

09

Создание оптических рассеивателей на галогидосеребряных фотоматериалах с помощью мультиплексных голограмм

© Н.М. Ганжерли,¹ С.Н. Гуляев,² И.А. Маурер,¹ Д.Ф. Черных¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: nina.holo@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 25 февраля 2014 г.)

Предложен метод создания оптических рассеивателей на основе мультиплексных голограмм. Теоретически обоснована возможность синтеза сложных голографических структур, рассеивающих падающее излучение в объемном телесном угле. Экспериментально показано существенное влияние методов формирования рельефа на поверхности галогидосеребряного фотослоя на характеристики высокоэффективных диффузоров.

Введение

Оптические диффузоры широко используются в жидкокристаллических дисплеях, проекционных системах и в других устройствах, где возникает необходимость в формировании освещающего пучка с заданными параметрами. В отличие от обычного матового стекла голографические диффузоры позволяют управлять шириной индикатрисы рассеяния света для более эффективного использования энергии света от ламп накаливания, светодиодов, полупроводниковых лазеров и других источников. Как показано в работах [1,2], методика формирования рельефно-фазовых структур на галогидосеребряных фотоматериалах обеспечивает коэффициент пропускания света более 97% с одновременным уменьшением нерассеянной компоненты до долей процента. С помощью голографических методов возможно управление характерным размером элементов пространственной структуры за счет угла схождения пучков, интерферирующих при записи голограммы. Для синтеза диффузора голографическим методом в качестве объекта голографирования можно использовать оптический рассеиватель в виде матового стекла [1,2]. В качестве другого метода создания голографического диффузора можно предложить использование дифракционной решетки. Как известно, обычная синусоидальная амплитудная голографическая решетка создает кроме нулевого только два порядка дифракции (± 1). Таким образом, подобная решетка рассеивает падающее на нее излучение под обычным плоским углом. Для того чтобы голограмма рассеивала падающее излучение в объемном телесном угле, необходимо, чтобы ее структура была более сложной, т. е. содержала в себе множество дифракционных решеток, ориентированных под разными углами в плоскости голограммы. Метод создания подобных голографических структур и исследование их свойств являются предметом настоящей работы.

Теория синтеза голографического диффузора с помощью мультиплексной голограммы

Рассмотрим N плоских монохроматических волн одинаковой интенсивности, падающих на плоскость с центром координат O , в которую помещается светочувствительная среда (рис. 1, *a*). В дальнейшем покажем, что подобное множество плоских волн может быть получено с помощью амплитудной мультиплексной голограммы, представляющей собой набор дифракционных решеток. Пусть концы волновых векторов \mathbf{k}_n этих волн равномерно заполняют некоторое кольцо, плоскость которого параллельна плоскости светочувствительной среды. Запишем комплексную амплитуду каждой плоской волны как

$$A_n = A_0 \exp(i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}). \quad (1)$$

Тогда комплексная амплитуда суммарной волны в плоскости светочувствительной среды может быть представ-

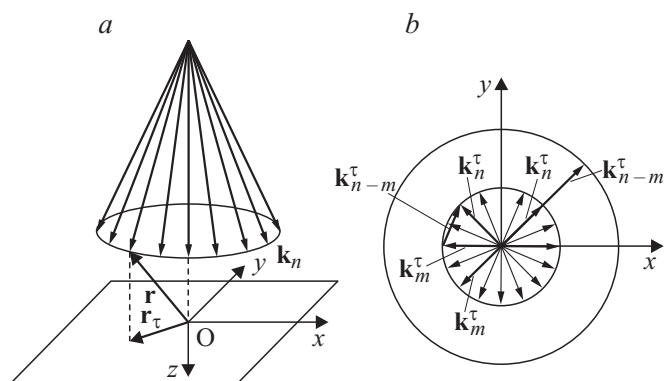


Рис. 1. Диаграммы, поясняющие процесс синтеза голографического диффузора с помощью мультиплексной голограммы.

