

## ФИЛЬТРАЦИЯ И ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ИНФОРМАЦИИ В ЭХО-ГОЛОГРАФИИ

Г. И. Гарнаева\*, А. О. Андреев

УДК 535.2+535.317.1

Институт физики Казанского (Приволжского) федерального университета, Казань, Россия; e-mail: guzka-1@yandex.ru

(Поступила 1 декабря 2022)

*Рассмотрены фильтрация оптических сигналов и преобразование информации с использованием стимулированной эхо-голограммы при наличии внешних пространственно неоднородных электрических полей в случае, когда ее возбуждение происходит с использованием объектного лазерного импульса, несущего информацию, и импульса, выполняющего роль частотного фильтра. Показано, что воспроизводимость информации, заложенной во временную форму объектного лазерного импульса, зависит от длительности, амплитуды, площади возбуждающих импульсов и градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей. Варьирование градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей дает возможность управления эффективностью преобразования и фильтрации информации, записанной в стимулированной эхо-голограмме, что может быть использовано при создании эхо-голографического процессора.*

**Ключевые слова:** эхо-голограмма, запись информации, объектный лазерный импульс, временная форма отклика, частотный фильтр.

*The filtering of optical signals and the transformation of information using a stimulated echo hologram in the presence of external spatially inhomogeneous electric fields in the case when it is excited using an object laser pulse carrying information and a pulse acting as a frequency filter are considered. It is shown that the reproducibility of information embedded in the temporal form of an object laser pulse depends on the duration, amplitude, area of exciting pulses, and magnitudes of gradients of external spatially inhomogeneous electric fields. Varying the magnitudes of gradients of external spatially inhomogeneous electric fields makes it possible to control the efficiency of conversion and filtering of information recorded in a stimulated echo hologram, which can be used to create an echo holographic processor.*

**Keywords:** echo-hologram, information recording, object laser pulse, response time shape, frequency filter.

**Введение.** Теоретические основы оптической эхо-голографии связаны с идеей записи резонансных динамических голограмм на суперпозиционных уровнях атомов с использованием переходных процессов типа фотонного эха (ФЭ). В отличие от традиционного метода записи голограмм, эхо-голограммы формируются не путем интерференции объектного и опорного полей, а в результате интерференции атомных суперпозиционных состояний [1].

Оптимальным режимом при обработке информации, заложенной во временную форму объектного импульса, может служить стимулированная эхо-голограмма (СЭГ) [2]. При формировании СЭГ в твердом теле объектным импульсом в необращенном режиме является второй объектный импульс. В этом случае наблюдается эффект корреляции формы объектного импульса и отклика СЭГ [3, 4]. В настоящее время этот эффект исследован в твердых телах [2, 5] и газах [6, 7]. В случае обработки информации с использованием режима СЭГ на резонансную среду последовательно воздействуют три возбуждающих лазерных импульса, при этом один из первых двух является объектным.

---

## FILTERING AND CONVERSION OF INFORMATION IN ECHO-HOLOGRAPHY

G. I. Garnaeva\*, A. O. Andreev (Department of Physics, Kazan Federal University, Kazan, Russia; e-mail: guzka-1@yandex.ru)

Обработка информации, заложенной в два возбуждающих лазерных импульса, один из которых является объектным, а другой выполняет роль частотного фильтра, имеет преимущество в том, что возможна быстрая замена частотного фильтра, не связанная с устройствами модуляции сигналов, что приводит к значительному ускорению работы эхо-голографических процессоров [2]. Воздействие внешних пространственно неоднородных электрических полей обуславливает дополнительные возможности преобразования информации, записанной в СЭГ.

В данной работе рассмотрена обработка информации с использованием СЭГ, заложенной в два возбуждающих лазерных импульса, один из которых является объектным, а другой выполняет роль частотного фильтра, при наличии внешних пространственно неоднородных электрических полей, что расширяет возможность управления эффективностью преобразования и фильтрации информации, записанной в СЭГ.

