

СПЕКТРАЛЬНАЯ ГОЛОГРАФИЯ И СПЕКТРАЛЬНАЯ НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Ю. Т. МАЗУРЕНКО*, С. Э. ПУТИЛИН

Санкт-Петербургский Государственный университет информационных технологий, механики и оптики

* E-mail: mazur@jm8098.spb.edu

Представлен очерк развития, достижений и перспектив двух смежных областей оптики – спектральной голографии и спектральной нелинейной оптики. Эти новые направления стали возможными в результате получения лазерных сверхкоротких импульсов, что позволило впервые осуществить Фурье-анализ и синтез временных сигналов в оптике. Спектральная голография опирается на принципы голографии пространственных сигналов и позволяет реализовать запись, восстановление, обращение во времени и опознавание световых импульсов. Спектральная нелинейная оптика, опирающаяся на принципы динамической голографии, дает возможность осуществлять сверхбыстрые преобразования временных и пространственных оптических сигналов по схемам время–время, время–пространство, пространство–время.

Введение

Разложение функций в тригонометрические ряды, предложенное Фурье в начале 19-го века, долгое время рассматривалось как чисто математический прием, имеющий мало общего с реальностью. Только в начале 20-х годов прошлого века Фурье-анализ и синтез был применен к временным сигналам различной природы и нашел широкие и наглядные применения в таких быстро развивающихся областях, как техническая механика, акустика, радиотехника.

В оптике наглядные практические применения Фурье-анализа начались только в 60-х годах прошлого века, после изобретения лазера. Однако, в отличие от других дисциплин, созданная в то время Фурье-оптика имела дело не с временными, а с пространственными сигналами.

Заметим, однако, что разложение света на составляющие частоты фактически было реализовано задолго до появления Фурье-анализа – еще в 1666 году, когда Ньютон с помощью стеклянной призмы получил спектр солнечного света. Почему же Фурье-преобразование не применялось к временным оптическим сигналам в течение следующих трех веков? Ответ может быть получен, если мы рассмотрим процедуру аппаратурного (практического) Фурье-преобразования временного сигнала.

В строгом Фурье-анализе гармонические составляющие временного сигнала простираются в прошлое и будущее до бесконечности. Это противоречит нашему представлению о прошлом и будущем и иногда приводит к заключению о том, что Фурье-анализ временного сигнала не имеет практического смысла. Тем не менее, практический Фурье-анализ существует, как разумное приближение [1]. Расщепление короткого звукового импульса на частотные компоненты является хорошим примером. Звуковой импульс может возбудить продолжитель-

ное чистое звучание множества язычковых резонаторов (используемых, например, в губной гармонике). Если набор резонаторов соответствует необходимому спектру звуковых частот, то мы можем измерить амплитуду и фазу колебаний в каждом из них и получить частотную характеристику исходного импульса. Можно ли это измерение рассматривать как хорошее приближение математического Фурье-анализа, несмотря на то, что колебания резонаторов отсутствовали в прошлом и не продолжают до бесконечности в будущем? Ответ хорошо известен [1] – можно, если время звучания резонаторов T заметно превышает длительность импульса τ :

$$T \gg \tau. \quad (1)$$

Это рассуждение можно применить и к оптике. Представим себе разложение оптического импульса на монохроматические компоненты, которые существуют одновременно и независимо. Чтобы обеспечить независимость этих компонент, их придется разделить в пространстве. Это можно осуществить с помощью оптического спектрального прибора, что и сделал впервые Ньютон еще в 1666 году!

Обратимся к условию (1). Теперь τ – это длительность светового импульса, T – “время затухания оптического резонатора”. В оптике чаще используется частотное разрешение

$$\delta f = \frac{1}{T}. \quad (2)$$

Единственный способ получить пространственное спектральное разложение в инструментальной оптике – это использовать многолучевую интерференцию (применяется ли призма, дифракционная решетка или интерферометр Фабри–Перо). При этом эквивалентом времени затухания резонатора является время пробега света по пути наибольшей разности хода интерферирующих лучей. Следова-

тельно, чем большие длины путей реализуются в оптике, тем лучше частотное разрешение.

Долгое время максимальная разность хода в спектральных приборах измерялась сантиметрами. Появление интерферометра Фабри–Перо позволило, за счет многократных отражений света, увеличить доступную разность хода оптических лучей до метров.

Разумная максимальная разность хода в интерферометре Фабри–Перо, рассчитанном на одновременное получение многих частот, составляет порядка 10 метров. Соответствующее время затухания T равно 30 наносекунд. Следовательно, мы можем надеяться на Фурье-анализ световых импульсов, только если их длительность τ составляет несколько наносекунд или меньше. В современной терминологии такие импульсы называют сверхкороткими. Они впервые появились в оптике только в 1966 г. (кстати, ровно через 300 лет после спектрального эксперимента Ньютона). Это и объясняет, почему Фурье-анализ оптических импульсов мог появиться только сравнительно недавно.

Сделаем, однако, оговорку. Хотя сверхкороткие импульсы в традиционной оптике не существовали, всегда было доступным излучение с очень малой временной когерентностью, например, солнечный свет. В интерференционных опытах (со спектральным разложением или без него) невозможно отличить непрерывное излучение с низкой временной когерентностью от сверхкороткого импульса. Действительно, еще в 1845 г. Физо и Фуко получили интерференционные полосы в спектре белого света (см. [2, 3]). Таким образом, задолго до появления практического Фурье-анализа в других областях физики Фуко и Физо фактически наблюдали фазовую структуру в оптическом спектре.

Другое замечание касается существования сверхкоротких импульсов. Благодаря непререкаемому авторитету Ньютона, в течение двух веков было принято объяснять природу белого света как результат смешения большого числа чистых цветов (спектральных компонент). Столетие назад Гуи, Релей и Шустер, применив к белому свету методы Фурье-преобразований, впервые осознали, что белый свет можно представить себе как беспорядочную совокупность большого числа очень коротких импульсов (см. [2]). Эти импульсы мы бы назвали сейчас фемтосекундными.

Амплитудное спектральное разложение в оптике

Амплитудно-фазовое спектральное разложение изолированного оптического импульса может быть наглядно объяснено не в терминах частоты, а в тер-

минах времени [4–6]. Этот подход мы будем здесь использовать, учитывая, кроме того, что будем применять спектральное разложение именно к преобразованиям оптических импульсов.

На рис. 1 изображен обычный оптический спектральный прибор типа спектрографа. Прибор состоит из дифракционной решетки G , работающей на пропускание, и линзы L . Решетка совмещена с передней фокальной плоскостью F линзы L , задняя фокальная плоскость этой линзы совпадает с плоскостью спектра S . (Совмещение плоскости решетки G с плоскостью F необязательно, оно выбрано только для более понятного описания действия схемы рис. 1.)

Пусть сверхкороткий волновой пакет WP (импульс с длительностью τ , обладающий широким фронтом) падает на решетку. На рисунке показаны два положения волнового пакета, занимаемых им при распространении – 1 и 2, причем положение 1 соответствует более раннему времени. Излучение волнового пакета WP рассеивается штрихами решетки. Благодаря такому рассеянию на задней поверхности решетки создается небольшой источник света LS , излучение которого падает на линзу L . Нетрудно видеть, что источник LS быстро перемещается по поверхности решетки. Во временной шкале максимальная разность хода рассеянных решеткой интерферирующих лучей T равна времени пробега излучателя LS по решетке. Можно видеть, что рис. 1 удовлетворяет условию (1) возможности Фурье-анализа. Частотное разрешение прибора определяется формулой (2).

Нетрудно видеть, что за счет наклонного положения волнового пакета WP относительно плоскости решетки поперечное распределение амплитуды и фазы источника LS на плоскости F повторяет зависимость от времени амплитуды и фазы в импульсе WP . Остановим мысленно источник LS и посмотрим, каким образом линза L преобразует его излучение. Убрав решетку, оптическую схему рис. 1 можно рассматривать как устройство простран-

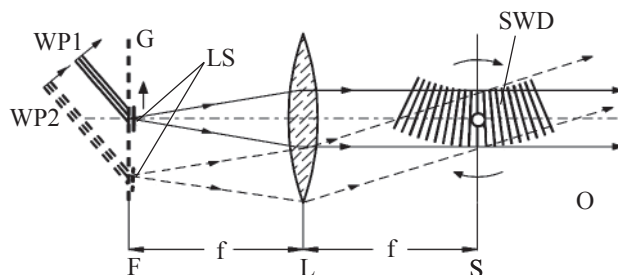


Рис. 1. Амплитудное спектральное разложение сверхкороткого оптического импульса.

ственного Фурье-преобразования, хорошо известного из Фурье-оптики [7]. Неподвижный источник LS является входным пространственным сигналом этого устройства, а на плоскости S формируется амплитудное распределение света, соответствующее пространственному Фурье-спектру этого сигнала. Поскольку источник LS повторяет профиль импульса WP, амплитудно-фазовое распределение излучения на плоскости S повторяет профиль Фурье-спектра входного импульса WP.

Учтем теперь распространение импульса и движение источника LS по плоскости F и рассмотрим свойства волны, формируемой вблизи плоскости спектра S. Мы назовем эту волну, обозначенную на рис. 1 как SDW, волной спектрального разложения. Нетрудно видеть, что длительность этой волны также равна T . Движение источника LS по фокальной плоскости F приводит к тому, что волна SDW, формируемая линзой L, быстро вращается вокруг точки заднего фокуса O. Сочетание поступательного распространения и быстрого вращения приводит к “изгибу” волны спектрального разложения и, соответственно, к веерообразному расположению ее волновых фронтов, как это показано на рис. 1. Веерообразное расположение волновых фронтов просто означает, что длина волны света изменяется в поперечном направлении, иными словами, что произошло пространственное спектральное разложение исходного импульса. При этом в окрестности плоскости S, ограниченной дифракционной глубиной фокуса, амплитудно-фазовое распределение поля по поперечной координате по-прежнему описывает Фурье-спектр исходного импульса.

Интерференция, дифракция и нелинейные взаимодействия волн спектрального разложения составляют основу спектральной голографии и спектральной нелинейной оптики, рассматриваемых ниже.

Спектральная голография

На рис. 2 показан точно такой же спектральный прибор, что и на рис. 1. В отличие от рис. 1, на вход прибора теперь падают два коротких волновых пакета (импульса) WP1 и WP2, разделенных некоторым интервалом времени. Этот интервал должен быть существенно короче времени T .

Мы будем считать один из импульсов (WP1) предельно коротким (дельтаобразным), при этом другой импульс (WP2) может иметь сложную временную форму. Назовем эти импульсы, соответственно, опорным и сигнальным. Каждый из падающих на решетку волновых пакетов создает вблизи плоскости спектра S собственную волну спектрального разложения. В отличие от исходных импульсов, две волны спектрального разложения перекрываются в

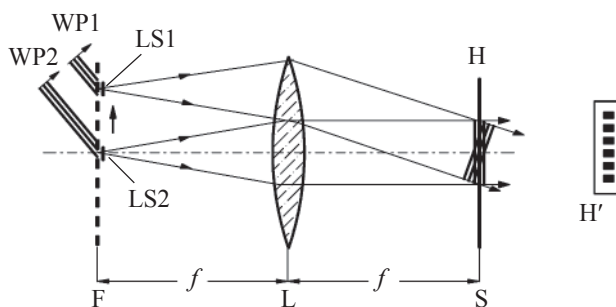


Рис. 2. Регистрация спектральной голограммы.

пространстве, что приводит к возможности их интерференции.

Результат регистрации картины интерференции спектров двух импульсов может быть назван спектральной голограммой [8]. Можно показать [4, 5], в частности, используя приведенную выше аналогию с Фурье-оптикой [7], что спектральная голограмма содержит запись Фурье-спектра сигнального импульса относительно спектра опорного импульса.

В простейшем случае, когда оба импульса имеют дельтаобразную форму, спектральная голограмма H' имеет вид последовательности равноотстоящих полос, как это показано на рис. 2 справа. Эти полосы ничем не отличаются от картины спектральной интерференции в белом свете, которую наблюдали Физо и Фуко. Такого рода полосы могут присутствовать и в голограмме сложных импульсов – они создают необходимую модуляцию спектральной голограммы – несущую частоту, аналогичную пространственной несущей частоте в голографии Лейта–Упатниекса (в том числе и в Фурье-голографии). В схеме рис. 2 пространственная частота появляется благодаря сдвигу опорного и сигнального импульсов в шкале времени.

Термин “спектральная голограмма”, обозначающий картину интерференции спектров сверхкоротких импульсов, был впервые предложен в работе [8]. Авторы этой работы также показали, что при математической обработке спектральной голограммы может быть определена форма сверхкороткого импульса. Спектральная голография как двухступенчатый процесс, включающий запись светового импульса и его оптическое восстановление в виде реальной копии, была предложена в [9, 10].

Процесс восстановления сверхкороткого импульса иллюстрируется рис. 3а (см. также [4, 5]). Оптическая система, показанная на рис. 3а, является двойным спектральным прибором. Левая ветвь схемы аналогична рис. 1 или 2, а правая ветвь является зеркальным отражением левой от плоскости спектра S. Диспергирующие элементы G1 и G2 взаимно компенсируют свои дисперсии. Поэтому, при от-

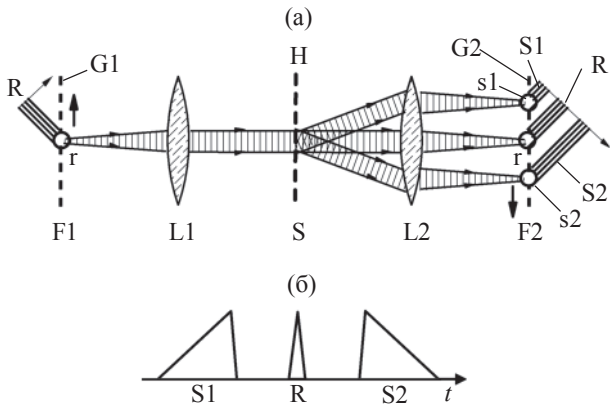


Рис. 3. Восстановление спектральной голограммы.

сутствии преград в плоскости спектра S, волна спектрального разложения импульса, формируемая левой ветвью прибора, преобразуется правой ветвью в импульс, не отличающийся от исходного.

Поместим в плоскость S спектральную голограмму H (полученную в схеме рис. 2) и направим на диспергирующий элемент G1 опорный импульс R.

Чтобы рассмотреть процесс восстановления, мысленно остановим бегущий точечный излучатель r , создаваемый опорным импульсом на плоскости решетки G1. Линза L1 преобразует излучение источника r , в плоскопараллельный пучок, падающий на голограмму H. В результате дифракции этого пучка на периодической структуре голограммы создаются дополнительно два новых пучка, соответствующих порядкам дифракции +1 и -1. Все три пучка проецируются линзой L2 на плоскость F2 (и решетку G2). Поэтому на плоскости F2 формируются три излучателя: s_1 , r и s_2 .

Рассмотрим теперь, что происходит при движении волнового пакета R и, соответственно, излучателя r . Как и на рис. 2, это приведет к формированию вблизи голограммы H вращающейся волны спектрального разложения импульса R. При вращении волны, падающей на голограмму H, две дифрагированные волны вращаются синхронно. Эти волны фактически являются вновь созданными (восстановленными) копиями волны спектрального разложения сигнала импульса и сигнала импульса, обращенного во времени. Все три волны спектрального разложения проецируются линзой L2 на фокальную плоскость F2 и решетку G2 в виде трех бегущих изображений s_1 , r и s_2 , которые движутся по решетке G2 вниз. Используя простейшее построение Гюйгенса-Френеля, нетрудно просуммировать сферические волны, испускаемые бегущими излучателями s_1 , r и s_2 , и показать, что эти волны формируют три волновых пакета – восстанавливающий (R), восстановленный (S1) и восстановленный с обращением во времени (S2).

Пример расположения этих трех импульсов в шкале времени t показан на рис. 3б. Разделение импульсов в шкале времени обусловлено несущей частотой спектральной голограммы, обсуждаемой выше (рис. 2).

Отметим, что вместо разделения импульсов в шкале времени при записи и восстановлении голограммы можно применить их пространственное разделение. Для этого используется третья пространственная координата, перпендикулярная плоскости рисунков 2 и 3. На спектральной голограмме в этом случае формируется пространственная частота, направленная перпендикулярно направлению дисперсии спектрального разложения.

Этот способ может быть особенно полезен при Фурье-анализе не слишком коротких оптических импульсов. Действительно, при разделении импульсов по времени соотношение (1) должно соблюдаться не только для длительностей импульсов, но и для их относительных задержек. Это является дополнительным ограничением возможностей Фурье-анализа импульсов в оптике. При пространственном разделении импульсов это ограничение устраняется.

Регистрация, восстановление, обращение во времени и опознавание сверхкоротких световых импульсов методом спектральной голографии были экспериментально продемонстрированы для пикосекундных [11], фемтосекундных [12] и наносекундных [13] лазерных импульсов.

На рис. 4 и 5 показаны аппаратура и экспериментальные результаты применения спектральной голографии к наносекундным импульсам [13]. Как

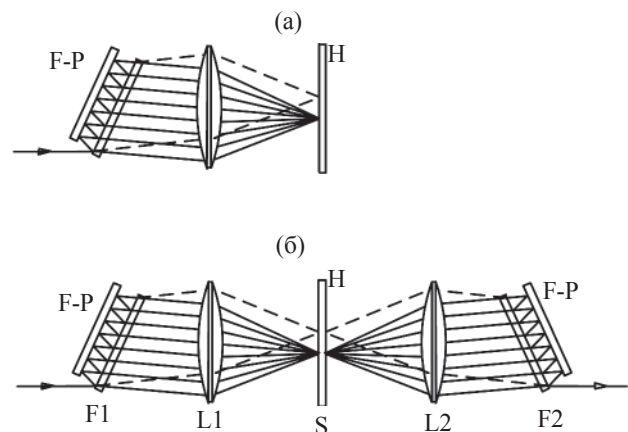


Рис. 4. Аппаратура спектральной голографии наносекундных оптических импульсов: а – спектральный прибор, используемый при записи голограммы; б – спектральный прибор, используемый при восстановлении голограммы (показана развертка автоколлимационного прибора, фактически интерферометр используется двукратно); F-P – интерферометр Фабри-Перо с боковым входом, L1, L2 – Фурье-линзы, S – плоскость спектра, H – голограмма.

отмечалось, Фурье-анализ наносекундных импульсов находится на грани возможностей оптики. Этот анализ возможен только с применением интерферометра Фабри–Перо. Действительно, в качестве диспергирующего элемента в работе [13] использовался интерферометр Фабри–Перо (см. рис. 4) с временем затухания $T \approx 10$ нс. По причинам, указанным выше, опорный, сигнальный и восстановленные импульсы разделялись пространственно. Существенная особенность этих экспериментов заключалась также в том, что, благодаря сравнительно большой длительности импульсов, их форма могла быть измерена непосредственно фотоэлектрическим способом. Это сильно затруднено или невозможно в случае более коротких импульсов. Экспериментальные результаты работы [13] показаны на рис. 5.

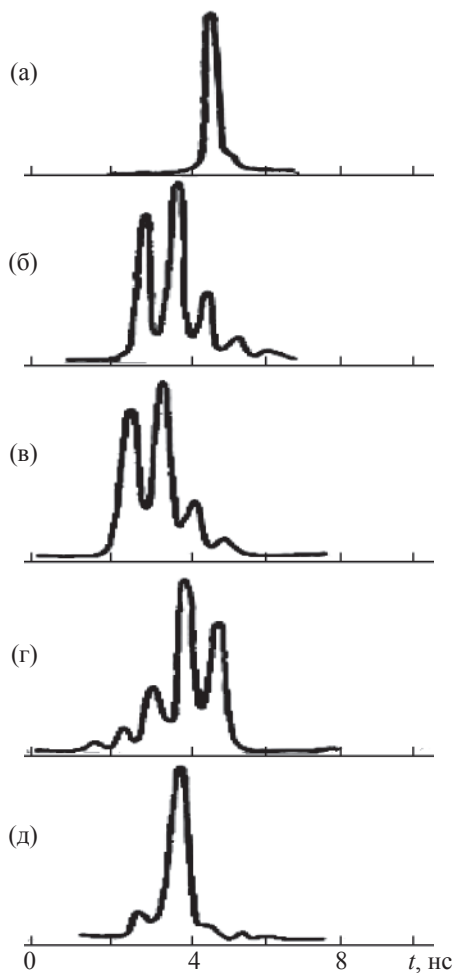


Рис. 5. Восстановление, обращение во времени и опознавание наносекундных оптических импульсов (эксперимент). Изображены следующие импульсы: а – опорный, б – сигнальный, в – восстановленный, г – восстановленный с обращением времени, д – результат опознавания сигнального импульса (см. раздел “Импульсная Фурье-оптика”).

Естественным развитием спектральной голографии явился переход от использования тонких двумерных регистрирующих сред к объемным (трехмерным средам) [14–16], т. е. к использованию принципов голографии Денисюка. Как отмечалось, волна спектрального разложения является носителем Фурье-спектра в слое, окружающем плоскость спектра, толщина которого равна дифракционной глубине фокуса. Эта толщина может составлять порядка 100 длин волн, что достаточно для реализации голограммы в объемной среде.

Запись (а) и восстановление (б) оптического импульса методом объемной спектральной голографии иллюстрируются рис. 6.

При записи (рис. 6а) используется двойной спектральный прибор, подобный изображенному на рис. 3. Слой объемного светочувствительного материала, предназначенного для записи голограммы (Н), установлен симметрично относительно плоскости спектра S прибора. Опорный (Ref) и сигнальный (Sig) импульсы посылаются навстречу друг другу таким образом, чтобы направления дисперсии их Фурье-спектров совпадали на плоскости спектра S. Картина интерференции встречных волн спектрального разложения имеет веерообразный вид, поскольку длина волны зависит от поперечной координаты на голограмме.

При восстановлении (рис. 6б) копия опорного импульса (Ref) направляется в прибор таким же образом, как и при записи. Волна спектрального разложения сигнального импульса восстанавливается при отражении волны спектрального разложения опорного импульса от многослойной голограммы Н. Поэтому восстановленный сигнальный импульс (Sig) выходит из прибора в противоположном направлении. На рис. 6б показан также виртуаль-

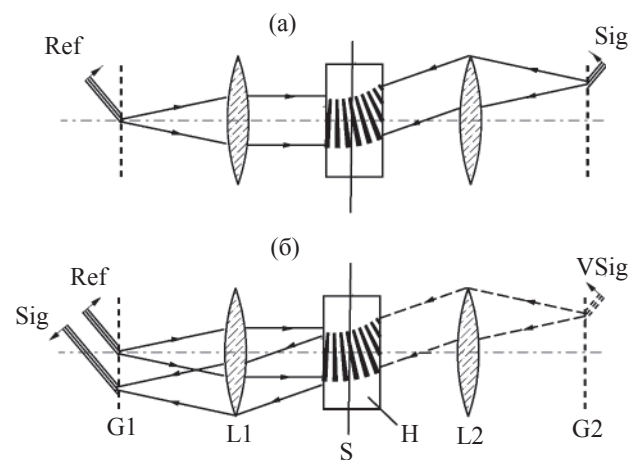


Рис. 6. Регистрация (а) и восстановление (б) трехмерной спектральной голограммы.

ный сигнальный импульс (V_{Sig}), который копирует реальный сигнальный импульс, входящий в прибор при записи голограммы. Благодаря известным свойствам голограммы Денисюка, восстановленный импульс автоматически отделен от восстанавливающего направлением распространения, а обращенный во времени сигнальный импульс отсутствует. Если ввести восстанавливающий импульс с противоположной стороны прибора рис. 6 (на решетку G₂), то при отражении от голограммы будет восстановлен комплексно-сопряженный Фурье-спектр и, следовательно, сигнальный импульс, обращенный во времени.

Спектральная голография в объемной среде была продемонстрирована экспериментально в работе [17].

Импульсная Фурье-оптика

Описанные выше когерентные преобразования временных сигналов при дифракции их волн спектрального разложения имеют весьма близкую аналогию с когерентными преобразованиями пространственных сигналов (изображений) в Фурье-оптике и Фурье-голографии. Важно, что эта аналогия носит не только формальный характер, но также относится к аппаратным средствам реализации линейных преобразований пространственных и временных оптических сигналов.

Действительно, двойной спектральный прибор, изображенный на рис. 3, может быть получен из схемы оптического Фурье-процессора [7], если на входе и выходе этой схемы установить спектральные диспергирующие элементы [18]. В обозначениях рис. 3 действие оптического Фурье-процессора заключается в получении на плоскости S с помощью линзы L₁ спектра пространственных частот некоторого изображения, помещенного на плоскости F₁, фильтрации этого спектра транспарантом и восстановлении нового изображения линзой L₂.

Как отмечалось, благодаря наклонному расположению волнового пакета WP относительно входной плоскости F, пространственный профиль “бегущего” излучателя LS повторяет временной профиль падающего на решетку импульса. Поэтому можно считать, что роль диспергирующих элементов G₁ и G₂, установленных на входе и на выходе обычного Фурье-процессора, состоит в преобразовании временного сигнала в пространственный на входе и обратном преобразовании на выходе. Это позволяет ввести импульсную Фурье-оптику [18], которая использует весь арсенал классической Фурье-оптики (включая Фурье-голографию) применительно к световым импульсам.

Наиболее ярким примером рассматриваемой аналогии можно считать временной фильтр Вандер-

Люгта [4, 5, 18]. Хорошо известный фильтр Вандер-Люгта, применяемый для опознавания изображений, представляет собой Фурье-голограмму, в которой используется сопряженная составляющая [19]. Спектральная голограмма также может быть фильтром Вандер-Люгта, но не для изображения, а для светового импульса. Пусть при восстановлении спектральной голограммы (например, в схеме рис. 3) на вход прибора вместо опорного импульса подается сложный сигнальный импульс, который был ранее записан на этой голограмме. Тогда один из двух импульсов, полученных в результате дифракции на голограмме, а именно, импульс, соответствующий обращению во времени, будет более интенсивным и коротким, чем при использовании любого другого входящего импульса. Это означает реализацию опознавания, или согласованной спектральной фильтрации временного сигнала. На рис. 5 показан результат опознавания наносекундного импульса при использовании схемы рис. 4б. Голограмма была записана при интерференции спектров опорного (а) и сигнального (б) импульсов. Если на вход прибора рис. 4б подается сигнальный импульс (б), то на выходе детектируется короткий импульс (д), что и свидетельствует об опознавании.

Заметим также, что, поскольку Фурье-голограммы пространственного или временного сигнала фактически неразличимы, устройства пространственной и временной Фурье-оптики могут быть совместно использованы для преобразования пространственных сигналов во временные и обратно. Это относится, в частности, и к спектральной нелинейной оптике, рассмотренной ниже.

Спектральная нелинейная оптика

Осознание возможностей голографии Денисюка привело в свое время к развитию динамической голографии. При динамической голографии регистрирующая объемная среда изменяет свое состояние динамически и обратимо, отслеживая изменение падающих на нее излучений. Динамическую спектральную голографию можно себе представить, если заменить (например, в схемах рис. 6) однократно регистрирующую среду на обратимую динамическую среду. При этом возникает вопрос о том, сколь быстрой должна быть реакция среды, используемой в спектральной динамической голографии. Для определения быстродействия потребуем, чтобы среда успевала реагировать на вращение падающей на нее волны спектрального разложения. Вращение волны спектрального разложения происходит синхронно с распространением импульса. Поэтому требуемое время реакции среды можно оценить, как временное разрешение профиля све-

тового импульса. Из теоремы Котельникова следует, что временное разрешение импульса равно $1/2f_0$, где f_0 – ширина спектра. Следовательно, быстродействие динамической среды должно быть не хуже, чем половина обратной ширины спектра исследуемых импульсов.

Учитывая, что сверхкороткий импульс может иметь ширину спектра, сопоставимую с его средней частотой, это означает, что необходимые динамические среды являются типичными средами нелинейной оптики. Особенно важными с этой точки зрения являются среды с электронной нелинейностью (нелинейные кристаллы), быстродействие которых сопоставимо с оптическими частотами.

Рассмотрим теперь возможности преобразования временных сигналов, возникающих при нелинейных взаимодействиях волн спектрального разложения [20, 4, 5]. С помощью надлежащим образом построенных оптических систем, вблизи одной и той же плоскости спектра могут быть совмещены волны спектрального разложения нескольких световых импульсов. Кроме того, на ту же плоскость могут быть спроектированы неподвижные монохроматические изображения. Если мы теперь заполним окрестность плоскости спектра некоторой оптически нелинейной средой, то, в принципе, все указанные волны могут взаимодействовать в этой среде. Такое взаимодействие приводит к появлению новых волн, которые, в общем случае, могут оказаться волнами спектрального разложения новых временных сигналов или новыми конфигурациями монохроматических волн. Совокупность оптических нелинейных процессов, происходящих с участием волн спектрального разложения, может быть названа спектральной нелинейной оптикой [4].

Мы ограничимся случаем, когда монохроматические волны, участвующие во взаимодействии или генерируемые в результате взаимодействия волн, являются волнами Фурье-разложения монохроматических изображений. При этом условии общей задачей спектральной нелинейной оптики можно считать формирование нового Фурье-разложения временного либо пространственного сигнала в результате мультипликативного взаимодействия исходных Фурье-разложений временных и пространственных сигналов. Под мультипликативным взаимодействием мы понимаем взаимодействие, при котором вновь генерируемый сигнал пропорционален произведению прямых или сопряженных амплитуд исходных сигналов.

Считая, что входными и выходными сигналами при таком преобразовании являются оптические импульсы и изображения, мы можем рассмотреть следующую общую процедуру. Мы имеем несколько исходных импульсов и изображений, формиру-

ем их спектры, проецируем эти спектры на нелинейную среду и получаем мультипликативным образом новый спектр импульса или изображения. Далее, с помощью обратного Фурье-преобразования, генерируем новый импульс или новое изображение. Нетрудно видеть, что вновь генерируемый пространственный или временной сигнал связан с исходными пространственными и временными сигналами преобразованиями типа свертки и корреляции. Такое преобразование можно назвать корреляционным. Отметим, что обычная оптика сверхкоротких импульсов является мультипликативной.

Таким образом, принципиальное отличие спектральной нелинейной оптики от обычной нелинейной оптики импульсов заключается в отличии корреляционного преобразования от мультипликативного. Это отличие позволяет в спектральной нелинейной оптике осуществлять преобразования сигналов, недоступные обычной нелинейной оптике.

Общая теория спектральной нелинейной оптики без ограничения порядка взаимодействия и вида взаимодействующих волн рассмотрена в [20]. Отметим ее наиболее существенные возможности [4, 5, 20]: а) сокращение или удлинение временного сигнала при сохранении его формы, б) сверхбыстрое обращение оптического импульса во времени, в) сверхбыстрая взаимная корреляционная обработка временных и пространственных сигналов, г) сверхбыстрое преобразование временного сигнала в пространственный или пространственного во временной.

К настоящему времени были исследованы теоретически и экспериментально трехволновые и четырехволновые взаимодействия спектральной нелинейной оптики.

Четырехволновые взаимодействия в спектральной нелинейной оптике предложены и подробно рассмотрены в [4, 20]. Основным интересом здесь представляют сверхбыстрые пространственно-временные и время-пространственные преобразования сигналов. В этом случае во взаимодействии участвуют две волны спектрального разложения, отвечающие двум импульсам, и две монохроматических волны, представляющие пространственные спектры двух одномерных изображений. В терминах голографии можно наглядно описать указанные два варианта преобразования сигналов:

1. Динамическая запись в монохроматических волнах объемной голограммы одномерного изображения и одновременное восстановление этой голограммы волной спектрального разложения дельтаобразного импульса. В результате происходит сверхбыстрое преобразование изображения в оптический импульс.

2. Динамическая запись объемной спектральной голограммы сложного импульса и одновременное

восстановление спектральной голограммы плоской монохроматической волной. В этом случае происходит сверхбыстрое преобразование оптического импульса в изображение.

Экспериментально четырехволновые преобразования рассмотренного типа были продемонстрированы в работах [21–23].

Сверхбыстрое время-пространственное преобразование, основанное на трехволновой спектральной нелинейной оптике, было предложено и продемонстрировано экспериментально в работе [24]. На рис. 7 изображена схема, сочетающая Фурье-преобразования временного и пространственного сигналов. Левая ветвь схемы является спектральным прибором, подобным изображенному на рис. 1. Эта ветвь формирует Фурье-спектр импульса на плоскости S. Правая ветвь схемы является устройством Фурье-оптики. Эта ветвь, с помощью линзы L2 осуществляет обратное Фурье-преобразование монохроматического спектра пространственных частот, проецируемого на плоскость S, в когерентное изображение на плоскости F2.

Два коротких волновых пакета WP1 и WP2 падают на дифракционную решетку G. Их направления распространения выбраны таким образом, что дисперсии волн спектрального разложения SDW1 и SDW2 на плоскости S равны по величине, но противоположны по направлению. Пусть один из импульсов – WP1 (опорный) – является дельтаобразным, а импульс WP2 (сигнальный) может иметь сложную структуру. (Для упрощения на рис. 7 показан простой частный случай, когда оба импульса являются дельтаобразными.)

Фурье-спектры опорного и сигнального импульса проецируются на плоскость спектра S. Распределение амплитуды излучения $A(x)$ на плоскости спектра S можно в общем случае записать следующим образом [4, 5]:

$$A(x) = w(t)S(\alpha x) \exp(i2\pi\alpha x t) \exp(i2\pi\nu_0 t).$$

Здесь t – время, x – пространственная координата в направлении спектрального разложения, ν_0 – несущая частота, $S(f)$ – Фурье-спектр импульса, падающего на вход спектрального прибора, в зависимости от частоты f , отсчитываемый от несущей частоты ν_0 , α – коэффициент дисперсии, $w(t)$ – временное окно, ограничивающее продолжительность волны спектрального разложения.

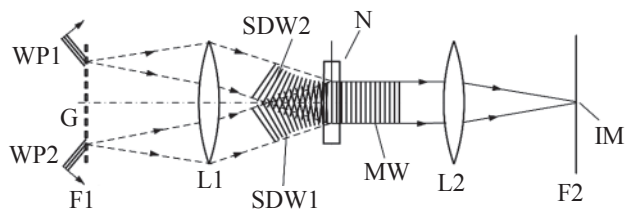


Рис. 7. Сверхбыстрое время-пространственное преобразование методом трехволновой спектральной нелинейной оптики. Схема процесса.

Обозначим спектр сигнального импульса $S_2(f)$. Тогда распределение поля на плоскости S имеет вид

$$A_2(x) = w(t)S_2(\alpha x) \exp(i2\pi\alpha x t) \exp(i2\pi\nu_0 t).$$

Фурье-спектр опорного импульса $S_1(f)$ содержит приблизительно однородное распределение амплитуды и фазы, поэтому мы можем записать $S_1(f) = \text{const} = S_1$. Следовательно, в этом случае распределение поля на плоскости спектра можно записать в виде:

$$A_1(x) = w(t)S_1 \exp(-i2\pi\alpha x t) \exp(i2\pi\nu_0 t).$$

Здесь мы учли, что коэффициенты дисперсии двух спектральных разложений отличаются по знаку.

Поместим в плоскости спектра S нелинейный кристалл N, в котором возможна генерация второй гармоники. При генерации суммы частот мы получаем произведение амплитуд исходных излучений. Поэтому распределение поля суммарной частоты имеет вид $B(x) = \text{const} = A_1(x)A_2(x)$. Выполняя умножение, получим:

$$B(x) = \text{const}w^2(t)S_1S_2(\alpha x) \exp(i4\pi\nu_0 t).$$

Нетрудно видеть, что мы получили монохроматическую волну с удвоенной частотой. Пространственный профиль этой волны $B(x)$ повторяет профиль спектра сигнального импульса $S_2(f)$. Поэтому после преобразования волны суммарной частоты правой ветвью схемы рис. 7 мы получим на плоскости F2 амплитудно-фазовое монохроматическое изображение сигнального импульса (ИМ).

Наглядно этот результат можно понять, если рассмотреть неколлинеарную генерацию второй гармоники двух монохроматических вращающихся волн (каковыми являются волны SDW1 и SDW2). Излучение второй гармоники направлено по биссектрисе угла, образованного двумя исходными волнами. Так как волны SDW1 и SDW2 вращаются синхронно, но в противоположных направлениях, биссектриса угла и направление луча второй гармоники остаются стабильными. Это и означает получение монохроматической волны второй гармоники, содержащей фронт волны SDW2.

На рис. 8 показаны первые результаты получения изображения импульса (сверхбыстрого пространственно-временного преобразования) методом трехволновой спектральной нелинейной оптики [24]. Эксперименты в этой области спектральной нелинейной оптики были выполнены затем в [25–27].

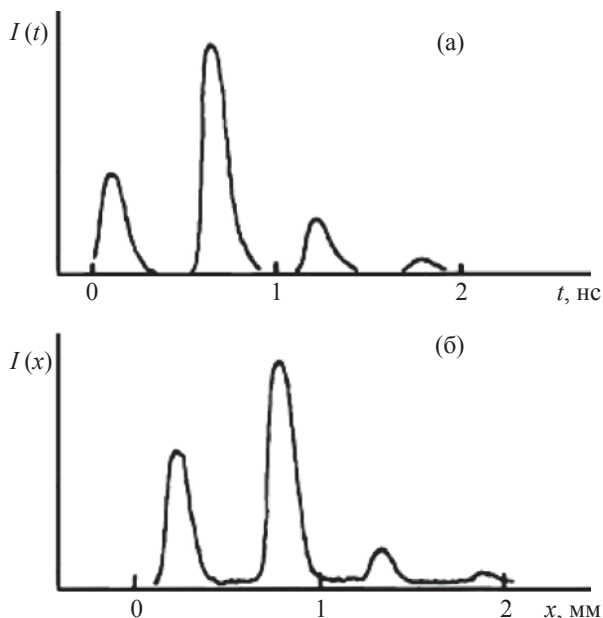


Рис. 8. Сверхбыстрое время-пространственное преобразование по схеме рис. 7. (эксперимент): а – исходный оптический импульс, б – изображение этого импульса, полученное в результате время-пространственного преобразования.

Потенциальные применения спектральной нелинейной оптики относятся к сверхбыстродействующим (сверхширокополосным) системам обработки и передачи информации.

Отметим одно из такого рода применений, относящееся к системам оптической связи. Важной задачей оптической связи является демультиплексирование сигналов на выходе оптического канала связи, если на входе в канал связи они были мультиплексированы с разделением во времени. От скорости демультиплексирования зависит пропускная способность систем оптической связи. Полностью оптические системы демультиплексирования потенциально обладают преимуществом – более высокой производительностью по сравнению с электрооптическими. Применение спектральной нелинейной оптики для демультиплексирования информационных потоков в оптических системах связи было предложено в работах [20, 21, 24, 4, 5].

Рассмотрим применение для этой цели описанного выше спектрального трехволнового взаимодействия. Устройство типа рис. 7 позволяет преобразовать последовательность N сверхкоротких импульсов в изображение, состоящее из N независимых элементов, со скоростью, недоступной оптоэлектронным переключателям. Это преобразование эквивалентно демультиплексированию. В работе [28] такое применение трехволновой спектральной нелинейной оптики продемонстрировано эксперимен-

тально для типичной длины волны телекоммуникационных систем 1,55 мкм. Было осуществлено демультиплексирование пакетов фемтосекундных импульсов при скорости конверсии пакетов, достигающей сотен МГц, и скорости передачи данных около 500 Гбит/сек.

Литература

1. Харкевич А.А. Спектры и анализ. М.: ГИ ФМЛ, 1962. 236 с.
2. Wood R.W. Physical Optics. N. Y.: McMillan, 1934. Перевод: Вуд Р. Физическая оптика. Л.–М.: ОНТИ, 1936. 895 с.
3. Born M. Wolf E. Principles of Optics. Oxford, London, Edinburgh, N.Y., Paris, Frankfurt, Pergamon, 1964. Перевод: Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
4. Mazurenko Yu.T. Holography of wave packets // Appl. Phys. 1990. Vol. B50. № 2. P. 101–114.
5. Mazurenko Yu.T. Time-domain Fourier transform holography and possible application in signal processing // Opt. Engin. 1992. Vol. 31. № 4. P. 739–749.
6. Mazurenko Ю.Т. Спектральная когерентная оптика // Оптический журнал. 1998. Т 65. № 10. С. 5–12.
7. Goodman J. W. Introduction to Fourier Optics. San-Francisco, N.Y., St. Louis, Toronto, London, Sydney; McGraw-Hill, 1968. Перевод: Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
8. Froehly C., Colombeau B., Vainpouille M. Shaping and Analysis of Picosecond Light Pulses // Progress in Optics. 1983. Vol. 20. P. 63–153.
9. Мазуренко Ю.Т. Интерференция спектрально разложенного света // Опт. и спектр. 1984. Т. 57. Вып. 4. С. 583–584.
10. Мазуренко Ю.Т. Регистрация и восстановление ультракоротких импульсов с помощью интерференции спектрально разложенного света // Квант. электроника, 1985. Vol. 12. № 3. С. 1235–1241.
11. Мазуренко Ю.Т., Путилин С.Э., Кузнецов И.И. и др. Регистрация, восстановление и обращение во времени световых импульсов методом голографии волн спектрального разложения // Опт. и спектр. 1991. Т. 71. Вып. 3. С. 385–388.
12. Weiner A.M., Leaird D.E., Reitze D.H., Pack E.G. Femtosecond Spectral holography // IEEE J. Quant. Electron. 1992. Vol. 28. № 10. P. 2251–2261.
13. Mazurenko Yu.T., Putilin S.E., Bogdanov V.L. et al. Spectral holography of pico- and nanosecond optical pulses // Optics and Laser Techn. 1996. Vol. 218. № 4. P. 285–290.
14. Мазуренко Ю.Т. Регистрация и восстановление световых импульсов с помощью объемных голографических спектрограмм // Опт. и спектр. 1985. Т. 59. Вып. 3. С. 608–614.

15. *Mazurenko Yu.T.* Регистрация, восстановление и преобразование световых импульсов с помощью объемных спектральных голограмм // Оптическая голография с записью в трехмерных средах / Под ред. Денисюка Ю.Н. Ленинград: Наука, 1986. С. 91–104.
16. *Mazurenko Yu.T.* Three-dimensional holography of nonstationary waves // Proc. of SPIE. 1989. Vol. 1238. С. 85–96.
17. *Oba K., Sun P.-C., Fainman Y.* Nonvolatile photorefractive spectral holography, Opt. Lett. 1998. Vol. 23. № 12. 915–916.
18. *Mazurenko Yu.T.* Импульсная Фурье-оптика // Опт. и спектр. 1984. Т. 57. вып. 1. С. 8–11.
19. *Сороко Л.М.* Основы голографии и когерентной оптики. М.: Наука, 1971.
20. *Мазуренко Ю.Т.* Нелинейная оптика спектрально разложенных волновых пакетов // Опт. и спектр. 1985. Т. 59. Вып. 1. С. 57–62.
21. *Ema K., Kuvata-Gonokami E., Shimizu F.* All-optical sub-Tbit/s serial-to-parallel conversion using excitonic giant nonlinearity // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59. № 22. P. 2799–2801.
22. *Marom D.M., Panasenko D., Pang-Chen Sun., Fainman Y.* Spatial-temporal wave mixing for space-time conversion // Opt. Lett. 1999. Vol. 24. № 8. P. 563–565.
23. *Marom D., Panasenko D., Pang-Chen Sun., Fainman Y.* Femtosecond-rate space-to-time conversion. // Journ. Opt. Soc. Am. B. 2000. Vol. 17. № 10. P. 1759–1773.
24. *Mazurenko Yu.T., Spiro A.G., Putilin S.E. et al.* Time-to-space conversion of fast signals by the method of spectral nonlinear optics // Opt. Commun. 1994. Vol. 118. № 5–6. P. 594–600.
25. *Mazurenko Yu.T., Putilin S.E., Spiro A.G. et al.* Ultrafast time-to-space conversion of phase by the method of spectral nonlinear optics // Opt. Lett. 1996. Vol. 21. № 21. P. 1753–1755.
26. *Sun P.C., Mazurenko Y., Fainman Y.* Femtosecond pulse imaging: Ultrafast optical oscilloscope // Appl. Opt. 1997. Vol. 36. № 5. P. 1159–1170.
27. *Kan'an A.M., Weiner, A.M.* Efficient time-to-space conversion of femtosecond optical pulses // Journ. Opt. Soc. Am. B. 1998. Vol. 15, № 3. P.1242–1245.
28. *Jung-Ho Chung, Weiner A.M.* Real-time detection of femtosecond optical pulse sequences via time-to-space conversion in the lightwave communications band // Journ. Lightwave Techn. 2003. Vol. 21, № 12. P. 3323–3333.

ТЕРАГЕРЦОВАЯ ГОЛОГРАФИЯ И ИНТРАВИДЕНИЕ

В. Г. БЕСПАЛОВ, доктор физ.-мат. наук, А. А. ГОРОДЕЦКИЙ

СПбГУ ИТМО (Санкт-Петербург)

E-mail: bespalov@admiral.ru

В статье описано построение модели получения и численного восстановления амплитудных голограмм с помощью импульсного широкополосного терагерцового излучения. С помощью численного моделирования получены и восстановлены голограммы амплитудного и фазового экранов произвольной формы. Также представлена и обсуждена схема для проведения экспериментов по интравидению с использованием данной методики численного восстановления.

Введение

Терагерцовая (ТГц) область частот (300 ГГц – 10 ТГц) представляет собой довольно значительную часть спектра оптического излучения, находящуюся между микроволновой радиочастотной и инфракрасной областью. В отличие от последних, ТГц область до последнего времени оставалась практически неизученной, что связано с отсутствием как источников достаточно мощного терагерцового излучения, так и приемников, способных зарегистрировать излучение в данной области спектра.

За последние пятнадцать лет, вместе с развитием фемтосекундных твердотельных лазеров (в особенности лазеров на кристаллах сапфира, активированных ионами титана) и микроэлектроники, в исследованиях терагерцовой области наметился значительный сдвиг. Появилось несколько новых способов генерации, управления его параметрами и детектирования ТГц излучения.

В настоящее время развиваются несколько направлений создания когерентных импульсных источников ТГц диапазона [1]. В начале 90-х годов было показано, что при освещении некоторых фотополупроводников фемтосекундными импульсами света поверхность образцов излучает когерентные сверхкороткие широкополосные импульсы в дальнем ИК диапазоне спектра. Эффект генерации электромагнитного излучения поверхностью полупроводника при таком возбуждении объясняется динамикой образования фотоносителей – электронно-дырочных пар и их сверхбыстрым движением в приповерхностном электрическом поле. Согласно уравнениям Максвелла, возникающий при этом приповерхностный ток $J(t)$ вызывает генерацию электромагнитного импульса $E(t) \sim \partial J / \partial t$, обычно в виде одного колебания со спектром, определяемым Фурье-преобразованием его временной формы [2]. Таким образом, поверхность полупроводника работает как динамическая фотопроводящая антенна,

излучающая импульсы широкополосного электромагнитного излучения длительностью в сотни фемтосекунд. Центральная частота ТГц излучения в фотополупроводниках, как правило, находится в районе 1–2 ТГц. Обычно в качестве источников накачки используются фемтосекундные лазеры на сапфире с титаном (Ti:S) с длиной волны генерации 800 нм, достаточной для возбуждения электронно-дырочных пар во многих полупроводниках, а в качестве генераторов терагерцового излучения широко используются полупроводниковые кристаллы GaAs, InP и InAs. Для увеличения эффективности генерации терагерцового излучения полупроводниковые кристаллы помещаются в электрические [3] или магнитные [4, 5] поля. Наряду с возбуждением фотоносителей, ТГц излучение может генерироваться в процессе коллективного оптического возбуждения электронов в гетероструктурах и квантовых ямах. Возможно получение ТГц излучения при фокусировке первой и второй гармоник излучения фемтосекундного лазера в воздух, при нелинейно-оптическом детектировании (выпрямлении) высокоинтенсивного фемтосекундного импульса [6]. Эффективное ТГц импульсное излучение всего в два периода колебаний было получено при использовании биполярной фотопроводящей антенны [7].

Для детектирования ТГц излучения могут использоваться также несколько методов. Измерение средней мощности излучения возможно с помощью акусто-оптических приемников и низкотемпературных болометров. В качестве приемника терагерцового излучения может использоваться фотопроводящая антенна при синхронной подаче на нее фемтосекундных световых импульсов [8], электрооптическая схема, впервые продемонстрированная 10 лет назад [9], обладает широкой полосой детектирования и возможностью параллельной обработки изображений. В электрооптической схеме детектирования двулучепреломление в кристалле вызывается действием электрической компоненты

терагерцового излучения, которая модулирует состояние поляризации пробного пучка фемтосекундного светового импульса при его прохождении через кристалл. Временная эволюция электрического поля ТГц импульса может быть получена при изменении времени задержки (прихода) короткого фемтосекундного импульса (30...100 фс) на кристалл относительно более длинного ТГц импульса (как правило, 1...10 пс). Последовательно изменяя время задержки и измеряя изменение состояния поляризации фемтосекундного светового импульса, проходящего через различные точки кристалла, можно получить зависимость электрического поля ТГц импульса от времени и от поперечных координат.

Ультракороткие ТГц оптические импульсы в настоящее время перспективны для внутренней и внешней связи в интегральных схемах, для целей спектроскопии дальнего ИК диапазона с разрешением во времени и химического определения состава сложных соединений, для создания ТГц радаров, для целей оптической ТГц томографии с разрешением во времени (T-ray imaging) [10, 11].

ТГц излучение имеет огромный потенциал для применений в диагностике, дистанционном зондировании, спектроскопии химических и биологических объектов. Действительно, оно охватывает актуальный спектральный диапазон колебательных, вращательных и трансляционных линий широкого класса органических и биологических молекул. Беспрепятственное проникновение сквозь дымы и туманы, одежду, бумагу, дерево, пластмассу, керамику и другие материалы открывает широкие возможности интравидения с разрешением вплоть до 100 мкм и высоким отношением сигнал/шум вследствие малости рэлеевского рассеяния излучения в этом диапазоне. Малость энергии терагерцовых квантов и связанный с этим неионизирующий характер терагерцового излучения открывают широкие возможности для его использования в биологии и медицине. В то же время энергия терагерцовых квантов соответствует колебательной энергии важных биологических молекул, включая молекулы ДНК и РНК. Это позволяет осуществлять целенаправленное воздействие на них как в исследовательских, так и медицинских целях, стимулируя или подавляя развитие вирусов, клеток и их компонентов. Не менее перспективным с точки зрения практики является применение терагерцового излучения в медицине для визуализации, голографирования и томографии тканей, терапии и хирургии. Разработка научно-технических основ использования электромагнитного излучения терагерцового диапазона спектра в голографии и томографии, несомненно, послужит прогрессу в данной области, приведет к созданию нового направления – тераграфии – кото-

рое, несомненно, займет свое место наряду с такими известными, как рентгеноскопия, когерентная оптическая томография и ЯМР-томография [1].

1. Схема наблюдения ТГц излучения

Основная идея предлагаемой ТГц голографической системы состоит в измерении амплитудно-фазового пропускания в различных точках объекта, прозрачного в диапазоне 0,1...2 ТГц, и дальнейшей математической обработке полученных данных.

Предполагаемая экспериментальная схема представлена на рис. 1. В оптической схеме лазерный пучок от фемтосекундного лазера разделяется на пробный пучок и пучок накачки. Пучок накачки падает на полупроводниковый кристалл InAs, помещенный в постоянное магнитное поле, где путем возбуждения фотоносителей и происходит генерация ТГц излучения, которое потом собирается параболическим зеркалом, после чего освещает объект. Объект обладает некоторым амплитудно-фазовым пропусканием и при прохождении сквозь него происходит дифракция ТГц излучения. Пробный пучок, предварительно расширенный с помощью системы линз 5–6, и терагерцовый коллинеарно проходят через электрооптический кристалл ZnTe, после чего измеряется изменение состояния поляризации прошедшего пробного излучения в

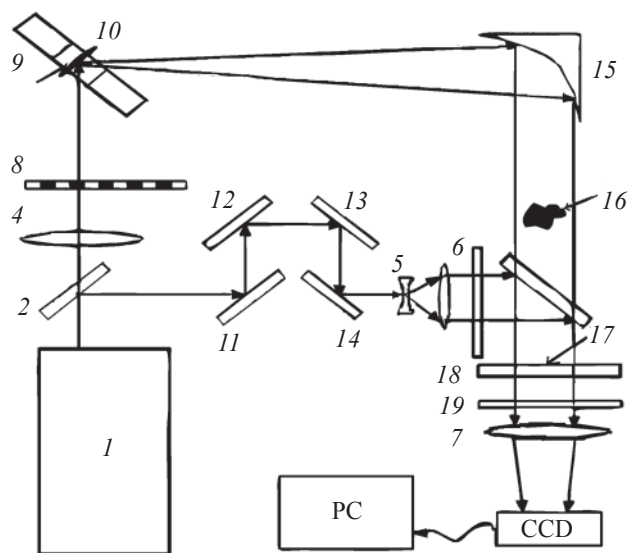


Рис. 1. Экспериментальная схема наблюдения ТГц излучения. 1 – лазер фемтосекундных световых импульсов, 2, 3 – делители пучка, 4, 5, 6, 7 – линзы, 8 – стробоскоп, 9 – кристалл InAs, 10 – постоянный магнит, 11, 12, 13, 14 – зеркала линии оптической задержки, 15 – параболическое зеркало, 16 – объект, 17 – кристалл ZnTe, 18, 19 – поляризаторы.

каждой точке с использованием ПЗС матрицы. ТГц излучение в кристалле наводит двулучепреломление вследствие электрооптического эффекта. Картина двулучепреломления повторяет пространственное распределение амплитуды ТГц излучения, а при освещении кристалла поляризованной оптической волной фемтосекундного Ti:S лазера пространственная картина может быть зарегистрирована обыкновенной ПЗС-камерой. С помощью линии оптической задержки производится изменение времени пересечения терагерцового излучения и пробного пучка в кристалле таким образом, что, измеряя при различных задержках картину двулучепреломления, можно измерить зависимость амплитуды ТГц излучения от времени в различных точках изображения объекта $E(x, y, t)$. Ниже мы покажем, как с использованием данной зависимости можно восстановить картину исходного объекта.

Используя Фурье преобразование $E(x, y, t)$, можно также получить спектр пропускания в конкретных точках объекта $U(x, y, \lambda)$, а также вычислить величину диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, y)$.

2. Построение и восстановление изображений с помощью сверхширокополосных ультракоротких ТГц импульсов

Так как при детектировании терагерцового излучения мы получаем временную зависимость электрического поля $E(x, y, t)$ ТГц импульсов в каждой точке плоскости электрооптического кристалла, становится возможным восстановить образ регистрируемого объекта, изображение которого формируется плоской ПЗС матрицей, что в случае, например, обычных методов регистрации монохроматического излучения было бы просто невозможно. Рассмотрим схему расположения объекта и голограммы (рис. 2). Объект освещается сверхширокополосным ТГц излучением, занимающим по крайней мере 8 октав (0,5...4 ТГц), со спектром, показанным на рис. 3. Для упрощения спектр представляется в виде 32 компонент ряда Фурье.

Рассмотрим объект, обладающий амплитудно-фазовым пропусканием, с которым связана система координат (x, y) . Плоскость регистрирующего экрана параллельна плоскости объекта и находится на расстоянии l от него. С плоскостью экрана связана система координат (ξ, η) , оси которой параллельны осям плоскости (x, y) .

Используя математическое выражение принципа Гюйгенса–Френеля, нетрудно [12] найти амплитуду поля монохроматического излучения длины волны в точке голограммы (ξ, η)

$$U(\xi, \eta, \lambda) = \iint_A h(\xi, \eta, x, y, \lambda) U(x, y, \lambda) dx dy, \quad (1)$$

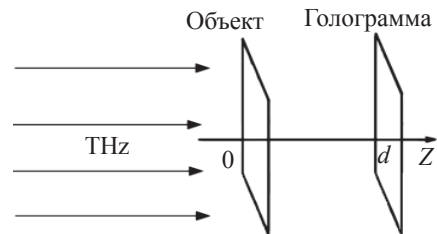


Рис. 2. Схема расположения объекта и экрана в численном эксперименте.

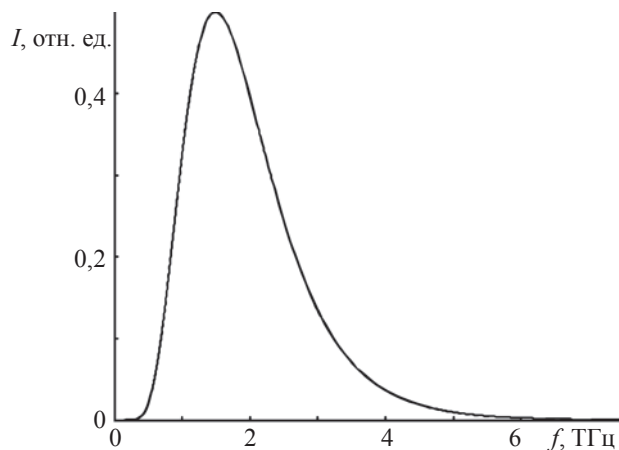


Рис. 3. Спектр ТГц импульса.

где

$$h(\xi, \eta, x, y, \lambda) = \frac{1}{i\lambda} \frac{\exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} r\right)}{r} \quad (2)$$

передаточная функция,

а

$r = \sqrt{l^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$ – расстояние между точками.

В наших расчетах вследствие разложения в ряд Фурье следует просуммировать квадрат модуля поля $U(\lambda) \cdot U^*(\lambda)$ по всем длинам волн в каждой точке объекта (ξ, η) :

$$U^2(\xi, \eta) = \sum_{\lambda} \iint_A h(\xi, \eta, x, y, \lambda) U(x, y, \lambda) dx dy \times \left(\iint_A h(\xi, \eta, x, y, \lambda) U(x, y, \lambda) dx dy \right)^* \quad (3)$$

На первом этапе выявим особенности дифракционных картин широкополосного ТГц излучения. На рис. 4 представлена картина дифракции на двух отверстиях, в отличие от монохроматической картины (б), наличие многих спектральных компонент

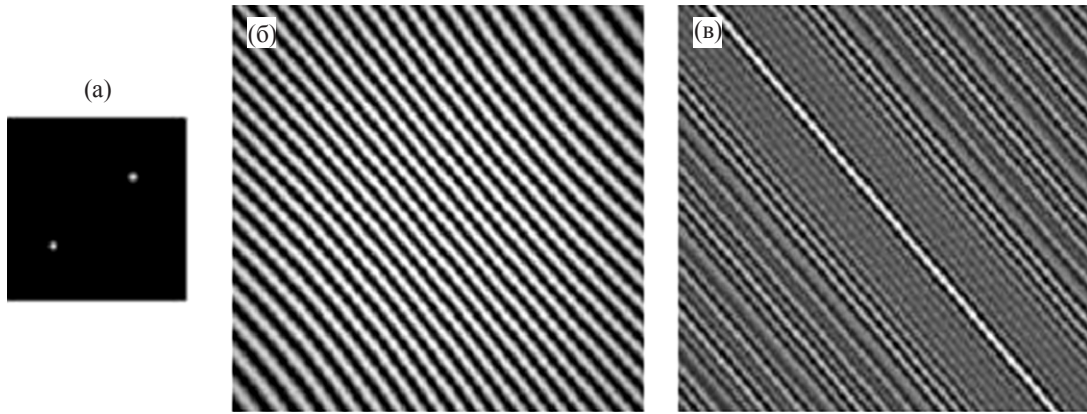


Рис. 4. Объект (а) и его дифракционная картина, полученная с помощью монохроматического излучения частотой 1 ТГц (б) и с помощью широкополосного ТГц излучения (в).

в пределах 8 октав дает размазанную картину с нерегулярным периодом (в).

Используя экспериментальную схему рис. 1, мы можем получить зависимость $U(\xi, \eta, \lambda)$. В силу обратимости по времени уравнений Максвелла, мы можем рассмотреть возможность обращения волнового фронта во времени, используя замену монохроматических компонент спектра на комплексно сопряженные им значения $U^*(\xi, \eta, \lambda)$ [13].

Таким образом, для каждой длины волны можно получить поле в точке объекта с координатами (x, y) в зависимости от поля, зарегистрированного на экране в точках с координатами (ξ, η) :

$$U(x, y, \lambda) = \iint_{A'} h(x, y, \xi, \eta, \lambda) U^*(\xi, \eta, \lambda) d\xi d\eta, \quad (4)$$

$U^*(\xi, \eta, \lambda)$ – комплексно сопряженное к амплитуде спектра комплексного поля для длины волны в точке с координатами (ξ, η) . Интегрирование в (4) следует проводить по всему размеру экрана. Для восстановления амплитудного экрана следует просуммировать квадрат модуля амплитуды по всем длинам волн, амплитуда которых отлична от нуля.

$$U^2(x, y) = \sum_{\lambda} \iint_{A'} h(x, y, \xi, \eta, \lambda) U^*(\xi, \eta, \lambda) d\xi d\eta \times \left(\iint_{A'} h(x, y, \xi, \eta, \lambda) U^*(\xi, \eta, \lambda) d\xi d\eta \right)^* \quad (5)$$

Используя приведенные выше выражения, разработана численная модель, с помощью которой получены и восстановлены дифракционные картины различных объектов (рис. 5–7), что может быть интерпретировано как восстановление волнового фронта исходного объекта по его картине дифракции. Таким образом, продемонстрирован метод ТГц голографии без опорного источника.

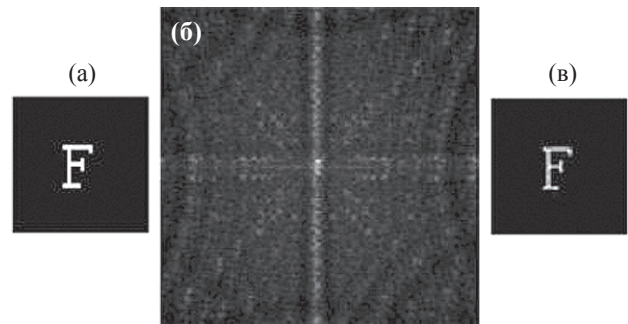


Рис. 5. Объект, имеющий две градации амплитудно-го пропускания (а), полученная на нем дифракционная картина на расстоянии 8 см (б) и восстановленное изображение (в).

3. Разрешающая способность метода ТГц голографии

Восстановленное поле для каждой длины волны в точке с координатами (p, q) имеет вид:

$$U(p, q) = \iint_{A'} U^*(\xi, \eta) \cdot h(p, q, \xi, \eta) d\xi d\eta. \quad (6)$$

Или, используя (1),

$$U(p, q) = \iiint_{A'} U^*(x, y) \cdot h^*(x, y, \xi, \eta) dx dy \cdot h(p, q, \xi, \eta) d\xi d\eta \quad (7)$$

через $R(\xi, \eta, p, q)$ обозначим

$$R(x, y, p, q) = \iint_{A'} h^*(x, y, \xi, \eta) h(p, q, \xi, \eta) d\xi d\eta. \quad (8)$$

Выделяя в функциях h и h^* осциллирующие множители и обозначая через $M(x, y, \xi, \eta, p, q)$ произведение внеэкспоненциальных множителей в функциях h и h^* , получим

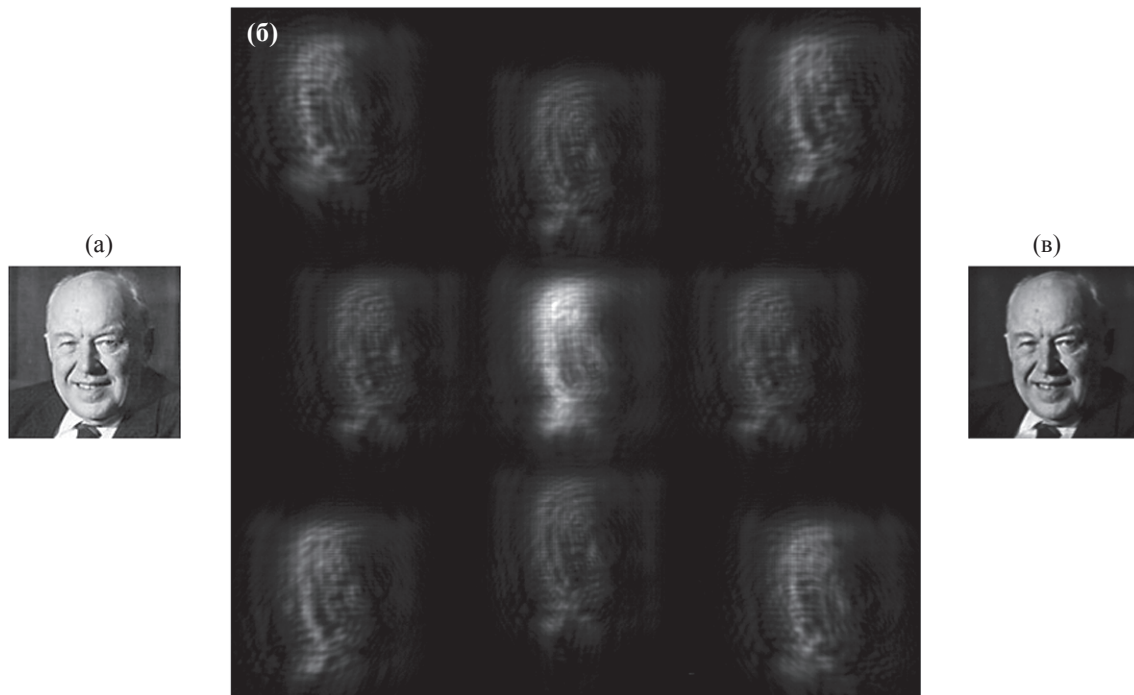


Рис. 6. Объект, имеющий 256 градаций амплитудного пропускания (а), полученная на нем дифракционная картина на расстоянии 8 см (б), и восстановленное изображение (в).

$$R(x, y, p, q) = \iint_A M(x, y, \xi, \eta, p, q) \cdot \exp\left(ik\left(\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + l^2} - \sqrt{(p-\xi)^2 + (q-\eta)^2 + l^2}\right)\right) d\xi d\eta. \quad (9)$$

Функция $R(x, y, p, q)$ характеризует амплитуды изображения при условии, что оригинал является δ -функцией, сосредоточенной в точке $p = x, q = y$. Рассмотрим, как меняется эта функция как функция (p, q) при фиксированных (ξ, η) . Под знаком интеграла в (9) стоит медленно меняющаяся функция M , умноженная на осциллирующую функцию $\exp(ik\Phi)$, где фазовая функция Φ имеет вид

$$\Phi = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + l^2} - \sqrt{(p-\xi)^2 + (q-\eta)^2 + l^2}. \quad (10)$$

Максимального значения функция $R(x, y, p, q)$ достигает при $p = x, q = y$, когда фазовая функция обращается в ноль:

$$R(x, y, p, q) = \iint_A M(x, y, \xi, \eta, p, q) d\xi d\eta. \quad (11)$$

Оценки показывают [14], что $R(x, y, x, y)$ имеет порядок λ^{-2} . Если же $\rho \gg \lambda$, где ρ – расстояние между точками (x, y) и (p, q) , то экспонента в (9) быстро

осциллирует, и для оценки $R(x, y, p, q)$ можно использовать двумерный метод стационарной фазы. Оказывается, что $R(x, y, p, q)$ имеет порядок $\lambda^{-1/2}\rho^{-3/2}$, т. е. меньше, чем значение $R(\xi, \eta, \xi, \eta)$ в $(\lambda/\rho)^{3/2}$ раз.

Рассмотрим вопрос о предельном разрешении при преобразовании оригинала $V(x, y)$ в изображение $V_1(p, q)$, т. е. о ширине пика функции $R(x, y, p, q)$.

При удалении точки P от Ω фазовая функция Φ начинает меняться и можно считать, что пик заканчивается там, где вариация этой функции оказывается равной 2π ; тогда положительные и отрицательные значения функций $M \cdot \cos\Phi$ и $M \cdot \sin\Phi$ при интегрировании в (7) почти взаимно уничтожаются, и интеграл (7) делается малым. Чтобы оценить, какое для этого потребуется расстояние $|P\Omega|$, рассмотрим двумерную задачу.

На рис. 7 голограмма размером $2L$ находится на оси x между точками $D: x = L$ и $B: x = -L$; оригинал и изображение – на прямой $x = l$ между точками Q и H . Фазовая функция Φ имеет вид

$$\Phi(p, \xi, x) = \sqrt{(\xi - p)^2 + l^2} - \sqrt{(\xi - x)^2 + l^2}. \quad (12)$$

При малом (по сравнению с геометрическими параметрами задачи, но не по сравнению с длиной волны λ) смещении Δx точки $P: p = x + \Delta x$ изменение Φ будет минимально в точке $A: x = L$ где оно приблизительно равно $\Delta\Phi(L) \approx -\Delta x \sin\psi_B$ и максимально в точке $B: x = -L$, где $\Delta\Phi(-L) \approx \Delta x \sin\psi_B$. Поэтому

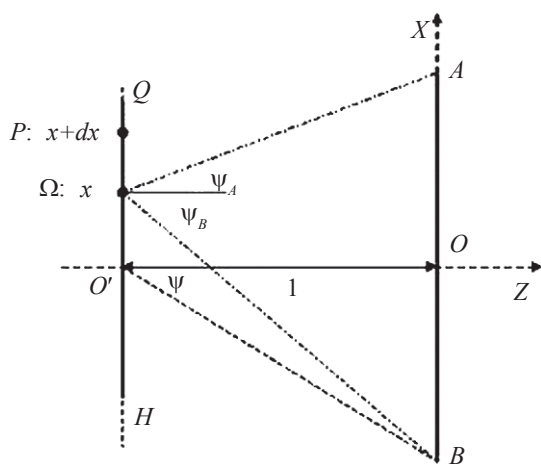


Рис. 7. Схема расчета пространственного разрешения метода ТГц голографии.

полная вариация фазовой функции в интеграле (9) равна $k\Delta x(\sin\psi_A + \sin\psi_B) \approx 2\pi\Delta x(\sin\psi_A + \sin\psi_B)/\lambda$ и из условия, чтобы эта вариация равнялась 2π , получаем условие для полуширины пика $\Delta x \approx \lambda/(\sin\psi_A + \sin\psi_B)$. Приближенно заменяя $\sin\psi_A + \sin\psi_B$ на $2\sin\psi$, получим выражение для полной ширины пика, т. е. для разрешающей способности восстановления оригинала по голограмме: $2\Delta x \approx \lambda/\sin\psi$. Таким образом, метод амплитудной голографии позволяет решать не хуже чем стандартные голографические методы.

Выводы

1. Предложен метод восстановления изображения амплитудного и фазового объекта, освещенного сверхширокополосным ТГц излучением, по его временной амплитудно-фазовой зависимости электрического поля в дифракционной картине.

2. Разработано программное обеспечение, позволяющее моделировать дифракцию сверхширокополосного импульсного терагерцового излучения, с возможностью применения в реальном эксперименте.

3. Получены дифракционные картины различных фазовых экранов различной формы, выявлены особенности дифракционных картин широкополосного излучения.

4. Численно решена обратная задача дифракции сверхширокополосного импульсного терагерцового излучения пикосекундной длительности в условиях регистрации зависимости поля от времени в различных точках на плоскости.

5. Показано, что оптимальным выбором числа спектральных компонент при описании ТГц излучения возможно получить пространственное разрешение в восстановленном изображении не хуже чем в обычной голографии.

Работа была поддержана грантами РФФИ № 06-02-08317-офи, № 06-02-17303-а, № 06-02-01824-э_б, № 06-02-03035-б.

Литература

1. Mittleman D.M., Gupta M., Neelamani R., Baraniuk R.G., Rudd J.V., Koch M. Recent advances in terahertz imaging // Appl. Phys. 1999. V. B. 68 P. 1085–1094.
2. Беспалов В.Г., Крылов В.Н., Путилин С.Э., Стаселько Д.И. Генерация излучения в дальнем ИК диапазоне спектра при фемтосекундном оптическом возбуждении полупроводника InAs в магнитном поле // Опт. и спектр. 2002. Т. 93. № 1. С. 158–162.
3. Kusuda M., Tokai S., Hokomoto Y., Kadoya Y., Yamanishi M. THz electromagnetic wave radiation from semiconductor microcavities in nonperturbative regime // Physica B. 1999. V. 272. P. 467–471.
4. Sarukura N., Ohtake H., Izumida S., Liu Z. High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. P. 654–656.
5. Ohtake H., Ono S., Sakai M., Liu Z., Sarukura N. Intense THz radiation from femtosecond laser pulses irradiated InAs in a strong magnetic field // Journal of Luminescence. 2000. V. 87–89 P. 902–904.
6. Cook D.J., Hochstrasser R.M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air // Opt. Letts. 2000. V. 25. P. 1210–1212.
7. Frozen wave generation of bandwidth-tunable two-cycle THz radiation // JOSA. 2000. V. B. 17. P. 1457–1463.
8. Auston D.H., Smith P.R. Generation and detection of millimeter waves by picosecond photoconductivity // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 631.
9. Wu Q., Zhang X.-C. Free-space electro-optic sampling of terahertz beam. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 3523.
10. Wang S., Zhang X.-C. Pulsed terahertz tomography // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. R1–R36.
11. McGowan R. W., Grischkowsky D. Direct observation of Gouy phase shift in THz impulse ranging // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 670–672.
12. Дж. Гудмен. Введение в Фурье-оптику // М.: “Мир”, 1970.
13. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. // М.: Наука, 1985, 248 с.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики // М.: Наука, 1970.

ГОЛОГРАФИЯ И ПРОБЛЕМА ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА

А. В. ПАВЛОВ, канд. техн. наук

Санкт-Петербургский Государственный Университет информационных технологий,
механики и оптики (ИТМО), Санкт-Петербург

E-mail: Pavlov@phoi.ifmo.ru

Дан обзор работ по применению метода Фурье-голографии для решения ряда задач искусственного интеллекта.

Введение

Голографическая парадигма в когнитивных науках и искусственном интеллекте

Наличие ряда глубоких аналогий между свойствами голограмм и работой мозга было замечено еще на ранних этапах развития голографии [1, 2]. В числе этих аналогий в первую очередь обычно упоминаются следующие [1–7]:

- Аналогия между образностью мышления как важнейшим атрибутом интеллекта, обеспечивающим реализацию творческих способностей, и обработкой изображений голографической схемой. Отметим, что принцип образности мышления может рассматриваться на двух уровнях:

- уровень “hardware” – мозг обрабатывает информацию, представленную в виде картин нейронной активности коры головного мозга – паттернов внутренней репрезентации (ПВР) [8];

- уровень “software” – известно, что наиболее эффективно человек решает задачи при представлении как условий задачи, так и решения в виде некоторых образов. Этот же прием используется и т. н. “мнемониками” для запоминания гигантских объемов информации.

- Аналогия между обучаемостью мозга на примерах и записью голограммы посредством эталонных изображений. Нетрудно видеть, что при записи голограммы непосредственно реализуется известное в нейрофизиологии правило обучения Хебба: “Если два нейрона одновременно возбуждены, то сила связи между ними возрастает”. Аналогично в оптике – видность интерференционной картины максимальна, если амплитуды интерферирующих волн равны.

- Аналогия между ассоциативностью как мышления, так и отклика голограммы.

- Аналогия между распределенностью биологической памяти, даже локальная информация хранится и считывается глобально, и информации, записанной на голограмме, и следующая из этого толерантность как мозга, так и голограммы к частичным повреждениям.

Список аналогий может быть продолжен и детализирован, в том числе применительно к тем или иным парадигмам в рамках проблемы искусственного интеллекта (ИИ). Нетрудно видеть, что большинство упомянутых аналогий относятся к функциям мозга, реализуемым правым полушарием [9] и ответственным за творческие способности индивида. Важно, что при необходимости, например при травме, правое полушарие может выполнять функции левого полушария, но не наоборот [9]. Признание актуальности этих аналогий привело к формированию и развитию в рамках ИИ голографической парадигмы (ГП) [5–7, 10–11].

Говоря о развитии ГП, необходимо отметить, что в последнее время в околонаучных изданиях появилось множество публикаций, использующих термин “голографический” применительно к самым разным теориям: “голографический мозг”, “голографическую вселенную” и т. п. Большинство из этих публикаций инспирированы, очевидно, вполне понятным восторгом от посещения выставок изобразительной голографии, но при этом демонстрируют полнейшую некомпетентность авторов в вопросах, о которых они берутся рассуждать. В этом мутном потоке тонут, к сожалению, серьезные работы. Поэтому представляется необходимым сказать несколько слов о самой ГП и рамках, в которых она правомочна.

Говоря об уровне аналогий между свойствами мозга и голограммы, Карл Прибрам, основатель ГП, подчеркивал: “...должно, однако, учитываться предостережение о том, что речь идет о математике голографии и функции мозга, по которой она должна сравниваться и проверяться, а не об оптических голограммах или компьютерной реализации голографии” [7]. Тем самым, К. Прибрам прямо обозначил позицию вынесения за скобки ГП всех популярных в последнее время в околонаучных изданиях разговоров о т. н. “мозге-голограмме”.

Вместе с тем, принцип физической обоснованности математических моделей предполагает, что свойства модели, в том числе информационных процессов, определяются в первую очередь свойствами материального носителя моделируемого процесса – биологического мозга или устройства ИИ. Со-

ответственно, аналогии на уровне математики должны иметь под собой аналогии на уровне фундаментальных физических явлений и механизмов их реализации. В этой связи уместно вспомнить, что еще в 1906 г. немецкий психолог А. Гольдшайдер предложил рассматривать процессы восприятия и памяти как резонансные взаимодействия между волновыми фронтами, формирующимися при поступлении сенсорных потоков в кортикальные области мозга [7]. Тем самым, еще за полвека до появления голографии, А. Гольдшайдер фактически предвосхитил формулировки ГП, поскольку голография как метод хранения и восстановления информации основана на использовании двух фундаментальных физических явлений: интерференции как механизма формирования голограммы (памяти) и дифракции как механизма ассоциативного извлечения информации из памяти. Эти фундаментальные явления актуальны для волн различной природы и частотных диапазонов. Поэтому представляется правомочным именно аналогии на уровне фундаментальных явлений интерференции и дифракции считать базовой, а остальные аналогии между работой мозга и голограммы – следствиями.