лена в виде

$$A_n = \sum_n^N A_0 \exp(i\mathbf{k}_n^r \cdot \mathbf{r}_r), \quad (2)$$

где \mathbf{k}_n^r и \mathbf{r}_r — тангенциальные составляющие волновых векторов плоских волн и радиуса-вектора соответственно. Интенсивность суммарной волны в плоскости голограммы выражается как

$$\begin{aligned} I &= \left| \sum_n^N A_0 \exp(i\mathbf{k}_n^r \cdot \mathbf{r}_r) \right|^2 = \sum_n^N A_0 \exp(i\mathbf{k}_n^r \cdot \mathbf{r}_r) \\ &\times \sum_m^N A_0 \exp(-i\mathbf{k}_m^r \cdot \mathbf{r}_r) \\ &= NA_0^2 + \sum_{n,m,n \neq m}^N A_0^2 \exp[i(\mathbf{k}_n^r - \mathbf{k}_m^r) \cdot \mathbf{r}_r]. \end{aligned} \quad (3)$$

Предположим, что с помощью множества плоских волн без дополнительного опорного пучка можно зарегистрировать сложную тонкую амплитудную голограмму с линейным окликом, имеющую коэффициент пропускания

$$\tau = \alpha + \beta It, \quad (4)$$

где t — время экспонирования. Если осветить голограмму плоской волной единичной амплитуды, падающей нормально к поверхности голограммы, то комплексную амплитуду волны, распространяющейся за голограммой, как следует из формул (3) и (4), можно представить как

$$A = \alpha + \beta t NA_0^2 + \beta t \sum_{n,m,n \neq m}^N A_0^2 \exp[i(\mathbf{k}_n^r - \mathbf{k}_m^r) \cdot \mathbf{r}_r]. \quad (5)$$

Как видно из формулы (5), тангенциальные составляющие волновых векторов волн, восстановленных голограммой, представляют собой всевозможные комбинации волновых векторов волн, падавших на фоточувствительную среду при записи $\mathbf{k}_{n-m}^r = (\mathbf{k}_n^r - \mathbf{k}_m^r)$. Если все волновые векторы отложить из начала координат (точка O в плоскости голограммы), то концы волновых векторов множества волн, выходящих из голограммы, заполнят собой круг с радиусом $R_2 = 2|\mathbf{k}_n^r|$, в отличие от концов волновых векторов записывающих волн, заполняющих кольцо вдвое меньшего радиуса $R_1 = |\mathbf{k}_n^r|$ (см. поясняющий рис. 1, *b*). Это означает, что лучи, по которым распространяются волны, выходящие из голограммы, лежат внутри кругового конуса. Таким образом, эту голограмму можно рассматривать как амплитудную голограмму-диффузор, поскольку она рассеивает падающее на нее излучение в некотором телесном угле.

Эксперимент по регистрации амплитудной голограммы-диффузора

Практическая реализация уравнения (5), описывающего амплитудную голограмму-диффузор, была осу-

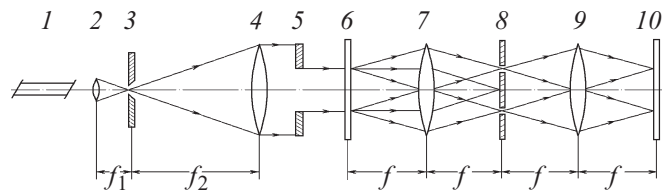


Рис. 2. Оптическая схема записи амплитудной голограммы-диффузора. 1 — He-Ne-лазер; 2, 3, 4 — коллиматор, 5 — диафрагма, 6 — амплитудная мультиплексная голограмма; 7, 9 — линзы, 8 — пространственный фильтр, 10 — амплитудная голограмма-диффузор, f — фокусное расстояние линз 7, 9.