**Основные уравнения.** Рассмотрим взаимодействие двухуровневой системы с последовательностью трех лазерных импульсов. При взаимодействии с  $\eta$ -м резонансным лазерным импульсом длительностью  $\Delta t_\eta$  напряженность электрического поля описывается выражением:

$$E_\eta = E_0^{(\eta)} \varepsilon^{(\eta)}(t) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_\eta \mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $\omega$  — несущая частота;  $E_0^{(\eta)}$  — амплитуда напряженности электрического поля импульса;  $\mathbf{k}_\eta$  — волновой вектор;  $\varepsilon^{(\eta)}(t)$  определяет временную структуру напряженности неоднородного электрического поля возбуждающего лазерного импульса. Эволюцию матрицы плотности после воздействия лазерного импульса можно определить как  $\rho(t) = U(t)\rho(0)U^+(t)$ .

Аналогично [8] для матричных элементов оператора эволюции  $U$  получаем:

$$U_{11} = \cos\theta, \quad U_{12} = i \frac{A\tilde{S}(\Delta)}{\sqrt{\Phi}} \sin\theta, \quad U_{21} = i \exp\left(-i\frac{\Delta}{\hbar}t\right) \frac{A^*\tilde{S}^*(\Delta)}{\sqrt{\Phi}} \sin\theta, \\ U_{22} = i \exp\left(-i\frac{\Delta}{\hbar}t\right) \left(1 - 2 \frac{|A|^2 |\tilde{S}(\Delta)|^2}{\Phi} \sin^2 \frac{\theta}{2}\right), \text{ где } \theta = \sqrt{\Phi} / \hbar, \Phi = |A|^2 |\tilde{S}(\Delta)|^2.$$

Здесь  $\Delta = \hbar(\Omega - \omega)$ ,  $S^{(\eta)} = \varepsilon^{(\eta)}(t) e^{-i\mathbf{k}_\eta \mathbf{r}}$ ,  $\tilde{S}^{(\eta)}(\Delta) = \int_{t_\eta - \Delta t_\eta/2}^{t_\eta + \Delta t_\eta/2} S^{(\eta)}(t) e^{-i\hbar^{-1}\Delta t} dt$ ,  $\tilde{S}^{(\eta)}(\Delta)$  — спектр огибающей  $\eta$ -го импульса,  $\Omega$  — частота перехода;  $\omega$  — частота лазерного излучения;

$-d_{12}(E_0^{(\eta)} / 2) \varepsilon^{(\eta)} e^{-i\mathbf{k}_\eta \mathbf{r}} = A^{(\eta)} S^{(\eta)}$ ,  $d_{12}$  — матричный элемент дипольного момента резонансного перехода.

Зная матрицу оператора эволюции, можно найти матрицу плотности системы после воздействия  $\eta$ -го импульса

$$\rho(t_\eta + \Delta t_\eta) = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \rho_{\alpha\beta}(t_\eta) p_{\gamma\delta\alpha\beta} P_{\gamma\delta}, \quad (2)$$

где  $p_{\gamma\delta\alpha\beta} = U_{\gamma\alpha}^{-1} U_{\beta\delta}$  — проективные матрицы (элемент  $ij$  равен единице, остальные элементы равны нулю). В качестве примера для двухуровневой системы матрицы плотности можно представить в виде разложения по проективным матрицам:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} \\ \rho_{21} & \rho_{22} \end{pmatrix} = \rho_{11} P_{11} + \rho_{12} P_{12} + \rho_{21} P_{21} + \rho_{22} P_{22},$$

$$\text{где } P_{11} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad P_{12} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad P_{21} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad P_{22} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

В промежутках между импульсами эволюцию матрицы плотности опишем кинетическими уравнениями вида

$$\frac{d\rho_{nn}}{dt} = \sum_{n'} (K_{n'n} \rho_{n'n'} - K_{nn'} \rho_{nn}), \quad \sum_n \rho_{nn} = 1, \quad \frac{d\rho_{nn'}}{dt} = \left( -i\Omega_{nn'} - \frac{1}{\xi_{nn'}} \right), \quad (3)$$

где  $K_{nn'}$  и  $\xi_{nn'}$  — релаксационные коэффициенты диагональной и недиагональной частей матрицы плотности;  $\Omega_{nn'}$  — частота перехода между уровнями  $n$  и  $n'$ .

