

УДК 535.44

Г. А. ПАШКЕВИЧ<sup>1</sup>, П. И. РОПОТ<sup>2</sup>, А. С. ЛАПЧУК<sup>3</sup>, А. А. КРЮЧИН<sup>3</sup>, А. В. ПРЫГУН<sup>3</sup>**ПОДАВЛЕНИЕ СПЕКЛОВ КВАЗИСПИРАЛЬНЫМ 2D-ДИФРАКЦИОННЫМ  
ОПТИЧЕСКИМ ЭЛЕМЕНТОМ НА ОСНОВЕ БИНАРНОЙ ПСЕВДОСЛУЧАЙНОЙ  
M-ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ**<sup>1</sup>Научно-исследовательский институт прикладной электроники Национального технического университета Украины «Киевский политехнический институт», Киев, Украина<sup>2</sup>Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси<sup>3</sup>Институт проблем регистрации информации НАН Украины, Киев, Украина

(Поступила в редакцию 06.03.2015)

**Введение.** Изображение, созданное при освещении объекта лазерным излучением, модулируется субъективными спеклами, которые возникают вследствие интерференции рассеянного на шероховатой поверхности экрана или освещенного объекта. Развитие методов снижения спекловых шумов является одной из актуальных проблем разработки лазерных проекторов [1–3] и когерентных систем освещения [4]. Амплитуда спекловых шумов вычисляется через контраст спеклов

$$C = \sigma / \bar{I}, \quad (1)$$

где  $\bar{I}$  – среднее значение интенсивности освещения в изображении,  $\sigma$  – стандартное отклонение интенсивности, вызванное спекловыми шумами. Поскольку лазерное излучение может быть изначально частично когерентным (например, в режиме многомодовой генерации), то контраст спеклов (1) не может в полной мере характеризовать эффективность метода уменьшения спекловых шумов. Поэтому часто для эффективности метода подавления шумов используют коэффициент ослабления спеклов, который определяется как отношение контраста спеклов  $C_0$  до применения метода к контрасту  $C$  после применения метода, т. е.

$$k = C_0 / C. \quad (2)$$

Аппаратные методы подавления спекловых шумов базируются в основном на усреднении шумов путем понижения когерентности лазерного излучения, используемого для освещения. Существует несколько подходов для понижения когерентности лазерного излучения. Например, путем уменьшения поляризационной когерентности (деполяризация), понижения пространственной или временной когерентности. Последнее достигается за счет применения мощных лазеров с реализацией многомодового режима генерации.

Одним из наиболее перспективных методов уменьшения спекловых шумов является размещение подвижного диффузора в оптической системе проектора [5]. В настоящей работе экспериментально исследуются возможности метода по уменьшению спекловых шумов подвижным диффузором, который расположен в оптической системе проектора в плоскости, сопряженной с плоскостью экрана. Диффузор может быть нерегулярным или регулярным (т. е. имеющим периодическую или близкую к ней структуру), а также дифракционным оптическим элементом (ДОЭ). Время декорреляции в методе с подвижным ДОЭ сравнимо со средним временным разрешением человеческого глаза. Поскольку структура регулярного ДОЭ является периодической, результат уменьшения спекловых шумов путем усреднения зависит от его размера и точности движения.

Структура регулярного ДОЭ должна быть разработана так, чтобы при его смещении получить усреднение по всем возможным углам падения лучей для данной оптической системы. В работах [6–8] показано, что с помощью простого линейного смещения ДОЭ размерностью 1D на основе кода Баркера можно получить угловую декорреляцию только в одном направлении – вдоль плоскости дифракции. В статье [9] предложен 2D-дифракционный оптический элемент на основе матриц Адамара, что позволило получить угловую декорреляцию лазерного излучения в плоскости. Однако такой подход для получения нужного эффекта требует точного, быстрого и сложного движения ДОЭ. В [10, 11] был разработан метод с применением 2D-дифракционного оптического элемента на основе кода Баркера, который использует всю апертуру объектива для получения максимальной угловой декорреляции излучения. При этом, как показано в [11, 12], чтобы декоррелировать лазерный пучок по всем возможным углам падения, необходимо простое линейное смещение ДОЭ на длину периода кода ( $M$ ) Баркера или  $M$ -последовательности. Здесь же аналитически показано, что угол наклона, который удовлетворяет условию  $\text{tg}(\alpha) = 1/N$ , является оптимальным для уменьшения спекловых шумов. Экспериментальные данные [13], полученные при помещении 2D-дифракционного оптического элемента на основе бинарных псевдослучайных последовательностей внутрь оптической системы лазерного проектора и выполненные для одной длины волны лазерного излучения, частично подтвердили высокую эффективность уменьшения спекловых шумов этим методом.