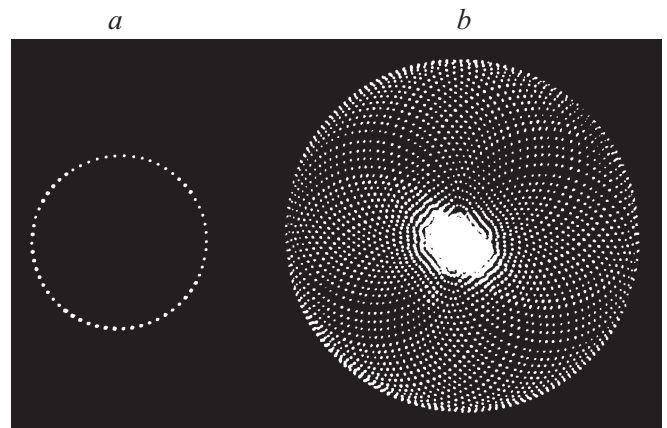


Рис. 3. Распределение интенсивности света в фокальной плоскости линзы для мультиплексной голограммы за режекторным фильтром (*a*) и для амплитудной голограммы-диффузора (*b*).

ществлена нами с помощью схемы оптической фильтрации, изображенной на рис. 2. Тонкая амплитудная мультиплексная голограмма 6 создавалась в результате интерференции двух плоских пучков, сходящихся на фотопластинке ПФГ-01 под углом γ . Производилось $N/2$ одинаковых экспозиций, между которыми фотопластинка поворачивалась на небольшой фиксированный угол $\delta = 2\pi/N$ вокруг нормали к ее поверхности, величина которого в конечном итоге определяла количество плоских волн N (см. формулу (2)). Следует отметить, что исходя из принципа получения мультиплексной голограммы число N всегда будет четным. Далее фотопластинка проявлялась в проявителе *D-19* и фиксировалась.

После обработки голографическая структура мультиплексной голограммы представляла собой совокупность множества амплитудных решеток, повернутых относительно друг друга. При освещении мультиплексной голограммы 6 каждая из элементарных решеток создавала пучки ± 1 -х порядков дифракции, которые в фурье-плоскости линзы 7 собирались в кольцо, заполненное светящимися точками (рис. 3, *a*). Применение режекторного кольцеобразного пространственного фильтра 8 было вызвано необходимостью подавить волну нулевого

порядка дифракции и уменьшить когерентные шумы мультиплексной голограммы 6. Плоские волны, порожденные мультиплексной голограммой, в соответствии с формулой (2) (см. рис. 1, *a*) собирались второй линзой 9 на фотопластинку 10 (фотоматериал ПФГ-01), которая экспонировалась, проявлялась и фиксировалась с целью получения амплитудной голограммы-диффузора.

На рис. 3, *b* приведен фурье-спектр голограммы-диффузора, полученный с помощью линзы, идентичной линзе 7. Как видно из рисунка в точном соответствии с формулой (5) и рис. 1, *b* фурье-спектр амплитудной голограммы-диффузора представляет собой заполненный светящимися точками круг вдвое большего диаметра по сравнению с фурье-спектром мультиплексной голограммы. Очевидно, что плотность расположения светящихся точек в дифракционной картине будет задавать оптические свойства амплитудной голограммы-диффузора, т. е. определять долю энергии рассеянного света, дифрагированного в том или ином телесном угле. При преобразовании амплитудной голограммы-диффузора в более эффективную рельефно-фазовую структуру дифракционный спектр существенно изменится хотя бы из-за того, что вследствие ярко выраженной нелинейности подобного преобразования произойдет генерация высших пространственных гармоник. При этом ширина индикатрисы рассеяния фазовой голограммы-диффузора и ее форма будут определяться, во-первых, исходным дифракционным спектром амплитудной голограммы-диффузора, поскольку он отражает наличие тех или иных пространственных частот в структуре голограммы. Во-вторых, оптические свойства фазовой голограммы-диффузора существенно зависят от самого характера нелинейного преобразования амплитудной структуры в фазовую. Вначале рассмотрим и оценим плотность расположения светящихся точек в дифракционном спектре амплитудной голограммы-диффузора.