Полагая, что время релаксации населенности намного больше времени релаксации когерентности системы, будем учитывать только коэффициенты  $\xi_{nn'}$ . Соответственно, для недиагональной части матрицы плотности во вращающейся системе координат после воздействия  $\eta$ -го импульса имеем:

$$\rho_{12}^{(\eta)} = \exp \left\{ i\hbar\Delta t_\eta - \frac{t_\eta}{\xi_{12}} \right\} \rho_{12}^{(0)}. \quad (4)$$

Напряженность электрического поля отклика после воздействия лазерных импульсов определим из выражения:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t') = \frac{1}{\hbar^3 c^2 R_0} \sum_j \iiint d\Delta g(\Delta) \mathbf{d}_j \times \mathbf{n} \times \mathbf{n}, \quad (5)$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор в направлении распространения излучения;  $g(\Delta)$  — функция распределения частот неоднородно уширенной линии резонансного перехода;  $t' = t - (\mathbf{R}_0 \mathbf{n}/c + (\mathbf{r}_j \mathbf{n}/c))$ ,  $\mathbf{R}_0$  — радиус-вектор точки наблюдения;  $\mathbf{d}$  — дипольный момент резонансного перехода,  $\mathbf{r}_j$  — радиус-вектор  $j$ -го оптического центра.

Процесс формирования откликов фотонного эха состоит из двух этапов: расфазирования осциллирующих дипольных моментов оптических центров и последующего их сфазирования, которое приводит к возникновению макроскопической поляризации среды и регистрируется в виде оптического когерентного отклика. Воздействие на резонансную среду на одном из этих этапов пространственно неоднородного внешнего возмущения (неоднородного электрического поля) приводит к случайному сдвигу или расщеплению исходных монохромат неоднородно уширенной оптической линии. В результате дипольные моменты не фазируются после считывающего импульса, т. е. генерация оптического когерентного отклика подавляется.

Аналогично [9] воздействие неоднородных электрических полей приводит к дополнительным частотным сдвигам:  $f_j(\Delta\tau, \Delta r_j) = \Delta + \chi(\Delta\tau, r_j)$ , где  $\chi(\Delta\tau, r_j) = C_{\text{Ш}}(\nabla E_\eta(\Delta\tau, r_j) r_j)$ ,  $C_{\text{Ш}}$  — постоянная эффекта Штарка,  $\nabla E_\eta$  — градиент внешнего пространственно неоднородного электрического поля. В этом случае интенсивность отклика СЭГ:

$$I \sim E \cdot E^*, \quad (6)$$

где пространственно-временная структура отклика СЭГ для двухуровневой системы

$$E \approx \int_{V-\infty}^{\infty} \int g(\Delta) d\Delta B_1 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \times \times A^{(1)*} A^{(2)} A^{(3)} \tilde{S}^{(1)*}(\Delta) \tilde{S}^{(2)}(\Delta) \tilde{S}^{(3)}(\Delta) \times \exp \left( i \left\{ f(\Delta\tau_1, \Delta, \vec{r}) \tau_{12} - f(\Delta\tau_2, \Delta, \vec{r}) (t - \tau_{12} - \tau_{23}) \right\} \right) dV, \quad (7)$$

$\Delta\tau_1$  — время воздействия неоднородного электрического поля между первым и вторым возбуждающими импульсами;  $\Delta\tau_2$  — время воздействия неоднородного электрического поля после третьего импульса.

**Преобразование оптических сигналов в СЭГ.** Эффективность преобразования временной формы отклика СЭГ зависит от параметров возбуждающих лазерных импульсов и градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей. Рассмотрим влияние частотной фильтрации при изменении длительности объектного импульса, его амплитуды и площади на частотно-временную структуру отклика СЭГ при наличии внешних пространственно неоднородных электрических полей.

