilde{\mathcal{H}}_0 = e^{iAt} \mathcal{H}_0 e^{-iAt}$, $\tilde{V} = e^{iAt} V e^{-iAt}$.

Представим $\tilde{\Psi}$ в виде:

$$\tilde{\Psi} = U \Psi, \quad (4)$$

где U – оператор эволюции. Тогда

$$\partial U / \partial t = (-i/\hbar) (B' + B'') U \quad (5)$$

с начальным условием $U(0) = I$, где I – единичная матрица.

Решение уравнения представим в виде $U = U_1(B') U_2(B'')$,

где

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} B' U_1 \quad (6)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} U_1^{-1} B'' U_1 U_2 = Q U_2. \quad (7)$$

Решение уравнения (6) имеет вид $U_1 = \exp\left(-\frac{i}{\hbar} B' t\right)$, а решение уравнения (7) можно формально записать в виде

$$U_2 = T \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} \int_{\Delta t} U_1^{-1} B'' U_1 dt\right\} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \int_{\Delta t} dt_1 \int_{\Delta t} dt_2 \dots \int_{\Delta t} dt_n T Q(t_1) \dots Q(t_n), \quad (8)$$

где T – оператор Дайсона.

В ряде случаев удается просуммировать этот ряд и получить приближенное решение задачи. Причем матричные элементы оператора U_2 будут выражаться через Фурье спектры от $V(t)$. Зная оператор эволюции U , можно определить матрицу плотности после воздействия импульса

$$\rho = U \rho U^{-1}.$$

Зная ρ , находим дипольный момент $\mathbf{d} = \text{Sp}(\rho \mathbf{d})$ и напряженность электрического поля отклика в волновой зоне

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \sum_j \frac{1}{|\mathbf{R}_0 - \mathbf{r}_j|} (\langle \mathbf{d}_j(\mathbf{r}_j, \mathbf{n}_j, t') \rangle \times \mathbf{n}_j) \times \mathbf{n}_j, \quad (9)$$

где \mathbf{n}_j – единичный вектор от точки \mathbf{r}_j в точку наблюдения \mathbf{R}_0 ,

$$t' = t - \frac{\mathbf{R}_0 \mathbf{n}_j}{c} + \frac{\mathbf{r}_j \mathbf{n}_j}{c}.$$

В ряде случаев оказывается более удобным подход, основанный на методах спектрального анализа [32]. Он применим в случае достаточно малой интенсивности возбуждающего импульса, когда нет полевого уширения [33] и отсутствует спектральная диффузия во время действия импульса. Тогда результат воздействия объектного поля на атом можно найти, вычислив результат воздействия на атом отдельной Фурье компоненты поля импульса с последующим интегрированием результата по всем возможным частотам. Так, если задано поле объектного импульса

$$E = E_0 \varepsilon(t) \cos(\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r}), \quad (10)$$

где $\varepsilon(t)$ задает форму импульса, то его можно представить как

$$E = \frac{E_0}{2} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varepsilon}(\omega') \exp(i\omega' t + i\mathbf{k} \mathbf{r} - i\omega t) d\omega' + \text{к.с.} \right], \quad (11)$$

где $\tilde{\varepsilon}(\omega') = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(t) \exp(-i\omega' t) dt$. То есть задача отыскания матрицы плотности в данном приближении сводится к отысканию решения для Фурье компоненты $\rho(\omega')$ при воздействии на атом поля

$$E(\omega') = E_0 \tilde{\varepsilon}(\omega') \cos[(\omega - \omega') t - \mathbf{k} \mathbf{r}] \quad (12)$$

и последующего интегрирования $\rho(\omega')$ по всем ω' .

Конкретные расчеты по описанным схемам показывают, что матрицы оператора эволюции, полученные с помощью хронологического упорядочивания и методами спектрального анализа, в случае малой <площади> импульса и вблизи резонанса совпадают.

Для описания процесса записи эхограммы необходимо выбрать какое-либо приближение для записи объектного поля и способ расчета неравновесной поляризации системы. В общем случае напряженность электрического поля объектной волны будет (см. рис. 1)

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \varepsilon_x(\mathbf{r}, t) \cos [\omega t - g_x(\mathbf{r}, t)]; \\ E_y &= E_0 \varepsilon_y(\mathbf{r}, t) \cos [\omega t - g_y(\mathbf{r}, t)]; \\ E_z &= E_0 \varepsilon_z(\mathbf{r}, t) \cos [\omega t - g_z(\mathbf{r}, t)], \end{aligned} \quad (13)$$

где E_0 – амплитуда поля; ε – параметр, определяющий пространственно-временную неоднородность поля, $g_i = \text{const}$ – определяют волновой фронт объектной волны; ω – несущая частота.

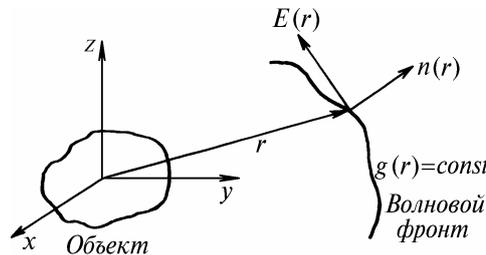


Рис. 1. Иллюстрация объектного поля произвольной поляризации $\mathbf{n} = \frac{\nabla g(\mathbf{r})}{|\nabla g(\mathbf{r})|}$, $\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j} + E_z \mathbf{k}$

Задание объектного поля в виде (13) не всегда оказывается удобным как при расчетах, так и при интерпретации полученных результатов. Более удобным может оказаться представление каждой Фурье компоненты объектной волны в виде разложений по сферическим и плоским волнам (рис. 2). В этом случае объект будем рассматривать как совокупность точек (индекс n). Каждая точка дает сферическую волну. Совокупность волн в точке \mathbf{r}_{0j} дает возмущение в месте положения <рабочей частицы> в образце. Математически напряженность электрического поля в точке \mathbf{r}_{0j} можно записать как

$$E = \sum_n A_{nj} \frac{\exp(i\mathbf{k}_n(\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n) - i\omega t + i\varphi_n)}{|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n|} = \sum_n A'_{nj} \frac{\exp(i\mathbf{k}_n(\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n) - i\omega t)}{|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n|}, \quad (14)$$