Анализ фурье-спектра амплитудной голограммы-диффузора

Как видно из рис. 3, *b*, плотность расположения светящихся точек существенно неравномерна. Ее можно оценить, рассмотрев пространство (x, y) векторов $\mathbf{k}_{n-m}^r = (\mathbf{k}_n^r - \mathbf{k}_m^r)$ (см. рис. 1, *b*), каждый из которых, если его отложить из начала координат, указывает на одну светящуюся точку в дифракционном спектре (рис. 3, *b*). Обозначим через r_l длину векторов \mathbf{k}_{n-m}^r и расположим в порядке возрастания их модуля:

$$\begin{aligned} r_1 &= |\mathbf{k}_2^r - \mathbf{k}_1^r| = |\mathbf{k}_3^r - \mathbf{k}_2^r| = |\mathbf{k}_4^r - \mathbf{k}_3^r| \dots, \\ r_2 &= |\mathbf{k}_3^r - \mathbf{k}_1^r| = |\mathbf{k}_4^r - \mathbf{k}_2^r| = |\mathbf{k}_5^r - \mathbf{k}_3^r| \dots, \\ &\dots\dots\dots \\ r_l &= |\mathbf{k}_{l+1}^r - \mathbf{k}_1^r| = |\mathbf{k}_{l+2}^r - \mathbf{k}_2^r| = |\mathbf{k}_{l+3}^r - \mathbf{k}_3^r| \dots \end{aligned} \tag{6}$$

Максимальное значение l равно $N/2$, тогда максимальное значение r_l будет $r_{N/2} = R_2 = 2|\mathbf{k}_n^r|$. В соответствии

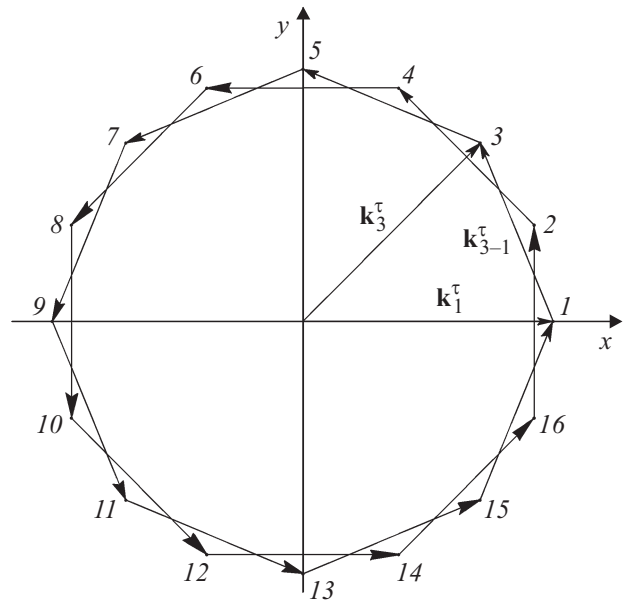


Рис. 4. Конфигурация векторов \mathbf{k}_{n-m}^r для случая $n - m = 2$ и $N = 16$.

с формулой (6) и поясняющим рис. 4 количество векторов \mathbf{k}_{n-m}^r , имеющих одинаковую длину, равно N . Отсюда линейная плотность светящихся точек в дифракционной картине вблизи оси x вдоль направления y (по окружности с радиусом r_l) на расстоянии r_l от центра координат равна

$$\rho_y = N/2\pi r_l. \tag{7}$$

Линейная плотность светящихся точек вдоль оси x определяется частотой расположения величин r_l вдоль радиального направления

$$r_l = 2r_0 \sin(\pi l/N), \tag{8}$$

где $r_0 = |\mathbf{k}_n^r|$. Ее можно оценить, например, следующим образом. Каждые три смежных светящихся точки вдоль радиального направления занимают интервал $r_l - r_{l-3}$. Исходя из этого, усредненная линейная плотность светящихся точек вдоль направления x будет равна