На рис. 1 показана последовательность возбуждающих лазерных импульсов при возбуждении СЭГ, где в качестве объектного импульса взят второй импульс, а импульса-фильтра — первый. Расчет (6) с учетом (7) для интенсивности отклика СЭГ при различных градиентах внешних пространственно неоднородных электрических полей представлен на рис. 2 и 3, где приведены временные формы отклика при наличии внешних пространственно неоднородных электрических полей. Полагается, что объектный — импульс с широким частотным спектром, а импульса-фильтра — импульс с узким частотным спектром по сравнению с шириной неоднородно уширенной линии.

На рис. 2 приведены временные формы отклика в случаях: отсутствия внешних неоднородных электрических полей при наличии или отсутствии частотной фильтрации; воздействия внешнего неоднородного электрического поля после первого лазерного импульса и воздействия внешнего неоднородного электрического поля после третьего лазерного импульса при наличии или в отсутствие ча-

стотной фильтрации; воздействия внешнего неоднородного электрического поля после первого и третьего лазерных импульсов при наличии или в отсутствие частотной фильтрации.

Из рис. 2 видно, что подача внешнего неоднородного электрического поля между первым и вторым импульсами приводит к эффекту запирания информации [9]. Воздействие внешнего неоднородного электрического поля после третьего импульса приводит как к запиранию, так и к искажению формы отклика, т. е. потере информации. Таким образом, варьирование внешних неоднородных электрических полей и импульсов-фильтров позволяет направленно преобразовывать информацию, заложенную в объектный импульс.

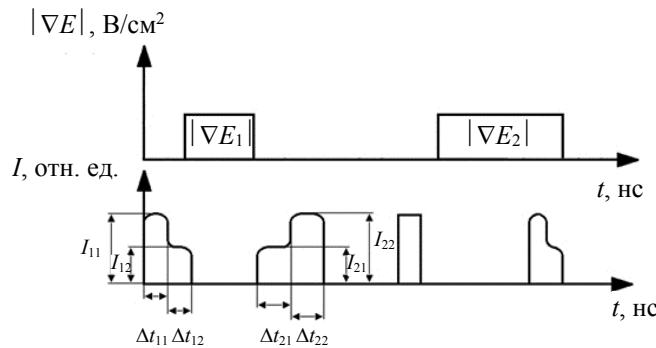


Рис. 1. Операция над импульсными оптическими сигналами:  $\Delta t_{ij}$  и  $I_{ij}$  — длительности и амплитуды, определяющие временную структуру возбуждающих импульсов с использованием СЭГ,  $\nabla E_1$  — градиент внешнего пространственно неоднородного электрического поля, накладываемый между первым и вторым возбуждающими импульсами,  $\nabla E_2$  — градиент внешнего пространственно неоднородного электрического поля, накладываемый после третьего считающего импульса