Задача развития ГП заключается в наполнении упомянутых аналогий конкретным математическим и техническим содержанием. В статье представлены некоторые результаты, полученные в ГОИ им. С.И. Вавилова и СПб ГУ ИТМО и показывающие применимость схемы Фурье-голографии (ФГ) при решении некоторых задач ИИ.

1. Возможности ассоциативной обработки в схеме Фурье-голографии с обращением волнового фронта

Одна из актуальных задач ИИ – реализация принципа ассоциативности мышления в его широком понимании – как способности к установлению не заданных в явном виде при обучении связей между различными фрагментами информации. Именно ассоциативные свойства отклика голограмм, замеченные еще Д. Габором [1], первыми обратили на себя внимание исследователей. Пик интереса к голографической ассоциативной памяти (ГАП), восстанавливающей эталон при предъявлении его искаженной или дефектной версии, пришелся на 80–90-е годы XX века. Большая часть разработок и исследований была выполнена в рамках 4-f схемы Фурье-голографии, реализующей модель авто-ассоциативной памяти (ААП) [12–13], библиография насчитывает более сотни статей.

Признавая важность ААП как базового механизма контекстно-адресуемой памяти, следует признать, что принцип ассоциативности мышления от-

нюдь не исчерпывается ААП. ААП реализует схему действий по жесткому шаблону – система может сформировать только тот ответ, которому она ранее была в явном виде обучена. В частности, используемая в ГАП 4-f схема Фурье-голографии с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости (рис. 1) ассоциирует пару векторов

$$Im_A \leftrightarrow \delta, \quad (1.1)$$

где Im_A – эталонное изображение, δ – точечный опорный источник. Элементов творчества, самостоятельного формирования новых знаний, образов и представлений модель ААП не предполагает. Поэтому интерес представляют также и более сложные модели ассоциативной обработки.

Известно, что интеллектуальные способности индивида в значительной степени определяются способностью к ассоциированию фрагментов информации, не связанных между собой очевидным образом в процедуре обучения [4, 6, 14]. Частный случай этой задачи как задача нахождения неизвестной зависимости между несколькими группами переменных в теории случайных процессов решается методами регрессионного анализа [15–17]. В рамках образного мышления, реализуемого правым полушарием [3–6, 9], эти группы переменных суть образы, связь между которыми надо найти. Случаю очевидной, заданной при обучении связи соответствует коррелированность образов и, соответственно, модель ААП. Задача становится творческой при отсутствии коррелированности – связь, если она есть, может быть выявлена методами регрессионного анализа.

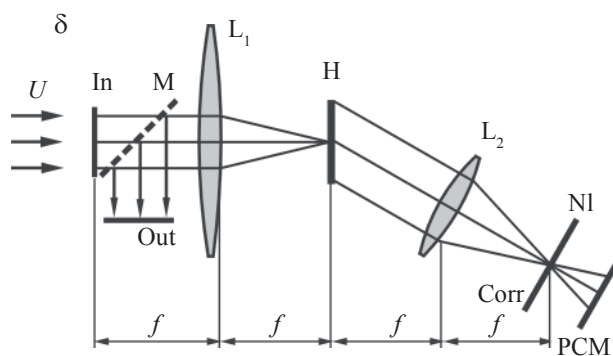


Рис. 1. 4-f схема Фурье-голографии с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости. NI – нелинейный фильтр в корреляционной плоскости, РСМ – устройство обращения волнового фронта, M – полупрозрачное зеркало, Out – выходная плоскость, в которой формируется восстановленное в обратном ходе лучей изображение.

Один из важнейших атрибутов интеллекта, также неразрывно связанный с ассоциативностью мышления, – способность к предсказанию. Практическую значимость этого атрибута сложно переоценить, поскольку организм, не способный предвидеть ближайшее будущее, предсказать результаты своих действий, спланировать активность для достижения цели, обречен. Предсказание является тем механизмом, что обеспечивает реализацию целого ряда когнитивных способностей, определяющих эффективность взаимодействия организма с внешним миром.

1.1. Модель линейного предсказателя и ее реализация

Модель множественной линейной регрессии, развитая в классической теории случайных процессов [15–17], позволяет реализовать линейный предсказатель, строящий наилучшее по критерию среднего квадрата ошибки предсказание стационарного случайного процесса. Примем, что Фурье-голограмма записана с эталонного изображения Im_A , имеющего автокорреляционную функцию $C(\xi)$, восстанавливается объектным изображением Im_B . Размер кадрового окна $[x_{\min}, x_0]$. Задача предсказания заключается в получении фрагмента $Im_{Bpred}(x_0 + x_k)$, находящегося вне кадрового окна на расстоянии x_k , т. е. “не видимого” системой ни на этапе записи голограммы, ни на этапе восстановления голограммы. Если опустить выкладки, приведенные в работах [18–19], то решение системы уравнений, описывающих линейный предсказатель, т. е. выражение для наилучшей линейной оценки значения функции в точке $x_0 + x_k$ имеет вид

$$Im_{Bpred}(x_0 + x_k) = F^* \left(\frac{F^*(C_{BA}(x_k + \xi))}{F(Im_A(x))} \right), \quad (1.2)$$

где астериск обозначает комплексное сопряжение, F – оператор Фурье-преобразования, $C_{BA}(\xi)$ – функция взаимной корреляции Im_B и Im_A .

Это выражение может быть реализовано в 4-й схеме Фурье-голографии с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости посредством процедуры, состоящей из двух этапов:

1 этап – формирование функции взаимной корреляции $C_{BA}(\xi)$. Задача решается классическим голографическим коррелятором Ван дер-Люгта.

2 этап – обращение волнового фронта в корреляционной плоскости и восстановление голограммы с инверсной передаточной характеристикой $H^{-1}(v) = (F(Im_A))^{-1}$ фрагментом корреляционной функции $C_{BA}(x_k + \xi)$. Тогда в точке $x_0 + x_k$ плоскости Out амплитуда будет пропорциональна искомому

значению $Im_{Bpred}(x_0 + x_k)$. Экспериментальные результаты, полученные при обработке аэрофотоизображений лесного массива, приведены в [18, 19].

1.2. Реализация феномена познавательного дрейфа

В процессах познания ключевую роль играет феномен познавательного дрейфа, заключающийся в акцентировании внимания на новых, ранее не известных фрагментах воспринимаемой информации [20]. Пусть объектное изображение состоит из двух фрагментов, один из которых Im'_A идентичен фрагменту эталона Im_A , а второй Im_C – отличен, т. е.

$$\begin{aligned} Im_B(x) &= Im'_A(x) \cup Im_C(x) \\ Im'_A(x) &\subset Im_A(x) \\ Im_C(x) \cap Im'_A(x) &= 0. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Используя решение (1.2) для системы уравнений, описывающих линейный предсказатель, в работах [19, 21] показано, что если в схеме рис. 1 в корреляционной плоскости режектировать глобальный максимум автокорреляционной функции, то в восстановленном в плоскости Out поле фрагмент Im_C будет ярче фрагмента, соответствующего Im'_A .

2. Реализация нечетко-значимой логики и интеграция логического и образного мышления

Традиционно, в соответствии с известной функциональной асимметрией полушарий мозга [9], принято выделять две формы мышления – логическое (ЛМ) и образное (ОМ). Приведенные выше результаты относятся к реализации ОМ. Вместе с тем, в последнее время все большее внимание привлекает неразрывность двух форм мышления, поскольку в реальности мышление есть единый процесс, интегрирующий ЛМ и ОМ [5, 6, 22, 23]. Значимость неразрывности двух форм мышления может быть проиллюстрирована тем, что высокий уровень развития ОМ характерен для двух категорий – гениев и сумасшедших, отличие в адекватном уровне развития ЛМ у первых и его отсутствии (или слабом развитии) у вторых. Поэтому проблема реализации ОМ закономерно актуализирует и вопрос интеграции ЛМ и ОМ в одной модели и одном устройстве.

Применительно к задаче применения голографии в проблеме ИИ этот вопрос трансформируется в вопрос о возможности реализации голографическим методом алгебры логики, адекватной человеческому способу рассуждений. В первую очередь интерес представляют нечеткие логики и основан-

ный на них метод логико-лингвистического моделирования (ЛЛИМ) [24–27]. Поэтому рассмотрим алгебру, реализуемую методом Фурье-голографии [28, 29].

2.1. Используемые определения

Определение 1. Пусть U – универсальное множество, его элементы обозначим x . Обозначим Im элементы модели, построенной на универсуме U , и определим множество элементов модели следующим образом:

$$F(Im) = \{Im \mid Im: U \rightarrow [0,1]\} \quad (2.1)$$

(2.1) формально совпадает с определением нечеткого множества [28].

Приняв обычную процедуру нормировки, ограничившись только амплитудными изображениями и обозначив плоский волновой фронт U , а дифракционно-ограниченные элементы x , правомочно представить любое изображение в виде $Im(x): U \rightarrow [0,1]$, формально совпадающем с (2.1). Таким образом, плоский волновой фронт, ограниченный апертурой кадрового окна, можно трактовать как оптическую реализацию абстрактного понятия универсального множества U .

Определение 2. Определим алгебру как модель $\langle F(Im), D, \cdot, \oplus, o, u \rangle$, где \cdot и \oplus – определяющие модель операции, o и u – наименьший и наибольший элементы, D – оператор, задающий дуальность операций \cdot и \oplus в форме

$$\begin{aligned} \forall Im_a(x), Im_b(x) \in F(Im); \\ D(Im_a(x) \oplus Im_b(x)) = D(Im_a(x)) \cdot D(Im_b(x)). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Определение 3. Определим коммутативную, ассоциативную и неубывающую бинарную операцию $V: [o, u]^2 \rightarrow [o, u]$ с нейтральным элементом $e(x)$, т. е.

$$\begin{aligned} \forall Im(x) \in [o, u]; \\ V(Im(x), e(x)) = V(e(x), Im(x)) = Im(x). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Тогда, если $e(x) = u(x)$, V определим как абстрактное умножение ($V = \cdot$); если $e(x) = o(x)$, V определим как абстрактное сложение ($V = \oplus$).

Определение 4. Определим D как унарный оператор $[o, u] \rightarrow [o, u]$, удовлетворяющий следующему набору аксиом, включая (2.2):

$$D(o) = u, \quad D(u) = o \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \forall Im_a(x), Im_b(x) \in F(Im); \\ Im_a(x) \geq Im_b(x) \Rightarrow \\ \Rightarrow D(Im_a(x)) \leq D(Im_b(x)). \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\forall Im_a(x) \in F(Im); \quad D(D(Im_a(x))) = Im_a(x). \quad (2.6)$$

2.2. Алгебра Фурье-дуальных операторов

Определение 5. Используем определение оператора Фурье-преобразования F , связывающего функцию $Im(x)$, с ее Фурье-образом $F(v)$:

$$F(Im(x)) = F(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} Im(x) \exp(-j2\pi vx) dx, \quad (2.7)$$

где j – мнимая единица, v – координата в Фурье-пространстве (частота).

Нетрудно видеть, что в силу хорошо известных свойств Фурье-преобразования (ФП) оператор F удовлетворяет аксиомам (2.4) в форме:

$$F(\delta(x)) = \text{const}(v); \quad F(\text{const}(x)) = \delta(v),$$

где $\delta(x)$ – δ -функция Дирака, и аксиоме (2.5) в случае нормальных унимодальных функций (обозначим их $a(x)$ и $b(x)$)

$$\forall a(x), b(x): U \rightarrow [0,1];$$

$$\forall \alpha \in [0,1];$$

$$a_\alpha(x) \geq b_\alpha(x) \Leftrightarrow |\text{Re}(F_\alpha(a(x)))| \leq |\text{Re}(F_\alpha(b(x)))|,$$

где a_α – α -срез a . Если функции не унимодальные, то последнее условие имеет силу для глобальных максимумов автокорреляционных функций

$$\forall \alpha \in [0,1];$$

$$(Im_a(x) \otimes Im_a(x))_\alpha \geq (Im_b(x) \otimes Im_b(x))_\alpha \Leftrightarrow \quad (2.8)$$

$$\Leftrightarrow |\text{Re}(F_\alpha(Im_a(x)))| \leq |\text{Re}(F_\alpha(Im_b(x)))|,$$

где символ \otimes обозначает операцию корреляции.

Требование на инволютивность (2.6) удовлетворяется для пары прямого и обратного ФП. При двукратном применении прямого ФП (2.7) имеет место инверсия координат $F(F(Im(x))) = Im(-x)$, учет которой эквивалентен выполнению условия (2.6).

Таким образом, в алгебре с Фурье-дуальными определяющими операциями в качестве минимального элемента $o(x)$ выступает δ -функция, а максимального, Фурье-дуального минимальному, $\text{const}(x) = 1$.

В качестве операции умножения примем обычное умножение. Тогда операция абстрактного сложения, Фурье-дуальная умножению, в соответствии с (2.2) есть свертка

$$\begin{aligned} F((Im_a(x) \oplus Im_b(x))) &= F(Im_a(x)) F(Im_b(x)) = \\ &= F(Im_a(x) * Im_b(x)), \end{aligned} \quad (2.9)$$

где символ $*$ обозначает операцию свертки двух функций.

Алгебра с Фурье-дуальными определяющими операциями есть алгебра нечетких множеств – даже

в случае определения исходных элементов модели как четких множеств, уже однократное применение операции абстрактного сложения ведет к преобразованию четких множеств в нечеткие

$$\forall Im_a, Im_b: U \rightarrow \{0,1\}; S(Im_a, Im_b): U \rightarrow [0,1].$$

Оператор Фурье-преобразования в общем случае представляет собой отображение в пространство комплексных функций. Отсюда с неизбежностью следует необходимость применения для реализации Фурье-дуальности (2.9) технологий, обеспечивающих регистрацию и восстановление комплексных функций. Для волн любой природы и частотного диапазона (оптических, радио, etc.) единственной на сегодня технологией, удовлетворяющей этому требованию, является голография.

Противоположный элемент Im^o для любого Im определяется условием

$$Im^o(x) = Im(-x), \quad (2.10)$$

где x – обобщенная координата элемента Im на оси элементов модели.

Используя свойство симметрии ФП $F(Im(-x)) = F^*(Im(-x))$ и определение вычитания как сложения с противоположным элементом [30], получим:

$$\begin{aligned} S(Im(x), Im^o(x)) &= \\ &= F(F(Im(x))F(Im^o(x))) = Im(x) \otimes Im(x), \end{aligned} \quad (2.11)$$

т. е. операция корреляции \otimes в алгебре $\langle F(Im), F, \cdot, \oplus, o, u \rangle$ есть вычитание.

2.3. Объединение абстрактной и физически реализуемой моделей

Определение 6. Процитируем [24] определение лингвистической переменной (ЛП) как набора $\langle Y, Tm(Y), U, G, M \rangle$, где Y – название ЛП, $Tm(Y)$ – терм множество, U – универсальное множество, G – синтаксическое правило, порождающее терми множества $Tm(Y)$, M – семантическое правило, которое каждому лингвистическому значению Y ставит в соответствие его смысл $M(Y)$, $M(Y)$ обозначает нечеткое подмножество множества U . Ограничимся реализацией семантического правила M .

Нетрудно видеть, что адекватная схеме ФГ алгебра $\langle F(Im), F, \cdot, \oplus, o, u \rangle$ есть алгебра нечеткозначимой логики, множество элементов модели $F(Im) = \{Im | Im : U \rightarrow [0,1]\}$ – решетка нечетких множеств. Соответственно, метод ЛЛМ может быть реализован на этой алгебре и методом ФГ при представлении смысла ЛП посредством нечетких чисел (НЧ), что было показано в [29]. Однако модель не запрещает представление смысла ЛП любым изображением Im и не накладывает на Im ограничений, обыч-

но накладываемых на множества, представляющие смысл ЛП (нормальность, унимодальность и выпуклость). Таким образом, алгебра $\langle F(Im), F, \cdot, \oplus, o, u \rangle$ реализуется и при обработке изображений Im , не удовлетворяющих требованию унимодальности – аналогов ПВР. Тем самым, в рамках данной модели возможна интеграция двух форм мышления – ЛМ и ОМ.

Однако здесь возникает проблема, отсутствующая в классическом подходе Л. Заде [24], – попытка непосредственной интерпретации смысла, представленного многомодальным множеством Im , ведет к шизофрении. Поэтому был разработан подход, кратко изложенный ниже.

Для наглядности изложения предложенного подхода к решению проблемы интерпретации рассмотрим его на примере реализации композиционного правила вывода “Обобщенный Modus Ponens”, связывающего набор входных ЛП с одной выходной ЛП (заключением). Используем классический пример вывода “Если яблоко большое и красное, то оно хорошее”. Проблема интерпретации разделяется на две:

1. Интерпретация смыслов входных ЛП, представленных в соответствии с требованием на биологическую мотивированность в виде изображений – аналогов ПВР, которые обозначим Im_{in} ;

2. Интерпретация смысла логического заключения Im_{out} .

Примем достаточно очевидное с практической точки зрения условие, что заключение, формируемое системой Im_{out} , должно удовлетворять требованиям к НЧ, в первую очередь – требованию на унимодальность.

Тогда остается первая проблема – проблема объединения двух моделей – описывающей реальную схему Фурье-голографии и оперирующей НЧ. Обратим внимание, что при реализации метода ЛЛМ алгеброй Фурье-дуальных операторов существует “внутренний” этап – вычисление Фурье-образов и их перемножение (2.9). Поэтому решение проблемы интерпретации будем искать в Фурье-пространстве, для чего приравняем действительные части Фурье-образов обрабатываемых системой ПВР Im_{in} и абстрактных НЧ, которые обозначим FN :

$$Re(F(Im_{in})) = Re(F(FN)). \quad (2.12)$$

Выражение (2.12) связывает характеристики обрабатываемых схемой ФГ изображений, с характеристиками НЧ, используемых в абстрактном описании. Таким образом, два подхода – абстрактно-алгебраический, использующий представление смысла ЛП посредством НЧ, и биологически мотивированный объединяются и согласовываются в Фурье-пространстве.

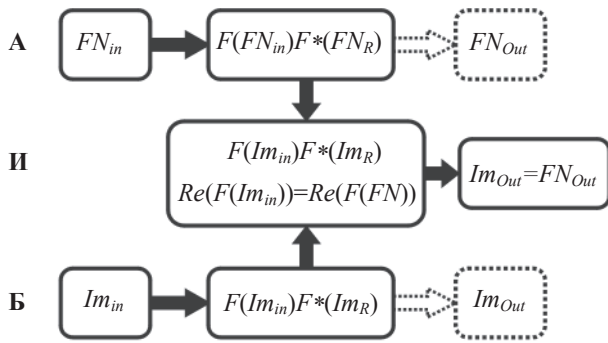


Рис. 2. Интеграция абстрактно-алгебраического (уровень А) и биологически мотивированного (уровень Б) подходов при реализации правила вывода “Обобщенный Modus Ponens”.

I – этап представления смысла входных ЛП: АI – представление смысла нечетким числом в абстрактной модели, БI – физически реализуемое представление смысла изображением – аналогом ПВР.

II – этап вычислений: АII – умножение Фурье-образов нечетких чисел в абстрактной модели, БII – физически реализуемое умножение Фурье-образов изображений, И II – объединение двух подходов условием (2.15).

III – этап представления смысла логического заключения: И III – физически реализуемое значение логического заключения представлено унимодальной функцией.

Принципиальная схема объединения двух подходов приведена на рис. 2.

2.4. Выбор семантического оператора

В работах [28, 29] показано, что схема Фурье-голографии реализует два семантических оператора:

$$M(A \rightarrow B) = Im_a * Im_b, \quad (2.13)$$

реализуемый в +1 порядке дифракции, и оператор

$$M(A \rightarrow B) = Im_a \otimes Im_b, \quad (2.14)$$

реализуемый в -1 порядке дифракции. Классический подход [24] предполагает использование сложения НЧ, т. е. оператора (2.13), однако для многомодальных Im_{in} оператор (2.13) формирует многомодальное заключение Im_{Out} , а мы наложили на Im_{Out} требование унимодальности. Унимодальное заключение позволяет получить оператор (2.14).

2.5. Выбор метода градуировки шкал (обучения)

Задача обучения системы суть задача градуировки метрической шкалы устройства в соответствии с интуитивно сформированными экспертом субъективными лингвистическими шкалами (ЛШ). Традиционный подход заключается в формировании шка-

лы посредством предъявления нулевого и эталонного отсчетов. Однако такой подход затрудняет формирование логических заключений, значения которых меньше значения эталона. Например, в рамках примера “Если яблоко красное, то оно хорошее” система в соответствии с подходом [24] должна обучаться на примере красного яблока, но в этом случае она практически не будет различать яблоки, менее красные, чем эталон.

Решением проблемы может быть сдвиг эталонной отметки на выходной ЛШ, таким образом, чтобы на голограмме было записано значение входной ЛП, соответствующее не красному цвету яблока, а самому плохому из всех возможных (самому зеленому) яблоку.

2.6. Оператор дефаззификации

Значение выходной ЛП (интегральная оценка) представляет собой нечеткое подмножество, а само решение должно быть четким (в приведенном примере – берем яблоко или нет). Задача формирования сигнала, пригодного для подачи на исполнительные органы, решается применением к выходному значению оператора дефаззификации DF .

Поскольку ось элементов модели методом ФГ непосредственно не реализуема, то большинство традиционных методов [26] в данном случае неприменимы. Для решения проблемы заметим, что поскольку ширина НЧ однозначно связана со значением его моды, то в качестве операции DF может использоваться измерение ширины отклика системы (значения выходной ЛП) по выбранному уровню (α -срез НЧ)

$$DF(Im_{Out}) = (Im_{in} \otimes Im_{Ref})_{\alpha}; \alpha \in [0,1]. \quad (2.15)$$

2.7. Выбор типа изображения и формирование ПВР

В качестве ПВР, представляющего посредством (3.1) совокупность значений набора входных ЛП на соответствующих шкалах, выбрана реализация двумерного фрактального Броуновского движения (ФБД). Аргументы в пользу выбора ФБД следующие:

1. Экспериментально подтвержденная фрактальная природа как паттернов нейронной активности мозга [31], так и, в более широком плане, поведенческих паттернов [32];

2. Адекватность модели ФБД ряду реальных процессов [33–35], что расширяет возможности практических применений описываемого метода;

3. Практическое удобство как генерации реализаций ФБД, так и работы с реализациями ФБД ме-

ПВР	Значение ЛП "цвет"	Величина размытия (пиксели)	Интегральная оценка качества голограммой № 2	Интегральная оценка качества голограммой № 4
Im_0	зеленое	0	плохое	плохое
$Im_{2,5}$	желтое	2,5	хорошее	плохое
Im_5	оранжевое	5	очень хорошее	плохое
$Im_{7,5}$	красное	7,5	отличное	хорошее
Im_{10}	очень красное	10	хорошее	отличное
Im_{15}	коричневое	15	плохое	плохое

годами фурье-оптики в силу того, что параметр Херста H входит в выражение для спектральной плотности ФБД SF_n в виде $SF_n \propto n^{-(2H+1)}$, где n – частота [36]. Соответственно, изменение значений параметра Херста легко реализуется методами оптической пространственно-частотной фильтрации;

4. ФБД является процессом со стационарными приращениями, что при использовании оптических методов дифференцирования изображений позволяет построить описанный выше линейный предсказатель.

Таким образом, выбор ФБД как аналога ПВР представляется оптимальным как с точки зрения наличия аналогий с биологическим прототипом, так и по критерию максимально полного использования возможностей оптической обработки информации в схеме ФГ.

Выражение (2.12), связывающее два значения термина образ, определяет метод репрезентации значений ЛП паттерном – увеличению НЧ соответствует снижение разрешения изображения, т. е. увеличение значения параметра Херста H реализации ФБД, а уменьшению НЧ – увеличение разрешения, т. е. уменьшение значения H .

2.8. Возможности настройки логики "под пользователя"

Из (2.15) следует, что в силу нелинейности суммирования поведение $DF(Im_{Out})$ существенно различно для разных величин α . Действительно, при возрастании значения выходной ЛП взаимодействуют два эффекта:

– уширение отклика, т. е. увеличение значения – срезом заключения Im_{Out_i} , формируемого i -м фрагментом ПВР, представляющим i -ю ЛП,

– декорреляция – уменьшением амплитуды i -го компонента отклика в зависимости от передаточной характеристики голограммы и соотношения коэффициентов c_i , определяющих субъективную важность каждой ЛП.

В результате взаимодействия-конкуренции этих двух механизмов, при заданном α , начиная с некоторого значения $Im_{Ini} \geq Im_{Ti}$, система становится нечув-

ствительна к дальнейшему возрастанию значения i -го компонента Im_{Ini} , так как в силу декорреляции вклад этого компонента в интегральную оценку окажется пренебрежимо мал. При больших α система более критична к наличию на входе ЛП со значениями, близкими к Im_{Ri} – наличие одной ЛП с низкой оценкой для системы в этом случае "важнее", чем "высокие" значения остальных ЛП. Система настроена на "пессимистическую" логику. Напротив, при малых α система "замечает" высокие значения ЛП и "толерантна" к низким оценкам – это "оптимист".

2.9. Экспериментальная иллюстрация

Экспериментально моделировался условный пример вывода "Обобщенный Modus Ponens", связывающий две входные ЛП "размер" и "цвет" с одной выходной ЛП "качество":

Если яблоко большое и красное, то оно хорошее.

В качестве ПВР значений входных ЛП использовалась реализация ФБД размерностью 1024×1024 со значением параметра Херста $H = 0,1$. Субъективная важность ЛП "размер" была задана $1/3$, ЛП "цвет" – $2/3$. Значение ЛП "размер" не изменялось, ЛП "цвет" принимала значения от "зеленое" до "коричневое". В соответствии с (2.14) увеличению значения ЛП соответствует сужение Фурье-образа ПВР, поэтому паттерны Im_{In} , представлявшие эти значения, получены из эталона применением к фрагменту $Im_{цвет}$, операции размытия. В таблице приведены значения входной ЛП "цвет", индексы при Im – величина размытия фрагмента ПВР.

Для иллюстрации зависимости поведения откликов от оператора регистрирующей среды и оператора дефаззификации с паттерна Im_0 , представлявшего зеленое яблоко, был записан ряд голограмм с разными передаточными характеристиками. Нарис. 3 приведены экспериментально полученные семейства градуировочных кривых для значений $\alpha = 0,8, 0,6, 0,4, \text{ и } 0,2$, связывающие метрическую шкалу схемы ФГ (ось Y) с ЛП значений выходной ЛП (ось X) для голограмм № 1–№ 4. Величины α -срезом нормированы на значения α -среза формируемого голограммой отклика от эталона Im_0 .

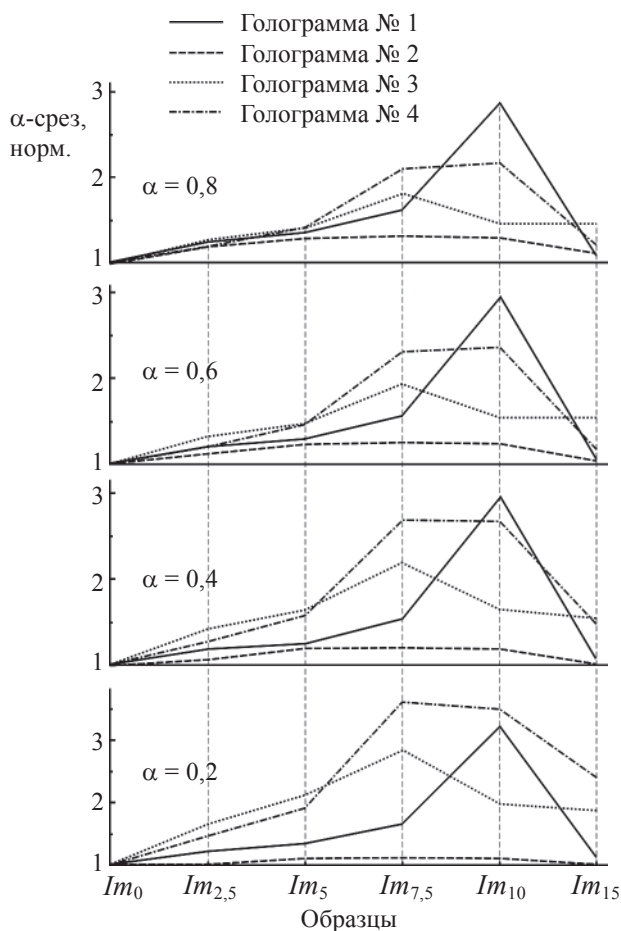


Рис. 3. Градуировочные кривые, формируемые голограммами в зависимости от условий записи и выбранного уровня α -среза.

Из рис. 3 видно, что в зависимости от передаточной характеристики голограммы демонстрируют существенно различную чувствительность к изменению значений ЛП “цвет”. Голограмма № 2 чувствительна только в диапазоне оценок $Im_0 - Im_5$. В остальных диапазонах кривые практически параллельны оси X , что объясняется отсутствием в передаточной характеристике низких частот, обеспечивающих уширение отклика – имеет место только декорреляция. Голограммы № 1, 3, 4 демонстрируют возрастание чувствительности с увеличением оценки, при этом диапазон чувствительности расширяется в область малых индексов размытия при уменьшении величины α . Это обусловлено тем, что в силу эффекта декорреляции, отклики от размытых фрагментов дают вклад в уширение интегрального отклика в основном у его основания (малые величины α). При смещении значения ЛП “цвет” от зеленого к коричневому в формировании интегральной оценки конкурируют два эффекта – уширение отклика от $Im_{цвет}$ и декорреляция. По мере увеличения оценки возрастает роль декорреляции, уменьшающей удельный вес фрагментов, дающих

вклад в уширение, и для индексов более 10, соответствующих значению “коричневое” ЛП “цвет” (диапазон $Im_{10} - Im_{15}$), интегральные отклики снова сужаются. Результатом является немонотонность градуировочных кривых, адекватная схемам рассуждений, встречающимся в обычной жизни. Действительно, по мере изменения цвета яблока от зеленого к красному его оценка возрастает, так как оно воспринимается как все более спелое, но коричневое яблоко воспринимается уже как переспелое или гнилое – оценка резко снижается.

Если для голограммы № 2 максимум чувствительности приходится на диапазон ($Im_0 - Im_5$), то для голограмм № 3 и № 4 он смещается в область больших индексов размытия. Тем самым реализуется принцип субъективности мышления – кто-то любит красные яблоки, а кто-то предпочитает зеленые. Отметим также, что голограмма № 4 демонстрирует возможность перенастройки логики с “пессимистического” на “оптимистический” тип без переобучения системы – в зависимости от значения параметра α максимум чувствительности смещается от $Im_{7,5}$ (желтое) при $\alpha = 0,2$ (оптимист) к Im_{10} (красное) при $\alpha = 0,8$ (пессимист), при $\alpha = 0,4$ система одинаково высоко ценит как желтые, так и красные яблоки.

Заключение

Таким образом, теоретически и экспериментально показано, что 4-f схема Фурье-голографии позволяет реализовать модели ассоциативной обработки изображений, более сложные, чем модель автоассоциативной памяти, построить нечетко-значимую логику и интегрировать две формы мышления – образное и логическое.

Возможности реализации моделей ассоциативной обработки определяются тем, что схема Фурье-голографии реализует модель двуслойной нейронной сети, веса связей хранятся в виде голограммы. Если Фурье-голограмма записана на тонкой регистрирующей среде, т. е. обладает свойством угловой инвариантности, то она восстанавливает более богатый набор связей, нежели сформированный при ее записи. Этот набор активируемых связей адаптивен, поскольку определяется как условиями обучения, так и восстанавливающим изображением.

В частности, архитектура “4f-схема Фурье-голографии с обращением волнового фронта в корреляционной плоскости” строит наилучшую в смысле среднего квадрата ошибки линейную оценку при использовании на этапе обратного прохождения света голограммы с инверсной передаточной характеристикой. В случае, если обрабатываемое изображение может трактоваться как реализация стац-

онарного в широком смысле случайного поля, то схема строит корректное предсказание для данной реализации. В реальности критерию стационарности удовлетворяет только крайне ограниченный класс изображений. Если обрабатываемое изображение не удовлетворяет критерию стационарности, то возникает аналогия с биологическими прототипами ИИ, которые в большинстве случаев строят внутреннюю модель окружающего мира, также исходя из примата устойчивости модели по отношению к ее адекватности [5, 6].

Реализация модели предсказателя позволяет применить схему Фурье-голографии в рамках парадигмы функциональной системы, в частности, экспериментально реализован частный случай феномена познавательного дрейфа – одного из ключевых механизмов познавательных процессов.

В свете современных тенденций развития оптических информационных систем необходимо еще раз отметить существенное требование к физической реализации модели – Фурье-голограмма должна быть тонкой, так как только тонкая голограмма обладает свойством угловой инвариантности. Это требование вступает в противоречие со стремлением к увеличению объема памяти и энергетической эффективности устройства ИИ, поскольку как максимальный объем памяти, так и максимальная энергетическая (дифракционная) эффективность достигаются при использовании объемных голограмм, принципиально не обладающих свойством угловой инвариантности. Возможно, это противоречие суть лишь частный случай более общего принципа, ограничивающего возможности одновременного увеличения объема памяти и интеллектуальных способностей одного устройства.

Алгебра Фурье-дуальных операторов, реализуемая методом Фурье-голографии, позволяет реализовать нечетко-значимую логику и объединить в одной модели два понятия образа – биологически мотивированное как картины нейронной активности коры мозга (паттерна внутренней репрезентации) и формальное как вектора в абстрактном пространстве признаков. Для формального описания образа использованы аппарат нечеткой логики, метод логико-лингвистического моделирования и понятие лингвистической переменной Л. Заде. Предложено “место встречи” этих двух трактовок понятия образа – Фурье-пространство. Тем самым предложенный подход позволяет интегрировать в оговоренных рамках принципы образного и логического мышления.

Параметризуемость реализуемой логики операторами регистрирующей среды и дефазификации обеспечивает реализацию принципа субъективности мышления и позволяет настраивать логику “под задачу” или “под пользователя”. Немонотонность

градуировочных кривых является результатом взаимодействия – конкуренции двух эффектов – уширения отклика при увеличении индекса размытия и его декорреляции.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность проф. О.П. Кузнецову и проф. И.Б. Фоминных за дискуссии, способствовавшие постановке данной работы, и критическое обсуждение ее результатов, а также студенту СПб ГУ ИТМО А.М. Алексееву за помощь в проведении ряда экспериментов.

Работа была частично поддержана грантом РФФИ 03-01-00825-а.

Литература

1. *Gabor D.* Associative Holographical Memories. IBM J. of research and development, 1969, V. 13, n. 2, pp. 156–159.
2. *Денисюк Ю.Н.* Некоторые проблемы и перспективы голографии в трехмерных средах // В кн.: Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, т. 2. М.: Мир, 1982.
3. *Прибрам К.* Языки мозга. М.: Прогресс, 1975.
4. *Арбиб М.* Метафорический мозг. М.: Мир, 1976.
5. *Кузнецов О.П.* Неклассические парадигмы в искусственном интеллекте // Известия АН, Сер. Теория и системы управления, 1995. № 5.
6. *Кузнецов О.П., Тарасов В.Б., Аверкин А.Н, Вагин В.Н.* Круглый стол “Парадигмы искусственного интеллекта” // Новости искусственного интеллекта, 1998, № 3.
7. *Прибрам К.* Нелокальность и локализация: голографическая гипотеза о функционировании мозга в процессе восприятия и памяти // В сб. “Синергетика и психология”. Вып.1. “Методологические вопросы”, М.: Издательство МГСУ “Союз”, 1997.
8. *Борисюк Г.Н., Борисюк Р.М., Казанович Я.Б., Иванцукый Г.Р.* Модели динамики нейронной активности при обработке информации мозгом – итоги десятилетия // Успехи Физических наук. 2002. Т. 172. № 10.
9. *Леутин В.П., Николаева Е.И.* Функциональная асимметрия мозга. Мифы и реальность. СПб.: Речь. 2005. 368 с.
10. *Судаков К.В.* Голографический принцип системной организации процессов жизнедеятельности. Успехи физиологических наук. 1997, т. 28, № 4.
11. *Кузнецов О.П., Шитилина Л.Б.* Псевдооптические нейронные сети – полная прямолинейная модель и методы расчета ее поведения // Известия АН, Сер. Теория и системы управления, 2000, № 5.
12. *Farhat N.H., Psaltis D, Prata A., Paek E.* Optical Implementation of the Hopfield Method // Appl. Opt., 1985. V. 24, p. 1469–1476.
13. *Owechko Y.* Nonlinear holographic associative memories // IEEE Journal of Quantum Electronics, 1989. V. 25, № 3, p. 619–634.

14. Голицын Г.А., Фоминых И.Б. Нейронные сети и экспертные системы: перспективы интеграции // Новости искусственного интеллекта. 1996. № 4.
15. Вентцель Е.С., Овчаров Л.А. Теория случайных процессов и инженерные приложения. М.: Высшая школа, 2000.
16. Вентцель А.Д. Курс теории случайных процессов, М.: Наука, 1975.
17. Grimmet G.R., Sterzaker D.R. "Probability and Random Processes", Oxford. Oxford Sc. Publ., Clarendon Press, 1992.
18. Павлов А.В. О применимости модели линейной регрессии к описанию Фурье-голографии // Оптика и спектроскопия. 2005. т. 98. № 6. 1033–1037
19. Павлов А.В. Возможности ассоциативной обработки информации, реализуемые методом Фурье-голографии // Новости искусственного интеллекта. 2006. № 2. С. 41–56.
20. Фриман Дж.У. Динамика мозга в восприятии и сознании: творческая роль хаоса // В сб. "Синергетика и психология". Вып. 3. "Когнитивные процессы". Изд-во "Когито-Центр". 2004.
21. Павлов А.В. Реализация регрессионных моделей обработки информации методом Фурье-голографии // Известия Академии Наук. Серия: Теория и Системы Управления, 2005, № 2, с. 29–36.
22. Голицын Г.А., Фоминых И.Б. Нейронные сети и экспертные системы: перспективы интеграции // Новости искусственного интеллекта. 1996. № 4.
23. Фоминых И.Б. Интеграция логических и образных методов отражения информации в системах искусственного интеллекта // Новости искусственного интеллекта, 1998, № 3, с. 76–85.
24. Заде Л. Понятие лингвистической переменной и его применение к принятию приближенных решений // Математика. Новое в зарубежной науке. Вып. 3. 1976.
25. Поспелов Д.А. Логико-лингвистические модели в системах управления. М.: Энергоиздат. 1981.
26. Аверкин А.Н., Батыршин И.З. и др. Нечеткие множества в моделях управления и искусственного интеллекта / Под. ред. Д.А. Поспелова. М.: Физматлит. 1986.
27. Новак В., Перфильева И., Мочкорж И. Математические принципы нечеткой логики. М.: Физматлит. 2006. 352 с.
28. Павлов А.В. Об алгебраических основаниях Фурье-голографии // Оптика и спектроскопия, 2001, т. 90, № 3.
29. Павлов А.В. Применение методов Фурье-голографии для построения логических процессоров // Оптический журнал, 2002, т. 69, № 10, с. 42–48.
30. Dubois D., Prade H. Fuzzy numbers: an overview, in: Ed. by Bezdek J.C., Analysis of Fuzzy Information, Boca Raton, FL. 1987. V. 1.
31. Вассерман Е.Л., Карташев Н.К., Полонников Р.И. Фрактальная динамика электрической активности мозга. СПб.: Наука. 2004.
32. Князева Е.Н. Методы нелинейной динамики в когнитивной науке // В сб. "Синергетика и психология". Вып. 3. "Когнитивные процессы". Изд-во "Когито-Центр". 2004.
33. Willinger W., Taqqu M.S. et. al. Self-Similarity Through High-Variability: Statistical Analysis of Ethernet LAN Traffic at the Source Level // IEEE/ACM Trans. On Networking. 1997. V. 5. № 1.
34. Grossglauser M., Bolot J-C. On the Relevance of Long-Range Dependence in Network Traffic // IEEE Trans. On Networking. 1999. V. 7. № 5.
35. Roughan M., Veitch D., Abry P. Real-Time Estimation of the Parameters of Long-Range Dependence // IEEE Trans. on Networking. 2000. V. 8. № 4.
36. Ричард М. Кроновер Фракталы и хаос в динамических системах. М.: 2000.

ИДЕИ Ю.Н. ДЕНИСЮКА В РАЗВИТИИ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ПОЛУЧЕНИЯ И ПРОЕКЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Н. М. ГАНЖЕРЛИ, канд. физ.-мат. наук

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург

Изложены идеи Ю.Н. Денисюка по развитию голографических методов получения и проекции трехмерных изображений, направленные на уменьшение заключенных в них объемов информации с целью использования в оптических компьютерах, оптических межсвязях и в оптических дисплеях.

1. Введение

В 1988 году Юрий Николаевич Денисюк возглавил лабораторию голографии и оптоэлектроники Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН. Началось его знакомство с сотрудниками лаборатории и выполняемыми исследованиями. Я с огромным волнением приняла предложение Юрия Николаевича помогать ему в экспериментах, которые надо было проводить для проверки его новых идей. Вначале я в основном слушала, как Юрий Николаевич излагал проблему, строил план будущего эксперимента и спокойно отвечал на мои вопросы. Постепенно это перешло в дискуссии, в ходе которых рождались новые подходы к проведению эксперимента и пониманию полученных результатов. Каждый раз я ждала того момента, когда взгляд Юрия Николаевича вдруг устремлялся куда-то мимо меня, глаза слегка раскрывались шире и как будто начинали излучать свет – возникала новая идея. Мне очень повезло, что в течение тех лет, которые Юрий Николаевич работал в Физтехе, я имела возможность общаться по самым разнообразным проблемам с этим уникальным, выдающимся, удивительным человеком, который так многому научил меня в жизни.

В данной работе я постараюсь передать, как развивались идеи Денисюка в методах получения и проекции трехмерных изображений, направленные на снижение объемов информации, заключенных в трехмерных изображениях, с целью использования в оптических компьютерах, оптических межсвязях, в оптических дисплеях.

2. Получение трехмерных изображений методом псевдоглубоких голограмм

В конце 80-х годов, заинтересовавшись идеей оптических компьютеров, Юрий Николаевич Денисюк провел сравнение различных типов голограмм: двумерных, трехмерных и волноводных. Ход его рассуждений отчетливо прослеживается в ряде ра-

бот [1–4]. Действительно, глубокие трехмерные голограммы, т. е. голограммы, зарегистрированные в светочувствительном материале, толщина слоя которого много больше пространственного периода впечатанной в него стоячей волны, обладают рядом весьма полезных свойств. К этим свойствам, в частности, относятся высокая спектральная и угловая селективность, отсутствие сопряженного изображения, а также вытекающая отсюда возможность многократного впечатывания голограмм на один участок фотоматериала, ассоциативной выборки информации, реконструкции голограммы источником излучения со сплошным спектром и др. [4–8]. К сожалению, получение глубоких голограмм связано с большими трудностями, которые обусловлены как трудностями создания толстослойных светочувствительных сред, так и ограниченностью возможностей контроля процессов, протекающих при записи и восстановлении таких голограмм. Вместе с тем, интерес к использованию глубоких голограмм существенно возрос в связи с возможностью их применения в качестве ассоциативной памяти и межсвязей между элементами компьютеров [9, 10]. Роль межсвязей постоянно растет, они перестают быть просто проводниками. Это увеличение значения связей отражает известное положение, что мозг – это не хранилище истин, а всеобщая система связей и сравнения различных предметов и событий.

В известных нам системах интеллекта – мозге, электронном компьютере, в также во многих разрабатываемых сейчас разновидностях оптического компьютера – используются линейные связи: нервы, провода, стекловолоконные световоды, по которым распространяются частицы, например, электроны, фотоны. Такого рода связи естественны для привычного нам евклидова трехмерного пространства.

Голография предлагает другую альтернативу. Сигналы в этом случае переносятся посредством распространяющихся в пространстве переналоженных друг на друга волн, а связь между этими волнами осуществляется с помощью решеток, которые также переналожены. Такие связи наиболее есте-

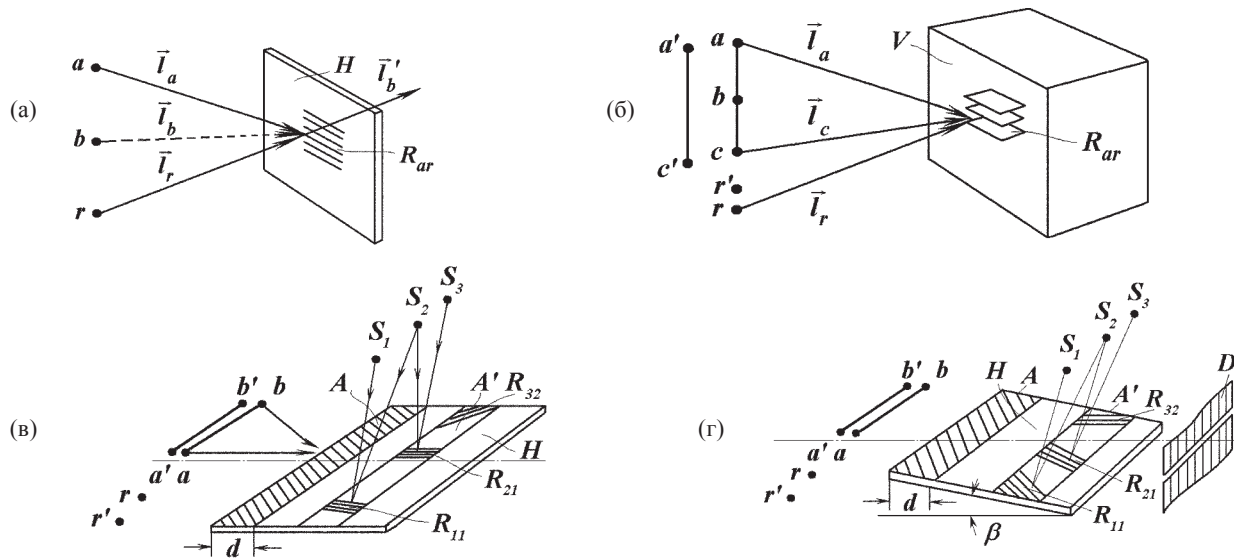


Рис. 1. К рассмотрению особенностей межсвязей, устанавливаемых с помощью двумерной (а), трехмерной (б), волноводной (в) и псевдоглубокой (г) голограмм.

ственно выглядят в пространстве Фурье, где волнам соответствуют точки, а решеткам – соединяющие их векторы.

Рассмотрим особенности различных систем голографических связей подробнее. Наиболее простой в изготовлении и удобной в последующем с ней обращении является двумерная голограмма, подобная изображенной на рис. 1а. В этом случае элементами, которые связывают пары волн, или, что то же самое, пары точек, являются двумерные решетки, образовавшиеся при регистрации излучения этих точек на голограмме. Однако связь через двумерные решетки не является однозначной, поскольку каждая из таких решеток взаимодействует не только с теми точками, которые ее образовали, но и со всеми остальными точками объекта. Например, решетка R_{ar} , записанная на голограмме H в результате интерференции волн l_a и l_r излучения точек a и r , может быть восстановлена излучением волны l_b , испущенной точкой b , которая в записи этой решетки не участвовала. При этом будет восстановлена волна l'_b , которая при записи голограммы не существовала. Неоднозначный характер связей, создаваемых двумерной голограммой, существенно ограничивает ее возможности.

Трехмерная голограмма, в отличие от двумерной, устанавливает однозначную систему связей между записанными на ней волнами, каждая из которых в силу условий Брэгга взаимодействует только с той парой волн, которая ее образовала. Например, решетка R_{ar} , записанная на голограмме V волнами l_a и l_b , не взаимодействует с волной l_c излучения точки c (см. рис. 1б). Однозначный характер связей, создаваемых трехмерной голограммой, позволяет ис-

пользовать ее для выполнения ряда вычислительных операций. В частности, на основе трехмерных голограмм предполагается создать системы ассоциативной памяти, а также использовать их для уплотнения записи информации посредством многократного впечатывания голограмм на один и тот же участок фотоматериала [7, 9, 10].

Принцип ассоциативной выборки информации, записанной на трехмерной голограмме, пояснен на рис. 1б. На этапе записи на голограмме V без помощи референтного луча регистрируется результат интерференции всех точек объекта ac . При реконструкции на голограмму направляется излучение одного из фрагментов этого объекта, например, ab . В результате взаимодействия с голограммой это излучение восстанавливает изображение недостающей части объекта ac . Многократная запись трехмерных голограмм на одном участке фотоматериала осуществляется посредством последовательной регистрации в объеме V голограммы различных объектов с помощью различных референтных источников. При реконструкции все записанные изображения восстанавливаются независимо, каждый своим источником.

К недостаткам трехмерной голограммы следует отнести то, что составляющие ее трехмерные решетки наложены друг на друга и поэтому ими фактически невозможно управлять по отдельности – стирать, перезаписывать информацию и т. д. Промежуточное положение между двумерными и трехмерными голограммами занимают волноводные голограммы [11, 12]. В этом случае в планарном волноводе H с помощью излучения, распространяющегося вдоль волновода, записывается голограмма

строчечного объекта ab (см. рис. 1в). Такая голограмма, подобно трехмерной, имеет глубину и, следовательно, однозначно связывает волны, записанные на ней различными точками объекта. Вместе с тем, в данном случае имеется возможность пространственно разделить страницы записанной на голограмме информации. Например, объект ab запишем на полоске A с помощью референтного источника r , объект $a'b'$ – на полоске A' с помощью источника r' и т. д. При этом протяженность полосок по глубине d играет роль толщины трехмерной голограммы, определяя ее селективные свойства.

Рассматривая возможности применения голографии в системах оптической обработки информации, следует учитывать, что при записи информации на голограмме эта информация во многих случаях может быть представлена в виде одномерных строчек, а не в виде двумерных страниц. Учитывая это обстоятельство, был предложен метод так называемых псевдоглубоких голограмм [13, 14]. Такая голограмма, обладая угловой и спектральной селективностью, характерной для глубоких трехмерных голограмм, вместе с тем не требуют использования специального светочувствительного материала. Псевдоглубокая голограмма представляет собою нечто среднее между двумерной, трехмерной и волноводной голограммами. Схема ее записи приведена на рис. 1г. Светочувствительный слой H , на котором записывается веер лучей, распространяющихся от строчечного объекта ab , расположен под малым углом по отношению к плоскости, в которой распространяются эти лучи. За голограммой установлена щель D , которая при реконструкции голограммы выделяет только лучи, лежащие в плоскости объекта ab , и устраняет все остальные.

Вообще говоря, псевдоглубокая наклонная голограмма действует как обычная двумерная. В отличие от волноводной голограммы излучение в данном случае пересекает слой, а не распространяется вдоль него. В отличие от трехмерной голограммы физическая толщина светочувствительного слоя псевдоглубокой голограммы со специально выбранной щелью дает в результате свойства, близкие к свойствам волноводной и трехмерной голограмм.

Механизм, обуславливающий появление селективных свойств у псевдоглубокой голограммы, на первый взгляд, существенно отличается от механизма, лежащего в основе селективных свойств реальной трехмерной голограммы. На самом деле, если каждая пространственная решетка трехмерной голограммы взаимодействует только с той парой волн, которая ее образовала при записи, и пропускает, “не замечая”, остальные волны, то двумерные решетки псевдоглубокой голограммы взаимодействуют, как это и должно быть, со всеми волнами, “своими” и “чужими”.

В работе [14] было показано, однако, что только волны, взаимодействующие со “своими” решетками, отклоняются ими так, что не выходят из горизонтальной плоскости, содержащей линейный объект и щель. Например, волна, испущенная референтным источником r , взаимодействуя с решеткой, сформированной в голограмме излучением точек a и r , отклоняется этой решеткой так, что трансформируется в волну точки a , распространяющуюся в горизонтальной плоскости, которая содержит объект ab и щель D (см. рис. 1г). В то же самое время волны, которые взаимодействуют с решетками, в записи которых они не участвовали, отклоняются ими вверх и вниз и таким образом выходят из горизонтальной плоскости. Например, волна, испущенная точкой b объекта, взаимодействуя с решеткой, сформированной точками a и r , выходит из горизонтальной плоскости, которая содержит объект и щель (см. рис. 1г).

Наличие селективных свойств у псевдоглубокой голограммы открывает возможность осуществления с ее помощью ряда операций, которые ранее можно было выполнить только с помощью трехмерных и волноводных голограмм. Несмотря на различие механизмов, результат влияния глубины на селективные свойства псевдоглубокой голограммы оказывается таким же. В работе [14] было показано, что если угловую ширину щели, которая отсекает все выходящие из горизонтальной плоскости лучи, выбрать равной углу дифракционной расходимости пучка лучей, пересекающего, например, полоску псевдоглубокой голограммы A , то селективные свойства этой голограммы будут такими же, как у трехмерной голограммы, глубина которой равна глубине полоски (см. рис. 1г). При этом следует отметить, что выражения, описывающие спектральную и угловую селективности псевдоглубокой голограммы, совпадают с выражениями, полученными для трехмерной голограммы в случае использования так называемого борновского приближения, которое действительно при малых значениях дифракционной эффективности [14].

С помощью псевдоглубокой голограммы можно осуществить следующие характерные для трехмерных голограмм операции: ассоциативную реконструкцию излучением части записанного на голограмме объекта [15–17], многократную запись голограмм на одном и том же участке светочувствительного материала [18], распознавание записанной информации посредством реконструкции объектной волной [19, 20], использование в качестве референтных источников протяженных световых моделей ортогональных функций [21], реконструкцию псевдоглубокой голограммы излучением с длиной волны, отличающейся от используемой при записи

[22]. Аналогично волноводным голограммам, псевдоглубокие голограммы позволяют записать страницы информации в виде отдельных полосок и допускают контроль записи из третьего измерения. При этом в отличие от трехмерных голограмм селективными свойствами псевдоглубоких голограмм можно управлять в весьма широких пределах за счет изменения глубины записи d , ширины щели D , а также других параметров оптической схемы (см. рис. 1г). Рассмотрение селективных свойств псевдоглубоких голограмм выполнено в работе [14].

Остановимся более подробно на возможности осуществления с помощью псевдоглубокой голограммы ассоциативных операций, которая была обоснована теоретически П.И. Ван Херденом еще в 1963 г. для обычной глубокой голограммы [7]. Дальнейшее развитие исследований в этом направлении было весьма медленным ввиду фактического отсутствия светочувствительных сред, в которых можно было бы записать голограмму на достаточно большую глубину. Вместе с тем, в связи с возрастанием интереса к задачам оптической обработки информации также увеличился интерес к возможности осуществления ассоциативных операций [8, 9].

В работах [16, 17] приведены результаты экспериментов по записи и ассоциативному считыванию безопорных псевдоглубоких голограмм, а также рассмотрены механизмы этого явления и сопровождающих его эффектов. Запись голограмм по так называемой безопорной схеме означает, что на голограмме регистрируется только излучение объекта, а референтный источник отсутствует. Анализируя механизм такой безопорной записи, можно считать, что каждая из точек объекта является референтной по отношению ко всем его остальным точкам. Во время реконструкции, когда на голограмму падает излучение какой-то части зарегистрированного на ней ранее объекта, каждая из точек этой части восстанавливает изображение всех остальных точек объекта. Складываясь, эти изображения усиливаются по интенсивности и образуют единое целостное изображение зарегистрированного на голограмме объекта.

При ассоциативной реконструкции двумерной голограммы излучение каждой точки объекта, взаимодействуя не только с теми решетками, в процессе записи которых это излучение участвовало, но и со всеми остальными решетками, записанными на голограмме, восстанавливает множество смещенных друг относительно друга изображений объекта, которые размывают картину восстановленного голограммой изображения.

Псевдоглубокая голограмма, как это уже отмечалось ранее, по существу является двумерной и поэтому тоже восстанавливает изображения при

перекрестном взаимодействии света с “чужими” решетками. Однако эти перекрестные компоненты в данном случае уведены вверх и вниз от горизонтальной плоскости и поэтому не искажают основного изображения, которое выделяется щелью.

Предложенный метод графического построения ассоциативного изображения основан на использовании направлений штрихов решеток в качестве начала отсчета углов, записанных на псевдоглубокой голограмме. Этот метод базируется на том, что при дифракции луча на решетке его угловая координата относительно направления штрихов этой решетки остается неизменной. Другая угловая координата дифрагированного луча задается тем, что разность проекций волновых векторов падающего и дифрагированного лучей на направление вектора решетки не зависит от направления падающего луча и кратна абсолютной величине этого вектора.

Эти простые и точные зависимости удобно представить в виде построения на сфере единичного радиуса. На этой сфере плоскость голограммы и плоскость считывания изображаются в виде больших кругов, а направления падающих и восстановленных голограммой лучей – в виде точек. Если ограничить рассмотрение параксиальным случаем, когда угловые размеры записываемого на голограмме объекта, а также угол наклона голограммы малы, то рассматриваемый участок сферы можно изобразить в виде участка плоскости и построения становятся совсем наглядными.

Оценивая перспективы применения метода псевдоглубоких голограмм, следует иметь в виду, что успех любого практического применения голографии фактически полностью определяется тем, насколько свойства светочувствительного материала, в котором записывается голограмма, соответствуют условиям решаемой задачи. Следует признать, что в этом отношении выбор, предоставленный нам природой и технологией, крайне ограничен. Этот выбор особенно ограничен в случае, когда речь идет о создании толстослойных реверсивных светочувствительных сред, предназначенных для использования в устройствах оперативной памяти компьютера и устройствах межсвязей между его элементами. Метод псевдоглубоких голограмм, позволяя использовать тонкослойные светочувствительные среды, существенно упрощает требования к материалу и тем самым открывает возможность осуществления ряда новых практических приложений. Существенным преимуществом псевдоглубокой голограммы является также и то, что третье измерение пространства голограммы может использоваться в этом случае для контроля ее структуры, а также для управления светочувствительностью фотоматериала. В частности, благодаря этому обстоя-

тельству псевдоглубокая голограмма может быть синтезирована с помощью компьютера, что практически невозможно в случае, когда голограмма действительно трехмерна. Единственной платой за все эти преимущества является необходимость отказа от двумерных страниц информации и перехода к страницам, имеющим вид строки. Однако линейные страницы информации уже широко и успешно применяются в оптических устройствах, предназначенных для обработки радиосигналов. Такие страницы, в частности, удобны тем, что их можно вводить с помощью акустооптических линий задержки.

3. Получение трехмерных изображений методом селектограмм

Стремясь к возможному упрощению требований, предъявляемых к источникам восстанавливающего голограмму излучения, Ю.Н. Денисюк в начале 90-х годов развил метод псевдоглубоких голограмм применительно к задаче регистрации трехмерных изображений, предложив метод так называемых селектограмм. Вывод метода и его экспериментальная проверка изложены в работах [23–25].

Одним из основных приложений голограмм является запись и реконструкция изображений, воспроизводящих иллюзию объемности регистрируемых объектов [5, 26, 37]. В соответствии с основным принципом формирования голограммы восстановленное ею изображение совершенно идентично изображению, воспринимаемому наблюдателем при непосредственном восприятии объекта. Имея это в виду, можно, казалось бы, прийти к выводу, что с появлением голографии проблема создания трехмерной изобразительной техники полностью решена. К сожалению, оказывается, что именно само совершенство голографического принципа создания изображений является в то же самое время главным источником его недостатков. На самом деле мы должны расплачиваться за очень большой объем избыточной информации, записываемой и воспроизводимой голограммой. В частности, необходимо записывать и воспроизводить голограмму, используя точечные источники высококогерентного света.

В то же самое время достаточно очевидно, что любые упрощения условий записи и реконструкции голограммы должны благоприятно влиять на ее практические приложения. Развитие изобразительной голографии показало, что наиболее удобными для практики являются те разновидности голограмм, которые предъявляют минимальные требования к источнику света, осуществляющему их реконструкцию. В частности, в настоящее время наиболее ши-

роко используются радужные [37] и отражательные [5, 8] голограммы, которые допускают реконструкцию точечным источником обычного белого света. Возникает естественный вопрос, можно ли попытаться еще более снизить требования, предъявляемые к источнику света, т. е. разработать такие типы голограмм, которые, подобно обычным фотографиям, допускали бы запись и реконструкцию с помощью протяженных источников света?

Вообще говоря, способностью выделять из протяженного фона излучение отдельных точек, а следовательно, и способностью формировать изображение обладают трехмерные решетки глубокой голограммы. Если ограничиться рассмотрением случая, когда лучи зарегистрированного на голограмме излучения лежат в одной плоскости и излучение характеризуется одной длиной волны, то нетрудно понять, что каждая трехмерная решетка в силу условий Брэгга выбирает из протяженного фона и направляет далее один определенный луч. При этом угол, в пределах которого решетка выбирает этот луч, может составлять порядка минут при толщине голограммы порядка миллиметров. Нетрудно понять, что такое высокое значение угловой селективности было бы вполне достаточно, чтобы сформировать изображение, предназначенное для визуального восприятия. Однако, в общем случае, когда рассмотрение не ограничивается лучами, лежащими в одной плоскости, и волны падают на решетку в некотором телесном угле, решетка взаимодействует со многими другими лучами, находящимися на поверхности некоторого конуса. Кроме этой принципиальной трудности, следует упомянуть также и то, что любое практическое приложение глубоких голограмм связано с решением сложной технологической задачи создания светочувствительных сред.

Проблему формирования трехмерных изображений за счет использования селективных свойств глубокой голограммы существенно облегчает то обстоятельство, что в силу особенностей строения визуального аппарата человека воспроизведение эффектов объемности объекта и, следовательно, и воспроизведение направлений распространяющихся от него лучей может быть ограничено одной горизонтальной плоскостью. Такой подход, в частности, был успешно использован С.А. Бентоном при создании известного метода радужных голограмм [27]. Такое ограничение задачи позволяет не только успешно использовать селективные свойства трехмерных решеток, но и обойтись без трехмерных структур вообще за счет применения предложенного ранее метода псевдоглубоких голограмм [13–14].

Рассматривая возможность записи и воспроизведения трехмерных изображений за счет использо-

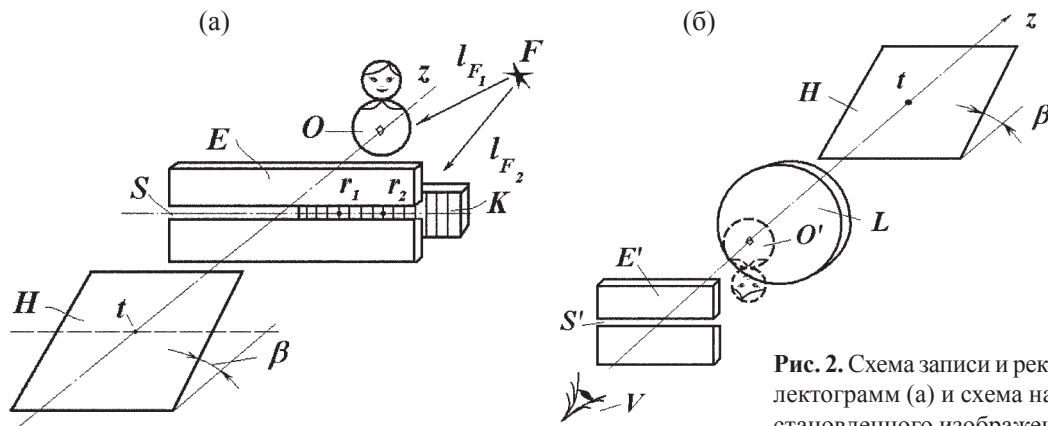


Рис. 2. Схема записи и реконструкции селектограмм (а) и схема наблюдения восстановленного изображения (б).

вания селективных свойств решеток, записанных на псевдоглубокой голограмме, такую запись естественно назвать “селектограммой”. Введение этого нового термина оправдано в данном случае тем, что принцип формирования трехмерного изображения и свойства этого изображения (оно, в частности, не воспроизводит распределение фаз излучения) существенно отличаются от присущих голограмме свойств.

Схема записи и реконструкции селектограмм приведена на рис. 2а. На этапе записи излучение монохроматического источника F (лучи I_{F_1} и I_{F_2}) освещает объект O и диффузор K , который расположен перед правой частью щели S , проделанной в экране E . Излучение, рассеянное объектом, свободно проходит через левую, не закрытую часть щели S . Складываясь с излучением, прошедшим через диффузор, это излучение образует картину интерференции, которая записывается на фотопластинке H , наклоненной под малым углом β к оптической оси системы tz .

Реконструкция полученной таким способом селектограммы осуществляется излучением, рассеянным диффузором и прошедшим затем через щель S . В отличие от голограммы, микроструктура используемого при реконструкции диффузора может существенно отличаться от микроструктуры диффузора, с помощью которого осуществлялась запись. Более того, реконструкция может осуществляться некогерентным протяженным самосветящимся источником света, значения фаз излучения которого в различных точках r_1, r_2, \dots не коррелированы между собой.

Восстановленное селектограммой излучение попадает в схему наблюдения (см. рис. 2б), которая состоит из линзы L и щели S' . Размеры щели S' совпадают с размерами изображения щели S , построенного с помощью линзы L . Наблюдатель V , воспринимающий восстановленное изображение объекта, находится за щелью S' .

В самых общих чертах механизм записи и формирования изображения с помощью селектограммы сводится к следующему. Излучение точек объек-

та, интерферируя с излучением точек референтного источника, записывает на фотопластинке систему решеток. При реконструкции излучение точек референтного источника, взаимодействуя с гармониками, в образовании которых эти точки участвовали, в соответствии с общими принципами голографии, восстановит лучи, которые распространяются от точек объекта через щель S , а следовательно, и через S' . Однако, когда излучение точек референтного источника взаимодействует с решетками, в образовании которых эти точки не участвовали, восстановленные лучи в соответствии с принципом действия псевдоглубокой голограммы не попадут в щель S' и будут отсечены экраном. В результате каждая точка референтного источника, взаимодействуя со “своей” частью структуры селектограммы, восстановит “свое собственное” изображение объекта. Поскольку фазы различных точек реконструирующего источника не коррелированы с фазами референтного источника, а в общем случае также и между собою, то изображения объекта, восстановленные всеми этими точками, будут складываться в суммарное изображение O' по интенсивности, а не по амплитуде.

Проблема регистрации селектограммы произвольного диффузного объекта была сложной в силу недостатка света после фильтрации щелью. Эта проблема была решена посредством регистрации промежуточной голограммы с последующей перепечаткой восстановленного ею изображения на селектограмму. Эксперимент показал, что изображение, восстановленное селектограммой, практически нечувствительно к сдвигам щели вверх и вниз. Этот эффект объясняется тем, что решетки голограммы, записанные точками референтного источника, при освещении излучением смещенных точек, сдвинутых на некоторый малый угол, реконструирует интермодуляционные лучи, которые также создают изображения объекта.

Подробное рассмотрение разрешающей способности восстановленного селектограммой изображе-

ния приведено в работах [23, 28–32]. Поскольку ширина фильтрующей щели существенно определяет селективность системы, а следовательно, и разрешающую способность регистрируемого изображения, то эта щель должна быть достаточно узкой, что существенно ограничивает светосилу системы.

Одним из возможных способов увеличения интенсивности излучения регистрируемого объекта является переход к регистрации изображений, которые предварительно сфокусированы в область, где располагается фотопластинка, на которой записывается селектограмма [28–32]. Требования к угловой разрешающей способности системы могут быть в этом случае существенно уменьшены, а ширина щели соответственно увеличена. Этот случай имеет ряд преимуществ перед непосредственной регистрацией объекта. В частности, в результате снижения требований к разрешающей способности открывается возможность расширить щель, фильтрующую излучение объекта, и таким образом увеличить светосилу устройства при регистрации трехмерного изображения. Предварительная фокусировка объекта на селектограмму позволяет также существенно уменьшить количество дополнительных изображений и тем самым увеличить дифракционную эффективность основного восстановленного изображения. Все упомянутые преимущества рассмотренного метода существенно способствуют решению задачи его применения для регистрации трехмерных изображений с использованием самого объекта в качестве источника референтного излучения, что, в свою очередь, открывает возможность существенного уменьшения степени когерентного излучения, освещающего объект при съемке.

Результаты эксперимента подтвердили, что селектограмма в отличие от голограммы допускает запись и реконструкцию трехмерных изображений с использованием протяженных референтного и реконструирующего источников. При реконструкции в качестве референтного излучения может использоваться также излучение самого объекта. Поскольку в этом случае объектная и референтная волны взаимно когерентны, для освещения объекта могут использоваться лазеры с низкой степенью когерентности. На этапе реконструкции селектограмма характеризуется тем, что допускает реконструкцию протяженными некогерентными источниками света. Эта возможность также представляет интерес для изобразительной техники, поскольку лазерный свет вреден для зрения, а формируемые им изображения сильно искажены спекл-шумом. Обсуждая такие приложения, как трехмерные дисплеи компьютеров, трехмерное телевидение и кинематограф, следует отметить, что изображение, реконструированное селектограммой, не содержит такой избы-

точной информации, как информация о значении фаз на поверхности объекта. Это свойство селектограммы открывает возможность сужения полосы частот сигналов, которые передают трехмерное изображение по каналам связи.

4. Получение трехмерных изображений методом безопорных селектограмм

Поскольку селектограмма может быть записана с использованием протяженного референтного источника света, такой источник может быть сформирован из света, рассеянного тем же самым объектом, который регистрируется на селектограмме. Регистрация голограмм с использованием референтной волны, сформированной из излучения, рассеянного регистрируемым объектом, обсуждалась в работах еще 60-х годов [33, 34]. Такие голограммы получили название “голограмм с локальным референтным лучом”. Поскольку в этом случае референтное излучение автоматически когерентно по отношению к излучению, рассеянному объектом, то требования к когерентности регистрируемого излучения могут быть значительно снижены. Использование оптического элемента, который был бы способен расщеплять излучение, рассеянное объектом на объектную и референтную составляющие, стало следующим шагом в развитии метода селектограмм [35, 36]. В этих работах был предложен метод так называемых безопорных селектограмм, в котором референтная волна формируется из объектной с помощью дифракционной решетки, расположенной непосредственно перед объемным светочувствительным слоем, а также проведен анализ процесса формирования изображения в этом случае (см. рис. 3). Объект-транспарант T освещается излучением, рассеянным диффузором D , на который падают лучи I когерентного источника. Изображенный на транспаранте объект обозначен O_O . Рассеянное объектом излучение фильтруется горизонтальной щелью S и коллимируется линзой L таким образом, что после линзы объектная волна Ψ составлена из лучей, распространяющихся в горизонтальной плоскости. За линзой непосредственно перед толсто-слоистой светочувствительной средой V установлена дифракционная решетка G . Предположим, что эта решетка выполнена таким образом, что падающее на нее излучение направляется в $+1$ -й и -1 -й порядки дифракции, а нулевой порядок подавлен. Падающая на такую решетку волна Ψ делится на две идентичные компоненты, отклоненные в горизонтальной плоскости на углы $+\alpha$ и $-\alpha$ от направления первоначальной волны Ψ . Одну из этих компонент Ψ_O будем считать объектной, вторую Ψ_R – референтной. Объектная волна Ψ_O формирует мни-

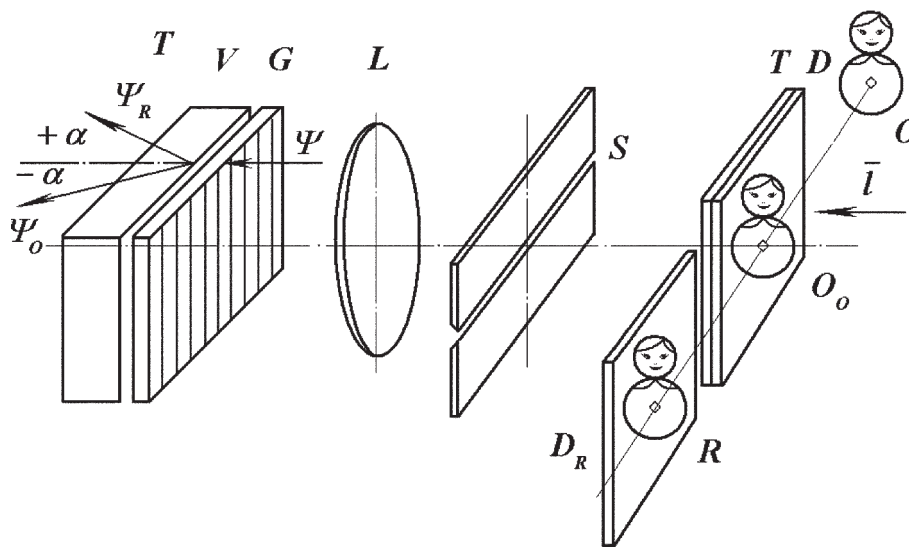


Рис. 3. Схема записи и реконструкции безопорной селектограммы.

мое изображение объекта O , референтная волна Ψ_R формирует мнимое изображение объекта R . Результат интерференции этих волн регистрируется в толстослойной светочувствительной среде V .

Образованное решеткой G мнимое изображение объекта R является своеобразным “окном” (или “зрчком”), через которое должно проходить излучение, восстанавливающее селектограмму. При этом каждая находящаяся в пределах этого зрчка точка диффузного экрана восстанавливает только ту частичную голограмму, которую записала точка референтного источника R , находящаяся на этом месте на этапе регистрации. Существенно, что поскольку излучение каждой точки реконструирующего источника восстанавливает “свое собственное” изображение объекта и не взаимодействует с частичными голограммами, записанными другими точками, распределение амплитуд и фаз на поверхности реконструирующего источника не влияет на конфигурацию общего восстановленного изображения объекта и поэтому может быть произвольным. Что же касается тех точек реконструирующего источника, которые не совпадают с точками мнимого изображения объекта R , то они не примут участия в формировании восстановленного изображения объекта O ввиду отсутствия частичных голограмм, которые могли бы преобразовать их излучение.

К полезным свойствам рассматриваемой схемы селектограммы следует отнести ее малую чувствительность к вибрациям установки. В отличие от схемы записи обычной голограммы, в этом случае отсутствует интерферометр и пучки лучей делятся решеткой непосредственно перед тем, как попасть в светочувствительный слой. Главным требованием является отсутствие горизонтальных смещений

решетки относительно светочувствительного слоя, что достаточно легко осуществить.

Возможность записи безопорных селектограмм по рассмотренной схеме была подтверждена экспериментами, в которых глубокая запись осуществлялась на тонкослойных фотопластинках с использованием метода псевдоглубоких голограмм [37–39], а также с использованием объемных светочувствительных материалов [40–42].

Несмотря на то, что этот метод безопорных селектограмм не является столь универсальным, как голография, и воспроизводит эффекты объемного восприятия только в горизонтальной плоскости, он имеет ряд преимуществ, основным из которых является существенное снижение требований к когерентности излучения, используемого при записи. Этот эффект достигается благодаря следующим особенностям метода. Во-первых, объектный и референтный пучки в этом случае взаимно когерентны, так как оба этих пучка образованы из излучения, рассеянного объектом. Далее существенно, что область, где может существовать картина интерференции, максимально приближена к фотослою, так как пучки делятся непосредственно перед этим слоем дифракционной решеткой. Следует отметить, что, несмотря на снижение требований к когерентности записывающего излучения, проблема интерференционной записи произвольных трехмерных объектов остается достаточно сложной, так как данный метод не компенсирует влияние пространственной некогерентности рассеянного объектом излучения, что приводит к взаимному стиранию интерференционных картин, образованных излучением достаточно удаленных точек объекта.

5. Проекция трехмерных изображений методом аспектов трехмерной сцены, сфокусированных в точки

Развитие систем проекции трехмерных изображений и создание трехмерных дисплеев, способных воспроизводить в реальном времени изображения естественных движущихся объектов, является одной из наиболее важных проблем современной оптической науки и технологии. В частности, такие системы могут быть использованы в широкоэкранный телевидении, в качестве дисплеев компьютеров, в промышленности развлечений, а также в медицине при выполнении хирургических операций и для наглядного представления результатов рентгеновского анализа.

Исходным пунктом развития дисплеев, позволяющих создавать иллюзию трехмерности изображаемого объекта при наблюдении из произвольных точек зрения, явилась интегральная фотография, предложенная Габриэлем Липпманом в 1908 г. [47, 48]. Врожденным неустранимым недостатком интегральной голографии является то, что она не воспроизводит состояние фокусировки глаза на объект. Плоскость, на которую сфокусированы аспекты, задается фиксированным расстоянием между линзовым растром и фотопластинкой.

Следующим шагом на пути создания трехмерных изображений явилась голография, которая создает полную иллюзию действительности изображаемого объекта посредством записи и точного воспроизведения волнового фронта рассеянного им излучения. Недостатком голографической изобразительной техники является то, что голограмма может быть записана только в свете лазера. Другим существенным недостатком, как это ни странно, является также и слишком большая, избыточная для визуального восприятия точность воспроизведения деталей изображаемого объекта. Избыточность записанной на голограмме информации существенно затрудняет ввод голограммы в каналы связи, а также ее передачу зрителю в системах кино и широкоэкранный телевидения.

Мультиплексная голограмма возникла на основе объединения принципов интегральной фотографии и голографии. В этом случае объект последовательно фотографируется обычной фотокамерой из множества точек, заполняющих определенную плоскость в пространстве. В результате получают набор транспарантов-аспектов. На каждом из таких транспарантов представлен определенный аспект объекта, представляющий собою изображение объекта таким, каким его можно наблюдать из данной точки пространства.

