

УДК 535.317.1

А. РЕБАНЕ

АССОЦИАТИВНАЯ ЗАПИСЬ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ГОЛОГРАММ В ВЫСОКОСЕЛЕКТИВНЫХ ФОТОХРОМНЫХ СРЕДАХ

A. REBANE. ASSOTSIAIIVNE AJALIS-RUUMILINE HOLOGRAAFIA KÕRGSELEKTIIVSETES
FOTOKROOMSETES KESKKONDADES

A. REBANE. ASSOCIATIVE RECALL OF TIME-AND-SPACE DOMAIN HOLOGRAMS IN SPEC-
TRALLY SELECTIVE PHOTOACTIVE MEDIUM

(Представил К. К. Ребане)

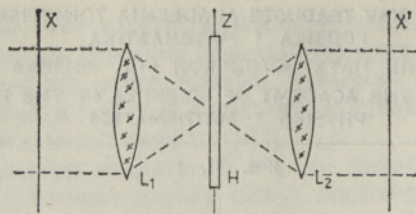
Пространственно-временная голография на основе фотовыжигания спектральных провалов является эффективным методом записи и восстановления пространственно-временных характеристик импульсных световых сигналов субнаносекундной длительности [1-5]. Эффект фотовыжигания обеспечивает запись интенсивностей квазимонохроматических компонентов объектного светового сигнала, а использование дополнительного опорного светового сигнала позволяет фиксировать и относительные фазы квазимонохроматических компонентов объектного поля.

В [4, 5] была изложена теория пространственно-временной голографии импульсных световых полей в высокоселективных фотохромных средах в предположении, что роль опорного сигнала выполняется специальным опорным импульсом с плоским волновым фронтом и с малой по сравнению с объектным импульсом длительностью. Рассматривалась схема записи голограмм, где опорный импульс подавался на регистрирующую фотохромную пластинку под определенным углом и с определенной временной задержкой относительно объектного импульса. Считывание голограммы осуществлялось путем подачи повторного короткого опорного импульса с плоским волновым фронтом.

В данном сообщении проведенный в [4, 5] анализ обобщается на случай т. н. ассоциативной схемы записи голограмм, где в качестве опорных сигналов служат выделенные отрезки (фрагменты) записываемого объектного светового поля.

Запись ассоциативной пространственно-временной голограммы производится с помощью взаимодействия в спектрально-высокоселективной фотохромной среде разных участков объектного светового поля, а считывание осуществляется путем повторного предъявления какого-либо пространственно-временного участка записанного сигнала по аналогии с ассоциативным считыванием обычных пространственных голограмм [6].

Рассмотрим оптическую схему, где высокоселективная фотохромная пластинка расположена в задней фокальной плоскости Z тонкой сферической фокусирующей линзы с фокусным расстоянием F (см. рисунок). Предположим, что на выходную фокальную плоскость X линзы падает объектный световой импульс длительностью Δt_s и шириной



Оптическая схема записи ассоциативной пространственно-временной голограммы. H — голограмма, L_1, L_2 — Фурье-преобразующие линзы, X — входная фокальная плоскость, X' — выходная фокальная плоскость, Z — плоскость пространственного Фурье-преобразования.

спектра $\Delta\omega_s$. Запишем амплитуду объектного импульса в виде совокупности N пространственно-временных фрагментов

$$S(\vec{x}, t) = \sum_{k=1}^N s_k(\vec{x} - \vec{x}_k, t - t_k) e^{i\omega_0 t}, \quad (t_k > t_{k-1}), \quad (1)$$

где $s_k(\vec{x}, t)$ — комплексная амплитуда k -го фрагмента, медленно меняющаяся по сравнению с несущей оптической частотой ω_0 , \vec{x} — координата в плоскости X , \vec{x}_k — точка отсчета координаты k -го фрагмента и t_k — временная задержка k -го фрагмента относительно переднего фронта объектного импульса.