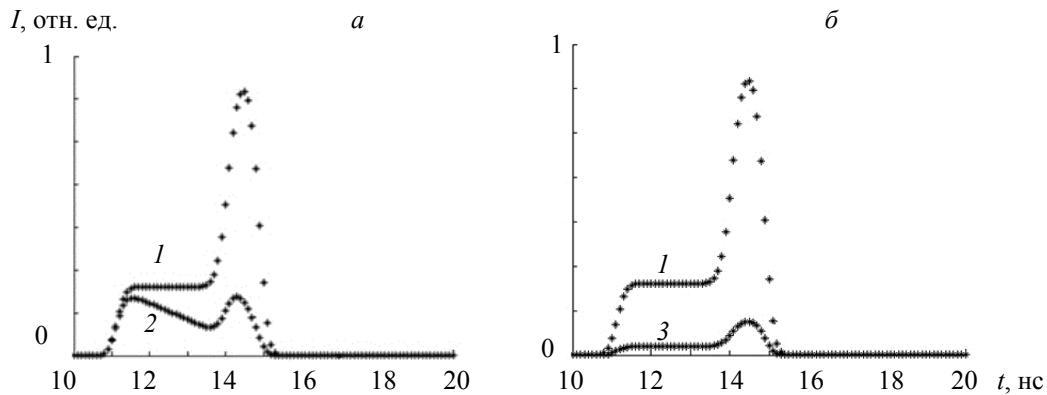


Рис. 2. Сравнение временных форм отклика при наличии или в отсутствие частотной фильтрации: объектный импульс  $\Delta t_{11} = 1$  нс,  $\Delta t_{12} = 3$  нс,  $I_{11} = 1$  отн. ед.,  $I_{12} = 0.5$  отн. ед.; *а* —  $\nabla E_1 = 0$ ,  $\nabla E_2 = 130$   $\text{B}/\text{cm}^2$ ; *б* —  $\nabla E_1 = 130$   $\text{B}/\text{cm}^2$ ,  $\nabla E_2 = 0$ ; 1 —  $\nabla E_1 = 0$ ,  $\nabla E_2 = 0$ ; 2 —  $\nabla E_1 = 0$ ,  $\nabla E_2 = 130$   $\text{B}/\text{cm}^2$ ; 3 —  $\nabla E_1 = 130$   $\text{B}/\text{cm}^2$ ,  $\nabla E_2 = 0$

На рис. 3 приведены временные формы отклика СЭГ в случае воздействия внешних неоднородных электрических полей с одинаковыми градиентами после первого лазерного импульса и в случае воздействия внешнего электрического поля после третьего лазерного импульса при наличии и в отсутствие импульса-фильтра. Видно, что в отсутствие фильтрации и при одинаковых градиентах информация в отклике сохраняется, при наличии частотной фильтрации и разных градиентах получается преобразование информации в отклике.

На рис. 4 приведены результаты численного расчета (6) с учетом (7) для интенсивности отклика СЭГ при различных градиентах внешних пространственно неоднородных электрических полей. На рис. 4, *а* представлена зависимость интенсивности отклика СЭГ при варьировании первого градиента внешнего пространственно неоднородного электрического поля, что приводит к изменению ин-

тенсивности отклика и его временной формы. Аналогично на рис. 4, б представлена зависимость интенсивности и формы отклика СЭГ при варьировании второго градиента внешнего пространственно неоднородного электрического поля.