**Моделирование эффективности подавления спеклов.** Для анализа зависимости эффективности применения метода от параметров структуры и оптической системы был разработан метод и программа расчета такой структуры. Предполагается, что мы имеем идеальную оптическую систему и на экране распределение поля повторяет увеличенное распределение поля на ДОЭ. Известно, что контраст спеклов может быть рассчитан по формуле

$$C_{2D} = \frac{\sqrt{\iiint |A_{2D}(x_1, x_1 + u, y_1, y_1 + v)|^2 \sin^2 \left[ \frac{2\pi}{D} x_1 \right] \sin^2 \left[ \frac{2\pi}{D} (x_1 + u) \right] \sin^2 \left[ \frac{2\pi}{D} y_1 \right] \sin^2 \left[ \frac{2\pi}{D} (y_1 + v) \right] dx_1 du dy_1 dv}}{\left( \iint \sin^2 \left[ \frac{2\pi}{D} x_1 \right] \sin^2 \left[ \frac{2\pi}{D} y_1 \right] A_{2D}(x_1, x_2, y_1, y_2) dx_1 dy_1 \right)^2}, \quad (3)$$

где  $u = x_2 - x_1$  и  $v = y_2 - y_1$ ,  $x_1, x_2, y_1, y_2$  – координаты точек на экране,  $D = \lambda / NA_3$  – разрешающая способность фотокамеры (глаза) на экране,  $NA_3 = D_3 / 2L_3$  – входная числовая апертура фотокамеры,  $\text{sin } c(x) = \sin(x) / x$ .

Автокорреляционная функция поля лазерного луча на экране  $A_{2D}$  определяется по формуле [12]

$$A_{2D}(x_1, x_2, y_1, y_2) = \int_0^L H(x_1 + x, y_1 + x \text{tg}(\alpha)) H^*(x_2 + x, y_2 + x \text{tg}(\alpha)) dx, \quad (4)$$

где  $L$  – длина перемещения изображения ДОЭ на экране вдоль оси  $x$ ,  $H(x)$  – промодулированное дифракционным элементом поле лазерного пучка на экране.

Расчет контраста спеклов по формулам (3) требует расчета пятикратных интегралов с разрывной ступенчатой функцией. Для увеличения быстродействия счета мы аппроксимируем непрерывный последовательный сдвиг ДОЭ на ступенчатое движение, т. е. ДОЭ последовательно перемещают шаг за шагом на один элемент в направлении оси  $X$ , пока величина сдвига  $s$  не будет удовлетворять уравнению  $s \text{tg}(\alpha) = T$ , где  $T$  – наименьший размер ячейки  $M$ -последовательности. Далее, ДОЭ смещается на один элемент в направлении оси  $Y$ , после чего продолжает двигаться по направлению оси  $X$ . Этот процесс продолжается до тех пор, пока длина сдвига вдоль оси  $X$  не достигает значения  $L = NT_0$ , где  $T_0$  – период решетки. При таком типе движения автокорреляционная функция вычисляется путем суммирования по шагам смещения на длину одного элемента ДОЭ и, следовательно, ее значение постоянно на интервале длины этого элемента. Данное приближение было использовано для написания программы и расчета зависимости контраста спеклов от вели-