На этапе записи мультиплексной голограммы каждый транспарант с записью данного аспекта ре-

гистрируется в виде малой локальной голограммы посредством смещения излучения, прошедшего через транспарант, с излучением референтной волны. При этом локальная голограмма должна располагаться в точке фотопластинки, которая соответствует точке пространства, через которую был снят данный аспект. Сдвигая фотопластинку вдоль осей x и y на определенные расстояния Δ_x и Δ_y , заполняют локальными голограммами аспектов всю поверхность фотопластинки. Полученная таким образом структура называется мультиплексной голограммой. При реконструкции вся поверхность мультиплексной голограммы освещается излучением волны, которая использовалась в качестве референтной волны на стадии записи локальных голограмм. Каждая локальная голограмма $h_{11}; h_{12}; \dots; h_{21}; h_{22}; \dots$, входящая в состав мультиплексной голограммы, восстанавливает изображение записанного на ней аспекта. Суммируясь, эти изображения создают объемное изображение объекта.

По сравнению с обычной голограммой мультиплексная голограмма имеет то преимущество, что с ее помощью можно воспроизводить объемные изображения объектов, освещенных естественным светом. Преимуществом, по сравнению с интегральной фотографией, является то, что в этом случае размеры фотографических изображений аспектов не ограничены размером линз раstra, а также то, что при фотографической съемке аспектов можно использовать нормальную высокоразрешающую оптику, а не крошечные штампованные линзы, как это имеет место в интегральной фотографии.

Мультиплексные голограммы, рассмотренные ранее, позволяя получить высококачественные объемные статические изображения, вместе с тем мало пригодны для получения движущихся изображений, поскольку синтез таких изображений включает в свой состав трудоемкую и излишнюю в данном случае операцию записи локальных голограмм на твердый носитель. На самом деле смысл операции записи локальных голограмм состоит в том, чтобы объединить и запомнить на долгое время создаваемые аспектами отдельные элементы объемного изображения.

Такой способ формирования целостного изображения из его фрагментов не является единственным. В телевидении эта проблема решается за счет быстрого сканирования экрана одной-единственной точкой. Впечатление целостного изображения возникает в данном случае благодаря тому, что зрительный аппарат человека обладает памятью (инерцией), длительность которой составляет порядка 0,05 секунды. Если светящаяся точка успевает оббежать экран за это время, то глаз запоминает все положения точки на экране, и в результате возникает иллюзия целостности изображения.

люзия того, что на экране представлено целостное изображение объекта.

Принцип создания целостного изображения посредством быстрого сканирования пространства фрагментом этого изображения может быть применен и в случае проекции объемного изображения. Одной из возможностей синтеза объемных изображений посредством сканирования является предложенный нами метод аспектов, сфокусированных в точки (АСТ-дисплей) [45–48], который, аналогично голографии, также основан на использовании лазерной техники. Однако в отличие от голографии АСТ-дисплей использует только свойство лазерных пучков распространяться с очень малыми углами расходимости, что, в свою очередь, позволяет фокусировать эти пучки в малые точки. Такое важное свойство лазеров, как способность генерировать пучки, характеризующиеся высокой степенью пространственной и временной когерентности, в данном случае не используется, поскольку АСТ-дисплей не воспроизводит распределение фаз волновых фронтов записанного им излучения. Именно отсутствие необходимости воспроизводить распределение фаз волновых фронтов и дает возможность последовательного выведения отдельных элементов изображения на экран.

Новый тип трехмерного дисплея, в котором трехмерное изображение формируется посредством сканирования пространства лазерным лучом, проецирует различные аспекты трехмерной сцены наблюдателю. В основе технических преимуществ данного метода лежит отказ от воспроизведения соотношений фаз в удаленных друг от друга точках волнового поля света. Волновое поле такого типа предоставляет возможность последовательной передачи элементов трехмерного изображения по линиям связи. Результатом этого является, в частности, существенное сокращение объема информации, которую необходимо запомнить и представить одновременно на пространственном управляемом транспаранте.

Суть метода заключается в следующем. На первом этапе регистрируется система аспектов изображаемой сцены. Матрица создается сканирующим пучком лазера, в который в последовательном порядке вводятся записанные из разных точек аспекты сцены. На этапе проекции аспекты просвечиваются сфокусированным в точку лазерным пучком. Сканируя экран, такой пучок образует матрицу светящихся точек, через каждую из которых виден один из аспектов трехмерной сцены. В результате наблюдатель видит локализованное на экране двумерное изображение, конфигурация которого изменяется в зависимости от точки наблюдения таким же образом, как при наблюдении реального трехмерного

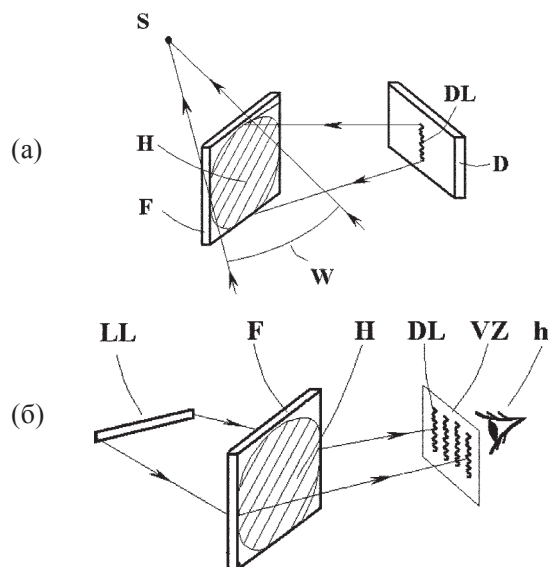


Рис. 4. Схема регистрации (а) и реконструкции (б) голографического экрана.

объекта, и у наблюдателя возникает иллюзия трехмерности проецируемого изображения. В настоящее время наиболее плодотворным подходом к созданию такого дисплея представляется ограничение проблемы формирования трехмерного изображения воспроизведением одного только горизонтального параллакса. Именно такой тип трехмерного изображения моделировался в нашем эксперименте. Однако в этом случае зона видения, через которую наблюдатель может видеть изображение, трансформируется из квадратной в узкую горизонтальную полосу, наблюдение через которую весьма затруднено. Для того чтобы расширить эту полосу в вертикальном направлении, было предложено ввести в систему проекции специальный одномерный диффузный экран [49–51]. Исследования в области усовершенствования такого экрана представляют независимый интерес, поскольку такой экран может применяться не только для АСТ-дисплея, но также и при использовании других методов проекции трехмерных изображений. Создание двухкомпонентной оптической системы, состоящей из очень большой линзы и одномерного диффузного экрана, является достаточно сложной задачей.

Для реализации способа проекции трехмерных изображений с помощью сфокусированных в точки аспектов сцены был изготовлен специальный голографический экран, который выполняет функции фокусировки и рассеяния света в вертикальном направлении одновременно [52]. Схема регистрации такого экрана представлена на рис. 4а. Свет лазера фокусируется цилиндрической линзой в виде узкой вертикальной линии в плоскость диффузора D и далее в виде диффузного света падает на светочувствительную среду F. Туда же направляет-

ся волновой фронт W , сходящийся в точку S позади регистрирующей среды. В зоне пересечения двух пучков регистрируется голограмма H , которая имеет вид эллипса, вытянутого вдоль горизонтального направления.

Записанный таким способом голографический оптический элемент (экран) обладает свойством трансформировать излучение, исходящее из точки S , в вертикальную диффузную полосу DL . При проекции трехмерного изображения через экран светящиеся точки, в которые сфокусированы различные ракурсы сцены, располагаются вдоль горизонтальной линии LL (см. рис. 4б). В соответствии со свойствами экрана каждая из этих точек проецируется в зону видения VZ в виде вертикальной светящейся диффузной полосы DL . Через каждую точку такой полосы DL наблюдатель h видит изображение одного и того же аспекта, который проецировался через данную точку горизонтальной полосы LL . Другие аспекты трехмерной сцены будут видны через соответствующие им вертикальные полосы DL . Таким образом, точки зоны видения VZ растягиваются в вертикальном направлении, что дает возможность наблюдать проецируемое изображение при значительном смещении глаза в вертикальном направлении.

Полученный рассмотренным способом экран может быть использован для проекции трехмерных изображений посредством проекции аспектов, полученных методом обычной фотографии, а также посредством проекции аспектов, генерируемых голограммой, поскольку излучение каждой из точек голограммы может рассматриваться в качестве аспекта [53]. В последнем случае, используя данный экран, можно получить крупноформатные изображения с помощью узкой строчечной голограммы. Проведенный нами эксперимент был посвящен исследованию именно этого способа проекции. В эксперименте снимались линейные голограммы Лейта трехмерной сцены, которая состояла из нескольких объектов и зеркал, используемых для дополнительной подсветки и усиления эффекта глубины сцены. Проецируемое экраном изображение восстанавливает такой типичный эффект трехмерности, как возможность обзора изображения. Таким образом, проведенные нами эксперименты показали возможность проекции трехмерного изображения при использовании однокомпонентного экрана, выполненного с помощью достаточно простой технологии.

Литература

1. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Псевдоглубокая голограмма, ее свойства и возможные применения // Препринт № 1519. ФТИ АН СССР. Ленинград. 1991. 63 с.
2. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Псевдоглубокая голограмма, свойства и применения // ЖТФ. 1993. Т. 63. В. 2. С. 81–96.
3. Denisyuk Yu.N. and Ganzherli N.M. Pseudodeep hologram and its properties // Optical Memory and Neural Networks. 1992. V. 1. № 1. P. 1–5.
4. Denisyuk Yu.N. and Ganzherli N.M. Pseudodeep hologram: their properties and applications // Opt. Eng. 1992. V. 31. № 4. P. 731–738.
5. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // ДАН СССР. 1962. Т. 144. № 6. С. 1275–1278.
6. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Опт. и спектр. 1963. Т. 15. В. 4. С. 522–532.
7. Van Heerden P.J. Theory of optical information storage in solids // Appl. Opt. 1963. V. 2. № 4. P. 393–400.
8. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Опт. и спектр. 1965. Т. 18. В. 2. С. 276–283.
9. Psaltis D., Brady D. and Wagner K. Fractal sampling grids for holographic interconnections // Appl. Opt. 1988. V. 27. № 9. P. 1752–1759.
10. Owechko Y., Dunning G.L., Marom E. and Soffer B.N. Holographic associative memory with nonlinearities in the correlation domain // Appl. Opt. 1987. V. 26. № 10. P. 1900–1910. Lukosz W. and Wuthrich O.A. Hologram recording and read-out with the field of guided waves // Opt. Commun. 1976. V. 19. № 2. P. 232–235.
11. Sihara T., Nihihara H. and Kogama Y. Waveguide holograms: a new approach to hologram integration // Opt. Commun. 1976. V. 19. № 3. P. 353–358.
12. Денисюк Ю.Н. Псевдоглубокая голограмма // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 8. С. 84–89.
13. Денисюк Ю.Н. Псевдоглубокая голограмма и ее отражающие свойства // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 6. С. 59–66.
14. Denisyuk Yu.N. and Ganzherli N.M. Pseudodeep hologram and its properties // Proceedings SPIE. 1989. V. 1238. P. 2–12.
15. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Безопорная ассоциативная псевдоглубокая голограмма // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 14. С. 4–7.
16. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Ассоциативные свойства псевдоглубокой голограммы // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 11. С. 154–164.
17. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Псевдоглубокая голограмма с многократной записью // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 15. С. 14–18.
18. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Особенности ассоциативного опознавания объектов, зарегистрированных на псевдоглубокой голограмме // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 6. С. 79–84.
19. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Распознавание и гетероассоциативное считывание псевдоглубоких голограмм // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 1. С. 97–103.

20. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Псевдоглубокая голограмма с использованием световых моделей Функций Уолша в качестве референтных источников излучения // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 4. С. 66–69.
21. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Особенности процесса реконструкции псевдоглубокой голограммы излучением с длиной волны, отличающейся от используемой при записи // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 8. С. 26–30.
22. Денисюк Ю.Н. Запись и воспроизведение трехмерных изображений с помощью селектограммы // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 2. С. 15–20.
23. Denisyuk Yu.N. and Ganzherli N.M. Recording and reconstruction of 3-D images with an extended reference source and a pseudodeep hologram // Proceedings SPIE. 1993. V. 1732. P. 218–225.
24. Denisyuk Yu.N. and Ganzherli N.M. On the possibility of the recording and reconstruction of 3-D images when using extended reference source and pseudodeep hologram // Opt. Eng. 1993. V. 32. P. 958–962.
25. Leith E.N. and Upatnieks J. Wavefront reconstruction with diffuse illumination and three-dimensional objects // Journ. Opt. Soc. Amer. 1964. V. 54. № 11. P. 1295–1299.
26. Benton S.A. Hologram reconstruction with incoherent extended sources // Journ. Opt. Soc. Amer. 1969. V. 59. № 10. P. 1545A.
27. Denisyuk Yu.N. and Ganzherli N.M. Three-dimensional imaging when using a pseudodeep hologram and extended reference source // Proceedings SPIE. 1993. V. 2043. P. 224–235.
28. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Запись и воспроизведение трехмерных сфокусированных изображений с использованием псевдоглубокой голограммы и протяженного источника излучения // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 17. С. 81–85.
29. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Свойства селектограммы голографического сфокусированного изображения объекта // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 75. № 5. С. 1092–1108.
30. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М. Получение трехмерных изображений объектов, сфокусированных на поверхность селектограммы // ЖТФ. 1994. Т. 64. В. 64. С. 124–137.
31. Denisyuk Yu.N. and Ganzherli N.M. 3D – imaging of objects focused on a selectogram surface // Opt. Eng. 1994. V. 33. № 10. P. 3307–3314.
32. Cathey W.T. Local reference beam generation for holography // 1968. U.S. Patent № 3, 415, 587.
33. Caulfield H.J., Harris J.J. and Cobb J.G. Local reference beam generation for holography // Proceedings IEEE. 1967. V. 55. P. 1758.
34. Денисюк Ю.Н. Запись и реконструкция трехмерных изображений с помощью безопорной селектограммы // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 2. С. 51–57.
35. Денисюк Ю.Н. Безопорная селектограмма и ее свойства // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. № 5. С. 858–863.
36. Ganzherli N.M. Formation of three-dimensional images when using selectograms and diffraction grating // Proceedings SPIE. 1995. V. 2404. P. 357–363.
37. Ганжерли Н.М. Использование дифракционных решеток для получения трехмерных изображений с помощью селектограмм // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 8. С. 45–50.
38. Ганжерли Н.М., Денисюк Ю.Н. Получение трехмерных изображений с использованием селектограмм и дифракционных решеток // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. № 4. С. 670–674.
39. Денисюк Ю.Н., Савостьяненко Н.А. Получение трехмерных изображений посредством безопорной селектограммы, записанной в толстослойной среде // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 7. С. 104–114.
40. Denisyuk Yu.N. and Savostyanenko N.A. Three-dimensional imaging by means of a reference-free selectogram recorded in a thick-layered light-sensitive material // Opt. Eng. 1996. V. 35. № 2. P. 554–569.
41. Denisyuk Yu.N., Ganzherli N.M. and Savostyanenko N.A. 3-D imaging by means of a reference-free selectogram recorded in a thick-layered light-sensitive material // Proceedings SPIE. 1996. V. 2652. P. 188–195.
42. Lippmann G. La Photographie Integrale // Academie des Sciences. Comptes-Rendus. 1908. V. 144. P. 446–451.
43. Okano F., Arai Jun, Hoshino H. and Yuyama I. Three dimensional video system based on integral photography // Opt. Eng. 1999. V. 38. P. 1072–1077.
44. Денисюк Ю.Н. Проекция трехмерного изображения с помощью матрицы сфокусированных в точки аспектов // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 9. С. 92–95.
45. Denisyuk Y.N., Markov V.B. and Ganzherli N.M. Three dimensional image projection with aspect-focused in spots display // Proceedings SPIE. 1997. V. 3011. P. 45–52.
46. Денисюк Ю.Н., Марков В.Б., Ганжерли Н.М. Проекция трехмерного изображения методом аспектов сфокусированных в точки // Оптика и спектроскопия. 1998. Т. 84. № 1. С. 104–109.
47. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М., Орлов В.В., Бруй Е.Б., Савостьяненко Н.А. Проекция трехмерного изображения при помощи сфокусированных в точки аспектов изображаемой сцены // Оптика и спектроскопия. 1999. Т. 86. № 5. С. 864–872.
48. Denisyuk Yu.N., Orlov V.V., and Brui E.B. One-dimensional screen for 3-D image projection // Proceedings SPIE. 1998. V. 3293. P. 78–82.
49. Бруй Е.Б., Орлов В.В. Одномерный диффузор для систем формирования трехмерных изображений // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 22. С. 53–57.
50. Ганжерли Н.М., Денисюк Ю.Н., Маурер И.А. Одномерный диффузор на основе толстослойного бихромированного желатина // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 22. С. 53–57.
51. Денисюк Ю.Н., Ганжерли Н.М., Черных Д.Ф. Голографический экран для проекции трехмерных изображений методом аспектов, сфокусированных в точки // Журнал технической физики. 2003. Т. 73. В. 12. С. 101–103.
52. Ганжерли Н.М., Черных Д.Ф. Создание системы аспектов трехмерной сцены // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 19. С. 84–87.

ДИФРАКЦИОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ КАК БЕЗОПОРНЫЕ КОМПЬЮТЕРНЫЕ ГОЛОГРАММЫ

В. А. СОЙФЕР, доктор техн. наук*, *В. В. КОТЛЯР*, доктор физ.-мат. наук**,
С. Н. ХОНИНА, доктор физ.-мат. наук**, *Р. В. СКИДАНОВ*, канд. физ.-мат. наук**

* Самарский государственный аэрокосмический университет,

** Институт систем обработки изображений РАН, 443001, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 151

E-mail: kotlyar@smr.ru

На примере фазовых дифракционных многопорядковых решеток рассмотрена обратная нелинейная задача расчета дифракционных оптических элементов (ДОЭ), формирующих заданные распределения интенсивности. Приведен пример расчета и синтеза по технологии электронной литографии ДОЭ, фокусирующего лазерное излучение в двойное кольцо. С помощью жидкокристаллического дисплея сформированы ДОЭ, которые преобразуют обычный лазерный гауссовый пучок в кольцевые пучки, сохраняющие свою форму (гипергеометрические моды), и в многолепестковые вращающиеся многомодовые пучки Бесселя.

1. Введение

Классическая элементная база оптических систем [1] – линзы, призмы, зеркала, диафрагмы – в последние десятилетия существенно дополнена за счет голографических оптических элементов, в том числе цифровых голограмм и дифракционных оптических элементов (ДОЭ) с широкими функциональными возможностями, синтезированными на основе применения компьютеров. К числу последних относятся плоские линзы, программируемые дифракционные решетки, делители лазерного пучка, корректоры aberrаций, фокусаторы, модулированные дифракционные решетки, пространственные фильтры, формователи пучка и многие другие оптические преобразователи сигналов, основанные на целенаправленном использовании явления дифракции. Строго говоря, называть эту группу устройств “оптическими элементами” не вполне корректно, поскольку зачастую каждое из них выполняет функцию нескольких “классических” оптических элементов. Например, фокусатор в соосный отрезок выполняет функции сферической линзы и аксикона, а фокусатор в поперечный отрезок заменяет две скрещенные цилиндрические линзы и одну сферическую. Тем более трудно назвать оптическим элементом голографический пространственный фильтр или модулированную дифракционную решетку. Однако термин “дифракционный оптический элемент” укоренился, и мы будем его использовать, оговаривая в необходимых случаях смысл выполняемого им оптического преобразования [2]. Необходимо также пояснить широко используемый специалистами термин “дифракционная оптика”. Прежде всего, с точки зрения рубрикации науки, это – раздел оптики, посвященный изучению явления дифракции. Также под дифракционной оптикой как разделом оптической тех-

ники в последние годы часто понимают всю гамму дифракционных оптических элементов. Противоречия между этими двумя трактовками термина нет, поскольку применительно и к термину “оптика” в целом имеет место подобная ситуация.

Общие методы определения фазовых функций ДОЭ, выполняющих заданные оптические преобразования, требуют решения обратных задач. Основная идея состоит в решении обратной задачи теории дифракции относительно границ и профиля зон ДОЭ. При этом, исходя из решаемой задачи, могут налагаться различные типы условий на выходе.

1) Задана интенсивность

$$I(x) = |W(\bar{x}, h)|^2. \quad (1)$$

К этому типу задач относится синтез программируемых дифракционных решеток, фокусаторов излучения, плоских линз, аксиконов и других ДОЭ, формирующих распределение интенсивности в заданной области пространства D.

2) Задана фаза

$$\varphi(\bar{x}) = \arg[W(\bar{x}, h)]. \quad (2)$$

К этому типу задач относится синтез формирователей волновых фронтов и компенсаторов.

3) Заданы модуль и фаза

$$\tilde{W}(\bar{x}).$$

Эта задача формально наиболее близка к задаче визуализации 3-D объекта, решаемой в цифровой голографии, и может решаться соответствующими методами. При этом наибольший интерес в лазерной оптике представляет формирование амплитудно-фазовых распределений, соответствующих одно- и многомодовым лазерным пучкам с заданным соотношением весов между модами.

2. Дифракционные решетки – простейшие ДОЭ

Рассмотрим для примера решение обратной задачи синтеза 1-D дифракционной решетки, формирующей заданное распределение интенсивности в разных периодах дифракции. Следуя методу Дамманна [3], периодическая двухфазная функция решетки $P(u)$ может быть представлена математически так (пусть период решетки равен 1):

$$P(u) = \tilde{P}(u) * comb(u), \quad (3)$$

где $\tilde{P}(u)$ – функции одного периода решетки, $comb(u) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(u-n)$, * – знак операции свертки. Отклик решетки, т.е. распределение комплексной амплитуды в фокальной плоскости сферической линзы вычисляется как Фурье-преобразование, которое можно представить так:

$$\begin{aligned} P^{(e)}(n) &= (-1)^{N_2} \text{sinc}(n) - 2 \sum_{k=1}^{N_2} (-1)^k (z_k - z_{-k}) \text{sinc}[(z_k - z_{-k})n] \exp[jn(z_k + z_{-k})\pi] = \\ &= (-1)^{N_2} \text{sinc}(n) - 2 \sum_{k=1}^{N_2} (-1)^k \left\{ [z_k \text{sinc}(2z_k n) - z_{-k} \text{sinc}(2z_{-k} n)] + j [z_k \text{cosc}(2z_k n) - z_{-k} \text{cosc}(2z_{-k} n)] \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\text{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}, \quad \text{cosc}(x) = \frac{1 - \cos(\pi x)}{\pi x}.$$

Рассмотрим бинарную решетку, которая формирует заданное число $2N + 1$ дифракционных порядков с заданной интенсивностью $|q(n)|^2$ и произвольными фазами. Из сохранения энергии следует связь рассчитанной интенсивности порядков дифракции $|q(n)|^2$ с заданной интенсивностью порядков $|q(n)|^2$ с помощью константы α :

$$|\tilde{p}(n)|^2 |q(n)|^2, \alpha, n = [-N, N]. \quad (8)$$

Расчет основан на поиске координат “скачков” фазы решетки из нелинейного уравнения (8) с учетом уравнения (7). Решение нелинейной алгебраической системы уравнений можно проводить различными итеративными методами: методом Ньютона, методом Герчберга–Секстона или градиентным методом [4].

3. ДОЭ для формирования гипергеометрических мод

В последнее время резко увеличилось количество работ, в которых решения с разделяющимися переменными для уравнения Гельмгольца и Шре-

$$p(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{p}(n) \delta(x-n), \quad (4)$$

где

$$\tilde{p}(n) = \int_{-0,5}^{0,5} \tilde{P}(u) \exp(i2\pi nu) du. \quad (5)$$

Пусть функция одного периода решетки $\tilde{P}^{(e)}(u)$ имеет четное число нулей $2N_z$ и может быть выражена в виде:

$$\begin{aligned} P^{(e)}(u) &= (-1)^{N_2} \text{rect}(u) - \\ &- 2 \sum_{k=1}^{N_2} (-1)^k \text{rect} \left[\frac{u - \frac{z_k + z_{-k}}{2}}{z_k - z_{-k}} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Координаты z_k показывают расположение “скачков” фазы и называются нулями решетки. Из выражения (5) получаем отклик решетки:

дингера используются в оптике [5–13]. Новые непараксиальные световые пучки, которые сохраняют свою структуру при распространении, рассматривались в [5–7]. Это параболические пучки [5], волны Гельмгольца–Гаусса [6] и Лапласа–Гаусса [7]. Новые параксиальные световые пучки, сохраняющие свою структуру с точностью до масштаба, рассматривались в [8–11]. Это моды Айнса–Гаусса [8], элегантные пучки Айнса–Гаусса [9], моды Эрмита–Лагерра–Гаусса [10] и pure light vortices [11]. Некоторые из этих пучков были реализованы с помощью лазерных резонаторов [10, 12], дифракционных оптических элементов [11] и жидкокристаллических дисплеев [13].

В этом разделе рассмотрено еще одно семейство лазерных мод, представляющих собой ортонормированный базис и являющихся решением с разделенными переменными параксиального параболического уравнения в цилиндрической системе координат. В цилиндрической системе координат уравнение Шредингера, кроме решений в виде мод Бесселя и мод Лагерра–Гаусса, также имеет решения в виде вырожденных гипергеометрических функций. Распределения интенсивности в поперечном сечении таких пучков близко к распределению интенсивности для мод Бесселя. Это набор концентрических световых колец, интенсивность которых

спадает с ростом радиальной переменной как r^{-1} . Как и моды Бесселя, гипергеометрические моды имеют бесконечную энергию. В отличие же от мод Бесселя, радиусы световых колец гипергеометрических мод увеличиваются с ростом продольной координаты z , как $z^{1/2}$. Описан также эксперимент по генерации таких лазерных мод с помощью жидкокристаллического микродисплея.

Комплексная амплитуда параксиального светового поля $E(r, \varphi, z)$ в цилиндрической системе коор-

динат (r, φ, z) удовлетворяет уравнению типа Шредингера:

$$\left(2ik \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) E(r, \varphi, z) = 0, \quad (9)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ волновое число света с длиной волны λ . Уравнению (1) удовлетворяют функции, образующие ортонормированный базис:

$$E_{\gamma, n}(r, \varphi, z) = \frac{1}{2\pi n!} \left(\frac{z_0}{z} \right)^{\frac{1}{2}} \Gamma \left(\frac{n+1+i\gamma}{2} \right) \exp \left[-\frac{i\pi}{4} (n+1-i\gamma) + \frac{i\gamma}{2} \ln \frac{z_0}{z} + in\varphi \right] x^{\frac{n}{2}} {}_1F_1 \left(\frac{n+1-i\gamma}{2}, n+1, ix \right), \quad (10)$$

где $-\infty < \gamma < \infty$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ непрерывный и дискретный параметры, от которых зависят функции (10) и которые будем называть номерами моды; $z_0 = kw^2/2$ – аналог длины Релея, w – параметр моды, аналогичный радиусу гауссового пучка, хотя здесь он имеет другой смысл; $x = kr^2/2z$; $\Gamma(x)$ – гамма-функция; ${}_1F_1(a, b, y)$ – вырожденная или конфлюэнтная гипергеометрическая функция:

$${}_1F_1(a, b, y) = \frac{\Gamma(b)}{\Gamma(a)\Gamma(b-a)} \int_0^1 t^{a-1} (1-t)^{b-a-1} \exp(yt) dt, \quad (11)$$

где $\text{Re}(b) > \text{Re}(a) > 0$. Из (11) видно, что ${}_1F_1(a, b, y)$ – это целая аналитическая функция. В случае (10) $\text{Re}(y) = 0$, и тогда уравнение (11) является одномерным преобразованием Фурье от ограниченной функции на интервале $(0, 1)$. По теореме Шеннона асимптотически при $r \rightarrow \infty$ период модуляции функции (10) (т. е. расстояние между соседними максимумами или минимумами) равно 2π по шкале r^2 . При больших значениях аргумента $x \gg 1$ имеет место асимптотика:

$$x^{\frac{n}{2}} \left| {}_1F_1 \left(\frac{n+1-i\gamma}{2}, n+1, ix \right) \right| \approx \frac{1}{\sqrt{x}}.$$

Такое поведение модуля функции (11) совпадает с асимптотикой функции Бесселя. Кроме того, нули вырожденной гипергеометрической функции ${}_1F_1(a, b, y_{0m}) = 0$ близки к нулям функции Бесселя $J_{b-1}(y_{b-1, m}) = 0$:

$$y_{0, m} \approx \left| \frac{y_{b-1, m}^2}{2b-4a} \right|.$$

Реализовать световые пучки (10), которые в дальнейшем будем называть гипергеометрическими (ГГ) модами, можно с помощью оптического элемента, имеющего функцию пропускания:

$$E_{\gamma, n}(\rho, \theta, z) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{w}{\rho} \right) \exp \left[i\gamma \ln \left(\frac{\rho}{w} \right) + in\theta \right]. \quad (12)$$

При освещении оптического элемента (12), расположенного в плоскости $z = 0$, неограниченной плоской волной на расстоянии z сформируется световое поле с комплексной амплитудой (10). Энергия световых полей (10) и (12) неограниченна, как и у

моды Бесселя $E_{\beta, n}(r, \varphi, z) = J_n(\beta r) \exp \left[i \frac{\beta^2 z}{2k} + in\varphi \right]$, которая также удовлетворяет ур. (9). Поэтому на практике для реализации моды (10) оптический элемент (12) следует ограничивать кольцевой диафрагмой. При этом на конечном расстоянии $z_0 < R \tan(\gamma/R) z_0$, где R – большой радиус кольцевой диафрагмы, будет эффективно формироваться мода (10).

Световое поле (10) при распространении сохраняет свою структуру и меняется только масштабно. Поперечное распределение интенсивности ГГ моды (10) представляет собой набор концентрических световых колец, радиусы которых удовлетворяют условию:

$$r_m = (\alpha_m z \lambda / \pi)^{1/2},$$

где α_m – постоянные, зависящие от номера кольца m и от номеров моды (γ, n) . Поэтому радиусы колец увеличиваются с ростом z как $z^{1/2}$.

Экспериментально ГГ-моды формировались с помощью жидкокристаллического микродисплея CRL OPTO с разрешением 1316×1024 элементов.

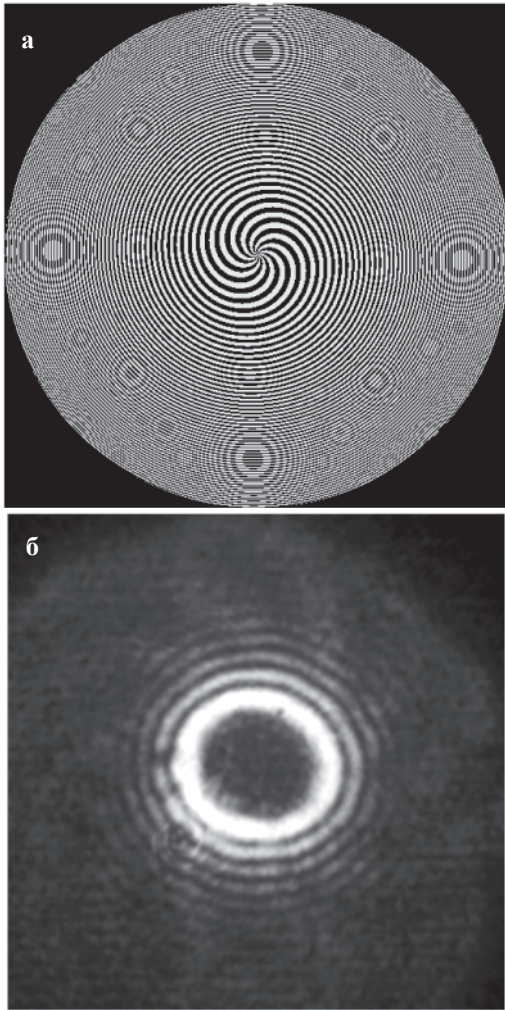


Рис. 1. Бинарная фаза, сформированная на жидкокристаллическом дисплее (а), и распределение интенсивности ГГ-моды $(\gamma, n) = (5, 10)$, зарегистрированное CCD-камерой на расстоянии $z = 700$ мм от дисплея (б).

На микродисплее формировался бинарный дифракционный оптический элемент (ДОЭ) диаметром 6,5 мм, который освещался линейнополяризованным плоским пучком света от твердотельного лазера с длиной волны 532 нм и мощностью 500 мВт. На рис. 1а показана бинарная фаза ДОЭ $S(\rho, \theta)$, удовлетворяющая уравнению:

$$S(\rho, \theta, z) = -\pi \left\{ \operatorname{sgn} \left[\cos \left(\gamma \ln \frac{\rho}{w} + n\theta + \frac{k\rho^2}{2f} \right) \right] - 1 \right\} / 2, \quad (13)$$

где $\operatorname{sgn}(\xi)$ – знаковая функция, f – фокусное расстояние сферической линзы. Амплитуда ρ^{-1} функции (12) заменялась на постоянное значение. На рис. 2б показано распределение интенсивности, сформированное с помощью жидкокристаллического микро-

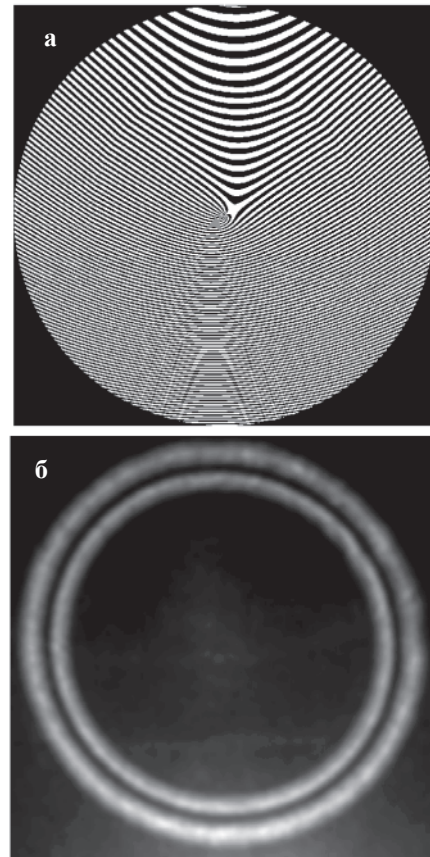


Рис. 2. Бинарная фаза составного ДОЭ, функция пропускания которого описывается уравнениями (14), (15) (а), и зарегистрированная интенсивность картины дифракции Фраунгофера в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием $f = 138$ мм (б). Размер фазы ДОЭ составляет 5×5 мм, а размер картины дифракции равен 2×2 мм.

дисплея с фазой на рис. 2а и зарегистрированное на расстоянии 700 мм от дисплея.

3. Формирование двойного кольца с помощью вихревого аксикона

Известно, что при оптическом захвате в области фокуса, где градиент интенсивности максимальный, диэлектрические микрочастицы “втягиваются” в области с максимальной интенсивностью, а поглощающие микрочастицы, наоборот, “выталкиваются” в область с минимальной интенсивностью. Поэтому, чтобы манипулировать частицами обоих видов (поглощающими и непоглощающими свет), в распределении интенсивности должны быть области с повышенной и пониженной интенсивностью. Примером являются так называемые лазерные пучки “в виде бутылки” [14].

Для вращения диэлектрических слабопоглощающих микрочастиц использовались полые лазерные пучки, в сечении которых интенсивность имеет вид кольца [15, 16].

Заметим, что все оптические вихри, рассмотренные в этой работе, имеют вид набора concentрических колец: одно главное кольцо (его и называют оптическим вихрем) и остальные, более слабые энергетически, дополнительные кольца, являются “боковыми лепестками”. Пример светового пучка, формирующего двойное кольцо, рассмотрен в [17].

В [17] с помощью электронной литографии был изготовлен двойной аксикон диаметром 4 мм и высотой 3,5 мкм, однако использовался он для оптического захвата микрочастиц в ближней зоне, где диаметр темного пятна в центре пучка составил всего 10 мкм. В эту область пониженной интенсивности втягивались полые силиконовые сферы диаметром 10 мкм.

Также двойное световое кольцо (double-ring-shaped beam) можно реализовать с помощью радиально поляризованной моды Лагерра–Гаусса $R - \text{TEM}_{11}$ [18]. Однако в этом случае также центральная “темная” часть двойного кольца имеет небольшой диаметр, сравнимый с толщиной кольца.

Поэтому единственной возможностью для формирования двойного светового кольца, диаметр которого много больше ширины кольца, это – использование ДОЭ. Проще всего изготовить бинарный ДОЭ, имеющий всего два уровня рельефа. На рис. 2а показана бинарная фазовая функция ДОЭ: белый цвет – фаза π , черный цвет – фаза 0. Функция пропускания ДОЭ, фаза которого показана на рис. 2б, имеет вид:

$$T_{\text{ноа}}(r, \varphi) = -\pi(\text{sgn}[\cos S(r, \varphi)] - 1)/2, \quad (14)$$

где

$$S(r, \varphi) = \begin{cases} \alpha_1 r + n\varphi + \beta r \cos \varphi, & r < R_1 \\ \alpha_2 r + n\varphi + \beta r \cos \varphi, & R_1 < r < R, \end{cases} \quad (15)$$

где α_1, α_2 – параметры двух аксиконов с одинаковыми номерами n , которые формируют два двойных кольца, β – пространственная несущая частота. Знаковая функция равна:

$$\text{sign}(x) = \{1, x \geq 0; -1, x < 0\}.$$

Бинарный ДОЭ с пропусканием (14) будет формировать два двойных кольца с эффективностью около 40% каждый. Чтобы они пространственно разделились в плоскости Фурье-спектра, требуется выполнить неравенство:

$$\beta > \max\{\alpha_1, \alpha_2\}, \quad (16)$$

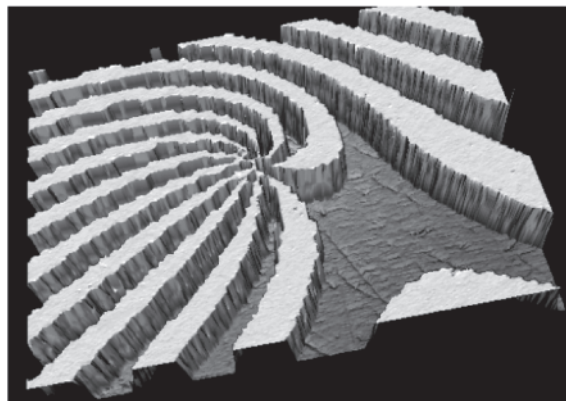


Рис. 3. Центральная часть рельефа ДОЭ (рис. 2а) размером 260×350 мкм.

а чтобы интенсивность обоих колец двойного кольца была равной, радиус малого круга R_1 апертуры ДОЭ следует выбирать из уравнения:

$$R_1^3 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} R(R^2 - R_1^2) = 0. \quad (17)$$

В нашем случае для изготовления ДОЭ были выбраны следующие параметры: $\alpha_1 = 75 \text{ мм}^{-1}$, $\alpha_2 = 90 \text{ мм}^{-1}$, $\beta = 100 \text{ мм}^{-1}$, $R = 2 \text{ мм}$, $R_1 = 1,25 \text{ мм}$, $n = 10$.

Далее ДОЭ с фазой на рис. 2а реализовывался по технологии электронной литографии прямой записью электронным лучом на резисте. Дифракционный элемент был изготовлен на подложке из плавленого кварца диаметром 1 дюйм и толщиной 3 мм. Этапы изготовления следующие. Сначала на верхнюю поверхность подложки из SiO_2 был нанесен PMMA-резист толщиной 200 нм. Затем на подложку был наложен 15 нм слой Cu. Это необходимо для электропроводности. После этого с помощью электронно-лучевой машины Leica Lion LV1 проводилась экспозиция. После экспозиции проводящий слой удалялся с помощью HNO_3 . Затем на полученный рельеф наносился 50 нм слой Cr. Лифт-офф процесс хрома проводился в ацетоновой жидкости. Травление SiO_2 подложки выполнялось пошагово с помощью реактивного ионного травления в CHF_3/Ar атмосфере. После травления хромовая маска удалялась влажным травлением. Измеренная глубина рельефа ДОЭ для длины волны 532 нм составила 578 нм.

На рис. 3 показан бинарный профиль центральной части ДОЭ (рис. 2а) размером 260×350 мкм, измеренный с помощью интерферометра NewView 5000 Zygo. Высота рельефа $0,5 \pm 0,05$ мкм для длины волны $\lambda = 532 \text{ нм}$.

На рис. 2б показано распределение света в двойном кольце, сформированном в фокальной плоскости сферической линзы с фокусным расстоянием $f = 138 \text{ мм}$ с помощью бинарного ДОЭ (15), фаза ко-

того показана на рис. 2а Размер картин дифракции на рис. 2б составляет 2×2 мм. Радиус кольца составляет около 0,8 мм, а ширина – около 0,3 мм.

4. ДОЭ для формирования вращающихся пучков Бесселя

В последнее время возрос интерес к вращающимся модовым лазерным пучкам Лагерра–Гаусса (ЛГ) в свободном пространстве [19] или нелинейной среде [20], а также к пустым (hollow) лазерным пучкам [21], эллиптическим пучкам Бесселя [22] и оптическим вихрям с эллиптической симметрией [23]. Вращение лазерных многомодовых пучков впервые рассматривалось в [24–26]. Известно также, что моды ЛГ, Бесселя и другие обладают орбитальным угловым моментом (ОУМ) [27]. Микрообъекты, помещенные в поперечное сечение таких пучков, будут совершать вращения по замкнутой траектории типа светового кольца [28].

Однако остается невыясненным вопрос о связи между ОУМ лазерного пучка и возможностью вращения распределения интенсивности в его поперечном сечении. Далее мы покажем, что в множестве вращающихся световых пучков, комплексную амплитуду которых можно представить как линейную суперпозицию мод ЛГ с определенными номерами (m, n) , есть световые пучки с нулевым ОУМ. Также мы приведем примеры вращающихся световых пучков с нулевым ОУМ, которые являются суперпозицией мод Бесселя и гипергеометрических мод.

Любое параксиальное световое поле, описываемое комплексной амплитудой $E(x, y)$, при $z = 0$ можно разложить в ряд по базису мод ЛГ:

$$E(x, y) = \sum_{n,m} C(n, m) \Psi_{nm}(x, y), \quad (18)$$

где $C(n, m)$ – комплексные коэффициенты с номерами n и m , причем m – азимутальный индекс,

$$\Psi_{nm}(x, y) = a^{-1} \sqrt{\frac{n!}{(n+|m|)!}} \left(\frac{r}{a}\right)^{|m|} L_n^{|m|} \left(\frac{r^2}{a^2}\right) \times \exp\left[-\frac{r^2}{2a^2} + im\varphi\right], \quad (19)$$

где $\alpha = \omega_0/2^{1/2}$, ω_0 – радиус перетяжки гауссового пучка, (r, φ) – полярные координаты, $L_n^m(x)$ – присоединенные многочлены Лагерра. В [25] приведено условие на номера мод в уравнении (18), при которых интенсивность в поперечном сечении многомодового пучка ЛГ будет вращаться при его распространении вдоль оси z :

$$B = \frac{2(n-n') + |m| - |m'|}{m - m'} = \text{const}, \quad (20)$$

где (n, m) и (n', m') – номера двух любых мод из линейной комбинации (18). Постоянная величина $B/4$ равна числу оборотов, которое совершает многомодовый пучок ЛГ от $z = 0$ до $z = \infty$, причем половину этих оборотов пучок совершит на расстоянии от $z = 0$ до $z = z_0$, где $z_0 = k\omega_0^2/2$ – длина Рэлея, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число света. В [29] получено уравнение для проекции на ось z линейной плотности орбитального углового момента линейно поляризованного лазерного пучка на единицу мощности, состоящего из суперпозиции мод ЛГ (18):

$$wJ_z = \frac{\sum_{n,m} m |C(n, m)|^2}{\sum_{n,m} |C(n, m)|^2}, \quad (21)$$

где w – циклическая частота света. Из уравнений (18)–(21) следует: 1) фазы коэффициентов $C(n, m)$ не влияют на значения B и J_z , но влияют на вид интенсивности светового поля из уравнения (18) $I(x, y, z) = |E(x, y, z)|^2$; 2) число оборотов, согласно уравнению (20), при вращении пучка (18) зависит только от комбинации номеров мод (n, m) и не зависит от выбора значений коэффициентов $C(n, m)$; 3) ОУМ (21) определяется только азимутальными номерами m мод ЛГ и значениями модулей коэффициентов $|C(n, m)|$ и не зависит от выбора номеров n . Поэтому с помощью подходящего выбора комбинации номеров (n, m) и модулей коэффициентов $|C(n, m)|$ можно реализовать различные варианты сочетаний значений B и J_z .

Для суперпозиции мод Бесселя (18) вместо выражения (19) запишем:

$$\Psi_{nm}(x, y) = \left[\sqrt{\pi} R J'_m(\gamma_n)\right]^{-1} J_m(k\alpha_n r) \exp(im\varphi), \quad (22)$$

где $\alpha_n = \cos\theta_n = \gamma_n/kR$, θ_n – угол наклона к оси z конической волны, $J_m(x)$, $J'_m(x)$ – функция Бесселя и ее производная, γ_n – корень функции Бесселя. Моды Бесселя (22) нормированы на единицу в круге радиуса R . Лазерный пучок (18), состоящий из мод Бесселя, будет вращаться [30] на конечном расстоянии от исходной плоскости ($z = 0$) при условии, что номера мод (n, m) , входящих в суперпозицию (18), будут удовлетворять условию:

$$B_1 = \frac{\alpha_n^2 - \alpha_{n'}^2}{m - m'} = \text{const}. \quad (23)$$

Число $B_1/2$ равно числу оборотов, которые совершает интенсивность в сечении пучка на расстоянии, равном одной длине волны λ .

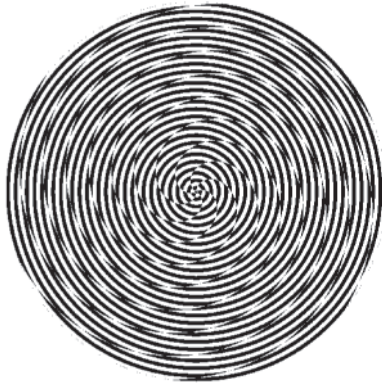


Рис. 4. Бинарная фазовая картина, сформированная на микродисплее.

Проекция на ось z линейной плотности орбитального углового момента лазерного пучка на единицу мощности, состоящего (пучка) из суперпозиции мод Бесселя, рассчитывается с помощью уравнения (21). Из уравнений (21) и (23) следует, что подбором номеров (n , m) можно сформировать пучки Бесселя, обладающие вращением интенсивности в поперечном сечении ($B_1 \neq 0$), но имеющие нулевой орбитальный момент ($J_z = 0$). На рис. 4 показаны распределения интенсивности 2-модового пучка Бесселя с коэффициентами $C(\alpha_5, 3) = 1$ и $C(\alpha_{10}, -3) = 1$. Такой пучок вращается влево ($B_1 = -12,5 \times 10^{-8}$) и не обладает орбитальным моментом ($J_z = 0$). Параметры расчета: $\lambda = 633$ нм, $\alpha_5 = 5 \times 10^{-4}$, $\alpha_{10} = 10 \times 10^{-4}$, размер картин дифракции на рис. 5 – 5×5 мм.

На микродисплей CRL OPTO SXGA LCOS с активной областью 1316×1024 (1280×1024 без учета граничной области) пикселей (размер одного пиксела равен 15 мкм) выводилось изображение фазы ДОЭ размерностью 512×512 . Микродисплей формирует фазовое изображение за счет отражения поляризованного лазерного света от разных плоскостей: в закрытом состоянии отдельного элемента разрешения микродисплея свет отражается от внешней поверхности тонкой пленки, в открытом состоянии – от внутренней поверхности. В результате получается бинарный ДОЭ с диаметром 6,5 мм. Формируемое на микродисплее изображение обновляется с частотой 63 Гц. При этом время переключения отдельных пикселей не превышает 10 мкс.

В заключение приведем некоторые экспериментальные данные. При проведении экспериментов использовался бинарный жидкокристаллический микродисплей CRL Opto SXGA H1 с разрешением 1280×1024 . На рис. 4 показана бинарная фаза, предназначенная для формирования двухмодового пучка Бесселя, формирования светового поля, представляющего собой суперпозицию двух мод Бесселя с номерами $C(\alpha_1, 3) = C(\alpha_2, -3) = 1$ ($\alpha_1 = 1,4 \times 10^{-4}$, $\alpha_2 = 7 \times 10^{-3}$). Размер сформированной фазы составил 7×7 мм.

Распределения интенсивности в сечении одного из двух сформированных пучков, измеренные на разных расстояниях от микродисплея с помощью CCD камеры, показаны на рис. 5.

Распределения интенсивности в сечении одного из двух сформированных пучков, измеренные на разных расстояниях от микродисплея с помощью CCD камеры, показаны на рис. 5.

Заключение

В работе получены следующие результаты. На примере одномерных бинарных фазовых многопорядковых дифракционных решеток рассмотрена задача расчета дифракционных оптических элементов, формирующих заданные распределения интенсивности. Приведены примеры конкретных ДОЭ, формирующих лазерные пучки гипергеометрических мод, фокусирующие лазерный свет в двойное кольцо и формирующие вращающиеся многомодовые пучки Бесселя, которые не имеют орбитального момента.

Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики // М.: Наука, 1973.
2. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике // М.: "Мир". 1971.
3. Dammann H., Gortler K. High-efficiency in-line multiple imaging by means of multiple phase holograms // Opt. Commun., 1971, v. 3. P. 312–315.
4. Методы дифракционной оптики под ред. В.А. Соифера, второе издание // М., Физматлит, 2003. 684 с.
5. Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C., Chavez-Cedra S. Parabolic nondiffracting optical wave fields, Opt. Lett., 2004. V. 29, № 1. P. 44–46.
6. Gutierrez-Vega J.C., Bandres M.A. Helmholtz-Gauss waves // J. Opt. Soc. Am A, 2005. V. 22, № 2. P. 289–298.

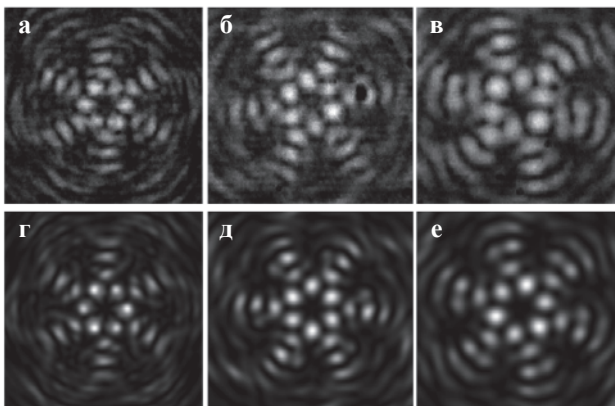


Рис. 5. Картина дифракции вращающегося двухмодового пучка Бесселя на разных расстояниях от микродисплея (а, б, в – эксперимент, г, д, е – теория): $z = 720$ мм (а, г); $z = 735$ мм (б, д); $z = 765$ мм (в, е).

7. *Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C., Chavez-Cedra S.* Vector Helmholtz-Gauss and vector Laplace-Gauss beams // *Opt. Lett.*, 2005. V. 30, № 16. P. 2155–2157.
8. *Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C.* Ince-Gaussian beams // *Opt. Lett.*, 2004. V. 29, № 2. P. 144–146.
9. *Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C.* Elegant Ince-Gaussian beams // *Opt. Lett.*, 2004. V. 29, № 15. P. 1724–1726.
10. *Abramochkin E.G., Volostnikov V.G.* Generalized Gaussian beams // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2004. V. 6. P. 5157–5161.
11. *Kotlyar V.V., Almazov A.A., Khonina S.N., Soifer V.A., Elfstrom H., Turunen J.* Generation of phase singularity through diffracting a plane or Gaussian beam by a spiral phase plate // *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005. V. 22, № 5. P. 849–861.
12. *Schwarz U.T., Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.* Observation of Ince-Gaussian modes in stable resonators // *Opt. Lett.*, 2004. V. 29, № 16. P. 1870–1872.
13. *Bentley J.B., Devis J.A., Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C.* Generation of helical Ince-Gaussian beams with a liquid-crystal display // *Opt. Lett.*, 2006. V. 31, № 5. P. 649–651.
14. *Arlt J., Padgett M.J.* Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam // *Opt. Lett.*, 2000. V. 25, № 4. P. 191–193.
15. *Jesacher A., Fürhapter S., Maurer C., Bernet S., Ritsch-Marte M.* Reverse orbiting of microparticles in optical vortices // *Opt. Lett.*, 2006. V. 31, № 19. P. 2824–2826.
16. *Kotlyar V.V., Kovalev A.A., Khonina S.N., Skidantsov R.V., Soifer V.A., Elfstrom H., Tossavainen N., Turunen J.* Diffraction of conic and Gaussian beams by a spiral phase plate // *Appl. Opt.*, 2006. V. 45, № 12. P. 2656–2665.
17. *Ahluwalia B.P.S., Cheong W.C., Yuan X.C., Zhang L.S., Tao S.H., Bu J., Wang H.* Design and fabrication of a double-axicon for generation of tailorable self-imaged three-dimensional intensity voids // *Opt. Lett.*, 2006. V. 31, № 7. P. 987–989.
18. *Kozawa Y., Sato S.* Focusing property of a double-ring-shaped radially polarized beam // *Opt. Lett.*, 2006. V. 31, № 6. P. 820–822.
19. *Bekshaev A.Y., Soskin M.S. and Vasnetsov M.V.* Centrifugal transformation of the transverse structure of freely propagating paraxial light beams // *Opt. Lett.*, 2006, V. 31. № 6. P. 694–696.
20. *Lopez-Aguayo S., Desyatnikov A.S., Kivshar Y.S., Skupin S., Krolikowski W., Bang O.* Stable rotating dipole solitons in nonlocal optical media // *Opt. Lett.*, 2006. V. 31, № 8. P. 1100–1102.
21. *Fatemi F.K., Bashkansky M.* Generation of hollow beams by using a binary spatial light modulator // *Opt. Lett.*, 2006. V. 31, № 7. P. 864–866.
22. *Chakraborty R. and Ghosh A.* Generation of an elliptic Bessel beam // *Opt. Lett.*, 2006. V. 31, № 1. P. 38–40.
23. *Dennis M.R.* Rows of optical vortices from elliptically perturbing a high-order beam // *Opt. Lett.*, 2006. V. 31, № 9. P. 1325–1327.
24. *Abramochkin E., Volostnikov V.* Spiral-type beams // *Opt. Commun.*, 1993. V.102, № 3–4. P. 336–350.
25. *Schechner Y.Y., Piestun R., Shamir J.* Wave propagation with rotating intensity distributions // *Phys. Rev. E*, 1996. V. 54, № 1. R50–R53.
26. *Kotlyar V.V., Soifer V.A., Khonina S.N.* Rotation of multi-mode Gauss-Laguerre light beams in free space // *Techn. Phys. Lett.*, 1997. V. 23, № 9. P. 657–658.
27. *Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C., Woerdman J.P.* Orbital angular momentum of light and the transformations of Laguerre-Gaussian laser modes // *Phys. Rev. A*, 1992, V. 45, № 11. P. 8185–8189.
28. *He H., Friese M.E.J., Hechenberg W.R., Rubinztein-Dunlop H.* Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity // *Phys. Rev. Lett.*, 1995. V. 75, № 5. P. 826–829.
29. *Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Paakkonen P., Turunen J.* Measuring the light field orbital angular momentum using DOE // *Optical Memory and Neural Networks*, 2001. V.10, № 4. P. 241–255.
30. *Kotlyar V.V., Khonina S.N., Soifer V.A.* An algorithm for the generation of laser beams with longitudinal periodicity: rotating images // *J. Mod. Opt.*, 1997. V. 44. № 7. P. 1409–1411.

БЕЗЛИНЗОВАЯ ЦИФРОВАЯ МИКРОСКОПИЯ

Н. Г. ВЛАСОВ, С. Г. КАЛЕНКОВ, Г. С. КАЛЕНКОВ, А. Е. ШТАНЬКО

E-mail: kalenkov@mami.ru

Описаны принципы построения безлинзовых цифровых микроскопов оптического диапазона

Метод фазовых шагов первоначально был предложен для автоматизации интерференционных измерений на элементной базе современных цифровых средств обработки изображений и позволил не только повысить информационную емкость измерений, но и, в ряде случаев, повысить их точность [1, 2].

Очень скоро стало понятно, что область применения метода значительно шире, чем предполагалось ранее. Так, еще в 1994 году в наших лекциях [3, 4] на Школе по когерентной оптике и голографии мы отметили, что в данном методе осуществляется цифровая запись волнового поля, и он является, таким образом, своеобразным компьютерным аналогом голографической записи, позволяющим осуществить все варианты голографической интерферометрии с компенсацией aberrаций оптических элементов, с возможностью сравнения изделий по размерам и форме, причем информация об одном из них может задаваться математически и храниться в памяти компьютера. Было отмечено также, что на основе фазовых шагов можно обобщить известный метод фазового контраста Цернике, применявшийся в основном в микроскопии фазовых объектов, и использовать его для визуализации фазовых объектов с произвольным значением фазы. Метод фазовых шагов является также хорошей основой для решения фазовой проблемы [4, 5].

Перспективность применения голографии в микроскопии была отмечена еще Д. Габором, показавшим, что если записывать волновой фронт в электронных волнах, а восстанавливать в оптическом диапазоне, то, с учетом геометрии схемы, можно получить увеличение $\cong 10^6$. Отсутствие когерентных источников надолго задержало реализацию идей Д. Габора, однако разработка высокоразрешающих ПЗС-матриц, содержащих несколько миллионов элементов (пикселей), сделала вполне реальным развитие голографии в видимом диапазоне [6], основанное на записи голограмм на ПЗС-матрицы и на цифровом восстановлении изображений.

Перспективность названного подхода обусловлена самой природой явления дифракции: чем меньше предмет, тем больше угловые размеры его дифракционной картины. Таким образом, в дальней зоне можно получать распакованную, то есть растянутую по пространственным координатам информацию об

исследуемом объекте. При согласовании, на основе теоремы отсчетов, информационной емкости картины дифракции и разрешения ПЗС-матрицы можно, после ввода полученной голограммы в компьютер, восстановить в нем изображение и вывести на монитор с соответствующим увеличением.

Недостатком такой цифровой голографической регистрации является необходимость разрешения несущей пространственной частоты, образованной интерференцией объектного и опорного волновых полей. Она должна быть сравнительно высокой для того, чтобы при восстановлении пространственно отделить информативный плюс первый от других порядков дифракции [7]. От названного недостатка свободна запись пространственных распределений амплитуды и фазы волнового поля, выполненная на основе метода фазовых шагов. Перспективность такого подхода для реализации микроскопии видимого диапазона показана в [8]. В настоящей работе будет продемонстрировано, что безлинзовые микроскопы среднего увеличения могут быть созданы на базе недорогих цифровых фотоаппаратов, в которых, как ни парадоксально, излишним и даже мешающим элементом является их объектив.

Метод регистрации амплитуды и фазы волнового поля, использованный в настоящей работе, состоит в следующем.

Пусть в плоскости приемной светочувствительной матрицы накладываются два поля. Первое – объектное, получено в результате дифракции волны на структуре микрообъекта, второе представляет собой опорную сферическую волну, центр кривизны которой расположен в пределах самого объекта. Результат интерференции двух волн регистрируется матрицей. Регистрацию производят несколько раз, меняя каждый раз фазу опорной волны. В данной работе использован алгоритм записи фазы волнового поля тремя последовательными экспозициями с изменением в промежутке между ними фазы опорной волны на 120° . Фазу $\varphi(x, y)$ объектного волнового поля вычисляют с помощью простых соотношений [1]

$$\varphi(x, y) = \arctg[B(x, y)/A(x, y)],$$

где $A(x, y) = 2I_1(x, y) - I_2(x, y) - I_3(x, y)$, $B(x, y) = \sqrt{3} [I_2(x, y) - I_3(x, y)]$, I_1, I_2, I_3 – интенсивности, зарегистрированные каждым элементом приемной

матрицы в ходе трех экспозиций. Дополнительно необходимо произвести проверку знака величины A .

Если $A > 0$, то $\varphi = \arctg(B/A)$,

если $A < 0$, то $\varphi = \arctg(B/A) + \pi$.

Для определения амплитуды объектного поля производят еще одну, четвертую, экспозицию, в ходе которой регистрируют интенсивность I_4 одной лишь объектной волны (опорную волну перекрывают непрозрачным экраном). Распределение амплитуды объектного поля находят как $\sqrt{I_4(x, y)}$.

Описанный метод регистрации волнового поля был реализован с помощью устройства, оптическая схема которого представлена на рис. 1. По своей конфигурации данное устройство представляет собой схему безлинзовой Фурье-голографии с осевой опорной волной. Светоделитель 1 разделяет падающее лазерное излучение на две волны, которые после отражения от зеркал 2 и 3 вновь накладываются друг на друга с помощью светоделителя 4. Зеркало 3 укреплено на пьезоэлементе, что дает возможность регулировать фазу волны, отраженной от этого зеркала. Между зеркалом 2 и светоделителем 4 расположена линза 5, фокусирующая проходящую через нее волну в передней фокальной плоскости микрообъектива 6. После прохождения через объектив эта волна оказывается коллимированной и освещает прозрачный микрообъект 7, расположенный в фокальной плоскости объектива вблизи от его оптической оси. В результате дифракции прошедшая через объект волна расширяется. Другая волна (отраженная от пьезозеркала) фокусируется объективом в плоскости микрообъекта на оптической оси. Она играет роль опорной волны.

В принципе, волновое поле, сформированное этими двумя волнами, можно напрямую регистрировать с помощью приемной матрицы, как это описано выше. Необходимо лишь обеспечить согласование разрешения матрицы с пространственной частотой регистрируемого волнового поля. Приемные матрицы цифровых фотоаппаратов обладают весь-

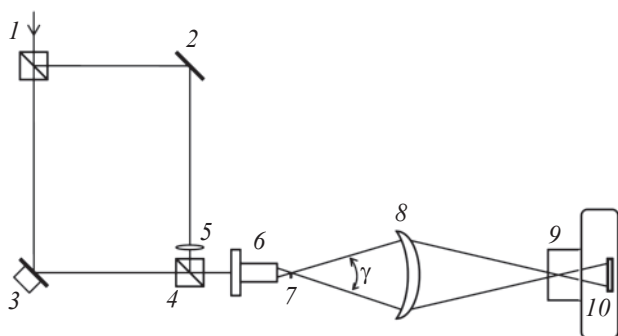


Рис. 1. Оптическая схема для регистрации волнового поля методом фазовых шагов.

ма высоким пространственным разрешением. Даже у сравнительно недорогих аппаратов матрица содержит 2–4 мегапиксела, что оказывается вполне достаточным для регистрации волновых полей, рассеянных микрообъектами, обладающими тонкой структурой. Однако у таких фотоаппаратов объектив жестко встроен в фотокамеру, и возможность прямого доступа к матрице, без объектива, отсутствует. Чтобы использовать такой цифровой фотоаппарат для регистрации волнового поля микрообъекта, в схему рис. 1 введен дополнительный согласующий элемент – высокоапертурный фотообъектив 8, переотображающий плоскость микрообъекта 7 и совмещенную с ней плоскость источника опорной волны во входной зрачок объектива 9 фотокамеры. Далее объектная и опорная волны попадают на приемную матрицу 10. При необходимости можно свести к нулю влияние объектива фотокамеры на регистрируемое волновое поле. Для этого нужно расположить фотокамеру так, чтобы изображение микрообъекта, сформированное дополнительным объективом 8, располагалось в области передней главной точки объектива 9.

В наших экспериментах была использована цифровая фотокамера Nikon E885 с матрицей 2048×1532 элемента. Источником излучения служил гелий-неоновый лазер. Запись волнового поля, согласно изложенному выше методу, осуществляли, последовательно экспонируя 4 кадра при неизменном положении фотокамеры. Фазу опорной волны в промежутке между экспозициями с помощью пьезозеркала поворачивали на 120° . Перед четвертой экспозицией в опорную ветвь схемы вводили непрозрачный экран. В качестве объекта был использован диапозитив, содержащий текст с размером букв от 25 до 60 мкм. Отснятые кадры вводили в компьютер, и весь массив данных обрабатывался с помощью специально разработанной программы, действующей по описанному алгоритму. В результате получали распределение фазы и амплитуды объектного волнового поля в плоскости приемной матрицы.

Полученная информация о волновом поле в плоскости матрицы достаточна для математического восстановления волнового поля в плоскости объекта, то есть для получения изображения самого микрообъекта. Задача математического восстановления объектного поля может быть решена на основе волнового уравнения с использованием различных приближений. Целесообразность использования того или иного приближения зависит от апертурного угла регистрирующей системы (угол γ на рис. 1). Для малых значений угла оказывается справедливым приближение Фурье и комплексная амплитуда поля в плоскости объекта определяется Фурье преобразо-

ванием от комплексной амплитуды поля в дальней зоне, то есть в плоскости регистрации.

В наших экспериментах было использовано приближение Фурье. Распределение интенсивности в изображении микрообъекта было вычислено как квадрат модуля Фурье образа от найденного ранее распределения комплексной амплитуды поля в плоскости приемной матрицы. Результаты вычислений выводились на экран в виде двумерного изображения микрообъекта. На рис. 2 представлено одно из полученных изображений.

Следует отметить характерное отличие этого изображения от изображений, записанных по той же схеме обычным голографическим методом. В нем отсутствует сопряженное изображение и изображения, сформированные высшими порядками дифракции. Для сравнения на рис.3 приведено восстановленное голографическое изображение того же объекта. В качестве голограммы был использован первый из записанных четырех кадров. Восстановление волнового поля, записанного на голограмму, также осуществлялось математически путем Фурье преобразования от распределения интенсивности, зарегистрированной в указанном кадре. Можно видеть, что данная картина отличается от изображения на рис. 2 не только наличием сопряженного изображения, но и большим уровнем шума.

Помимо амплитудных объектов в проведенных экспериментах использовались также и фазовые объекты – отбеленные диапозитивы. Для визуализации таких изображений на экран в виде градаций яркости выводили распределение фазы в плоскости объекта.



Рис. 2. Восстановленное изображение объекта.

Разрешение голографического микроскопа определяется апертурным углом γ со стороны объекта. Этот угол в используемой схеме ограничен объективами δ и θ , в связи с чем ожидаемое разрешение составит несколько микрометров. Если, однако, для записи голограмм использовать более дорогой зеркальный цифровой фотоаппарат без объектива или удалить объектив из обычного бытового цифрового аппарата, его можно расположить почти вплотную к плоскости объекта. В результате апертурный угол может быть увеличен в несколько раз, что позволит достичь разрешения порядка длины волны.

Таким образом, при минимальной доработке – устранении объектива – бытовой цифровой фотоаппарат может быть использован как основная часть безлинзового оптического микроскопа, у которого отсутствуют фокусирующие оптические элементы между объектом и регистрирующей матрицей, а от своего классического аналога остается только осветительная часть и добавляется пьезозеркало, необходимое для реализации фазовых шагов. Сравнение описанного метода с цифровой голографией показывает, что последняя предпочтительнее только тогда, когда исследуется достаточно быстропротекающий процесс и нет времени на фазовые шаги. Перспективным представляется и распространение области применения данного метода на другие диапазоны электромагнитного излучения и ультразвук, для чего требуются некоторые усилия для разработки устройств, необходимых для выполнения фазовых шагов и ПЗС-матриц с соответствующей чувствительностью.

Методом цифровой компьютерной голографии были нами получены также фазовые изображения небольшого участка сферического волнового фронта. Принципиальная оптическая схема записи голограмм представлена на рис. 4.

Источником излучения служил гелий-неоновый лазер. Регистрация голограмм осуществлялась с помощью цифровой камеры Canon EOS 10D, приемная матрица которой имела формат 3072×2048 пикселей. Угловая апертура объектной и опорной волн

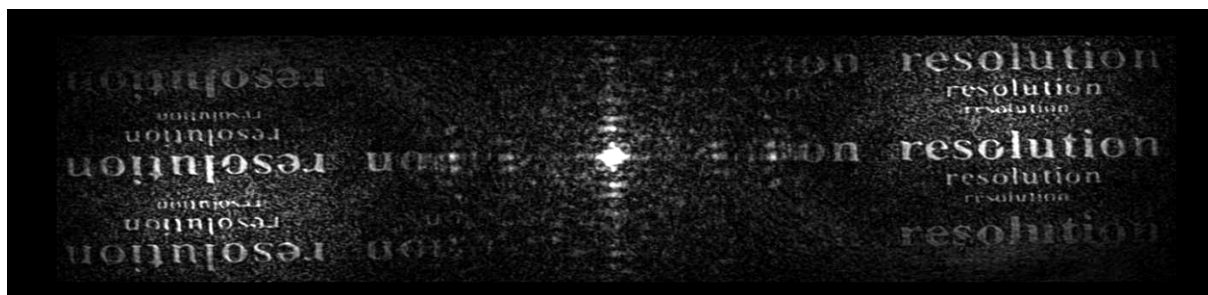


Рис. 3. Голографическое изображение объекта.

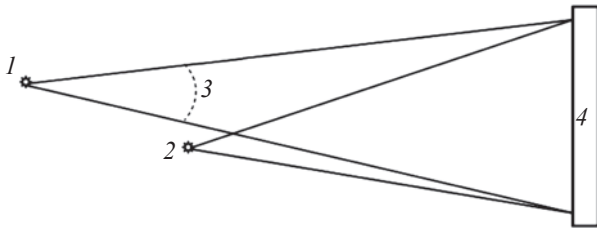


Рис. 4. Схема записи голограмм. 1 – источник объектной волны, 2 – источник опорной волны, 3 – регистрируемый участок объектного волнового фронта, 4 – приемная матрица фотокамеры.

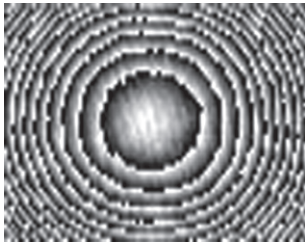


Рис. 5.

не превышала 0,07 рад, что обеспечивало условия записи голограммы Фурье. Для математического восстановления комплексной амплитуды объектной волны в плоскости опорного источника выполняли преобразование Фурье от распределения интенсивности, зарегистрированного матрицей фотокамеры, а затем вычислялось распределение фазы. На рис. 5 в качестве иллюстрации приведено фазовое изображение сферической волны. Величина фазы на этом картине отображена градацией серого цвета.

Для оценки чувствительности фазового изображения один и тот же сферический волновой фронт последовательно регистрировали несколько раз на разные кадры, изменяя между экспозициями фазу объектной волны на небольшую величину порядка $0,02\pi$ рад. Фазовые изображения, полученные для разных кадров, вычитали друг из друга. В отсутствие шумов разность двух таких фазовых изображений должна была бы быть константой, равной изменению фазы волны между экспозициями. Шумы приводили к некоторому разбросу значений фазы в пределах поля изображения. Среднеквадратический разброс $\delta\phi$ значений фазы являлся мерой фазовых шумов. Минимальное изменение фазы, которое, в принципе, можно зарегистрировать в таком эксперименте, то есть чувствительность данного метода оценивали как величину, превосходящую уровень фазовых шумов. Полученные результаты показывают, что голографическая цифровая компьютерная микроскопия может оказаться весьма эф-

фективным методом исследования микрообъектов и может найти применение как измерительное средство в нано технологиях и биологии, где большинство изучаемых структур, по сути, представляют собой фазовые объекты.

Нами был также сконструирован и изготовлен компактный настольный макет безлинзового цифрового микроскопа. По сравнению с первым вариантом схема была несколько изменена для повышения ее компактности, виброзащитности и облегчения юстировки. Оптическая схема настольного варианта макета этого микроскопа представлена на рис. 6.

В этой схеме формирование опорного и объектного пучков происходит в оптическом устройстве, напоминающем интерферометр Майкельсона. Луч лазера 1, слегка расширенный отрицательной линзой 2, направляется на светоделительную куб-призму 3, которая делит его на два луча 4 и 5. Оба луча отражаются в обратном направлении (с боковым смещением) призмами полного внутреннего отражения 6 и 7 и направляются снова в куб-призму 3, накладываящую их друг на друга и направляющую в микрообъектив 8. Луч 5 после отражения от призмы 7 проходит через фокусирующую линзу 9. Фокус линзы 9 находится вблизи задней фокальной плоскости микрообъектива 8. В результате сфокусированный линзой 9 пучок после прохождения через микрообъектив имеет незначительную расхо-

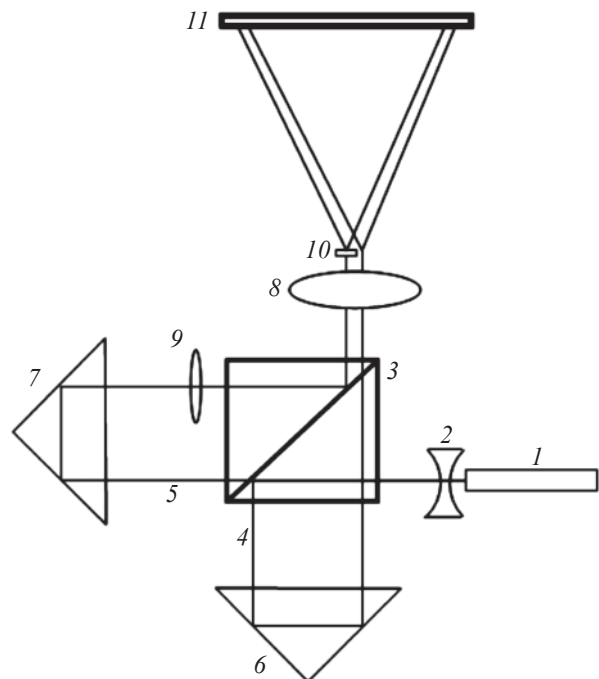


Рис.6. “Оптическая схема настольного варианта макета микроскопа”.

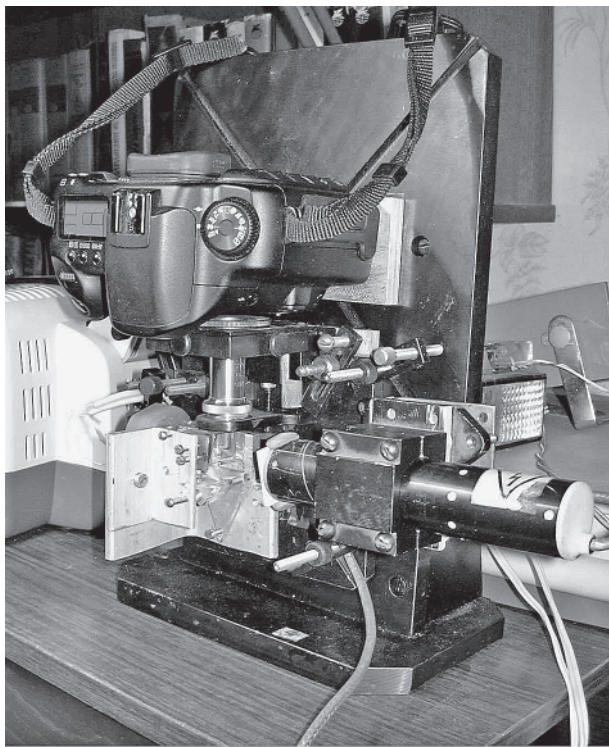


Рис. 7.



Рис. 8. Изображение, восстановленное с помощью обратного преобразования Френеля.

димность и малый диаметр. Он освещает микрообъект 10. Объект располагается на предметном столике, обеспечивающем возможность его плавного перемещения по трем координатам. Луч 4 после отражения от призмы 6 проходит через микрообъектив 8 и фокусируется им вблизи передней фокальной плоскости. Этот луч образует сферическую опорную волну.

Юстировкой оптических элементов схемы добиваются, чтобы оси объектного и опорного пучков были параллельны друг другу и чтобы в плоскости фокуса опорной волны пучки не накладывались друг на друга. Это позволяет расположить объект 10 в объектном пучке так, чтобы он не перекрывал опорную волну. Волна, протифрагировавшая на объекте, расширяясь и накладываясь на опорную волну, попадает на приемную матрицу 11. Угловая апертура регистрируемой матрицей объектной волны составляла 20° .

Настольный макет дифракционного микроскопа представлен на фотографии (рис. 7).

В настоящее время проводится отладка описанного настольного макета дифракционного микроскопа. Получены первые компьютерные изображения тестового микрообъекта – транспаранта, содержащего буквы размером 30, 20 и 12 мкм.

Одно из изображений, восстановленное с помощью обратного преобразования Френеля, приведено на рис. 8.

В работах [9–14] представлены наши результаты последних исследований по цифровой микроскопии и ее применениям.

Литература

1. Reid G.T. Automatic Fringe Pattern Analysis: A Review, Optics and Lasers Engineering, 1986, v. 7, № 7, pp. 53–68.
2. Ryszard T. Review of methods for automatic analysis of fringers in hologram interferometry. SPIE, 1987, v. 816 Interferometric Metrology, pp. 140–148.
3. Власов Н.Г., Штанько А.Е. Метод фазовых шагов // В трудах 23 Школы по когерентной оптике и голографии. М., МФТИ, 1995, с. 5–11.
4. Власов Н.Г., Каленков С.Г., Сажин. Решение фазовой проблемы на основе модифицированного метода фазового контраста и фазовых шагов. В трудах 23 Школы по когерентной оптике и голографии. М., МФТИ, 1995, с. 13–16.
5. Vlasov N.G., Kalenkov S.G., Sashin. Solution of phase problem. Laser phys.
6. Marron J.C., Schioeder K.C. Appl. Opt. 1992, 31, p. 255.
7. Кольер Р., Беркхарт К., Луин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.
8. Yamaguchi I., Kato J., Ohta S., Mizuno J. Image formation in phase – shifting digital microscopy. Appl. Opt., 2001, 40, № 34, p. 6177–6186.
9. Vlasov N.G., Kalenkov S.G., Krilov D.V., Shtanko A.E. Non-lens Digital Microscopy. Proceedings of SPIE, V. 5821, p. 158–163. 2005.
10. Каленков С.Г., Власов Н.Г., Крылов Д.В., Штанько А.Е. Безлинзовая цифровая микроскопия / Естественные и технические науки. М.: Министерство Российской Федерации по делам печати, телерадиовещания и средств массовых коммуникаций, 2004, т. 3, № 12, с. 117–120.
11. Власов Н.Г., Дугин В.В., Каленков С.Г. “Новый подход к улучшению продольного разрешения оптических систем.” Научная сессия МИФИ-2004. Сборник научных трудов том № 4. Секция “Фотоника и информационная оптика”, с. 240–242.
12. Власов Н.Г., Штанько А.Е. “Ассоциативная память с произвольной опорной волной”. Научная сессия МИФИ-2005, сборник трудов т. 4, с. 240–241.
13. Власов Н.Г., Штанько А.Е., Воробьев С.П. “Способ голографической защиты от подделки малотиражных документов”. Голография ЭКСПО 2005, 20056. С. 25–26.
14. Власов Н.Г., Каленков С.Г., Штанько А.Е. “Одномерный метод фазовых шагов”. Научная конференция МГТУ “Станкин”, 2005, с. 229–231.