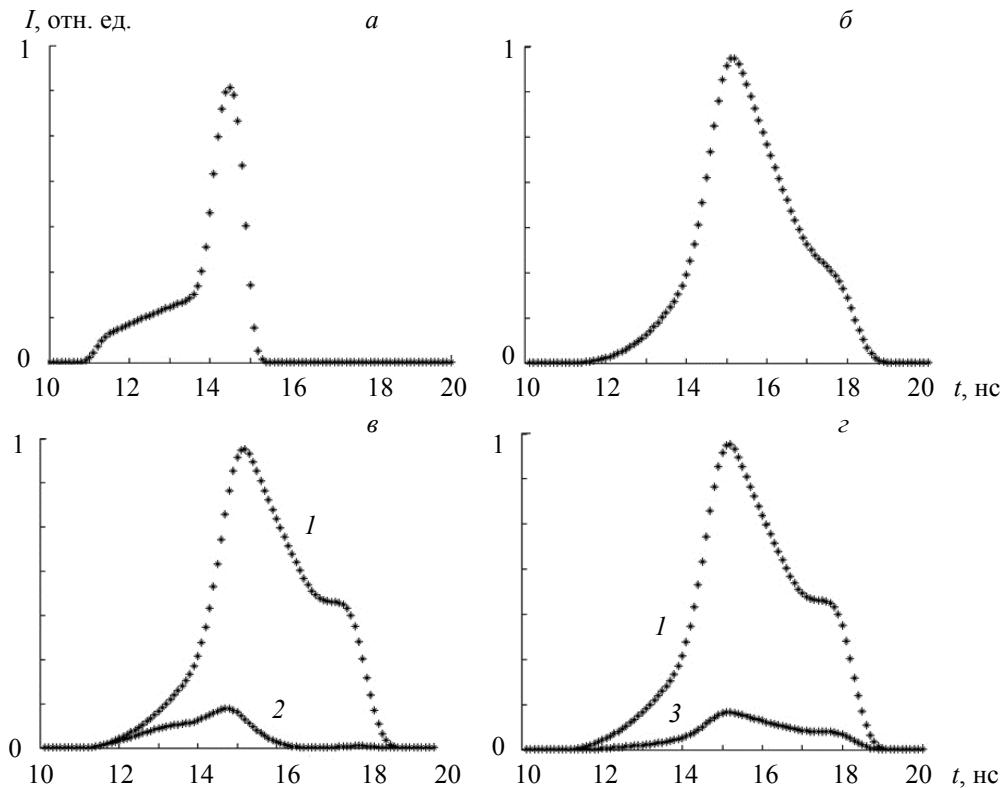


Рис. 3. Сравнение временных форм отклика: *а* — без частотной фильтрации, объектный импульс:  $\Delta t_{11} = 1$  нс,  $\Delta t_{12} = 3$  нс,  $I_{11} = 1$  отн. ед.,  $I_{12} = 0.5$  отн. ед.,  $\nabla E_1 = 130$  В/см<sup>2</sup>,  $\nabla E_2 = 130$  В/см<sup>2</sup>; *б* — первый лазерный импульс (объектный импульс)  $\Delta t_{11} = 1$  нс,  $\Delta t_{12} = 3$  нс,  $I_{11} = 1$  отн. ед.,  $I_{12} = 0.5$  отн. ед., второй лазерный импульс (импульс-фильтр)  $\Delta t_{21} = 3$  нс,  $\Delta t_{22} = 1$  нс,  $I_{21} = 1$  отн. ед.,  $I_{22} = 0.5$  отн. ед.,  $\nabla E_2 = 130$  В/см<sup>2</sup>,  $\nabla E_1 = 130$  В/см<sup>2</sup>; *в* — первый лазерный импульс (объектный импульс)  $\Delta t_{11} = 1$  нс,  $\Delta t_{12} = 3$  нс,  $I_{11} = 1$  отн. ед.,  $I_{12} = 0.5$  отн. ед., второй лазерный импульс (импульс-фильтр)  $\Delta t_{21} = 3$  нс,  $\Delta t_{22} = 1$  нс,  $I_{21} = 1$  отн. ед.,  $I_{22} = 0.5$  отн. ед.,  $I_1 = \nabla E_2 = 0$  В/см<sup>2</sup>,  $\nabla E_1 = 0$  В/см<sup>2</sup>; *г* — первый лазерный импульс (объектный импульс)  $\Delta t_{11} = 1$  нс,  $\Delta t_{12} = 3$  нс,  $I_{11} = 1$  отн. ед.,  $I_{12} = 0.5$  отн. ед., второй лазерный импульс (импульс-фильтр)  $\Delta t_{21} = 3$  нс,  $\Delta t_{22} = 1$  нс,  $I_{21} = 1$  отн. ед.,  $I_{22} = 0.5$  отн. ед.; *1* —  $\nabla E_2 = 0$  В/см<sup>2</sup>,  $\nabla E_1 = 0$  В/см<sup>2</sup>, *2* —  $\nabla E_2 = 0$  В/см<sup>2</sup>,  $\nabla E_1 = 130$  В/см<sup>2</sup>, *3* —  $\nabla E_2 = 130$  В/см<sup>2</sup>,  $\nabla E_1 = 0$  В/см<sup>2</sup>