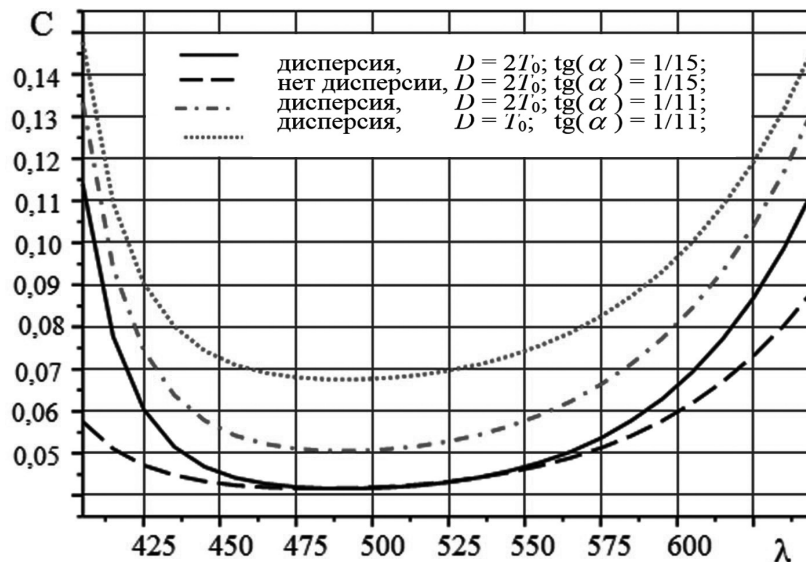


Рис. 1. Зависимость контраста спеклов от длины волны лазерного излучения при смещении ДОЭ на длину  $L$  для оптимальной ДОЭ-структуры при различных углах наклона и разной разрешающей способности глаза:  $T = 5$  мкм;  $N = 15$

чины сдвига ДОЭ, а также угла его наклона как для теоретически рассчитанной оптимальной, так и экспериментально изготовленной структуры. Известно также, что фоторезист имеет существенную дисперсию, и при моделировании нами исследовалось влияние этой дисперсии на эффективность подавления спеклов на краях видимого диапазона длин волн.

Зависимость контраста спеклов от длины волны лазерного излучения при смещении ДОЭ на длину  $L$  для оптимальной ДОЭ-структуры приведена на рис. 1. Численное моделирование проводилось для оптимального угла наклона  $\text{tg}(\alpha) = 1/15$  ( $N = 15$ ) и для несколько большего угла  $\text{tg}(\alpha) = 1/11$ , сравнимого со средним углом наклона для секторальной квазиспиральной структуры при различной разрешающей способности глаза  $D$ . Результаты моделирования (см. рис. 1) подтверждают факт оптимальности угла  $\text{tg}(\alpha) = 1/15$ , а незначительное его увеличение до  $\text{tg}(\alpha) = 1/11$  приводит к повышению контраста спеклов на 25 %. Улучшение разрешения глаза с  $D = 2T_0$  до  $D = T_0$  дополнительно повышает контраст спеклов примерно на 30 %. Видно, что дисперсия значительно ухудшает эффективность подавления контраста спеклов на границах видимого диапазона длин волн. Следовательно, при изготовлении ДОЭ, предназначенного для равномерного подавления спеклов во всем оптическом диапазоне, нужно выбирать подложку и фоторезист с малой дисперсией (например, крон) или материал с аномальной дисперсией.

**Экспериментальные измерения по подавлению спекл-структуры.** Нами исследована возможность эффективного подавления спеклов при освещении лазерным излучением видимого диапазона 2D-дифракционного оптического элемента на основе  $M$ -последовательности. На рис. 2, а приведена оптическая схема для исследования эффективности подавления спекл-структуры изображений с помощью вращающегося 2D-дифракционного оптического элемента на основе  $M$ -последовательности с длиной периода кода  $N = 15$  (цифра – длина элемента в микрометрах). Для эффективного уменьшения спекловых шумов необходимо, чтобы параметры оптической схемы удовлетворяли следующим условиям:

- достаточно большой размер лазерного пучка по сравнению с периодом структуры;
- условие на апертуры  $L_1 \cdot 0,2/L_2 > 15 \cdot D_3/L_3$ , где  $0,2 = \lambda/T$  при усреднении спекл-структуры;
- условие коллимации объективом лазерного излучения после ДОЭ ( $L_1 \cdot 0,2/L_2 + D_1 < D_2$ );
- условие  $2\lambda \cdot L_4/D_3 > 2 \cdot \Delta x$ , где  $\Delta x$  – размер пикселя CCD-камеры;
- условие на скорость вращения ДОЭ ( $R \cdot \omega \cdot t > T_0 \cdot 15 = 1,125$  мм; где  $R$  – меньший радиус ДОЭ;  $\omega$  – частота вращения;  $t$  – экспозиция).