где $\mathbf{k}_n = \frac{\omega}{c} \mathbf{n}_n$; $\mathbf{n}_n = \frac{\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n}{|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n|}$; φ_n – описывает начальные фазы сферических волн, причем $e^{i\varphi_{nj}}$ можно включить в комплексные амплитуды A_{nj} (индекс j означает, что в общем случае A зависит от ориентации \mathbf{n}_n). Если размеры образца малы по сравнению с расстоянием до объекта, т.е. $|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n| \gg d, l$ и $|\mathbf{r}_{0j} - \mathbf{r}_n| \gg |\mathbf{r}_n|$, то разложение по сферическим волнам переходит в разложение по плоским волнам

$$E = \sum_n a'_n \exp(i\mathbf{k}_n \mathbf{r}_{0j} - i\omega t). \quad (15)$$

Вид этого разложения аналогичен пространственному Фурье разложению по плоским волнам, но физический смысл коэффициентов a'_n состоит в том, что они представляют амплитуды поля (амплитуды Фурье компоненты поля) от отдельных точек объекта.

Поскольку в этом приближении размеры резонансной среды считаются гораздо меньше расстояния до объекта, то в каждой точке образца возмущения создаются практически одинаковым набором плоских волн.

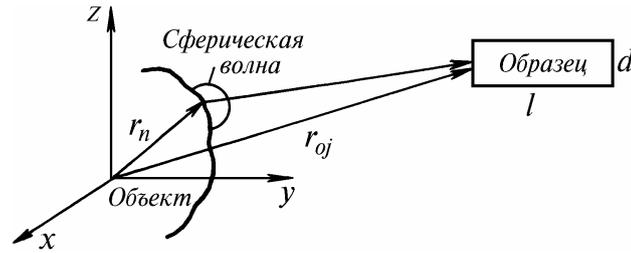


Рис. 2. Иллюстрация разложения объектной волны в ряд по сферическим или плоским волнам

2. Формирование эхоголограмм на вырожденных уровнях

Рассмотрим влияние поляризации электрического поля импульса объектной волны и структуры резонансного перехода на формирование и воспроизведение эхоголограмм. Как будет показано ниже, именно поляризационные характеристики электрического поля объектной волны и тип резонансного перехода в ряде случаев оказываются определяющими при формировании, восстановлении и преобразовании эхоголограмм. В качестве модели мы выберем переход с изменением полного момента $1/2 - 1/2$ и рассмотрим особенности формирования эхоголограмм при записи объектного поля, имеющего произвольный фазовый фронт, поляризацию, временную структуру и ориентацию в пространстве. Напряженность поля первого импульса объектной волны выберем в виде (13) и рассмотрим формирование обращенной эхоголограммы. В качестве второго импульса в этом случае возьмем импульс стоячей волны, произвольно ориентированной в пространстве, для которой в (13) надо положить $g_i = 0$ ($i = x', y', z'$), $\varepsilon_z = \cos \mathbf{k}_2 \mathbf{r}$, $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 0$, где \mathbf{k}_2 – волновой вектор бегущих волн, из которых формируется стоячая волна. Вектор напряженности электрического поля стоячей волны будем считать направленным вдоль оси z' системы координат (x', y', z') , произвольно ориентированной относительно лабораторной системы (x, y, z) , в которой задано поле объектной волны. Ориентацию системы (x', y', z') относительно (x, y, z) будем задавать углами Эйлера $\alpha_{12}, \beta_{12}, \gamma_{12}$. При расчете матрицы плотности системы после воздействия импульсов объектной и стоячей волн необходимо учитывать, что после воздействия импульса объектной волны каждый отдельный атом оказывается оптически ориентированным, поэтому решение для матрицы плотности системы можно строить в системе координат (x, y, z) .

Если стоячая волна второго импульса имеет произвольную ориентацию в пространстве, то матрица оператора взаимодействия со вторым импульсом в системе координат (x, y, z) может быть записана в виде

$$\langle J_1 M_1 | V | J_2 M_2 \rangle = \sum_{MK} D_{KM_1}^{J_1} D_{KM_2}^{J_2} V_{J_1 K J_2 M}, \quad (16)$$

где $V_{J_1 K J_2 M}$ – матричный элемент оператора взаимодействия в системе координат (x', y', z') ; D_{MM}^J – функции Вигнера, определяющие переход между системами координат первого и второго импульсов. Возможные переходы и спектр возбуждения обращенной эхоголограммы даны на рис. 3.

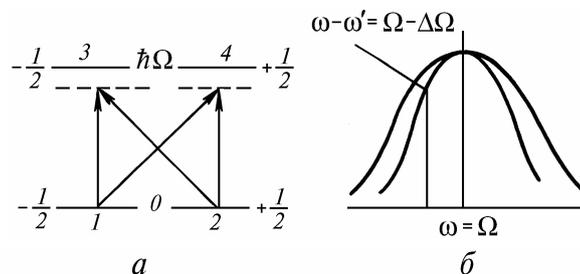


Рис. 3. Формирование эхоголограмм на вырожденных уровнях: а – схема энергетических переходов, возбуждаемых при записи эхоголограмм; б – спектр возбуждения: $\Delta\Omega$ – разброс частот (неоднородное уширение); ω' – частоты Фурье спектра импульса объектной волны

Для получения корректного результата относительно поляризации отклика эхогистограммы (9) необходимо, чтобы компоненты вектора \mathbf{d} всегда были заданы в правой системе координат, вне зависимости от направления наблюдения. Поэтому удобно ввести подвижную систему координат (x_1, y_1, z_1) , связанную с направлением наблюдения, направить, например, ось z_1 в направлении отклика \mathbf{n} и преобразовать компоненты вектора \mathbf{d} в эту систему координат (с помощью матрицы вращений $A(\alpha, \beta, \gamma)$).