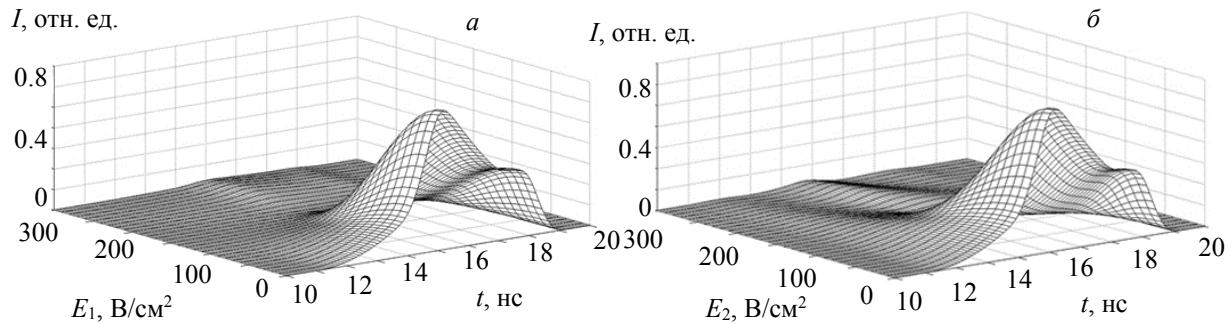


Рис. 4. Временная форма отклика стимулированной эхо-голограммы, полученная в результате фильтрации объектного импульса при различных  $\nabla E_1$  (*а*) и  $\nabla E_2$  (*б*)

Из анализа рис. 2—4 следует, что при выборе первого лазерного импульса в качестве объектного импульса, а второго лазерного импульса в качестве импульса-фильтра временная форма отклика СЭГ зависит от временных структур возбуждающего импульса и импульса-фильтра, а также градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей. При увеличении градиента внешнего неоднородного электрического поля после третьего лазерного импульса наблюдается искажение формы отклика вследствие неполного воспроизведения фурье-компонент объектного лазерного импульса в отклике.

**Заключение.** В случае воздействия внешнего неоднородного электрического поля между объектным импульсом и импульсом-фильтром происходит частичное запирание отклика стимулированной эхо-голограммы. В случае воздействия внешнего пространственно неоднородного электрического поля после третьего импульса искажается форма отклика стимулированной эхо-голограммы. Варьирование градиентов внешних пространственно неоднородных электрических полей дает возможность управления эффективностью преобразования и фильтрации информации, записанной в стимулированной эхо-голограмме, что может быть использовано при создании эхо-голографического процессора. В отсутствие импульса-фильтра наблюдается воспроизведение информации в отклике стимулированной эхо-голограммы, заложенной в объектный импульс. При воздействии внешних неоднородных электрических полей между первым и вторым импульсами наблюдается запирание информации, а при воздействии после третьего лазерного импульса — потеря информации в отклике.

Работа выполнена за счет средств программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета (“Приоритет-2030”) и частично поддержана Российским научным фондом (грант 22-72-10059).

- [1] Е. И. Штырков. Опт. и спектр., **114**, № 1 (2013) 105—114
- [2] Г. И. Гарнаева, Л. А. Нефедьев, Е. Н. Ахмедшина, Э. И. Хакимзянова. Журн. прикл. спектр., **81**, № 6 (2014) 856—860 [G. I. Garnaeva, L. A. Nefediev, E. N. Ahmedshina, E. I. Hakimzyanova. J. Appl. Spectr., **81** (2014) 944—948]
- [3] V. A. Zuiakov, V. V. Samartsev. Phys. Status Solidi (a), **73**, № 2 (1982) 625—632
- [4] В. А. Зуйков, В. В. Самарцев, Р. Г. Усманов. Письма в ЖЭТФ, **32**, № 4 (1980) 293—297
- [5] Г. И. Гарнаева, Л. А. Нефедьев, Э. И. Хакимзянова, Т. Р. Яхин. Опт. журн., **81**, № 6 (2014) 3—8
- [6] N. W. Carlson, L. J. Rothberg, A. G. Yodh. Opt. Lett., **8**, N 9 (1983) 483—485
- [7] Л. С. Василенко, Н. Н. Рубцова. Опт. и спектр., **59**, № 1 (1985) 52—56
- [8] Л. А. Нефедьев, В. В. Самарцев. Опт. и спектр., **62**, № 3 (1987) 701—703
- [9] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров, Москва, Наука (1967)