

ОПЕРАЦИЯ КОНЪЮНКЦИИ ДЛЯ СИГНАЛОВ В ОПТИЧЕСКОЙ ЭХО-ГОЛОГРАФИИ

Л. А. Нефедьев, Э. И. Низамова, Г. И. Гарнаева*

УДК 535.2+535.317.1

Казанский (Приволжский) федеральный университет,
420008, Казань, ул. Кремлевская, 16, Россия;
e-mail: nefediev@yandex.ru, enizamova@yandex.ru, guzka-1@yandex.ru

(Поступила 2 января 2019)

Рассмотрена реализация логических операций над сигналами с использованием стимулированной эхо-голографии в случае, когда ее возбуждение происходит с помощью объектного лазерного импульса, несущего информацию, и импульса, выполняющего роль частотного фильтра. Показано, что стимулированную эхо-голограмму можно применять для реализации операции конъюнкции.

Ключевые слова: логическая операция, стимулированное фотонное эхо, стимулированная эхо-голограмма, конъюнкция.

The implementation of logical operations on signals using stimulated echo-holography in the case when it is excited using an object laser pulse carrying information and a pulse acting as a frequency filter is considered. It is shown that the stimulated echo-hologram can be used to implement the conjunction operation.

Keywords: logical operation, stimulated photon echo, stimulated echo hologram, conjunction.

Введение. Оптическая обработка информации представляет собой один из трех известных и применяемых в настоящее время методов обработки сигналов — аналоговый, цифровой и оптический. Основная идея оптической пространственной фильтрации состоит в использовании различных амплитудных, фазовых или амплитудно-фазовых оптических фильтров (светофильтров, фазовых пластинок, диафрагм, голограмм и др.), размещаемых в области локализации Фурье-спектра передаваемого через оптическую систему изображения. В результате двумерный Фурье-спектр передаваемых сигналов изменяется заданным образом, что и обуславливает требуемое изменение формы сигналов на выходе такой оптической системы [1—5].

Однако реальные параметры устройств оптической обработки сигналов еще далеки от теоретических пределов. Этот разрыв в большой степени объясняется несовершенством устройств ввода сигналов в оптический процессор. Существенный недостаток устройств оптической обработки сигналов заключается в их узкой специфичности и отсутствии достижений в создании перестраиваемых устройств. Таким образом, все три вида устройств обработки сигналов в настоящее время взаимно дополняют друг друга, причем оптические — это высокопроизводительные специализированные устройства, выполняющие большое количество достаточно сложных однотипных операций.

Оптические системы обработки информации делятся на системы с применением некогерентных и когерентных (лазеры) источников света. Наибольшую популярность в последние годы приобрели когерентные оптические методы обработки информации. Области практического использования систем оптической обработки информации — мобильные системы распознавания и обработки изображений, бортовые системы ориентации и наведения в военной технике, устройства выделения слабых сигналов на фоне пассивных и активных помех, радиолокационные станции с синтезированной апертурой, высокопроизводительные вычислительные машины, метрология, робототехника, неразрушающий контроль.

CONJUNCTION OPERATION FOR SIGNALS IN OPTICAL ECHO HOLOGRAPHY

L. A. Nefediev, E. I. Nizamova, G. I. Garnava* (Kazan Federal University, 16 Kremlin Str., Kazan, 420008, Russia; e-mail: nefediev@yandex.ru, enizamova@yandex.ru, guzka-1@yandex.ru)

Особый интерес представляет фотонный эхо-процессор (ФЭП), который относится к классу многофункциональных аналоговых устройств. Благодаря наличию управляющих сигналов его импульсную характеристику можно запрограммировать в реальном масштабе времени и получать различные виды обработки — от простого запоминания до интегральных преобразований. При этом, как и оптический процессор, ФЭП может работать во временной, частотной, пространственной и пространственно-временной областях, осуществляя когерентную или некогерентную обработку информации [6]. Таким образом, ФЭП потенциально представляет собой довольно богатый инструментарий для обработки сигналов и изображений как аналоговыми, так и цифровыми методами, позволяя одновременно комбинировать их в одном устройстве.