В [20] была получена угловая зависимость напряженности электрического поля отклика обращенной эхогистограммы в случае, когда спектр импульса уже спектра неоднородно уширенной линии

$$\mathbf{E} \sim \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' f_{2j} f_{4j} \frac{a_{2j}^{*2}}{|a_2|^2} \sin^2 \theta_{2j} \{ [(\cos \alpha \cos \beta \cos \gamma - \sin \alpha \sin \gamma) F_1 + (\cos \alpha \cos \beta \sin \gamma + \sin \alpha \cos \gamma) F_2 + \cos \alpha \sin \beta F_3] \mathbf{i}_1 + [(\sin \alpha \cos \beta \cos \gamma + \cos \alpha \sin \gamma) F_1 - (-\sin \alpha \cos \beta \sin \gamma + \cos \alpha \cos \gamma) F_2 + \sin \alpha \sin \beta F_3] \mathbf{j}_1 \} \exp(-2\tau/T_2) \exp[-i(\Omega + \omega')(t' - 2\tau)] + \text{к.с.}, \quad (17)$$

где a_2 – матричный элемент оператора взаимодействия с импульсом стоячей волны; θ_2 – площадь импульса стоячей волны; i_1, j_1 – орты системы координат отклика (x_1, y_1, z_1) ; τ – промежуток времени между импульсами объектной и стоячей волн; T_2 – время необратимой поперечной релаксации,

$$F_1 = \tilde{\varepsilon}_z e^{-i\tilde{g}_z} \sin 2\beta_{12} \cos \gamma_{12} - \tilde{\varepsilon}_x e^{-i\tilde{g}_x} (\sin^2 \beta_{12} \cos 2\gamma_{12} - \cos^2 \beta_{12}) - \tilde{\varepsilon}_y e^{-i\tilde{g}_y} \sin^2 \beta_{12} \sin 2\gamma_{12};$$

$$F_2 = \tilde{\varepsilon}_z e^{-i\tilde{g}_z} \sin 2\beta_{12} \sin \gamma_{12} - \tilde{\varepsilon}_x e^{-i\tilde{g}_x} \sin^2 \beta_{12} \sin 2\gamma_{12} + \tilde{\varepsilon}_y e^{-i\tilde{g}_y} (\sin^2 \beta_{12} \cos 2\gamma_{12} + \cos^2 \beta_{12});$$

$$F_3 = -\tilde{\varepsilon}_z e^{-i\tilde{g}_z} \cos 2\beta_{12} + \tilde{\varepsilon}_x e^{-i\tilde{g}_x} \sin 2\beta_{12} \cos \gamma_{12} + \tilde{\varepsilon}_y e^{-i\tilde{g}_y} \sin 2\beta_{12} \sin \gamma_{12},$$

$\tilde{\varepsilon}_i e^{-i\tilde{g}_i}$ – Фурье спектр огибающей импульса объектной волны;

$$f_2 = \frac{1}{2} (\cos \theta_1 \sqrt{\varphi + \varphi'} + \cos \theta_1 \sqrt{\varphi - \varphi'}),$$

$$f_4 = (\sqrt{\varphi + \varphi'})^{-1} \sin \theta_1 \sqrt{\varphi + \varphi'} + (\sqrt{\varphi - \varphi'})^{-1} \sin \theta_1 \sqrt{\varphi - \varphi'};$$

$$\theta_1 = \hbar^{-1} E_0 d \Delta t_1, \quad \varphi = \frac{1}{6} \sum_i \tilde{\varepsilon}_i,$$

$$\varphi' = \frac{1}{3} [\tilde{\varepsilon}_z^2 \tilde{\varepsilon}_x^2 \sin^2(\tilde{g}_x - \tilde{g}_z) + \tilde{\varepsilon}_z^2 \tilde{\varepsilon}_y^2 \sin^2(\tilde{g}_y - \tilde{g}_z) + \tilde{\varepsilon}_x^2 \tilde{\varepsilon}_y^2 \sin^2(\tilde{g}_y - \tilde{g}_x)]^{1/2}.$$

Анализ выражения (17) показывает, что поляризация отклика обращенной эхогистограммы в общем случае зависит от направления наблюдения, а также от ориентации поля стоячей волны. Поэтому можно изменять поляризацию отклика путем варьирования углов β_{12} и γ_{12} , определяющих ориентацию электрического поля стоячей волны. А так как в общем случае поляризация поля объектной волны различна в разных частях образца, то, сканируя стоячей волной по объему образца, можно получить отклики различной поляризации. То есть, если информация об объекте заложена в поляризацию импульса объектной волны, то возможно считывание такой информации. Фазовый волновой фронт отклика обращенной эхогистограммы оказывается зависящим от фазовых фронтов всех компонент электрического поля импульса объектной волны (коэффициенты F_i). Кроме того, вклад каждой компоненты в волновой фронт отклика оказывается зависящим от направления наблюдения и от взаимной ориентации поля объектной и стоячей волн. Таким образом, оказывается возможным направленное изменение (преобразование) волнового фронта отклика путем изменения соответствующих углов Эйлера.

В выражении (17) множитель

$$f_2 f_4 \sin^2 \theta_2 \quad (18)$$

зависит от пространственно-временной структуры поля объектной волны, что может приводить к нелинейному воспроизведению эхоголограммы. Разлагая (18) в ряд по функциям Бесселя J и полиномам Чебышева T получим:

$$\sin^2\theta_2 f_2 f_4 = \frac{1}{4} \left[1 - J_0(2\theta_2) - 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(2\theta_2) \cos(2n\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_j) \right] \sum_{n'=0}^{\infty} (-1)^{n'} \left[J_{2n'+1}(2\theta_1) \left(\frac{1}{x} T_{2n'+1}(x) + \frac{1}{x'} T_{2n'+1}(x') \right) + J_{2n'+1}(\theta_1) T_{2n'+1}(x+x') \left(\frac{1}{x} + \frac{1}{x'} \right) \right], \quad (19)$$

где $x = \sqrt{\varphi + \varphi'}$, $x' = \sqrt{\varphi - \varphi'}$.