Предположим, что временная задержка между любыми из фрагментов объектного импульса больше времени корреляции объектного светового поля * $t_c \cong \Delta\omega_s^{-1}$ и что длительность объектного импульса в сумме много меньше характерного времени фазовой релаксации T_2 фотохромной среды.

Следуя общим принципам записи и считывания голограмм в высокоселективных фотохромных средах [4, 5], предположим, что ширина спектра объектного импульса не превышает неоднородную ширину полосы поглощения фотохромной среды и что амплитуда падающего на регистрирующую среду светового поля достаточно мала. Тогда нелинейными эффектами (типа насыщения поглощения) можно пренебречь. Далее предположим, что оптическая толщина регистрирующей пластинки-голограммы велика и запись голограммы не изменяет значительно ее спектральное пропускание.

В [4, 5] было показано, что при выполнении указанных выше условий, запись голограммы на фотохромной пластинке можно описать при помощи комплексного пространственно-спектрального коэффициента пропускания, величина которого линейно зависит от интенсивности записывающего голограмму светового поля.

В данной схеме записи, где регистрирующая пластинка-голограмма расположена относительно входного сигнала в плоскости пространственного Фурье-преобразования, записывающее непосредственно голограмму световое поле определяется как пространственный Фурье-образ амплитуды (1) и коэффициент пропускания голограммы будет иметь вид

* Это условие принято для упрощения математических выкладок за счет исключения из рассмотрения пространственной интерференции между разными фрагментами и не является, вообще говоря, принципиальным.

$$K(\vec{z}, \omega) = \beta \left[1 + \frac{\kappa}{2} (1 + i\hat{H}) \{I(\vec{z}, \omega)\} \right] = \beta \left[1 + \frac{\kappa}{2} \sum_{k=1}^N |\sigma_k(\omega - \omega_0)|^2 + \right. \\ \left. + \kappa \sum_{m=2}^N \sum_{k=1}^{m-1} \sigma_k^*(\omega - \omega_0) \sigma_m(\omega - \omega_0) \exp \left\{ -i \left[(t_m - t_k)(\omega - \omega_0) - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{\omega_0 \vec{z}}{cF} (\vec{x}_m - \vec{x}_k) \right] \right\} \right], \quad (2)$$

где $I(\vec{z}, \omega)$ — спектральная интенсивность светового сигнала, \hat{H} — преобразование Гильберта, c — скорость света, β, κ — определенные в [4] характеризующие фотохромную среду постоянные и σ_k — пространственно-временной Фурье-образ амплитуды k -го фрагмента:

$$\sigma_k(\vec{z}, \omega) = \iint s_k(\vec{x}, t) \exp \left[-i \left(\omega t - \frac{\omega_0 \vec{z} \cdot \vec{x}}{cF} \right) \right] d\vec{x} dt. \quad (3)$$

Если при записи голограммы характерные интервалы пространственных частот разных фрагментов в значительной степени перекрываются, то интерференционный член в (2) будет содержать полную информацию как о пространственной, так и о временной форме объектного импульса.

Для считывания голограммы подадим на вход оптической системы световой импульс, представляющий, для определенности, совокупность M первых фрагментов объектного импульса.

Амплитуда восстановленного с голограммы светового сигнала непосредственно за голограммой будет пропорциональной произведению амплитуды действующего на голограмму считывающего светового поля на комплексный коэффициент пропускания голограммы (2). Для сопоставления восстановленного с голограммы сигнала с исходным объектным импульсом (1) удобно предположить, что за голограммой симметрично первой линзе находится вторая линза (см. рисунок), осуществляющая в своей задней фокальной плоскости X' обратное пространственное Фурье-преобразование.