При создании ФЭП предполагается также разработка методов осуществления логических операций непосредственно самим процессором. Узким местом ФЭП считалась проблема перезаписи данных: новую запись можно проводить после установления термического равновесия ($\sim 3T_1$), определяемого временем продольной релаксации T_1 , т. е. когда стерта информация о предыдущем цикле работы ФЭП. С этой точки зрения время T_1 желательно выбирать достаточно малым. Вместе с тем T_1 определяет время хранения информации и поэтому должно быть достаточно велико.

Из известных методов стирания информации метод У. Элмана [7] представляет собой развитие предложенного Н. Н. Ахмедиевым способа [8, 9]. Он состоит в облучении образца считанным из него же кодом, фаза и амплитуда которого подобраны так, чтобы результирующий сигнал был нулевым. Метод не зависит от долговременной фазовой и частотной аппаратурной нестабильности. Другое ценное свойство этого метода — последующее стирание уничтожает остатки предыдущего. В работах [10—12] показано, что перспективно не стирание, а запираение информации с использованием внешних пространственно неоднородных электромагнитных полей. Каждый цикл работы ФЭП может осуществляться независимо за счет воздействия на систему разных пространственно неоднородных электромагнитных полей.

Таким образом, при оптической обработке информации с помощью ФЭП возможно использование сигнала стимулированного фотонного эха. В этом случае можно осуществлять одновременно как пространственную, так и частотно-временную фильтрацию, что позволяет обрабатывать информацию, заложенную в изображения и во временную и частотную структуры возбуждающих лазерных импульсов [13, 14].

В данной работе рассмотрена обработка информации, заложенной в два возбуждающих лазерных импульса, один из которых объектный, другой выполняет роль частотного фильтра. Преимущество такого подхода — возможность быстрой замены частотного фильтра, не связанной с устройствами модуляции сигналов, что может значительно ускорить работу ФЭП. Кроме того, в частотной области возможно осуществление логических операций как с изображениями, так и с сигналами. Рассмотрена реализация операции конъюнкции для объектного лазерного импульса и импульса, выполняющего роль частотного фильтра, с использованием стимулированной эхо-голограммы (СЭГ).

Основные уравнения. Для описания формирования СЭГ в случае, когда в каждом из возбуждающих лазерных импульсов заложена информация о его частотной структуре, рассмотрим взаимодействие двухуровневой системы с η -м резонансным лазерным импульсом длительностью Δt_η , напряженность электрического поля которого

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

где ω — несущая частота; $E_0^{(\eta)}$ — амплитуда напряженности электрического поля импульса; \mathbf{k}_η — волновой вектор; $\varepsilon^{(\eta)}$ — параметр, определяющий временную структуру напряженности электрического поля возбуждающего лазерного импульса. Аналогично [15] для матричных элементов оператора эволюции U системы получим:

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

где $\theta = \Phi^{1/2} / \hbar$; $\Phi = |A|^2 |\tilde{S}(\Delta)|^2$; $\Delta = \hbar(\Omega - \omega)$; $\tilde{S}^{(\eta)}(\Delta) = \int_{t_\eta - \Delta t_\eta / 2}^{t_\eta + \Delta t_\eta / 2} S^{(\eta)}(t) e^{-i \hbar^{-1} \Delta t} dt$ — спектр огибающей

η -го импульса, $S^{(\eta)} = \varepsilon^{(\eta)}(t) \exp(-i \mathbf{k}_\eta \mathbf{r})$; Ω — частота перехода; ω — частота лазерного излучения; d_{12} — матричный элемент дипольного момента резонансного перехода, $-d_{12} [E_0^{(\eta)} / 2] \varepsilon^{(\eta)} \exp(-i \mathbf{k}_\eta \mathbf{r}) = A^{(\eta)} S^{(\eta)}$.

Зная матрицу оператора эволюции, можно найти матрицу плотности системы после воздействия η -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 $p_{\gamma\delta\alpha\beta} = U_{\gamma\alpha}^{-1} U_{\beta\delta}$, P_{ij} — проективные матрицы (ij -й элемент равен единице, остальные — нулю).