То есть сложная зависимость множителя (18) от пространственно-временной структуры поля объектной волны оказывается выделенной в (19) в полиномах Чебышева. Поэтому из (19) следует, что линейное воспроизведение эхоголограммы возможно лишь тогда, когда наибольший вклад в отклик дает член разложения с $J_1(2\theta_1)$. В этом случае $T_1(x) = x$ и $f_2 f_4 = J_1(2\theta_1)$. При увеличении напряженности электрического поля импульса объектной волны вклад в отклик эхоголограммы начинают давать и другие члены разложения (19), что приводит к нелинейному воспроизведению эхоголограммы, таким образом, на величину площади объектного импульса налагается условие (ограничение) $\theta_1 < 1$.

Отметим также, что в общем случае F_1, F_2, F_3 зависят от всех ε_p, g_p , что приводит к смещению и преобразованию в пространственно-временной структуре отклика всех компонент электрического поля объектной волны, а эффективность таких преобразований зависит от взаимной ориентации возбуждающих полей.

Рассмотрим два важных частных случая, когда 1-объектная волна имеет поляризацию, близкую к линейной и 2-объектная волна имеет эллиптическую (круговую) поляризацию.

В первом случае, при произвольной ориентации векторов поляризации электрического поля объектной и стоячей волн, поляризация отклика будет эллиптической. Если же векторы поляризации электрического поля объектной и стоячей волн параллельны, т.е. $\alpha_{12} = \beta_{12} = \gamma_{12} = 0$, то $F_1 = F_2 = 0, F_3 = -\tilde{\varepsilon}_z \exp(-i\tilde{g}_z)$ и

$$\mathbf{E} \sim \sum_i \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' J_1(2\theta_1) (1 - J_0(2\theta_2)) \left[(-\cos\alpha \sin\beta \tilde{\varepsilon}_z \exp(-i\tilde{g}_z)) \mathbf{i}_1 - \sin\alpha \sin\beta \tilde{\varepsilon}_z \exp(-i\tilde{g}_z) \mathbf{j}_1 \right] \exp\left(-\frac{2\tau}{T_2}\right) \exp[-i(\Omega + \omega')(t' - 2\tau)] + \text{к.с.} \quad (20)$$

Если представить $\tilde{\varepsilon}_z \exp(-i\tilde{g}_z)$ в виде разложения по плоским волнам

$$\tilde{\varepsilon}_z \exp(-i\tilde{g}_z) = \sum_n \varepsilon_n \exp\left(-i\mathbf{n}_n \cdot \mathbf{r} \frac{\omega - \omega'}{c}\right), \quad (21)$$

то для отдельных пространственных компонент электрического поля отклика эхоголограммы следуют условия пространственного волнового синхронизма

$$\mathbf{n}_{3n} = -\mathbf{n}_n.$$

Таким образом, волновой фронт отклика оказывается обращенным и для каждой компоненты отклика условиями наблюдения будут $\alpha = 90^\circ, \beta = 270^\circ, \gamma = 270^\circ$.

Интегрирование по ω' в (20) дает форму отклика при $T_2^* \ll \Delta t$

$$\langle \exp(-i\omega'(t - 2\tau)) \tilde{\varepsilon}_z \exp(-i\tilde{g}_z) \rangle_{\omega'}, \quad (22)$$

т.е. обратное Фурье преобразование комплексно сопряженной величины $\tilde{\varepsilon}_z \exp(-i\tilde{g}_z)$. Поэтому временная форма отклика в данном случае также является обращенной во времени относи-

тельно последовательности событий, информация о которых была заложена в объектной волне (рис. 4). В условиях экспериментов [34] в рубине было проверено обращение волнового фронта (сферического) и временной формы отклика эхо-голограммы при линейной поляризации возбуждающих импульсов. Блок-схема установки, на которой проверялось обращение волнового фронта эхоголограммы в кристалле рубина (переход ${}^4A_2 - {}^2E(E)$), приведена на рис. 5, а. На образец <O> действуют два импульса бегущей и стоячей волн. Излучение 1-го импульса с помощью линзы <Л> с фокусным расстоянием R собирается на образце <O>. Второй импульс, задержанный оптической линией задержки (ОЛЗ), подается на тот же образец в виде плоской волны. Стоячая волна формируется с помощью зеркала. Сигнал обращенной эхоголограммы фиксируется в направлении, противоположном действию первого импульса с помощью полупрозрачного зеркала ПП₂. Расходимость этого сигнала, а следовательно, и радиус кривизны его волнового фронта можно определить по величине диафрагмы d_2 . Увеличение диаметра d_2 (если расстояние d_2 -ПП₂-0 равно ОЛ) до d_1 соответствовало росту интенсивности отклика. При дальнейшем увеличении диафрагмы ($d_2 > d_1$) заметного увеличения интенсивности сигнала не наблюдалось. Это означало, что расходимость излучения эхосигнала была равна углу сходимости импульса объектной волны, что соответствует тому, что волновой фронт отклика обращенной эхоголограммы обращен по отношению к волновому фронту бегущей волны. На рис. 5, б приведена осциллограмма отклика обращенной эхоголограммы, на которой наблюдается обращение временной формы отклика по отношению к форме объектной волны.