Выбранные геометрические размеры оптической схемы ( $L_1 = 200$  мм,  $D_1 = 14$  мм;  $L_2 = 800$  мм;  $D_2 = 100$  мм;  $L_3 = 650$  мм;  $D_3 = 1,5$  мм;  $L_4 = 50$  мм) обеспечили выполнение первых четырех условий. Для регистрации распределения интенсивности лазерного излучения использовалась

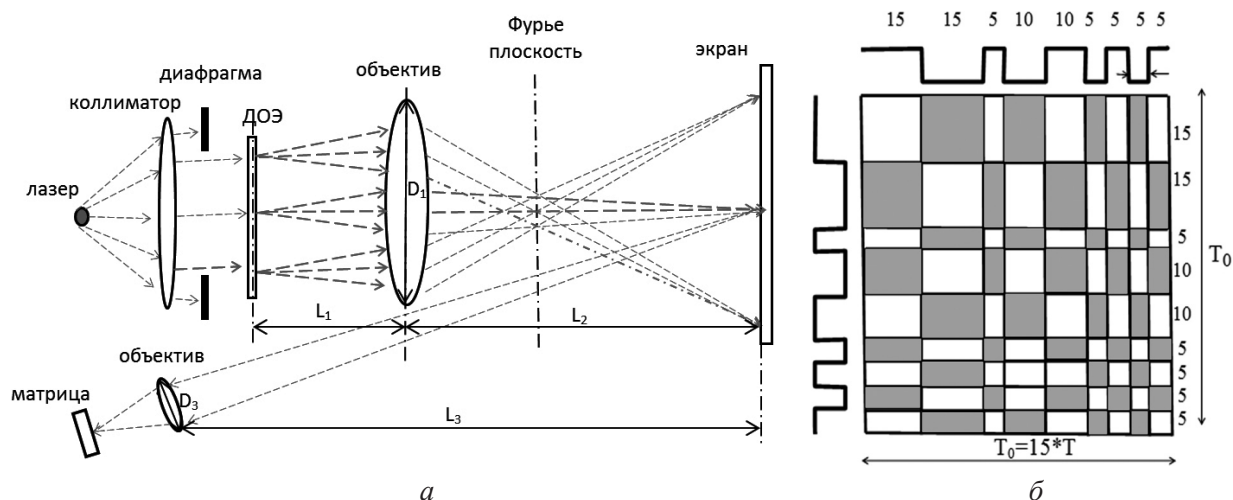


Рис. 2. Оптическая схема для декорреляции излучения с помощью вращающегося 2D-дифракционного оптического элемента на основе  $M$ -последовательности (а) и структура одного периода ДОЭ с длиной периода кода  $N = 15$  и периодом решетки  $T_0 = 75$  мкм (б)

цифровая CCD-камера Col Snap Es с размером пикселя 7 мкм и разрешением 4095 градаций серого. Съемка изображений проводилась при экспозиции 0,04 с (25 кадров в секунду), что соответствует временной разрешающей способности глаза. Для выполнения последнего условия частота вращения ДОЭ варьировалась от 4 до 10 с<sup>-1</sup>.

Структура одного периода исследуемых ДОЭ показана на рис. 2, б, где белые области соответствуют выступам, серые – углублениям, а сверху и слева приведены профили поперечного сечения (ломаные линии) структуры.