В промежутках между импульсами эволюция матрицы плотности описывается кинетическими уравнениями

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

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

Напряженность электрического поля отклика СЭГ после воздействия лазерных импульсов найдем из выражения:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t') = (\hbar^3 c^2 R_0)^{-1} \sum_j \int g(\Delta) \langle \mathbf{d}_j \rangle \times \mathbf{n} \times \mathbf{n} d\Delta, \quad (4)$$

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.

Когда длительности импульсов и интервалов между ними гораздо меньше времен необратимых релаксаций системы, интенсивность отклика СЭГ

$$I \sim EE^*, \quad (5)$$

где напряженность электрического поля отклика СЭГ получим аналогично [15]:

$$E \approx \int_V \int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta) d\Delta \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \tilde{S}^{(1)*}(\Delta) \tilde{S}^{(2)}(\Delta) \tilde{S}^{(3)}(\Delta) e^{i\{\Delta(t-2\tau_1-\tau_2)\}} dV, \quad (6)$$

\tilde{S}^η — спектр η -го возбуждающего лазерного импульса; θ_η — площадь η -го импульса; τ_1 и τ_2 — временные промежутки между первым и вторым, вторым и третьим возбуждающими импульсами. Из (6) следует, что случай кодирования записываемой информации в спектральной структуре первого и второго возбуждающих лазерных импульсов приводит к реализации операции конъюнкции в частотной области.

Возможность реализации операции конъюнкции в СЭГ. Функция $f(x_1, x_2) = x_1 \wedge x_2$, или $f(x_1, x_2) = x_1 \& x_2$, или $f(x_1, x_2) = x_1 x_2$ называется конъюнкцией, логическим умножением, или функцией И. Она принимает значение 1 только в случае, когда все аргументы равны единице ($x_1 = x_2 = 1$), и значение 0 — во всех остальных случаях (когда хотя бы одна из переменных равна нулю):

№	x_1	x_2	$f(x_1, x_2)$
1	0	0	0
2	1	0	0
3	0	1	0
4	1	1	1

Реализация операции конъюнкции с использованием СЭГ возможна в частотной области (Фурье-спектры возбуждающих лазерных импульсов), где x_1, x_2 и $f(x_1, x_2)$ — интенсивности Фурье-компонент возбуждающих лазерных импульсов и отклика СЭГ.

Из (6) следует, что выбор спектров первого и второго импульсов в виде узких частотных областей в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода дает возможность реализовать операцию конъюнкции в частотной области (спектр отклика СЭГ). Это проиллюстрировано на рис. 1. Рассмотрим случаи, когда отсутствуют оба импульса (рис. 1, а) или один из импульсов (рис. 1, б, в). В этих случаях отклик СЭГ не наблюдается. Если первый импульс возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии, а второй импульс воздействует в той же частотной области (рис. 1, г), то отклик СЭГ наблюдается. Если первый импульс возбуждает узкую область неоднородно уширенной линии, а второй — воздействует в другой частотной области, то отклик СЭГ не наблюдается.