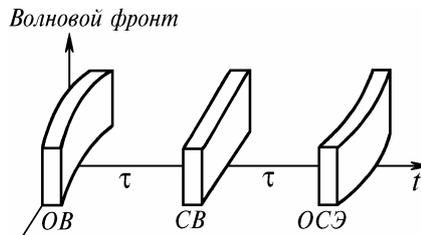


Рис. 4. Иллюстрация процесса обращения волнового фронта и временной формы эхо-голограммы при линейной поляризации импульсов

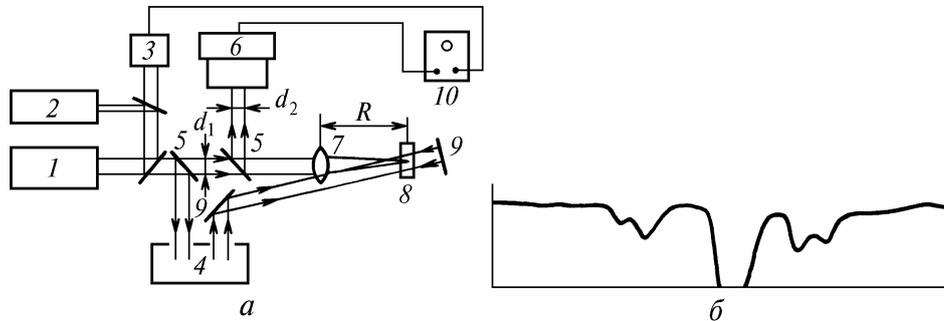


Рис. 5. Исследование обращенных эхо-голограмм в рубине [34]: а- блок-схема экспериментальной установки: 1- низкотемпературный рубиновый лазер; 2- юстировочный лазер; 3- синхронизирующий фотоприемник; 4- оптическая линия задержки (ОЛЗ); 5- полупрозрачные зеркала (ПП); 6- регистрирующий фотоприемник; 7- сферическая линза с фокусным расстоянием R ; 8- исследуемый кристалл рубина; 9- зеркала; 10- измеритель временных интервалов; d_1 и d_2 - диафрагмы; б- осциллограмма сигнала ОСЭ (обращение временной формы)

Рассмотрим теперь второй предельный случай, когда поляризация электрического поля объектной волны близка к эллиптической. В этом случае условия наблюдения отдельных пространственных компонент отклика эхоголограммы будут: $\alpha = \gamma = 0^\circ$, $\beta = 180^\circ$, а для F_i будем иметь

$$F_1 = -\tilde{\epsilon}_x \exp(-i\tilde{g}_x)(\sin^2\beta_{12} \cos 2\gamma_{12} - \cos^2\beta_{12}) - \tilde{\epsilon}_y \exp(-i\tilde{g}_y) \sin^2\beta_{12} \sin 2\gamma_{12};$$

$$F_2 = -\tilde{\epsilon}_x \exp(-i\tilde{g}_x) \sin^2\beta_{12} \sin 2\gamma_{12} + \tilde{\epsilon}_y \exp(-i\tilde{g}_y)(\sin^2\beta_{12} \cos 2\gamma_{12} + \cos^2\beta_{12}). \quad (23)$$

Из (23) следует, что в случае, когда мы изменяем положение вектора напряженности электрического поля стоячей волны только в плоскости, в которой лежит и волновой вектор \mathbf{k}_2 , угол

$\gamma_{12} = 0^\circ$ и при изменении угла β_{12} от 0 до 90° (т.е. изменение положения вектора поляризации стоячей волны) поляризация отклика изменяется от <левой> при $\beta_{12} = 0^\circ$ до <правой> при $\beta_{12} = 90^\circ$ (если объектный импульс имел <левую> поляризацию). Эффект обращения поляризации отклика эхограммы был предсказан в [20–22] и обнаружен в условиях эксперимента [23]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 6.

Для возбуждения ОСЭ излучением с круговой поляризацией использовалась четвертьволновая пластинка 2, установленная на пути импульса бегущей объектной волны (БВ). При этом направление линейной поляризации отклика на выходе из четвертьволновой пластинки будет определяться направлением круговой поляризации ОСЭ. Так, если круговая поляризация отклика совпадает с поляризацией БВ, то на выходе из четвертьволновой пластинки отклик будет иметь линейную поляризацию, направление которой перпендикулярно линейной поляризации БВ. Данная ситуация аналогична повороту плоскости поляризации излучения на 90° при двойном прохождении четвертьволновой пластинки. Если направление круговой поляризации отклика противоположно поляризации БВ после прохождения четвертьволновой пластинки, то, проходя четвертьволновую пластинку, отклик приобретает линейную поляризацию, направление которой совпадает с направлением первоначальной линейной поляризации БВ. Подобным образом на примере рубина удалось установить, что при возбуждении ОСЭ импульсом бегущей волны круговой поляризации и импульсом стоячей волны линейной поляризации ($\gamma_{12} = 0^\circ$, $\beta_{12} = 90^\circ$) отклик имеет круговую поляризацию, противоположную поляризации БВ. Об этом свидетельствует приведенная на рис. 6, б зависимость интенсивности ОСЭ от угла фиксации его поляризации относительно направления первоначальной поляризации БВ.

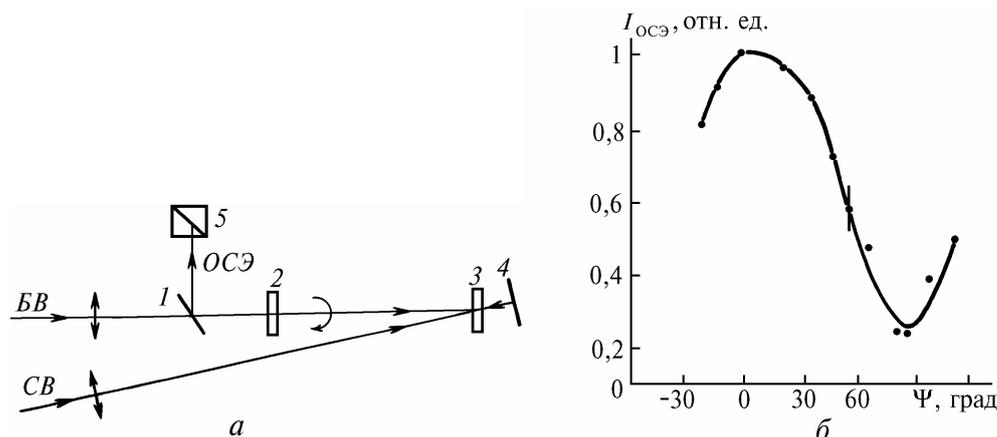


Рис. 6. Эффект обращения поляризации фотонного эха в рубине [23]. а – схема возбуждения обращенного фотонного эха импульсом бегущей волны (БВ) круговой поляризации и стоячей волны (СВ) линейной поляризации; 1 – полупрозрачное зеркало; 2 – четвертьволновая пластинка; 3 – исследуемый кристалл рубина; 4 – зеркало, формирующее стоячую волну; 5 – анализатор; б – зависимость интенсивности эха $I_{\text{ОСЭ}}$ от угла поворота анализатора

Аналогичными свойствами обладают и стимулированные эхограммы, записываемые на вырожденных уровнях. Так, налагается ограничение на площадь объектного (1-го или 2-го) импульса, которое следует из разложения, аналогичного (20) [21]. Линейное воспроизведение стимулированной эхограммы возможно лишь при условии $\theta \approx 1$. При увеличении же напряженности электрического поля объектной волны зависимость напряженности электрического поля отклика от пространственно-временной структуры поля объектной волны становится нелинейной. Такое поведение отклика эхограммы экспериментально наблюдалось в [35], где все импульсы были линейно поляризованы и второй был кодовым (объектным).