Коллимированный лазерный луч проходит через движущийся ДОЭ и оптический модулятор (на схеме не показан, поскольку не влияет на характеристики спеклов) и создает изображение на экране. Движение ДОЭ снижает пространственную когерентность лазерного излучения и таким образом уменьшает спекловые шумы. ДОЭ и его движение подбираются таким образом, чтобы максимально уменьшить спекловые шумы без существенного ослабления интенсивности освещения. 2D-структура ДОЭ, образованная путем перемножения колонки и строки 1D-последовательности, представляет собой две ортогонально ориентированные периодические одномерные структуры с рельефом выступов и углублений. В результате прохождения плоской волны через различные участки такой структуры ее фронт приобретает сдвиг фазы  $\pm\pi$ . Поэтому поле лазерного пучка после ДОЭ с точностью до множителя можно записать как чередование +1 (углубление) и -1 (выступ), образующих псевдослучайную периодическую бинарную последовательность. Было показано, что волновой фронт, прошедший через такую структуру, имеет узкую автокорреляционную функцию. Вследствие этого, при прямолинейном смещении на  $N$  периодов такого ДОЭ за время интегрирования интенсивности, уменьшается пространственная когерентность освещения по полю всего объектива проектора.

Однако, как показывает практика, линейное смещение ДОЭ не всегда удобно и технологично. Для обеспечения вращательного движения дифракционного элемента была изготовлена спиральная структура на диске с постоянным наклоном спирали к радиусу, образованная перемещением одного периода 2D-структуры вдоль спирали при вращении вокруг ее центра. Спиральную структуру с постоянным периодом решетки трудно реализовать из-за уменьшения расстояния между витками спирали при приближении к центру. Поэтому нами была реализована квазиспиральная структура в виде секторов (рис. 3, а), в которые внесена часть прямоугольного 2D-дифракционного оптического элемента на основе  $M$ -последовательности. Угол наклона ее ребер и касательной к окружности в центре сектора был равным  $\text{tg}(\alpha) = 1/N$ . Изготовленный нами дифракционный оптический элемент имел квазиспиральную структуру, нанесенную на кольцевую область с радиусами 1,5 и 3,5 см. В качестве его основы использовалась кварцевая пластинка размером 7,1×7,1 см и толщиной 2,8 мм. Структура создавалась слоем фоторезиста Shipley методом фотолитографии