МЕТОДЫ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССОРЫ ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЗАЩИТНЫХ ГОЛОГРАММ С КОДИРОВАННЫМИ СКРЫТЫМИ ИЗОБРАЖЕНИЯМИ

С. Б. ОДИНОКОВ

Рассмотрены оптико-электронные методы для автоматической идентификации и контроля подлинности защитных голограмм по скрытым кодированным изображениям. Предложены в качестве кодирующего-декодирующего алгоритма операции векторно-матричного умножения, выполняемые над оптическими сигналами по методу цифрового умножения с помощью аналоговой свертки. Проведен анализ возможных оптических схем реализации выбранного алгоритма. Для схемы с реализацией аналоговой свертки в области пространственных частот предложена оптическая схема устройства.

Защита от массовой подделки материальных объектов является одной из серьезных проблем, стоящих перед мировой экономикой и государственными организациями разных стран. Материальный и моральный ущерб, который подделки причиняют производственным, торговым и финансовым предприятиям всего мира, огромен. От подделки страдают бумажные документы (банкноты и ценные бумаги, нотариальные документы, удостоверения личности и сертификаты и т. п.), дорогостоящие эксклюзивные товары известных марок и изделия массового производства (парфюмерия, спиртные напитки, сигареты, лекарственные препараты и т. д.), аудио-видеопродукция и программное обеспечение, кредитные карты и т. п.

В настоящее время традиционные полиграфические элементы защиты (ЭЗ) не могут успешно противостоять копированию и имитации. Альтернативным видом полиграфических ЭЗ являются защитные голограммы, обладающие уникальными свойствами, присущими данному способу записи информации.

Применяемые в настоящее время защитные голограммы (ЗГ) включают в себя скрытые изображения, идентификация которых возможна только оптико-электронными средствами.

Основными видами скрытых изображений являются:

- микротекст или микроизображения, которые контролируются визуально при использовании увеличивающей оптики [1],

- изображения, записанные на ЗГ в когерентном свете, наблюдение которых, соответственно, возможно тоже только в когерентном свете [2],

- изображения, записанные на ЗГ с помощью искаженных волновых фронтов либо в канале опорного луча, либо в канале объектного луча с помощью диффузных рассеивателей света или специальных масок [3–7].

Главным недостатком первых и вторых является простота их обнаружения при использовании про-

стейших приборов (микроскоп, линзовый растр, лазер). Третий вид скрытых изображений лишен этого недостатка и обеспечивает высокую степень скрытности записанного изображения, однако для восстановления таких изображений необходимо применять точную копию кодирующей маски, которую получить трудно или практически невозможно, как, например, в случае применения диффузных рассеивателей.

Таким образом, для всех рассмотренных видов скрытых изображений характерно использование не изменяемых кодирующих элементов (объективы, линзовые растры, диффузные рассеиватели, фазовые маски). Это вносит значительные трудности при применении этих методов на практике, такие как, необходимость наличия широкого набора кодирующих масок или использование уникальных оптических элементов. Соответственно, решением этих проблем является использование в качестве кодирующей маски динамического изменяемого элемента, например акусто-оптического кристалла или жидкокристаллического модулятора света.

В любом случае, на принятие окончательного решения о подлинности ЗГ влияют параметры самой голограммы, условия наблюдения и способности наблюдателя к восприятию и интерпретации полученной информации. Автоматизация этого процесса не только позволит избавиться от влияния указанных субъективных факторов, но и повысит степень защиты ЗГ от подделки.

Целью данной работы является разработка функциональной и оптической схем оптико-электронного матричного процессора для идентификации и контроля подлинности защитных голограмм с кодированием-декодированием скрытых изображений с помощью жидкокристаллического модулятора света в оптической схеме записи-восстановления скрытых изображений и с элементами компьютерной криптографической обработки скрытых изображений в электронном блоке.

1. Анализ алгоритмов работы приборов ОПЗГ

Принцип определения подлинности объекта в общем случае заключается в извлечении присущей ему индивидуальной информации в виде скрытого изображения и сравнении ее с эталоном. При идентичности считанной с объекта и эталонной информации объект считается подлинным, в противном случае – поддельным. Исходная анализируемая информация, как правило, должна быть предварительно записана на объект (носитель), сохранена в нем в течение длительного промежутка времени с возможно меньшими потерями и воспроизведена для сравнения.

Таким образом, можно выделить основные этапы процесса определения подлинности ЭЗ:

- 1) формирование и запись исходной информации в виде скрытого изображения;
- 2) хранение записанной информации;
- 3) считывание записанной информации в виде скрытого изображения;
- 4) сравнение считанной и эталонной информации и вынесение решения об их соответствии.

Рассматривая ЗГ на этапах 1–3 не только как носитель информации, но и как канал передачи информации через пространство и время с помехами, можно описать его в терминах теории связи.

Основной задачей, которая обычно возникает при передаче информации по каналу связи, является вынесение суждения о структуре и свойствах входного сигнала по определенным характеристикам выходного сигнала. Используемая при этом операция кодирования информации преследует три цели:

- преобразование информации в вид, при котором может быть утрачена преимущественно та ее часть, которая не представляет интереса при решении основной задачи передачи информации;
- приспособление формы (в т. ч. физической природы) сигнала к используемому каналу связи;
- сокрытие передаваемой информации от несанкционированного использования.

Следовательно, необходимо закодировать исходную информацию, осуществить ее хранение, считывание и декодирование.

В приборах идентификации ЗГ информация проходит, по крайней мере, по двум каналам – эталонному и объектному (количество и тех и других может быть увеличено для повышения избыточности передачи). Базовым звеном объектного канала является ЭЗ. Эталонная информация может быть передана различными путями.

Эталон может храниться непосредственно в приборе. При этом он либо представляет собой физический аналог ЭЗ, либо формируется в момент срав-

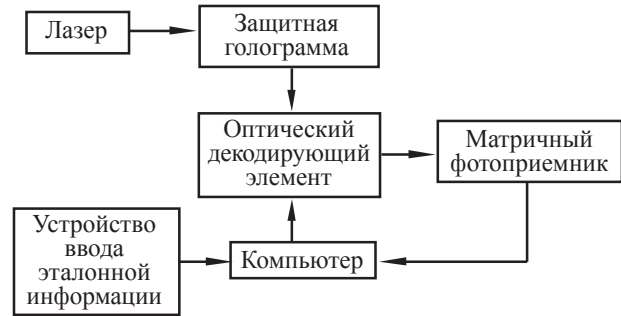


Рис. 1. Структурная схема опико-электронного устройства идентификации ЗГ с точки зрения разделения на конструктивные элементы.

нения из информации, записанной в какой-либо другой форме. При этом эталонная информация может оставаться полностью закрытой от пользователя. Этот способ требует постоянного хранения всех эталонов, которые могут потребоваться для осуществления сравнения.

Другой способ состоит в передаче эталонной информации через канал, включающий оператора. В этом случае оператор должен ввести ее в прибор непосредственно перед моментом определения подлинности ЭЗ. При этом нет необходимости постоянно хранить эталонную информацию в приборе, однако должно быть обеспечено ее перекодирование для приведения в форму, удобную для сравнения.

Без учета процессов кодирования-передачи-декодирования задача определения подлинности состоит в сравнении объектной и эталонной информации, т. е. сводится к типичной операции распознавания.

Структурная схема устройства идентификации ЗГ с точки зрения разделения на конструктивные элементы показана на рис. 1.

2. Анализ методов обработки оптической информации, применяемых в приборах идентификации подлинности ЗГ

Все устройства, входящие в канал кодирования-передачи-декодирования, должны оптимальным образом выполнять следующие функции:

- преобразование формы поступающей информации, таким образом, чтобы она наилучшим образом соответствовала бы возможностям передачи через последующее звено без потерь и искажений;
- защита информации от несанкционированного доступа, изменения и копирования (шифрование).

Как было отмечено выше, способ передачи информации в виде защитной голограммы является достаточно эффективным при решении задачи ее преобразования и повышения устойчивости к слу-

чайным и преднамеренным искажениям. Голографическая запись по своей сути уже является операцией кодирования оптического сигнала, удачно сочетая надежность и простоту. Однако специфика применения приборов ОПЗГ может потребовать увеличения криптостойкости используемого метода кодирования.

Существуют два основных пути повышения степени защищенности информации, которая регистрируется и воспроизводится голографическим методом:

- кодирование опорного пучка;
- кодирование изображения.

Идея метода голограмм с кодированным опорным пучком состоит в том, что при получении голограммы точечного источника по схеме Френеля плоский волновой фронт искажается кодовой фазовой маской. При восстановлении голограммы излучением, проходящим через ту же кодовую маску, изображение точечного источника возникает в том же месте, где оно было при записи, и может быть зарегистрировано с помощью фотоприемного устройства или визуально. При отсутствии кодовой маски или ее отличии от той, что была использована при записи, изображение точечного источника не восстанавливается.

Исследования показывают, что эффективность метода наиболее высока тогда, когда фазовые искажения, вносимые кодирующим элементом, достаточно велики. Использование случайного диффузного рассеивателя с этой точки зрения является оптимальным. Однако, если функция фазового кода не будет достаточно медленно меняющейся в любом направлении вдоль плоскости маски, необходимость исключительно точной юстировки положения тестируемой карты может привести к значительным сложностям в реализации.

Сдвиг кодирующей маски относительно исходного положения на величину, соизмеримую с размером элементарного фазоискажающего участка, будет приводить к исчезновению восстановленного с голограммы изображения. Указанный недостаток настолько серьезен, что ставит под сомнение практическую применимость описанного метода.

Метод кодирования изображения состоит с том, что кодирование двумерного образа осуществляется путем его умножения на случайную фазовую функцию с равномерным распределением, после чего проводится запись полученного волнового фронта на голограмму. При восстановлении для получения действительного изображения необходимо осветить голограмму волной, комплексно сопряженной опорной волне. Восстановленный с голограммы волновой фронт пропускается через ту же, что и при записи, фазовую кодовую маску, восстанавливающую исходное изображение.

Данный метод требует использования обязательно только фазовой кодовой маски. Кодовая маска должна быть отделена от кодируемого изображения слоем пространства, при невыполнении этого условия, т.е. если кодовая маска и кодируемое изображение будут находиться рядом в геометрическом приближении, кодирование изображения не происходит.

Голографическая запись информации также обладает повышенной стойкостью к потере данных, т. к. информация о каждой точке объекта распределяется по всей площади голограммы и при потере некоторой части площади голограммы не приводит к потере информации во всем исходном изображении, а только к ухудшению качества восстановленного изображения (невосстановление мелких деталей, возникновение зернистой структуры).

Дополнительное кодирование информации ЭЗ связано с алгоритмами обработки скрытых изображений, восстановленных с ЗГ, т. е. работа с отдельными участками восстановленного изображения.

Некоторые варианты алгоритмов обработки восстановленных кодированных изображений рассмотрены в следующей части данной работы.

3. Применение для кодирования и декодирования оптико-электронного векторно-матричного умножителя

3.1. Представление операции перемножения оптических сигналов как их свертки

Для обеспечения условий стыковки оптических элементов изображения с электронными схемами скрытые изображения ЗГ, как правило, представляют собой двоичные двумерные структуры (плоские изображения, состоящие из светлых и темных однотипных элементов простой формы). Таким образом, их можно рассматривать как векторы или матрицы, состоящие из чисел в двоичной форме, а обработку таких изображений – как математические операции над векторами и матрицами. Например, если свет с интенсивностью I_1 проходит через модулятор с коэффициентом пропускания t_1 , результирующая интенсивность света I_2 равна $I_1 t_1$, что эквивалентно умножению чисел I_1 и t_1 .

Одним из возможных вариантов обработки изображения (двоичной матрицы или вектора), восстановленного с ЗГ, является его перемножение на пространственном модуляторе света (ПМС) с матрицей или вектором и последующее сравнение полученного результата с эталоном. Существуют несколько базовых вариантов алгоритма такого оптического векторно-матричного умножения, имеющих общее название алгоритмы цифрового умно-

жения с помощью вычисления аналоговой свертки (ЦУАС) [8].

Умножение двух чисел эквивалентно выполнению свертки над их цифровыми представлениями в том случае, если результат свертки интерпретируется в смешанном формате, в котором для основания числа b отдельные цифры могут иметь величины, большие чем b . В общем, если необходимо умножить по основанию b два N -разрядных числа, представленных в виде

$$x = \sum_{n=1}^N x_n b^{n-1}, \quad y = \sum_{m=1}^N y_m b^{m-1},$$

где x_n и y_m – отдельные цифры, то результат выглядит так:

$$xy = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N x_n y_m b^{(n+m-1)-1} = \sum_{k=1}^{2N-1} \left(\sum_{n=1}^k x_n y_{k-n+1} \right) b^{k-1},$$

где $k = n + m - 1$.

Рассмотрим цифры в числах x и y , представляющие собой две функции, которые следует перемножить. Для выполнения свертки запишем цифры числа y в обратном порядке и разместим их после цифр числа x . Первым значением свертки является $x_1 y_1$, вторым $x_1 y_2 + x_2 y_1$ и т. д. до $x_N y_N$; k -е значение свертки равно $\sum_{n=1}^k x_n y_{k-n+1}$, что в точности является k -й цифрой произведения xy .

Имеются два способа выполнения операций свертки в оптике: свертка в области пространственных частот и во временной области.

3.2. Операция свертки оптических сигналов в области пространственных частот

Как известно, свертка двух функций может быть представлена как обратное Фурье-преобразование произведения Фурье-образов этих функций, т. е. $f_1(t) \otimes f_2(t) = F^{-1} \{F\{f_1(t)\} \cdot F\{f_2(t)\}\}$, следовательно, выполнение свертки может происходить в Фурье-плоскости объектива.

Преобразование Фурье одной функции осуществляется линзой, а преобразование Фурье второй функции зарегистрировано в голограмме. Для осуществления свертки выполняется Фурье-преобразование результата произведения Фурье-образов с помощью второй линзы. При этом результат свертки двоичных функций является функцией смешанного формата. Использование не обратного, а прямого преобразования Фурье, как известно, приведет только необходимости изменения направления осей координат в плоскости восстановленного изображения для правильной трактовки результата.

Например, рассмотрим случай умножения $5 \times 7 = 35$, что в двоичной записи выглядит так: $101 \times 111 = 10001$ (вид результата произведения в смешанном формате имеет вид 11211). Входные сигналы могут быть представлены в виде суммы дельта-функций $\delta(X - X_0)$ (двоичные единицы), разнесенных между собой на расстояния $n \times \alpha$, где n – номер разряда. Что не совсем корректно, т. к. любой реальный источник имеет конечную ширину, но для наглядности его шириной пренебрегаем. Учет ширины источника приведет к некоторому размытию конечной картины. Таким образом, входные сигналы имеют вид:

$$\begin{aligned} 101 &\rightarrow \delta(X) + \delta(X - 2\alpha) \xrightarrow{F} 1 + e^{-i2\pi v 2\alpha}, \\ 111 &\rightarrow \delta(X) + \delta(X - \alpha) + \delta(X - 2\alpha) \xrightarrow{F} 1 + e^{-i2\pi v \alpha} + e^{-i2\pi v 2\alpha}, \end{aligned}$$

где v – пространственная частота, равная $X/\lambda f$ для линзы с фокусным расстоянием f и рабочей длиной волны излучения λ .

Перемножая два выражения, получаем:

$$\begin{aligned} &(1 + e^{-i2\pi v \alpha})(1 + e^{-i2\pi v \alpha} + e^{-i2\pi v 2\alpha}) = \\ &= 1 + e^{-i2\pi v \alpha} + e^{-i2\pi v (2\alpha)} + e^{-i2\pi v (3\alpha)} + e^{-i2\pi v (4\alpha)}. \end{aligned}$$

Проводя обратное преобразование Фурье, имеем результат свертки в виде

$$\begin{aligned} &1 + e^{-i2\pi v \alpha} + e^{-i2\pi v (2\alpha)} + e^{-i2\pi v (3\alpha)} + e^{-i2\pi v (4\alpha)} \xrightarrow{F^{-1}} \\ &\rightarrow \delta(X) + \delta(X - \alpha) + 2\delta(X - 2\alpha) + \delta(X - 3\alpha) + \delta(X - 4\alpha). \end{aligned}$$

Полученный результат соответствует выходной функции 11211, как и следовало ожидать. Следует

отметить, что количество разрядов в результате перемножения равно $2k - 1$, где k – число разрядов в

перемножаемых числах, а максимальное значение сигнала при перемножении двух k разрядных чисел равно k .

Интерпретируя матрицу из нулей и единиц как вектор из чисел двоичного формата, рассмотренную частотную свертку можно применить для осуществления операции векторно-матричного перемножения.

Достоинствами алгоритма являются простота выполнения процедуры ЦУАС и статичность во времени одной из входных функций (Фурье-голограмма).

3.3. Операция свертки оптических сигналов во временной области

В данном алгоритме свертка вычисляется путем поддержания преобразованной функции одного из входных сигналов (функция с обратной зависимостью от времени) в постоянном виде, а вторая функция изменяется относительно нее. Их произведение во всех точках образует свертку.

Временная свертка может быть организована двумя видами схем:

- 1) с пространственным интегрированием;
- 2) с временным интегрированием.

По первой схеме оба входных сигнала являются пространственно изменяющимися функциями, а устройство реализации алгоритма, сдвигая один сигнал относительно другого, на каждом шаге суммирует произведения сигналов во всех точках пространства. Таким образом, если функция $g(x)$ поддерживается постоянной во времени, а вторая функция $h(t)$ сдвигается относительно нее, то временную зависимость $f(t)$ на выходе из устройства, осуществляющего свертку, можно представить в виде:

$$f(x) = \int g(x)h(vt - x)dx,$$

где v – скорость сдвига функции $h(t)$ относительно $g(x)$.

По второй схеме функция $g(t)$ подается на устройство свертки в качестве зависящего от времени сигнала и равномерно засвечивает все ячейки. Вторая функция с обратной зависимостью сигнала от времени, $h(-t)$, сдвигается относительно нее по пространству (ячейкам). Результат свертки снимается с устройства, как пространственная зависимость значений сумм по времени произведений сигналов в каждой ячейке, т. е. результирующий сигнал $f(x)$ равен:

$$f(x) = \int g(t)h(x/v - t)dt,$$

где v – скорость сдвига функции $h(-t)$ по ячейкам.

Использование второй схемы реализации временной свертки в устройствах, где один из входных сигналов записан на голограмму, ограничено из-за

необходимости получения обоих входных сигналов как временных зависимостей.

К достоинствам временной свертки можно отнести удобство ее использования в векторно-матричном умножении при увеличении числа входных сигналов, а также широкую и отработанную элементную базу ее реализации.

4. Варианты оптических схем устройства ОПЗГ

4.1. Устройство реализации свертки в области пространственных частот

Для реализации устройства со сверткой сигналов в области пространственных частот можно предложить схему, представленную на рис. 2.

Коллимированный лазерный пучок от полупроводникового лазера, проходя через жидкокристаллическую матрицу (ЖК-модулятор), на которой создается пространственное распределение коэффициента пропускания (прозрачные и непрозрачные зоны), задает первую входную функцию. На голограмме зарегистрирован Фурье-спектр второй функции (аналогичный первой).

Через Фурье-преобразующий объектив № 1 (ФПО № 1) на голограмме создается Фурье-образ первого входного сигнала. Волна, восстановленная при этом с голограммы, представляет собой произведение Фурье-образов входных функций. Фурье-преобразующий объектив № 2 (ФПО № 2) производит второе Фурье-преобразование и создает на ПЗС матрице изображение, соответствующее свертке входных сигналов в смешанном формате.

Голограмма разлагает восстанавливающий пучок на дифракционные пучки 0, ± 1 , ± 2 и т. д. порядков. Нулевой порядок представляет собой несколько размытое из-за дифракции изображение ЖК-модулятора.

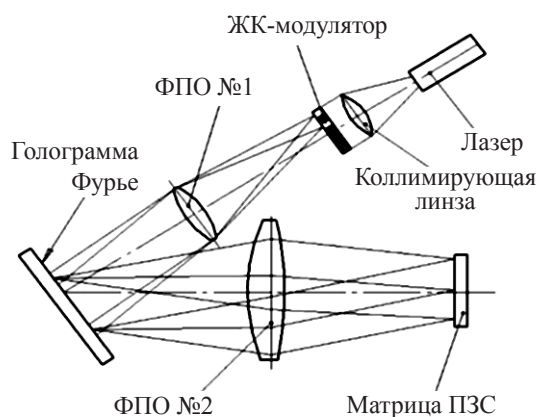


Рис. 2. Схема устройства со сверткой сигналов в области пространственных частот.

ра. Пучки первого порядка являются сверткой и корреляцией входных сигналов. Пучки высших порядков содержат намного меньше энергии, чем пучки $0, \pm 1$, и являются вредными и представляют собой сложные комбинации произведений входных сигналов.

Из выше сказанного следует, что приемник нужно располагать таким образом, чтобы на него попадал только один из пучков первого порядка, и стремиться при записи голограммы и восстановлении с нее изображения к увеличению энергии в пучках первого порядка и уменьшению ее в других.

Устройство с временной сверткой обладает рядом преимуществ над другими схемами:

- простота реализации векторно-матричного перемножения оптических сигналов;

- простота конструкции, так как используется свойство линз выполнять Фурье-преобразование над сигналами;

- использование Фурье-преобразующих объективов, параметры которых (фокусные расстояния, относительные отверстия) значительно влияют на сигналы и, следовательно, являются дополнительной защитой от несанкционированного копирования защитной голограммы.

К недостаткам данной схемы можно отнести низкую энергетику, т. е. необходимость использования достаточно мощного источника излучения, а также сложности в позиционировании голограммы для правильной работы прибора, т. к. Фурье-спектры сигналов (в общем случае) имеют достаточно тонкие не осесимметричные структуры.

4.2. Устройство реализации свертки во временной области

Возможная схема данного устройства представлена на рис. 3.

С помощью лазерного излучения с голограммы восстанавливается предметная волна (на голограмме записано изображение матрицы из светлых и темных точек) – первая входная функция. Первый проекционный объектив переносит восстановленное изображение на ЖК-матрицу, на которой создается пространственное распределение коэффициента пропускания (прозрачные и непрозрачные области), переменное во времени и соответствующее второй входной функции. Картина, получившаяся на второй (по ходу излучения) подложке ЖК-матрицы, соответствует перемножению элементов первой функции с элементами второй. Второй проекционный объектив переносит эту картину на ПЗС матрицу и согласует их размеры. Сложение перемноженных элементов входных функций осуществляется в электронном виде с сигналами, снятыми с ПЗС матрицы, по определенному алгоритму.

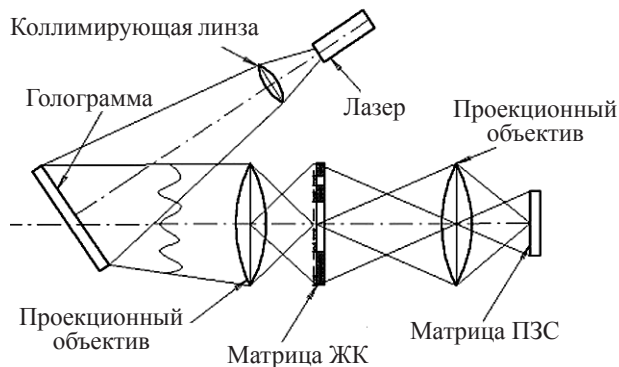


Рис. 3. Схема устройства с временной сверткой двух входных функций.

К достоинствам этой схемы можно отнести более низкие требования по позиционированию голограммы.

Из анализа поставленной задачи и предложенных вариантов реализации проектируемого устройства выбрана схема со сверткой в области пространственных частот, как обладающая рядом значительных преимуществ (высокая скорость и простота реализации свертки с использованием Фурье-преобразующих объективов).

5. Анализ функционирования устройства идентификатора ЗГ

Для получения ЗГ со скрытым изображением используется схема получения Фурье-голограммы. Скрытым изображением является Фурье-спектр транспаранта ($\tau_{об}(x, y)$), полученный с помощью Фурье-преобразующего объектива (ФПО). Транспарант $\tau_{об}(x, y)$ представляет собой клетчатое поле из элементов $0,1 \times 0,1$ мм размером $1,8 \times 1,4$ мм (18×14 элементов), каждый второй элемент не рабочий (коэффициент пропускания $\tau_{об} = 0$), остальные ячейки могут иметь коэффициент пропускания $\tau_{об}$, равный 0 или 1 в зависимости от выбранной входной функции.

Таким образом, входной функцией является матрица, состоящая из 0 и 1, размером 7×9 . В дальнейших выкладках данная матрица будет рассматриваться как вектор-столбец $[A]$ размером 7×1 , состоящий из 9 разрядных чисел в двоичном формате (см. рис. 4).

Предполагается, что проектируемое устройство будет работать с голограммами, полученными штампованием металлической фольги матрицей, снятой с “мастер”-голограммы. При этом дифракционная эффективность голограмм будет составлять не менее 20%.

Восстановление и декодирование скрытого изображения с ЗГ будет осуществляться устройством по схеме восстановления Фурье-голограмм (рис. 5).

$$(a) \quad [A]_{7 \times 1} = \begin{bmatrix} a_{11} \\ a_{21} \\ \vdots \\ a_{i1} \\ \vdots \\ a_{71} \end{bmatrix}, \quad \text{где } i \in 1 \div 9: \\ a_{i1} = \overbrace{0(1) \ 1(0) \ \dots \ 0(1)}^9$$

$$(б) \quad [B]_{7 \times 7} = \begin{bmatrix} b_{11} & b_{12} & \dots & b_{1j} & \dots & b_{17} \\ b_{21} & b_{22} & \dots & b_{2j} & \dots & b_{27} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ b_{i1} & b_{i2} & \dots & b_{ij} & \dots & b_{i7} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ b_{71} & b_{72} & \dots & b_{7j} & \dots & b_{77} \end{bmatrix},$$

$$\text{где } j \in 1 \div 7, i \in 1 \div 7: b_{ij} = \overbrace{0(1) \ 1(0) \ \dots \ 0(1)}^9$$

$$(в) \quad ([B]_{7 \times 1})_i = \begin{bmatrix} b_{i7} \\ \vdots \\ b_{ij} \\ \vdots \\ b_{i2} \\ b_{i1} \end{bmatrix}$$

Рис. 4. Входные матрицы для голограммы а и ЖК-матрицы б; вектор, выводимый одновременно на ЖК-матрицу, в.

Изображение, выводимое на ЖК-матрицу, подобно транспаранту, использовавшемуся при получении голограммы (размеры поля и элементов такие же, как и на транспаранте). Входная функция в данном случае является матрицей [B] размером 7×7, состоящей из 9-разрядных чисел в двоичном формате. При этом последовательно в процессе идентификации ЗГ на ЖК-матрицу выводятся транспонированные строки этой входной матрицы с элементами, взятыми в обратном порядке (см. рис. 4).

$$\begin{bmatrix} b_{i7} \\ \vdots \\ b_{ij} \\ \vdots \\ b_{i2} \\ b_{i1} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_{11} \\ a_{12} \\ \vdots \\ a_{1j} \\ \vdots \\ a_{17} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11}b_{i7} & 0 & 0 & 0 \\ a_{12}b_{i7} & a_{11}b_{i6} & \vdots & 0 \\ \vdots & a_{12}b_{i6} & 0 & \vdots \\ a_{16}b_{i7} & \vdots & a_{11}b_{i2} & 0 \\ a_{17}b_{i7} & a_{16}b_{i6} & a_{12}b_{i2} & a_{11}b_{i1} \\ 0 & a_{17}b_{i6} & \dots & a_{13}b_{i2} & a_{12}b_{i1} \\ 0 & 0 & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & a_{15}b_{i2} & a_{14}b_{i1} \\ 0 & 0 & a_{16}b_{i2} & a_{15}b_{i1} \\ 0 & 0 & a_{17}b_{i2} & a_{16}b_{i1} \\ 0 & 0 & 0 & a_{17}b_{i1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11}b_{i7} \\ a_{12}b_{i7} + a_{11}b_{i6} \\ \vdots \\ \vdots \\ a_{17}b_{i7} + a_{16}b_{i6} + a_{15}b_{i5} + \dots + a_{12}b_{i2} + a_{11}b_{i1} \\ \vdots \\ \vdots \\ a_{17}b_{i2} + a_{16}b_{i1} \\ a_{17}b_{i1} \end{bmatrix}$$

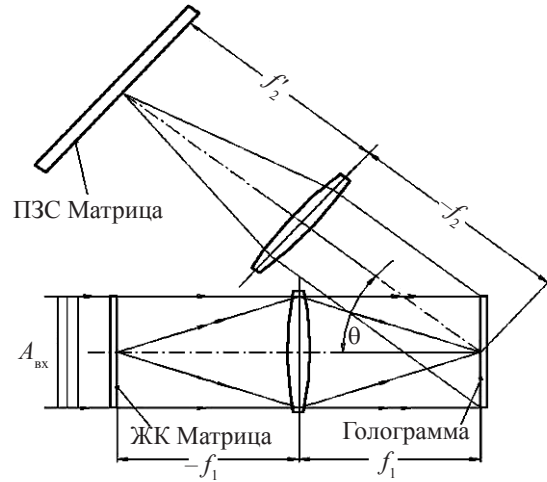


Рис. 5. Восстановление скрытого изображения с ЗГ по схеме Фурье-голограммы.

На ФПЗС матрице регистрируется освещенность, численно равная свертке функции, записанной на голограмме, и функции, выведенной на ЖК-матрицу. Размеры элемента изображения на ПЗС и на ЖК соотносятся как фокусные расстояния первого и второго Фурье-преобразующих объективов. Разрядность чисел на ПЗС равна $2 \times n - 1$, где n – разрядность входного сигнала (максимальная), т. е. 17. Требуемый динамический диапазон ПЗС не менее 17 дБ. При аналого-цифровом преобразовании считанного с ПЗС сигнала его можно трактовать как произведение чисел в двоичном формате, полученное в смешанном формате (без переноса единиц между разрядами).

После Фурье-преобразования восстановленного волнового фронта на приемнике, количество элементов которого должно быть не менее 34, регистрируется 7-я строка полученного вектора, которая соответствует скалярному произведению “вектора голограммы” и “вектора ЖК-матрицы”:

7-я строка:

$$\Rightarrow a_{17}b_{17} + a_{16}b_{16} + \dots + a_{12}b_{12} + a_{11}b_{11} = [A]_{7 \times 1} \cdot ([B]_{7 \times 1})_i$$

После регистрации на ПЗС и передачи сигнала в электронный блок на ЖК выводится следующий вектор из входной матрицы ЖК-модулятора.

В результате после 7 прогонов в электронный блок будет передан сигнал, соответствующий скалярному произведению “входного вектора голограммы” и “входной матрицы ЖК-модулятора”.

Таким образом, из вышеизложенных выкладок, следует, что на матрице ФПЗС действительно получится двумерная свертка двух сигналов, причем полученное изображение несколько размыто из-за свертки с функцией входного зрачка первого Фурье-преобразующего объектива. При считывании с матрицы ФПЗС определенных строк в электронный блок обработки сигнала (компьютер), считанный сигнал будет пропорционален освещенности созданной в плоскости ФПЗС, т. е. квадрату амплитуды волны. Это должно учитываться программным обеспечением для дополнительной криптографической обработки полученного сигнала, которая может проводиться по какому-либо криптографическому алгоритму.

Результаты и выводы

Для выбранной оптической схемы устройства получения Фурье-голограммы были проведены габаритный, светоэнергетический и абберационные расчеты, подтвердившие возможность создания оптико-электронного векторно-матричного процес-

сора на существующей элементной базе. Направлениями дальнейших исследований являются анализ влияния ошибок позиционирования ЗГ при идентификации и их устранение, выбор криптографического алгоритма и разработка программного обеспечения для криптографической обработки.

Литература

1. *Гальперн А. Д.* Голографическое устройство для воспроизведения кодирующих элементов. Патент Российской Федерации № 2110411 от 10.05.98 г.
2. *John E. Wreede et al.* Encoded hologram for producing a machine readable and a human readable image, Patent USA No 5,499,116 of Mar. 12, 1996.
3. *Javidi B., Zhang G., Li J.* Experimental demonstration of the random phase encoding technique for image encryption and security verification. *Opt. Eng.*, 1996., V. 35, № 9, p. 2506–2512.
4. *Javidi B., Sergent A., Zhang G., Guibert L.* Fault tolerance properties of a double phase encoding encryption technique. *Opt. Eng.* 1997. V. 36, № 4. P. 992–998.
5. *Refregier P., Javidi B.* Optical image encryption based on input plane and Fourier plane random encoding. *Opt. Lett.* 1995. V. 20, № . P. 767–769.
6. *Songcan Lai.* Security holograms using an encoded reference wave, *Optical Engineering*, vol. 35, № 9, September 1996.
7. *Бобринев В.И., Гулянян Э.Х.* Голограммы с протяженным опорным источником *Квантовая электроника*, 1971, вып. 4.
8. *Аппатуна Р.* Оптические вычисления // М.: Мир, 1993.

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ЗАПИСИ И СРЕДСТВА ИДЕНТИФИКАЦИИ ОБЪЕМНЫХ И ПЛОСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Л. В. ТАНИН; А. А. КОРОЛЕНКО; А. А. КАЗАК

ООО “Магия света”, Минск, Беларусь

E-mail: lightmagic@rambler.ru

В данной статье рассматриваются голографические методы записи комбинированных голограмм, содержащих объемные и плоские изображения, а также методы записи и средства идентификации формируемых в них скрытых изображений, повышающих защитные свойства голограммы. Комбинирование существующих голографических технологий с новыми, а также использование полиграфических методов защиты является наиболее перспективным направлением развития оптических защитных технологий.

Рассмотрены оптические свойства и комбинация полимерных слоев, содержащих скрытое изображение, а также предложен многофункциональный идентификатор, содержащий различные комбинированные устройства для визуализации скрытых голографических и полиграфических изображений.

Введение

Основой современных методов защиты продукции, товаров, документов и ценных бумаг являются оптические защитные технологии, наиболее важными показателями развития и совершенствования которых становится повышение технологичности и упрощение идентификации и проверки подлинности документов [1]. К оптическим защитным средствам относят оптически постоянные структуры (дифракционные пигменты, интерференционные слои и др.) и оптически меняющиеся элементы, к числу которых относятся голографические защитные средства, обсуждению которых и посвящена данная статья.

Совершенствуются, в первую очередь, методы оригинации, целью улучшения которой является повышение скорости записи, качества и уникальности мастер-голограмм.

Помимо совершенствования способов оригинации и ограничения механического и информационного доступа к средствам защиты, перспективным является создание оптических защитных устройств с комбинированными оптическими свойствами [1, 2], совмещение объемных и плоских изображений, добавление в оптическое защитное средство переменной информации, выделяющей одно защитное средство среди себе подобных, внесение информации, меняющейся или исчезающей под воздействием внешних факторов, например, внешней среды (освещение, вибрация, температура и пр.).

1. Комбинированные скрытые изображения

Для повышения защищенности оптического защитного средства, представляющего собой голограмму, используется внедрение в нее скрытых изображений.

Рассмотрим примеры создания скрытых изображений с использованием различных эффектов.

На рис. 1а показано скрытое изображение, созданное с использованием статического муарового эффекта. Статический муаровый эффект [3], получающийся при наложении точечных экранов, используется для создания скрытых изображений. Для идентификации на исходное изображение, визуально выглядящее как равномерное изображение, накладывается декодирующий экран, выявляя скрытое изображение. Такие декодирующие экраны могут быть адсорбционные и микролинзовые, причем последние позволяют получить более яркий муаровый эффект, т. к. не поглощают свет. Однако они намного дороже при изготовлении.

Изображение, содержащее скрытые элементы, обычно располагается на переднем плане, накладываясь на фон (задний план), поэтому муаровый эффект, получающийся при наложении, локализован в определенном месте и является ограниченным по площади. Типичным для такого типа муаровых структур является то, что в зависимости от совмещения декодирующего экрана и исходного декодируемого изображения, а также от угла наблюдения, скрытые изображения выглядят либо темными на светлом фоне, либо наоборот (обратный контраст). Примеры статического муарового эффекта показаны на рис. 1а, б и рис. 2а, б, в.

На рис. 2а показана структура с модуляцией линий, где частота и форма линии промодулирована так, чтобы визуально данная область выглядела равномерно, а при идентификации появлялось скрытое изображение. Для получения текста скрытого изображения использовались линии, перпендикулярные линиям основного изображения (рис. 2б). Для повышения скрытности изображения возможно использование линий текста, расположенных под

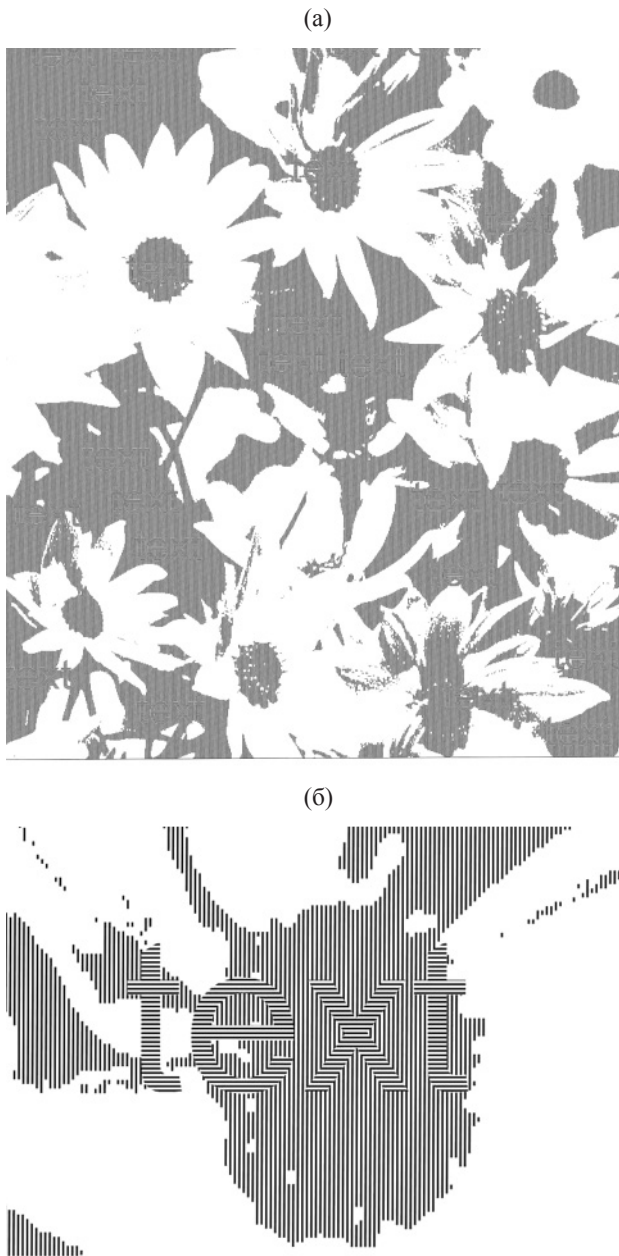


Рис. 1. Статический муаровый эффект. а – общее изображение; б – увеличенный фрагмент, показывающий скрытое изображение (шаг модуляции – 176 мкм).

меньшими углами. Выбор угла модуляции зависит от качества и контраста восстановленного скрытого изображения.

На рис. 3 показан динамический муаровый эффект [3], появляющийся при наложении декодирующего экрана в виде точек на экран, состоящий из точек, промодулированных по форме в виде символов, которые также могут быть как цветными, так и черно-белыми.

При этом размер, локализация и ориентация точек не локализованы в пространстве, а динамически изменяются при вращении и сдвиге декодирующего

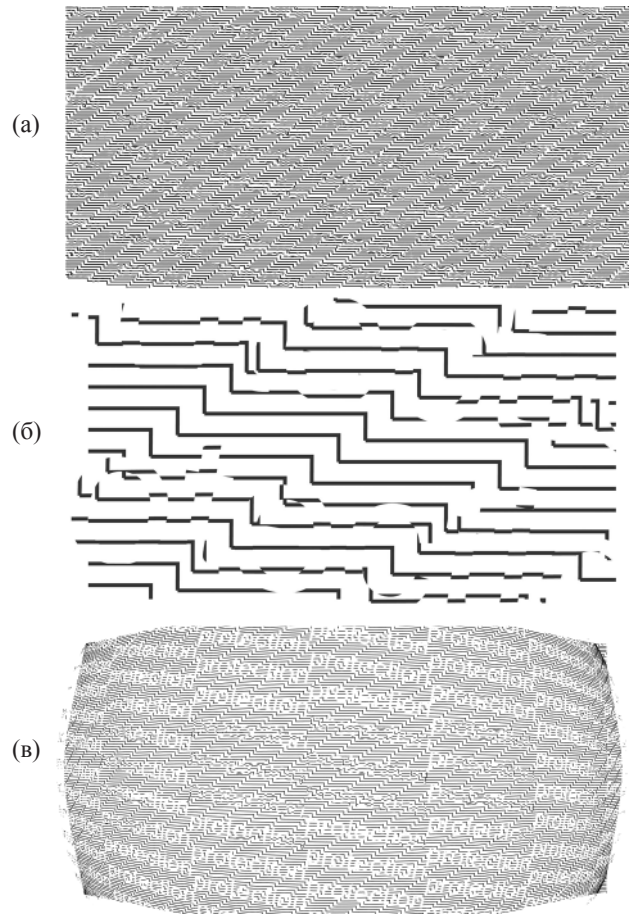


Рис. 2. Структура с модуляцией частоты линий. а – основное изображение; б – увеличенный фрагмент изображения; в – визуализация скрытого изображения.

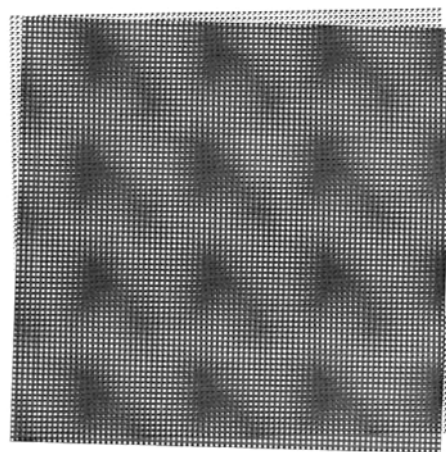


Рис. 3. Структура с динамическим муаровым эффектом.

щего экрана относительно основного изображения. В качестве декодирующего экрана может быть использован 2D микролинзовый экран, при наложении которого получается более яркий муаровый эффект. Скрытая информация также не локализо-

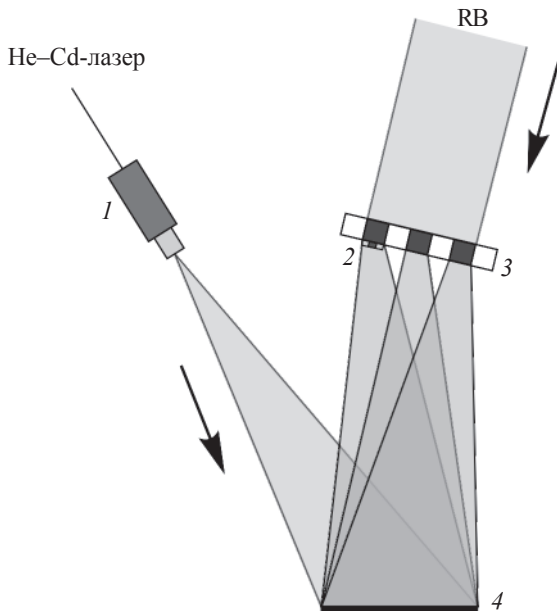


Рис. 4. Схема записи скрытого распределенного голографического изображения. 1 – микрообъектив, $\times 20$; 2 – транспарант с изображением, буква А; 3 – пропускающая мастер-голограмма; 4 – фотопластинка.

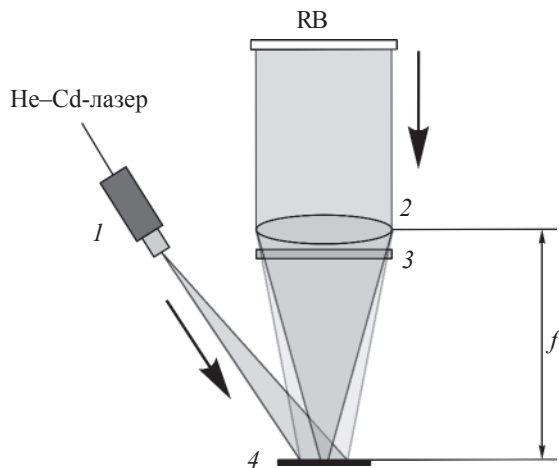


Рис. 5. Схема записи скрытого локализованного голографического изображения. 1 – микрообъектив, $\times 20$; 2 – линза; 3 – транспарант с изображением, буква А; 4 – фотопластинка.

вана, кроме этого, форма точек может изменяться плавно или локально, и таким образом, весь муаровый эффект может изменяться в соответствии с дизайном основного изображения. Такие муаровые изображения изготавливаются, в основном, для получения художественного эффекта.

Для повышения защитных свойств голограмм используются различные схемы записи скрытых голографических изображений [3, 4], некоторые из которых представлены на рис. 4, 5. Скрытое распре-

деленное изображение, представляющее собой произвольное изображение, например, в виде буквы А, помещается в один из каналов записи RGB мастер-голограммы на этапе записи (рис. 4). Скрытое изображение записывается в два этапа по принципу безлинзовой Фурье-голограммы. При идентификации скрытое изображение видно резко только на расстоянии от голограммы, достаточном для осуществления полного обратного Фурье-преобразования поля, зарегистрированного голограммой. Величина этого расстояния зависит от расположения записываемого скрытого изображения относительно голограммы на этапе записи.

На рис. 5 показана схема записи скрытого сфокусированного изображения, локализованного в определенной области голограммы. При записи перед фотопластинкой устанавливается линза с транспарантом, содержащим кодируемое изображение, например, цифру или букву. В фокальной области формируется Фурье-спектр изображения, размер которого равен 0,5–2 мм. При освещении полученного Фурье-образа опорным пучком света получается голографический защитный элемент.

Способ формирования скрытых изображений по технологии dot-matrix поясняется на рис. 6 [5]. Голографическое изображение, записанное по технологии dot-matrix [6], выглядит точно так же, как изображение на экране монитора компьютера, – состоящим из комбинации мельчайших точек. Каждая точка голограммы dot-matrix является дифракционной решеткой (голограммой) и обладает двумя основными свойствами: периодом и ориентацией.

Пиксели, участвующие в создании скрытого изображения, локализованы в небольшом участке голограммы – области скрытого изображения, рис. 6а, б. Синтез скрытого изображения представляет собой запись макропикселей, при дифракции на каждом из которых в результате получается исходное скрытое изображение. При этом период полос в каждой решетке и их ориентация подбираются таким образом, чтобы восстанавливающий луч дифрагировал на ней в заданном направлении, строя определенную точку восстановленного изображения, рис. 6в.

Стандартная программа для управления лазерной установкой SPARCLE-I предусматривает 6 (шесть) возможных цветов [6]. Нами модифицировано программное обеспечение фирмы-производителя таким образом, что можно получать до 46 различных цветов, что позволяет существенно расширить как возможности установки для записи стандартных голограмм, так и для создания эффектов, не предусмотренных производителем.

Технология “image-matrix”, в отличие от “dot-matrix”, базируется на цифровом (компьютерном) способе построения изображений дифракционных

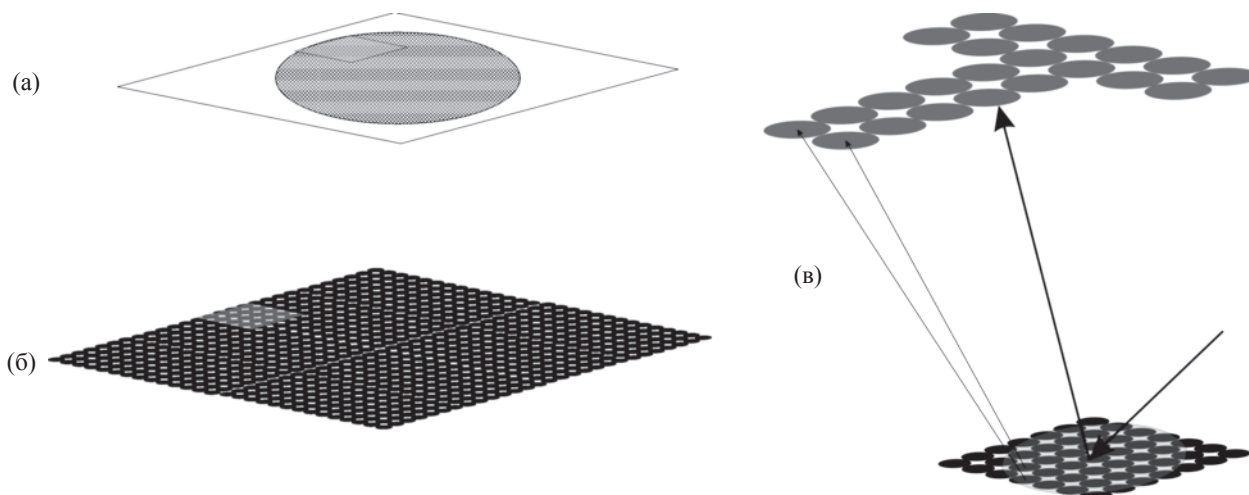


Рис. 6. Восстановление скрытого изображения dot-matrix область скрытого изображения. а – исходная голограмма dot-matrix; б – увеличенный участок голограммы, показывающий участок локализации скрытого изображения dot-matrix; в – схема, иллюстрирующая запись и восстановление скрытого изображения dot-matrix.

элементов, в том числе изображений чередующихся полос из прямых линий, или решеток, как для “dot-matrix”, а кроме того, из линий неправильной формы и с включением сложных фигур, например, микротекста. Изображения таких дифракционных элементов, синтезированных с помощью компьютера, вводятся из компьютера в оптическую схему через пространственно-временной модулятор света (транспарант), и с уменьшением до нужных размеров проецируются в зону записи на фоторезисте. В качестве транспаранта используется жидкокристаллический дисплей, элементы раstra которого могут менять свою прозрачность. Количество его независимо от управляемых растр-элементов (порядка 1 млн.), определяющее разрешение транспаранта, масштаб уменьшения и размер зоны записи численно связаны между собой. Вся голограмма записывается при синхронном дискретном перемещении пластины фоторезиста и смене фрагментов цифрового изображения голограммы, выводимых из компьютера.

Одним из высокоэффективных способов защиты продукции от подделок является юниграмма, представляющая собой комбинацию голографического и латентного изображения [7, 8], основанного на поляризационных явлениях. На первом слое юниграммы нанесена голограмма, а на втором – латентное изображение с возможностью его визуализации при помощи поляризационного декодера. При этом степень видимости латентного изображения зависит от выбора места расположения и величины дифракционной эффективности голограммы.

Улучшение условий видимости латентного изображения обеспечивается для особых случаев ее эксплуатации, характеризующихся плохой освещен-

ностью помещения, плохим зрением проверяющего, недостаточной разрешающей способностью поляризационного декодера. Выбор места расположения латентного изображения повышает качество и оперативность его проявления. Кроме того, это также дает возможность умышленно создавать особые свойства голограммы и латентного изображения, которые проявляются только при определенных положениях юниграммы и поляризационного декодера, что повышает ее эксплуатационные свойства.

2. Идентификация скрытых изображений

Для идентификации изображений, описанных ранее, применяются идентификаторы различных типов. На рис. 7б показан идентификатор, представляющий собой комбинацию устройств, использующихся для визуализации скрытых изображений, и схема идентификации скрытых голографических изображений, рис. 7а.

Пучок полупроводникового лазера 3 освещает рельефную голограмму 4, в случае распределенного скрытого изображения – в любом ее месте, а в случае локализованного скрытого изображения – в месте локализации скрытого элемента. При дифракции излучения на структуре голограммы воспроизводится изображение закодированного символа 1, которое можно наблюдать в окне 2 на таком расстоянии от голограммы, которое равно расстоянию между кодируемым элементом и регистрирующей средой на этапе регистрации. Масштаб восстановленного изображения равен 1, если при восстановлении голограммы используется излучение с такой же длиной волны излучения и такой же кривизной волнового фронта, что и при записи голограммы.

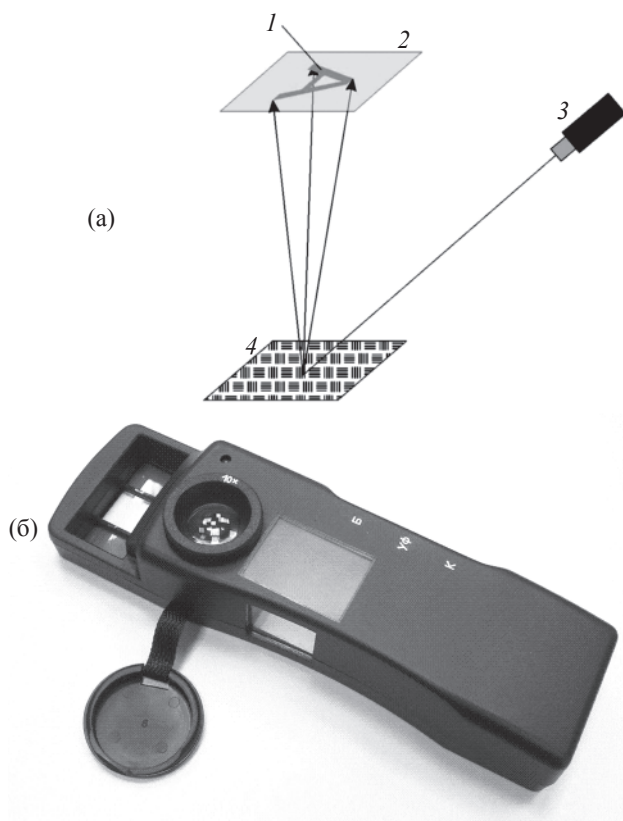


Рис. 7. Схема идентификации скрытых изображений (а) и идентификатор (б). 1 – визуализируемое скрытое изображение, буква А; 2 – окно идентификации; 3 – полупроводниковый лазер; 4 – голограмма.

При иных условиях реконструкции голограммы масштаб восстановленного изображения изменяется. При восстановлении локализованного скрытого изображения масштаб восстановленного изображения существенно зависит от взаимного расположения компонентов схем записи и воспроизведения Фурье-голограммы, а также условий освещения.

Заключение

Рассмотрены некоторые виды скрытых изображений, голографические методы записи комбинированных голограмм с объемными и плоскими изоб-

ражениями, методы записи формируемых в них скрытых изображений, повышающих защитные свойства голограммы, а также средства их идентификации. Это позволяет существенно повысить сопротивляемость оптических защитных средств против копирования, фальсификации и преднамеренного изменения и, как следствие, защищенность документов, ценных бумаг и продукции.

Литература

1. *R.L. van Renesse*, Synergistic combination of document security techniques, Conference on Optical Security and Counterfeit Deterrence Techniques III, San Jose, Ca., 27–28 January 2000, SPIE vol. 4677, p. 333–348.
2. *Hackwood Roger and Howles G.L.* Security documents, Kenrick & Jefferson Ltd., West Bromwich, UK, patent number EP 0 256 176 A1, filed 7 August 1986, publ. 24 February 1988.
3. *Schilling A., Tompkin W.R., Staub R.* OVD Kinegram AG (Switzerland); *R. D. Hersch, S. Chosson, I. Amidror.* École Polytechnique Fédérale de Lausanne (Switzerland). Diffractive Moiré features for optically variable devices, SPIE vol. 6075, Proc. Conf. on Optical Security and Counterfeit Deterrence Techniques VI, San José, CA, USA, 17–19 January 2006, paper 6075-28.
4. *McGrew S.P.* Countermeasures Against Hologram Counterfeiting. Proc. Optical Security Systems Symposium, Zurich, Oct. 14–16, 1987.
5. *Sheng Lih Yeh, Shyh Tsong Lin* // Opt. Eng., 2002, 41(2), p. 314–318.
6. *Sparkle I.* User's Manual. AHEAD Optoelectronics, 1998.
7. *Rubanov A.S., Tanin L.V., Vasilieva L.V., Kalinin A.N., Bursky V.A., Vidmant F.V.*, all of Minsk, U.S.S.R. Method of object imaging // US Patent #4 420 218, Dec, 13, 1983.
8. *Танин Л.В., Короленко А.А., Моисеенко П.В., Виткевич Л.И.* Голографические методы записи и средства идентификации комбинированных объемных и плоских изображений. Третий Международный форум “Голография в России и за рубежом. Теория и практика”, Москва, 26–28 сентября 2006.

ГОЛОГРАММНЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ РЕЛЬЕФНО-ФАЗОВОГО ТИПА В ГИПО

В. П. ИВАНОВ, доктор техн. наук, *А. В. ЛУКИН*, доктор техн. наук,
А. И. ЛЮБИМОВ, канд. физ.-мат. наук, *Ф. А. САТТАРОВ*, канд. физ.-мат. наук,
А. Ф. СКОЧИЛОВ, канд. физ.-мат. наук

ФГУП НПО “Государственный институт прикладной оптики”, г. Казань

E-mail: nprogipo@tnpko.ru

Кратко представлена история становления и развития в ГИПО одного из наиболее результативных направлений прикладной голографии – голограммные рельефно-фазовые дифракционные решетки и роль в его становлении Ю.Н. Денисюка. Приведены результаты разработок.

Идея использования голографических методов для получения дифракционных решеток была высказана Ю.Н. Денисюком [1], который всегда уделял значительное внимание этому важному направлению прикладной голографии. При непосредственной поддержке Ю.Н. Денисюка Государственный институт прикладной оптики в 1966 году был определен головным предприятием в отрасли по направлению “Прикладная голография”.

В период 1973–1979 гг. в ГИПО проводились поисковые исследования по созданию оптимальных технологий получения голограммных спектроскопических дифракционных решеток [2–6].

В 1980 г., на основе выявленной тенденции расширения спроса на голограммные решетки, была поставлена задача создания базы для подготовки и организации серийного производства голограммных дифракционных решеток (ГДР) в целях удовлетворения растущих потребностей отечественного спектроскопического приборостроения. Были разработаны и изготовлены первые уникальные технологические установки для получения спектроскопических дифракционных решеток. Совместно с рядом предприятий МЭП и АН СССР были разработаны: фоторезисты для регистрации рельефно-фазовых ГДР (НИОПиК) [7], мощные аргоновые одномодовые лазеры (НИИ ГРП и НГУ), проведены исследования фоточувствительных систем полупроводник–металл (ИПАН УССР) [3–5]. Начиная с 1982 г. в опытное производство ГИПО были внедрены технологические процессы изготовления плоских ГДР с частотой штрихов 3600 штр/мм к хроматографу “Милихром” и вогнутых ГДР к спектрографам ДФС 457, “Радуга”, “Сириус”, “Спектр” [6–9].

В 1987–95 гг. в ГИПО была разработана новая технология получения высокоэффективных голограммных решеток размерами до 200 мм на слоях халькогенидных полупроводников [9, 10] Исследования закономерностей травления свежих, экспони-

рованных, термо- и светозадубленных пленок халькогенидов мышьяка и модельные эксперименты по получению ГДР позволили найти режимы и составы пленок для получения голограммных решеток с заранее заданными свойствами.

Важной проблемой является получение ГДР с заданной рабочей спектральной областью: от вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) до дальней инфракрасной (ИК) области спектра. Здесь необходимо отметить два основных подхода к решению задачи: выбор оптимальной глубины модуляции штрихов и достижение необходимой формы профиля штрихов.

Исследования показали, что в пределах частот 300–4000 штр/мм используемая технология позволяет достичь глубины модуляции штрихов (отношение глубины профиля штрихов h к периоду штрихов d) 0,35–0,45; при этом формы профиля штрихов близки к синусоиде или к модулю синуса. Теоретические расчеты показывают, что для рабочей спектральной области $0,8d < \lambda < 1,7d$ эффективность подобных ГДР сравнима с эффективностью аналогичных нарезных решеток с треугольной формой профиля штриха и достигает значений 65% в неполяризованном свете и 90% – в поляризованном.

В области $0,2d < \lambda < 0,8d$ дифракционная эффективность ГДР несколько ниже, чем у нарезных решеток: максимальная дифракционная эффективность составляет 30–50%, а в области $\lambda < 0,2d$ (что для обычных частот ГДР соответствует УФ и ВУФ-области спектра) максимальная эффективность решеток ограничивается величиной 30–50%.

Для увеличения эффективности ГДР в коротковолновой области спектра, в ФНПЦ ГИПО были предприняты различные методы модификации профиля: запись ГДР в контрнаправленных пучках по методу Ю.Н. Денисюка; различные процессы травления, ионное профилирование [8, 9].

Метод записи концентрирующих ГДР в контрнаправленных пучках был нами достаточно подроб-

но исследован, изготовлена установка для изготовления подобных ГДР, получены образцы ГДР 1200–2400 штр/мм с дифракционной эффективностью 75% для длины волны максимальной концентрации 250 нм. Определены границы применимости метода, обусловленные зависимостью длины волны максимальной концентрации от длины волны записи и показателя преломления фотослоя, что приводит к сужению диапазона получаемых углов “блеска” ГДР, которые лежат в пределах $1,5^\circ$ – 8° (для обычно применяемых органических фоторезистов с показателем преломления $\sim 1,6$ длина волны максимума концентрации не превосходит 250 нм независимо от частоты ГДР) [8, 9].

Более универсальным методом получения концентрирующих ГДР является ионное травление. Технология основана на ионном травлении нижележащего слоя, при котором исходная ГДР служит маской и обладает значительно более низкой скоростью ионного травления; ионный пучок направлен под большим углом к нормали подложки и нормально по отношению к штрихам решетки. Угол блеска получаемых ГДР в основном определяется углом травления и отношением скоростей травления слоев.

Необходимо отметить, что вышеупомянутый способ для ГДР на халькогенидных стеклах селенида мышьяка не применим из-за очень высоких скоростей ионного травления этих стекол. Использование особой угловой зависимости скорости травления слоев, а также теневого метода с использованием многослойных структур позволило решить проблему модификации формы профиля штриха ГДР.

Первоначально эксперименты по ионному травлению проводились на установке ИЛУ-3 (Казанский физико-технический институт) (с энергией ионов до 20 кэВ). В настоящее время ФНПЦ ГИПО имеет установки ионного травления для изготовления плоских и вогнутых ГДР с использованием ионов Ag^+ (энергии ионов 0,8–5 кэВ).

Оптимальный выбор параметров исходной ГДР и контроль за процессом ионной обработки позволяет получать высококачественные концентрирующие ГДР 600–3600 штр/мм с углами блеска в пределах 4° – 25° [9].

Исследования и разработки ГДР для ПО ЛОМО (Санкт-Петербург) по замене нарезных решеток на голограммные в перспективных отечественных спектральных приборах, выполненные в 1988–1989 гг., показали, что замена нарезных решеток на голограммные в приборах МДР-6, МДР-23, МДР-4, МУМ-3, МУМ-5, ДФС-61 позволила на 1–2 порядка снизить уровень рассеянного света и значительно повысить разрешение. Применение в двойном монохроматоре СФ-56 голограммной вогнутой ре-

шетки, изготовленной по технологии ионного травления, позволило создать прибор на одной ГДР вместо двух нарезных.

Завершение работ этого периода ознаменовалось появлением ГДР, которые по своим характеристикам не уступают лучшим изделиям ведущих зарубежных фирм. Изготавливаемые НПО спектроскопические ГДР обеспечивают высокие значения дифракционной эффективности (ДЭ) (70% в неполяризованном и свыше 90% в поляризованном излучении) в области пространственных частот 300–4000 штр/мм [10]. Собственный шум дифракционных решеток не превышает значений 1×10^{-5} для ГДР 600 штр/мм и 1×10^{-6} для ГДР с частотой 2400 штр/мм на расстоянии 1 нм от центра спектральной линии 488 нм.

Литература

1. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // ДАН СССР, 1962. Т. 144. № 6. С. 1275–1278.
2. Мустафин К.С. Аберрации тонких голограмм, изготовленных на сферической подложке // Опт. и спектр., 1974. Т. XXXVII, вып. 6. С. 1158–1162.
3. Мустафин К.С., Селезнев В.А. Аберрационные характеристики ГДР // Оптическая голография и ее применение. Л.: Наука, 1977. С. 39–56.
4. Кит М.П., Костышин М.Т., Мустафин К.С., Романенко П.Ф., В.А. Селезнев. Регистрация голограмм на слоях As_2S_3 // Квантовая электроника, 1977. Вып. 4. № 4. С. 862–865.
5. Костышин М.Т., Мустафин К.С., Романенко П.Ф., Селезнев В.А. Некоторые характеристики систем полупроводник – металл и голографических решеток, полученных на их основе // Квантовая электроника, 1977. Вып. 4. № 5. С. 1071–1075.
6. Афанасьева В.Л., Аутко О.А., Селезнев В.А. ГДР с частотой 3600 мм^{-1} // ОМП, 1982. № 6. С. 60–61.
7. Афанасьева В.Л., Ахметшина Т.А., Селезнев В.А. Светочувствительная композиция СК-17 и ее применение при изготовлении голографических дифракционных решеток // ЖНИ ПФИК, 1984. № 4. С. 232–234.
8. Любимов А.И., Мустафин К.С., Селезнев В.А. Получение ГДР с пилообразной формой штрихов // ОМП. 1982. № 4. С. 32–34.
9. Дифракционная оптика. Новые разработки в технологии и применение / Материалы сем. М., НТЦ Информтехника. 1991. 124 с.
10. Антонова Т.Б., Астафьева М.Н., Кожина И.А., Любимов А.И., Саттаров Ф.А. О некоторых особенностях тонких пленок селенида мышьяка и изготовление голограммных решеток на их основе // Материалы VI Всесоюз. конф. по голографии. Витебск, 1990. С. 38.
11. Лукин А.В., Макаров А.С., Саттаров Ф.А., Селезнев В.А., Скопцов А.Ф., Стрельников Ю.П. Крупногабаритные ГР на слоях ХСП высокого качества // Оптический журнал, 1999. Т. 66. № 12. С. 73–74.

ГОЛОГРАММЫ Ю.Н. ДЕНИСЮКА НА “ТОЛСТЫХ” СЛОЯХ БХЖ КАК ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ: СЕЛЕКТИВНЫЕ ЗЕРКАЛА, ПОТСН-ФИЛЬТРЫ, ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ

А. В. ЛУКИН, доктор техн. наук; Н. М. ШИГАПОВА

ФГУП НПО “Государственный институт прикладной оптики”, г. Казань,

E-mail: nrogipo@tnpko.ru

Рассмотрены отличительные особенности голограммных оптических элементов (ГОЭ), полученных на основе использования незадублированных “толстых” слоев бихромированной желатины (БХЖ). Представлены основные параметры различных типов таких ГОЭ и примеры их практической реализации.

Первые трехмерные или объемные голограммы выпуклых сферических зеркал, полученные и детально исследованные Ю.Н. Денисюком в начале 1960-х гг., названные им тогда “волновыми фотографиями” [1], безусловно, являются прототипами вошедших в обиход значительно позже голограммных оптических элементов, указанных в названии данного сообщения. Некоторые обнаруженные и отмеченные им принципиальные особенности таких голограмм – пространственная и спектральная селективность, возможность достижения высокой дифракционной эффективности и др. – в дальнейшем были реализованы рядом исследователей на основе применения лазерных источников излучения и разработки целого комплекса разнообразных тонких технологий нанесения, экспонирования и физико-химической обработки различных типов регистрирующих материалов, в том числе и слоев БХЖ*. На протяжении десятилетий БХЖ остается наилучшим фотоматериалом для регистрации объемных голограмм, обеспечивающих получение ГОЭ с рекордными значениями основных параметров. Следует отметить также и уникальные изобразительные возможности голограмм Ю.Н. Денисюка [3, 6].

Рассмотрим вкратце основные этапы и особенности получения голограммных элементов на слоях БХЖ, отличающие их от “обычных” ГОЭ [8]. Наиболее важной технологической операцией, определяющей оптическое качество будущих ГОЭ, является нанесение слоя БХЖ на стеклянную подложку. Из нескольких известных и применяемых на практике методов нанесения фоточувствительных пленок (окувание, свободная отливка-растекание, центрифугирование и др.) в ГИПО с конца 1970-х гг. и по настоящее время используется преимущественно

метод формования, обеспечивающий получение слоев БХЖ заданной толщины при высоком оптическом качестве в широком диапазоне от нескольких микрометров до 100 микрометров и выше. При этом процесс формирования слоя до полного высыхания можно регулировать во времени, что позволяет синтезировать “толстые” слои БХЖ с высокой однородностью. Следует отметить, что метод формования применяется в ГИПО для нанесения слоев БХЖ, также и на неплоские, в том числе асферические поверхности. При этом предельные размеры, форма и оптическое качество слоя определяются соответствующими параметрами формирующих пластин.

Экспонирование подготовленных соответствующим образом фотопластинок производится с использованием лазерных источников, генерирующих в сине-зеленой области спектра. В большинстве случаев применяются аргоновые и гелий-кадмиевые лазеры ($\lambda = 458$ нм, 488 нм, 514 нм, 441,6 нм и др.). Хорошее оптическое качество ГОЭ удается получить также и с помощью твердотельных неодимовых лазеров ($\lambda = 532$ нм).

Важной технологической операцией является послеэкспозиционная физико-химическая обработка, включающая следующие два основных этапа:

- насыщение слоя водой и вымывание непрореагировавшего бихромата аммония;
- дегидратация слоя в растворах изопропилового спирта, сопровождающаяся заметной усадкой.

Тщательным подбором и поддержанием в дальнейшем стабильных условий температуры растворов, их концентраций, а также временных режимов выполнения отдельных операций на каждом этапе удается достичь заданных значений параметров ГОЭ и обеспечить при этом приемлемый для практики процент выхода годных изделий [9].

Следует отметить, что относительно высокая сложность осуществления технологий получения ГОЭ на слоях БХЖ является одной из главных при-

* Тогда же Ю.Н. Денисюк предложил метод получения концентрирующих голограммных решеток [2] (решетки с “блеском”), который спустя несколько лет был воспроизведен в работе [7] и получил название “метод Шеридана”.

чин малочисленности фирм, способных организовать устойчивый выпуск таких ГОЭ.

Селективные голограммные зеркала и узкополосные фильтры (Notch-filters)

Эти типы ГОЭ изготавливаются путем экспонирования по схеме Ю.Н. Денисюка [4, 5] во встречных пучках на “толстых” слоях БХЖ. Экспонирование при съемке Notch-фильтров осуществляется в специальных иммерсионных кюветах. Экспонируемые пластины располагаются вертикально, что обеспечивает возможность установки интерферирующих лазерных пучков в широком диапазоне углов и исключает появление паразитных бликов [10].

Они были использованы при разработке в 1980 г. совместно с ГОИ им. Ц.И. Вавилова и др. предприятиями отрасли оптических систем визуальной индикации на лобовом стекле самолета. В 1991 г. такая система была испытана с положительными результатами. В настоящее время интерес к разработке подобных систем возрождается.

Наибольший размер изготовленных в ГИПО селективных зеркал на вогнутых сферических подложках составляет $\varnothing 320$ мм. Селективные прозрачные зеркала находят применение в качестве спектроделителей с пространственным разделением двух световых потоков, в частности, в системах отображения визуальной информации в заданном сравнительно узком спектральном диапазоне. Перспективно тоже применение таких зеркал в устройствах преобразования солнечной энергии в электрическую. Здесь весьма полезной является их спектральная селективность, позволяющая отфильтровывать нерабочие области спектра и, тем самым, исключить перегрев фотопреобразователей. И селективные зеркала, и Notch-фильтры после “тонкой” доводки в заданный рабочий спектральный диапазон герметизируются путем заклейки обезвоженным оптическим клеем по всей площади голограммы с использованием соответствующих защитных стекол. Поэтому они обладают чрезвычайно высокой устойчивостью к внешним температурным, влажностным и механическим воздействиям. Так, например, они сохраняют работоспособность в диапазоне температур от -60 °С до $+90$ °С, и могут даже выдержать кратковременное (до 5 минут) кипение в воде.

Высокая степень подавления световых потоков в рабочей области спектра (оптическая плотность достигает 6 и более) и большая крутизна крыльев делают привлекательным применение таких элементов в ультрафиолетовой области спектра, в частности, при создании “солнечно-слепых” фотоприемных систем, где в области 290–350 нм можно обес-

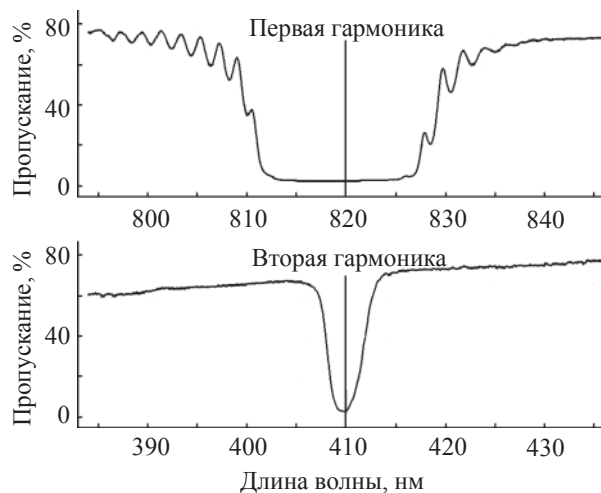


Рис. 1. Спектральные кривые узкополосных голограммных фильтров для подавления лазерных излучений на $\lambda = 920$ нм и $\lambda = 410$ нм.

печить эффективное (7 порядков и более) подавление световых потоков на входе фотоприемных устройств. Однако в этой области непроявленные слои БХЖ практически непрозрачны. Значительно поглощение в этой области и иммерсирующих жидкостей. Кроме того, в настоящее время эта область спектра слабо обеспечена лазерными источниками с подходящими характеристиками, затруднена юстировка оптических схем регистрации ГОЭ. Поэтому значительный практический интерес представляет возможность реализации высших гармоник, которые всегда имеют место вследствие нелинейности процессов формирования микроструктуры Notch-фильтров [10]. На рис. 1 в качестве примера представлена спектральная характеристика Notch-фильтра, изготовленного для средней длины волны $\lambda_0 = 820$ нм и нормального падения. Фильтр имеет полуширину около 20 нм и оптическую плотность $D = 6,5$. Полуширина же на второй гармонике приблизительно в четыре раза меньше. При этом, к сожалению, существенно уменьшается и оптическая плотность.

Пропускающие объемно-фазовые дифракционные решетки

Спектральное распределение энергии дифрагированного излучения таких решеток определяется известным условием Брэгга [9, 11]. Экспонирование в данном случае осуществляется в контрпараллельных схемах с иммерсированием задней поверхности подложек исключения появления бликов, чтобы получить предельно высокую дифракционную эффективность в заданной области спектра, оптимизируются толщины слоев и условия их обра-

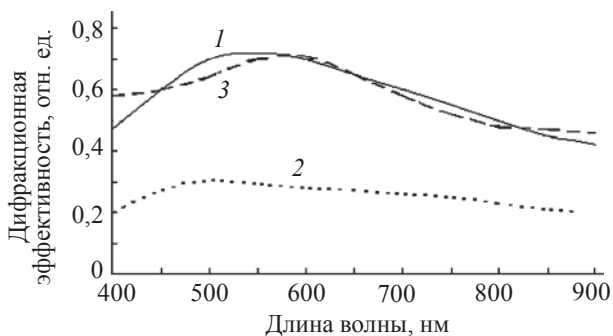


Рис. 2. Спектральная зависимость дифракционной эффективности голограммных решеток $\nu = 170 \text{ мм}^{-1}$, угол падения $2,68^\circ$. 1 – теоретическая кривая $\eta(\lambda)$ объемно-фазовой решетки на слоях БХЖ, толщина слоя 50 мкм; 2 – теоретическая кривая синусоидальной рельефно-фазовой решетки, рассчитанная при оптимальном соотношении ее периода и глубины штрихов; 3 – экспериментальная зависимость $\eta(\lambda)$ объемно-фазовой решетки на слоях БХЖ, толщина слоя 50 мкм.

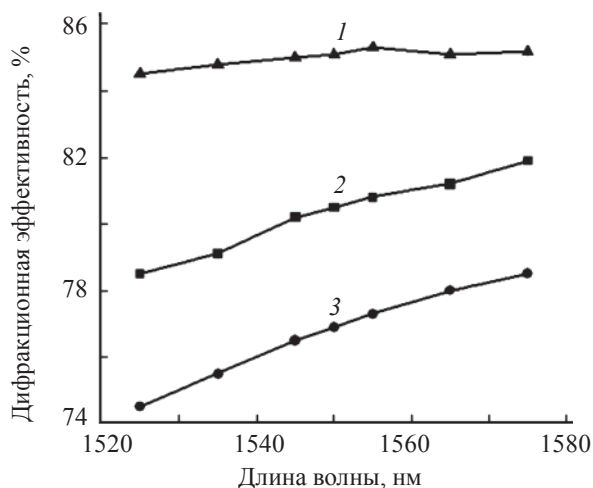


Рис. 3. Экспериментальная зависимость дифракционной эффективности от длины волны для трех углов падения. 1 – $9^\circ 40'$; 2 – $11^\circ 00'$; 3 – $11^\circ 20'$.