Теоретический анализ показывает [21], что в случае, когда все три импульса имеют линейную, одинаковую поляризацию, а спектральная ширина импульса объектной волны меньше ширины неоднородноширенной линии перехода, возможно воспроизведение временной структуры импульса объектной волны с минимальными искажениями. Причем если объектным является первый импульс, то отклик эхограммы будет иметь обращенную пространственно-временную структуру поля по отношению к объектной волне. Если же объектным

является второй импульс, то воспроизведенная эхограмма будет воспроизводить пространственно-временную структуру поля объектной волны (рис. 7).

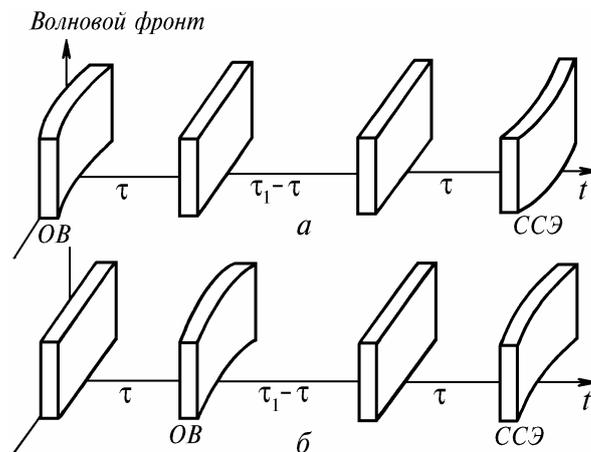


Рис. 7. Иллюстрация процесса формирования стимулированных эхограмм при линейной поляризации импульсов: *a* – объектным является первый импульс; *b* – объектным является второй импульс

Этот случай был экспериментально исследован в [35] и на рис. 8 изображены осциллограммы, иллюстрирующие корреляцию формы отклика эхограммы с формой импульса объектной волны.



Рис. 8. Эффект корреляции временной формы сигналов стимулированного фотонного эха в рубине [35]: *a*– объектный импульс; *b*– эхоимпульс

Запись и воспроизведение стимулированных эхограмм дает возможность сравнения (идентификации) фазовой структуры объектного поля [21]. Это становится возможным при записи импульса объектной волны и импульса (импульсов) сравнения, имеющего заданный фазовый фронт. Третий импульс имеет плоский волновой фронт. В этом случае напряженность электрического поля отклика эхограммы будет наибольшей при $\tilde{g}_z^{(2)} = \tilde{g}_z^{(1)}$, т.е. в случае одинаковых фазовых фронтов импульса объектной волны и волны сравнения. При этом ориентация вектора \mathbf{k}_3 может быть произвольной, а волновой фронт отклика – плоским. Если же $\tilde{g}_z^{(2)} \neq \tilde{g}_z^{(1)}$, то пространственный фазовый синхронизм или полностью нарушается, или возникает лишь для ограниченного числа пространственных компонент напряженности электрических полей объектной волны и волны сравнения, что приводит к уменьшению интегральной интенсивности отклика. То есть в эксперименте с использованием ряда заданных полей сравнения с известными волновыми фронтами возможна идентификация (распознавание образа) фронта импульса объектной волны по наблюдению интегральной интенсивности отклика стимулированной эхограммы.

3. Многочастотная эхография

Особый интерес представляет запись и воспроизведение эхограмм в многоуровневых системах, когда возможно частотное преобразование воспроизводимых сигналов [30,31], что позволяет записывать информацию об объекте на разных частотах с использованием объектных импульсов с несколькими несущими частотами по аналогии с цветной голографией в нерезонансных средах [1].

В эхоголограмме информация о <цвете> объекта оказывается заложенной в совокупности решеток неравновесной населенности (поляризации) между разными уровнями многоуровневой системы. На рис. 9 показана возможная схема записи эхоголограммы в четырехуровневой системе, причем в качестве <цветов> выбраны три несущих частоты (хотя, в принципе, эхоголография позволяет использовать любое число частот, лишь бы были соответствующие переходы в образце). Объектным импульсом может быть выбран или 1-й, или 2-й импульс. Цветная эхоголография может быть использована в системах многоканальной обработки и хранения информации.

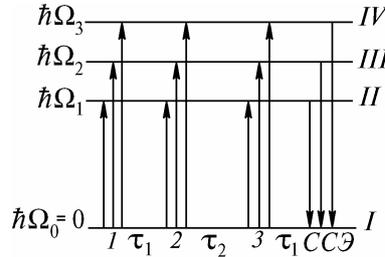


Рис. 9. Формирование цветных эхоголограмм при наличии общего уровн

Рассмотрим формирование стимулированной цветной эхоголограммы (рис. 9). В этом случае напряженность электрического поля η -го импульса запишем как

$$E_{\eta} = \sum_{i=1}^3 E_{0i}^{(\eta)} \varepsilon_i^{(\eta)}(\mathbf{r}, t) \cos(\omega_i t - g_i^{(\eta)}(\mathbf{r}, t)), \quad (24)$$