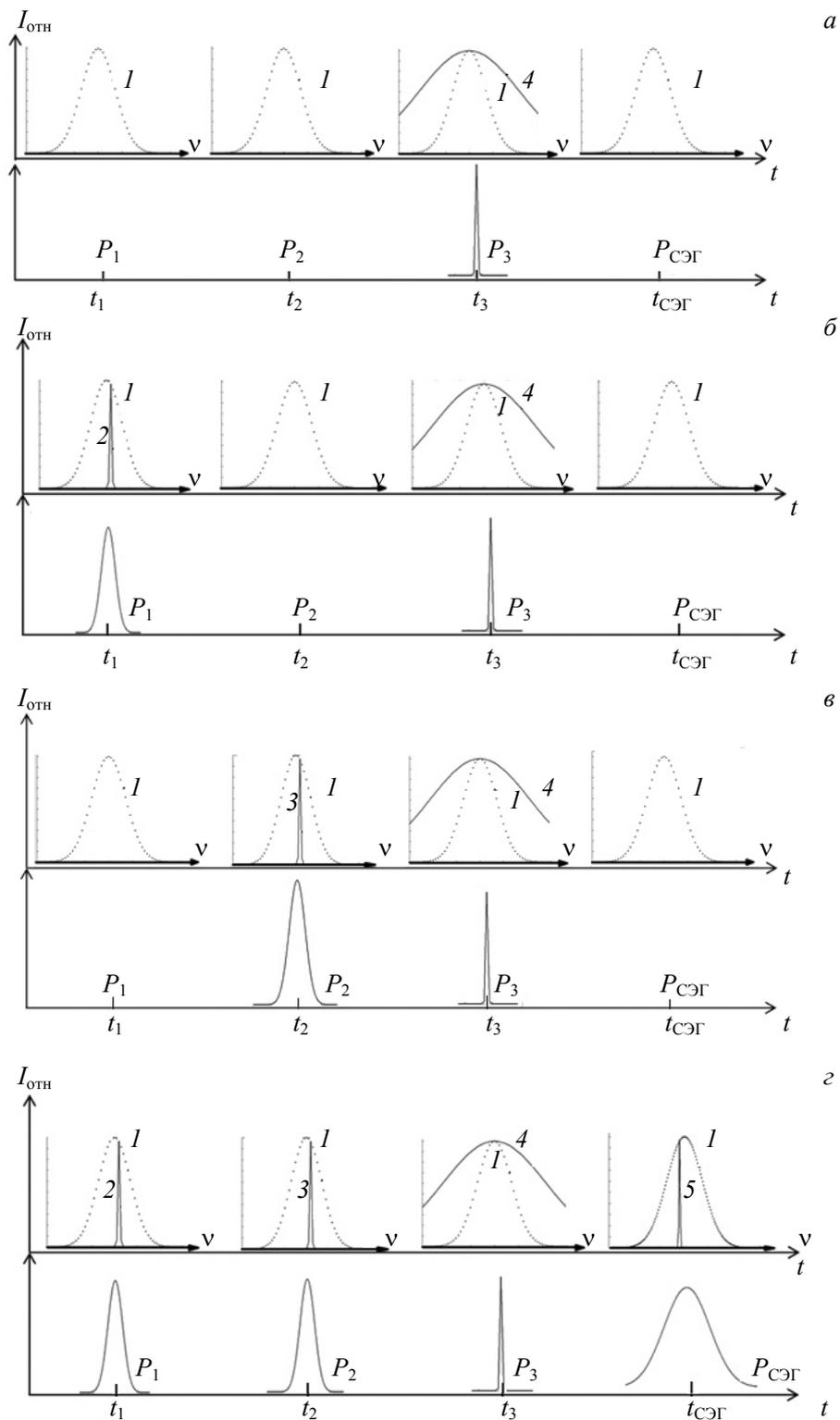


Рис. 1. Реализация вариантов операции конъюнкции: 1 — контур неоднородно уширенной линии, 2 и 3 — спектры первого и второго возбуждающих импульсов, 4 — спектр считывающего импульса, 5 — спектр отклика СЭГ; P_1, P_2, P_3 — временные формы импульсов; $P_{\text{сЭГ}}$ — временная форма отклика СЭГ; t_1, t_2, t_3 — времена воздействия первого, второго и третьего лазерных импульсов соответственно; $t_{\text{сЭГ}}$ — время появления отклика СЭГ