$$\rho_x = 3/(r_l - r_{l-3}). \tag{9}$$

Поверхностную плотность светящихся точек в дифракционной картине можно представить как произведение линейных плотностей

$$\rho = \rho_x \rho_y = 3N/[(2\pi r_l)(r_l - r_{l-3})] \tag{10}$$

или с учетом формулы (8)

$$\rho = 3N/\{8\pi r_0^2 [\sin(\pi l/N) [\sin(\pi l/N) - \sin(\pi(l-3)/N)]]\}. \tag{11}$$

Из выражений (8) и (11) можно вычислить зависимость плотности светящихся точек ρ от расстояния от центра дифракционной картины r (рис. 5). Из рис. 5

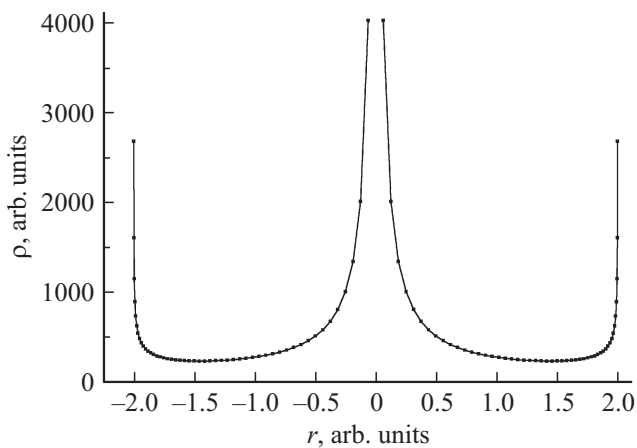


Рис. 5. Зависимость плотности светящихся точек ρ от расстояния от центра дифракционной картины r для $N = 100$ и $r_0 = 1$.

видно, что светящиеся точки главным образом сгущаются вблизи центра дифракционной картины, в то время как на краях имеются узкие побочные максимумы. Поведение функции плотности расположения светящихся точек имеет прямую аналогию с оптической передаточной функцией оптических систем с кольцеобразными апертурами [3].

Преобразование амплитудной голограммы-диффузора в рельефно-фазовый диффузор

Для получения практически применимого оптического рассеивателя необходимо преобразовать амплитудную голограмму-диффузор в высокоэффективную рельефно-фазовую структуру. Для этого мы использовали два альтернативных метода создания рельефно-фазовых структур на галюидосеребряных фотоэмульсиях. Первый метод связан с избирательным дублированием фотоэмульсии с помощью отбеливателя типа R-10 [4]. Второй метод основан на фотодеструкции желатиновых слоев под воздействием коротковолнового УФ-излучения (метод ВКУФ) [5]. Следует подчеркнуть, что в результате фотохимической обработки голограмм с помощью этих двух методов серебряное изображение полностью удалялось из фотоэмульсии, что в итоге приводило к формированию чисто рельефно-фазовой структуры голограммы.

Особое внимание уделялось измерению интенсивности нерассеянной компоненты света (нулевой порядок дифракции). Для этого образец диффузора помещался вплотную к линзе и освещался пучком He-Ne-лазера ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) диаметром 6 mm. Измерение производилось в плоскости фокуса линзы на расстоянии 870 mm фотоприемником типа ОРТ101, размер апертуры которого $2.3 \times 2.3 \text{ mm}$.

На рис. 6, *a* приведены зависимости относительной интенсивности нулевого порядка I_0 (в процентах от интенсивности освещающего диффузор пучка) от средней оптической плотности D первичного серебряного изображения амплитудной голограммы-диффузора для угла схождения пучков при записи мультиплексной голограммы $\gamma = 5.6^\circ$. Аналогичные характеристики были получены и для других углов схождения пучков γ . Минимальная величина нерассеянной компоненты излучения, прошедшего через диффузор, лежит в интервале 0.05–0.07% независимо от способа получения рельефно-фазовой структуры и угла схождения пучков γ , что лучше ранее достигнутых результатов по синтезу голографических диффузоров с помощью стеклянных матовых рассеивателей [2] (рис. 6, *b*).