где ω_i —несущая частота; E_{0i} —амплитуда напряженности поля; g_i —волновой фронт; $\varepsilon_i^{(\eta)}$ — параметр, определяющий пространственно-временную неоднородность поля. Расчет оператора эволюции системы методами Фурье анализа в данном случае оказывается непригодным. Поэтому необходимо использовать метод хронологического упорядочивания, изложенный в разделе 1. Гамильтониан системы представим в виде

$$\mathcal{H}_0 = \hbar \Omega_1 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Gamma_2 \end{pmatrix}; \quad \begin{matrix} \Omega_1 \Gamma_1 = \Omega_2 \\ \Omega_1 \Gamma_2 = \Omega_3, \end{matrix} \quad (25)$$

где величины Γ_i характеризуют неэквидистантность спектра системы. Тогда гамильтониан взаимодействия j -й частицы с локальными полями запишем в виде

$$\mathcal{H}_{\text{вз}}^j = \hbar \Delta \Omega_1^j \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Gamma_1 m_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Gamma_2 m_2 \end{pmatrix}, \quad (26)$$

где $\Delta \Omega_1$ —отклонение частоты перехода 1–2 от статистически среднего, m_i определяют неодинаковость взаимодействия оптического электрона с локальным полем в разных состояниях.

Учитывая все сказанное, для пространственно-временной структуры поля отклика эхоголограммы (например, на переходе 1–2) получим [31]:

$$\begin{aligned} E \sim \sum_{jn} B_1 A_1^{(1)} \tilde{S}_1^{(3)} \sin \frac{2\theta_1}{\hbar} \sin \frac{2\theta_3}{\hbar} \left\{ A_1^{(1)*} A_1^{(2)} \tilde{S}_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta \Omega_1 \tilde{S}_1^{(2)}(\Delta \Omega_1) \exp \left\{ i\Delta \Omega_1 (t_3 - \tau_1 - 2\tau) - \frac{2\tau}{\tau_{12}} + i\mathbf{k}_{\text{эн}}(\mathbf{r}_j - \mathbf{R}_0) \right\} + \right. \\ \left. + A_2^{(1)*} A_2^{(2)} \tilde{S}_2^{(1)*} \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta \Omega_1 \tilde{S}_2^{(2)}(\Gamma_1 m_1 \Delta \Omega_1) \exp \left\{ i\Delta \Omega_1 (t_3 - \tau_1 - \tau) - i\Gamma_1 m_1 \Delta \Omega_1 \tau - \frac{\tau}{\tau_{12}} - \frac{\tau}{\tau_{31}} + \mathbf{k}_{\text{эн}} \mathbf{r}_j \right\} + \right. \\ \left. + A_3^{(1)*} A_3^{(2)} \tilde{S}_3^{(1)*} \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta \Omega_1 \tilde{S}_3^{(2)}(\Gamma_2 m_2 \Delta \Omega_1) \exp \left\{ i\Delta \Omega_1 (t_3 - \tau_1 - \tau) - i\Gamma_2 m_2 \Delta \Omega_1 \tau - \frac{\tau}{\tau_{12}} - \frac{\tau}{\tau_{41}} + \mathbf{k}_{\text{эн}} \mathbf{r}_j \right\} \right\}, \quad (27) \end{aligned}$$

где $S_i^{(g)} = \varepsilon_i^{(g)} \exp(-ig_i)$; $A_i^{(g)} = d_{i_i} \frac{E_{0i}^{(g)}}{2}$; $S_i = \int_{t_{\eta} - \frac{\Delta_{\eta}}{2}}^{t_{\eta} + \frac{\Delta_{\eta}}{2}} S_i \exp(-i \frac{\Delta_i}{\hbar} t) dt$, τ_{ij} – коэффициенты релаксации

недиагональной части матрицы плотности; $\mathbf{k}_{\text{эп}}$ – волновые векторы плоских волн пространственно-го разложения поля отклика. Каждый интеграл в (27) представляет из себя обратное Фурье преобразование от соответствующего спектра $\tilde{S}_i^{(2)}$ (объектный импульс). Разлагая $S_i^{(2)}$ в ряд по плоским волнам с векторами $\mathbf{k}_m^{(2)}$, из (27) получим условия фазового синхронизма для отклика цветной эхограммы

$$\mathbf{k}_{\text{эп}} + \mathbf{k}_i^{(1)} - \mathbf{k}_m^{(2)} - \mathbf{k}_i^{(3)} = 0, \quad (28)$$

а время появления откликов соответственно будет

$$t'_3 = \tau_1 + 2\tau; \quad (29)$$

$$t''_3 = \tau_1 + \tau + \Gamma_1 m_1 \tau; \quad (30)$$

$$t'''_3 = \tau_1 + \tau + \Gamma_2 m_2 \tau, \quad (31)$$

где первый отклик дает неискаженную информацию о первом <цвете> (переход I–II), второй отклик имеет преобразованную временную структуру второго <цвета> (переход I–III), причем шкала реального времени этого отклика преобразована с коэффициентом $1/\Gamma_1 m_1$. Аналогично преобразована и временная шкала третьего отклика (коэффициент $1/\Gamma_2 m_2$). Отклики эхограммы на переходах I–III и I–IV имеют аналогичную структуру. На рис. 10 приведены возможные отклики эхограммы. A_i, B_i – события, информация о которых была заложена в объектном импульсе.

Если объектным является первый импульс, то одновременно с преобразованием шкалы реального времени будет наблюдаться обращение последовательности событий, записанных в эхограмме.

В случае отсутствия корреляции неоднородного уширения линий на разных переходах, в отклике эхограммы будут присутствовать только отклики в момент времени t'_3 , без преобразования шкалы реального времени.

В качестве резонансной среды, пригодной для записи и преобразования цветных эхограмм, можно выбрать кристалл $\text{LaF}_3 : \text{Pr}^{3+}$. В нем на двух переходах (${}^3H_4 - {}^3P_0$ [36,37] и ${}^3H_4 - {}^1D_2$ [38]) уже реализованы детальные эксперименты по исследованию особенностей формирования сигналов фотонного эха. Отметим также, что считывание эхограммы можно производить с участием состояния 3H_4 и на других энергетических переходах, например, ${}^3H_4 - {}^3P_{1,2}$. В этих условиях может осуществляться преобразование цвета объекта, шкалы реального времени и пространственной структуры поля отклика. Учитывая, что число вариантов трехимпульсного возбуждения сигналов стимулированного фотонного эха в многоуровневых системах велико, эти преобразования можно выполнять в различных режимах, в том числе и в многоквантовом.