ботки. Рис. 2 иллюстрирует характер зависимости $\eta(\lambda)$ решетки с частотой $\nu = 170 \text{ мм}^{-1}$, полученной на слое БХЖ толщиной 50 мкм (кривая 1) и рассчитанной для этих условий (кривая 2). Здесь же для сравнения представлена зависимость $\eta(\lambda)$ синусоидальной рельефно-фазовой решетки, рассчитанная при оптимальном соотношении ее оптических параметров. Видно, что объемно-фазовая решетка заметно превосходит по энергетике своего рельефного конкурента. На рис. 3 представлены экспериментальные кривые дифракционной зависимости объемной решетки для разных углов падения, что наглядно демонстрирует высокую пространственную селективность этого типа решеток.

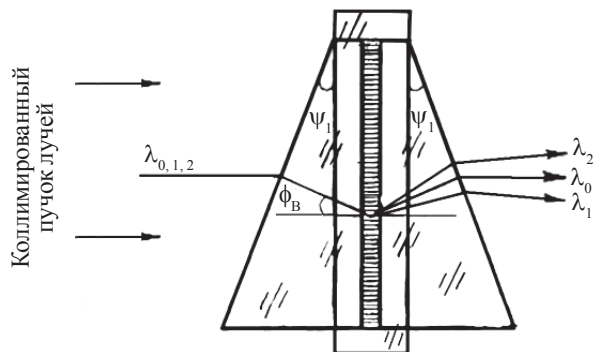


Рис. 4. Гризма с голограммной объемно-фазовой дифракционной решеткой $\nu = 230 \text{ мм}^{-1}$, $t_{\text{сн}} = 50 \text{ мкм}$.

Достоинством объемных решеток является возможность выравнивания дифракционной эффективности для различных поляризаций падающего излучения, что особенно ценно при использовании их в системах телекоммуникаций [11]. Эти достоинства реализуются в сравнительно недавно предложенных устройствах, так называемых гризмах [12], представляющих собой комбинацию из двух призм и объемно-фазовой пропускающей решетки между ними (см. рис. 4). Для оптических систем телекоммуникаций были изготовлены гризмы, одна из призм которой имела вогнутую цилиндрическую поверхность, что позволило улучшить абберрационные характеристики в заданной спектральной области при высокой дифракционной эффективности (90% и более).

Заключение

Предложенные и исследованные Ю.Н. Денисюком в начале 1960-х гг. трехмерные голограммы, реализованные первоначально как принципиально новое средство воспроизведения трехмерных изображений объектов, были реализованы в дальнейшем и как голограммные оптические элементы с уникальными свойствами, основные оптические параметры которых, как правило, не удается воспроизвести традиционными методами.

Созданная в г. Казани в середине 1960-х гг. К.С. Мустафиным школа прикладной голографии во многом обязана своим становлением Юрию Николаевичу. Уже будучи признанным в мире ученым, академиком РАН, он всегда находил время, чтобы ознакомиться с результатами работ “голографистов” ГИПО и дать им свою компетентную и неизменно доброжелательную оценку. В результате в ГИПО по различным направлениям прикладной голографии с тех пор было выполнено 23 диссертационные работы, в том числе 3 докторские.

Голографические методы и средства гарантируют высокий уровень технологического обеспечения

оптических систем тепловизионной аппаратуры, разработанной в НПО ГИПО.

Литература

1. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // ДАН СССР, 1962. Т. 144. № 6. С. 1275–1278.
2. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Оптика и спектроскопия, Т. 15. В. 4. С. 1963.
3. Денисюк Ю.Н. Голография и ее перспективы ЖПС, 1980. Т. 33. С. 397.
4. Денисюк Ю.Н. Статистические и динамические объемные голограммы. ЖЭТФ, 1981. Т. 51. С. 1648.
5. Денисюк Ю.Н. Некоторые проблемы и перспективы голографии в трехмерных средах, в кн. “Оптическая голография”, Т. 2, М., Мир, 1982. С. 691–729.
6. Денисюк Ю.Н. Изобразительная голография, в кн. “Наука и человечество”. М., 1982. С.
7. N.K. Sheridan. Production of blazed holograms. – Appl. Phys. Letters, 1968. Vol. 12. № 9. P. 316–318
8. Лукин А.В. Голограммные оптические элементы. Оптический журнал, Т. 74. № 1. 2007. С. 80–86.
9. Буйнов Г.Н., Лукин А.В., Лукина Т.А., Сидорова Т.Б., Скочилов А.Ф. Дифракционные оптические элементы на “толстых” слоях бихромированной желатины. Proc. SPIE. 1997. V. 3317. P. 178–184.
10. Вендеревская И.Г., Лукина Т.А., Скочилов А.Ф., Шигапова Н.М. Узкополосные голограммные фильтры для ультрафиолетовой области спектра. Оптический журнал. Т. 74. № 3. 2007. С. 65–67.
11. Loukina Tatiana, Massenot Sebastien, Chevallier Raymond C., Heggarty Kevin J., Shigapova N.M., Skochilov A.F. Volume diffraction gratings for Optical Telecommunication Applications: Design Study for Spectral Equaliser. Optical Engineering, Vol. 43, pp. 2658–2665 (2004).
12. Chen C.W. and Gossett E.W. Grism (grating-prism comparison) U.S. Pat, № 5, 652, 681 (1997).

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ФОТОЛИТОГРАФИЯ: СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ*С. Н. КОРЕШЕВ**, доктор техн. наук, *В. П. РАТУШНИЙ***

* СПбГУ ИТМО

** ЗАО “ХолоГрэйт”, Санкт-Петербург

Рассмотрены разработанные к настоящему времени варианты технологии голографической высокоразрешающей проекционной фотолитографии, реализуемые в видимом и ближнем ультрафиолетовом (УФ) диапазонах спектра. Показана их пригодность к практическому использованию для изготовления устройств оптоинформатики и электроники. Обсуждаются перспективы перенесения описанных технологических процессов в коротковолновую УФ и рентгеновскую области спектра.

Введение

В настоящее время в литературе появилось значительное количество работ [1–3], в которых авторы под термином “голографическая фотолитография” понимают процесс формирования поверхностно-рельефных структур, осуществляемый путем регистрации интерференционной картины на фоточувствительном слое. В настоящей же работе термином “голографическая фотолитография” будем обозначать технологию фотолитографии, реализуемую путем экспонирования слоя фоторезиста изображением, восстановленным с помощью голограммы.

Развитие современной микро- и оптоэлектроники сопровождается перманентной необходимостью уменьшения характеристического размера изготавливаемых устройств, в том числе: интегральных микросхем, жидкокристаллических и плазменных панелей и т. д. До настоящего времени в традиционной фотолитографии эта потребность обеспечивается, в основном, за счет уменьшения рабочей длины волны фотолитографических устройств. При этом с уменьшением длины волны используемого излучения и, следовательно, с уменьшением характеристического размера отображаемых структур наблюдается устойчивая тенденция к уменьшению безабберационного участка поля проекционных объективов. Так, экспонирующие устройства, использующие излучение с длиной волны близкой к i -линии ртути, обладают полями зрения диаметром 10–15 мм. Устройства, предназначенные для работы в излучении эксимерных лазеров с длинами волн 193 и 157 нм, обладают полями с диаметром, не превышающим единиц миллиметров. Например, в [4] описаны объективы, предназначенные для проекционной фотолитографии на длинах волн 193 и 157 нм, с полем в 2 мм. В более коротковолновой области спектра ситуация с рабочими полями будет еще более сложной, так как придется полностью перейти на зеркальные оптические системы, облада-

ющие большими полевыми aberrациями, по сравнению с системами рефрактивной оптики. Производители микросхем вынуждены компенсировать недостаточность размеров мгновенных полей современных проекционных объективов путем использования сканирующего и пошагового экспонирования. При этом, как нетрудно подсчитать из вышеприведенных данных, изготовление, например, процессора размерами 50×50 мм потребует выполнения более 600 операций экспонирования и совмещения рисунка. Здесь стоит отметить, что точность совмещения рисунка при пошаговом экспонировании не должна быть хуже 0,1 характеристического размера отображаемой структуры.

Указанные трудности привели к практическому разделению современной фотолитографии на две параллельные ветви. Одна из них нацелена на достижение предельно малых характеристических размеров и предназначается, в первую очередь, для микропроцессоров и систем памяти. Вторая ветвь нацелена на производство дисплеев большой площади и по предъявляемым к ней требованиям существенно отличается от первой. Дело в том, что современные тенденции развития дисплеев направлены не столько на уменьшение размера единичного пикселя изображения, сколько на увеличение общей площади устройств. В этой ситуации особо актуальной становится задача разработки методов относительно высокоразрешающей проекционной фотолитографии, обеспечивающих одномоментное экспонирование большого участка заготовки дисплея. Традиционный метод проекционной фотолитографии, основанный на использовании дорогостоящих объективов, обладает существенными ограничениями по площади одновременно экспонируемого участка фоторезиста, обусловленными невозможностью полной коррекции полевых aberrаций. Поэтому возникает необходимость его замены альтернативными “большепольными” системами проекционной фотолитографии. При этом наиболее

перспективными представляются системы голографической фотолитографии, характеризующиеся возможностью формирования полностью свободных от aberrаций, в том числе и полевых, действительных изображений элементов структуры изготавливаемых устройств.

Возможность использования принципов голографии при решении задач фотолитографии уже рассматривалась на относительно ранних этапах развития голографии (см., например, [5–7]). Однако результатов, пригодных для практического использования, в то время получено не было. Скорее всего, это объясняется недостатками существовавших на тот момент регистрирующих сред, наносимых, как правило, из раствора и требующих “мокрой” фотохимической обработки. Такая обработка приводила к усадке регистрирующей среды и к искажениям в восстанавливаемом изображении. В последнее время ситуация изменилась в связи с появлением не имеющих вышеуказанных недостатков новых регистрирующих сред, таких как: фотополимерные материалы Du Pont [8], позволяющие регистрировать объемные голограммы, и халькогенидные стеклообразные полупроводники (ХСП), которые могут быть использованы для записи рельефно-фазовых голограммных оптических элементов [9], в том числе отражательных. Появление этих новых сред обусловило возрождение интереса к исследованиям, направленным на создание систем голографической литографии. В частности, в современной доступной нам литературе, имеются сведения о разработках голографических фотолитографических систем на основе практически всех известных видов голограмм: голограмм Френеля, голограмм сфокусированного изображения и синтезированных голограмм.

Фотолитография на основе голограмм Френеля

Возможность и перспективность использования голограмм Френеля в голографическом варианте фотолитографического процесса, реализуемого в видимой области спектра, показана в работах [10, 11]. В них для формирования требуемого распределения интенсивности излучения на поверхности фоторезиста предлагается использовать отражательные рельефно-фазовые голограммы-проекторы, изготовленные на тонких слоях ХСП. Выбор именно этой регистрирующей среды объясняется возможностью ее нанесения методом вакуумного распыления и безусадочным методом ее постэкспозиционной химической обработки. Выбор же отражательного типа голограмм для реализации фотолитографического процесса обусловлен, в первую очередь, принци-

альной пригодностью этих голограмм к последующему переносу технологии голографической литографии в экстремально коротковолновую УФ и рентгеновскую область спектра.

Предложенная в этих работах для целей голографической фотолитографии схема записи и восстановления голограмм-проекторов на основе голограмм Френеля представлена на рис. 1. В ее основу положена замена голограммой-проектором фотошаблона и проекционного объектива, обычно используемых в традиционном варианте проекционной фотолитографии. Поясним реализуемый в схеме ход лучей. Излучение лазера 1 направляется на зеркало 2 и падает на частично прозрачное зеркало 3. Здесь оно разделяется на два пучка лучей: опорный пучок и объектный пучок. Опорный пучок отражается от зеркала 3, расширяется с помощью коллиматора 4, отражается от зеркал 5, 11 и направляется на плоскую дифракционную решетку 12. Излучение, дифрагирующее на решетке 12 в +1-й порядок дифракции, направляется на плоскость регистрации голограммы-проектора 10. Отметим, что излучение, дифрагирующее в сопряженный –1-й порядок дифракции, на стадии записи голограмм не используется, а применяется лишь на стадии их восстановления в качестве параллельного восстанавливающего пучка лучей. Объектный пучок лучей проходит через зеркало 3, отражается от зеркала 6, расширяется с помощью коллиматора 7 и направляется на объект 9, представляющий собой бинарный амплитудный транспарант. Восстановление голограмм в данной схеме осуществляется излучением, дифрагирующим в –1-й порядок дифракции на решетке 12 при перемещении стола 8, несущего на себе оправу объекта и кассету с голограммой-проектором, в положение 13. Применение

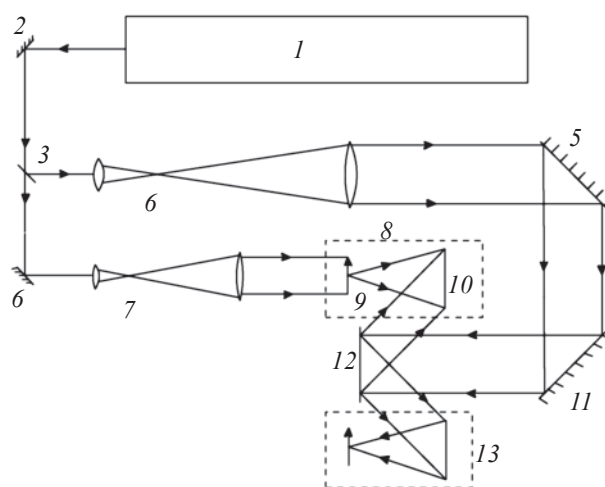


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для записи и восстановления голограмм-проекторов.

решетки в данной схеме существенно облегчает процесс восстановления работающих на отражение голограмм. Это осуществляется за счет использования при записи и восстановлении голограмм сопряженных порядков дифракции опорного излучения на решетке.

Возможность использования рассмотренной схемы в голографическом литографическом процессе была показана практически в ходе изготовления четырехэлементного фотоприемника диаметром 15 мм с характеристическим размером 1,3 мкм. В ходе выполнения этой работы в излучении Ag-лазера с длиной волны 0,488 мкм была зарегистрирована голограмма-проектор и с ее помощью на стеклянной подложке методом голографической фотолитографии выполнена разводка хромовых проводников. Геометрические параметры используемой при этом схемы записи и восстановления голограммы выбирались исходя из требования 10%-ной точности сохранения размеров элементов отображаемых с ее помощью структур [12, 13] и составляли при размерах апертуры голограммы $70 \times 70 \text{ мм}^2$: $R_o = 30 \text{ мм}$, $R_r = R_c = \infty$, $\alpha_o = 0$, $\alpha_r = \alpha_c = 70^\circ$, где R_o – расстояние от центра голограммы до объекта при регистрации голограммы; R_r, R_c – расстояния от центра голограммы до опорного и восстанавливающих точечных источников, соответственно; α_o – угол, образуемый прямой, соединяющей центр объекта с центром голограммы, и перпендикуляром, восстановленным из центра последней; α_r, α_c – углы падения опорного и восстанавливающего пучков на поверхность голограммы, соответственно. Выбор указанного выше угла падения опорного и восстанавливающего пучков лучей на голограмму определялся двумя факторами. Во-первых, необходимостью обеспечения отсутствия виньетирования указанных пучков лучей оправой фотошаблона и, во-вторых, необходимостью пространственного разделения восстановленного изображения фотошаблона и интермодуляционных помех голограммы, имеющих спектр пространственных частот, в два раза превышающий спектр объекта [14]. Толщина светочувствительных пленок ХСП, на которых осуществ-

лялась регистрация голограммы-проектора, составляла 1 мкм. Величина оптимальной экспозиции и соотношение интенсивностей интерферирующих пучков при записи подбирались исходя из условия отсутствия помех нелинейности в восстановленных изображениях. Оптимальные величины экспозиции и соотношения интенсивностей опорного и объектного пучков лучей равнялись 10 Дж/см^2 и 6:1, соответственно. Для увеличения дифракционной эффективности полученных отражательных голограмм их рабочая поверхность покрывалась слоем алюминия. Регистрация действительного изображения фотошаблона, восстанавливаемого голограммой-проектором, осуществлялась на слоях позитивного органического фоторезиста Шипли AZ-1350 толщиной 0,2–0,5 мкм, нанесенных центрифугированием поверх слоя хрома, осажденного на тонкие, толщиной около 2 мм, стеклянные подложки. Проявление экспонированных слоев фоторезиста осуществлялось в слабом растворе едкой щелочи КОН. Травление пленки хрома производилось до стекла через полученную резистивную маску в растворе четырехводного сернокислого церия. При этом наилучшее качество хромовых ламелей, составляющих структуру разводки изготавливаемого фотоэлемента, было достигнуто при экспозиционной дозе фоторезиста 40 Дж/см^2 и временах проявления около 1 минуты. Результаты данной практической реализации метода голографической фотолитографии иллюстрирует рис. 2, на котором представлены фотографии ламелей изготовленной “разводки” проводников фотоэлемента. Следует отметить, что видимые на фотографиях расфокусированные серые пятна обусловлены недостатками оптической системы микроскопа, использовавшегося на стадии регистрации изображения полученных структур. Представленные фотографии свидетельствуют о достигнутом беспыльном резком восстановлении во всем поле зрения голограммы изображения структуры четырехкомпонентного фотоприемника, т. е. о пригодности к практическому использованию голограмм Френеля в методе проекционной голографической субмикронной фотолито-

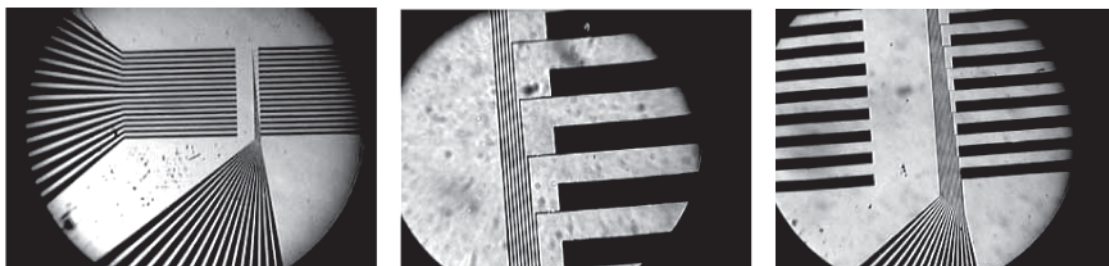


Рис. 2. Изображения структур, полученных методом проекционной голографической фотолитографии с помощью голограммы Френеля.

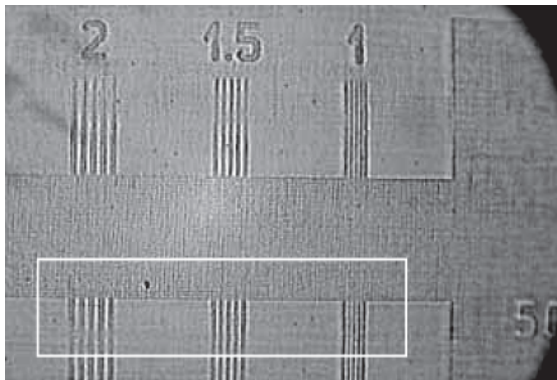


Рис. 3. Восстановленное изображение участка фотошаблона с непрозрачными полосами на прозрачном фоне. Ширина полос в выделенной рамке составляет 1,6 мкм; 1,2 мкм и 0,8 мкм соответственно.

тографии. Отметим, что относительно большой, равный 1,3 мкм, характеристический размер отображенной структуры фотоприемника ограничивался не предельными возможностями разработанной технологии, а требованиями заказчика. Возможность достижения предельного дифракционно-ограниченного разрешения в изображениях, восстановленных с помощью голограмм-проекторов Френеля, иллюстрирует рис. 3. На этом рисунке представлено рельефное (фазовое) изображение фотолитографической миры с характеристическим размером 0,8 мкм, сформированное голограммой-проектором и зарегистрированное на тонкой пленке ХСП.

Голограммы сфокусированного изображения в фотолитографическом процессе

Принципиальная возможность и перспективность использования в фотолитографическом процессе голограмм сфокусированного изображения отмечалась еще на относительно ранних этапах развития голографии. Это объяснялось рядом их преимуществ, по сравнению с голограммами Френеля, позволяющих существенно снизить требования, предъявляемые к геометрическим параметрам схем их записи и восстановления, а также к когерентности используемых источников излучения. Практическая же реализация этого варианта была осуществлена лишь в начале 90-х годов, когда специалистами фирмы “Holtronic Technologies” (Швейцария) был изготовлен и испытан лабораторный макет первой голографической литографической установки, основанной на схеме голографии полного внутреннего отражения [15] и использующей фотополимер Du Pont в качестве регистрирующей среды. На его основе была изготовлена первая промышленная голографическая фотолитографическая установка НМА150, предназначенная для одновременного экспонирования полупро-

водниковых пластин размерами 150×150 мм. В дальнейшем она была трансформирована в установку НМА400, позволяющую экспонировать пластины размером 400×400 мм. Это устройство предназначалось для проведения фотолитографического процесса при изготовлении плоских дисплейных систем. В 1995 году фирмой, совместно с компанией “Samsung”, была разработана сканирующая голографическая фотолитографическая установка SHA200, предназначенная для производства интегральных микросхем с шагом проектирования 0,5 мкм [16].

Применение фирмой “Holtronic Technologies” во всех своих разработках регистрирующей среды и стеклянной призмы, работающих на пропускание, ограничивает спектральный диапазон построенных на их основе приборов длинноволновой частью УФ области спектра. Поэтому все голографические установки этой фирмы предназначены для работы в излучении УФ линии аргонового лазера на длине волны 364 нм. Кроме того, во всех вышеописанных установках реализуется метод контактной иммерсионной фотолитографии, что обуславливает большую вероятность разрушения голограммы.

В связи с этим более перспективным для целей фотолитографии представляется использование проекционной системы голограмма сфокусированного изображения—объектив невысокого качества [10]. Такая проекционная система позволяет реализовать голографический вариант фотолитографического процесса, в котором голограмма сфокусированного изображения выполняет одновременно функции корректора aberrаций объектива и носителя информации о структуре интегральной микросхемы.

Возможность практической реализации такого варианта высокоразрешающей проекционной фотолитографии была показана экспериментально в ходе отображения в видимом диапазоне спектра на покрытой слое фоторезиста стеклянной пластине рельефного изображения структуры фотолитографической миры с характеристическим размером 0,8 мкм. Для этого была разработана схема записи и восстановления отражательных голограмм, предназначенных для совместной работы с проекционным объективом невысокого качества (см. рис. 4). Поясним реализуемый в ней ход лучей. Излучение Ar-лазера с длиной волны 0,488 мкм направляется на частично прозрачное зеркало M_1 и разделяется на два пучка лучей: опорный и объектный. Опорный пучок отражается от зеркала M_1 , расширяется с помощью коллиматора L_1-L_2 , отражается от зеркал M_2, M_3 и направляется на плоскую дифракционную решетку G . Излучение, дифрагирующее на решетке G в +1-й порядок дифракции, направляется на плоскость регистрации голограммы GR . Отметим, что излучение, дифрагирую-

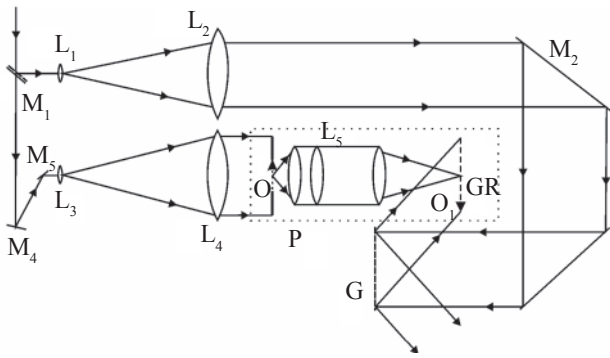


Рис. 4. Схема экспериментальной установки для записи и восстановления голограммы сфокусированного изображения, работающей совместно с объективом невысокого качества (пояснения в тексте).

щее в сопряженный -1 -й порядок дифракции, на стадии записи голограмм не используется, а применяется лишь на стадии их восстановления в качестве параллельного восстанавливающего пучка лучей. Объектный пучок лучей проходит через зеркало M_1 , отражается от зеркал M_4 и M_5 , расширяется с помощью коллиматора L_3 – L_4 и направляется на объект O , представляющий собой бинарный амплитудный транспарант. Объектив L_5 в плоскости регистрации голограммы–проектора GR формирует подлежащее регистрации увеличенное действительное изображение O_1 объекта O . Восстановление голограмм в соответствии с данной схемой осуществляется излучением, дифрагирующим в -1 -й порядок дифракции на решетке G при соответствующем перемещении стола P , несущего на себе оправу объекта, объектив L_5 и кассету с голограммой. Применение дифракционной решетки позволяет, как и в случае использования схемы, представленной на рис. 1, не только выровнять для всей поверхности регистрируемой голограммы оптические длины опорного и объектного плеч интерферометра, но и существенно облегчает процесс восстановления работающих на отражение голограмм.

В соответствии с этой схемой был создан стенд для регистрации и восстановления отражательных рельефно-фазовых голограмм сфокусированного изображения. Используемый в нем проекционный объектив обеспечивал возможность регистрации на подложках размером 70×70 мм, покрытых тонким слоем ХСП, голограмм сфокусированного изображения. При восстановлении этих голограмм совместно с проекционным объективом с их помощью формировалось изображение фотолитографической миры диаметром 15 мм и характеристическим размером 0,8 мкм. Указанные характеристики объекта, а также размеры подложек обусловили необходимость обеспечения следующих параметров проекционного объектива: линейное увеличение – 3^{\times} ,

поле в пространстве предметов – 15 мм и числовая апертура в пространстве предметов – 0,6. Расчет такого объектива базировался на целесообразности использования имеющихся в наличии трех одинаковых двояковыпуклых линз, ограниченных сферическими поверхностями. Рассчитанная на их основе трехлинзовая оптическая система обеспечивала возможность формирования увеличенного изображения двумерного амплитудного транспаранта диаметром 15 мм с характеристическим размером 0,8 мкм. Расчетное качество формировавшегося трехлинзовым объективом изображения иллюстрирует таблица, содержащая данные о диаметрах пятен рассеяния объектива, соответствующих различным числовым апертурам в пространстве предметов. В этой таблице: NA – числовая апертура излучения, дифрагировавшего на структуре объекта и падающего на первую поверхность первой линзы объектива; D_O – диаметр элемента объекта, соответствующий указанной числовой апертуре; D_{IC} , D_{IP} – диаметры пятен рассеяния, формируемых объективом в центре и на краю поля, соответственно.

Процесс регистрации отражательных голограмм сфокусированного изображения и последующая их обработка осуществлялись на таких же пластинах со слоями ХСП и в той же смеси органических травителей, что и в случае записи голограмм Френеля, описанном ранее. Последующий этап записи действительного изображения миры, восстанавливаемого голограммой–проектором, работающей совместно с проекционным объективом, осуществлялся на обращение при перестановке платформы P (рис. 4). Это обеспечивало восстановление голограммы параллельным пучком лучей, дифрагировавшим на решетке G в порядок дифракции, сопряженный порядку, использовавшемуся в качестве опорного пучка при записи голограммы. При этом с целью недопущения появления спеклов в восстановленном изображении его регистрация осуществлялась напрямую, без дополнительных оптических систем, на слоях ХСП, нанесенных на тонкие, толщиной около 2 мм, стеклянные подложки. Здесь не-

Диаметры пятен рассеяния трехлинзового проекционного объектива

NA	D_O (мкм)	D_{IC} (мм)	D_{IP} (мм)
0,1	4,88	0,23	0,28
0,2	2,44	1,04	0,20
0,3	1,63	1,32	2,82
0,4	1,22	4,27	6,58
0,5	0,98	10,04	13,34
0,6	0,81	20,00	26,00

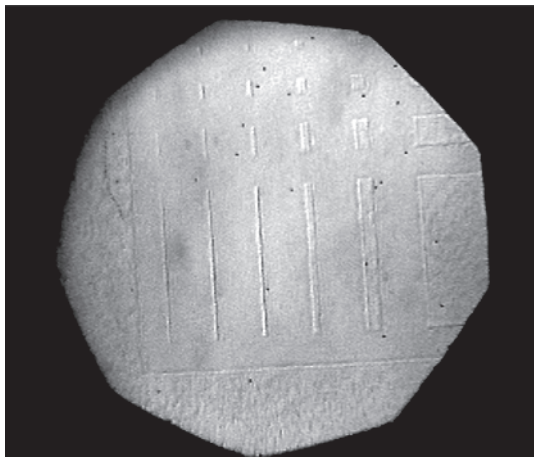


Рис. 5. Фрагмент изображения фотолитографической миры, восстановленного с помощью голограммы-проектора сфокусированного изображения (ширина самого тонкого штриха 0,8 мкм).

обходимо отметить, что использование слоев ХСП в качестве регистрирующей среды для записи восстановленного изображения с голограммы-проектора обуславливало получение работающих на отражение рельефно-фазовых изображений фотолитографической миры. Зарегистрированное таким образом восстановленное изображение миры наблюдалось в белом свете с помощью микроскопа. Полученная фотография восстановленного изображения элементов структуры миры представлена на рис. 5. Отметим, что относительно слабый контраст изображения обусловлен фазовым характером регистрирующей среды. Представленная фотография свидетельствует о достигнутом беспекловом восстановлении во всем поле зрения голограммы изображения фотолитографической миры с характеристическим размером 0,8 мкм, что соответствует практическому достижению дифракционного предела разрешающей способности голограммы на длине волны 0,488 мкм. Полученное изображение позволяет сделать вывод о перспективности использования оптических систем голограмма сфокусированного изображения-проекционный объектив невысокого качества в голографическом варианте проекционного фотолитографического процесса.

Фотолитография с использованием синтезированных голограмм

Примерное равенство ресурсов, требуемых для отображения на физическом носителе фотошаблонов и голограмм, обуславливает перспективность создания фотолитографического процесса, основанного на использовании не физически зарегистрированных, а синтезированных голограмм-проекторов. Особенно

перспективно применение синтезированных голограмм в фотолитографическом процессе, реализуемом в экстремально коротковолновом и рентгеновском диапазонах спектра. Дело в том, что практически все используемые на сегодняшний день методы реализации фотолитографии рентгеновского диапазона спектра основываются либо на технике контактной печати, либо на использовании чисто зеркальных проекционных объективов. И та, и другая технологии имеют существенные недостатки, ограничивающие сферу их возможного применения.

Альтернативой указанных методов рентгеновской фотолитографии как раз может служить метод голографической проекционной рентгеновской фотолитографии, в котором вместо фотошаблона используется его синтезированная голограмма. Справедливость этого утверждения подтверждают результаты компьютерного моделирования, показавшие возможность использования голографической проекционной фотолитографии в рентгеновском диапазоне спектра для изготовления структур с характеристическим размером 0,06 мкм [17]. Расчеты проводились для длины волны используемого излучения 5 нм при расстоянии от голограммы до резиста 0,2 мм. Сама голограмма при расчетах считалась пропускающей, выполненной из пластины углерода толщиной 0,1 мм.

При реализации метода голографической проекционной фотолитографии основные трудности вызывают процессы синтеза и отображения на носителе голограммной структуры. Синтез самой голограммной структуры для рентгеновского диапазона спектра предлагается осуществлять по следующему алгоритму. Сначала по заданному распределению интенсивности в плоскости фоторезиста определяется соответствующее ему распределение амплитуды. Фаза изображения при этом не имеет значения и считается нулевой. Затем по известной комплексной амплитуде восстановленного изображения рассчитывается голографическое поле в плоскости голограммы. По результатам расчета голографического поля рассчитывается требуемая функция модуляции толщины голограммы. После этого указанная функция корректируется в соответствии с технологическими возможностями обработки и свойствами материала синтезируемой голограммы. Затем по откорректированной структуре голограммы осуществляется расчет интенсивности восстанавливаемого с ее помощью изображения и производится еще одна, последняя, корректировка голограммной структуры, направленная на достижение максимально возможной ее дифракционной эффективности. Отображение рассчитанных структур предлагается осуществлять на углеродных, кремниевых и вольфрамовых пластинах методом электронно-лучевой литографии.

В заключение рассмотрения возможных реализаций метода голографической проекционной фотолитографии в рентгеновском диапазоне спектра следует отметить, что до настоящего момента в литературе присутствуют сведения лишь о компьютерном моделировании процесса. Работы, описывающие практическое воплощение метода, несмотря на его безусловную перспективность, в литературе пока отсутствуют.

Из вышеизложенного следует, что все разработанные к настоящему времени технологии голографической фотолитографии основаны на использовании излучения видимой и УФ областей спектра. Вместе с тем, практически все они, за исключением технологии, использующей схему голограмм полного внутреннего отражения, основаны на использовании отражательных рельефно-фазовых голограмм-проекторов. Следовательно, принципиально, они могут быть перенесены в коротковолновую область спектра, вплоть до рентгеновского диапазона. В пользу этого утверждения свидетельствует то, что сама постановка задачи о разработке фотолитографического процесса на какой-либо длине волны предполагает существование соответствующих регистрирующих сред и источников мощного, в той или иной степени когерентного излучения. Близость требований, предъявляемых к средам для фотолитографии и регистрации голограмм, предопределяет возможность реализации всего процесса голографической фотолитографии при использовании лишь одной регистрирующей среды, например, тонких слоев халькогенидных стеклообразных полупроводников.

Проекционная голографическая фотолитография, основанная на использовании голограмм-проекторов и защитных масок на основе ХСП

В работе [18] сообщается о разработке и экспериментальной проверке двух чисто “халькогенидных” вариантов технологии проекционной голографической фотолитографии. Оба эти варианта базируются на использовании халькогенидных пленок, используемых как для регистрации отражательных рельефно-фазовых голограмм-проекторов, так и для формирования защитных масок.

Первый из них мало отличается от базового технологического процесса [19]. Он также включает в себя операции регистрации и проявления голограммы-проектора, ее восстановление, обеспечивающее формирование экспонирующего распределения интенсивности при изготовлении защитной фоторезистивной маски на поверхности полупроводниковой или стеклянной пластины, проявление экспонирован-

ного слоя фоторезиста до материала подложки и последующее избирательное травление последней через окна в защитной фоторезистивной маске. При этом входящие в процесс операции регистрации и восстановления голограммы-проектора ничем не отличаются от описанных ранее соответствующих операций. Главное же отличие данного варианта техпроцесса от описанного выше состоит в использовании слоев ХСП для изготовления защитной маски и, соответственно, в использовании для селективного растворения (проявления) защитной маски не слабого раствора КОН, как это было в случае AZ-1350 [19], а раствора на основе дипентиламина и триэтилфосфата. Здесь необходимо отметить, что присущие халькогенидным полупроводникам свойства негативных фоторезистов обеспечивают формирование окон в изготовленных на их основе защитных масках на неэкспонированных участках поверхности фоторезиста. Данный вариант технологического процесса был опробован в процессе переноса на последовательно покрытую слоями хрома и ХСП стеклянную пластину элементов разводки проводников упомянутого ранее фотоприемника диаметром 15 мм с характеристическим размером отображаемой структуры 1,3 мкм. Проявление ХСП после экспонирования восстановленного изображения с голограммы осуществлялось до появления “чистых” от материала защитной маски участков пленки хрома. Травление пленки хрома через окна в защитной маске осуществлялось цериевым травителем с добавлением серной кислоты.

На рис. 6 представлена сделанная с помощью микроскопа и цифровой камеры фотография хромовых ламелей на стеклянной подложке, полученных по описанному варианту технологического процесса. Отметим, что ширина тонких проводников на разводке фотоприемника должна быть равна



Рис. 6. Хромовые ламели, полученные методом проекционной голографической фотолитографии с помощью маски из ХСП.

ширине промежутков между ними. На рисунке же б ясно видно, что ширина промежутков между тонкими проводниками (светлые полосы на рисунке) явно превышает ширину самих проводников (темные линии на рисунке). Напомним, что изображение, представленное на рис.6, выглядит негативным, по сравнению с изображениями структур, полученных по базовой технологии с помощью позитивного фоторезиста AZ-1350 [19], что обусловлено негативным характером использованного техпроцесса. Наблюдаемое на рис. 6 существенное, достигающее 1,5 раз, уширение промежутков между проводниками является следствием растрывания окон халькогенидной защитной маски в процессе ее проявления. Устранение этого растрывания возможно двумя следующими методами. Один из них состоит в оптимизации толщины слоя ХСП и состава проявляющего раствора. Второй же путь, наиболее интересный, состоит в ионно-плазменном травлении ХСП [20, 21].

Проведенное исследование закономерностей ионно-плазменного травления слоев ХСП привело к разработке еще одного весьма интересного варианта технологического процесса субмикронной проекционной голографической фотолитографии. В его основу положено использование двух защитных масок, располагаемых последовательно. Одна из масок выполняется из ХСП, другая – из металлического хрома. Реализация этого варианта технологии проекционной голографической фотолитографии предполагает: использование голограммы-проектора для формирования распределения интенсивности, экспонирующей подлежащую обработке поверхность, последовательно покрытую тонкими слоями хрома и ХСП; постэкспозиционное поверхностное проявление пленки ХСП; продолжение проявления полупроводника путем его ионно-плазменной обработки в среде инертного газа до появления окон, открывающих поверхность хрома; смыв защитной халькогенидной маски раствором едкой щелочи и последующее химическое травление пленки хрома в цериевом травителе с добавлением серной кислоты. Суть этой технологии состоит в том, что ионно-плазменная обработка слоя изначально аморфного хрома, осуществляемая через окна в защитной халькогенидной маске в процессе ее проявления, приводит к переходу находящихся под окнами защитной халькогенидной маски участков поверхности хрома в кристаллическое состояние, отличающееся повышенной устойчивостью к цериевому травителю. При этом последующее, осуществляемое без какой-либо защитной маски, травление хромовой пленки в цериевом травителе обеспечивает получение на хромовой пленке структур, подобных тем, которые



Рис. 7. Хромовые ламели шириной 1,3 мкм на стеклянной подложке, полученные двухмасочным методом по технологии проекционной голографической фотолитографии.

получались в варианте технологического процесса, основанном на использовании позитивного фоторезиста AZ-1350. Происходит это за счет эффекта рекристаллизации пленки хрома под действием ионного излучения. Этот эффект приводит к существенной разнице скоростей травления (селективности травления) между кристаллическим, образовавшимся в результате ионно-плазменной обработки и изначально аморфными участками указанной пленки. Таким образом, данный вариант техпроцесса предполагает последовательное использование двух защитных масок. Одна из них формируется из обладающего свойствами негативного фоторезиста ХСП, а другая – из аморфного хрома, также обладающего свойствами негативного фоторезиста в условиях ионно-плазменной обработки.

Практическая реализация этого варианта технологии и оптимизация режимов, входящих в ее состав операций, проводились также в процессе изготовления разводки проводников четырехэлементного фотоприемника [18]. Высокое качество субмикронных структур, получаемых двухмасочным методом проекционной голографической фотолитографии, иллюстрирует приведенная на рис. 7 фотография полученных по этой технологии хромовых ламелей на стеклянной подложке.

Рассмотренные двухмасочный метод фотолитографии и применение ХСП в качестве материала для формирования защитных масок могут найти широкое применение не только в технологии голографической проекционной фотолитографии, основанной на использовании голограмм-проекторов, но и в бесшаблонном варианте голографической фотолитографии, в котором формирование экспонирующего поля осуществляется путем суперпозиции нескольких волн.

Заключение

В заключение позволим себе сделать несколько замечаний по поводу возможных путей дальнейшего развития отечественной фотолитографии. Задача совершенствования фотолитографического процесса особенно остро стоит перед Россией, поскольку используемые у нас в настоящее время в массовом производстве методы проекционной фотолитографии обеспечивают лишь 1,5–2 мкм характеристические размеры выпускаемой продукции. Возможных путей их решения, на сегодня, существует три. Первый путь – путь повтора зарубежного опыта. Идя по нему, мы, возможно, через несколько лет, выйдем на сегодняшние рубежи западных фирм и неизбежно упрямся в те же проблемы выбора дальнейшего пути развития фотолитографии. Второй путь основан на закупке западного фотолитографического оборудования и технологий и на организации с их использованием современного производства электронных приборов. Этот путь, по сравнению с первым вариантом, позволяет в реальные сроки получить современное фотолитографическое производство и достаточно быстро выйти на современный уровень фотолитографических технологий. Однако он по сути не обеспечивает каких-либо значимых перспектив дальнейшего развития отечественной фотолитографии. Третий, бесспорно нацеленный на перспективу, путь решения указанных проблем традиционной фотолитографии лежит в рамках новой технологии проекционной голографической литографии, при которой вместо копируемой маски с изображением чипа изготавливается его отражательная голограмма, с которой без объектива производят восстановление изображения и тиражирование изделий.

Литература

1. *Anderson E.H., Horwitz C.M., Smith H.I.* Holographic lithography with thick photoresist // *Appl. Phys. Lett.* 1983. V. 43. Iss. 9, P. 874–875.
2. *Wang X., Xu J.F., Su H.M. et al.* Three-dimensional photonic crystals fabricated by visible light holographic lithography // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. Iss. 14, P. 2212–2214.
3. *Sharp D.N., Campbell M., Dedman E.R.* Photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography // *Optical and Quantum Electronics* 2002. V. 34. № 1–3. P. 3–12.
4. *Webb J.* All-calcium fluoride system uses 157nm light // *Laser Focus World*. 2000. V. 36. № 9. P. 87–92.
5. *Beesley M.* Holographic projection of microcircuit patterns // *Electron. Lett.* 1968. V. 4. P. 49–50.
6. *Voschenkov A., Hanson P.* Submicron Resolution photolithography by Spectral Shaping // *IEEE Electron Device Lett.* 1982. V. EDL-3. P. 208–209.
7. *Levenson M., Johnson K., Hanchett V.* Projection photolithography by wave-front conjugation // *J. Opt. Soc. Am.* 1981. V. 71. P. 737–739.
8. *Clube F., Gray S., Struchen D. et al.* Holographic micro-lithography // *Opt. Eng.* 1995. Vol. 34. № 9. P. 2724–2730.
9. *Jusupov I.J., Mikhailov M.D.* Investigation of the arsenic sulphide films for relief-phase holograms // *Proc. SPIE.* 1989. V. 1238. P. 240–247.
10. *Корешев С.Н., Ратушный В.П.* Использование метода голографии для получения изображений двумерных объектов при решении задач фотолитографии высокого разрешения // *Оптический журнал.* 2004. Т. 71. №10. С. 32–39.
11. *Koreshev S.N., Ratushnyi V.P.* Holographic method for obtaining images with limiting high resolution for extreme shot-wave lithography problems // *Proc. SPIE.* 2004. Vol. 5290. P. 221–232.
12. *Корешев С.Н., Ратушный В.П.* Полифункциональность рельефно-фазовых отражательных голограммных оптических элементов // *Оптический журнал.* 2001. Т. 68. №12. С. 28–32.
13. *Корешев С.Н.* Выбор геометрических параметров схем записи и восстановления голограмм частиц малого размера // *Опт. и спектр.* 2001. Т. 90. №6. С. 1005–1011.
14. *Кольер Р., Беркхард К., Лин Л.* Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.
15. *Stetson K.A.* Holography with total internally reflected light // *Appl. Phys. Lett.* 1967. V. 11. P. 225–226.
16. *Voinin G., Benner U., Clube F. et al.* // *Microelectronic engineering.* 1998. Т.41/42. P. 149–152.
17. *Jacobsen C., Howells M.* Projection x-ray lithography using computer-generated holograms: A study of compatibility with proximity lithography // *J. Appl. Phys.* 1992. V. 71. P. 2993–3001.
18. *Корешев С.Н., Ратушный В.П.* Голографическая фотолитография на основе тонких пленок халькогенидного стеклообразного полупроводника // *Оптический журнал.* 2007. (В печати.)
19. *Корешев С.Н., Ратушный В.П.* Основы технологии голографической субмикронной фотолитографии // *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО.* 2005. Вып.23. С. 34–42.
20. *Ивановский Г.Ф., Петров В.И.* Ионно-плазменная обработка материалов. М.: Радио и связь, 1986. 232 с.
21. *Сопинский Н.В., Романенко П.Ф., Индутный И.З.* Использование эффекта взаимодействия пленок серебра и триселенида мышьяка для профилирования голограммных дифракционных решеток // *ЖТФ.* 2001. Т. 71. Вып. 2. С. 71–76.

СИНТЕЗ АПЕРТУРЫ В ОПТИКЕ

Б. Г. ТУРУХАНО, докт. физ.-мат. наук, *Н. ТУРУХАНО*, канд. физ.-мат. наук

ПИЯФ РАН

Описан синтез апертуры в оптическом диапазоне, позволяющий синтезировать широкоапертурные прецизионные линейные и радиальные голографические дифракционные решетки, с помощью которых можно создать линейные и угловые наноизмерительные системы.

Введение

Синтез апертуры в радиолокационном диапазоне привел к сверхразрешающему видению предметов на Земле со спутников и самолетов.

Существует ли синтез апертуры в живой природе, где требуется сверхразрешение, необходимое для выживания? Известно, что дельфины обладают способностью различать размеры предметов много меньше длины волны ультразвука, с помощью которого они ориентируются в мутной воде, причем был обнаружен мощный нерв, идущий от излучателя ультразвука в мозг дельфина, – необъяснимый факт. Можно привести также пример летучих мышей, которые в темном помещении могут летать между тонкими проволоками и не наткнуться на них. По критерию Аббе–Релея они их не должны видеть! Но когда природе необходимо решить сложные задачи, она находит решение, причем удивительное и оптимальное.

В работе [1] мы предположили, что и дельфины, и летучие мыши производят синтез апертуры за счет запоминания в мозгу фазированной картины, образованной интерференцией отраженной от предмета и вспомогательной волнами от ультразвукового источника. Запоминание и накопление этой информации происходит за время, необходимое для синтеза такой апертуры, которая позволила бы им идентифицировать указанный объект.

Конечно, хотелось бы узнать детали этого процесса у дельфинов и летучих мышей – но мы, к сожалению, при всем нашем интеллекте не сумели еще разгадать их язык (!) и можем лишь пока сделать различные предположения.

Синтез линейной апертуры

Какой критерий необходим для синтеза апертуры? Он очевиден: если создаем волновой образ по фрагментам, то точность соединения фрагментов должна быть $\Delta_{\text{фр}} \ll \lambda$, чтобы ошибка всего образа была меньше λ .

Если Лейт и Упатниекс [2] перешли к голографии от синтеза апертуры в радиолокационном диа-

пазоне, то авторы пришли к синтезу апертуры в оптическом диапазоне от голографии. Они стремились создать сверхточную линейную голографическую дифракционную решетку (ЛГДР) неограниченной длины (апертуры), необходимую для изготовления прецизионных измерительных систем.

Сразу стало очевидно, что синтезировать интерференционную линейную структуру неограниченной длины можно, используя лишь ограниченный фрагмент интерфеционного поля (ИП), т. к. создание плоского волнового фронта с апертурой более 1 метра и абберациями $\sim \lambda/100$ – практически неразрешимая задача.

Коррекция ошибок при высокоточном синтезе апертуры ЛГДР по отдельным фрагментам ИП ставит определенные требования к точности соединения отдельных фрагментов ИП, а именно, погрешность фазированного соединения этих фрагментов $\Delta_{\text{фр}}$ должна удовлетворять следующему условию:

$$\Delta_{\text{фр}} \ll \lambda, \quad (1)$$

т. е. она должна быть порядка нескольких нанометров.

При переходе к практической реализации синтеза апертуры ЛГДР неограниченной длины пришлось решать две задачи:

1. Контролировать равномерность фазового распределения интерфеционного поля (ФРИП) с точностью $\sim \lambda/100$ для выбора участка ИП синтеза коллимирующей оптики интерферометра и его оптимальной настройки.

2. Разработать сам процесс синтеза ЛГДР по отдельным фрагментам ИП таким образом, чтобы это соответствовало как бы ИП неограниченной длины и его отображения на линейной голографической дифракционной решетке.

Первую задачу удалось решить, используя два метода. Первый метод заключается в использовании ЛГДР, согласованной с ИП, и жестко с ней связанными фотоприемниками [3] и измерении разности фаз между ними. При этом разностные измерения не будут зависеть от измерения интенсивности освещающего лазера и аббераций системы, которые будут аддитивно входить в каждый акт измерений.

Для осуществления измерений с требуемой точностью был разработан второй метод – метод двухчастотной фазовой модуляции. ИП модулируется с помощью пьезокерамической ячейки на частоте ω и 2ω . Эта модуляция использовалась не только при исследовании ФРИП, но и при синтезе ЛГДР неограниченной длины. Этот вид модуляции успешно работает при амплитудах модуляции менее $\lambda/10$, что позволяет использовать ее в процессе записи ЛГДР. При исследовании ФРИП были выбраны следующие амплитудные модуляции: $a_{\omega} = 0,03$ мкм, $a_{2\omega} = 0,008$ мкм.

Было найдено аналитическое рекуррентное выражение для двумерной функции ФРИП [5]:

$$\begin{aligned} \Psi_{ij}(x_0 + iu, y_0 + jv) = & \Psi_{0j} + \frac{i}{N}(\Psi N_j - \Psi_{0j}) - \\ & - \frac{i}{N} \sum_{k=1}^N \Delta\varphi_{kj} + \sum_{k=1}^i \Delta\varphi_{ki}, \end{aligned} \quad (2)$$

где N – число измерений вдоль оси OX (перпендикулярной полосам ИП), а u – расстояние между двумя точками на голографической решетке, в которых измеряется разность фаз φ_{kj} . Ось OY направлена вдоль полос ИП и v расстояние между точками по оси OY , вдоль которых измеряется разность фаз.

На рис. 1 показано ФРИП в выходной апертуре адаптивного двулучевого интерферометра, полученное экспериментально после его оптимальной настройки.

Участок ИП с наиболее равномерным распределением полос выбираем по карте ФРИП. Этот участок вдоль оси OX , в одном из конкретных случаев, длиной ~ 70 мм и неравномерностью полос менее

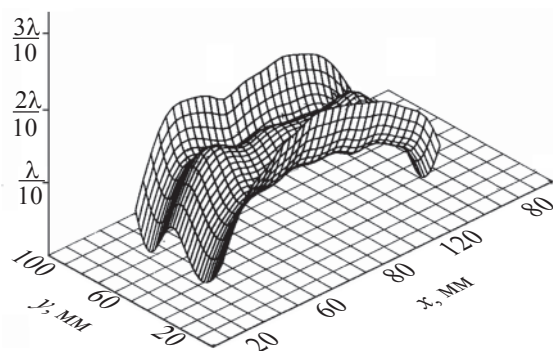


Рис. 1. Фазовое распределение интерференционных полос поля двулучевого адаптивного интерферометра при оптимальной настройке. Фазовая карта показывает, что отклонение от идеального линейного распределения полос на центральном участке длиной 70 мм не превышает $\pm 0,02\lambda$.

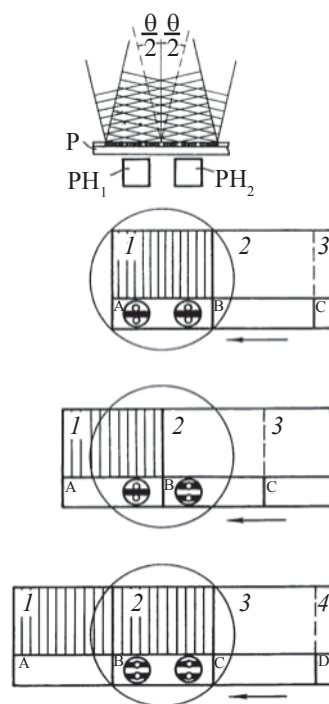


Рис. 2. Последовательные фазы синтеза метрологической голографической решетки. P – фотографическая пластинка; PH₁ и PH₂ – фотоголовки; A, B, C, D – участки вспомогательной ГДР; 1, 2, 3, 4 – фазированные участки основной ГДР.

$\pm 0,02\lambda$. Этот участок будет использоваться в дальнейшем при синтезе решетки.

Рассмотрим процесс синтеза ЛГДР, который состоит из ряда последовательных операций.

1. Настройка двумерного адаптивного интерферометра на определенную частоту решетки.

2. Изучается ФРИП $\psi(x, y)$ в выходной апертуре интерферометра. Выбирается наиболее равномерный участок.

3. Записывается ГДР из участков: A, B, C, D и т. д. (см. рис. 2) с длиной будущей фазированной решетки.

Операции 1–3 выполняются только один раз перед синтезом серии ЛГДР.

Фазирование фрагментов основной решетки при синтезе осуществляется по картине муаровых полос, которые образуются от взаимодействия голографической решетки и ИП. Разность фаз муаровых полос определяется двумя фотоголовками PH₁ и PH₂, расположенными за вспомогательной решеткой, как видно из рис. 2, где показано последовательное перемещение ЛГДР в процессе синтеза.

Рассмотрим последовательность шагов синтеза ЛГДР:

1. Экспонируется первый участок основной решетки и запоминается фаза муаровых полос φ_1 на

первой фотоголовке РН₁. Затем обе решетки сдвигаются влево на половину длины участка А вспомогательной решетки.

2. Фаза муаровых полос φ_1 восстанавливается на фотоголовке РН₁ смещением интерференционного поля в пределах одного периода (в нашем случае 1 мкм) при подаче напряжения на пьезокерамическую ячейку (ПЯ). ПЯ смещает волновой фронт в одном плече двулучевого интерферометра, что приводит к смещению ИП в выходной апертуре интерферометра [5]. Полученная после смещения ИП фаза φ_2 на фотоголовке РН₂ запоминается.

3. Решетки вновь сдвигаются на полшага участка В, и на фотоголовке РН₂ восстанавливается фаза φ_2 муаровых полос смещением полос поля с помощью подбора соответствующего напряжения на ПЯ. После восстановления фазы φ_2 на РН₂ происходит экспозиция 2-го участка основной решетки.

4. После экспозиции 2-го участка процесс последовательных запоминаний значений фаз φ_n на фотоголовках и их восстановлений после пошаговых смещений повторяется, пока не будет синтезирована вся основная ЛГДР.

Именно процесс запоминания и восстановления фаз на фотоголовках позволяет фазировать участки 1–2, 2–3, 3–4, и т. д. основной решетки по вспомогательной решетке, с помощью которой определяется фазовый сдвиг между участками А–В, В–С, С–Д, и т. д. вспомогательной решетки $\Delta\varphi_{AB} = \varphi_2 - \varphi_1$, $\Delta\varphi_{BC}$, $\Delta\varphi_{CD}$. При идеальном ИП, совершенном и идеально жестком интерферометре описанный выше процесс позволяет синтезировать ЛГДР неограниченной апертуры с точностью до фазирования отдельных участков решетки при синтезе Δ ($\Delta\varphi$).

В случае реального интерферометра с подвижными частями при их перемещении происходит изменение частоты ИП, т. к. меняется угол θ между осями плеч интерферометра $\Delta\theta$ и происходит наклон решеток в двух плоскостях при их пошаговом перемещении на углы $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$. В работе [5] показано, как величины $\Delta\theta$, $\Delta\alpha$ и $\Delta\beta$ переводятся в сигналы рассогласования, которые в виде обратной связи подаются на исполнительные механизмы и автоматически обрабатываются.

На рис. 3 дается фотография ЛГДР длиной 1200 мм и частотой $\nu_0 = 1000 \text{ мм}^{-1}$.

Погрешность синтеза ЛГДР (ΔS) определяется следующими погрешностями:

- фазовых рассогласований при фазировании отдельных участков $\Delta\varphi$;
- коррекцией пространственной частоты ИП – $\Delta\theta$;
- поворота решеток при пошаговом смещении на углы $\Delta\alpha$, и $\Delta\beta$;
- отклонения ФРП от идеального равномерного $\Delta\psi(x, y)$:



Рис. 3. Один из авторов с линейной голографической решеткой ЛГДР $L = 1200 \text{ мм}$ с частотой 1000 лин/мм .

$$\Delta S(x, y) = \sum_{i=1}^n \Delta\varphi_i + K \sum_{i=1}^n (\Delta\lambda_i x + \Delta\beta_i x + \Delta\theta_i) + \Delta\psi(x, y), \quad (3)$$

где K – волновой вектор ЛГДР.

Для определения ошибок ЛГДР несколько метровых решеток было исследовано во ВНИИМ им. Д.И. Менделеева и определена ошибка в виде

$$\Delta S = \pm (0,02 + 0,4L) \text{ мкм}, \quad (4)$$

где L – длина решетки в метрах.

Отметим, что первый член выражения (4) определяет случайную ошибку, в основном, зависящую от величины $\Delta\psi(x)$. Сравним отклонение от равномерности выбранного участка ИП: $\pm 0,02\lambda$. Второй член $\pm 0,4L$ вызван систематическими ошибками процесса синтеза и может быть уменьшен совершенствованием процесса синтеза или учтен при использовании ЛГДР в процессе измерений.

Синтез радиальной апертуры

При создании линейного интерференционного поля для синтеза ЛГДР использовались плоские волны, т. к. их сравнительно легко создавать и контролировать. Кроме плоских волн наименьшими абберациями обладают сферические волны, образованные точечными источниками. Оказалось, что именно интерференция двух сферических волн позволяет получить участок ИП с интерференционными линиями, исходящими приблизительно из единого центра. На рис. 4 показано сечение интерференционной картины 2-х сферических волн от 2-х точечных источников S_1 и S_2 .

В выделенном сегменте интерференционные полосы близки к радиальному распределению. В работе [5] исследуются условия оптимального выбора такого сегмента в поле сферических волн для последовательного синтеза радиальной апертуры в

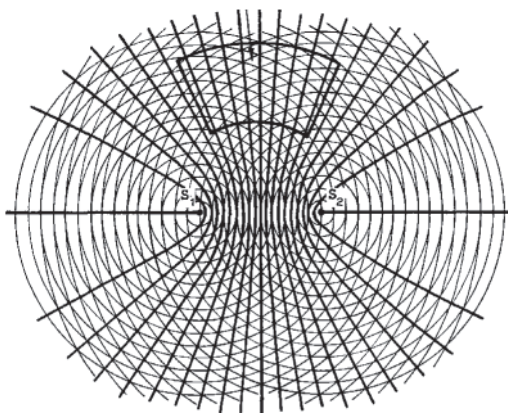


Рис. 4. Сечение картины интерференции 2-х сферических волн от 2-х точечных источников S_1 и S_2 .

виде радиальной голографической дифракционной решетки (РГДР).

При синтезе РГДР, как и при синтезе линейной решетки – ЛГДР, используется вспомогательная решетка. В нашем случае была выбрана фазированная радиальная решетка от серийного углового датчика с 32 400 линиями.

Заметим, что в выбранном для синтеза сегменте только центральная интерференционная полоса является прямой линией, проходящей через центр “0”, определяемый идеальным радиальным сегментом. Кроме того, интерференционные полосы вправо и влево от центра “0” имеют разную кривизну.

Для компенсации этого эффекта было использовано 2 приема:

- динамическая запись выбранного сегмента на стеклянный диск со светочувствительным слоем;
- стробоскопический метод записи, т. е. экспозиция выбранного сегмента осуществлялась каждый раз при повороте диска на шаг вспомогательной решетки. Полная экспозиция осуществлялась за несколько оборотов диска, что определялось светочувствительностью диска и мощностью лазера.

Описанные приемы приводили к усреднению ошибок выбранного сегмента, а также к усреднению ошибки вращения шпинделя, на котором устанавливается вспомогательная радиальная решетка и записываемый диск.

Многokратным удвоением частоты интерференционных полос выбранного сегмента была синтезирована радиальная решетка с рекордным числом полос 518 400. На рис. 5 приведена фотография такой решетки диаметром 180 мм.

Исследования показали, что угловая точность записи радиальных штрихов составила $\pm 0,2$ угловой секунды, а после устранения систематических



Рис. 5. Фотография радиального голографического диска со средним диаметром штриховой дорожки $F = 180$ мм и числом штрихов $N = 518\,400$ штр./ 2π .

ошибок получена рекордная точность углового датчика на базе такой решетки $\pm 0,05$ угловой секунды. Во ВНИИ Метрологии им Д.И. Менделеева на основе такой РГДР создан динамический эталон угла.

Выводы

Впервые удалось синтезировать апертуру линейного и радиального интерференционных полей в оптическом диапазоне. Это привело к синтезу линейных и радиальных голографических дифракционных решеток с рекордной равномерностью нанесения штрихов.

На основе этих голографических решеток создан ряд разновидностей наноизмерительных линейных и угловых приборов с разрешением 0,01 мкм и 0,01 угловой секунды.

Отметим, что методы синтеза линейных и радиальных голографических решеток, методы их копирования, аттестации и создание приборов на их базе защищены десятками патентов в ведущих промышленных странах.

Эти приборы используются как в России, так и за рубежом: Украине, Белоруссии, США, Англии, Японии, Китае и т. д.

Однако авторам представляется, что потенциал синтеза таких полей не исчерпан, а находится лишь в начале пути. К примеру, если линейную голографическую структуру промодулировать Френелевской зонной структурой, можно получить фокусирующую структуру неограниченного размера, которую можно применить на телескопе типа “Хаббл”.

Радиальные структуры уже применяются для сверхвысокочастотной модуляции оптических пучков.

Литература

1. *Leith E.N. and Upatnieks J.* Wavefront reconstruction with diffuse illumination and three-dimensional objects // Journ. Opt. Soc. Amer. 1964. V. 54. № 11. P. 1295–1299.
2. *Турухано Б.Г.* Голографические аспекты памяти. – В сб: “Материалы X Всесоюзной школы по голографии” – Л.: ЛИЯФ, 1979. С. 56–59.
3. *Gordeev S.V., Gorelik V.P., Turukhano B.G., Turukhano N.* Investigation of interference field phase distribution with moving holographic diffraction grating, Opt. Commun. 43 (1982), p. 85–88.
4. *Gorelik V.P., Kovalenko S.N., Turukhano B.G.* Phase measurement in an interference fringe pattern by two – frequency sinusoid phase modulation, Opt. Commun. 69 (1988), p. 98–100.
5. *Gordeev S.V., Turukhano B.G.* Investigation of the interference field of two spherical waves for holographic recording of precision radial diffraction grating, Opt. Laser Technol, 28 (1996), p. 255–261.

NANO-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ЛИНЕЙНЫХ И УГЛОВЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Б. Г. ТУРУХАНО, докт. физ.-мат. наук; *Н. ТУРУХАНО*, канд. физ.-мат. наук;
В. В. ДОБЫРН, канд. техн. наук; *В. Е. КОРМИН*

ПИЯФ РАН

Статья посвящена развитию нового поколения голографических измерительных систем линейных и угловых перемещений. Описаны высокоточные приборы, изготовленные в ЛГИИС ПИЯФ РАН, с разрешением 0,01 мкм и 0,01 угл. с.

“Точные измерения стоят дорого,
а неточные значительно дороже”.

Г. Форд (старший)

Введение

В связи с появлением когерентных источников света параллельно начали развиваться два направления измерительных систем, претендующих на высокие точности и разрешение: первое направление – это системы, использующие голографические дифракционные решетки в качестве измерительных элементов, а второе направление – лазерные интерферометры.

По мере проведения большого комплекса исследований и разработок время расставило все на свои места. Каждое направление заняло свою нишу.

Таким образом, измерительные системы с голографическими решетками оказались очень выгодными с учетом их точности и разрешения (субмикронной и субсекундной) при длинах до 1–3 метров и без ограничения по углу (т. е. 0–360 угл. град), а лазерные интерферометры – при измерениях больших длин и перемещений до 100 метров.

Голографические измерительные системы на базе дифракционных решеток используют комбинацию из 2-х решеток: измерительную и индикаторную, причем измерительная имеет длину, равную измеряемой длине. В приборе они располагаются друг за другом по направлению источника излучения. Обе решетки согласованы по частоте штрихов или по углу между штрихами (в случае радиальных).

Система муаровых полос образуется за двумя решетками. Выбираются два пучка, идущих в одном направлении, из которых один – прошедший без дифракции и второй – дифрагированный на второй решетке. Дифрагированный пучок обладает свойством, что его фаза меняется синхронно со смещением измерительной решетки. Поэтому муаровые полосы смещаются синхронно и реверсивно со смещением одной решетки относительно другой.

За второй решеткой в поле муаровых полос устанавливаются фотоприемники со сдвигом по фазе на $\pi/2$ для считывания информации о линейном или

угловом перемещении и о реверсе. Принцип создания этих полос практически одинаков для линейных и угловых преобразователей, т. к. разница между этими двумя типами преобразователей лишь в расположении штрихов их измерительных решеток: параллельно друг другу или по радиусу.

Зазор между двумя решетками очень мал (разность хода всего несколько десятков микрон), поэтому интерференционное поле, образованное между решетками, практически не подвергается влиянию окружающей среды, и потому нет необходимости введения поправок на изменение температуры и влажности, как в случае лазерного интерферометра. По этой причине в голографических преобразователях можно использовать источник излучения с небольшой длиной когерентности, к примеру, полупроводниковый лазерный диод.

Поэтому в большинстве случаев, когда необходимо измерить небольшие длины, предпочтительнее использовать систему с дифракционными решетками, где их преимущество просто очевидно.

Голографический интерференционный метод записи дифракционных решеток оказался самым эффективным методом записи решеток не только с высокой частотой, вплоть до 3000 лин/мм, но и с возможностью более равномерного распределения штрихов.

Необходимо отметить, что до сих пор наиболее востребованными в станкостроении, машиностроении и во многих задачах науки и техники оказались системы на дифракционных решетках.

В настоящее время фотоэлектрическими преобразователями линейных и угловых перемещений (датчиками) 1-го и 2-го классов точности, что соответствует от 1–3 мкм/м, оснащены практически все высокоточные станки и обрабатывающие центры в мире. В России выпускались и выпускаются такие датчики не выше 3-го, 4-го классов.

Каково положение с голографическими линейными и угловыми системами у нас в России?

Высокочастотные, высокоточные голографические решетки и высокоразрешающие датчики впервые были изготовлены в России и до недавнего времени за рубежом не выпускались.

Авторами проведены фундаментальные исследования, разработаны и изготовлены следующие базовые элементы, на которых основаны нанотехнологические голографические измерительные системы:

1. Линейные голографические дифракционные решетки с шагом 1 мкм и длиной до 1000 мм и более с высокой равномерностью штрихов, соответствующей не более долей микрона на метр.

2. Высокоточные направляющие для линейных измерительных систем, соответствующие точности линейных решеток с отклонением от линейности не хуже $\pm 1,7$ мкм/на 500 мм.

3. Дифференциальный датчик касания, имеющий точность $\pm 0,02$ мкм.

4. Радиальные голографические дифракционные решетки, имеющие 162 000 штрихов, с высокой равномерностью штрихов, соответствующей не более долей угл. секунды на 360 град.

5. Высокоточный шпиндель, соответствующий точности радиальной решетки (R - биение $< 0,2$ мкм).

6. Автоматическая система выхода в точку с точностью ± 5 мкм по трем координатам.

7. Самоустанавливающийся, самоочищающийся, безлюфтовый, керамический подшипник скольжения с уникальными точностными характеристиками: $\pm 0,05$ мкм, нагрузка до 100 кг.

Все эти разработки оригинальны и запатентованы во многих странах. На базе этих элементов была создана аппаратура, которая по своим параметрам не уступает западным образцам, а по некоторым характеристикам – таких как точность, скорость и

габариты – даже превосходят их, не говоря уже о стоимости.

Благодаря высоким точностям, достигнутым у линейных и радиальных решеток, были достигнуты высокие точности и у линейных, и у угловых преобразователей перемещений на их базе, которые достигли 1-го класса точности ($\pm 0,4$ мкм/м и $\pm 0,2$ угл.с /360 град).

Результаты работ были запатентованы в РФ и в ряде промышленно развитых зарубежных стран. Ленметростроем построена уникальная, безвибрационная, термостабилизированная подземная голографическая лаборатория, которая была оснащена аппаратурой для синтеза, копирования и аттестации голографических решеток (рис. 1а, б).

Остановимся теперь более подробно на конкретных разработках лаборатории голографических информационно-измерительных систем (ЛГИИС). Устройства ЛГИИС, изготавливающие линейные и радиальные голографические решетки, полностью автоматизированы, а приборы, созданные на их базе, управляются от автономного электронного блока и одновременно связаны с персональным компьютером.

1. Голографический преобразователь линейных перемещений (ЛПП):

- измеряемая длина L , мм 1000,
- формула точности, микрон $\pm (0,02 + 0,4L/1000)$, где L в мм
- разрешение, микрон 0,01.

ЛПП представляет собой прецизионное измерительное устройство с цифровым выходом информации и с измерительным элементом в виде линейной голографической дифракционной решетки.

Точность ЛПП зависит от двух параметров, а именно от:

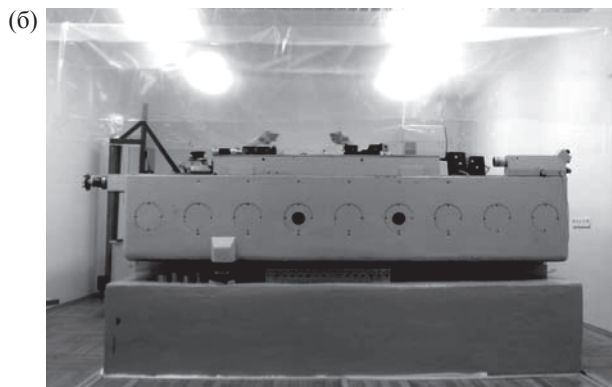


Рис. 1. а – одна из четырех частей; б – одно из помещений подземной лаборатории ЛГИИС подземной лаборатории.



Рис. 2. Фотография голографического преобразователя линейных перемещений ЛПГ с интерфейсно-дисплейным блоком управления.

- точности измерительной решетки,
- точности направляющих.

Поэтому была решена задача создания собственных точных направляющих преобразователя перемещений [1].

Датчик с собственными направляющими уже не зависит от качества направляющих изделия, в которое он встроен, таких как станок, обрабатывающий центр, измерительная машина и т. п. Опытный образец таких направляющих показал точность отклонения от прямолинейности не больше $\pm 1,7$ микрон/метр, что позволяет получать вышеуказанную точность ЛПГ.

Эти направляющие можно использовать и как направляющие самого изделия при умеренных нагрузках.

Во ВНИИМ была определена также формула точности голографического преобразователя линейных перемещений:

$\Delta L = \pm (0,02 + 0,4L/1000)$ микрон, где L – длина решетки, мм.

Интересен тот факт, что в формулу вошла постоянная величина “0,02 микрона” (первый член формулы), которая отвечает за случайные ошибки (для справки, у фирмы SONY формула точности выглядит следующим образом: $\Delta L = \pm (0,05 + 2L/1000)$ микрон, т. е. погрешность в пять раз больше).

ЛПГ успешно конкурируют с лазерными интерферометрами, обладая высокой точностью и НАНО-разрешением. Область их применения – от промышленного высокоточного контроля размеров изделий и калибровки измерительных стандартов до высокоточных измерений в науке и метрологии.

2. Голографический преобразователь угловых перемещений (УПГ):

- измеряемый угол, град $n \times 360$
- точность, угл. сек $\pm 0,2$
- разрешение, угл. сек 0,01.

3. Длинномер голографический (субмикрометр) (ДГ) для измерения линейных размеров детали по одной координате:

- точность, микрон: ДГ 30 мм $\pm 0,1$
- ДГ 100 мм $\pm 0,2$
- ДГ 200 мм $\pm 0,3$
- разрешение, микрон 0,01.

ДГ – это новое поколение закрытых линейных датчиков, являющихся тончайшими цифровыми измерительными системами. Они характеризуются высокой точностью, надежностью, устойчивостью к изменениям окружающих условий, многофункциональностью. ДГ содержит программу калибровки по эталону длины при разных температурах.

Длинномеры голографические зарегистрированы в ГОСРЕЕСТРе РФ как новый вид приборов (сертификат № 10899).

Цифровые голографические длинномеры предназначены для автоматизированных прецизионных измерений линейных перемещений и размеров деталей изделий.

Они отличаются от своих аналогов также тем, что в них создана автономная высокоточная направляющая, позволяющая осуществить взаимное пере-



Рис. 3. Фотография радиальных дисков РГДР и голографических преобразователей угловых перемещений УПГ.

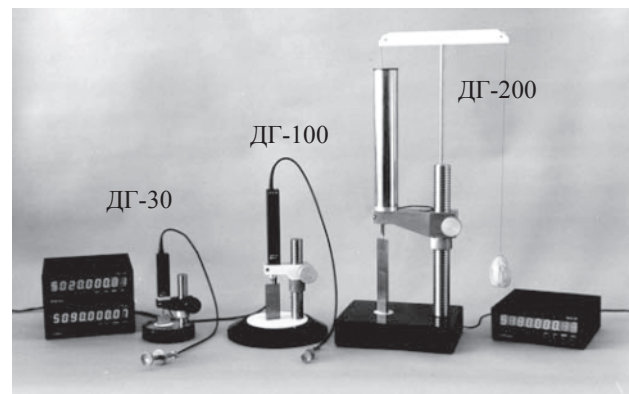


Рис. 4. Фотография длинномеров голографических с интерфейсно-дисплейными блоками управления: ДГ-30; ДГ-100; ДГ-200;

мещение двух голографических решеток с секундной точностью.

4. Профилометр голографический (ПФГ):

- точность, микрон $\pm 0,5$
- разрешение, микрон 0,01.

5. Плоскомер голографический (ПлГ):

- размер измеряемой поверхности не ограничен
- точность/100 мм, микрон $\pm 0,2$
- разрешение, микрон 0,01.

Цифровой голографический плоскомер предназначен для автоматизированных прецизионных измерений отклонения от плоскостности поверхности, непрямолинейности направляющих, построения графика непрямолинейности как вдоль линии, так и по всей поверхности.

Плоскомер может применяться для определения больших диаметров цилиндрической, сферической и любых других поверхностей.

Голографический плоскомер относится к новому поколению измерительных приборов, совместимых с ПК, и отличается высокой точностью, многофункциональностью и надежностью.

В своем диапазоне измерений плоскомер голографический успешно конкурирует по точности и разрешению с лазерными интерферометрами и автоколлиматорами, однако проще и удобнее в работе.

Область применения плоскомера: от промышленного контроля высокоточных направляющих до калибровки базовых стандартов плоскостей в метрологии, науке и промышленности, а также при определении внутренних и наружных диаметров крупных изделий.

6. Радиусомер голографический (РГ).

Радиусомер используется для измерения внутренних и внешних диаметров:

- измеряемый диаметр, мм 800–5000
- точность, микрон $\pm 10 \pm 50$
- разрешение, микрон 10.

РГ измеряет параметры цилиндрических или сферических изделий, в частности, их внутренних и внешних диаметров. Наиболее сложная задача в промышленности связана с измерением больших (от 800–5000 мм) диаметров и очень больших диаметров (более 5 м). Такие большие диаметры встречаются при изготовлении турбин, самолетов, ракет, космических кораблей, подводных лодок, узлов телескопов, пусковых шахт ракет, газо- и нефтепроводов, вращающихся частей телескопов и т. п. Очень важен случай круглых соосных изделий, осуществляющих вращательные движения. Неточное их изготовление приводит к биениям и вибрациям отдельных частей изделий и в конечном счете к быст-

рому износу и их разрушению. Если эти разрушения небольшие и на суше, то последствия могут быть не столь критичны, если же они происходят в воздухе или под водой, то это может привести к человеческим жертвам или к техногенным катастрофам.

Голографический радиусомер (РГ) обладает большой точностью. В РГ используется в качестве микрометра голографический длиномер. Кроме этого, РГ совместим с персональным компьютером (ПК). Связь с ПК дает возможность оптимизировать задачу нахождения искомого диаметра деталей, а также автоматически ввести коррекцию этой величины с учетом температуры помещения, где осуществляются измерения.

7. Прибор для измерения радиальных биений подшипников (ПРБП):

- диаметр подшипников, мм 2–120,
- точность, микрон 0,1–1,0
- разрешение, микрон 0,01.

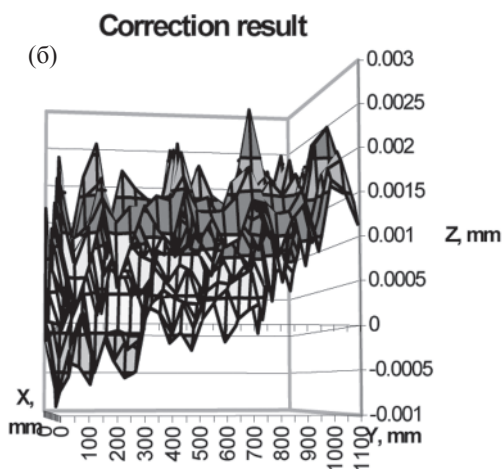
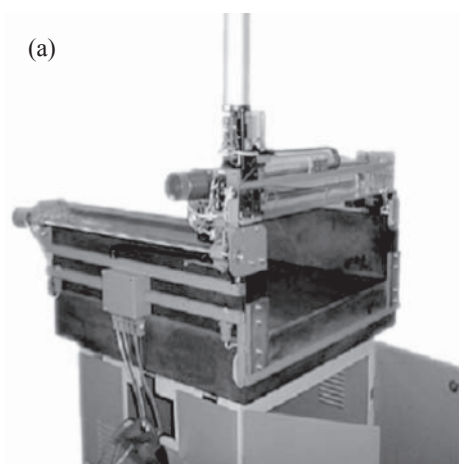


Рис. 5. Вид 3-DNANO измерительной машины (а) и погрешности “3D NANO КИМ” (б).

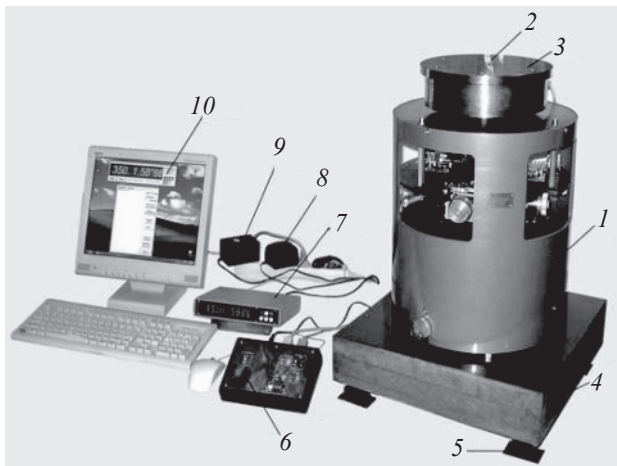


Рис. 6. NANO-измерительный поворотный стол – “NANO ИПС-01”: 1 – корпус, 2 – поворотный стол, 3 – неподвижная платформа, 4 – основание, 5 – амортизаторы, 6 – пульт управления, 7 – интерфейсно-дисплейный блок, 8, 9 – блоки питания, 10 – ПК с программным обеспечением.