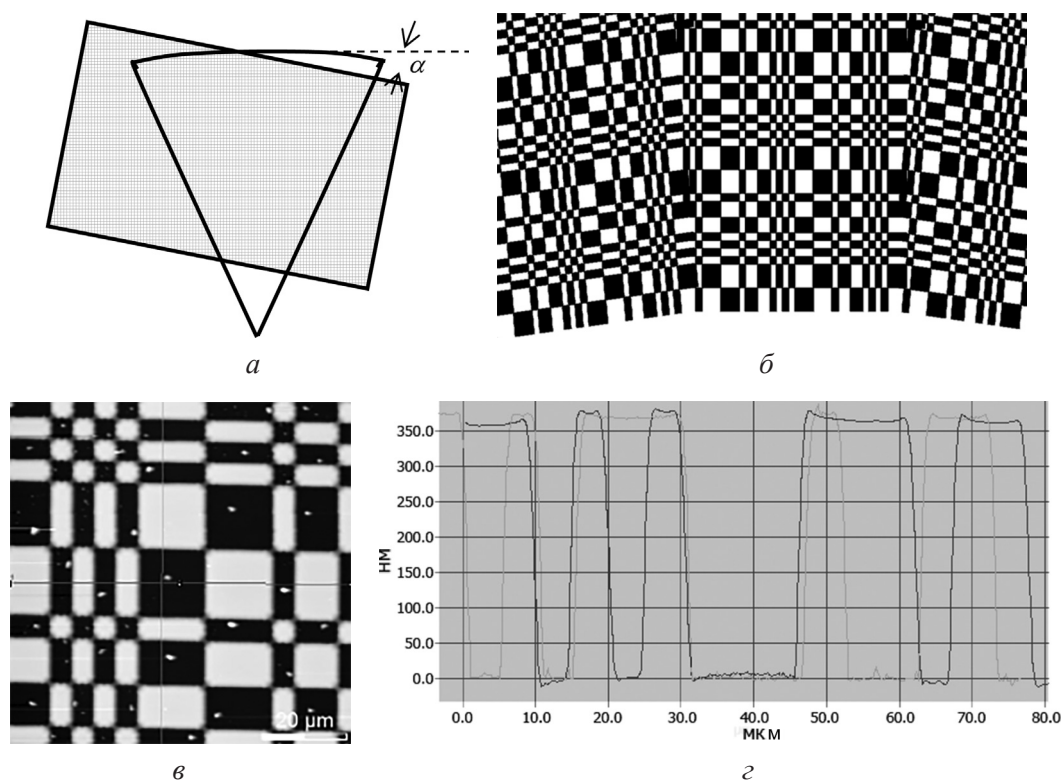


Рис. 3. Квазиспиральный 2D-дифракционный оптический элемент на основе  $M$ -последовательности с длиной кода  $N = 15$ :  $a$  – схема изготовления сектора ДОЭ;  $b$  – часть фотошаблона ДОЭ с характерными «дефектами» изготовления;  $v$  – увеличенный фрагмент структуры ДОЭ;  $z$  – сечение фрагмента структуры, полученное атомным силовым микроскопом

после его засветки через фотошаблон и травление. Фотошаблон изготовлялся методом мультипликации (100 000 мультипликаций), а для устойчивости полученной структуры проводилось за дублирование фоторезиста путем его термической обработки. На рис. 3,  $b$  приведено изображение полученной структуры с помощью силового сканирующего микроскопа, где возле ее внутреннего радиуса наблюдаются разрывы на стыках секторов, а на вставке рисунка, из-за несогласованности концевых участков каждого сектора с соседним, наблюдается нерегулярность структуры. В ней присутствуют нерегулярные включения в углублениях (белые точки на черном фоне; рис. 3,  $v$ ), имеющие пирамидальную форму и высоту, равную высоте невытравленной части. Видно, что площадь этих структур незначительная и они не могут кардинально изменить свойства ДОЭ, связанные с эффективностью подавления спекловых шумов.

На рис. 3,  $z$  показан профиль структуры с высотой  $365 \pm 5$  нм, полученный атомным силовым микроскопом (по сечениям фрагмента ДОЭ, указанным на рис. 3,  $v$ ). Экспериментально полученная зависимость контраста спеклов от длины волны лазерного излучения, при смещении изготовленного нами ДОЭ на длину  $L$ , приведена на рис. 4.

Как видно из графиков на рис. 4, экспериментально изготовленная структура ДОЭ имеет аналогичную оптимальной зависимости контраста от длины волны, угла наклона и разрешающей способности глаза (см. рис. 1).

В таблице приведены результаты по измерению контраста спеклов при рассеянии на ДОЭ синего (405 нм), зеленого (532 нм) и красного (628 нм) излучения при разных скоростях вращения. Мощность используемых лазеров была примерно одинакова и колебалась в пределах 20–25 мВт. При вычислении контраста спеклов выбиралось несколько областей ( $n$  – номер области) освещенного экрана, и для каждой из них отдельно вычислялся контраст. В таблице приняты следующие обозначения:  $C_0$  – контраст спеклов до применения метода подавления;  $C_m$  – контраст после его применения, где нижний индекс обозначает число оборотов ДОЭ в секунду;  $k$  – коэффициент подавления спеклов.