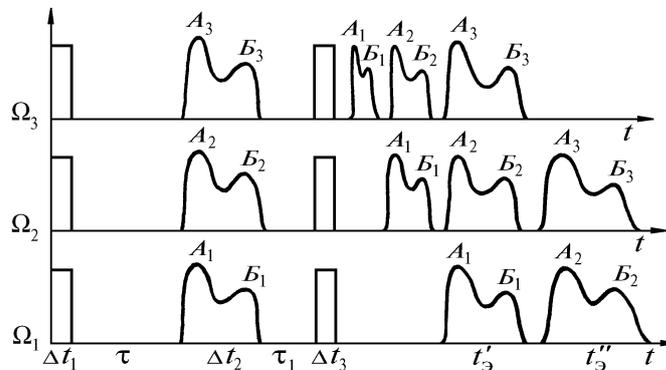


Рис. 10. Возможные отклики стимулированной цветной эхограммы

1. Денисюк Ю. Н. // ЖПС, 1980. Т. 33. N 3. С. 397–414.
2. Стаселько Д. И. // Тр. Гос. оптич. ин-та. 1988. Т. 67. N 201. С. 12–36.
3. Gerretsen H. // Appl. Phys. Lett. 1967. V. 10. N 9. P. 239–241.
4. Boersch H., Eichler H. // Z. angew. Phys. 1967. Bd 22. N 5. P. 378–379.
5. Штырков Е. И. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. N 3. С. 134–137.
6. Островский Ю. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 1. N 22. С. 1030–1033.
7. Griffen S., Heer C. Vol. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 33. N 10. P. 865–866.
8. Ребане А. К., Каарли Р. К., Саари П. М. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. N 7. С. 320–323.
9. Беспалов В. Г., Стаселько Д. И. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. N 22. С. 1364–1369.
10. Phillion D. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 27. N 2. P. 85–87.
11. Штырков Е. И., Самарцев В. В. // Электромагнитное сверхизлучение. Казань: КФАН СССР, 1975. С. 398–426.
12. Самарцев В. В., Штырков Е. И. // Оптика и спектроскопия. 1976. Т. 40. N 2. С. 392.
13. Самарцев В. В., Штырков Е. И. // ФТТ, 1976. Т. 18. N 10. С. 3140–3141.
14. Самарцев В. В., Штырков Е. И. // Спектроскопия кристаллов. Л.: Наука, 1978. С. 108–116.
15. Самарцев В. В., Штырков Е. И. // Фундаментальные основы оптической памяти и среды. Киев: Вища школа, 1978. N 9. С. 100–109.
16. Копвиллем У. Х., Нагибаров В. Р. // IX Всесоюзн. совещ. по физике низких температур. Л.: Изд-во ЛГУ, 1962. С. 28.
17. Копвиллем У. Х., Нагибаров В. Р. // Физика металлов и металловедение. 1963. Т. 15. N 2. С. 313–315.
18. Ребане А., Каарли Р., Саари П. // Изв. АН ЭССР. Физика. Математика. 1985. Т. 34. N 3. С. 328–330.
19. Rebane A., Kaarli R., Saari P., Anisals A., Tumpmann K. // Opt. Commun. 1983. V. 47. N 3. P. 173–176.
20. Нефедьев Л. А. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. N 5. С. 889–892.
21. Нефедьев Л. А. // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 58. N 4. С. 854–859.
22. Нефедьев Л. А. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. N 5. С. 961–963.
23. Зуйков В. А., Нефедьев Л. А., Самарцев В. В. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 57. N 5. С. 929–931.
24. Нефедьев Л. А. // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59. N 4. С. 841–846.
25. Нефедьев Л. А. // ЖПС. 1986. Т. 44. N 4. С. 664–669.
26. Нефедьев Л. А. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. N 2. С. 387–394.
27. Нефедьев Л. А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. N 8. С. 1551–1558.
28. Nefediev L. A., Samartsev V. V. // Phys. status solidi. 1985. V. 88a. P. 631–635.
29. Захаров С. М., Манькин Э. А. // ЖЭТФ, 1976. Т. 91. Вып. 4. С. 1289–1301.
30. Нефедьев Л. А., Самарцев В. В. // Оптика и спектроскопия. 1987. Т. 62. N 3. С. 701–703.
31. Нефедьев Л. А., Самарцев В. В. // ЖПС. 1987. Т. 47. N 4. С. 638–703.
32. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1971. 316 с.
33. Mossbery T. W. // Opt. Lett. 1982. V. 7. N 2. P. 77–79.
34. Зуйков В. А., Нефедьев Л. А., Самарцев В. В. // Прикладные вопросы голографии. Л.: ЛИЯФ, 1982. С. 175–179.
35. Зуйков В. А., Самарцев В. В., Усманов Р. Г. // Письма в ЖЭТФ, 1980. Т. 32. N 4. С. 293–297.
36. Chen Y. C., Chiang K., Hartmann S. R. // Opt. Commun. 1979. V. 29. N 2. P. 181–185.
37. Morsink I. B. W., Wiersma D. A. // Chem. Phys. Lett. 1979. V. 65. N 1. P. 105–108.
38. Whittaker E. A., Hartmann S. R. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 7. P. 3617–3621.

Казанский государственный педагогический институт,
Казанский физико-технический институт РАН

Поступила в редакцию
18 марта 1993 г.

L. A. Nefedjev, V. V. Samartsev. **Echo-Holography in the Degenerate and Multilevel Systems.** Some peculiar features of optical transient processes, like, the photon echo, and their use in the dynamic holography of the degenerate and multilevel quantum systems is studied. Some aspects of the use of echo-holography in the echo-spectroscopy, in the systems of operative processing of information, and in the transformations of the laser pulses of spatio-temporal structure are discussed.