8. 3-DNANO-измерительная машина.

- размеры: L_x, L_y, L_z , мм 550×550×200
- формула точности, микрон $\pm(0,2 + 2,6L/1000)$ где L , мм
- разрешение, микрон, 0,01
- погрешность измерений по объему, мкм 2,5

– управление: – ручное (джойстик), полуавтоматическое, автоматическое

9. Компьютеризированный двухшпиндельный прецизионный NANO-измерительный поворотный стол – “NANO ИПС-01” с дискретностью измерения угла 0,01 угл. сек. для тестирования электродвигателей с/без динамической нагрузки.

Технические характеристики:

1. Диапазон измерений	0–360 угл. град
2. Дискретность отсчета	0,01 угл. сек
3. Число отсчетов на 360°	12 960 000
4. Погрешность	менее 0,4 угл. сек
5. Радиальное биение прецизионного шпинделя	менее 0,2 мкм
6. Собственный момент прецизионного шпинделя	менее 0,01 Н/м
7. Момент шпинделя с нагрузкой	30 Н/м
8. Рабочая скорость стола	60 об/мин

10. Компьютеризированный прецизионный кругломер “NANO ИПС-1 КР”, выполненный на базе прибора “NANO ИПС-1”, для определения радиальных и осевых биений изделий с точностью 0,02 мкм и 0,15 мкм соответственно. Разрешение 0,01 мкм и 0,01 угл. сек.

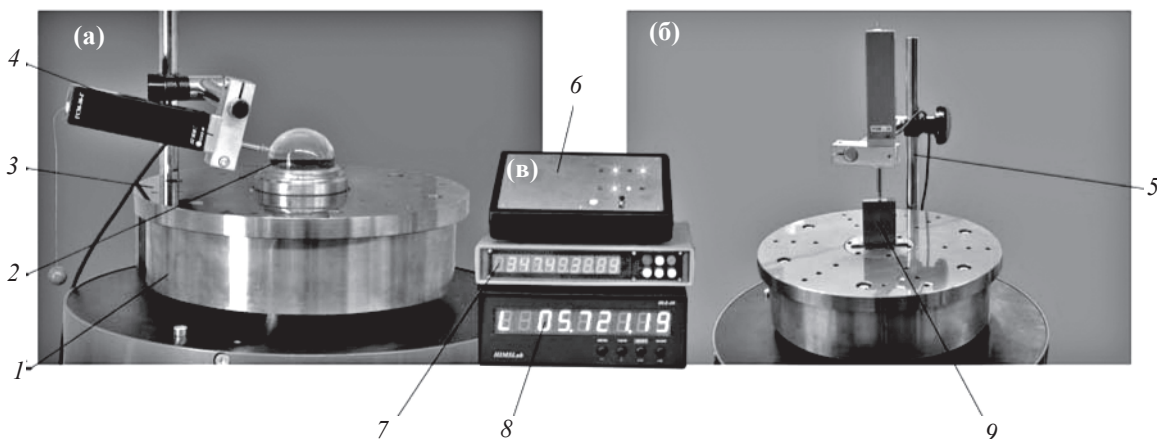
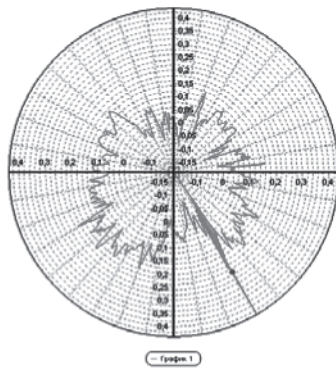
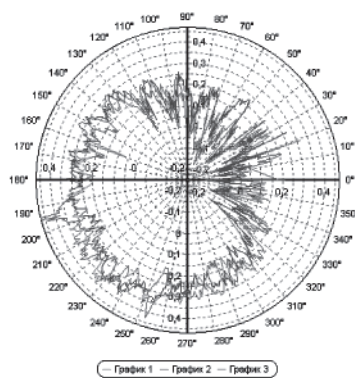


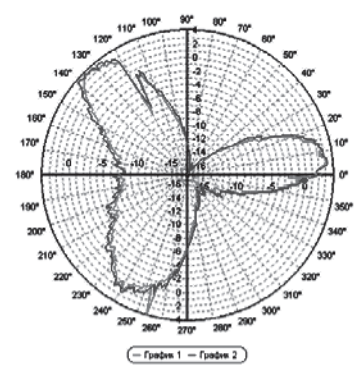
Рис. 7. а – расположение элементов на поворотном столе кругломера “NANO ИПС-1-КР”, при определении биений прецизионного шпинделя или обмеряемой детали, где: 1 – корпус углового голографического датчика; 2 – мера круглости, установленная на поворотной планшайбе; 3 – неподвижная планшайба; 4 – длиномер голографический ДГ-30; б – расположение элементов на поворотном столе кругломера “NANO ИПС-1-КР”, при определении аксиальных биений прецизионного шпинделя кругломера или обмеряемой детали, где: 5 – магнитная подставка для крепления длиномера ДГ-30; 9 – концевая мера, установленная на подвижной планшайбе для упора длиномера; в – блок управления кругломером, где: 6 – блок управления поворотным столом; 7 – интерфейсно-дисплейный блок голографического углового датчика ПКГ-100 (на дисплее значение угла: 347 град, 49 мин. 38,89 сек.), 8 – интерфейсно-дисплейный блок голографического длиномера ДГ-30 (значение на дисплее: 5 мм, 721,19 мкм).



Круглограмма радиальных биений прецизионного шпинделя



Круглограмма осевых биений прецизионного шпинделя



Круглограмма цилиндрической детали. Под 120° видна царапина глубиной 6 мкм.

Рис. 8. Круглограммы, полученные с помощью кругломера “НАНО ИПС-1-КР”, в зависимости от угла поворота. Приведены наложенные графики от трех поворотов шпинделя. Повторяемость $\pm 0,1$ мкм.

Разработанная программа осуществляет управление прибором при получении круглограмм на рис. 13. приведена круглограмма, согласно рис. 7а.

Анализ круглограммы показывает, что радиальные биения кругломера “НАНО ИПС-1-КР” составляют $\pm 0,2$ мкм.

11. Устройства для синтеза линейных голографических решеток (УСЛГДР) с линейным распределением интерференционных линий.

Разрешение устройства: 0,003 мкм [2, 3].

12. Устройства для синтеза радиальных голографических решеток (УСРГДР) с радиальным распределением интерференционных линий [4].

Литература

1. *Турухано Б.Г. и др.* Датчик линейных перемещений, Патент РФ №2 197 713, пр. от 07.08.2000 г.
2. *Турухано Б.Г. и др.* Устройство фазового синтеза голографических дифракционных решеток. Патент РФ № 673018, пр. от 06.06.77
3. *Turukhano B.G., Gorelik V.P., Turukhano N.* Apparatus for synthesis of elongated holographic diffraction gratings. Patent UK 2195784. Filed 07.10.86. Patent France 2605419. Filed 17.10.86.
4. *Turukhano B.G., etc.* Dispositiv d'enregistrement d'un reseau diffraction radial. Patent Switzerland 675493. Filed 21.10.87. Patent France 2 624 623, Filed 11.12.87.

ФАЗОВЫЕ ГОЛОГРАММЫ НА ГАЛОИДОСЕРЕБРЯНЫХ ФОТОМАТЕРИАЛАХ

С. Н. ГУЛЯЕВ, канд. физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

E-mail: gulyaev@rphf.spbstu.ru

Представлен обзор научных работ, посвященных получению фазовых объемных и тонких рельефно-фазовых голографических структур на промышленно выпускаемых галоидосеребряных фотоматериалах. Особое внимание уделено механизмам образования таких структур при воздействии на фотоэмульсионный слой различных факторов, вызывающих пространственно-периодическую модуляцию физико-химических свойств желатины. Анализ и сравнение рассмотренных в обзоре работ проводятся в рамках модели, допускающей наличие двух основных структурных преобразований в желатине – структурирования (дублирования) и деструкции.

Фотографические материалы и бихромированная желатина в голографии

История интенсивного применения галоидосеребряных фотоматериалов в голографии насчитывает уже более сорока лет, начиная от пионерских работ Ю.Н. Денисюка [1] и Лейта и Упатниекса [2], предложивших способы записи объемных и пропускающих голограмм. Несмотря на появление большого количества различных записывающих голографических сред, и по сей день галоидосеребряные фотоматериалы вызывают большой интерес исследователей, работающих в области голографии.

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ), применяющиеся в современных оптических схемах, независимо от способа их создания (голографический метод, фотолитография, прямая лазерная запись и т. п.), предъявляют высокие требования к оптическим свойствам материалов, на которых они создаются. К таким требованиям относятся высокая прозрачность, большая дифракционная эффективность, малые оптические шумы, устойчивость к воздействию внешней среды. Всем этим требованиям полностью или частично удовлетворяет желатина – протеиноподобное вещество, являющееся производным природного белка соединительных тканей высших животных – коллагена. Применение использовавшегося издавна в фотографии и полиграфии процесса сенсibilизации желатины к видимому и ультрафиолетовому излучению соединениями хрома и специальных обработок позволило создавать голограммы с качеством изображения, приближающимся к идеальному. Большой диапазон собственного пропускания желатины (350–2000 нм) и возможность записывать голографические структуры с толщиной от долей микрона до десятков и даже сотен и тысяч микрон (для самопроявляющихся слоев) позволили создавать как тонкие, так и обладающие высокой селективностью объемные голограмм-

ные ДОЭ (ГОЭ), работающие в широком диапазоне излучений, начиная от ультрафиолетовой и кончая инфракрасной областью спектра. В последнее десятилетие множеством фирм на рынке предлагались дифракционные решетки, светоделители, фильтры, линзы Френеля, зеркала, концентраторы излучения и т. п., сделанные на основе БХЖ (бихромированной желатины).

Кроме слоев БХЖ, желатина является одним из двух основных компонентов галоидосеребряных фотоматериалов. Поэтому усилия исследователей в области голографии были направлены на разработку методов обработки фотоматериалов, позволяющих получать высокоэффективные непоглощающие голографические фазовые структуры, используя изменение свойств желатины при различного рода воздействиях на нее.

Анализ большого количества научных работ показывает, что энергия экспозиции W , необходимая для получения максимальной дифракционной эффективности (ДЭ) фазовых голограмм различного типа для фотоматериалов, составляет 50–150 мкДж/см² (типичные значения), в то время как для БХЖ она лежит в диапазоне 50–500 мДж/см² (типичные значения). Минимальные значения W лежат в диапазонах 0,5–10 мкДж/см² для фотоматериалов и 0,5–10 мДж/см² для БХЖ. Эти данные приведены для длин волн излучения лазеров, лежащих в диапазоне $\lambda = 440\text{--}633$ нм. Таким образом, голографическая чувствительность галоидосеребряных фотоматериалов, в среднем по диапазону длин волн видимого излучения, почти на 2–3 порядка превышает чувствительность БХЖ, что существенно облегчает процесс голографической записи, позволяет применять менее мощные источники лазерного излучения и сократить время экспозиции.

Фазовые голографические структуры на фотоэмульсионных слоях могут быть получены за счет пространственно-периодической модуляции опти-

ческих свойств желатины в соответствии с интерференционной картиной, образованной объектным и опорным пучками при записи голограммы. Модуляция свойств желатины происходит при некотором воздействии на фотоэмульсионный слой и наиболее полно проявляется в процессе последующей обработки. Для фотографических записывающих сред с толщиной T менее 20 мкм, обработка которых включает купание в водных растворах химических реагентов и окончательную сушку на воздухе или обезвоживание в растворах спиртов, большинство исследователей признают два альтернативных вида воздействия на желатину фотографического слоя. Это структурирование (дубление) и деструкция (гидролиз, фотолиз, разложение) желатины. Исходя из наличия этих двух видов воздействия на желатин, строятся методики обработки голографических фотоматериалов, оптимизируются химические составы обрабатываемых растворов и их концентрации и т. д. Рассмотрим вкратце эти методы ниже.

Недубящее отбеливание

Данный вид обработки фотоматериалов можно отнести условно к химически нейтральным воздействиям на желатину фотографического слоя. После экспонирования фотопластинки и образования скрытого изображения интерференционной структуры следует проявление голограммы, т. е. процесс восстановления серебра, первоначально находившегося в фотоэмульсии в виде галоида, до металлического состояния.

Процесс проявления, как правило, эффективно осуществляется в щелочной среде. Суть отбеливания состоит в переводе образовавшегося в результате проявления и фиксирования голограммы серебряного изображения (СИ), состоящего из металлических зерен, в изображение, состоящее из микрокристаллов подходящего прозрачного соединения серебра.

Прозрачные соединения серебра, получившиеся в результате отбеливания, имеют более высокую, чем желатина, поляризуемость, что определяет изменение показателя преломления фотоэмульсии и дифракционную эффективность голограммы [3]. За время развития голографии было предложено множество типов отбеливателей, образующих разнообразные соединения серебра, однако подавляющее количество исследовательских и прикладных работ было посвящено отбеливателям так называемого регалогенизирующего типа (сюда можно отнести и так называемые обращающие отбеливатели). Голографические структуры, полученные путем регалогенизирующего (и обращающего) отбеливания, обладают рядом достоинств по сравнению со струк-

турами, полученными с помощью отбеливателей других типов. Методы регалогенизирующего отбеливания позволяют получать микрокристаллы галоида серебра наименьшего размера, что в сочетании с умеренной степенью поляризуемости молекул AgBr позволяет получать сравнительно небольшой уровень релеевского рассеяния, которое, как известно, зависит как r^6 от радиуса рассеивающей частицы. Среди регалогенизирующих и обращающих отбеливателей наибольшую степень распространения получили отбеливатели, содержащие в качестве окислителя металлического серебра соединения шестивалентного хрома – бихроматы. В соответствии с различными процедурами обработки голограмм с использованием бихроматов можно выделить три основных вида отбеливания:

1) **Прямое отбеливание.** (Обычно в отбеливателе типа R-10.)

2) **Прямое отбеливание без фиксирования.** (Обычно в отбеливателе R-10.)

3) **Обращающее отбеливание.** (Обычно в отбеливателе типа R-9.)

Итогом процедуры обработки для всех видов отбеливания является переменное количество галоида серебра в желатиновом слое, которому соответствует, в первом приближении, решетка показателя преломления:

$$n(x) = n_0 + n_1 \cos(2\pi vx). \quad (1)$$

В отличие от прямого и обращающего отбеливаний, связанных со значительным удалением галоидов серебра из фотоэмульсионного слоя, прямое отбеливание без фиксирования сохраняет исходное количество галоидов серебра в фотоэмульсии почти полностью, поэтому для этого метода характерны наивысшие значения глубины модуляции показателя преломления n_1 и ДЭ. Как правило, максимальные значения ДЭ лежат в пределах 70–80%, что значительно меньше теоретического максимума 100% (для объемных голограмм). Одной из причин больших потерь энергии освещающего пучка, кроме уже упоминавшегося релеевского рассеяния, является то, что в голографических структурах, полученных с помощью отбеливателей типа R-9, R-10, образуются соединения трехвалентного хрома, которые могут образовывать нерастворимые в воде формы, оставаясь внутри фотоэмульсионного слоя, вызывая его окрашивание и внося заметное поглощение, которое можно представить как:

$$\alpha(x) = \alpha_0 + \alpha_1 \cos(2\pi vx). \quad (2)$$

В таблице 1 представлены типичные значения коэффициентов поглощения α_0 и α_1 , а также коэффициентов поглощения α_f , учитывающих совместные потери энергии освещающего пучка на абсорб-

Таблица 1

Тип фотоматериала	$\alpha_0 \approx \alpha_1, \text{ мкм}^{-1}$	$\alpha_f, \text{ мкм}^{-1}$	$T, \text{ мкм}$	Потери на рассеяние и абсорбцию
ПФГ-01	0,023–0,034	0,068–0,097	7,9	42%–54%
ВВ-640	0,016–0,018	0,044–0,060	8,6	32%–41%
Agfa 8E75 HD	0,041–0,062	0,135–0,217	6,4–7,7	58%–81%

цию и рассеяние света для пространственной частоты структуры $\nu = 1200 \text{ мм}^{-1}$, длины волны освещающего пучка $\lambda = 630 \text{ нм}$, по данным работы [4] (прямое отбеливание без фиксирования с помощью отбеливателя R-10).

Одним из основных факторов, ограничивающих применение отбеленных фазовых голограмм, является их нестабильность к освещающему излучению. Существует много методов повышения стабильности отбеленных голограмм, обзор которых можно найти в [3, с. 208–213]. Однако улучшение стабильности отбеленной голограммы, как правило, достигается за счет ухудшения других параметров. Например, замена $\text{AgBr} \rightarrow \text{AgI}$ ведет к сильному увеличению шумов за счет более высокой поляризуемости молекул иодистого серебра и повреждения фотоэмульсионного слоя при отбеливании.

Избирательное дублирование желатины – ключ к созданию фазовых структур в фотоэмульсионном слое

Основной моделью описанных выше методов получения фазовых голографических структур, основанных на применении наиболее популярных отбеливателей R-9 и R-10, содержащих бихроматы, служит изменение показателя преломления фотоэмульсионного слоя, содержащего мелкодисперсные галоиды серебра. Получение галоидов серебра связано с проведением сложных химических реакций, проходящих в желатиновом слое. Кроме образования простых соединений хрома типа CrBr_3 , получающихся при прямом отбеливании, или $\text{Cr}_2(\text{SO}_4)_3$, Cr_2O_3 и CrO_3 при обрабатываем, ионы хрома Cr^{3+} , образовавшиеся в результате окислительно-восстановительной реакции, способны присоединяться к молекулам желатины за счет координационных связей. Именно при взаимодействии карбоксильных групп с ионами Cr^{3+} происходит образование мостиков (поперечных связей) между макромолекулами желатины. Многочисленные эксперименты показали, что реакция установления поперечных связей или дублирование желатины при отбеливании возможна в непосредственной близости от проявленных зерен серебра, т. е. в экспонированных районах фотоэмульсионного слоя.

Процесс избирательного дублирования фотоэмульсии при отбеливании сходен с процессами, положенными в основу метода БХЖ. Основное различие состоит в том, что процесс восстановления шестивалентного хрома до трехвалентного состояния в БХЖ осуществляется не химически, а фотолитически. Фотохимические реакции в желатине, сенсibilизированной бихроматами, заключаются в окислении функциональных групп желатины ионами хрома Cr^{+6} в возбужденном светом состоянии и восстановлении хрома до более низших валентных состояний с образованием разнообразных комплексов [5, 6]. Конечным итогом фотохимического процесса, как признается большинством авторов, является образование комплексов Cr^{+3} , которые, как уже упоминалось ранее, являются эффективными дубителями желатины, причем, так же как и при отбеливании, главную роль играет взаимодействие хромовых комплексов с карбоксильными группами желатины. Окончательно процесс избирательного дублирования желатины завершается путем погружения слоя в воду.

Подобная операция является первой стадией процесса проявления, и она связана, прежде всего, с деформацией и набуханием слоя БХЖ, в результате чего изменяется его толщина T . Профиль набухшего желатинового слоя для низкочастотных решеток с периодом $d \gg T$ можно рассчитать, воспользовавшись уравнением Флори [7]. Образовавшаяся в экспонированных когерентным светом районах трехмерная молекулярная сетка препятствует набуханию желатины, вследствие чего образуется поверхностный рельеф со впадинами в местах наибольшей задублиренности слоя [5]. Этот рельеф можно закрепить, осуществив вторую стадию проявления – купание в изопропиловом спирте, который замещает воду и переводит желатину в твердое состояние, фиксируя деформированное состояние слоя. Обезвоживание желатины изопропиловым спиртом порождает не только поверхностный рельеф, но и сильно изменяет внутреннюю структуру желатины и ее среднюю плотность, особенно в неэкспонированных, незадублиренных местах. Это состояние является неустойчивым – увлажнение слоя приводит к релаксации, неэкспонированные области стремятся вернуться к исходной толщине, а экс-

понированные сохраняют остаточную деформацию, поскольку основной процесс задубливания и молекулярной сшивки в них проходил в набухшем состоянии. К такому же результату приводит осуществление проявления с заменой операции погружения слоя в изопропиловый спирт сушкой на воздухе. В результате поверхностный рельеф обращается.

Рассмотрение процесса проявления избирательного задубливания фотоэмульсии при отбеливании в отбеливателях типа R-9 и R-10 дает результаты, сходные внешне с процессами, наблюдаемыми при проявлении БХЖ. При низких пространственных частотах $\nu < 100 \text{ мм}^{-1}$ высушенные на воздухе отбеленные голограммы демонстрируют глубокую модуляцию поверхностного рельефа, которую нельзя объяснить объемом, занимаемым соединениями серебра, содержащимися в фотоэмульсионном слое [8]. Если отбеленную в отбеливателе R-10 фотопластинку подвергнуть дополнительной обработке в фиксаже, т. е. удалить все соединения серебра из фотоэмульсии, то после сушки на воздухе рельеф сохраняется уже на чисто желатиновом слое, достигая высоты h более 1 мкм [9] при пространственной частоте порядка 10 мм^{-1} и толщине $T_0 = 17 \text{ мкм}$. Величина амплитуды фазового набега, вносимая рельефной составляющей отбеленной голограммы $\varphi_1 = \pi(n_0 - 1)h/\lambda$, при $h = 1 \text{ мкм}$, $\lambda = 630 \text{ нм}$, и $n_0 = 1,57$ равна $\varphi_1 = 2,84 \text{ рад}$, т. е. превышает величину, необходимую для достижения максимальной дифракционной эффективности голограммы с синусоидальным профилем. Это говорит о том, что рельефная составляющая, порожденная избирательным задубливанием, может быть определяющей для объяснения свойств фазовых отбеленных голограмм на низких пространственных частотах.

На высоких пространственных частотах $\nu > 1000 \text{ мм}^{-1}$, когда рельефная составляющая голографической структуры становится пренебрежимо малой (причину этого мы обсудим позже), структурные изменения в желатине выступают на передний план. Эти изменения, как и в БХЖ, могут быть проявлены быстрым обезвоживанием фотоэмульсии в изопропиловом спирте. Исследование свойств голограмм, отбеленных прямым и обращающим отбеливанием в отбеливателях R-10 и R-9 и подвергнутых обработке в изопропанолу [10, 11], показало, что в обоих случаях области минимального показателя преломления желатины совпадают с неэкспонированными и наименее задубливаемыми районами фотоэмульсии, так же как и в БХЖ. Существование структурной решетки в желатине фотоэмульсионного слоя, сравнимой по силе с решеткой отбеленной голограммы, послужило отправной точкой для создания и развития метода получения объемных голограмм – SHSG (от англ. Silver Halide Sensitized Gelatin).

Исходя из вышеизложенного, режимы обработки голограмм, реализующие проявление структур, возникающих в желатине вследствие избирательного дубливания, можно разделить на равновесные и неравновесные [12]. Типичным примером равновесного режима проявления являются рельефные структуры, полученные путем растворения неэкспонированных участков исходно незадубливаемых слоев БХЖ в горячей воде [13, 14, 15]. Для коммерческих фотоматериалов, желатина которых исходно задублена до нерастворимого в воде состояния, равновесные режимы проявления связаны со сравнительно медленным удалением воды из желатинового слоя, например, с сушкой во влажной камере или просто на воздухе. Подобные режимы проявления позволяют получать на фотоэмульсионных слоях рельефно-фазовые структуры с высокой дифракционной эффективностью вплоть до пространственных частот в несколько сотен мм^{-1} . При этом вовсе не обязательно осуществлять избирательное дубливание желатины при отбеливании, иногда для этой цели используется дубящее проявление.

Рельефно-фазовые голографические структуры, полученные с помощью дубящего проявления и отбеливания

При использовании дубящего проявления и отбеливания и равновесных режимов обработки свойства рельефно-фазовых структур, полученных на отфиксированных фотоматериалах, невозможно объяснить, исходя из простой модели образования рельефа для БХЖ, представленной ранее [5]. Имеется ряд противоречий с экспериментом [8], которые выражаются в следующем:

1) При понижении пространственной частоты структуры $\nu \rightarrow 0$ высота рельефа дубливания сильно уменьшается, фактически, $h \rightarrow 0$.

2) Уменьшение толщины фотоэмульсии вызывает рост максимально достижимой величины высоты рельефа h .

3) ПЧХ имеет характерный максимум в области низких пространственных частот, причем пространственная частота ν_{max} , соответствующая максимальной высоте рельефа, обратно пропорциональна толщине фотоэмульсионного слоя $\nu_{\text{max}} \sim 1/T_0$.

Исходя из концепции, предложенной в работе [8] и подтвержденной экспериментальными интерферограммами поверхности фотоэмульсии, сделанными на различных стадиях сушки, основной механизм образования поверхностного рельефа можно представить следующим образом.

Желатина в экспонированных районах, подвергшихся дубливанию, впитывает меньше воды, что соответствует впадинам рельефа. Это обстоятельство спо-

способствует тому, что более задубленные участки фотоэмульсии обезвоживаются быстрее, при этом возникают эластичные силы натяжения, стремящиеся перетянуть более мягкую и податливую желатину из соседних менее задубленных участков в экспонированные районы. Вначале это приводит к уменьшению высоты поверхностного рельефа, потом разница в толщине задубленных и незадубленных участков полностью нивелируется. На окончательной стадии сушки рельеф обращается подобно тому, как уже обсуждалось для слоев БХЖ [5]. Если предположить, что желатина в сухом состоянии несжимаема [16], в итоге горизонтальные смещения желатины приводят к сильному поверхностному рельефу.

Чем больше пространственный период голографической структуры, тем большее горизонтальное смещение желатины требуется для поддержания высоты рельефа на постоянном уровне, однако предельные горизонтальные смещения желатины ограничены внутренним трением и тем обстоятельством, что фотоэмульсионный слой жестко скреплен с подложкой. Это является возможным объяснением падения ПЧХ в области низких пространственных частот. На высоких пространственных частотах важную роль играют силы поверхностного натяжения, о чем было указано в работе [17]. Как и для многих других голографических регистрирующих сред [18], уменьшение высоты рельефа при увеличении частоты обусловлено тем, что силы поверхностного натяжения противодействуют увеличению площади поверхности фотоэмульсионного слоя. Таким образом, ПЧХ рассматриваемого метода может трактоваться как результат конкуренции различных сил, действующих внутри и на поверхности фотоэмульсионного слоя. Математическая модель формирования рельефной структуры на фотоэмульсионных слоях была представлена в [19].

Голографические структуры, записанные на фотоматериалах с помощью избирательного дублирования и последующего удаления соединений серебра из желатинового слоя, являются практически чисто рельефно-фазовыми структурами. Оценки вариаций показателя преломления фотоэмульсионного слоя, вызванных разной степенью задубливания и разным влагосодержанием желатины, показывают, что величина показателя преломления может изменяться только в третьем знаке после запятой [20, 21]. Все это говорит о том, что в результате применения равновесных видов обработки фотоэмульсии, голограмма формируется за счет перераспределения вещества (желатины) без существенного изменения средней плотности и внутренней надмолекулярной структуры. Равновесные методы обработки (в отличие от неравновесных) чрезвычайно устойчивы к изменению внешних условий [8].

Основные результаты работы [8] были подтверждены Корешевым и др. [22, 23] для отечественной фотоэмульсии ПЭ-2 в диапазоне пространственных частот 0–300 мм⁻¹. При оптимизации метода получения рельефных структур путем дубящего отбеливания (R-10) авторы исходили из концепции, что для синтеза рельефно-фазовых ГОЭ применение сверхтонких эмульсий с $T < 1$ мкм более выгодно, чем использование фотоэмульсий в обычном диапазоне толщин 5–20 мкм. Кратко результаты работ [22, 23] можно представить как:

1) На тонких слоях фотоэмульсии ПЭ-2 удалось получить глубину рельефа порядка самой толщины фотоэмульсии и даже больше ее. Например, при $T = 0,7$ мкм $h = 0,55$ мкм, а при $T = 0,1$ мкм $h = 0,18$ мкм.

2) На тонких слоях $T \leq 0,7$ мкм, удалось значительно поднять глубину рельефа для более высоких частот и практически выровнять ПЧХ в диапазоне пространственных частот 20–300 мм⁻¹.

Исследование рельефных структур, полученных дубящим отбеливанием в диапазоне высоких пространственных частот $\nu = 550$ –1580 мм⁻¹ для фотоэмульсии ПЭ-2 обычной толщины, было сделано Гальперном и др. [24, 25]. Операция фиксирования после отбеливания, необходимая для удаления соединений серебра из фотоэмульсионного слоя, не производилась, поскольку рельефно-фазовые структуры предназначались для алюминирования и работы на отражение. В итоге удалось получить максимальные значения высоты рельефа $h = 0,21$ мкм для $\nu = 1080$ мм⁻¹ и $h = 0,10$ мкм для $\nu = 1340$ мм, что для более низкой пространственной частоты вполне достаточно, чтобы получить максимально возможную дифракционную эффективность в 34% при отражении, поскольку $\eta_{\max} = J_1^2(\varphi_1) = J_1^2(2\pi h/\lambda)$ при $h \approx 0,18$ мкм. Эксперимент с алюминированными образцами вполне показал это. Результаты работ [24, 25] были подтверждены непосредственными измерениями профилей рельефа методами атомно-силовой микроскопии [26]. В этой работе, авторы которой опирались на методику обработки Гальперна и др., на фотоэмульсии Agfa-Gevaert 8E56HD удалось получить максимальные высоты рельефов $h = 0,2$ мкм для $\nu = 715$ мм⁻¹ и $h = 0,07$ мкм для $\nu = 1430$ мм⁻¹.

Неравновесная обработка желатиновых слоев и SHSG-метод создания объемных фазовых голограмм на фотоматериалах

Равновесные виды проявления позволяют получать на желатиновых слоях высокоэффективные тонкие фазовые голографические структуры в диапазоне пространственных частот, по крайней мере, до

нескольких сотен лин/мм. При пространственных частотах свыше 1000 мм^{-1} наибольшую важность приобретают объемные механизмы дифракции света, связанные с модуляцией показателя преломления. Такие механизмы можно реализовать, применяя неравновесное проявление желатиновых слоев. Для БХЖ неравновесное проявление было впервые введено Шэнкоффом [27]. Экспонированные когерентным излучением слои БХЖ размачивались в теплой воде при температуре $35 \text{ }^\circ\text{C}$, а затем погружались в чистый изопропиловый спирт, после чего окончательно высушивались в струе сухого воздуха. При этом, при пространственной частоте $\nu \approx 2000 \text{ мм}^{-1}$ и толщине слоя порядка 2 мкм , удавалось получать дифракционную эффективность 80% при брэгговском угле падения освещающего пучка. Исследование свойств голографических решеток, записанных описанным выше способом, показало, что развивающиеся в ходе быстрого обезвоживания силы натяжения настолько велики, что разрывают (расщепляют) менее задубленный желатин между экспонированными районами слоя [28]. Механизм дифракции в данном случае обусловлен рассеянием света на последовательности поверхностей раздела желатина-воздух, поскольку глубокие трещины пронизывают более мягкие, неэкспонированные районы слоя с поверхности почти до самой подложки. Предложенный Шэнкоффом метод позволил на сравнительно тонких слоях $T < 3 \text{ мкм}$ получить очень большие вариации показателя преломления ($> 0,1$), однако он оказался очень критичен по отношению к исходной средней задубленности слоя. Наиболее чувствительные к свету малозадубленные слои БХЖ в результате столь сильного неравновесного воздействия повреждаются настолько, что шумы полностью подавляют правильную голографическую структуру. Метод Шэнкоффа не позволял также однородно проявить по глубине слои с толщиной более 3 мкм . В результате дальнейших исследований были предложены различные модификации метода Шэнкоффа, более приемлемые для целей голографии, дающие меньше шума, большую однородность по глубине и позволяющие использовать значительно более толстые слои.

Основная идея улучшения метода неравновесного проявления БХЖ состоит в уменьшении средней плотности желатины, в основном, в менее задубленных неэкспонированных местах. Очевидно, что это возможно, поскольку желатина уже исходно на микроскопическом уровне представляет собой систему хаотично ориентированных запутанных цепей и клубков, т. е. является пористой структурой [12]. В работе [29] была предложена и экспериментально проверена концепция формирования пористой структуры в желатине при послеэкспозиционной

обработке в водных ваннах с различной концентрацией изопропанола. В своих выводах авторы опирались на общие представления физики гелей, согласно которым резкое ухудшение качества растворителя (воды) – увеличение концентрации изопропанола, в котором находится сетчатый полимер, приводит к микрофазному разделению системы желатина–вода–изопропанол. В результате образуются области, обогащенные и обедненные растворителем. Первые являются прообразом микропор, возникающих при удалении растворителя и стекловании желатины. Вторые все более концентрируются и превращаются в участки без пор [29]. Минимальная концентрация изопропанола, при которой может происходить подобное разделение фаз, составляет 35% , а устойчивое образование микрогетерогенности происходит, начиная примерно с 50% -ной концентрации изопропанола.

Процессы неравновесного проявления объемных голограмм на БХЖ с целью получения высокой дифракционной эффективности (как правило, более 80%) и малого уровня шума, в общем, следуют вышеизложенной концепции образования пористых структур в желатине. Обычно для обезвоживания используются две-три ванны с концентрациями изопропанола от 50 до 100% .

Неравновесные методы проявления структур на фотоэмульсионных слоях, записанных в виде избирательного дубления желатины, связаны с уже упоминавшимся методом SHSG. Общая схема обработки фотопластинок для этого метода предусматривает использование либо прямого регалогенизирующего (вариант 1, обычно с отбеливателем R-10), либо обращаемого отбеливания (вариант 2, обычно с отбеливателем R-9) и обезвоживания путем поочередного купания слоя в водных растворах изопропанола возрастающей концентрации подобно тому, как это делается для слоев БХЖ. Данная процедура обработки фотоэмульсий позволяет получить чисто фазовые, объемные голограммы, за счет изменения среднего показателя преломления желатинового слоя в соответствии с записанной на голограмму интерференционной картиной.

Основная общепринятая концепция механизма записи объемных фазовых голограмм в SHSG, исходя из которой исследователи оптимизируют процесс обработки фотоэмульсии, несколько отличается от концепции голографической записи в БХЖ. В БХЖ требуется с помощью быстрого обезвоживания желатинового слоя сформировать структуру микропор достаточного размера преимущественно в незадубленных, слабо экспонированных местах. В SHSG-методе в этом нет необходимости, поскольку фотоэмульсия (в отбеленном состоянии) уже содержит вакансии, свободные от желатина, которые заняты

галоидом серебра. Задача процедуры обработки, включающей быстрое обезвоживание в изопропанол, состоит в том, чтобы сохранить эти вакансии после удаления AgBr и даже увеличить их размеры преимущественно в экспонированных местах фотографического слоя. Локальное задубливание желатины около зерен металлического серебра при дубящем отбеливании способствует сохранению и росту вакансий при неравновесной обработке.

Важную роль в понимании механизма формирования микропустот на месте удаленных микрокристаллов галоида серебра сыграли работы Усанова, Шевцова и др. [30, 31]. Основная идея изложенной в этих работах концепции состоит в том, что желатина, адсорбированная на микрокристаллах галоида серебра или зернах металлического серебра, существенно менее реакционноспособна, чем желатина вдали от зерен твердой фазы. Причина этого заключается в том, что желатина прикрепляется к зернам активными группами, способными образовывать с ионами серебра комплексные соединения. В сухом состоянии толщина адсорбированного слоя составляет 2,5–4,0 нм. Потеря активности адсорбированной желатины была экспериментально подтверждена тем обстоятельством, что после проведения операции задубливания слою, содержащие зерна твердой фазы, набухают сильнее, чем слои чистой желатины. Таким образом, при обработке фотоэмульсии дубителем пространственное распределение микрокристаллов галоида серебра возможно перевести в соответствующее ему распределение задубленности желатины, а после удаления твердой фазы и обезвоживания слоя – в распределение показателя преломления. В соответствии с вышеприведенной концепцией меняются и процедуры обработки “стандартного” метода SHSG для обоих вариантов (см. выше): вместо составов R-10 и R-9 применяются недубящие отбеливатели, например, иодный ($\text{I} + \text{KI} + \text{H}_2\text{O}$) или ферроцианидный. Дубление желатины в данном случае осуществляется формальдегидом, таким образом, этот вариант метода SHSG может не предполагать использование соединений хрома вовсе. Последняя стадия обработки голограмм в модифицированном методе SHSG – обезвоживание в 60% и 100% растворах изопропанола и кипячение в 100%-ном изопропанол, преследует цель формирования микропустот достаточных размеров в местах, где находилась твердая фаза, и одновременное недопущение образования их в местах, где ее не было при операции дубления. Представленная выше модификация метода SHSG позволила авторам получать на отечественных фотопластинках ПФГ-03 высококачественные голографические структуры с эффективностью порядка 90% практически во всей области видимого спектра.

Другой интересной концепцией, объясняющей высокие результаты “стандартного” метода SHSG, является концепция, предложенная в работе Филлипса и др. [32]. Согласно этой концепции, бихроматные отбеливатели могут не только дубить желатину за счет восстановленных ионов Cr^{3+} , но и размягчать ее за счет окислительных свойств ионов Cr^{6+} , проявляющихся при малых значениях pH отбеливающих растворов. Таким образом, желатина может подвергаться гидролизу за счет того, что свободные концы желатиновых спиралей становятся гидрофильными, что особенно характерно для границ зерно Ag – желатин при отбеливании. Это приводит к растворению желатины вблизи зерен и увеличению каверн. Для БХЖ процесса гидролиз приводит к тому, что неэкспонированные части теряют желатину, образуя микропустоты, проявляемые при быстром обезвоживании. Дубление препятствует гидролизу и образованию микропустот. Для SHSG процесса гидролиз желатины увеличивает размер вакансий, остающихся после удаления серебра. В доказательство своей концепции авторы приводят экспериментальные факты: во-первых, при обработке слоев БХЖ желатина всегда обнаруживается в обрабатываемых растворах; во-вторых, показатель преломления обработанного слоя БХЖ всегда меньше показателя преломления необработанного.

Приведенные выше концепции записи голограмм в фотоэмульсионных слоях или слоях БХЖ требуют для успешного образования микропустотных (микропористых) структур наличия в слое участков с достаточно мягкой, слабо задубленной желатиной. Средний размер микропустот, определенный из электронно-микроскопических исследований срезов сравнительно слабо задубленных фотографических слоев, равен 40–70 нм для фотоэмульсии ВР-П [33] и 50 нм для фотоэмульсии ПФГ-03С [34]. Этого вполне достаточно для получения высоких ДЭ – более 80% при сравнительно малом уровне шума. Однако для некоторых других типов фотоэмульсионных слоев, например Agfa-Gevaert, процесс образования микропустот требуемого размера затруднен вследствие их очень сильной исходной задубленности, задаваемой производителем. Для осуществления SHSG процесса приходится добавлять в процедуру обработки, осуществляемой по варианту 2, перед обрабатываемым отбеливанием (в R-9) операцию сравнительно длительного размачивания (10 мин) фотопластинок в горячей воде (75 °С) для размягчения желатина [35]. Меняется и концепция механизма образования структуры голограммы. Авторы работы [35] считают, что при обезвоживании слоев растворами изопропанола 50–90–100%-ной концентрации и последующем длительном прогревании фотопластинок при температуре 120 °С в экспони-

Таблица 2

Тип фотоматериала	η_{\max}	Потери на рассеяние	α_f	n_1	Толщина T , мкм
ВВ-640, пропуск.	94,4–96,2%	2%	0,0058	0,0243	10,7
ПФГ-01, пропуск.	96–99,4%	1,6%	0,01	0,0373	7,8
ПФГ-03С, отражат.	96,3–96,8%	—	—	—	7
Agfa-Gev. 8E75 пропуск.	99%	—	0,0333	0,0479	6,0

рованных местах формируется прозрачный изопропанол-желатиновый гель, изменяющий показатель преломления задубленной желатины. В работе получены ДЭ $\approx 80\%$ для решеток с пространственными частотами в диапазоне $\nu = 800\text{--}2500\text{ мм}^{-1}$. Авторы отметили высокую стабильность полученных структур к изменению внешних условий (влажности) как в процессе обработки, так и в процессе длительного хранения, чего не скажешь об упомянутых выше других вариантах метода SHSG и метода БХЖ, требующих для голограмм в процессе эксплуатации и хранения специальных защищающих покрытий.

Исследовательские работы в области оптимизации метода SHSG в последние годы позволили получить фазовые голограммы на фотоэмульсионных слоях, сравнимые по качеству с голограммами на БХЖ. В таблице 2 представлены параметры пропускающих и отражательных голографических структур, записанных на различных типах фотоматериалов методом SHSG. Параметр α_f в табл. 2, как и прежде, означает коэффициент поглощения, учитывающий совместные потери энергии освещающего пучка на абсорбцию и рассеяние света (сравните значения α_f для метода SHSG и обычных отбеленных голограмм, см. табл. 1).

Рельефно-фазовые структуры, созданные на основе методов избирательной деструкции желатины

К методам создания фазовых голографических структур, альтернативным избирательному дублированию фотослоев, принадлежат методы, создающие модуляцию физических свойств желатины за счет химической деструкции в присутствии сильных окислителей. К одному из таких веществ принад-

лежит перекись водорода H_2O_2 . Основным механизмом является разрушение желатины перекисью водорода в присутствии регалогенизирующего агента (KBr) в кислой среде, т. е. в отбеливателе. В качестве окислителя металлического серебра обычно служат ионы меди Cu^{2+} , которые восстанавливаются до Cu^+ . Разложение желатины, ассоциированной с серебром, проходит быстрее за счет каталитического действия серебра. Медные травящие отбеливатели, примененные для голографических материалов после операций проявления и фиксирования, способны удалить все серебро и ассоциированную с ним желатину из слоя в экспонированных местах, в результате чего производится обращенный рельеф. Применение медного травяще-отбеливающего состава для обработки фотоэмульсии Agfa-Gevaert 8E75 позволило получить пропускающие рельефно-фазовые решетки на пространственной частоте $\nu = 500\text{ мм}^{-1}$ с дифракционной эффективностью 35% [36]. Составы, содержащие перекись водорода, не нашли широкого применения в голографии из-за вредного побочного действия на фотоэмульсию (отслаивание от подложки вследствие подтравливания желатины с нижней стороны слоя).

К другому классу веществ, вызывающих деструкцию желатиновых молекул являются ферменты. Ферментативное разложение желатины фотоэмульсионного слоя и перевод ее в растворимое состояние был использован для создания рельефных структур-матриц для тиражирования голограмм [37]. Модуляция поверхностного рельефа создавалась за счет того, что фермент действовал сильнее на желатину, не содержащую серебра, т. е. в неэкспонированных районах, при этом применялся недубящий проявитель [3, с. 250]. К ферментам, оказывающим наиболее сильное действие на желатину, относится трипсин. Авторы работы [38] пришли к выводу о том, что на пространственных частотах выше 200 мм^{-1} для осуществления избирательного травящего действия на желатину более выгодно вместо трипсина использовать менее активный гидроксилламин (NH_2OH). При этом удалось получить следующие глубины поверхностного рельефа голографических решеток с начальной толщиной $T = 0,8\text{ мкм}$: $h = 0,4\text{ мкм}$ при $\nu = 200\text{ мм}^{-1}$, $h = 0,3\text{ мкм}$ при $\nu = 500\text{ мм}^{-1}$, $h < 0,1\text{ мкм}$ при $\nu = 1000\text{--}1500\text{ мм}^{-1}$.

Световое дублирование желатины как метод создания фазовых голографических структур на фотоэмульсионных слоях

Световое дублирование желатины применительно к фотоматериалам впервые было рассмотрено в публикации Пеннингтона и др. [39]. Эта публикация, по мнению многих авторов, лежала у истоков SHSG-

метода получения объемно-фазовых желатиновых голограмм на галоидосеребряных фотоматериалах. Для обработки фотопластинок Kodak-649-F и Agfa-Gevaert 8E70 была предложена довольно сложная процедура, состоящая из 21 шага, которую мы приведем здесь, оставив только самые существенные этапы и опустив промежуточные промывки:

- 1) Экспозиция (He-Ne-лазер, угол между пучками 20°).
- 2) Проявление (образование СИ).
- 3) Фиксирование (удаление неэкспонированных зерен AgBr).
- 4) Отбеливание (в любом подходящем регалогенизирующем отбеливателе, например, CuBr_2 или $\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN}_6)] + \text{KBr}$).
- 5) Сенсibilизация в растворе бихромата $(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$.
- 6) Сушка.
- 7) Засветка излучением аргонового лазера (488 нм) под углом Брэгга или УФ-излучением ртутной лампы.
- 8) Фиксирование (удаление соединений серебра).
- 9) Промывка в горячей воде (15–45 мин) при 64°C .
- 10) Купание в 100%-ном изопропанолe.

Фактически, суть предложенной Пеннингтоном и др. методики состоит в том, что избирательное дублирование желатины фотографического слоя осуществляется световым дублированием, в отличие от “стандартного” SHSG-метода, где избирательное дублирование производится химическим способом. Авторы работы [39] предположили, что интерференция освещающей и восстановленной волн (488 нм) внутри фотоэмульсии записывается как новая голограмма путем светового задубливания желатины фотографического слоя. При засветке фотоэмульсии под углом Брэгга с помощью аргонового лазера (488 нм) модуляция интенсивности волны внутри слоя распространяется по всей толщине, при этом наблюдается высокая ДЭ итоговой объемной голограммы – 60%. При использовании УФ-излучения ртутной лампы, вследствие более широкого спектра и геометрических искажений волнового фронта, вызванных протяженностью источника, модуляция интенсивности пучка засветки не так велика и существует в более узком слое голограммы, что понижает эффективность итоговой голограммы до 16%. В качестве основного механизма изменения показателя преломления авторы приняли растрескивание желатины при быстром обезвоживании в крепком изопропанолe [28].

Совершенно очевидно, что модуляция интенсивности пучка засветки может быть осуществлена и неотбеленным СИ внутри слоя, хотя бы из-за наличия решетки переменного поглощения. Такой вариант также рассматривался в работе [39]. При этом операция сенсibilизации фотоэмульсионного слоя

бихроматом и засветка излучением аргоновым лазером осуществлялась сразу после операции фиксирования. Пеннингтон и др. подчеркнули, что этот вариант обработки не имеет такого значения, как первый, вследствие неэффективного использования фотоэмульсии по толщине из-за поглощения. Поэтому они не привели по нему никаких данных. Похожий вариант обработки (с использованием обрабатывающего отбеливания) дал скромное значение ДЭ $\sim 22\%$ ($\nu = 1200 \text{ мм}^{-1}$) [40].

Применение коротковолнового УФ-излучения для создания рельефно-фазовых голографических структур на фотоэмульсионных слоях

Авторы работы [39] запатентовали метод создания объемно-фазовых голограмм с использованием светового дублирования, добавив к двум уже описанным выше процедурам обработки, еще две модификации, которые заслуживают особого внимания [41]. Главное отличие этих модификаций от описанных ранее состояло в том, что операции сенсibilизации фотоэмульсии бихроматом и последующей засветки лазерным излучением заменялись на операцию засветки слоя коротковолновым УФ-излучением безо всякой дополнительной сенсibilизации. По мнению авторов, в этом случае желатин дублился фотонами с высокой энергией (в качестве требуемой длины волны излучения авторы приводили длину $\lambda = 2537 \text{ \AA}$, соответствующую основной линии излучения ртутных ламп высокого давления). Никаких других различий относительно концепции образования объемно-фазовых голограмм в желатине галоидосеребряной фотоэмульсии между рассмотренными выше модификациями метода светового дублирования авторы не делали. В научной литературе существуют и другие примеры использования процедуры засветки фотоэмульсионного слоя УФ-излучением ртутной лампы. В основном эта операция применялась для контроля общей толщины фотоэмульсионного слоя и изучения процессов деградации отбеленных голограмм вследствие фотолиза галоидов серебра.

В приведенных выше работах, включающих обработку УФ-излучением несенсibilизированного фотоэмульсионного слоя, воздействием УФ-излучения на желатину либо пренебрегалось, либо преобладала та точка зрения, что это воздействие заключается в дублировании желатины по всей толщине слоя квантами коротковолнового УФ-излучения. Такая точка зрения, видимо, досталась в наследство от исследований в области сенсibilизированной к свету бихроматами желатины, где дублирование есть главный преобладающий эффект. Однако при уве-

личении энергии световых квантов в несенсибилизированной желатине могут происходить самые разнообразные фотохимические реакции, связанные с эффективным поглощением УФ-излучения в сравнительно тонком поверхностном слое фотоэмульсии. Например, средняя длина пробега квантов УФ-излучения в толщине фотографической желатины при изменении длины волны в 2 раза (от 440 нм до 215 нм) уменьшается почти в 10 раз (с 17,9 мкм до 1,9 мкм) [42]. Таким образом, увеличение энергии световых фотонов может приводить к новому физическому качеству процесса взаимодействия света с веществом фотографической эмульсии, что неизбежно должно сказаться на основных свойствах голографических структур, получаемых в результате воздействия коротковолнового УФ-излучения.

В целом, следуя процедурам обработки, предложенным Пеннингтоном и др. [41], и исключив из них неравновесное проявление физико-химических изменений в желатине (заменив обезвоживание фотопластинок изопропанолом на простую сушку в воздухе), в работах [43, 44] удалось показать, что основным механизмом образования структуры голограммы является не дублирование, а фотостимулированная деструкция желатины под воздействием коротковолнового УФ-излучения ($\lambda < 270$ нм) в узком приповерхностном слое голограммы и растворение облученных участков фотоэмульсии в воде. Таким образом, с помощью данного метода (сокращенно метод ВКУФ) получают высокоэффективные, чисто рельефно-фазовые голограммы (с максимальной ДЭ близкой к теоретическому пределу $\sim 34\%$ для тонких фазовых голограмм [45]), причем СИ интерференционных полос в данном случае служит экраном, модулирующим интенсивность УФ-излучения вдоль поверхности фотоэмульсионного слоя. Следует подчеркнуть, что никакая дополнительная сенсибилизация фотоэмульсионного слоя соединениями хрома в методе ВКУФ не применялась. Как показали исследования, максимальная глубина рельефа h ВКУФ-структур на низких пространственных частотах составляла величину порядка 1 мкм и выше и слабо зависела от типа применяемого фотоматериала (были исследованы фотоматериалы СРБШ, Agfa-Gevaert 8E75, Agfa-Gevaert Millimask, Kodak HR, ПФГ-01, ВР-Л, с толщинами 2–18 мкм), типа проявителя и состава проявляющих растворов.

ПЧХ голографических структур, создаваемых методом ВКУФ, существенно отличается от ПЧХ голографических рельефных структур, получаемых методами избирательного дублирования. В области низких частот ($\nu = 0\text{--}200$ мм⁻¹) она практически постоянна. Это связано с тем, что механизмом образования рельефа по ВКУФ-методу является удаление (травление) деструктурированной желатины с по-

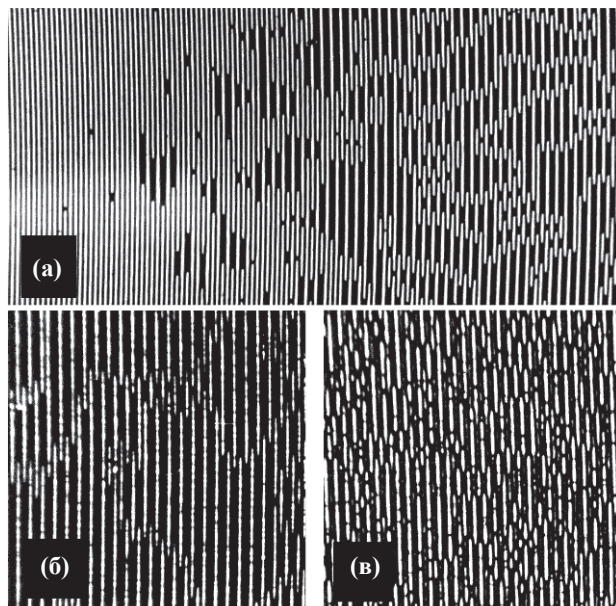


Рис. 1. Микрофотографии голографических структур, полученных при облучении фотоэмульсии: а) ртутно-кварцевой лампой ДРТ-220, б) эксимерной лампой, работающей на смеси Хе+Сl₂ (18:1), в) эксимерной лампой, работающей на смеси Кг+Сl₂ (14:1).

верхности фотоэмульсии, а не перераспределение объемов желатины внутри самого фотослоя вследствие сил натяжения, как в методах, связанных с избирательным дублированием желатины. В области высоких частот ($\nu = 200\text{--}1500$ мм⁻¹) спад ПЧХ ВКУФ-структур хорошо описывается моделью, связанной с действием сил поверхностного натяжения. Величины глубины поверхностного рельефа в указанном диапазоне пространственных частот хорошо согласуются с данными, полученными другими авторами на фотоэмульсионных слоях и слоях БХЖ.

Одна из модификаций метода ВКУФ, связанная с многократным повторением цикла *облучение фотоэмульсионного слоя с первично записанной амплитудной решеткой УФ-излучением – травление желатины в воде – сушка*, позволила неограниченно увеличивать глубину поверхностного рельефа и протравить фотоэмульсионный слой вплоть до подложки в наименее экспонированных когерентным излучением местах [44]. При этом было обнаружено интересное физическое явление – удвоение периода голографической структуры, которое наблюдалось при облучении фотоэмульсионного слоя источниками УФ-излучения разного спектрального состава [46]. На рис. 1 представлены микрофотографии структур, полученных модифицированным ВКУФ-методом из первоначально записанных голографических зонных пластинок Френеля. На рис. 1а отчетливо видно, что при повышении пространственной частоты первичная голографическая

структура скачком переходит в состояние с удвоенным периодом, причем в этом необычном состоянии структура состоит из “доменов”, в которых решетки сдвинуты относительно друг друга на половину периода (рис. 1б, в).

Концепция, объясняющая явления удвоения периода структуры, основана на том, что при значительном увеличении времени засветки фотоэмульсионного слоя УФ-излучением и количества повторных сушек, что характерно для модифицированного метода ВКУФ, кроме процессов фотостимулированной деструкции желатины в местах с наименьшей плотностью серебряного изображения, следует рассмотреть возможность фотостимулированного дублирования фотослоя в этих же местах. Таким образом, мы сталкиваемся в этом случае с существованием двух взаимопротивоположных фотоиндуцированных превращений в желатине – деструкции и структурирования (дублирования). Нетрудно видеть, что рельефные изображения (рельеф травления и рельеф натяжения), порождаемые фотохимическими превращениями желатины, взаимнообратны друг другу. В результате голографическая структура теряет устойчивость, и именно силы натяжения инициируют попарное объединение соседних гребней рельефа и нарушение пространственной симметрии структуры. Аналогичный пример пространственной самоорганизации, вызванной нестабильностью термодинамической системы, можно привести из области динамической голографии на фоторефрактивных кристаллах [47, 48]. Как и для ВКУФ-структур, в ряде работ [49, 50] было отмечено, что пространственная субгармоника в экспериментах по двухволновому взаимодействию имеет ярко выраженную доменную структуру, хотя сопоставляемые явления имеют совершенно разную физическую природу.

Метод ВКУФ позволяет получать высокоэффективные регулярные рельефно-фазовые голографические структуры, записываемые с помощью двух интерферирующих пучков. Эксперименты, показали, что этот метод пригоден также для создания структур со сложным профилем рельефа в периоде [51] и чисто статистических (диффузоры) [52].

Заключение

Обзор научных публикаций в области галоидо-серебряных регистрирующих сред показывает, что совершенствование методов обработки фотоматериалов, проводимое многими исследователями в течение всего периода развития голографии, позволило получить высокоэффективные фазовые голографические структуры, пригодные для создания элементов дифракционной оптики, обладающих высокими эксплуатационными параметрами. Ана-

лиз и сравнение научных работ позволяет заключить, что для объяснения механизма образования фазовых структур в промышленно выпускаемых фотоэмульсионных слоях с толщиной порядка 2–20 мкм достаточно рассмотреть два основных структурных превращения в желатине – структурирование (дублирование) и деструкцию (фотолиз).

Литература

1. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // ДАН СССР. 1962. Т. 144. С. 1275.
2. Leith E.N., Upatnieks J. Wavefront Reconstruction with Continuous-Tone Transparencies // J. Opt. Soc. Am. 1963. V. 53. P. 1377.
3. Bjelkhagen H.I. Silver-halide recording materials for holography and their processing, (Springer series in optical science, V. 66), New York.: Springer-Verlag, 1993. P. 168–172.
4. Neipp C., Pascual C. and Beléndez A. Mixed phase-amplitude holographic gratings recorded in bleached silver halide materials // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. 35. P. 957–967.
5. Баженов В.Ю., Бурькин Н.М., Васнецов М.В., Соскин М.С., Тараненко В.Б. Голографическая запись в бихромированной желатине // Автотметрия. 1983. № 5. С. 3–8.
6. Виноградов С.А., Катенин С.Б., Шагисултанова Г.А., Бродзели М.И., Елигулашвили И.А. Формирование центров скрытого изображения при экспонировании слоев бихромированной желатины // Журн. прикл. химии. 1988. Т. 61. № 4. С. 888–890.
7. Robinson I.D. Swelling of coated gelatin-silver bromide emulsion // Photogr. Sci. Eng. 1964. V. 8. P. 220.
8. Smith H.M. Photographic relief images // J. Opt. Soc. Am. 1968. V. 58. № 4. P. 533–539.
9. Altman J.H. Pure relief images on type 649-F plates // Appl. Opt. 1966. V. 5. № 10. P. 1689–1690.
10. Kim N. Qualitative analysis of bleached holographic diffraction grating in silver-halide emulsions // Optics Comm. 1994. V. 105. № 1, 2. P. 1–6.
11. Hariharan P. Bleached photographic phase holograms: The influence of drying procedures on diffraction efficiency // Opt. Commun. 1986. V. 56. № 5. P. 318–320.
12. Балан Н.Ф., Калинин В.В., Лосевский Н.Н., Малов А.Н. Оперативная коррекция и дозапись голограмм в слоях бихромированной желатины // Материалы и устройства для регистрации голограмм / Под ред. Барачевского В. А. Л.: ФТИ, 1986. С. 68–78.
13. Meyerhofer D. Spatial resolution of relief holograms in dichromated gelatin // Appl. Opt. 1971. V. 10. № 2. P. 416–421.
14. Kalyashova Z.N., Michailova A.G., Travnikova N.L., Shevchenko N.P. Ion treatment of relief-phase holograms

- on dichromated gelatin // Proceedings of SPIE. 1993. V. 2043. P. 182–185.
15. *Calixto S., Scholl M.S.* Relief optical microelements fabricated with dichromated gelatin // Appl. Opt. 1997. V. 36. № 10. P. 2101–2106.
 16. *Lamberts R.L.* Characterization of bleached photographic material // Appl. Opt. 1972. V. 11. № 1. P. 33–41.
 17. *Бутусов М.М., Иоффе А.И.* Исследование параметров голографических периодических структур-мультипликаторов // Квантовая электроника. 1976. 3. № 5. С. 969–974.
 18. *Смирнова Т.Н., Сахно О.В.* Механизм формирования рельефно-фазовых структур в самопроявляющихся фотополимерах // Опт. и спектроскопия. 2002. Т. 93. № 1. С. 136–141.
 19. *Navarrete-Garcia E., Calixto-Carrera S.* Mathematical model for the surface relief formation of photographic emulsions // Journal of Microlithography, Microfabrication, and Microsystems. Apr 2005. 04(02).
 20. *Sklyar E.* Local inhomogeneities in the refractive index of gelatin containing a silver image treated with a tanning bleach // Phot. Sci. Eng. 1969. V. 13. No. 1. P. 29–31.
 21. *Lamberts R.L.* Optical-path variation in a photographic emulsion // J. Opt. Soc. Am. 1970. V. 60. No. 10. P. 1389–1397.
 22. *Бруй Е.Б., Корешев С.Н.* Особенности тонких слоев фотоэмульсии ПЭ-2 для получения низкочастотных рельефных голограммных структур // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 67. вып. 3. С. 685–688.
 23. *Корешев С.Н., Гиль С.В.* // О форме профиля низкочастотных рельефных голограммных структур, получаемых на тонких слоях фотоэмульсии ПЭ-2 // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 68. Вып. 2. С. 422–426.
 24. *Гальперн А.Д., Калинина И.В., Селявко Л.В., Смаев В.П.* О получении рельефно-фазовых голограмм на фотопластинках ПЭ-2 и их копировании // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. Вып. 5. С. 1040–42.
 25. *Гальперн А.Д., Ермолаев М.М., Калинина И.В., Селявко Л.В., Смаев В.П.* Исследование возможности получения рельефно-фазовых голограмм на галогеносеребряных фотоматериалах // Опт.-мех. пром-сть. 1985. № 5. С. 4–5.
 26. *Ecevit F.N., Alaçakir A. and Aydin R.* Investigation of AGFA-8E56HD photographic emulsion and relief hologram structures by atomic force microscopy // Appl. Opt. 1996. V. 35. № 31. P. 6227–6230.
 27. *Shankoff T.A.* Phase holograms in dichromated gelatin // Appl. Opt. 1968. V. 7. № 10. P. 2101–2105.
 28. *Curran R.K., Shankoff T.A.* The mechanism of hologram formation in dichromated gelatin // Appl. Opt. 1970. V. 9. № 7. P. 1651–1657.
 29. *Кузилин Ю.Е., Мельниченко Ю.Б., Шилов В.В.* Формирование голографической структуры голограммного зеркала при послеэкспозиционной обработке слоя БХЖ // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 1. С. 174–177.
 30. *Усанов Ю.Е., Шевцов М.К.* Принципы получения микропустотных галогенидосеребряных желатиновых голограмм // Оптика и спектроскопия. 1990. Т. 69. Вып. 1. С. 183–187.
 31. *Усанов Ю.Е., Шевцов М.К., Кособокова Н.Л., Куриенко Е.А.* Механизм образования микропустотной структуры и методы получения галогенидосеребряных желатиновых голограмм // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71. Вып. 4. С. 651–658.
 32. *Phillips N.J., Rallison R.D., Barnett C.A., Schicker S.R., Coleman Z.A.* Dichromated gelatin – some heretical comments // Proceedings of SPIE. 1993. V. 1914. P. 101–114.
 33. *Kim J.M., Choi B.S., Kim S.I., Kim J.M., Bjelkhagen H.I., Phillips N.J.* Holographic optical elements recorded in silver halide sensitized gelatin emulsions. Part I. Transmission holographic optical elements // Appl. Opt. 2001. V. 40. № 5. P. 622–632.
 34. *Kim J.M., Choi B.S., Choi Y.S., Kim J.M., Bjelkhagen H.I., Phillips N.J.* Holographic optical elements recorded in silver halide sensitized gelatin emulsions. Part 2. Reflection holographic optical elements // Appl. Opt. 2002. V. 41. № 8. P. 1522–1533.
 35. *Simova E.S., Kavehard M.* Silver-halide sensitized gelatin derived from Agfa-Gevaert holographic plates // Appl. Opt. 1994. V. 33. № 10. P. 1875–1879.
 36. *Schmackpfeffer A., Jörisch W., Kulke W.W.* High-efficiency phase-hologram grating // IBM J. Res. Develop. September 1970. P. 533–538.
 37. *Ahlhorn T., Gnadig K., Kreye H.* Transferring relief holograms formed in silver halide emulsions into nickel foils for embossing // Proceedings of SUR/FIN'93, American Electroplaters and Surface Finishers Society. Orlando, Fla. 1993. P. 21–24.
 38. *Pang L., Yan Y., Jin G., Wu M.* Chemical cleaving method of relief microstructure formation on dichromated gelatin // Appl. Opt. 2000. V. 39. № 13. P. 2184–2188.
 39. *Pennington K.S., Harper J.S., Laming F.P.* New phototechnology suitable for recording phase holograms and similar information in hardened gelatin // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. № 3. P. 80–84.
 40. *Liebmann G., Schmidt F., Storch A.* Ein Umkehrverfahren zur Herstellung stabiler Phasenhologramme // J. Signal AM. 1975. 3. № 6. P. 471–475.
 41. *Harper J.S., Laming F.P., Pennington K.S.* A method for recording in hardened gelatin // Заявка 1330729 Великобритании. 1973.
 42. *Козаков О.Н., Кулипанов С.А.* Поглощение излучения бромосеребряными эмульсионными слоями в ультрафиолетовой области спектра // Журн. науч. и прикл. фотографии. 1994. Т. 39. № 1. С. 17–22.
 43. *Гуляев С.Н., Алимов К.К., Бутусов М.М.* Изготовление высокоэффективных малолшумящих голограмм методом обработки фотоэмульсий УФ-излучением // Материалы X Всесоюзной Школы по голографии / Л.: ЛИЯФ, 1978. С. 85–95.

44. Гуляев С.Н., Нефедьев Д.Э. Изменение периода голографических решеток при воздействии коротковолнового УФ-излучения на фотоэмульсию // *Материалы ССИ Всесоюзной Школы-симпозиума по голографии* / Л.: ФТИ, 1990. С. 40–57.
45. Гуляев С.Н., Ратушный В.П. Свойства рельефно-фазовых голограмм, полученных при обработке фотопластинок коротковолновым ультрафиолетовым излучением и двухступенчатом отбеливании // *Оптический журнал*. 2003. Т. 70. № 2. С. 45–49.
46. Gulyaev S.N., Isaev I.V. Phenomenon of period-doubling in holographic periodic structures exposed to UV radiation // *Proceedings of SPIE*. 2001 V. 4348. P. 59–67.
47. Mallick S., Imbert B., Ducollet H., Herriau J. P. and Huigard J. P. Generation of spatial subharmonics by two-wave mixing in a nonlinear photorefractive medium // *J. Appl. Phys.* 1988 V. 63. № 12. P. 5660–5663.
48. Нестеркин О.П., Шершаков Е.П. Параметрическая генерация решетки пространственной субгармоники в фоторефрактивном кристалле. Теория // *ЖТФ*. 1993. Т. 63. В. 8. С. 107–122.
49. Grunnet-Jepsen A., Elston S.J., Richter I., Takacs J. and Solyman L. Subharmonic domains in a bismuth germanate crystal // *Opt. Lett.* 1993. V. 18. № 24. P. 2147–2149.
50. Buchhave P., Lyuksyutov S., Vasnetsov M., Heyde C. Dynamic spatial structure of spontaneous beams in photorefractive bismuth silicon oxide // *J. Opt. Soc. Am. B*. 1996. V. 13. № 11. P. 2595–2601.
51. Pshenay-Severin E.A., Gulyaev S.N. Holographic fan-out elements synthesized by the repeated recording process // *Proceedings of SPIE*. 2004. V. 5400. P. 170–178.
52. Ганжерли Н.М., Погода А.П., Гуляев С.Н. Голографический спекл-экран как элемент проекционной системы // *Голография в России и за рубежом. Наука и практика. Третий международный форум “Голография ЭКСПО-2006”* / М.: Голография-сервис, 2006. С. 46–48.

МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ ДЛЯ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

О. В. БЕЛАЙ*, Л. Л. ФРУМИН**, доктор физ.-мат. наук; Е. В. ПОДИВИЛОВ*, канд. физ.-мат. наук;
Д. А. ШАПИРО*, доктор физ.-мат. наук

* Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

** Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

E-mail: Shapiro@iae.nsk.su

Описаны традиционные алгоритмы и представлен новый численный метод решения обратной задачи рассеяния в волоконной брэгговской решетке. Метод основан на быстром обращении матрицы с использованием ее теплоцевой симметрии и на специальной процедуре “внутреннего окаймления”. Показано, что метод не уступает по эффективности известному методу дискретного послонного восстановления, но превосходит последний по точности, особенно для высокоотражающих решеток. Продемонстрирована устойчивость метода относительно ошибки исходных данных.

1. Введение

Волоконная брэгговская решетка (ВБР) представляет собой оптическое волокно с периодической модуляцией показателя преломления δn . Даже если модуляция неглубокая ($\delta n \ll 1$), можно обеспечить коэффициент отражения, близкий к единице, за счет большого числа периодов $K \gg 1$ при условии $K\delta n \gg 1$. Можно схематично представить себе брэгговский отражатель как периодическую многослойную структуру с показателями преломления слоев $n \pm \delta n$. Френелевское отражение волн от различных слоев становится особенно сильным, когда отраженные волны усиливают друг друга, складываясь синфазно. Усиление возможно, если разность фаз при отражении от соседних слоев составляет 2π . Поэтому отражение селективно по частоте, а максимальный коэффициент отражения реализуется вблизи резонансной частоты $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, где c – скорость света, а длина волны $\lambda_0 = 2\Lambda n$ в резонансе ($n = \text{const}$ – средний показатель преломления волокна) вдвое превышает период модуляции показателя преломления Λ .

Чувствительность к свету германо-силикатного волокна обнаружена в экспериментах с аргонным лазером [1, 2]. Небольшая доля (4%) отраженного от конца одномодового волокна излучения вместе с входящей в волокно бегущей волной образовывали стоячую волну, которая экспонировала волокно и вызвала периодическую модуляцию показателя преломления. После такой экспозиции образовалась брэгговская решетка, отражающая в узком спектральном окне шириной < 200 МГц вблизи резонансной частоты. По сравнению с трехмерной голограммой [3, 4] запись такой решетки требует гораздо большего времени, но при условии высокой

когерентности записывающего лазера решетка получается достаточно длинной.

На практике используется синусоидальная модуляция

$$\delta n(x)/n = 2\alpha(x)\cos[kx + \theta(x)], \quad (1)$$

где x – координата вдоль волокна, $k = 2\pi/\Lambda$ – пространственная частота модуляции, $\alpha(x)$ и $\theta(x)$ – медленно меняющиеся амплитуда и фаза. Под прямой задачей рассеяния понимается расчет спектральной зависимости коэффициента отражения $r(\omega)$ решетки по данным зависимостям $\alpha(x)$ и $\theta(x)$. Синтезом решетки называют решение обратной задачи – восстановления функций $\alpha(x)$ и $\theta(x)$, которые обеспечивают заданный комплексный коэффициент отражения $r(\omega)$.

Бурное развитие приложений ВБР в оптической связи, волоконных лазерах и сенсорных устройствах стимулировало разработку новых и совершенствование традиционных методов решения прямой и обратной задач рассеяния [5]. Прямая задача для квазисинусоидальной решетки сводится к решению дифференциальных уравнений связанных мод, которые обсуждаются в разделе 2. Обратная задача рассеяния в математической физике сводится к паре связанных интегральных уравнений Гельфанда–Левитана–Марченко (ГЛМ) [6]. Однако непосредственное численное решение уравнений ГЛМ считалось слишком сложной задачей, поэтому на практике использовались другие методы: итерации, послонное восстановление, “чехарда”. Эти методы кратко описаны в разделе 3. В разделе 4 представлен метод быстрого решения уравнений ГЛМ. Метод ускоряет вычисления за счет специальной процедуры “внутреннего” окаймления и использования теплоцевой симметрии матрицы. На каждом шаге

производится “внутреннее” окаймление и получается теплицева матрица, поэтому метод назван ТВО. В разделе 5 приведены результаты сравнения нового метода с дискретным послойным восстановлением и точным решением. Сравнение демонстрирует высокую точность и вычислительную эффективность метода ТВО. Устойчивость метода демонстрируется численным восстановлением профиля решетки по зашумленным данным.

2. Уравнения связанных мод

Поле $E(x)$ в волокне подчиняется одномерному уравнению Гельмгольца

$$E'' + k^2(1 + 2\delta n(x)/n) = 0, \quad (2)$$

где $k = n\omega/c$ – волновое число в среде. Для квазисинусоидальной решетки (1) при условии медленности амплитудной и фазовой модуляции

$$\alpha \ll 1, \theta' \ll \kappa, (\ln\alpha)' \ll \kappa. \quad (3)$$

Можно искать решение в виде суммы волн, бегущих в положительном и отрицательном направлениях с медленно меняющимися амплитудами

$$E(x) = a_1(x)\exp(ikx) + a_2(x)\exp(-ikx). \quad (4)$$

Подставляя (4) и (1) в уравнение (2), получим в резонансном приближении уравнения связанных мод

$$a_1' = q^*(x)a_2\exp(-2i\Omega x), \quad a_2' = q(x)a_1\exp(2i\Omega x). \quad (5)$$

Здесь

$$q(x) = -ik_0\alpha(x)\exp(-i\theta(x)) \quad (6)$$

– комплексная функция связи мод, $\Omega = k - k_0 \ll k_0 = \kappa/2$ – расстройка относительно частоты параметрического резонанса, а “*” означает комплексное сопряжение. Уравнения связанных мод сохраняют разность квадратов модулей амплитуд $|a_1|^2 - |a_2|^2 = \text{const}$.

Постановка левой краевой задачи рассеяния иллюстрируется рис. 1а. Справа от решетки имеется только уходящая волна, а амплитуда приходящей полагается равной нулю: $a_2(+\infty) = 0$. Если дополнительно положить амплитуду падающей слева волны равной единице $a_1(-\infty) = 1$, то две оставшиеся амплитуды дадут левый коэффициент отражения $r_L = a_2(-\infty)$ и прохождения $d_L = a_1(+\infty)$. Правая задача рассеяния, показанная на рис. 1б, ставится аналогично, только волна падает справа: $a_1(-\infty) = 0, a_2(+\infty) = 1$, тогда правые коэффициенты равны $r_R = a_1(+\infty)$, $d_R = a_2(-\infty)$. Правые коэффициенты связаны с левыми точными соотношениями теории рассеяния:

$$|r_L|^2 + |d_L|^2 = |r_R|^2 + |d_R|^2 = 1, \quad r_R/d_R + r_L/d_L = 1.$$

Отсюда видно, что правые коэффициенты легко найти, если известны левые. Поэтому ниже мы бу-

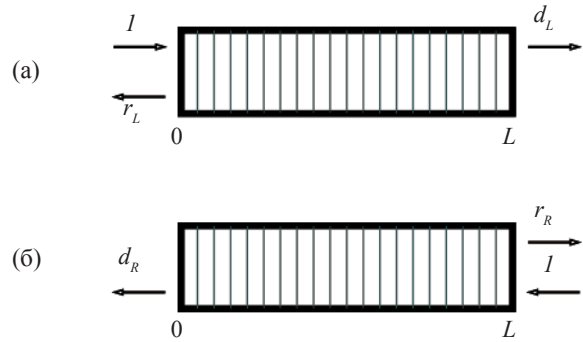


Рис. 1. Схема постановки левой (а) и правой (б) задач рассеяния для ВБР. Стрелка вправо обозначает амплитуду a_1 , влево – a_2 .

дем рассматривать только левую задачу рассеяния и опустим индекс L . В случае конечной решетки длины L можно в определениях коэффициентов заменить $+\infty$ на L , а $-\infty$ на 0 .

В силу линейности вместо краевой задачи, изображенной на рис. 1, мы можем рассматривать задачу Коши. Положим $a_1(L) = 1$ справа от решетки (вместо d_L на рис. 1а), тогда амплитуды слева от решетки будут $a_1(0) = 1/d$, $a_2(0) = r/d$ (вместо 1 и r_L , соответственно). Амплитуды слева выражаются через амплитуды справа от решетки линейно, значит,

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}_{x=0} = T \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}_{x=L}, \quad T = \begin{pmatrix} \frac{1}{d} & \frac{r}{d} \\ \frac{r^*}{d} & \frac{1}{d} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Матрица T называется трансфер-матрицей или просто T -матрицей. Можно условно рассматривать решетку как линейный “четыреполюсник”, а трансфер-матрица связывает сигнал на выходе (слева) с сигналом на входе (справа).

Аналогично можно ввести частичные T -матрицы для каждого слоя толщины h расположенного между $x_n = hn$ и $x_{n+1} = h(n+1)$. “Выходной сигнал” каждого слоя является входным для следующего, поэтому полная T -матрица дается пределом произведения частичных

$$T = \lim_{h \rightarrow 0} T(0, h)T(h, 2h)T(2h, 3h)\dots T(L-h, L). \quad (8)$$

Именно соотношение (8) используется для численного расчета коэффициентов отражения и прохождения. Шаг h выбирается достаточно малым по сравнению с характерным масштабом изменения функции $q(x)$. Метод T -матриц оказывается быстрым и точным. Численные расчеты используются потому, что аналитическое решение уравнений связанных мод известно всего в нескольких случаях.

Простейший из них – это конечная решетка длины L с постоянным коэффициентом связи $q = \text{const}$.

Такая решетка называется однородной, а решение выражается через экспоненты или гиперболические синусы и косинусы [7]. Другой случай – это гиперболический секанс

$$q(x) \propto (\operatorname{ch}(x/L))^{-1},$$

а также ее асимметричные обобщения [8]. Среди точно решаемых также имеется профиль в виде комбинации экспонент, который соответствует дробно-рациональному спектру [9]. Для решеток с фазовой (и частотной) модуляцией имеются точно решаемые профили. Первый – это однородная решетка с линейной модуляцией частоты $\theta(x) = \alpha x^2/2$ (т. н. линейный чирп). Решения записываются в терминах вырожденных гипергеометрических функций Куммера [10]. Асимптотика таких функций хорошо известна и позволяет получить простые формулы для спектра отражения и групповой задержки [11]. Второй случай – обобщение гиперболического секанса

$$q(x) \propto (\operatorname{ch}(x/L))^{-1+2iF}, \quad (9)$$

где F – параметр. Пространственная частота такой решетки, отсчитанная от κ ,

$$K = \operatorname{darg} q / dx = - (F/L) \operatorname{th}(x/L)$$

меняется от $K(-\infty) = +F/L$ до $K(+\infty) = -F/L$. Решения записываются в виде линейной комбинации гипергеометрических функций Гаусса [12].