Регистрация индикатрисы рассеяния производилась на установке, аналогичной вышеописанной, при этом фотоприемное устройство перемещалось по дуге окружно-

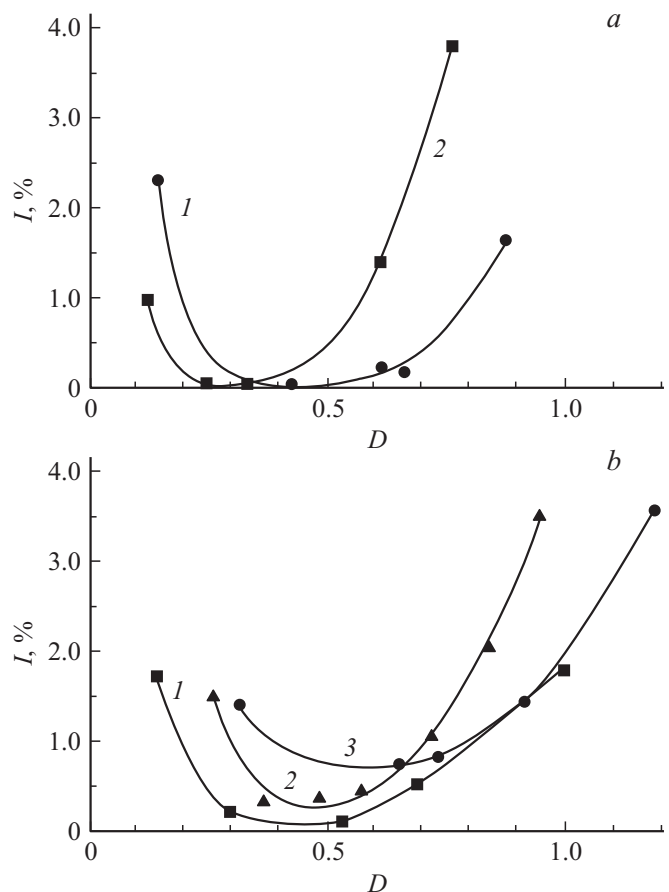


Рис. 6. Зависимость интенсивности нулевого порядка I_0 от средней оптической плотности первичного серебряного изображения D . *a* — голографические диффузоры, полученные с помощью мультиплексной голограммы ($\gamma = 5.6^\circ$) и обработанные в отбеливателе R-10 (кривая 1) и методом ВКУФ (кривая 2); *b* — диффузоры, полученные с помощью матового стекла при различных формах апертуры оптической системы регистрации и обработанные по методу ВКУФ (кривые 1, 2, 3) [2].

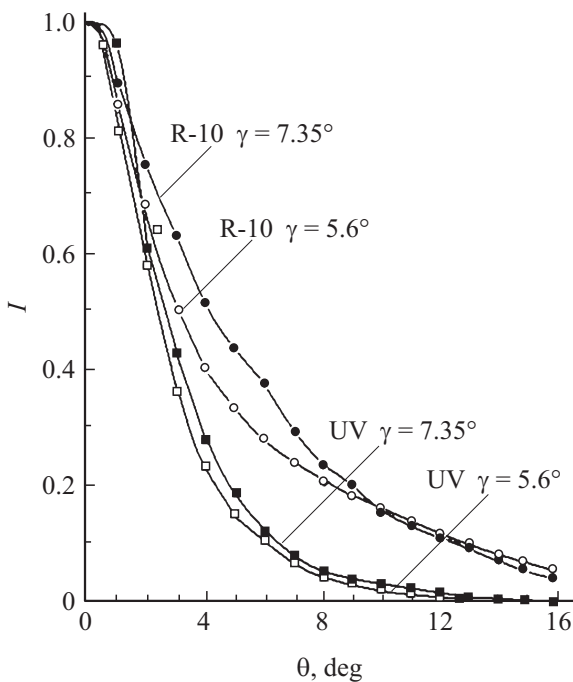


Рис. 7. Индикатрисы рассеяния для голографических диффузоров, изготовленных с помощью мультиплексной голограммы и обработанных методом ВКУФ (UV) и в отбеливателе R-10.