Опуская в (2) не содержащие существенной информации слагаемые и множители, запишем амплитуду восстановленного с голограммы сигнала в плоскости X' в виде:

$$S(\vec{x}', t) = \sum_{k'=1}^M \sum_{m=2}^N \sum_{k=1}^{m-1} s_m(\vec{x} - \vec{x}_m + \vec{x}_k - \vec{x}_{k'}, t - t_m + t_k - t_{k'}) \otimes \\ \otimes [s_{k'}(\vec{x}'', t) * s_k^*(\vec{x}'' + \vec{x}, t' + t)] e^{i\omega_0 t}, \quad (4)$$

где \otimes обозначает интегральную операцию свертки и $*$ — операцию корреляции по пространственной и временной координатам.

Если пространственно-временная структура медленно меняющихся амплитуд фрагментов объектного импульса (1) имеет нерегулярный характер**, то заключенную в квадратные скобки корреляционную функцию можно приблизительно заменить на δ -функцию по пространственной и временной координатам, в результате чего (4) можно будет переписать в виде

** Примером может служить лазерный импульс, рассеянный в диффузной среде, а также импульс, прошедший через отрезок многомодового световода.

$$S(\vec{x}', t) = \sum_{k=2}^M a_{k-1} s_k(\vec{x}' - \vec{x}_k, t - t_k) e^{i\omega_0 t} + \\ + \sum_{k=M+1}^N a_M s_k(\vec{x}' - \vec{x}_k, t - t_k) e^{i\omega_0 t}, \quad (5)$$

где a_k — постоянная, пропорциональная сумме интенсивностей k первых фрагментов.

Сравнивая (5) с первоначальной амплитудой объектного импульса (1), видим, что второе слагаемое в (5) соответствует восстановлению отсутствующих в считывающем импульсе фрагментов объектного сигнала, а первое слагаемое описывает повторное воспроизведение тех фрагментов, которые сами уже входят в состав считывающего импульса. При этом амплитуда восстановленного сигнала возрастает с увеличением числа считывающих фрагментов, что, в свою очередь, можно интерпретировать как свойство ассоциативной памяти восстанавливать детали записанного образа в зависимости от количества предъявляемой для считывания и сравнения информации.

Отметим, что как следствие причинности пространственно-временных голограмм, гарантируемой в (2) обрезающим действием опера-

тора $(1+i\hat{H})$ [4, 5], степень восстановления объектного сигнала зависит от временной последовательности считывающих и восстанавливаемых фрагментов. Для полного восстановления требуется считывающий фрагмент, который опережал бы остальную часть сигнала во времени.

В заключение отметим, что основные выводы данной работы согласуются с опубликованными в [7-9] первыми экспериментальными результатами по ассоциативной пространственно-временной голографической записи пикосекундных световых сигналов.

Укажем также, что возможность ассоциативной записи и восстановления меняющихся во времени сигналов отмечалась уже и ранее [10], причем была указана существующая аналогия между ассоциативной голограммой и некоторыми свойствами человеческой памяти.

Автор выражает искреннюю благодарность К. К. Ребане и П. Саари за полезное обсуждение данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ребане А. К., Каарли Р. К., Саари П. М. Опт. и спектр., 55, № 3, 405—407 (1983).
2. Ребане А. К., Каарли Р. К., Саари П. М. Письма в ЖЭТФ, 38, вып. 7, 320—323 (1983).
3. Saari, P., Kaarli, R., Rebane, A. J. Opt. Soc. Amer. B, 3, № 4, 527—534 (1986).
4. Саари П. М., Ребане А. К. Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 33, № 3, 322—332 (1984).
5. Саари П. М., Каарли Р. Н., Ребане А. К. Квант. электрон., 12, № 2, 672—682 (1985).
6. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М., «Наука», 1971.
7. Ребане А. К., Каарли Р. К. Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., 36, вып. 2, 208—212 (1987).
8. Ребане А. К. Мат. симп. «Новые методы лазерной спектроскопии молекул в низкотемпературных средах». Таллин, 1987.
9. Ребане А. К. Мат. V Междунар. симп. «Сверхбыстрые процессы в спектроскопии». Вильнюс, 1987.
10. Gabor, D. Nature, № 217, 1288 (1968).

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
2/IX 1987