3. Численное решение обратной задачи

Обратная задача рассеяния восстановления функции $q(x)$ по заданной частотной зависимости $r(\omega)$ значительно сложнее, чем прямая. В математической физике она сводится к решению системы интегральных уравнений ГЛМ

$$A_1(x, y) + \int_{-y}^x A_2^*(x, s) R(s + y) ds = 0, \quad (10)$$

$$A_2(x, y) + R(x + y) + \int_{-y}^x A_1^*(x, s) R(s + y) ds = 0,$$

где A_1, A_2 – неизвестные функции двух переменных, определенные в треугольнике $|y| < x$ (рис. 2), а $R(x)$ – известная функция, Фурье-образ коэффициента отражения

$$R(x) = \int_{-\infty}^{\infty} r(k) \exp(-ikx) dk / (2\pi). \quad (11)$$

Функция $R(x)$ является функцией импульсного отклика решетки и описывает отраженный сигнал в момент времени $t = nx/c$ после падения дельта-функционного импульса в начальный момент $t = 0$. Из

соображений причинности следует, что $R(x) = 0$ при $x < 0$. Для синтеза решетки достаточно найти A_2 , тогда коэффициент связи мод восстанавливается как предел

$$q(x) = \lim_{y \rightarrow x-0} A_2(x, y). \quad (12)$$

Аналитическое выражение для функции $A_2(x, y)$ в терминах функции Бесселя известно только для однородной решетки [13]. Поэтому разрабатываются численные методы решения обратной задачи. Если решетку разбить на N слоев толщины $h = L/N$, а интегралы заменить суммами, то получится система алгебраических уравнений – дискретный аналог интегральных уравнений ГЛМ. Как известно, обращение матрицы общего вида требует N^3 операций. Однако, в отличие от классических интегральных уравнений, решение системы ГЛМ является функцией двух переменных. Решение $A_2(x, y)$ надо найти в N точках при различных значениях переменной y . Отсюда получается, что непосредственное численное решение требует порядка N^4 операций. При характерных $N \sim 10^4$ расчет получается слишком трудоемким. Поэтому исследователи искали не прямые методы, позволяющие избежать обращения N матриц $N \times N$ каждая.

Предложенные методы можно условно разделить на три группы. Первую составляют итерационные методы. Умножение матрицы на вектор требует всего N^2 операций. Если выбрать хорошее начальное приближение, итерации сходятся за $m \ll N$ шагов, тогда вычислительная сложность итерационного метода порядка mN^3 . В качестве примера таких расчетов можно привести методы последовательной аппроксимации ядра [14, 15], борновское приближение высоких порядков [16], “двухсторонний” метод [17], использующий данные как о левом, так и о правом коэффициенте отражения. К той же группе можно отнести методы, в которых для алгебраизации (перехода от интегральных уравнений к алгебраическим) вместо разбиения отрезка используется разложение по подходящей системе функций. Предлагалось разлагать коэффициент отражения на простые дроби [9], приближать ядро уравнения полиномами [18]. Главные недостатки итерационных методов – это высокая вычислительная сложность, трудность с выбором хорошего начального приближения и плохая сходимость для высокоотражающих решеток.

Вторую группу составляют методы послойного восстановления (layer peeling), которые были раньше известны в квантовой механике, радиоэлектронике, геофизике, а в оптику пришли сравнительно недавно [19–21]. Физическая основа этих методов состоит в представлении решетки как последова-

тельности точечных отражателей. Функция импульсного отклика решетки (11) описывает амплитуду отраженного сигнала $R(x)$ через время $t = xn/c$, прошедшее после падения на входной конец δ -функционного импульса. Слой $0 < x < h$ в соответствии с принципом причинности влияет на функцию импульсного отклика только при $0 < x < 2h$. Если отражение в слое невелико, его профиль можно восстановить в первом борновском приближении, то есть пренебречь многократными отражениями. Формально это означает, что в уравнениях (10) опускаются интегралы, тогда функция связи мод дается фурье-образом коэффициента отражения. Далее первый слой “соскабливается”, то есть решается прямая задача с граничными условиями на левой границе слоя и находятся комплексные амплитуды волн на правой границе, из которых вычисляется коэффициент отражения на входе следующего слоя. Аналогично восстанавливается каждый последующий слой. Методы послойного восстановления требуют порядка N^2 операций и позволяют решать обратную задачу с той же скоростью, что и прямую. Главным недостатком является накопление вычислительной ошибки от слоя к слою, а следовательно, низкая точность восстановления глубоких слоев.

Заметим, что эта проблема принципиальная. Свет не проникает глубоко в высокоотражающую решетку, а практически весь отражается на отрезке длины $\Lambda/\delta n \ll 1$. Поэтому восстановление далеких от входа слоев остается неточным при любом подходе. Формально это выражается в появлении в уравнениях ГЛМ нулевого собственного значения. При этом задача становится некорректной, а дискретные матрицы плохо обусловленными. Некоторые улучшения достигаются в интегральном методе послойного восстановления [22], где функция связи мод в слое не считается постоянной, а каждый слой разбивается на подслои. Принципиальное ограничение при этом не обходится, а время вычислений увеличивается.

Третья группа методов основана на сведениях интегральных уравнений ГЛМ к гиперболической системе уравнений в частных производных для функций $A_{1,2}$ и численном решении задачи Гурса [23, 24]. Из интегральных уравнений ГЛМ можно получить эквивалентную гиперболическую систему дифференциальных уравнений в частных производных

$$\partial A_1/\partial x + \partial A_1/\partial t = q^* A_2, \quad \partial A_2/\partial x - \partial A_2/\partial t = q A_1. \quad (13)$$

Граничные условия получаются из уравнений (10):

$$A_1(x, -x) = 0, \quad A_2(x, -x) = -R(0).$$

Граничные условия заданы на нижней границе треугольника, рис. 2. Чтобы воспользоваться синтези-

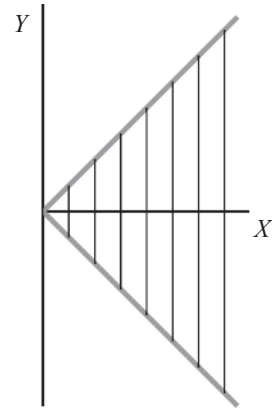


Рис. 2. Область определения функций $A_1(x, y), A_2(x, y)$: $|y| < x$.

рующим соотношением (12), надо знать функцию A_2 на верхней границе. Если обе функции A_1, A_2 известны на n -м шаге (вертикальный отрезок на рис. 2) при $x = nh$, их значения на $(n + 1)$ -м шаге ($x = (n + 1)h$) находятся с помощью поочередного использования дифференциальных уравнений (13) и интегральных уравнений (10). Такой способ решения обратной задачи называют методом “чехарды” (leapfrog) [25, 26]. Вычисления получаются достаточно быстрыми (N^2 операций). Кроме указанной общей трудности восстановления высокоотражающих решеток, недостаток метода заключается в неточном восстановлении изрезанных функций. Гладкие профили восстанавливаются конечно-разностными методами сравнительно хорошо.

4. Метод ТВО

Прежде всего, введем новые более удобные переменные s, t и функции u, v :

$$u(x, s) = A_1^*(x, x - s), \quad v(x, \tau) = A_2(x, \tau - x). \quad (14)$$

Функции u и v определены в области $2L \geq 2x \geq \tau, s \geq 0$. При этом уравнения ГЛМ принимают вид:

$$\begin{aligned} u(x, s) + \int_s^{2x} R^*(\tau - s)v(x, \tau)d\tau &= 0, \\ v(x, \tau) + \int_0^\tau R(\tau - s)u(x, s)ds &= -R(\tau), \end{aligned} \quad (15)$$

а синтезирующее соотношение можно записать в виде

$$q = v(x, 2x - 0). \quad (16)$$

Для численного решения уравнений (15) рассмотрим их дискретный аналог. Разобьем интервал, на котором задана функция $R(t)$ $2L \geq \tau \geq 0$, на N отрезков размером $h = 2L/N$ и введем в рассмотрение

дискретные переменные τ_n, s_k, x_m в соответствии с выражениями:

$$\begin{aligned} S_k &= h(k - 1/2), k = 1, \dots, m, \\ \tau_n &= h(n - 1/2), n = 1, \dots, m, \\ x_m &= mh/2, m = 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (17)$$

Определим в этой области сеточные функции $u_n^m = u(x_m, \tau_n)$ и $v_n^m = v(x_m, \tau_n)$, а также сеточную функцию для (левого) коэффициента отражения $R_n = R(hn)$. Пользуясь простой квадратурной формулой прямоугольников или квадратурной формулой трапеций, проведем алгебраизацию интегральных уравнений – аппроксимируем интегралы в уравнениях (15) конечными суммами, содержащими сеточные функции u_n^m, v_n^m и R_n . Для простоты ниже будет подробно рассмотрен только случай квадратурной формулы прямоугольников. В этом случае точность алгоритма составит величину порядка $O(1/N)$, что соответствует точности методов послойного восстановления.

Дискретный аналог уравнений ГЛМ для квадратурной формулы прямоугольников имеет вид:

$$\begin{aligned} u_k^m + h \sum_{n=k}^{n=m} R_{n-k}^* v_n^m &= 0, \\ v_n^m + h \sum_{k=1}^{k=n} R_{n-k}^* u_k^m &= -R_n, \\ n, k &= 1, \dots, m, \quad m = 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (18)$$

Для комплексного коэффициента связи мод $q(x)$ с точностью $O(1/N)$ дискретный вариант уравнения (16) имеет вид:

$$q^{(m)} = 2v_m^{(m)}. \quad (19)$$

Систему уравнений (18) при фиксированном индексе m можно представить в виде одного матричного уравнения:

$$\mathbf{G}^{(m)} \mathbf{w}^{(m)} = \mathbf{b}^{(m)}, \quad (20)$$

где вектор $\mathbf{w}^{(m)}$ размером $2m$ составлен из сеточных функций u_n^m, v_n^m при фиксированном индексе m : $\mathbf{w}^{(m)} = (\mathbf{u}^{(m)}, \mathbf{v}^{(m)})^T$. Вектор $\mathbf{b}^{(m)}$ составлен из нулевого вектора размером m и вектора с m компонентами – R_n (для случая формулы прямоугольников). Квадратная матрица $\mathbf{G}^{(m)}$, размером $2m \times 2m$, представлена в виде блочной матрицы:

$$\mathbf{G}^{(m)} = \begin{pmatrix} \mathbf{E} & h\mathbf{R}^+ \\ h\mathbf{R} & \mathbf{E} \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Здесь \mathbf{E} – единичная матрица размером $m \times m$, а $\mathbf{R} = \mathbf{R}^{(m)}$ – нижняя треугольная теплицева $m \times m$ -матрица следующего вида:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} R_0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ R_1 & R_0 & 0 & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ R_{m-1} & R_{m-2} & \dots & R_1 & R_0 \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Матрица \mathbf{R}^\dagger является верхней треугольной теплицевой $m \times m$ -матрицей, эрмитово сопряженной матрице \mathbf{R} . Блочная матрица $\mathbf{G}^{(m)}$ также является теплицевой и эрмитовой матрицей.

Для решения системы алгебраических уравнений (20) с теплицевой матрицей $\mathbf{G}^{(m)}$ мы воспользуемся подходом, аналогичным алгоритму Левинсона [27] обрамления теплицевых матриц. Известный эффективный алгоритм Левинсона (предложенный для обращения матриц, возникающих при обработке данных методом наименьших квадратов) непосредственно не применим в нашей задаче. Дело в том, что в нашем случае происходит “внутреннее” обрамление: с увеличением индекса m на 1 матрицы $\mathbf{R}^{(m)}, \mathbf{R}^{\dagger(m)}$ и \mathbf{E} увеличиваются на один столбец и одну строку. При этом матрица $\mathbf{G}^{(m)}$ увеличивается на две строки и два столбца. Причем один новый столбец и новая строка появляются внутри матрицы $\mathbf{G}^{(m)}$. Особый вид матрицы $\mathbf{G}^{(m)}$ позволяет построить быстрый алгоритм решения, во многом аналогичный алгоритму обрамления Левинсона.

Как известно [27], матрица, обратная к теплицевой, полностью определяется двумя своими столбцами и является персимметричной (не меняется при отражении относительно побочной диагонали). Поскольку искомый коэффициент связи мод (19) зависит только от последней компоненты вектора-столбца $\mathbf{w}^{(m)}$, требуется найти только нижнюю строку матрицы $(\mathbf{G}^{(m)})^{-1}$, которая в силу персимметрии совпадает с левым столбцом с точностью до перестановки компонентов. Выберем левый и правый столбцы матрицы $(\mathbf{G}^{(m)})^{-1}$ для ее определения. Левый столбец $\mathbf{f}^{(m)}$ обратной матрицы определяется соотношением:

$$\mathbf{G}^{(m)} \mathbf{f}^{(m)} = (1, 0, \dots, 0)^T,$$

где символ “ T ” обозначает транспонирование. Учитывая эрмитовость матрицы $(\mathbf{G}^{(m)})^{-1}$, получим выражение для ее правого столбца:

$$\tilde{\mathbf{f}}^{(m)} = (f_{2m-1}^{*(m)}, \dots, f_0^{*(m)})^T.$$

Символ “ \sim ” здесь и далее обозначает инвертированную нумерацию и комплексное сопряжение компонент вектора.

Матрица $\mathbf{G}^{(m)}$ имеет блочную структуру (21), и при увеличении индекса m к составляющим ее блокам добавляются строки и столбцы, поэтому левый столбец обратной матрицы удобно представить как объединение двух столбцов вдвое меньшей длины

$$\mathbf{f}^{(m)} = (\mathbf{y}^{(m)}, \mathbf{z}^{(m)})^T.$$

Подобно алгоритму Левинсона [27], суть алгоритма ТВО состоит в том, что векторы $\mathbf{y}^{(m+1)}$ и $\mathbf{z}^{(m+1)}$ на $(m+1)$ -м шаге находятся обрамлением соответствующих векторов, полученных на m -м шаге:

$$\mathbf{y}^{(m+1)} = c_m \begin{pmatrix} \mathbf{y}^{(m)} \\ 0 \end{pmatrix} + d_m \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{\mathbf{z}}^{(m)} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{z}^{(m+1)} = c_m \begin{pmatrix} \mathbf{z}^{(m)} \\ 0 \end{pmatrix} + d_m \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{\mathbf{y}}^{(m)} \end{pmatrix}.$$

Коэффициенты c_m, d_m находятся из соотношений:

$$c_m = 1/(1 - |\beta^{(m)}|^2), \quad d_m = \beta^{(m)}/(1 - |\beta^{(m)}|^2),$$

$$\beta^{(m)} = h(R_m y_1^{(m)} + R_{m-1} y_2^{(m)} + \dots + R y_m^{(m)}).$$

На первом шаге $y_0^{(0)} = (1 - h^2 |R_0|^2)^{-1}$, $z_0^{(0)} = -h R_0 (1 - h^2 |R_0|^2)^{-1}$. Шаг алгоритма завершается вычислением комплексного коэффициента связи мод $q^{(m+1)}$ с помощью соотношения, который имеет второй порядок точности: $q^{(m+1)} = 2\beta^{(m+1)}/h$.

Итак, для решения обратной задачи рассеяния в нашем методе на каждом $(m+1)$ -м шаге требуется порядка m арифметических операций, т. е. столько же, что и в известных методах послойного восстановления и в методе “чехарды”. Вместе с тем ТВО метод дает значительно преимущество в точности вычислений без изменения числа операций, если применить при алгебраизации интегральных уравнений ГЛМ вместо формулы прямоугольников формулу трапеций. В этом случае представленный выше алгоритм остается почти без изменений, только в качестве правой части $\mathbf{b}^{(m)}$ в уравнении (21) следует использовать выражение $(R_m + R_{m+1})/2$, а главная диагональ матрицы \mathbf{R} должна быть взята с весом $1/2$ [28]. Точность аппроксимации ТВО оказывается порядка $O(1/N^2)$. Как показывают представленные в следующем разделе расчеты, точность метода ТВО действительно превосходит точность алгоритмов, использующих первый порядок аппроксимации.

5. Численный расчет

Для проверки метода использовалось семейство точно решаемых профилей в виде обобщенного гиперболического секанса (9). Коэффициент отражения такой решетки дается комбинацией гамма-функций Эйлера [12]. Для испытания численно метода была выбрана решетка с резонансной длиной волны $\lambda_0 = 1,5$ мкм, средним показателем преломления $n = 1,5$ и эффективной длиной $L = 0,8$ см. Параметр частотной модуляции был выбран $F = 3$, а оптиче-

ская плотность составляла $Q = k_0 L \delta n_{\max} / 2n = 1, 3, 4$. Такие значения плотности отвечают сравнительно небольшой отражательной способности $1 - |r_{\max}|^2 = 0,36$, высокой $1 - |r_{\max}|^2 = 2 \times 10^{-2}$ и нереально высокой отражающей способности $1 - |r_{\max}|^2 = 3 \times 10^{-6}$.

Сравнение расчетов методами ТВО и дискретного послойного восстановления (ДПВ) приведено на рис. 3. Скорость расчета методом ТВО оказалась в 2–3 раза выше, чем у ДПВ. Из рисунка видно, что профиль слабоотражающей решетки (нижняя кривая) мало отличается при восстановлении любым из методов. Результаты численных расчетов совпадают также с аналитическими формулами: погрешность ТВО при дискретизации $N = 2^{12}$ шагов не превышает 10^{-8} . Для более сильной решетки с $Q = 3$ (средняя кривая) метод ТВО тоже дает профиль, близкий к теоретическому, тогда как ДПВ дает заметное отличие на правом конце рисунка. Чтобы усилить это отличие был проведен расчет с $Q = 4$ (верхняя кривая), где погрешность в правой половине графика достигает десятков процентов. Такой результат свидетельствует о накоплении ошибки в методе ДПВ. Оценка работы [29] также доказывает экспоненциальное усиление ошибки ДПВ для высокоотражающих решеток при $1 - |r|^2 \ll 1$.

Чтобы проверить устойчивость метода по отношению к ошибкам исходных данных к функции импульсного отклика $R(x)$ при $x > 0$ был добавлен гауссов шум со среднеквадратичной амплитудой 3% от R_{\max} . На рис. 4а показана мнимая часть комплексного профиля решетки, восстановленного ТВО методом. Метод устойчив даже к большому по амплитуде уровню шума, хотя и теряет точность в правой части решетки. Уровень шума в решении обратной задачи можно значительно уменьшить, если с по-

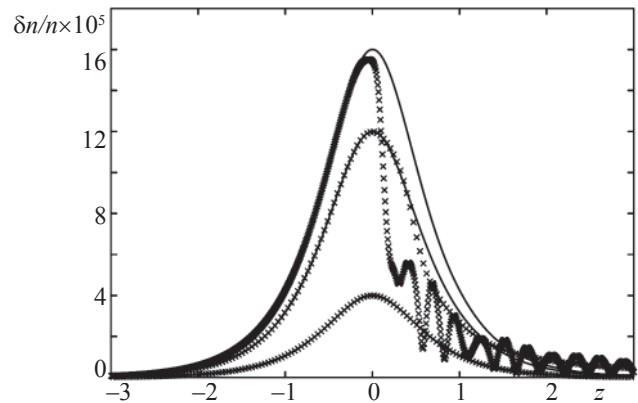


Рис. 3. Профиль решетки (относительная модуляция показателя преломления $\delta n_{\max}/n$ как функция координаты x), восстановленный методами ТВО (линии) и ДПВ (x) при плотностях решетки (снизу вверх) $Q = 1, 3, 4$.

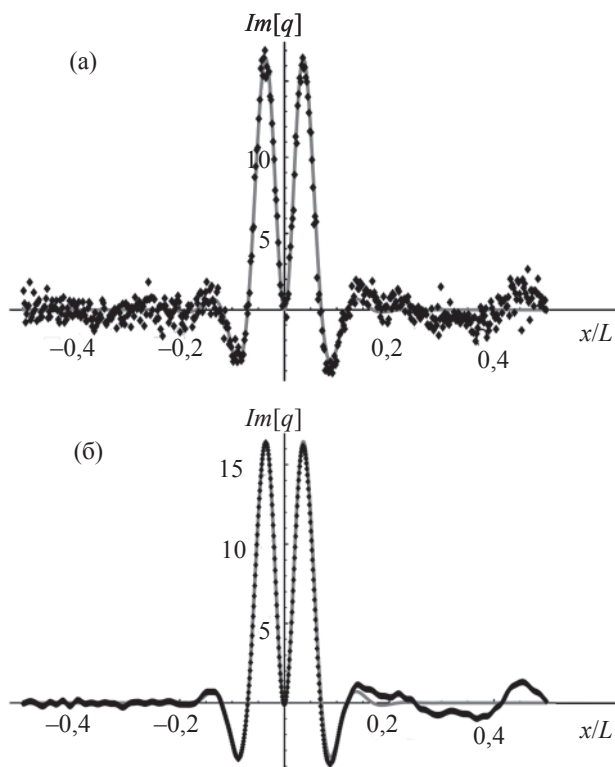


Рис. 4. Комплексный профиль ВБР, восстановленный из зашумленных данных (ромбы) при $Q = F = 1$. Точное решение показано сплошной кривой: (а) без фильтра, (б) винеровская фильтрация.

мощью фильтра Винера [30] отфильтровать случайный шум исходных данных. Соответствующий восстановленный профиль, полученный путем решения обратной задачи по сглаженным с помощью фильтра Винера исходным данным, приведен на рис. 4б.

6. Заключение

Таким образом, ТВО метод обладает примерно той же вычислительной сложностью, что и дискретное послойное восстановление или “чехарда”. Преимуществом по сравнению с послойными методами является высокая точность ТВО даже при восстановлении высокоотражающих решеток. Матрица системы уравнений ГЛМ, которая обращается ТВО методом, содержит информацию обо всех значениях функции импульсного отклика $R(x)$. В послойном методе на первом шаге используется только интервал значений функции $0 < x < 2h$ и ошибки на последовательных шагах накапливаются. Преимуществом ТВО по сравнению с “чехардой” служит второй порядок точности. В принципе можно предложить разностную схему второго порядка и для “чехарды”, но это увеличит время вычислений.

Другим достоинством ТВО метода можно считать устойчивость по отношению к случайным ошибкам исходных данных. Быстрое восстановление может понадобиться в распределенных сенсорных системах, где данные измерений всегда имеют статистический разброс. Винеровская фильтрация может оптимально сглаживать шум в задаче о линейном фильтре. Однако уравнения ГЛМ содержат функцию $R(x)$ не только в правой части, но и в подынтегральных выражениях. В линейном режиме при малой оптической плотности решетки винеровское сглаживание практически убирает шум. В нелинейном режиме для высокоотражающей решетки на дальнем крае от входной точки профиля появляется заметная систематическая ошибка, связанная с нелинейностью задачи.

Работа поддержана CRDF (грант RUP1-1505-NO-05), РФФИ 07-02-00552-а и междисциплинарным интеграционным проектом СО РАН № 31.

Литература

1. Hill K., Fujii Y., Johnson D., Kawasaki B. Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication // *Appl. Phys. Lett.* 1978. V. 32. № 10. P. 647–649.
2. Kawasaki B., Hill K., Johnson D., Fujii Y. Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers // *Opt. Lett.* 1978. V. 3. № 2. P. 66–68.
3. Денисюк Ю.Н. Голография и ее перспективы // *ЖПС.* 1980. Т. 33. № 2. С. 397–414.
4. Денисюк Ю.Н. Статические и динамические объемные голограммы // *ЖТФ.* 1981. Т. 51. № 8. С. 1648–1655.
5. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings* // Academic Press, New York, 1999.
6. Захаров В.Е., Шабат А.Б. Точная теория двумерной самофокусировки и одномерной автомодуляции волн в нелинейных средах // *ЖЭТФ.* 1971. Т. 61. № 1. С. 118–134.
7. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings // *Bell Sys. Tech. J.* 1969. V. 48. P. 2909–2947.
8. Shapiro D.A. Family of exact solutions for reflection spectrum of Bragg grating // *Opt. Commun.* 2003. V. 215. № 4–6. P. 295–301.
9. Song G.H., Shin S.Y. Design of corrugated waveguide filters by the Gel'fand – Levitan – Marchenko inverse scattering method // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1985. V. 2. № 11. P. 1905–1915.
10. Matsuhara M., Hill K.O., Watanabe A. Optical-waveguide filters: Synthesis // *JOSA* 1975. V. 65. № 7. P. 804–809.
11. Belai O.V., Podivilov E.V., Shapiro D.A. Group delay in Bragg grating with linear chirp // *Opt. Commun.* 2006. V. 266. № 2. P. 512–520. <http://arxiv.org/abs/physics/0604091>.

12. *Podivilov E.V., Shapiro D.A., Trubitsyn D.A.* Exactly solvable profiles of quasi-rectangular Bragg filter with dispersion compensation // *J. Opt. A: Pure and Applied Optics*. 2006. V. 8. № 9 P. 788–795.
13. *Belai O.V., Frumin L.L., Podivilov E.V., Schwarz O.Y., Shapiro D.A.* Finite Bragg grating synthesis by numerical solution of Hermitian Gel'fand – Levitan – Marchenko equations // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2006. V. 23. № 10. P. 2040–2045.
14. *Frangos P.V., Jaggard D.L.* The reconstruction of stratified dielectric profiles using successive approximations // *IEEE Transactions of Antennas and Propagation*. 1987. V. 35. № 11. P. 1267–1272.
15. *Frangos P.V., Jaggard D.L.* Inverse scattering: solution of coupled Gelfand – Levitan – Marchenko integral equations using successive kernel approximations // *IEEE Transactions of Antennas and Propagation*. 1995. V. 43. № 6. P. 547–552.
16. *Peral E., Capmany J., Marti J.* Iterative solution to the Gel'fand – Levitan – Marchenko coupled equations and application to synthesis of fiber gratings // *IEEE J. Quant. Electr.* 1996. V. 32. № 12. P. 2078–2084.
17. *Poladian L.* Iterative and noniterative design algorithms for Bragg gratings // *Optical Fiber Technology*. 1999. V. 5. P. 215–222.
18. *Ahmad F., Razzagh M.* A numerical solution to the Gel'fand – Levitan – Marchenko equation // *Appl. Math. and Computation*. 1998. V. 89. P. 31–39.
19. *Feced R., Zervas M., Muriel A.* An efficient inverse scattering algorithm for the design of nonuniform Bragg gratings // *IEEE J. Quant. Electr.* 1999. V. 35 P. 1105–1115.
20. *Poladian L.* Simple grating synthesis algorithm // *Opt. Lett.* 2000. V. 25. № 11. P. 787–789. [Errata: *Opt.~Lett.* 2000. V. 25. № 18. P. 1400].
21. *Skaar J., Wang L., Erdogan T.* On the Synthesis of Fiber Bragg Gratings by Layer Peeling // *IEEE J. Quant. Electr.* 2001. V. 37. № 20. P. 165–173.
22. *Rosenthal A., Horowitz M.* Inverse Scattering Algorithm for Reconstructing Strongly Reflecting Fiber Bragg Gratings // *IEEE J. Quant. Electr.* 2003. V. 39. № 8. P. 1018–1026.
23. *Frangos P., Jaggard D.* A numerical solution to the Zakharov – Shabat inverse scattering problem // *IEEE Transactions of Antennas and Propagation* 1991. V. 39. № 1. P. 74–79.
24. *Xiao G.B., Yashiro K.* An efficient algorithm for solving Zakharov – Shabat inverse scattering problem // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 2002. V. 50. № 6. P. 807–811.
25. *Papachristos C., Frangos P.* Design of corrugated optical waveguide filters through a direct numerical solution of the coupled Gel'fand – Levitan – Marchenko integral equations // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2002. V. 19. № 5. P. 1005–1012.
26. *Papachristos C., Frangos P.* Synthesis of single- and multi-mode planar optical waveguides by a direct numerical solution of the Gel'fand – Levitan – Marchenko integral equations // *Opt. Commun.* 2002. V. 203. P. 27–37.
27. *Blahut R.E.* Fast algorithms for digital signal processing. Reading, Massachusetts: Addison-Wesley, 1985.
28. *Belai O.V., Frumin L.L., Podivilov E.V., Shapiro D.A.* Effective numerical method of inverse scattering problem for FBG synthesis. 2006. <http://arxiv.org/abs/physics/0601139>.
29. *Skaar J., Feced R.* Reconstruction of gratings from noisy reflection data // *J. Opt. Soc. Am. A*. 2002. V. 19. № 11. P. 2229–2237.
30. *Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981.

ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ В ИНФОРМАЦИОННЫХ И ДИСПЛЕЙНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Е. Г. ЕЖОВ, канд. физ.-мат. наук

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, г. Пенза

E-mail: drozd@netcity.ru

Современные вычислительные технологии, претерпев значительный подъем в середине 90-х годов, связанный с разработкой и массовым производством микросхем с субмикронным размером элементов, в настоящее время осваивают оптический диапазон. Первым этапом этого освоения явилось создание вычислительных сетей, использующих в качестве среды передачи данных градиентное оптическое волокно с радиальным распределением показателя преломления. Необходимость простой и надежной коммутации волокна, а также преобразования сигнала обусловило появление целого класса оптических и оптоэлектронных устройств на основе микроэлектромеханических систем (Micro-Electro-Mechanical Systems – MEMS) [1]. MEMS сегодня применяются в самых разных сферах: промышленная автоматика, химический анализ, автомобилестроение, дисплейные технологии и медицина. Широкое распространение эти системы получили ввиду отработанных технологий изготовления, низкой стоимости и высокой функциональности. Системы, в которых используются MEMS, могут быть разделены на несколько подклассов: магистральные оптические коммутаторы, автоматизированные платформы для управления оптоволоконной кабельной системой (Automated Fiber Management Platform – AFMP), регулируемые оптические аттенюаторы (Variable Optical Attenuator – VOA) и реконфигурируемые оптические мультиплексоры добавления и удаления сигналов (Reconfigurable Optical Add-Drop Multiplexer – ROADM) [2]. Последние привлекли повышенное внимание, поскольку предоставляют инструмент для удаленного сопровождения и настройки оптоволоконных систем. С их помощью можно добавлять или удалять информационные потоки на выбранных длинах волн, прозрачно перенаправлять их между клиентскими устройствами и обрабатывать. Все эти операции выполняются удаленно и в режиме реального времени. ROADM существенно повышают скорость обслуживания и уменьшают операционные затраты. Их функциональность может быть расширена включением в систему устройств удаленного тестирования излучения с выбранными длинами волн, динамической балансировки мощности и удаленного мониторин-

га сигналов. Для этого в ROADM используется два типа компонентов: блокираторы и коммутаторы излучения с выбранными длинами волн. С помощью первых осуществляется добавление или удаление излучения на выбранной длине волны в оптический канал, тогда как вторые позволяют добавлять/удалять или пропускать любую комбинацию длин волн.

Большая часть MEMS-базированных коммутаторов используют дифракционные компоненты. Эти компоненты строятся на пьезоэлектрических элементах, смонтированных на подложке, и в неактивном состоянии образуют единое зеркало. При приложении напряжения элементы изменяют взаимную ориентацию, образуя дифракционную решетку. Дифракционные MEMS не требуют механических исполнительных устройств и являются относительно простыми в производстве. Сегодня также выпускаются и гибридные дифракционно-зеркальные коммутаторы. В целом, достоинства MEMS намного превышают их недостатки, и это дает возможность утверждать, что они найдут еще более широкое применение при построении оптических сетей следующего поколения.

В настоящее время широко распространены технологии хранения и записи информации на оптических дисках. Постоянное совершенствование форматов этих носителей обуславливает актуальность создания комбинированных устройств для их чтения и записи. Наиболее распространенными сегодня являются оптические диски форматов CD (Compact Disc) и DVD (Digital Video Disc) однократной и многократной записи. Чтение и запись информации в CD формате осуществляется путем фокусировки на информационный слой диска лазерного излучения с длиной волны 0,78 мкм через поликарбонатную подложку толщиной 1,2 мм.

При чтении/записи информации в DVD формате лазерное излучение фокусируется на информационный слой также через поликарбонатное покрытие, но толщиной 0,6 мм. За счет использования излучения с длиной волны 0,65 мкм удалось существенно уменьшить расстояние между информационными дорожками, доведя его до 0,74 мкм. Уменьшение толщины поликарбонатного слоя, через который фокусируется излучение, необходимо для

уменьшения aberrаций, вносимых этим слоем в высокоапертурный пучок при разнотолщинности слоя, а также при наклоне либо изгибе диска. Поликарбонатный слой в качестве плоскопараллельной пластины, входит в состав оптической системы чтения/записи, и различная его толщина для разных форматов существенно затрудняет коррекцию aberrаций комбинированных CD/DVD систем.

Основные требования, предъявляемые вышеперечисленными форматами к оптической системе чтения/записи, стандартизированы [3]. Для устойчивой и надежной работы устройства, сфокусированное пятно не должно отличаться от дифракционно-ограниченного. Что касается полевого угла, в пределах которого для устойчивой работы системы записи/считывания фокусировка не должна отличаться от дифракционно-ограниченной, то его величина не регламентирована стандартом, однако исследования ряда авторов показали, что значение $2\omega = 1,4^\circ$ можно считать необходимым и достаточным [4]. При этом качество фокусировки не должно ухудшаться, несмотря на тепловой уход и разброс длин волн от образца к образцу у полупроводниковых лазеров, составляющий, ориентировочно, 1–1,3%. Наконец, необходимость обеспечения высоких скоростей записи/чтения обуславливает массогабаритные требования, предъявляемые к объективу головки: масса не выше 0,1 г, диаметр не более 5 мм [5].

Благодаря возможности автоматической подфокусировки, т. е. изменению расстояния между головкой и диском, ахроматизация системы объектив-диск (СОД) не требуется. Однако для надежной работы комбинированного устройства записи/считывания система должна быть свободна от всех aberrаций, ограничивающих качество фокусировки на оси и вблизи нее, т. е. от сферической aberrации и комы, на обеих длинах волн, соответствующих комбинируемым форматам. При этом желательно, чтобы на обеих длинах волн объектив работал с бесконечно удаленной предметной точкой. Здесь подчеркнем, что изменение сферической aberrации СОД, т. е. сферохроматизм, обусловлен одновременно как зависимостью от длины волны показателей преломления материалов линз объектива и плоскопараллельного слоя над информационной поверхностью диска, так и дискретно изменяющейся толщиной этого слоя.

Результаты исследований, проведенных в [6], дали основания полагать, что проблема коррекции сферохроматизма СОД может быть решена благодаря использованию в системе гибридного объектива, состоящего из одиночной рефракционной линзы (ОРЛ) и дифракционной линзы (ДЛ). Действительно, даже при очень малой оптической силе ДЛ

ее сферическая aberrация может изменяться с длиной волны в весьма широком диапазоне, что в сочетании с возможностью управления сферической aberrацией ОРЛ путем асферизации ее поверхностей и позволяет предполагать возможность успешной коррекции сферохроматизма. Вышеизложенное обусловило выбор гибридной схемы СОД, включающей ДЛ на поликарбонатной подложке, и однородную ОРЛ, с двумя асферическими поверхностями, выполненную из того же пластика (рис. 1).

Легко показать, что в приближении aberrаций не выше пятого порядка оптические характеристики вышеприведенной СОД определяются следующими параметрами: толщинами элементов и воздушных промежутков $d_1, d_2, d_{3,1}, d_{3,2}, d_{4,1}, d_{4,2}$; показателями преломления материала ОРЛ и диска $n_{2,1} = n_{3,1}, n_{2,2} = n_{3,2}$; полиномиальными коэффициентами пространственной частоты микроструктуры ДЛ $A_1 - A_3$; кривизнами $c^{(1)}, c^{(2)}$ и полиномиальными коэффициентами первой и второй преломляющих асферических поверхностей $\alpha_2^{(1)}, \alpha_3^{(1)}, \alpha_2^{(2)}, \alpha_3^{(2)}$. Здесь d_1 – толщина промежутка между ДЛ и ОРЛ, d_2 – толщина ОРЛ, $d_{3,1}$ и $d_{3,2}$ – толщины воздушного промежутка между головкой и диском, а $d_{4,1}$ и $d_{4,2}$ – толщина защитного слоя диска. Двойная индексация ряда толщин и показателей преломления указывает на их изменение при переходе с первой длины волны ($\lambda_1 = 0,78$ мкм) на вторую ($\lambda_2 = 0,65$ мкм). Подложка ДЛ, освещаемая параллельным пучком и не влияющая на параксиальные и aberrационные свойства СОД, при расчете не учитывается, а ее толщина не обозначена. Здесь предполагается, что пространственная частота микроструктуры ДЛ описывается выражением

$$\Omega(\rho) = \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^I i A_i \rho^{2i-1}, \quad (1)$$

где ρ – расстояние от оси, A_i – полиномиальные коэффициенты [7].

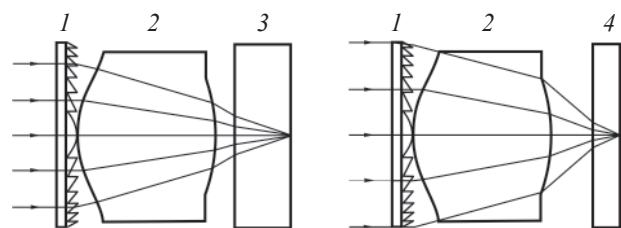


Рис. 1. CD/DVD система объектив – цифровой диск: 1 – ДЛ; 2 – ОРЛ с двумя асферическими поверхностями; 3 – CD диск; 4 – DVD диск.

Асферическая поверхность описывается уравнением вида

$$z = \frac{c\rho^2}{1 + \sqrt{1 - c^2\rho^2}} + \sum_{i=2}^l \alpha_i \rho^{2i}, \quad (2)$$

где z – координата точки поверхности, отстоящей от оптической оси на расстояние ρ в системе координат, связанной с вершиной этой поверхности, c – кривизна поверхности в ее вершине, α_i – коэффициенты асферической деформации поверхности.

Задавая наименьшее из двух значений воздушного промежутка между объективом и диском $d_{3,1}$ и соответствующую ему толщину диска $d_{4,1}$, для заданного набора параметров $c^{(1)}$, $c^{(2)}$, d_1 и d_2 из условия фокусировки излучения на информационную поверхность диска $s'_f = 0$ легко получить коэффициент A_1 , определяющий оптическую силу дифракционной линзы. Шесть полиномиальных коэффициентов A_2 , A_3 , $\alpha_2^{(1)}$, $\alpha_3^{(1)}$, $\alpha_2^{(2)}$, $\alpha_3^{(2)}$ используются для устранения, путем решения соответствующих компенсационных уравнений, сферической аберрации третьего и пятого порядков на обеих длинах волн, а также комы третьего и круговой комы пятого порядков для схемы $\lambda_2 = 0,65$ мкм и наибольшей апертурой.

Исследования показали, что физически реализуемые решения существуют в широкой области трех-

Таблица 1. Конструктивные параметры исходной схемы системы объектив – диск форматов CD/DVD при $d_{3,1} = 0,5$ мм

c , мм ⁻¹	$d_{\lambda_1}/d_{\lambda_2}$, мм	$n_{\lambda_1}/n_{\lambda_2}$	$\alpha_2 \times 10^2$, мм ⁻³	$\alpha_3 \times 10^2$, мм ⁻⁵
0*	0,025			
0,45	2,5	1,5735/1,5803	-2,3175	-6,6246
-0,45	0,5/0,8923		5,1133	-72,4683
0	1,2/0,6	1,5735/1,5803		
0				
$s'_f = 0, f'_{\lambda_1} = 2,3300$ мм, $f'_{\lambda_2} = 2,3356$ мм				
* $A_1 = -124,0151$ мм ⁻² , $A_2 = -50,6478$ мм ⁻⁴ , $A_3 = -6,6799$ мм ⁻⁶				

мерного пространства $c^{(1)}$, $c^{(2)}$, d_2 . Адекватной оценкой качества найденного решения может считаться максимальное значение числовой апертуры системы в пространстве изображений, при которой она формирует изображение, еще близкое к дифракционно-ограниченному.

Одно из решений, представляющих наибольший практический интерес, представлено в таблице 1. Оптимизация этого решения по коэффициентам $A_4 - A_8$, $\alpha_4^{(1)} - \alpha_8^{(1)}$ и $\alpha_4^{(2)} - \alpha_8^{(2)}$ позволила получить конструктивные параметры системы, обеспечивающей на длине волны $\lambda_1 = 0,78$ мкм при числовой апертуре $A' = 0,51$, а также на длине волны $\lambda_2 = 0,65$ мкм при $A' = 0,68$ дифракционно-ограниченную фокусировку в пределах полевого угла $2\omega = 1,4^\circ$. Максимальный световой диаметр линз объектива $D_{CB} = 3,03$ мм. Значения найденных коэффициентов приведены в таблице 2.

Максимальное значение волновой аберрации на краю зрачка составляет $0,07\lambda$. Интенсивность Штреля в изображении равна $0,98$, а доля энергии, проходящая на центральный кружок дифракционного изображения с радиусом, равным радиусу диска Эйри, $E(\delta_R) = 0,833$.

Революционные изменения в технологиях визуализации изображения также обусловили необходимость использования новой оптической элементной базы и, в частности, дифракционных элементов. Новые возможности открываются при использовании этих элементов в объективах для “тонких” проекционных телевизоров и дисплеев, основанных на новой технологии формирования изображения, предъявляемого наблюдателю. Приборы, реализующие эту технологию, получили название “телевизоры с проекцией на просвет” (RPTV-rear projection TV) [8].

С помощью осветителя, последовательно красным, зеленым и синим светом, освещается специальная микросхема. Такие микросхемы, разработанные фирмой Texas Instruments и получившие название Digital Micromirror Device (DMD-чип), представляют собой световой модулятор, состоящий из матрицы поворотных алюминиевых микрозеркал, количество которых соответствует разрешающей способности проектора. Эти зеркала (размером порядка 15×15 мкм) крепятся на подложке, позво-

Таблица 2. Оптимизирующие конструктивные параметры системы объектив – диск форматов CD/DVD при $d_{3,1} = 0,5$ мм

Тип коэффициента	Значения полиномиальных коэффициентов с номерами $i = 4 \dots 8$				
	4	5	6	7	8
A_i	$0,3882$ мм ⁻⁸	$8,2442$ мм ⁻¹⁰	$-20,5994$ мм ⁻¹²	$13,2459$ мм ⁻¹⁴	$-2,4149$ мм ⁻¹⁶
$\alpha_i^{(1)} \times 10^4$	$-29,8654$ мм ⁻⁷	$63,9659$ мм ⁻⁹	$-108,5606$ мм ⁻¹¹	$62,2402$ мм ⁻¹³	$-11,3781$ мм ⁻¹⁵
$\alpha_i^{(2)} \times 10^4$	$640,1944$ мм ⁻⁷	$-312,9005$ мм ⁻⁹	$84,1782$ мм ⁻¹¹	$-11,4546$ мм ⁻¹³	$0,5976$ мм ⁻¹⁵

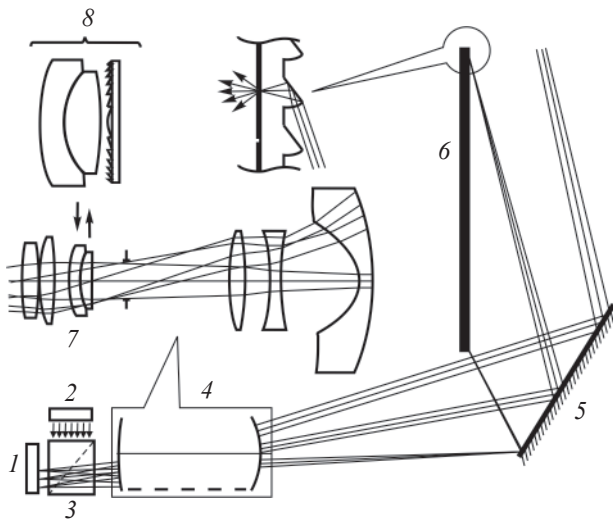


Рис. 2. Типичная схема оптического тракта RPTV и предложенный вариант модификации проекционного объектива: 1 – DMD-чип; 2 – осветитель; 3 – светоделитель; 4 – однородно-линзовая часть проекционного объектива; 5 – асферическое зеркало проекционного объектива; 6 – RP-экран; 7 – заменяемый компонент; 8 – дифракционно-рефракционный корректор.

ляющей им поворачиваться в пределах 10 градусов. К каждому микрозеркальному пикселю чипа подведены управляющий и адресные электроды. Комбинация управляющего и адресного напряжений отклоняет зеркало в одно из крайних положений, соответствующих состояниям “включено” и “выключено”.

В первом случае отраженный микрозеркалом свет попадает в проекционный объектив, а во втором – рассеивается и поглощается. Время оптического переключения состояний микрозеркал около 2 мкс [9]. Уровень цветовых составляющих светового потока по каждому пикселю определяется относительным временем нахождения его микрозеркала во включенном положении на временном интервале каждого телевизионного кадра. Восприятие цвета обеспечивается физиологией человеческого зрения. Изображение, формируемое объективом, под большим углом проецируется на специальный, работающий на пропускание экран (RPS-rear projection screen) (см. рис. 2).

Стремление уменьшить толщину проекционного телевизора или дисплея усложняет схему и ужесточает требования к уровню остаточных монохроматических aberrаций проекционного объектива,

что в совокупности существенно ограничивает возможности коррекции хроматизма. Замена одного из ближайших к апертурной диафрагме компонентов проекционного объектива (7) на корректор (8), состоящий из двух склеенных ОРЛ и ДЛ [10], позволяет апохроматизировать объектив, уменьшить поперечный хроматизм и одновременно снизить уровень остаточных монохроматических aberrаций [11].

Рассмотренные в данной работе примеры наглядно иллюстрируют целесообразность и эффективность использования дифракционных оптических элементов в телекоммуникационных системах, устройствах записи и чтения информации с оптических дисков, а также дисплеях и мониторах нового поколения.

Литература

1. <http://www.memstnet.org/mems/what-is.html>
2. http://en.wikipedia.org/wiki/Reconfigurable_optical_add-drop_multiplexer
3. <http://www.dvdforum.org/>
4. Ширанков А.Ф., Рожков О.В., Аниканов А.Г., Штыков С.А. Рациональное построение оптической системы комбинированной головки для чтения/записи цифровых дисков CD и DVD формата // Сб. трудов VI Международной конференции “Прикладная оптика”. Том 3: “Компьютерные технологии в оптике”. СПб., 2004. С. 103–107.
5. Tanaka Y., Komma Y., Shimizul Y., Shimazaki T., Muratai J. and Mizuno S. Tech. Dig. ISOM2003, Nara, Th-G-04 (2003) 222.
6. Ежов Е.Г. Степанов С.А., Грейсух Г.И. Сопоставительный анализ коррекционных возможностей оптических элементов различных типов // Сб. трудов Международного оптического конгресса “Оптика-XXI век”. СПб.: СПбГУ ИТМО, 2006. С. 77.
7. <http://zemax.com>
8. <http://en.wikipedia.org/wiki/HDTV>
9. Monk D.W., Gale R.O. The digital micromirror device for projection display // Microelectronic Engineering. 1995. V. 27, № 1–4. P. 489–493.
10. Greisukh G.I., Ezhov E.G., Stepanov S.A. Diffractive-Refractive Hybrid Corrector for Achromatic Corrections of Optical Systems // Applied Optics. 2006. Vol. 45, № 24. P. 6137–6141.
11. Грейсух Г.И., Ежов Е.Г., Степанов С.А., Братуцев А.Н. // Projection optical system for rear projection display (Проекционная оптическая система). Заявка на патент № 2006118187.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ В ВИБРОМЕТРИИ И ДИАГНОСТИКЕ РЕВЕРСИВНОГО ФОТООТКЛИКА

Н. М. КОЖЕВНИКОВ, доктор физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

E-mail: nkozhev@mail.ru

В обзоре рассмотрено применение реверсивных фоточувствительных сред на основе бактериородопсина в качестве динамических голографических смесителей световых пучков, позволяющих реализовать адаптивную регистрацию сигналов гармонической фазовой модуляции и диагностику фоторефрактивного и фотохромного отклика нелинейной среды в реальном времени. Приведен анализ режимов работы таких смесителей, основанный на связи голографических и спектроскопических характеристик фоточувствительных сред с насыщенным фотооткликом. Описаны макеты адаптивных волоконно-оптических и интегрально-оптических голографических интерферометров.

Введение

В начале 50-х годов XX века в Докладах АН СССР появились статьи [1, 2], в которых было показано, что путем регистрации переменного выходного сигнала интерферометра с помощью узкополосного фотоприемного устройства (ФПУ) можно реализовать очень высокую чувствительность измерения амплитуды фазовой модуляции (ФМ). Речь шла о величинах порядка 10^{-10} рад в расчете на один ватт мощности световых пучков и один герц полосы пропускания ФПУ. Это означает, в частности, что пороговое значение амплитуды вибрации, соответствующее указанной чувствительности, составляет по порядку величины 10^{-16} м. Однако столь высокая чувствительность оказалась весьма трудно реализуемой на практике, в первую очередь, в связи с необходимостью адаптивной пространственно-временной стабилизации рабочей точки интерферометра, которая определяется средним за период ФМ фазовым сдвигом между интерферирующими пучками [3, 4].

В классических интерферометрах стабилизация рабочей точки осуществляется электромеханическими корректорами волнового фронта, представляющими собой секционированные или гибкие зеркала, управляемые многоканальными электронными системами фазовой автоподстройки [4]. К сожалению, эффективность работы подобных систем резко снижается, а их сложность существенно возрастает при расширении спектра случайных флуктуаций разности фаз между пучками, особенно при работе со спекл-неоднородными пучками.

В связи с этим большой интерес привлек к себе предложенный в начале 80-х годов чисто оптический способ стабилизации рабочей точки интерферометра, основанный на использовании динамических голографических решеток в качестве смесите-

лей световых пучков [5–7]. Основная идея этого метода состоит в следующем. Два когерентных световых пучка, один из которых (сигнальный) является фазомодулированным, образуют в объеме реверсивной фоточувствительной среды периодически смещающуюся в пространстве интерференционную картину (ИК). Время релаксации τ фотоотклика среды выбирается таким, чтобы оно было много больше периода T фазовой модуляции. В этом случае в среде записывается квазистационарная голографическая решетка, соответствующая среднему положению ИК. Быстрые смещения мгновенной ИК относительно этой решетки приводят к энергообмену между пучками, который регистрируется на выходе интерферометра с помощью ФПУ. В то же время медленные смещения ИК, вызываемые низкочастотными случайными изменениями оптической разности фаз, “отслеживаются” средой в том смысле, что голографическая решетка успевает переписываться за время этих медленных смещений. Ввиду того, что изменения пространственного рас-согласования между записанной голографической решеткой и ИК в этом случае не происходит, никакого вклада в энергообмен пучков медленные смещения ИК не вносят. Такая перезапись голографических решеток и обеспечивает адаптивную фильтрацию низкочастотных помех в выходном сигнале интерферометра [8].

Можно показать, что максимальная крутизна преобразования гармонических сигналов ФМ реализуется в том случае, когда фотоотклик реверсивной среды является локальным, обеспечивающим совпадение экстремумов голографических решеток и ИК [9]. В других задачах, например, при регистрации ступенчатых сигналов ФМ, более эффективными могут оказаться среды с нелокальным откликом.

Наиболее распространенными реверсивными нелинейно-оптическими материалами для примене-

ния в динамической голографии являются фоторефрактивные кристаллы (ФРК) [10], чувствительные в широкой области видимого и ближнего инфракрасного диапазона спектра. Динамические решетки в таких кристаллах формируются под действием электрооптического эффекта, который сопровождает процесс разделения зарядов в неоднородно освещенном ФРК. Оптическая нелинейность ФРК достаточно высока, что обуславливает их преимущества перед другими фоточувствительными средами, когда речь идет о таких задачах, как усиление слабых световых пучков, обращение волнового фронта и т. д. В то же время в измерительных интерферометрах, когерентных оптических приемниках и других схемах оптической обработки информации сильная нелинейность ФРК иногда может оказаться нежелательной из-за того, что сложный, часто осциллирующий характер переходных процессов вносит недопустимые искажения в регистрируемый сигнал. Кроме того, высококачественные ФРК – это дорогие кристаллы, а работа с ними требует тщательной юстировки и оптимального выбора параметров оптической схемы, особенно при анизотропной самодифракции световых пучков. Поэтому актуальной задачей всегда являлось изучение новых нелинейно-оптических материалов для применения в динамической голографической интерферометрии, среди которых можно назвать фоточувствительные полимеры, в том числе биологического происхождения.

Один из таких биофотополимеров – бактериородопсин (БР) [11] – был синтезирован в начале 70-х годов и до сих пор активно изучается в научных лабораториях мира. Еще в начале 80-х годов на перспективность полимерных пленок “Биохром” на основе БР обратил внимание Ю.Н. Денисюк. С тех пор БР применялся практически во всех задачах динамической голографии, включая голографическую интерферометрию в реальном времени, четырехволновое смешение с обращением волнового фронта, нелинейную пространственную фильтрацию, распознавание оптических образов, ассоциативную память, нейронные сети и другие. Основные преимущества БР связаны со стабильностью его параметров и с возможностью варьирования фотофизических характеристик в достаточно широких пределах. Кроме того, БР доступен практически в неограниченных количествах, а его выделение из бактериальной культуры *H. halobium* является достаточно дешевым процессом. Правда, невысокая дифракционная эффективность так и не позволила создать на основе БР конкурентоспособные материалы для большинства указанных выше направлений использования, и в какой-то период интерес Ю.Н. Денисюка к БР ослабел. Однако применение

БР в задачах метрологии, в частности, создание на основе этого фотоматериала высокочувствительных адаптивных виброметров, было встречено Ю.Н. с энтузиазмом.

Динамические амплитудно-фазовые решетки в БР [12]

БР представляет собой трансмембранный белок (опсин), к которому прикреплена молекула ретиналя, играющая роль светочувствительного центра и обуславливающая фотохромизм БР. Полоса поглощения типичной молекулы БР, находящейся в невозбужденном *транс*-состоянии, имеет ширину ~ 100 нм и максимум на длине волны $\lambda_B = 568$ нм¹. При поглощении кванта света молекула БР, испытывая ряд последовательных конформационных превращений, с вероятностью $q \sim 0,6 \dots 0,8$ оказывается в относительно долгоживущем *цис*-состоянии. Спектр поглощения БР в этом состоянии смещен в область более коротких длин волн, а его максимум соответствует длине волны $\lambda_M = 412$ нм. В *цис*-состоянии дипольный момент молекулы БР существенно иной, чем в исходном *транс*-состоянии, поэтому фотохромизм БР сопровождается значительной фоторефракцией.

Время жизни τ молекулы БР в *цис*-состоянии зависит от многих факторов (температура, влажность, агрегатное состояние и тип матрицы, биохимическая структура полипептидной цепи и ретиналя и т. д.) и может изменяться от миллисекунд (водные суспензии БР дикого типа) до десятков минут и более (полимерные пленки генетического мутанта D96N [13] с заблокированным каналом репротонирования). Кроме того, *цис-транс*-переход можно существенно ускорить квантами излучения с длиной волны из полосы поглощения *цис*-состояния [11].

Светоиндуцированный отклик среды, содержащей БР с концентрацией N , определяется соотношением числа молекул БР в исходном (*транс*) N_i и возбужденном (*цис*) $N_c = N - N_i$ состояниях. Концентрации N_i и N_c зависят от локальной интенсивности света I , поэтому такая среда фактически представляет собой оптически управляемый амплитудно-фазовый пространственный фильтр. Если этот фильтр освещен излучением с модулированной вдоль оси x интенсивностью $I(x) = I_0(1 + m \cos Kx)$, то решение кинетического уравнения для $N_c(x, t)$

$$dN_c(x, t)/dt = (\sigma q I(x)/h\nu)[N - N_c(x, t)] - \tau^{-1}N_c(x, t), \quad (1)$$

в стационарном состоянии ($t \gg \tau$) можно записать в виде $N_c(x) = NF_0(R_0) + NF_1(R_0)\cos Kx + \dots$, где

¹ При замене нативного хромофора (ретиналя) синтетическими аналогами этот максимум может значительно смещаться [11].

$$F_0(R_0) = R_0/(1 + R_0), \quad (2)$$

$$F_1(R_0) = (2mR_0)[(1 + R_0)/((1 + R_0)^2 - m^2R_0^2)^{1/2} - 1]. \quad (3)$$

В формулах (1)–(3) σ – сечение поглощения, q – квантовая эффективность *транс-цис*-перехода, параметр $R_0 = I_0/I_{\text{нас}}$ характеризует степень насыщения среды, интенсивность насыщения $I_{\text{нас}}$ определяется формулой

$$I_{\text{нас}} = hv/\sigma q \tau = hvN/\alpha_0 q \tau = hvN_A/\epsilon q \tau, \quad (4)$$

где $\alpha_0 = \sigma N = \epsilon \cdot c = 2,303 D/d$ – исходное (линейное) поглощение фильтра, см^{-1} , ϵ – коэффициент экстинкции среды, $\text{см}^2/\text{моль}$, c – концентрация, $\text{моль}/\text{см}^3$, N_A – число Авогадро, $N = c \cdot N_A$, $D = \alpha_0 d/\lg 10$ – оптическая плотность, d – толщина фильтра. Приведенные соотношения имеют место для небольших коэффициентов поглощения, когда можно пренебречь изменением интенсивности I_0 и концентрации N_c по глубине фильтра. Из формулы (4) видно, что для оценки $I_{\text{нас}}$, помимо коэффициента экстинкции, который известен для многих сред или же легко может быть определен экспериментально по спектру поглощения, необходимо знать квантовую эффективность q фотоцикла БР и время *цис-транс*-релаксации τ .

За счет модулированного компонента концентрации $N F_1(R_0)$ в среде формируются решетка поглощения $\Delta\alpha^1 \cos Kx$ и решетка показателя преломления $\Delta n^1 \cos Kx$. Если интенсивность I_0 значительно меньше интенсивности насыщения $I_{\text{нас}}$, то $F_1(R_0) \sim mR_0$ и амплитуда решетки поглощения связана с глубиной модуляции интенсивности засветки линейным соотношением

$$\Delta\alpha_1 = \sigma q N m I_0 / I_{\text{нас}} = \alpha_0 q m I_0 / I_{\text{нас}} = \gamma \tau m I_0, \quad (5)$$

где γ – фотохромная чувствительность среды в отсутствие насыщения.

Аналогичное соотношение может быть записано для решетки показателя преломления

$$\Delta n^1 = \sigma q \Delta\chi N m I_0 / I_{\text{нас}} = \alpha_0 q \Delta\chi m I_0 / I_{\text{нас}} = \beta \tau m I_0, \quad (6)$$

где β – фоторефрактивная чувствительность среды в отсутствие насыщения, $\Delta\chi$ – разность диэлектрических восприимчивостей молекул БР в *цис*- и *транс*-состояниях.

В случае лоренцевского контура полосы поглощения вещественная и мнимая части комплексного показателя преломления $n^* = n - ik$ связаны соотношениями $n = ku$, $k = k_{\text{max}}/(1 + u^2)$, где $u = \Delta\lambda/\lambda$, относительное смещение рабочей длины волны от центра линии поглощения. В этом случае [14] $\beta = \lambda\gamma u/4\pi$. Реальный спектр поглощения БР сильно отличается от лоренцевского, и для расчета связи β и γ требуется более сложный математический аппа-

рат, основанный на соотношениях Крамерса–Кронига [15].

Зная коэффициенты β и γ , характеризующие фоторефрактивную и фотохромную чувствительность среды в отсутствие насыщения, а также время релаксации τ , по формулам (8), (9) можно определить амплитуды соответствующих решеток, когда интенсивность I_0 много меньше $I_{\text{нас}}$. В общем случае, когда $I_0 \geq I_{\text{нас}}$, амплитуды решеток рассчитываются по формулам

$$\Delta n^1 = \beta \tau I_{\text{нас}} F_1(R_0), \quad (7)$$

$$\Delta\alpha^1 = \gamma \tau I_{\text{нас}} F_1(R_0), \quad (8)$$

которые позволяют оценить предельные значения амплитуд решеток по известным значениям γ , β , τ и $I_{\text{нас}}$.

Диагностика реверсивного фотоотклика БР методом фазомодулированных пучков

Для экспериментального определения указанных выше параметров фотоотклика перспективным является предложенный в [16, 17] метод фазомодулированных пучков. Оптическая схема, реализующая этот метод, приведена на рис. 1, а сама диагностика фотоотклика фактически представляет собой обратную задачу по отношению к измерению параметров ФМ с помощью адаптивного голографического интерферометра.

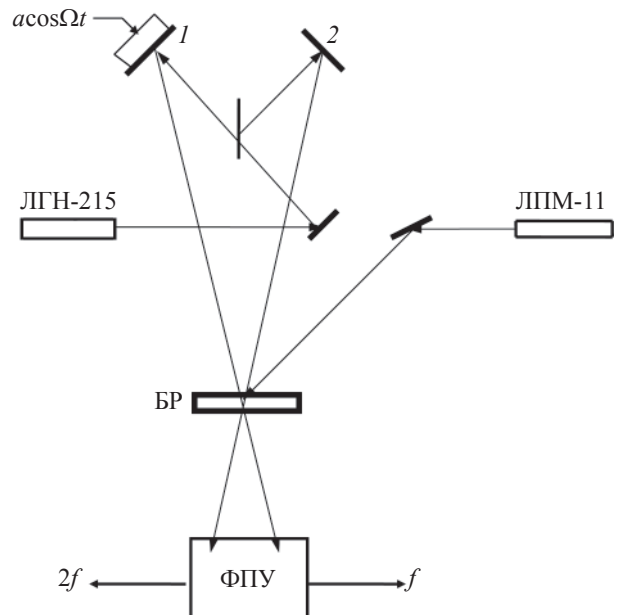


Рис. 1.

Выходное излучение одномодового He–Ne-лазера ЛГН-215 ($\lambda_B = 0,63$ мкм) с интенсивностью I_B разделяется на два пучка с интенсивностями I_1 и I_2 ($I_2:I_1 = 3,5$), которые под небольшим углом θ друг к другу ($\theta \approx 7^\circ$) сводятся в объеме исследуемой среды БР. Один из пучков отражается от вибрирующего с частотой $f = 4,2$ кГц зеркала I . Интенсивности выходных пучков регистрируются двухканальным ФПУ, разностный и суммарный сигналы с которого селективно усиливаются на частоте первой (f) и второй ($2f$) гармоники модуляционной частоты и измеряются вольтметрами.

Можно показать [9, 16, 18], что в случае фоточувствительной среды с локальным откликом, к которому относится БР, противофазные колебания интенсивностей выходных пучков с амплитудой ΔI_f на частоте первой гармоники обусловлены фазовым компонентом записанной решетки, а синфазные колебания интенсивностей этих пучков с амплитудой ΔI_{2f} на частоте второй гармоники – амплитудным компонентом решетки:

$$\Delta I_f = (2k/\alpha_0)\beta\tau I_1 I_2 J_0(a) J_1(a) T(d); \quad (9)$$

$$\Delta I_{2f} = (2/\alpha_0)\gamma\tau I_1 I_2 J_0(a) J_2(a) T(d); \quad (10)$$

где $k = 2\pi/\lambda_B$, I_1 и I_2 – интенсивности пучков на входе в среду, $J_0(a)$, $J_1(a)$, $J_2(a)$ – функции Бесселя, a – амплитуда ФМ, d – толщина кюветы с суспензией, α_0 – линейный коэффициент поглощения по интенсивности, $T(d) = \exp(-\alpha_0 d/\cos(\theta/2))[1 - \exp(-\alpha_0 d/\cos(\theta/2))]$, τ – время *цис-транс*-релаксации молекулы БР, β и γ – фоторефрактивная и фотохромная чувствительность среды. Зная эти коэффициенты, легко рассчитать амплитуды фазовой решетки $\Delta\epsilon(z) = \beta\tau\sqrt{I_1 I_2} J_0(a) \exp(-\alpha_0 z/\cos(\theta/2))$ и решетки поглощения $\Delta\alpha(z) = \gamma\tau\sqrt{I_1 I_2} J_0(a) \exp(-\alpha_0 z/\cos(\theta/2))$, z – координата в глубь среды.

Для измерения времени релаксации фазового компонента решетки, записанной в ненасыщенной среде, используется метод π -сдвига, заключающийся в том, что на второе пьезозеркало 2 (см. рис. 1) подается ступенчатый импульс, сдвигающий интерференционную картину пучков на половину пространственного периода решетки. В результате перезаписи решетки модуляция интенсивностей выходных пучков за время $t = \tau \ln 2$ уменьшается практически до нуля, а затем экспоненциально увеличивается до прежнего стационарного значения. Измерив время t , можно с высокой точностью определить время релаксации τ .

Для изменения времени релаксации молекул БР исследуемая среда облучается синим светом с интенсивностью I_M от одномодового He–Cd-лазера ЛПМ-11 ($\lambda_M = 0,44$ мкм). В связи с тем, что в отсут-

ствии насыщения ΔI_f пропорционально τ , для исследования влияния синего излучения на время релаксации молекул БР нами измерялась зависимость стационарной амплитуды $\Delta I_f(I_M)$ с привязкой этой зависимости к измеренному методом π -сдвига при $I_M = 0$ значению $\tau = 0,55$ с.

На рис. 2 приведены графики зависимостей относительных амплитуд $\delta I_f = \Delta I_f/I_1 \exp(-\alpha_0 d/\cos(\theta/2))$ и $\delta I_{2f} = \Delta I_{2f}/I_1 \exp(-\alpha_0 d/\cos(\theta/2))$ колебаний интенсивности слабого пучка I_1 на выходе из суспензии БР D96N в глицерине от I_B . Коэффициенты β и γ , вычисленные из приведенных зависимостей, имеют значения $\approx 10^{-3}$ мм²/мДж и ≈ 16 мм/мДж соответственно. При увеличении интенсивностей записывающих пучков рост относительных амплитуд δI_f и δI_{2f} замедляется, они достигают максимума, а затем начинают уменьшаться, что связано с искажениями решеток в результате насыщения фотоотклика среды. Сплошной линией на рисунке показана зависимость $\delta I_{f\text{теор}}$, построенная по формуле (3) для $m = 0,84$, с максимумом 4% и $I_{\text{нас}} \approx 100$ мкВт/мм². Это значение $I_{\text{нас}}$ оказывается очень близким к вычисленному на основе данных о коэффициенте экстинкции БР на длине волны 0,63 мкм $\epsilon =$

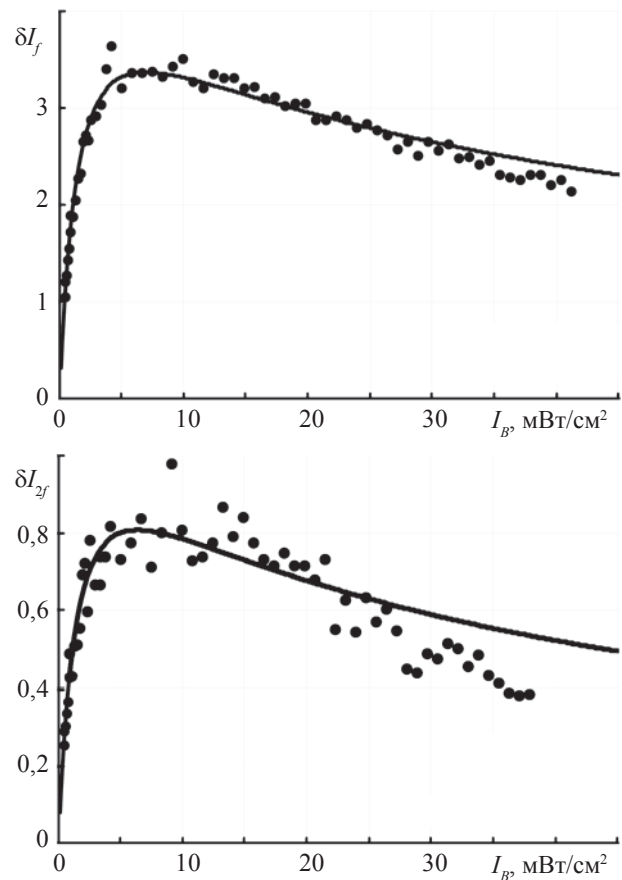


Рис. 2.

$= 15000 \text{ л моль}^{-1} \text{ см}^{-1}$ [11], которому соответствует значение сечения поглощения $\sigma \approx 0,57 \times 10^{-14} \text{ мм}^2$, а также оценки квантового выхода фотоцикла $q \sim 0,6$ [11].

Оценим предельную чувствительность измерения амплитуды ФМ a с помощью адаптивного интерферометра со смесителем пучков на основе БР. Отношение сигнал/шум (С/Ш) в режиме ограничения дробовыми шумами ФПУ определяется известным соотношением [19]

$$C/Ш = i_{\Phi}(\delta i_{\Phi})^2 / 2e\Delta f, \quad (11)$$

где $i_{\Phi} = \eta IS$ – фототок, η – ампер-ваттная чувствительность фото диода, I – интенсивность света, падающая на фото диод с апертурой S , δi_{Φ} – глубина модуляции фототока, e – заряд электрона, Δf – полоса пропускания ФПУ. Очевидно, $\delta i_{\Phi} = \delta I_f$. Подставив в (11) $\delta i_{\Phi} \sim 0,04$, $i_{\Phi} \sim 50 \text{ мкА}$ (что соответствует интенсивности падающего на ФПУ пучка, равной интенсивности насыщения), $\Delta f \sim 100 \text{ Гц}$, получим $C/Ш \sim 10^5$. Это значение С/Ш достигается при амплитуде ФМ $a \sim 1 \text{ рад}$; значит, предельная амплитуда ФМ $a_{\text{пр}}$, которую можно реализовать с помощью суспензии БР, равна $a_{\text{пр}} \sim a/(C/Ш) \sim 10^{-5} \text{ рад}$. Этой амплитуде ФМ соответствует смещение отражающей поверхности на $(\lambda/4\pi)a_{\text{пр}} \sim 10^{-12} \text{ м}$. Реальная чувствительность, реализованная с помощью суспензии БР, оказалась на порядок хуже, однако и такая чувствительность является достаточно высокой.

Как показали эксперименты, примененная суспензия БР обеспечивает подавление аддитивных фазовых помех с частотами вплоть до $\sim 0,2\text{--}0,3 \text{ Гц}$. Уменьшение времени релаксации при засветке синим светом позволяет расширить верхнюю границу полосы адаптивного подавления помех до $\sim 1 \text{ Гц}$. При использовании других типов БР, например, дикого БР, эта граница может быть повышена в десятки раз.

Адаптивные голографические интерферометры на основе фоточувствительных сред, содержащих БР

В настоящее время известны различные схемы реализации адаптивных голографических интерферометров на основе БР. Одна из таких схем представляет собой многоканальный адаптивный волоконно-оптический датчик, предназначенный для измерения параметров физических величин, в том числе для определения направления распространения акустических волн [20]. В этом датчике излучение He–Ne-лазера вводилось в многомодовый волоконный световод, который с помощью ответвителей разделялся на несколько компонентов, один

из которых являлся источником опорного пучка, а остальные служили для распространения сигнальных пучков. Фазовая модуляция в этих сигнальных световодах осуществлялась с помощью пьезокерамических цилиндров, на которые наматывалось оптическое волокно. Сигнальные и опорный пучки смешивались в объеме полимерной пленки, содержащей БР дикого типа. После этого сигнальные пучки регистрировались фотоприемными устройствами, пропускались через узкополосные фильтры, настроенные на основную частоту ФМ, и измерялись вольтметрами. Пороговая чувствительность такого датчика $\sim 10^{-4} \text{ рад}$ при адаптивной фильтрации помех в диапазоне частот до $\sim 100 \text{ Гц}$ оказалась сравнимой с той, которая была получена на аналогичном интерферометре с использованием фоторефрактивных кристаллов.

В адаптивном интерферометре для измерения субмикронных ступенчатых смещений [20] одно из зеркал было установлено на вибрирующую с высокой частотой пьезоэлектрическую подложку, а второе зеркало смещалось пьезопреобразователем, подключенным к генератору прямоугольных импульсов. Фотоприемное устройство было настроено на частоту второй гармоники высокочастотной ФМ. По соотношению сигнал/шум в выходном сигнале была оценена предельная чувствительность рассматриваемого интерферометра, которая составила $\sim 5 \text{ ангстрем}$. Этот интерферометр был успешно применен для калибровки туннельного микроскопа.

Недавно было проведено экспериментальное исследование оптического управления энергообменом каналируемых пучков на динамических решетках, записанных в суспензии БР D96N [21] в глицерине, нанесенной на поверхность планарного одномодового волновода. Волновод был изготовлен на подложке из стекла К8 методом термодиффузионного замещения ионов Na^+ ионами K^+ . Такое покрытие волновода имеет достаточно высокий показатель преломления ($n_c \sim 1,46$), что обуславливает требуемое для эффективной самодифракции пучков “просачивание” моды в покрытие. По сравнению с БР дикого типа, модифицированный БР D96N позволяет записывать более эффективные голографические решетки, в первую очередь, из-за большей инерционности фотоотклика. При этом инерционность БР D96N сильно зависит от освещенности излучения с длиной волны из полосы поглощения *цис*-состояния, что позволяет реализовать оптическое управление голографическими процессами.

Исследовались динамические решетки двух типов. Для записи решеток первого типа, когда пространственно модулируется скорость *транс-цис*-возбуждения молекул БР (назовем их *решетками возбуждения*), излучение одномодового He–Ne-ла-

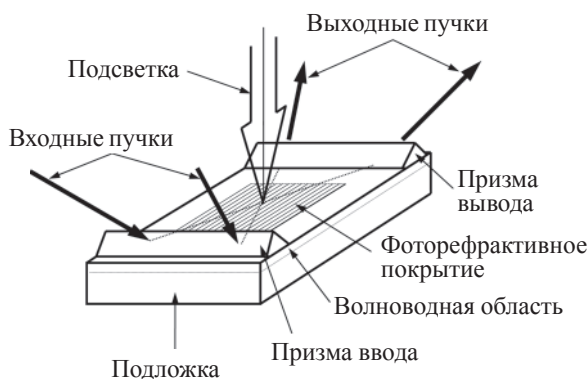


Рис. 3.

зера ($\lambda_1 = 630$ нм, выходная мощность ~ 50 мВт) расщеплялось на два пучка, которые с помощью призм вводились в исследуемый волновод с нанесенной на внешнюю поверхность суспензией БР (рис. 3). Для управления инерционностью фотоотклика БР D96N использовался He–Cd-лазер ($\lambda_2 = 440$ нм, мощность ~ 30 мВт), излучение которого направлялось на область интерференции “хвостов” каналируемых пучков либо сверху, либо вводилось в волновод с помощью выходной призмы навстречу записывающим пучкам.

Для записи динамических решеток второго типа (которые назовем *решетками релаксации*)² использовались каналируемые пучки с длиной волны λ_2 из полосы поглощения возбужденного состояния молекул БР. Интерференционная картина “хвостов” этих пучков пространственно модулирует не скорость возбуждения, а скорость *цис-транс*-релаксации молекул БР. Если при этом одновременно обеспечить однородное возбуждение среды излучением с длиной волны λ_1 , то в среде сформируется динамическая решетка. Схема экспериментальной установки для записи решеток релаксации такая же, как для записи решеток возбуждения (см. рис. 3), только He–Ne и He–Cd-лазеры меняются местами.

Во всех проведенных экспериментах надежно регистрировался разностный сигнал на основной частоте фазовой модуляции, в то время как суммарный сигнал на частоте второй гармоники лишь незначительно превышал уровень шумов. Это свидетельствует о том, что в фоторефрактивном покрытии волновода имела место, в основном, запись несмещенной фазовой решетки.

При освещении области взаимодействия “хвостов” каналируемых пучков излучением с длиной волны $\lambda_2 = 440$ нм происходило смещение максимума энергообмена в сторону больших интенсивностей записывающих пучков. Такое смещение лег-

² В литературе указанные типы динамических голограмм называют голограммами В и М типа.

ко объясняется линейной зависимостью обратного времени *цис-транс*-релаксации τ^{-1} от интенсивности синей подсветки. Отмеченная зависимость позволяет реализовать оптическое управление записью фазовых решеток в фоторефрактивном покрытии планарных волноводов. При этом оказывается, что в зависимости от того, какова суммарная интенсивность записывающих пучков, можно получать прямо противоположные результаты управления. Например, при малых интенсивностях синий свет уменьшает энергообмен и соответствующую среднюю по глубине покрытия амплитуду фазовой решетки. При больших интенсивностях, наоборот, синий свет приводит к увеличению глубины модуляции, так как в этом случае уменьшение времени релаксации снижает степень насыщения среды и, следовательно, уменьшает искажение профиля записываемой решетки.

При записи решеток релаксации зависимость глубины модуляции интенсивностей выходных пучков имеет максимум, свидетельствующий об искажении профиля решетки и обусловленном этим искажением уменьшении основной пространственной гармоники решетки, на которой происходит энергообмен пучков. Следует отметить, что при записи решеток релаксации искажение профиля, имеющее место даже при небольших интенсивностях однородной засветки, связано не с конечной концентрацией молекул БР (насыщение фотоотклика), как при формировании решеток возбуждения, а с нелинейной зависимостью времени *цис-транс*-релаксации τ .

Абсолютные значения глубины модуляции интенсивностей выходных пучков в интегрально-оптическом голографическом интерферометре лишь на порядок отличаются от соответствующих значений при объемной самодифракции, а следовательно, соответствуют достаточно высокой пороговой чувствительности определения амплитуды ФМ ($\sim 10^{-3}$ рад(Вт/Гц))^{1/2}.

Заключение

Рассмотренные в обзоре прямая (адаптивная регистрация параметров вибраций) и обратная (диагностика реверсивного фотоотклика) задачи, решаемые методом фазомодулированных пучков, записывающих динамические решетки в нелинейной среде, до сих пор не потеряли актуальности и продолжают оставаться темой научных исследований в различных странах. Значительное число этих исследований по-прежнему связано с фоторефрактивными кристаллами. Однако постоянно появляются новые публикации, где динамические голографические смесители пучков реализуются на основе среднего органического и биоорганического происхождения.