сти, в центре которой находился образец диффузора. На рис. 7 приведены индикатрисы рассеяния для нескольких образцов. В целом анализ индикатрис рассеяния диффузоров, полученных при разных углах схождения пучков и обработанных различными методами, показал, что явно прослеживается тенденция увеличения полуширины индикатрисы рассеяния с ростом угла схождения пучков γ . В то же время эксперимент выявил существенное отличие между индикатрисами рассеяния для голограмм-диффузоров, обработанных двумя различными методами. Полуширина индикатрисы рассеяния в случае обработки голограммы в отбеливателе R-10 $\Delta\theta_1$ значительно больше, чем для метода ВКУФ $\Delta\theta_2$ (таблица), независимо от угла схождения пучков γ при записи мультиплексной голограммы. Предполагаем, что это обусловлено различием пространственно-частотных характеристик (ПЧХ), связанных с частотным откликом среды для разных методов обработки фотоэмульсий. Метод ВКУФ имеет равномерную ПЧХ в области низких пространственных частот [6]. Поэтому при нелинейном преобразовании амплитудной голограммы в фазовую в дифракционном спектре фазовой голограммы пре-

имущественно остаются низкие частоты центрального сгущения светящихся точек фурье-спектра амплитудной голограммы диффузора (рис. 3, б; 5). В то же время для метода избирательного дублирования при отбеливании в R-10 ПЧХ имеет резкий провал в области низких пространственных частот [7], что приводит к подавлению центрального сгущения светящихся точек в фурье-спектре амплитудной голограммы диффузора и усилению вклада средних и высоких пространственных частот из области, ограниченной кругом (рис. 3, б).

Заключение

Применение мультиплексной голограммы для создания диффузоров имеет определенное преимущество по сравнению с ранее опубликованным вариантом [2], поскольку позволяет существенно сократить время экспонирования фотослоя при регистрации голографических диффузоров. Описанный способ получения голографических диффузоров позволяет существенно снизить долю нерассеянной компоненты света до сотых долей процента в более широком диапазоне изменения оптической плотности D серебряного изображения амплитудной голограммы-диффузора. Это значительно упрощает процесс изготовления диффузоров на практике. Таким образом, теоретические и экспериментальные исследования показывают возможность использования мультиплексных голограмм для получения высокоэффективных узконаправленных диффузоров.

Список литературы

- [1] Ганжерли Н.М., Гуляев С. Н // Оптический журнал. 2007. Т. 74. № 9. С. 56–61.
- [2] Ганжерли Н.М., Гуляев С.Н., Гуринов А.С., Крамущенко Д.Д., Маурер И.А., Черных Д.Ф. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 7. С. 76–80.
- [3] О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику. М.: Мир, 1966. С. 151–152.
- [4] Бруй Е.Б., Корешев С.Н. // Опт. и спектр. 1989. Т. 76. Вып. 3. С. 685–688.
- [5] Гуляев С.Н., Ратушный В.П. // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 2. С. 45–49.
- [6] Гуляев С. Н. // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Основной выпуск 3(59). 2008. С. 105–114.
- [7] Smith H.M. // J. Opt. Soc. Am. 1968. Vol. 58. N 4. P. 533–539.

Сравнительная характеристика диффузоров

Угол схождения пучков γ , deg	3.69°	5.6°	7.35°
Отношение $\Delta\theta_2/\Delta\theta_1$	0.7	0.73	0.6