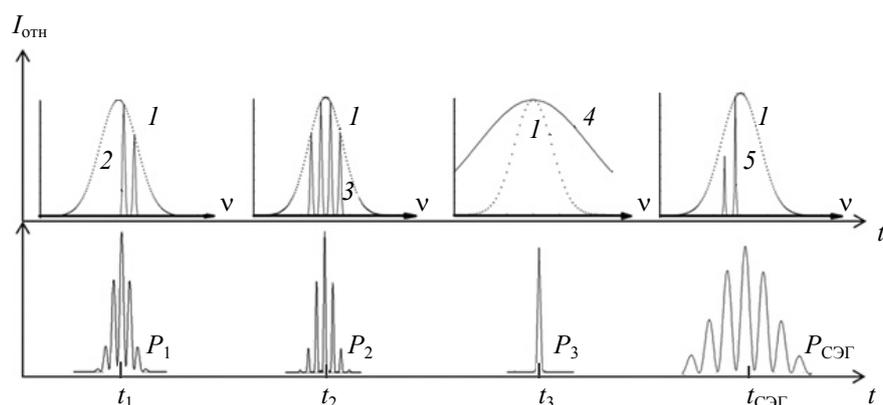


Рис. 2. Реализация операции конъюнкции: 1 — контур неоднородно уширенной линии, 2 и 3 — спектры первого и второго возбуждающих импульсов, 4 — спектр считывающего импульса, 5 — спектр отклика СЭГ; P_1 , P_2 , P_3 — временные формы импульсов, $P_{СЭГ}$ — временная форма отклика СЭГ; t_1 , t_2 и t_3 — времена воздействия первого, второго и третьего лазерных импульсов соответственно, $t_{СЭГ}$ — время появления отклика СЭГ

Пример реализации этих вариантов операции при наличии нескольких сигналов (многосигнальный режим) в пределах неоднородно уширенной линии приведен на рис. 2. Видно, что в отклике СЭГ наблюдаются (в обращенном режиме) только те сигналы, у которых совпадают Фурье-частоты в первом и втором возбуждающих лазерных импульсах.

Заключение. Выбор спектров импульсов в виде узких частотных областей в пределах неоднородно уширенной линии резонансного перехода дает возможность реализовать операцию конъюнкции в частотной области с использованием стимулированной эхо-голограммы. Продемонстрированный метод осуществления логических операций над сигналами с использованием стимулированной эхо-голограммы дает возможность разработки логических методов обработки информации.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности.

- [1] Antonio Malacarne, Yongwoo Park, Ming Li, Sophie LaRochelle, José Azaña. Opt. Express, **23**, N 25 (2015) 32516—32527
- [2] A. Forbes, A. Dudley, M. McLaren. Adv. Opt. Photon., **8**, N 25 (2016) 200—227
- [3] В. А. Тупиков. Изв. Южн. фед. ун-та. Тех. науки. Тематич. вып. (2010) 48—55
- [4] Г. Г. Горбунов, А. В. Демин, В. О. Никифоров, А. М. Савицкий, Ю. С. Скворцов, М. Н. Сокольский, В. П. Трегуб. Опт. журн., **76**, № 10 (2009) 75—82
- [5] Shaowen Peng, Shangyuan Li, Xiaoxiao Xue, Xuedi Xiao, Dexin Wu, Xiaoping Zheng, Bingkun Zhou. Opt. Express, **26** (2018) 1978—1987
- [6] А. А. Калачев, В. В. Самарцев. Фотонное эхо и его применение, Казань, КГУ (1998) 150
- [7] U. Elman, Luo Baozhu, S. Kroll. J. Opt. Soc. Am. B, **13**, N 9 (1996) 1905—1915
- [8] Н. Н. Ахмедиев, Б. С. Борисов. Микроэлектроника, **15**, № 1 (1986) 25—30
- [9] Н. Н. Ахмедиев, И. В. Мельникова. Квант. электрон., **15**, № 12 (1988) 2522—2524
- [10] А. А. Kalachev, L. A. Nefed'ev, V. A. Zuikov, V. V. Samartsev. Opt. Spectrosc., **84**, N 5 (1998) 731—734
- [11] Л. А. Нефедьев, Г. И. Гарнаева (Хакимзянова). Опт. и спектр., **105**, № 6 (2008) 1007—1012
- [12] Л. А. Нефедьев, Э. И. Низамова, Г. И. Гарнаева. Опт. и спектр., **121**, № 1 (2016) 83—89
- [13] И. И. Попов, А. Н. Леухин. Изв. РАН, сер. физ., **68**, № 9 (2004) 1305—1307
- [14] А. Р. Сахбиева, Л. А. Нефедьев, Г. И. Гарнаева. Журн. прикл. спектр., **84**, № 3 (2017) 499—503
- [A. R. Sakhbieva, L. A. Nefed'ev, G. I. Garnaeva. J. Appl. Spectr., **84** (2017) 512—516]
- [15] Г. И. Гарнаева, Л. А. Нефедьев, Э. И. Хакимзянова, Т. Р. Яхин. Опт. журн., **81**, № 6 (2014) 3—8