Это и белковые светочувствительные комплексы (бактериородопсин и его аналоги, синтетические фотореакционные центры), и различные сложные органические красители [22]. Интерес к таким исследованиям обусловлен тем, что не существует универсальной среды, удовлетворяющей требованиям высокой чувствительности и пространственно-временного разрешения во всем оптическом диапазоне длин волн. Для каждой такой задачи требуется поиск оптимального режима работы нелинейной среды. В этих случаях рассмотренная выше методика диагностики нелинейного фотоотклика и прогнозирования голографических экспериментов обеспечит реализацию максимальной чувствительности регистрации сигналов фазовой модуляции.

Литература

1. Горелик С.Г. О применении модуляционного метода в оптической интерферометрии // ДАН СССР. 1952. Т. 83. Вып. 4. С. 549–552.
2. Берштейн И.Л. Об измерении весьма малых изменений разности хода двух световых колебаний // ДАН СССР. 1954. Т. 94. Вып. 4. С. 655–658.
3. Андропова И.А., Берштейн И.Л., Зайцев Ю.И. Пределные возможности лазерной интерферометрии // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1982. Т.46. № 8. С. 1590–1593.
4. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 336 с.
5. Hall T.J., Fiddy M.A., Ner M.S. Detector for an optical-fiber acoustic sensor using dynamic holographic interferometry // Opt. Lett. 1980. V. 5. № 11. P. 485–487.
6. Князьков А.В., Кожевников Н.М., Кузьминов Ю.С., Полозков Н.М., Сайкин А.С., Сергуценко С.А. Энергообмен фазомодулированных пучков в динамической голографии // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 9. С. 1737–1741.
7. Барменков Ю.О., Зосимов В.В., Кожевников Н.М., Лямшев Л.М., Сергуценко С.А. Исследование малых ультразвуковых колебаний методами динамической голографии // ДАН СССР. 1986. Т.290. № 5. С. 1095–1098.
8. Барменков Ю.О., Зосимов В.В., Кожевников Н.М., Липовская М.Ю., Лямшев Л.М. Голографическая фильтрация низкочастотных помех в выходном сигнале измерительного интерферометра. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. В. 6. С. 1339–1343.
9. Kozhevnikov N.M. Dynamic holographic microphasometry // Proc. SPIE. 1991. V. 1507. P. 509–516.
10. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 270 с.
11. Всеволодов Н.Н. Биопигменты-фоторегистраторы. М.: Наука, 1988. 224 с.
12. Кожевников Н.М., Королев А.Е. Связь голографических и спектроскопических характеристик реверсивных фоточувствительных сред, содержащих бактериородопсин. // Оптика и спектроскопия. 2002. Т. 93. № 4. С. 681–685.
13. Hampp N., Brauchle Ch., Oesterhelt D. Bacteriorhodopsin wild-type and variant aspartate-96 - asparagine as reversible holographic media. // Biophys. J. 1990. V. 58. P. 83–93.
14. Королев А.Е., Стаселько Д.И. Амплитудно-фазовая запись динамических голограмм и предельная чувствительность резонансных атомных сред // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 57. В. 2. С. 299–305.
15. Коклюшкин А.В., Королев А.Е., Кожевников Н.М. Анализ эффективности записи динамических решеток в бактериородопсине на основе дифференциальных спектров поглощения // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102. № 2. С. 346–352.
16. Gehrtz M., Pinsl J., Brauchle Ch. Sensitive detection of phase and absorption gratings: Phase modulated, homodyne detected holography // Appl. Phys. B. 1987. V. 43. P. 61–77.
17. Барменков Ю.О., Кожевников Н.М., Липовская М.Ю. Измерение параметров фоторефрактивных сред для записи динамических голограмм // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. В. 1. С. 225–228.
18. Кожевников Н.М., Королев А.Е., Липовская М.Ю., Назаров В.Н. Голографическая запись в суспензии бактериородопсина D96N с оптически управляемой инерционностью // Оптический журнал. 2000. Т. 67. № 8. С. 27–30.
19. Гальярди Р.М., Карп Ш. Оптическая связь. М.: Мир, 1978. 424 с.
20. Kozhevnikov N.M. Biological materials for dynamic holography // Proc. SPIE. 1997. V.2968. P. 292–295.
21. Кожевников Н.М., Королев А.Е., Коклюшкин А.В., Липовская М.Ю., Назаров В.Н. Запись динамических решеток в нелинейно-оптическом покрытии планарного волновода // Оптика и спектроскопия. 2003. Т. 94. № 4. С. 841–846.
22. Андреева М.С., Шмальгаузен В.И. Светоиндуцированная анизотропия показателя преломления азосодержащего полимера с жидкокристаллическими свойствами // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 1. С. 37–40.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ГОЛОГРАФИЯ ПРИ ВЫНУЖДЕННЫХ РАССЕЙНИЯХ СВЕТА

А. Д. КУДРЯВЦЕВА, канд. физ.-мат. наук; Н. В. ЧЕРНЕГА, канд. физ.-мат. наук

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

E-mail: akudr@sci.lebedev.ru, tchera@mail1.lebedev.ru

В работе приводится обзор экспериментальных исследований, выполненных авторами под руководством и при непосредственном участии А.И. Соколовской, посвященных изучению процессов регистрации, восстановления и обработки оптической информации на основе нелинейно-оптических эффектов. Описаны различные схемы, предложенные авторами для обработки оптической информации на основе вынужденных рассеяний света (ВР), определены их оптимальные параметры, показаны преимущества различных схем для определенных экспериментальных условий. Реализовано восстановление и обработка изображений амплитудных и фазовых объектов при ВР света одновременно на нескольких частотах. Обсуждается роль сопутствующих нелинейных эффектов. Предлагаются возможности использования описанных схем для практических приложений. Приведены результаты поиска новых нелинейных эффектов и новых сред, перспективных для использования в динамической голографии.

Введение

Для решения задач, связанных с передачей и хранением оптической информации, важную роль играет разработка методов преобразования характеристик сложных световых полей, дающих возможность восстановления и обработки оптических изображений. Применение вынужденных рассеяний для преобразования когерентного излучения является весьма перспективным, поскольку дает возможность изменять в широких пределах длину волны излучения с высокой эффективностью преобразования, одновременно осуществлять восстановление изображений на нескольких частотах и управлять характеристиками преобразованного излучения. На процесс восстановления изображения при ВР существенное влияние оказывают такие нелинейные эффекты, как двухфотонное поглощение, высокочастотный Керр-эффект, другие виды вынужденных рассеяний света, возникающие в нелинейных средах под действием лазерного излучения с высокой плотностью мощности. В связи с этим представляется существенным рассмотрение конкуренции различных видов нелинейных рассеяний, зависимость их характеристик от условий возбуждения, а также выбор оптимальных параметров схем и оптимальных энергетических и геометрических условий возбуждения.

1. Оптические схемы для регистрации, восстановления и обработки оптических изображений

1.1. Источники возбуждения вынужденных рассеяний

Вынужденные рассеяния возбуждались в пикосекундном диапазоне второй гармоникой Nd:YAG лазера с длиной волны 532 нм, длительностью им-

пульса 25 пс и максимальной энергией 5 мДж. В наносекундном режиме использовалось излучение рубинового лазера (длительность импульса 20 нс, длина волны 690 нм, максимальная энергия 0,3 Дж, расходимость $3,5 \times 10^{-4}$ рад, ширина линии генерации $0,015 \text{ см}^{-1}$).

1.2. Общие принципы регистрации и восстановления изображений при ВР. Схема с одной кюветой

Обращение волнового фронта света – или получение комплексно-сопряженной волны – может в принципе осуществляться методами классической [1] и динамической голографии. В разработанных нами схемах информация об амплитудно-фазовой структуре светового поля регистрируется в нелинейной среде и затем считывается пучком ВР. В результате этого процесса происходит восстановление объемного изображения трехмерного объекта и его Фурье-спектра. Изменяя свойства нелинейной среды и условия возбуждения, можно изменять свойства восстановленных изображений.

Регистрация амплитудно-фазовой структуры светового поля в среде может осуществляться различными способами. Если слой нелинейной среды достаточно велик и вблизи входной поверхности уровень насыщения не достигается, информация может быть зарегистрирована в виде вариаций коэффициента усиления ВР, т. е. амплитудной усиливающей голограммы. Пучок ВР, возникающий в фокусе, может считать голограмму и восстановить амплитудно-фазовую структуру поля в том случае, если параметры этого пучка близки к параметрам пучка накачки. В работах [1, 2, 3] было показано, что волновой фронт пучка вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) может при определенных условиях иметь волновой фронт, обращен-

ный по отношению к пучку накачки. Мы показали, что подобный эффект может наблюдаться и при вынужденном комбинационном рассеянии света (ВКР). При определенной толщине рассеивающего слоя (для нелинейных жидкостей больше 20 мм) и при плотности мощности накачки больше 2 ГВт/см² яркость, распределение интенсивности, расходимость пучка ВКР в направлении, противоположном направлению накачки (“назад”), становятся близки к аналогичным параметрам пучка лазерного излучения, падающего на нелинейную среду. В этом случае пучок ВКР имеет волновой фронт, подобный волновому фронту лазерного излучения, но со смещением по частоте. Такой пучок, падая на динамическую усиливающую голограмму, дифрагирует на ней и восстанавливает изображение объекта, помещенного в пучок накачки, и его Фурье-спектр. При этом характеристики объекта (увеличение, контраст) зависят от свойств нелинейной среды и от геометрических и энергетических условий возбуждения. Так, продольное и поперечное увеличение восстановленного изображения описываются следующими выражениями:

$$V_s = [\mu/\nu_0 + (1 - \mu)/u_0]^{-1}, \quad N = [1 + \nu_0(1/\mu - 1)/u_0]^{-1},$$

где $\mu = \lambda s/\lambda_0$ (отношение длин волн ВКР и накачки), ν_0 и ν_s – расстояния от входной грани до изображения объекта на длине волны накачки и на длине волны ВКР соответственно, u_0 – расстояние от входной грани до фокуса линзы, N – отношение поперечных размеров изображения и объекта. При этом следует отметить, что изображение объекта в такой схеме может быть расположено и вне слоя нелинейного вещества. Мы получали восстановление изображений объектов и с помощью других видов вынужденных рассеяний света: ВРМБ и вынужденного рассеяния крыла линии Релея (ВРКР). В тех случаях, когда длина волны рассеянного света была близка к длине волны возбуждающего излучения (ВРМБ, ВРКР), изображения объектов были расположены на таком же расстоянии от среды, как и объект, и имели такой же размер. Если длина волны рассеянного излучения сильно отличалась от длины волны накачки, изображение могло существенно отличаться от объекта по величине и положению. Схема установки, используемой в данном методе, представлена на рис. 1.

Изображение, восстановленное с помощью вынужденных рассеяний света, отличается от зеркального отражения ориентацией в пространстве.

1.3. Схема с разделением объемов

Схема с разделением кюветы с веществом на две части демонстрирует различную роль областей рассеивающей среды (в фокальной области формиру-

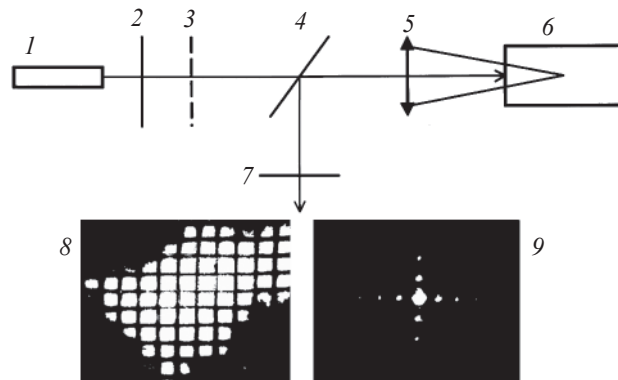


Рис. 1. Схема установки для изучения восстановленного изображения при ВР света. 1 – лазер, 2 – нейтральные светофильтры, 3 – объект, задающий пространственное распределение лазерного излучения, 4 – поворотная пластина, отводящая часть рассеянного излучения на систему регистрации, 5 – фокусирующая система, 6 – кювета с нелинейной средой, 7 – селективные фильтры, 8 – изображение, восстановленное на длине волны ВР, 9 – Фурье-спектр восстановленного изображения.

ется считывающий пучок ВКР, вблизи входной грани записывается голограмма), а также возможность измерить дифракционную эффективность динамической усиливающей голограммы. Схема такой установки приведена на рис. 2.

Мы провели измерение дифракционной эффективности усиливающих голограмм при восстановлении изображений с помощью ВРМБ в ацетоне [5]. Кювета, в которой формировалась восстанавливающая волна ВРМБ, имела толщину 100 мм, кювета, в которой регистрировалась голограмма, была толщиной 50 или 100 мм. Мы измеряли интенсивность пучка ВРМБ, падающего на голограмму, и относительные интенсивности компонент нулевого порядка и высших порядков в Фурье-спектре объекта, восстановленного после голограммы. Измеренные нами величины дифракционной эффективности усиливающих динамических голограмм составляли $(50 \pm 10)\%$ для толщины слоя 50 мм и $(160 \pm 20)\%$ для толщины слоя 100 мм. Зависимость дифракционной эффективности динамической усиливающей голограммы от ее толщины иллюстрируется на рис. 3. Как видно из рисунка, дифракционная эффективность резко возрастает с увеличением расстояния, которое проходит восстанавливающий пучок в области голограммы.

Информация об амплитудно-фазовой структуре светового поля может быть зарегистрирована в нелинейной среде и другими способами, например, при проектировании в вещество уменьшенного действительного изображения объекта. Преимущества такой схемы заключаются в хорошем качестве вос-

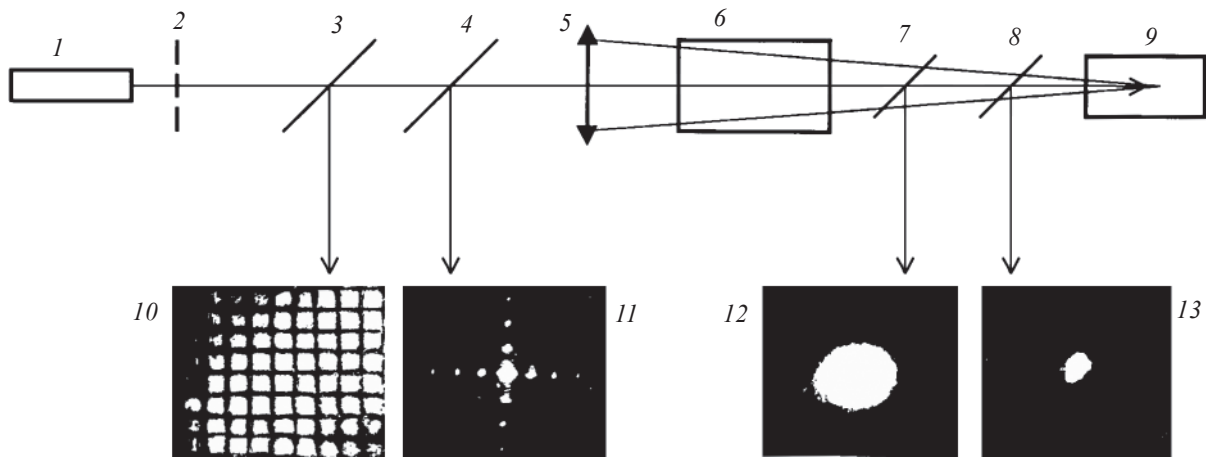


Рис. 2. Схема установки с разделением объемов вещества. 1 – лазер, 2 – объект, 3, 4, 7, 8 – полупрозрачные пластины, 5 – линза, 6, 9 – кюветы с нелинейным веществом, 10, 12 – структура пучка в плоскости изображения после кювет 6 и 9, 11 – Фурье-спектр восстановленного изображения, 13 – нулевая компонента Фурье-спектра.

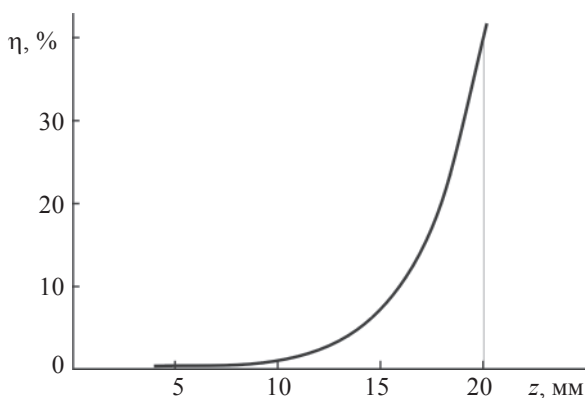


Рис. 3. Зависимость амплитудной усиливающей динамической голограммы от ее толщины.

становленного изображения и возможности работать практически при любой энергии возбуждения, включая область насыщения. Схема позволяет также получить увеличение контраста восстановленного изображения, что существенно при исследовании фазовых и слабопоглощающих свет объектов.

1.4. Восстановление изображений по Фурье-спектру объекта

В схеме восстановления изображений по Фурье-спектру пучок лазерного излучения после прохождения через объект проектировался в тонкий слой нелинейного вещества. Вынужденное рассеяние возбуждалось в этом случае в областях, соответствующих различным компонентам Фурье-спектра. Наблюдалось восстановление как изображения объекта, так и его Фурье-спектра. Восстановленное изображение имело тот же размер, что и объект, и было

расположено на таком же расстоянии от нелинейной среды. Схема такого процесса может быть представлена в следующем виде:

$$O(x, y) \xrightarrow{TF} S(u, v) \xrightarrow{T} S_R(u, v) \xrightarrow{TF^{-1}} O'(x, y),$$

где $O(x, y)$ – поле накачки после прохождения объекта, TF – Фурье-преобразование, $S(u, v)$ – поле пространственных частот в излучении накачки, T – преобразование накачки в ВКР, $S_R(u, v)$ – поле пространственных частот ВКР, TF^{-1} – обратное преобразование Фурье, $O'(x, y)$ – поле рассеянного излучения, строящее изображение объекта. Схема установки приведена на рис. 4.

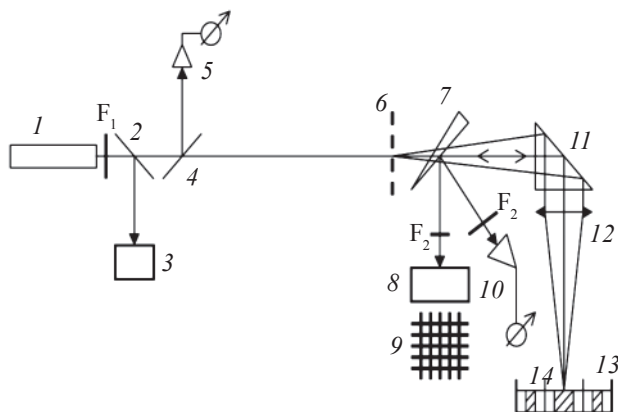


Рис. 4. Схема восстановления изображений по Фурье-спектру. 1 – лазер, F_1 – нейтральный фильтр, 2, 4 – стеклянные пластины, 3 – система регистрации временных характеристик возбуждающего излучения, 5 – измеритель энергии возбуждающего излучения, 6 – объект, 7 – клин, F_2 – селективные фильтры, 8 – система регистрации восстановленного изображения, 9 – восстановленное изображение, 10 – измеритель энергии ВР “назад”, 11 – призма, 12 – линза, 13 – кювета с нелинейным веществом, 14 – непрозрачные экраны.

Излучение лазера 1 проходило через объект 6, помещенный в передней фокальной плоскости линзы 12, фокусирующей световой пучок в кювету с нелинейной средой 13. Использовались как амплитудные объекты (металлические сетки с толщиной проволоки от 0,1 до 0,5 мм и величиной ячейки от 0,1 до 1,5 мм), так и фазовые (фотографические изображения сеточек, обработанные по специальной отбеливающей методике). Для того чтобы исключить влияние окон и избежать их разрушения, излучение направлялось в открытую кювету призмой 11. Толщина активной среды была меньше длины фокальной перетяжки. В этом случае области среды, освещенные лазерным излучением, представляли собой дискретные, не пересекающиеся по всей длине объемы, соответствующие разным компонентам Фурье-спектра (заштрихованные области на рисунке). Чтобы исключить их взаимодействие, в ряде случаев компоненты разделялись непрозрачными экранами 14. Таким образом, ВР возбуждалось в пространственно независимых объемах среды, соответствующих различным компонентам Фурье-спектра объекта в свете накачки. Излучение ВР в направлении назад клином 7 отводилось на системы регистрации энергии 10 и изображения 8. Изображение 9 регистрировалось с помощью ПЗС-матрицы или фотопластинки. Регистрировался также Фурье-спектр восстановленного изображения. Селективные фильтры F_2 выделяли нужные спектральные компоненты. Параметры возбуждающего излучения регистрировались с помощью систем 3 и 5. Энергия лазерного излучения варьировалась нейтральными фильтрами F_1 .

В качестве источников возбуждения использовались вторая гармоника Nd:YAG лазера с длиной волны 530 нм, длительностью импульса 25 пс и максимальной энергией 5 мДж и рубиновый лазер с длиной волны 690 нм, длительностью импульса 20 нс и максимальной энергией 0,2 Дж.

Восстановление изображения и его Фурье-спектра при ВКР и ВРМБ было получено в ряде жидкостей, в частности, в бензоле и ацетоне. Качество восстановленного изображения и коэффициент преобразования в ВР существенным образом зависят от геометрии возбуждения и от энергии накачки. Так, оптимальным является фокусное расстояние линзы, фокусирующей излучение накачки в нелинейную среду, 100 мм. При этом максимальный коэффициент преобразования возбуждающего излучения в ВР наблюдался при фокусировке накачки на глубину 5 мм, в то время как наилучшее качество восстановленного изображения и Фурье-спектра соответствовало проектировке центральной части фокальной перетяжки на поверхность вещества. При оптимальных геометрических условиях изме-

нение энергии возбуждения приводило к существенному изменению свойств восстановленного изображения.

1.5. Обработка изображения

Качество восстановленного изображения определяется тем, насколько точно соотношения интенсивностей и фаз между компонентами Фурье-спектра исходного изображения воспроизводятся в восстановленном изображении. На процесс восстановления изображения при ВР существенное влияние оказывают такие нелинейные процессы, как двухфотонное поглощение, высокочастотный Керр-эффект, другие виды вынужденных рассеяний света. Варьируя интенсивность возбуждающего излучения, геометрию освещения объема, нелинейные параметры активной среды, можно эффективно управлять восстановленным изображением (получать инверсию контраста в изображении амплитудных объектов, осуществлять визуализацию изображений фазовых объектов, повышать контраст изображения слабопоглощающих свет объектов и т. д.), меняя амплитудно-фазовые соотношения между компонентами Фурье-спектра. Данный метод управления оптическим изображением аналогичен классическому методу фазового контраста и обладает следующими особенностями:

- изображение восстанавливается на длине волны, смещенной относительно исходной (смещение обусловлено свойствами активной среды и может принимать значения от сотен до нескольких тысяч обратных сантиметров);

- амплитудно-фазовый экран, который в методе фазового контраста воздействует на нулевую компоненту, в данной схеме воздействует на все компоненты Фурье-спектра, причем воздействие это существенно нелинейно;

- экран возникает в самой среде под действием лазерного излучения, приводящего к нелинейным эффектам, а не является внесенным извне, как в методе фазового контраста.

Следуя теории построения изображения Аббе, можно описать действие среды, как действие амплитудно-фазовых фильтров типа

$$A = a(x, y)\exp(i\alpha(x, y)) \text{ и } B = b(x, y)\exp(i\beta(x, y)),$$

где $a(x, y)$, $\alpha(x, y)$ и $b(x, y)$, $\beta(x, y)$ – функции, описывающие амплитуду, то есть эффективность преобразования, и фазу волн, соответственно, нулевой и первой компонент Фурье-спектра (в общем случае они зависят от интенсивности возбуждающего излучения). Если распределение амплитуды и фазы лазерного поля в области объекта задается функцией $O(x, y) = k(x, y)\exp(i\varphi(x, y))$, то распределение

интенсивности поля в области изображения описывается функцией

$$I(x', y') = C^2(A + B*O + B)^2,$$

где C – константа. Введем параметр

$$\eta = \frac{I_d}{I_o} = \frac{b^2}{a^2} (k^2 + 1 - 2k \cos \varphi) + 2 \frac{b}{a} (k \cos(\beta + \varphi - \alpha) - \cos(\beta - \alpha)),$$

где I_d, I_o – интенсивности света, дифрагированного на объекте (ему соответствуют высшие компоненты Фурье-спектра в фокальной плоскости линзы) и света, прошедшего объект без отклонения (ему соответствует нулевая компонента Фурье-спектра) в области за нелинейным фильтром (например, в области изображения). Выражение для η при подборе соответствующих параметров фильтров хорошо описывает процесс восстановления изображения амплитудных и амплитудно-фазовых объектов при использовании сред с различными типами нелинейностей.

На рис. 5а показан результат восстановления изображения амплитудного объекта (сетки) на длине волны первой стоксовой компоненты ВКР, распространяющейся навстречу накачке, при возбуждении в ацетоне пикосекундным лазерным импульсом второй гармоники Nd-YAG лазера, работающего в режиме синхронизации мод. Три восстановленных изображения соответствуют различным энергиям возбуждающего лазерного излучения и, соответственно, различным коэффициентам преобразования волны накачки в волну ВКР. Изменение амплитудно-фазовых соотношений между компонентами восстановленного Фурье-спектра приводит к восстановлению, соответственно, изображения,

интерференционной картины в плоскости изображения или изображения с инверсией контраста.

Следует отметить, что Фурье-спектр восстановленного изображения для всех трех случаев имел вид, представленный на рис. 5б. Так как процесс ВКР-преобразования имел место не в режиме насыщения, то соотношения между интенсивностями компонент Фурье-спектра примерно одинаковы, а фазовые соотношения различны, что и приводит к различию в изображении при одинаковом распределении интенсивности в плоскости Фурье-спектра.

Если вместо амплитудных используются слабопоглощающие свет объекты, то при восстановлении по рассмотренной схеме, меняя амплитудно-фазовые соотношения между компонентами Фурье-спектра, можно существенно повысить контраст в восстановленном изображении. При использовании фазовых объектов, варьируя энергию возбуждающего лазерного излучения, легко реализовать их визуализацию. Изображение фазового объекта, восстановленное при ВКР, представлено на рис. 6.

В случае возбуждения в нелинейной среде высших компонент ВКР или возбуждения ВКР одновременно на нескольких молекулярных колебаниях возможна реализация восстановления и обработки изображений одновременно на нескольких частотах. Амплитудно-фазовые соотношения в этом случае на каждой частоте могут быть различны, а распределение интенсивности в плоскости восстановленного изображения можно описать, принимая во внимание характер объекта и нелинейные свойства вещества. Мы получили изображения фазового объекта и их Фурье-спектры, восстановленные одновременно в пучках первых стоксовых компонент ВКР в бензоле (колебания 992 см^{-1} и 3064 см^{-1}) и второй стоксовой компоненты колебания 992 см^{-1} [6].

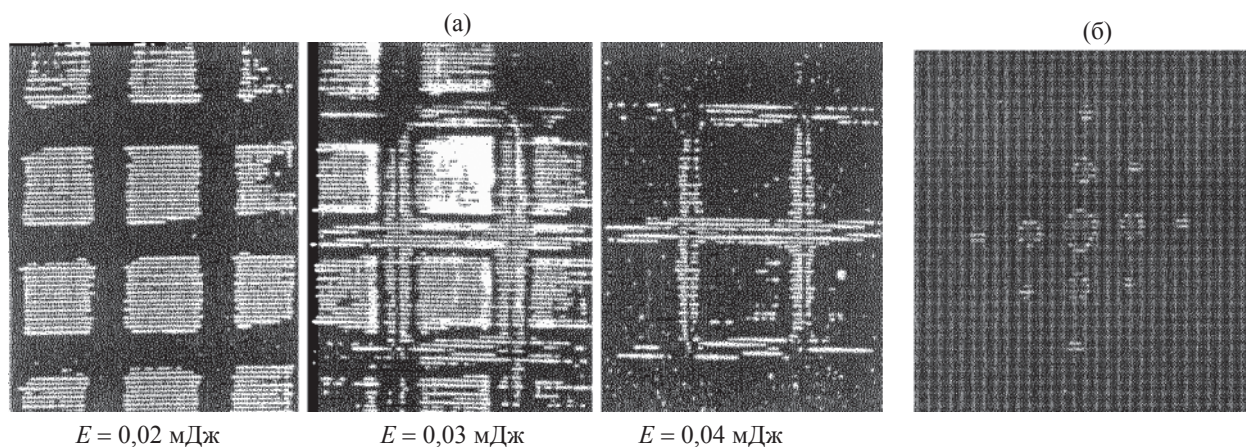


Рис. 5. Восстановленное изображение объекта-сетки при различных энергиях возбуждения (а) и Фурье-спектр восстановленного изображения (б).

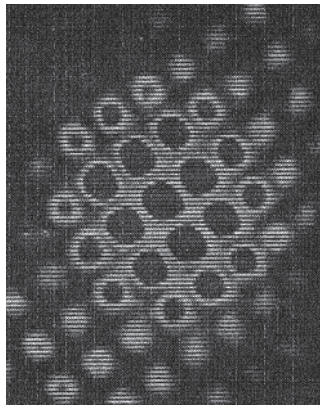


Рис. 6. Изображение фазового объекта, восстановленное в пучке первой стоксовой компоненты ВКР.

Наши эксперименты показали, что фазовые характеристики возбуждающего лазерного света восстанавливаются в рассеянном излучении [7]. Эксперименты по восстановлению ориентированных объектов подтверждают, что волновой фронт излучения, рассеянного в направлении “назад”, является обращенным по отношению к волновому фронту накачки. Фаза восстанавливалась в пучках вынужденных рассеяний, возбуждавшихся в пространственно разделенных объемах, соответствующих компонентам Фурье-спектра лазерного излучения. Это вызвано возникновением вынужденных рассеяний в результате четырехволновых процессов, включающих два лазерных и два рассеянных фотона. Соотношения фазового синхронизма дают следующее:

$$\mathbf{k}_a - \mathbf{k}'_a - \mathbf{k}_b + \mathbf{k}'_b = 0$$

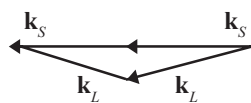
$$\omega_a - \omega'_a - \omega_b - \omega'_b = 0,$$

где волновые векторы \mathbf{k}_a , \mathbf{k}_b соответствуют лазерным фотонам, \mathbf{k}'_a , \mathbf{k}'_b – рассеянными фотонам.

В нашем случае вынужденные рассеяния возбуждались в области фокальной перетяжки, где пучки параллельны и фазовый синхронизм соблюдается почти точно

$$(\delta\mathbf{k} \approx 0) \text{ и } \mathbf{k}_a = \mathbf{k}_b = \mathbf{k}_L, \mathbf{k}'_a = \mathbf{k}'_b = \mathbf{k}_S.$$

Таким образом, волновые векторы могут быть представлены в виде следующей схемы:



Этот процесс приводит к восстановлению фазы исходного лазерного излучения в пучках вынужденных рассеяний.

2. Поиск новых методов и сред

2.1. Вынужденное глобулярное рассеяние света в фотонных кристаллах

В последние годы большой интерес как с научной, так и с прикладной точек зрения представляют так называемые фотонные кристаллы. В отличие от обычных кристаллов, в таких структурах присутствует сверхрешетка, трансляционный период которой может существенно превышать атомные размеры. Важным примером трехмерного фотонного кристалла является так называемый глобулярный фотонный кристалл (ГФК), построенный из глобул (шаров), диаметр d которых может быть сравнимым с длиной волны видимого излучения. В природе такого типа структуры существуют в виде минералов опала. К настоящему времени развита технология получения искусственных опалов, структура которых состоит из периодически расположенных в пространстве плотно упакованных шаров из аморфного кварца с диаметром, равным 200–600 нм. Мы исследовали как исходные (незаполненные) искусственные опалы (опаловые матрицы) с диаметром глобул 200 нм, так и наноккомпозиты, в которых пустоты между сферами были заполнены органическими жидкостями (ацетоном или этанолом).

При возбуждении гигантским импульсом рубинового лазера мы обнаружили в опаловых матрицах и в наноккомпозитах новый вид вынужденного рассеяния, который мы назвали вынужденным глобулярным рассеянием света (ВГР) [8].

Исследования были выполнены для двух геометрий рассеяния: “вперед” (0 – градусное рассеяние) и “назад” (180 – градусное рассеяние). Схема экспериментальной установки приведена на рис. 7.

Измерения проводились для линз с различными фокусными расстояниями (50, 90, 150 мм), для раз-

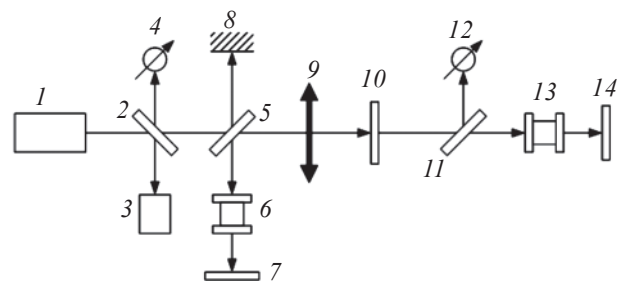


Рис. 7. Схема экспериментальной установки. 1 – рубиновый лазер, 2, 5, 11 – стеклянные пластины, 3 – система контроля параметров лазера, 4, 12 – системы измерения энергии рассеянного света в прямом и обратном направлении, 6, 13 – интерферометры Фабри–Перо, 7, 14 – системы регистрации спектров, 8 – зеркало, 9 – линза, 10 – фотонный кристалл.

личных положений исследуемого образца относительно фокусирующей оптики и для различных энергий возбуждающего излучения. Это позволяло проводить измерения для различных плотностей мощности на входе в исследуемый образец и для различных распределений поля внутри образца. Спектральные измерения проводились с помощью интерферометра Фабри–Перо с различными базами, что позволило менять область дисперсии от $0,42 \text{ см}^{-1}$ до $1,67 \text{ см}^{-1}$.

Для незаполненной опаловой матрицы при геометрии рассеяния “назад” при плотности мощности накачки больше $0,12 \text{ ГВт/см}^2$ в спектре обнаружилась одна стоксова компонента, сдвинутая относительно компоненты, соответствующей возбуждающему излучению, на величину $0,44 \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 8).

Наблюдаются две системы колец, соответствующие излучению рубинового лазера (кольцо большего диаметра) и ВГР “назад” (кольцо меньшего диаметра). Ширина линии ВГР близка к ширине линии возбуждающего излучения и составляет $0,015 \text{ см}^{-1}$.

В нанокompозитах – опаловых матрицах с пустотами между глобулами, заполненными жидкостями: этанолом или ацетоном, ВГР наблюдалось как в прямом, так и в обратном направлении. В направлении “назад” при плотности мощности накачки более $0,12 \text{ ГВт/см}^2$ для опалов, заполненных как этанолом, так и ацетоном, наблюдалась первая стоксова компонента со сдвигом частоты $0,4 \text{ см}^{-1}$; увеличение плотности мощности накачки до $0,21 \text{ ГВт/см}^2$ приводило к появлению второй стоксовой компоненты с частотным сдвигом $0,65 \text{ см}^{-1}$ для ацетона и $0,63 \text{ см}^{-1}$ для этанола. В направлении “вперед” наблюдалась только одна стоксова компонента с час-

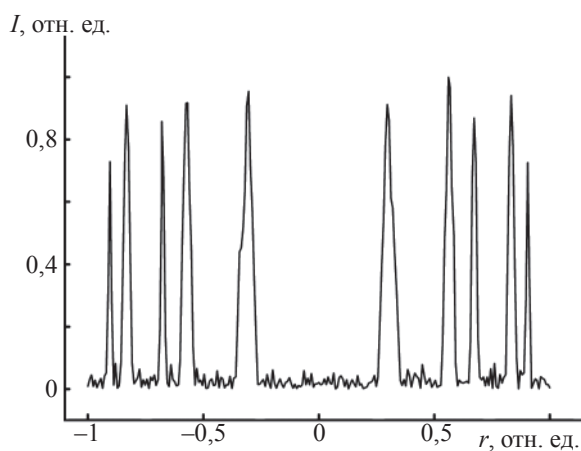


Рис. 8. Спектр ВГР в чистом опале в направлении “назад”. Область дисперсии интерферометра Фабри–Перо $0,833 \text{ см}^{-1}$.

Значения стоксовых сдвигов частот ВГР для различных геометрий рассеяния

Геометрия рассеяния	ν , см^{-1} экспериментальные величины	ν , см^{-1} вычисленные величины
ВГР “назад” в исходном опале	0,44	0,44
ВГР “назад” в опале, заполненном ацетоном	0,40 0,65	0,44 0,68
ВГР “вперед” в опале, заполненном ацетоном	0,40	0,44
ВГР “назад” в опале, заполненном этанолом	0,39 0,63	0,44 0,68
ВГР “вперёд” в опале, заполненном этанолом	0,37	0,44

тотным сдвигом $0,4 \text{ см}^{-1}$ как для ацетона, так и для этанола. Мы вычислили величины собственных колебаний кварцевых глобул, используя теоретические расчеты, приведенные в работах [5, 6].

В таблице приведены частотные сдвиги стоксовых компонент ВГР для различных образцов и различных геометрий эксперимента, а также вычисленные величины собственных частот колебаний кварцевых глобул. Как видно из таблицы, экспериментальные результаты близки к вычисленным.

2.2. Эффект фотонного пламени

Недавно [10, 11] нами был обнаружен новый нелинейный эффект – эффект фотонного пламени. Он наблюдался при возбуждении опаловых матриц и нанокompозитов гигантским импульсом рубинового лазера. В качестве подложки для установки образцов использовалась медная пластина толщиной 2 см, помещенная в криостат при температуре жидкого азота. На пластине размещались несколько (в эксперименте от одного до пяти) образцов кристаллов искусственного опала.

Искусственные опалы представляли собой образцы размером в несколько миллиметров. Основной, освещаемый сфокусированным лазерным импульсом образец, представлял собой прямую призму размером $3 \times 5 \times 5 \text{ мм}$ с поверхностью (111). Наряду с чистым (незаполненным) образцом, были исследованы нанокompозиты – глобулярные фотонные кристаллы, предварительно насыщенные ацетоном или этиловым спиртом. Схема используемой экспериментальной установки приведена на рис. 9.

Излучение рубинового лазера фокусировалось на поверхность одного из кристаллов. Использовались

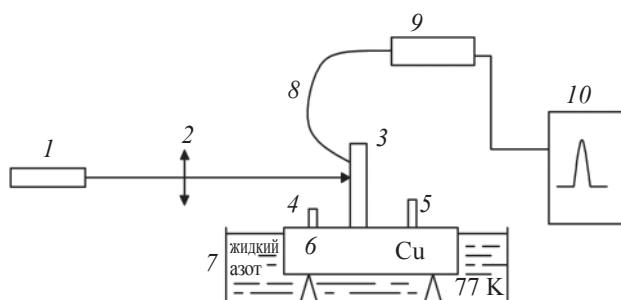


Рис. 9. Схема экспериментальной установки. 1 – рубиновый лазер, 2 – фокусирующая система, 3, 4, 5 – исследуемые кристаллы, 6 – подложка, 7 – кювета с жидким азотом, 8 – волоконный световод, 9 – спектрометр, 10 – компьютер.

линзы с фокусным расстоянием 50, 90 и 150 мм. Измерения проводились для различных значений плотности мощности на поверхности кристалла.

Свечение кристаллов регистрировалось с помощью цифровой камеры, полученные данные обрабатывались на компьютере. Спектральные измерения проводились с помощью широкодиапазонного миниспектрометра с волоконно-оптическим входом, работающего в диапазоне 240–1000 нм и обеспечивающего спектральное разрешение 6 нм.

При достижении пороговой плотности мощности (10^7 – 10^8 Вт/см²) на поверхности кристалла наблюдалось свечение в сине-зеленой области спектра, длящееся от 1 до 10 с. Диаметр пятна сфокусированного лазерного излучения составлял величину порядка 0,01 мм, а размер светящейся области на кристалле – около 2 мм. В некоторых экспериментах наблюдалось свечение всего образца. Если последний подвергался воздействию нескольких последовательных импульсов возбуждающего лазерного излучения с интервалом несколько секунд, свечение усиливалось. Временная зависимость интенсивности свечения отличалась в различных экспериментах, однако наблюдались общие характерные черты: медленное затухание свечения, существование одного или нескольких участков с почти постоянной интенсивностью и присутствие максимумов, которые были видны невооруженным глазом, как яркие вспышки. В некоторых экспериментах в начальной части временной зависимости наблюдался глубокий провал. Один из примеров временной зависимости свечения приведен на рис. 10.

Пороговое значение плотности мощности лазерного излучения, необходимого для наблюдения эффекта, составляло для незаполненной опаловой матрицы 0,12 ГВт/см², для опала, заполненного этанолом – 0,05 ГВт/см², для опала, заполненного ацетоном – 0,03 ГВт/см².

Спектр излучения кристалла состоял из ряда резких линий с длинами волн 429,0; 453,0; 489,0; 555,0 и 643,0 нм, соответствующих антистоксовой области спектра (возбуждающая линия соответствует 694,3 нм). Интенсивность линий в спектре резко зависела от интенсивности лазерной накачки, что свидетельствует о вынужденном типе наблюдаемого излучения. При этом наблюдаемые максимумы интенсивности, за исключением линии 643,0 нм, хорошо коррелируют с особенностями спектра свечения опала при однофотонном возбуждении ультрафиолетовым излучением [11], что свидетельствует о многофотонном характере наблюдаемого процесса вторичного излучения. Резкая линия с длиной волны 643 нм может быть обусловлена процессом антистоксова ВКР, порог которого понижается за счет возрастания плотности фотонных состояний в антистоксовой области спектра.

При наличии на медной подложке нескольких кристаллов с расстоянием между ними до 5 см свечение в сине-зеленой области спектра возникало одновременно в нескольких образцах даже в том случае, когда возбуждающее излучение было сфокусировано на поверхности только одного из них. Свечение наблюдалось в том же спектральном диапазоне и с аналогичными временными зависимостями. При замене медной подложки на стальную или кварцевую свечение наблюдалось только в кристалле, на который фокусировалось лазерное излучение. Использование экрана, пространственно отделяющего кристалл, освещенный лазерным излучением, от остальных образцов, не препятствовало возникновению свечения в этих образцах при условии, что зазор между медной подложкой и экраном был больше, чем 0,5 мм. При меньшем значении этого зазора свечение в удаленных от основного образца опалах не наблюдалось. На рис. 11 показаны три кристалла искусственного опала с расстоянием между образцами порядка 2 сантиметров, расположенные на медной подложке. Лазерный импульс фокусируется на левый образец. Свечение приблизительно

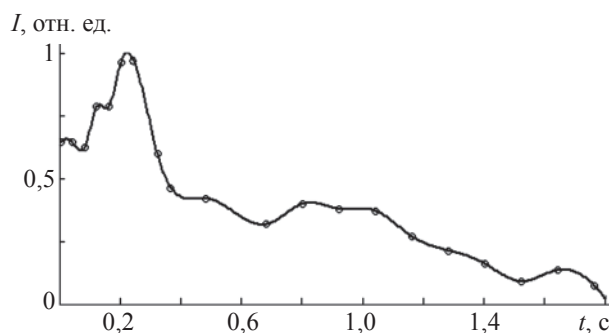


Рис. 10. Временная зависимость интенсивности свечения кристалла.

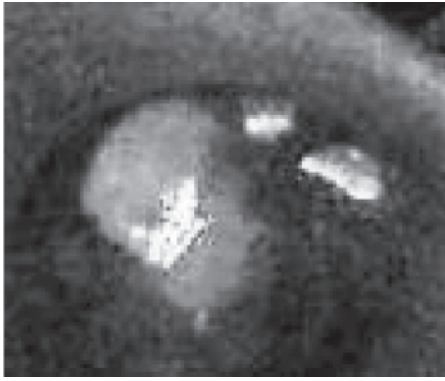


Рис. 11. Фотография свечения кристаллов, расположенных на медной подложке на расстоянии 2–3 сантиметров от освещаемого лазерным импульсом образца.

с одинаковым спектральным распределением возникает во всех трех образцах. Длительное свечение образцов в антистоксовой области спектра, перенос энергии между образцами на расстояния порядка нескольких сантиметров и ряд других особенностей эффекта фотонного пламени в настоящий момент являются объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований.

3. Заключение

Таким образом, использование вынужденных рассеяний света в схемах динамической голографии позволяет осуществлять обработку оптической информации в широком динамическом диапазоне в реальном масштабе времени одновременно на нескольких частотах.

Выбирая определенные энергетические и геометрические условия возбуждения, а также нелинейные характеристики сред, можно получить увеличение контраста амплитудных объектов, инверсию контраста, восстановление изображений, слабо поглощающих свет, и фазовых объектов. Данные результаты могут быть использованы для решения практических задач в микробиологии, медицине, микроскопии, для осуществления прецизионного контроля качества оптических поверхностей и контроля однородности оптических материалов, при создании оптического компьютера.

Использование новых сред, таких, например, как синтетические опалы, существенно расширяет возможности динамической голографии для обработки

оптического изображения и позволяет получать новую информацию об особенностях взаимодействия мощного лазерного излучения с наноструктурированными средами.

Авторы выражают благодарность РФФИ за финансовую поддержку (грант № 06-02-81024-Бел_а).

Литература

1. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Оптика и спектроскопия. 1963. Т. 15. № 4. С. 522–532.
2. Степанов Б.И., Ивакин Е.В., Рубанов А.С. О регистрации плоских и объемных динамических голограмм в просветляющихся веществах // ДАН СССР. 1971. Т. 196. С. 567–569.
3. Соколовская А.И., Бреховских Г.Л., Кудрявцева А.Д. Экспериментальное изучение особенностей восстановления объемного изображения объекта при вынужденном комбинационном рассеянии света // ДАН СССР. 1977. Т. 237. С. 557–560.
4. Соколовская А.И., Бреховских Г.Л. Динамические голограммы при вынужденных рассеяниях света // ДАН СССР. 1978. Т. 243. С. 630–633.
5. Окладников Н.В., Бреховских Г.Л., Соколовская А.И., Гармонов А.А. Восстановление (обращение) волнового фронта света и дифракционная эффективность динамических голограмм при ВР света // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 373–377.
6. Kudryavtseva A.D., Tcherniega N.V. Multifrequency dynamic holography at stimulated Raman scattering // Proceedings of SPIE. 2006. V. 6262. P. 61–68.
7. Er-rhaimini S., Lecoq J.P., Xuan N.P., Rivoire G., Tcherniega N. Amplitude object reconstruction by Stimulated backward Raman Scattering in the picosecond range with high efficiency Conversion // Optics Communications. 1993. V. 104. P. 132–138.
8. Горелик В.С., Кудрявцева А.Д., Чернега Н.В. Вынужденное глобулярное рассеяние света в трехмерных фотонных кристаллах // КСФ. 2006. № 8. С. 43–50.
9. Tcherniega N.V., Kudryavtseva A.D. Photonic Flame Effect // ArXiv/physics/0608150. 2006. P. 1–6.
10. Tcherniega N.V., Kudryavtseva A.D. Photonic Flame Effect // Journal of Russian Laser Research. 2006. V. 27. № 5. P. 400–409.
11. Горелик В.С., Кудрявцева А.Д., М.В.Тареева М.В., Чернега Н.В. Спектральные характеристики излучения кристаллов искусственного опала при эффекте фотонного пламени // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. Вып. 9. С. 575–578.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СПЕКТРОВ СИГНАЛОВ ПРИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ И ВОССТАНОВЛЕНИИ ИНФОРМАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Ю. А. ТОЛМАЧЕВ, проф., доктор физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский государственный университет

E-mail: Yuri.Tolmach@rambler.ru

Фемтосекундная голография связана с регистрацией и воспроизведением широкополосных волновых процессов. Запись и воспроизведение таких сигналов сопровождается их последовательным дифференцированием по времени, что приводит к предсказуемому отличию формы восстановленного сигнала от исходного. Рассмотрены основные закономерности преобразования и указаны возможные пути правильного восстановления зарегистрированной информации.

Введение

Элементарное изложение основ голографического метода как в учебной, так и в научной литературе [1–5] строится обычно в несколько этапов. Исходным всегда является предположение о том, что две взаимодействующие волны, суммарное поле которых подлежит регистрации, являются монохроматическими и частоты их совпадают. Это предположение позволяет считать задачу стационарной и изучать пространственное распределение мощности поля (освещенности) *стоячей* волны. Однако уже в работе [6] было показано, что восстановление одной из волн с помощью другой возможно и при несовпадении частот вследствие возникновения бегущих интерференционных волн интенсивности.

Необходимость сведения проблемы записи-восстановления полей к регистрации мощности связана с предположением, что в световом (и более коротковолновом) диапазоне длин волн приемник электромагнитного излучения может регистрировать только энергию сигнала, но не его амплитуду как функцию времени¹. В идеальном случае приемник (для голограммы – регистрирующая среда) считается линейным по средней энергии сигнала в данной точке (по величине экспозиции). Если амплитуда поля одной из волн фиксирована, то отклик приемника оказывается пропорциональным амплитуде второй волны, в этом смысле голография является *линейным* методом регистрации амплитуды поля одной из волн.

На описываемом первом этапе обычно происходит условное деление двух волн на предметную и опорную (референтную, или фоновую, как у Габо-

ра). Подчеркнем два момента, четко обозначающихся уже на данной стадии. Во-первых, рассматриваются волны, спектр которых (в традиционном понимании слова “спектр”) описывается функцией $\delta(v - v_0)$, появление такой функции не привлекает особого внимания, поскольку оно привычно. Во-вторых, деление волн на опорную и предметную, с точки зрения физики их взаимодействия, сделано только для удобства обозначения волн при математическом описании.

Общие соотношения, используемые для исследования поля, имеют достаточно простой вид, но именно эта общность не позволяет изучить конкретную структуру поля интерференции и сам процесс восстановления исходной волны. Лишь на следующем – втором – этапе происходит переход к конкретному виду опорной волны. Если на стадии регистрации голограммы от нее требуется только монохроматичность, то при описании процесса восстановления предметной волны необходимо уже выполнение более жесткого условия, а именно, *точного совпадения* формы восстанавливающей волны с опорной, использованной на стадии записи голограммы. Не важно, имела она стационарно-случайную форму, была плоской или иной, – необходимым условием является возможность точно воссоздать ее именно в той области пространства, где находилась регистрирующая среда (приемник).

Обратим специальное внимание на то, что до сих пор мы не упоминали еще одно существенное требование – наличие пространственной когерентности обеих волн или хотя бы опорной. Выполнение этого условия на стадии записи позволяет повысить контрастность пространственной интерференционной картины, особенно для малых объектов и предметов простой пространственной структуры, увеличив тем самым на этапе восстановления долю энергии, направляемой голограммой в образовавшуюся

¹ Отметим, что для дальнего ИК диапазона длин волн это уже стало не актуальным [7], и благодаря наличию фемтосекундных импульсов стала возможной регистрация амплитуды волны как функции времени.

копию предметной волны [8]. Требование высокой пространственной когерентности опорной волны сводит обычно проблему математического ее описания к двум формам – плоской и сферической. Легко, приближенно, воспроизводимые в лабораторных условиях, такие опорные волны и применяются в большинстве случаев. Вновь мы здесь сталкиваемся с δ -функциями: точечным монохроматическим источником, находящимся в некоторой точке r_0 , для его описания используется функция $\delta(r - r_0)$, и плоской монохроматической волной, распространяющейся под углом (φ, ϑ) к некоторому направлению (φ_0, ϑ_0) . Здесь появляется функция $\delta(\varphi - \varphi_0, \vartheta - \vartheta_0)$.

Голография с применением δ -коррелированных процессов

Общее понимание того, что регистрируемая голограмма – картина интерференции двух монохроматических полей – с точки зрения математики, есть не что иное, как зафиксированная в некоторой физической среде пространственная функция взаимной корреляции поля двух волн (смотри [9]), позволило нам поставить достаточно общий вопрос о временных характеристиках волн, которые могут быть использованы в голографическом процессе. Ответ был найден в работе [10] и оказался достаточно неожиданным (для нас, во всяком случае): используемые для записи голограммы волновые процессы должны удовлетворять условию дельта-коррелированности.

В самом деле, рассмотрим ситуацию, когда опорная $V_r(t, z)$ и предметная $V_o(t, z)$ волны плоские и распространяются навстречу друг другу вдоль некоторой оси $0z$ (рис. 1). Суммарное поле двух бегущих волн тогда есть:

$$E(z) = \int_{-\infty}^{\infty} [V_r^2(t - z/c) + V_o^2(t - t_0 - z/c) + 2V_r(t - z/c)V_o(t - t_0 + z/c)] dt =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} V_r^2(t - z/c) dt + \int_{-\infty}^{\infty} V_o^2(t - t_0 - z/c) dt + 2 \int_{-\infty}^{\infty} V_r(t - z/c)V_o(t - t_0 + z/c) dt. \quad (2)$$

Как обычно при образовании интерференционной картины, первых два слагаемых формируют общий фон, образованный каждым из сигналов независимо от другого. Нас интересует третье, интерференционное, слагаемое, описывающее собственно голограмму. Его и будем анализировать в дальнейшем, рассматривая все преобразования с точностью до постоянного множителя (что далее обозначено символом \propto).

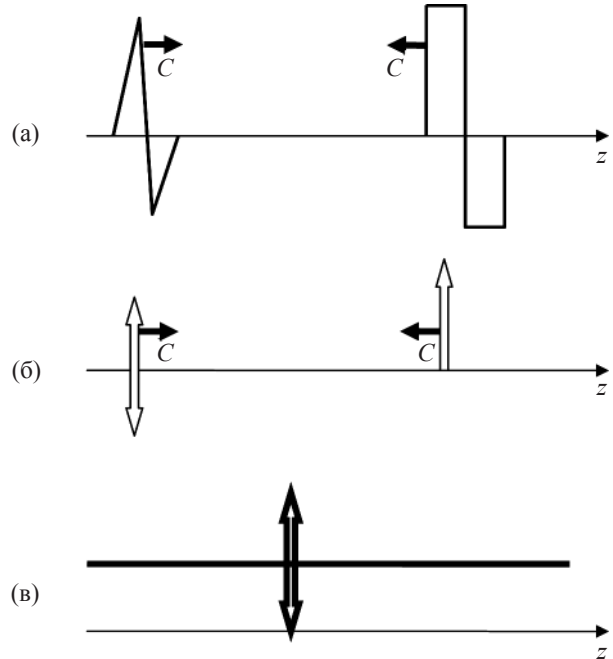


Рис. 1. Встречное распространение двух одиночных предельно-коротких импульсов.
а) Два импульса, содержащие один период колебаний разной формы.
б) Модель распространения импульсов в виде производной δ -функции (слева, показана двусторонней стрелкой) и δ -импульса (справа, одиночная стрелка).
в) Результат взаимодействия импульсов б) – дельта-голограмма.

$$V_H(t, z) = V_r(t - z/c) + V_o(t - t_0 + z/c). \quad (1)$$

Величина t_0 учитывает возможный сдвиг начала отсчета времени одной волны относительно другой. Считая обе волны вещественными, находим распределение экспозиции вдоль оси $0z$. Для этого вычисляем квадрат (1) и интегрируем результат по времени:

$$E_H(z) \propto \int_{-\infty}^{\infty} V_r(t - z/c)V_o(t - t_0 + z/c) dt =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} V_r(t)V_o(t - t_0 + 2z/c) dt. \quad (3)$$

Нетрудно видеть, что результат записи есть не что иное, как взаимно-корреляционная функция

опорной и предметной волн, представленная в виде переменной части голограммы в масштабе $(z/c/2)$.

Рассмотрим, каким требованиям должна отвечать опорная волна, чтобы при наличии голограммы (3) произошло точное восстановление сигнала предметной волны. Для этого запишем результат $R(z, t)$ рассеяния опорной волны на $E_H(z)$:

$$\begin{aligned} R(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} V_r(t' - z/c) E_H(z) dt' = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dz V_o(t - t_0 + 2z/c) \int_{-\infty}^{\infty} dt' V_r(t' - z/c) V_r(t). \end{aligned} \quad (4)$$

Достаточно теперь потребовать, чтобы автокорреляционная функция, описывающая опорную волну, была $\delta(t)$ -функцией, чтобы произошло *точное* восстановление предметной волны. Пусть

$$\int_{-\infty}^{t'} V_r(t) V_r(t' - z/c) dt = \delta(t' - t - z/c), \quad (5)$$

Тогда

$$\begin{aligned} R(z, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} dz V_o(t - t_0 + 2z/c) \delta(t' - t - z/c) = \\ &= V_o(t - t_0 + z/c). \end{aligned} \quad (6)$$

Этот обобщенный вывод не является совершенно новым. В нашем случае речь идет о восстановлении сигнала во времени, но в голографии вообще исходно ставилась задача восстановления формы фронта монохроматической волны точно известной частоты. Мы уже упоминали *простые* виды волн, при описании свойств которых появлялось понятие δ -функции. К этому же разряду следует отнести и используемые в монохроматической голографии псевдослучайные двух- и трехмерные функции. Примером может служить волновой фронт, возникающий при рассеянии на матовом стекле, или детерминированные кодовые варианты, описанные в работах [11, 12]. Отметим, что выполнение соотношения (6) автоматически означает, что сигнал обладает широким (теоретически, бесконечно-широким) спектром мощности.

Именно по пути использования δ -коррелированных во времени сигналов мы и пошли. Начало было положено работой [13], где в общих словах была описана принципиальная возможность развития голографического метода, прямо использующего волновой пакет предельно малой длительности. Модель строилась на предположении о возможности математической идеализации процессов рассеяния волны и интерференции двух волн, используя для этого δ -функцию. Ввиду линейности голографиче-

ского процесса (в том ограниченном смысле, который был указан выше) результаты такого анализа нетрудно было перенести на волновые процессы любой формы, используя операцию свертки, что и было показано для монохроматических волн и гауссовых волновых пакетов в работе [14]. Развиваемый метод был назван нами дельта-голографией.

Возник парадокс:

– с одной стороны, выполненный анализ показывал, что принципиально может существовать голографическая система, базирующаяся на применении предельно-коротких импульсов, в том числе импульсов δ -образного вида;

– с другой стороны, приведенное выше соотношение (5) противоречит одному из основных требований голографии – требованию высокой временной когерентности волн.

Кодовая δ -голография

Интеграл (5) есть не что иное, как мера временной когерентности волнового процесса, в то время как традиционная голография строится на волнах с большой длиной когерентности. На этом знании построены в том числе все импульсные методы, основанные на разложении импульса в спектр квазимонохроматических колебаний (т. е. придания им когерентных свойств), их интерференции и последующего суммирования восстановленных монохроматических составляющих, развитые в работах [15, 16]). Сюда же можно отнести и разработанные Ю.Н. Денисюком методы цветной объемной голографии.

Автор данной статьи неоднократно в публичных выступлениях призывал к введению в оптику *обобщенного* понятия временной когерентности. Оно могло бы основываться на определении степени точности предсказания амплитуды и пространственной структуры волны в любой точке пространства на основании измерений, выполненных в другой области пространства. Такое изменение этого, одного из основных, понятия отнесло бы поле ультракоротких импульсов к разряду когерентных и включило в себя также поля шумовых (тепловых) источников света с ограниченным спектром как частично-когерентные.

Анализ свойств голограммы, полученной с помощью одиночной δ -волны, показал, что наряду с положительными качествами она должна уступать монохроматической по нескольким параметрам. Во-первых, образующаяся двухмерная интерференционная полоса занимает большую область пространства. Это приводит к неизбежной потере информации при использовании плоских фоточувствительных сред. В отличие от монохроматической

голографии, где тонкая фотоэмульсия пересекает множество интерференционных полос, в данном случае фиксируется одно или несколько пересечений двух поверхностей. Во-вторых, динамический диапазон восстановленных амплитуд поля не может превосходить таковой для самой регистрирующей среды. Те же недостатки отмечались и ранее при попытках создания голограмм с источниками белого света [17], также, очевидно, удовлетворяющих условию (5).

Существует большой класс особых импульсных сигналов, для которых соотношение (5) выполняется, но сами сигналы имеют большую протяженность (во времени или пространстве). Они относятся к так называемым “сложным” детерминированным последовательностям. Для подобных сигналов выполняется необычное для традиционно используемых в оптике волновых процессов соотношение $\Delta\nu\Delta t \gg 1$. Частным случаем являются взятые на вооружение, например, в оптической спектроскопии последовательности Адамара. Применение таких последовательностей δ -импульсов в наших работах [10] позволило показать, что дельта-голография обладает всеми свойствами монохроматической голографии:

- способностью восстанавливать пространственную структуру зарегистрированных волн,
- динамическим диапазоном амплитуд восстановленного поля, намного превосходящим диапазон регистрирующей среды,
- способностью к восстановлению сигнала по ограниченному участку голограммы (сопровождающимся соответствующим относительным увеличением шумов) и т. д.

Особенности формы сигнала восстановленной предметной волны в фемтосекундной голографии

Приведенные выше соотношения говорили, что дельта-голография может реализовать полное восстановление предметной волны, как это хорошо видно из соотношения (6). Она, казалось бы, позволяет восстановить не только форму рассеянной волны, но воссоздать абсолютно точно (“ахроматически”) ее цвет и зависимость от времени полученного при рассеянии импульса. Именно это свойство было отражено в названии работ [18, 19], где осуществлялась попытка прямого восстановления импульсной предметной волны.

Однако авторов указанных выше первых работ по δ -голографии не оставляла потребность приблизить результаты идеализированного исследования и математического моделирования к более реальным физическим процессам распространения волн,

записи и восстановления импульсных сигналов. Основу развития в таком направлении теории δ -голографии составляло знание того, что электромагнитные импульсы δ -образной формы могут существовать только в непосредственной близости от самого источника. Это было подтверждено специальным анализом уравнений Максвелла [20] и расчетом поля излучателей различной формы [21].

Физическую основу преобразования структуры δ -образного (изначально) электромагнитного, или любого другого по физической природе, импульса составляет явление дифракции. Серией последующих работ [22–26] было установлено, что на больших расстояниях от источника излучения волна δ -типа преобразуется в волну вида $\delta'_t = \delta(t - z/c)\partial/t$. Это заключение совпадало с результатами теории дифракции сложных во времени волновых процессов: на большом расстоянии от отверстия, где происходит дифракция волны, сигнал преобразуется в свою первую производную по времени [27].

Таким образом, физической реальности, в отличие от рассмотренных выше процессов записи-воспроизведения сигналов, ближе соответствует следующая модель (рис. 2). Имеется оптическая система типа кольцевого интерферометра, она состоит из “очень большого” светоделителя S и двух малых плоских зеркал R_1, R_2 . Одно из них мы будем рассматривать как объект, а другое – как источник опорной волны. Ось Oz проведем через центры зеркал и не будем анализировать возможные многократные отражения в этой системе. Большая величина светоделителя позволяет пренебречь эффектом дифракции на его краях.

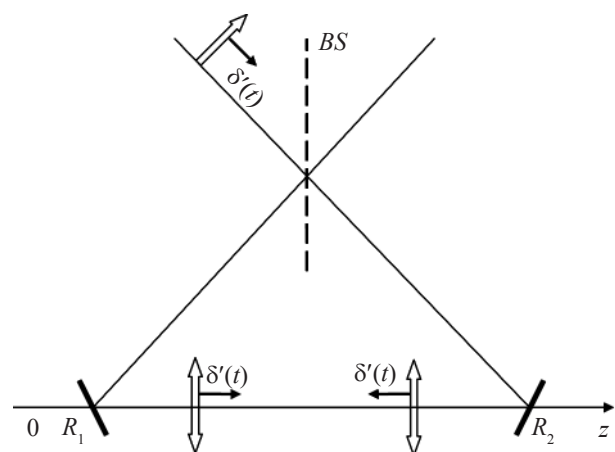


Рис. 2. Схема возможного опыта по наблюдению интерференции δ -волн.

Входящая δ -волна при отражении от зеркал R_1 и R_2 дифференцируется по времени, после чего, интерферируя во пространстве между зеркалами, в фоточувствительной среде импульсы формируют пространственную структуру вида δ'' от координаты Oz .

На достаточно большом расстоянии от зеркал в промежутке между ними мы теперь будем наблюдать движущиеся навстречу другу волны вида $\delta'(t - z/c)$, а не $\delta(t - z/c)$. Соответственно, меняет вид и интерференционное слагаемое в (2):

$$\begin{aligned} E_H(z) &\propto \int_{-\infty}^{\infty} V_r(t) V_o(t - t_0 + 2z/c) dt = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \delta'(t) \delta'(t - t_0 + 2z/c) dt = \delta''(t_0 - 2z/c). \end{aligned} \quad (7)$$

В более общем смысле соотношение (7) означает, что структура δ -голограммы описывается *второй производной* по времени рассеянного объектом сигнала. Такое же изменение произойдет и с любым другим импульсом.

С точки зрения преобразования спектра сигнала $P(v)$ это означает, что происходит значительная его модификация. Структура голограммы зарегистрированного процесса будет соответствовать не $P(v)$, а произведению $v^2 P(v)$. Этап восстановления, в свою очередь, приведет к очередному подчеркиванию высоких частот сигнала, так как при рассеянии на голограмме происходит еще одно дифференцирование по времени.

Таким образом, о приближенно ахроматическом восстановлении формы волнового процесса во времени речь может идти только для сравнительно узкополосных сигналов, когда еще можно пренебречь изменением значения сомножителя v^2 в пределах спектральной полосы сигнала. Отметим, правда, что сама по себе “ахроматичность” еще не говорит о наличии точного воспроизведения формы зависимости амплитуды волны от времени.

Подтверждение происходящих на этапе восстановления преобразований было дано в работе [28] при исследовании процесса сложения многих дифрагирующих на плоской δ -голограмме волн. Изучался процесс регистрации *одиночной* сферической δ -волны при использовании серии плоских δ -волн в качестве опорной. В канале опорной волны была применена последовательность эквидистантных δ -волн, соответствующая коду Баркера B_7 (+1, +1, +1, -1, -1, +1, -1). Такой код имеет автокорреляционную функцию, у которой побочные максимумы не превосходят $1/7$ основного пика при нулевой задержке (рис. 3). При восстановлении волны, в соответствии с первоначально развитыми представлениями, можно было ожидать формирования одного максимума, интенсивность (мощность) которого должна в $7^2 = 49$ раз превосходить мощность побочных.

Рассматривалась тонкая δ -голограмма и было показано, что при размещении фоточувствительной среды параллельно плоским волнам такая голограм-

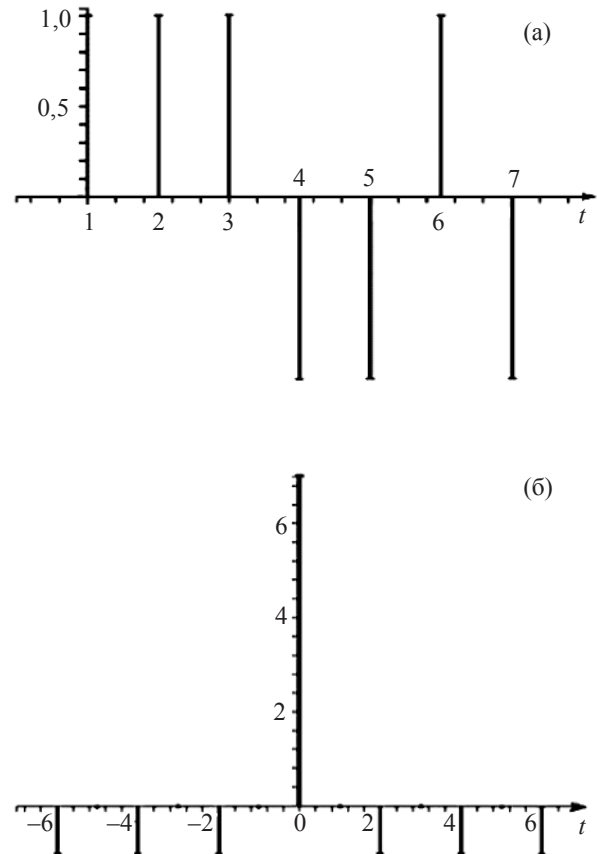


Рис. 3. Код Баркера B_7 (а) и его автокорреляционная функция (б).

ма представляет собой систему бесконечно тонких концентрических колец (напомню, что рассмотрение велось в предположении существования δ -волн). Проведенное аналитическое исследование и численное моделирование в приближении короткого импульса гауссовой формы во времени $G(t)$ показали:

- в пространстве за голограммой образуются 49 тороидальных волн;
- элементарные волны, образованные в результате дифракции опорной системы плоских волн на тонких кольцах, описываются не функциями $\delta(t)$ и $G(t)$, а функциями $\delta'(t)$ и $G'(t)$, соответственно;
- на оси симметрии системы, в окрестности точки, где исходно находился источник сферической (предметной) δ -волны, формируется *один* импульс вида $\delta'(t)$, или $G'(t)$. В случае гауссова импульса $G(t)$ интенсивность сформированного сигнала как функция времени описывается квадратом производной $G'(t)$ и состоит, соответственно, из *пары* всплесков, окруженных системой импульсов малой амплитуды, что приближенно изображено на рис. 4.

Таким образом, было убедительно показано, что кодовая дельта-голография позволяет восстановить положение источника и форму сигнала, однако даже на заключительном этапе, этапе восстановления волны, происходит дифференцирование сигнала по

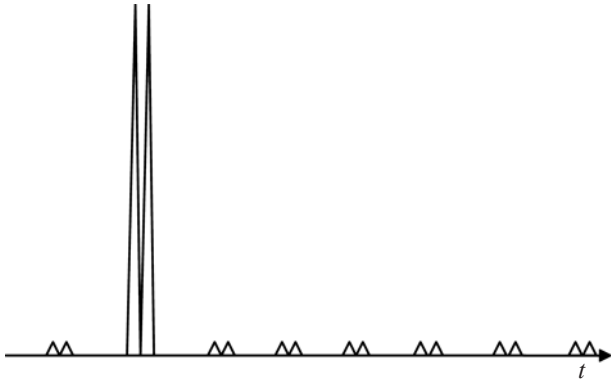


Рис. 4. Зависимость от времени сигнала в точке фокусировки волны, рассеянной на системе колец с пропусканием, соответствующим коду B_7 .

времени. Конечно, данный процесс характерен не только для импульсных, но и для монохроматических волн, но в последнем случае он сводится к появлению постоянного коэффициента и сдвигу фазы волны на $\pi/2$, что не может быть зафиксировано в эксперименте, когда измеряется мощность колебаний поля.

Возникает естественный вопрос, возможно ли физическое восстановление формы дифференцированного по времени сигнала. Положительный ответ на этот вопрос был нами найден еще в работе [29], где рассматривалась простая оптическая система, осуществляющая интегрирование ультракороткого импульса по конечному промежутку времени. Ее основу составляло суммирование последовательности отражений ультракороткого импульса от параллельных друг другу и расположенных на равном расстоянии плоских прозрачных слоев с возрастающим показателем преломления. Ту же операцию можно осуществить, фильтруя с разным весом спектральные составляющие сигнала, полученные при его пространственном разложении в спектр. Для этих целей может, например, использоваться устройство типа двойного монохроматора с вычитанием дисперсий, примененного в спектрометре с преобразованием Адамара. Достаточно заменить в нем кодирующую маску соответствующим пространственным фильтром низких пространственных частот, чтобы на выходе получить проинтегрированный (в том числе несколько раз) по времени сигнал. Необходимо, правда, отметить, что потеря информации о фазе монохроматических составляющих в такой системе очень вероятна.

Заключение

Рассмотренное в данной работе преобразование спектра и формы сигнала характерно не только для голографии вообще и других линейных методов

регистрации зависимости амплитуды световой волны от времени (за исключением прямых типа [7]). Оно происходит и во всех оптических системах, применяющихся при пространственном преобразовании фемтосекундных импульсов и других широкополосных сигналов с помощью фокусирующих устройств [30, 31, 32], интерферометров [33] и любых действующих диафрагм. Его не удается избежать и в методах измерения формы зависимости амплитуды поля фемтосекундного импульса от времени [20] с применением эффектов двухлучевой интерференции в нелинейных средах. Однако подобное искажение формы сигнала *предсказуемо* и может быть устранено апостериорной фильтрацией или прямым интегрированием полученного сигнала по времени.

Литература

1. Денисюк Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // ДАН СССР. 1962. Т. 144. № 6. С. 1275; Оптика и спектроскопия. 1063. Т. 15. В. 3. С. 522.
2. Габор Д. Микроскопия на основе метода восстановления волнового фронта. I // В кн.: Струок Дж. Введение в когерентную оптику и голографию // М.: Мир. 1967. С. 219–269.
3. Франсон М. Голография // М.: Мир. 1972.
4. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика // М.: Изд-во МГУ, Наука. 2004. 656 с.
5. Островский Ю.И. Голография и ее применение // Л.: Изд-во Наука. 1975. 179 с.
6. Денисюк Ю.Н. Голография и ее перспективы // В кн.: Проблемы оптической голографии. Л.: Наука. 1981. С. 5–27.
7. Han P.Y. and Zhang X-C. Free-space coherent broadband terahertz time-domain spectroscopy // Meas. Sci. Technol. 2001. V. 12. P. 1747–1756.
8. Стаселько Д.И. Особенности голографической регистрации быстропротекающих процессов при использовании импульсного лазера на рубине // В кн.: Оптическая голография. Л.: Изд-во Наука. 1975. С. 4–70.
9. Струок Дж. Введение в когерентную оптику и голографию // М.: Мир. 1967. 348 с.
10. Лебедев М.К., Толмачев Ю.А. Применение временно-го кодирования в дельта-голографии. Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 82. № 4. С. 679–682.
11. Денисюк Ю.Н., Давыдова И.Н. Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. № 2. С. 226
12. Orlov V.V., Buligin A.R. Volume holograms of co-orthogonal waves for optical channel switching and expansion of light waves in Walsh basis functions // Optics communications. 1997. V. 133. P. 415–433.

13. Толмачев Ю.А. Регистрация формы фронта волны с помощью ультракоротких импульсов // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76. № 4. С. 645–647.
14. Лебедев М.К. Регистрация волновых процессов с помощью ультракоротких импульсов // Дисс. на соиск. академ. степени магистра физики. СПб. 1997.
15. Мазуренко Ю.Т., Спиро А.Г., Путилин С.Э., Беляев А.Г. Сверхбыстрое пространственно-временное преобразование сигналов методом спектральной нелинейной оптики // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 78. № 1. С. 136–143.
16. Mazurenko Yu.T., Giust R., Goedgebuer J.P. Spectral coding for secure optical communication using refractive index dispersion. Optics communications. 1997. V. 133. P. 87–92.
17. Сороко Л.М. Основы голографии и когерентной оптики // М.: Изд-во Наука. 1971. 616 с.
18. Дементьев Д.А., Иванов А.Л., Серов О.Б. и др. Ахроматическое восстановление волнового фронта фемтосекундных лазерных импульсов // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 65. В. 5. С. 388–390.
19. Chekalin S.V., Demant'yev D.A., Ivanov A.L. et al. Geometric-optical reconstruction of a wavefront // Optics communications. 1998. V. 150. № 1–6. P. 38–42.
20. Безуглов, Цзюэ Ван, Толмачев Ю.А. Комментарий к метрологическим особенностям метода FROG. Тез. докл. конференции: Лазеры. Измерения. Информация. С.-Петербург. 8–9 июня 2005 г. Под ред. В.Е. Привалова. С. 52–53.
21. Кытманов А.В. “Импульсный метод в векторной задаче излучения полуплоскостью”. Сборник тезисов “VII всероссийская научная конференция студентов-радиофизиков”. 2003. С. 32.
22. Сулейменов И.Э., Лебедев М.К., Толмачев Ю.А. Дифракция ультракороткого импульса на щели // Оптика и спектроскопия. 2000. Т. 88. № 1. С. 104–109.
23. Lebedev M.K., Tolmachev Yu.A. On the problem of ultrashort pulse diffraction // Proc. SPIE. 2000. № 4071. P. 184–190.
24. Лебедев М.К., Толмачев Ю.А. О дифракции ультракороткого импульса на отверстии // Оптика и спектроскопия. 2001. Т. 90. № 3. С. 457–463.
25. Лебедев М.К., Толмачев Ю.А. Линейная оптика ультракоротких импульсов // Физическая мысль России. 2002. В. 1/02. С. 59–68.
26. Лебедев М.К., Толмачев Ю.А. Дифракция плоской дельта-волны на гауссовой диафрагме // Вестн. С.-Петербург. ун-та. Сер. 4. 2003. В. 4 (№ 28). С. 15–22.
27. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику // М. Изд-во Мир. 1970. 364 с.
28. Кытманов А.В., Толмачев Ю.А., Фроленкова М.В. Об особенностях процесса восстановления волны в дельта-голографии // Вестн. С.-Петербург. ун-та. Сер. 4. 2004. В. 2. С. 99–105.
29. Лебедев М.К., Сидорук А.В., Толмачев Ю.А. Реализация некоторых математических операций с ультракороткими световыми импульсами // Междунар. оптический конгресс “Оптика-XXI век”. Конференция “Фундаментальные проблемы оптики”. СПб. 2000. Сб. трудов. С. 18–19.
30. Frolenkova M.V., Kytmanov A.V. Transformation of a femtosecond pulse upon focusing // Quantum Electronics. 2005. V. 35. № 5. P. 479–483.
31. Лебедев М.К., Толмачев Ю.А., Фроленкова М.В., Кытманов А.В. Фокусировка скалярной волны в импульсном приближении // Вестн. С.-Петербург. ун-та. Сер. 4. 2005. В. 1. С. 3–12.
32. Лебедев М.К., Толмачев Ю.А., Фроленкова М.В., Кытманов А.В. Специфические особенности пространственно-временной структуры широкополосного сигнала в окрестности фокуса сходящейся сферической волны // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 100. № 1. С. 129–135.
33. Ван Цзюэ, Сидорова Л., Толмачев Ю. О влиянии дифракции на временную структуру сигнала на выходе интерферометра // Вестник СПбГУ. Сер. 4. 2006. В. 3. С. 106–111.