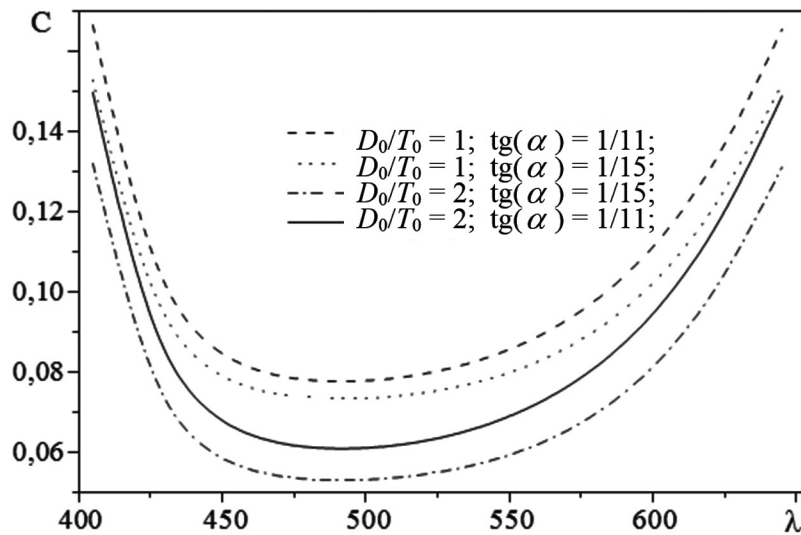


Рис. 4. Зависимость контраста спеклов от длины волны лазерного излучения для экспериментально изготовленного ДОЭ с 2D-структурой при различных углах наклона и разной разрешающей способности глаза с учетом дисперсии фоторезиста:  $T = 5$  мкм;  $N = 15$

**Результаты измерений контраста спеклов на трех длинах волн (628, 532 и 405 нм)**

Контраст $n$	$\lambda$ , нм	$C_0$			$C_4$			$C_8$			$C_{10}$		
		628	532	405	628	532	405	628	532	405	628	532	405
1		0,493	0,591	0,299	0,124	0,053	0,047	0,120	0,049	0,042	0,112	0,048	0,043
2		0,463	0,603	0,282	0,119	0,050	0,043	0,115	0,054	0,051	0,109	0,049	0,038
3		0,516	0,588	0,330	0,123	0,054	0,046	0,119	0,045	0,041	0,116	0,045	0,043
4		0,533	0,579	0,302	0,121	0,058	0,050	0,121	0,047	0,053	0,110	0,053	0,049
5		0,457	0,629	0,329	0,125	0,051	0,058	0,119	0,053	0,045	0,117	0,053	0,053
6		0,432	0,600	0,306	0,120	0,059	0,049	0,119	0,057	0,045	0,111	0,053	0,047
$\bar{C}$		0,482	0,598	0,308	0,122	0,054	0,049	0,119	0,051	0,046	0,113	0,050	0,045
$\Delta C$		0,035	0,016	0,017	0,002	0,004	0,005	0,002	0,004	0,005	0,003	0,003	0,005
$k$		1,00	1,00	1,00	3,95	11,07	6,31	4,06	11,77	6,68	4,29	11,94	6,80

Используемые лазерные источники существенно отличались длиной когерентности. Так, длина когерентности He-Ne-лазера была около полуметра, в то время как для остальных двух лазерных источников с диодной накачкой – несколько сантиметров. Изначально низкий контраст спеклов синего лазера обусловлен, вероятнее всего, работой лазера в многомодовом режиме. Как видно из таблицы, для зеленого и синего излучения лазеров получен уровень контраста спеклов ниже чувствительности глаза человека ( $\approx 5\%$ ), для красного – контраст спеклов после подавления превышает этот уровень в 2 раза.

На рис. 5 приведены распределения интенсивности лазерного освещения в изображении экрана до и после применения метода для красного, зеленого и синего лазеров. Как видим, для синего и зеленого излучения лазерное пятно имеет близкую к плавной функции распределения с незначительной модуляцией спеклами. В то же время на изображении красного лазерного пятна модуляция интенсивности освещения спеклами еще отчетливо видна.

**Заключение.** Показано, что квазиспиральный 2D-дифракционный оптический элемент на основе  $M$ -последовательности с длиной кода 15 позволяет эффективно подавлять спеклы в широком спектре видимого диапазона длин волн до уровня, близкого к чувствительности человеческого глаза. Получено подавление спеклов с коэффициентом подавления более чем в 11, 6 и 4 раза для зеленого, фиолетового и красного излучения лазеров соответственно. На краях границы видимого спектра эффективность подавления спекл-структуры падает примерно в 2 раза. Результаты моделирования показали, что эффект уменьшения подавления спеклов на границе видимого диапазо-

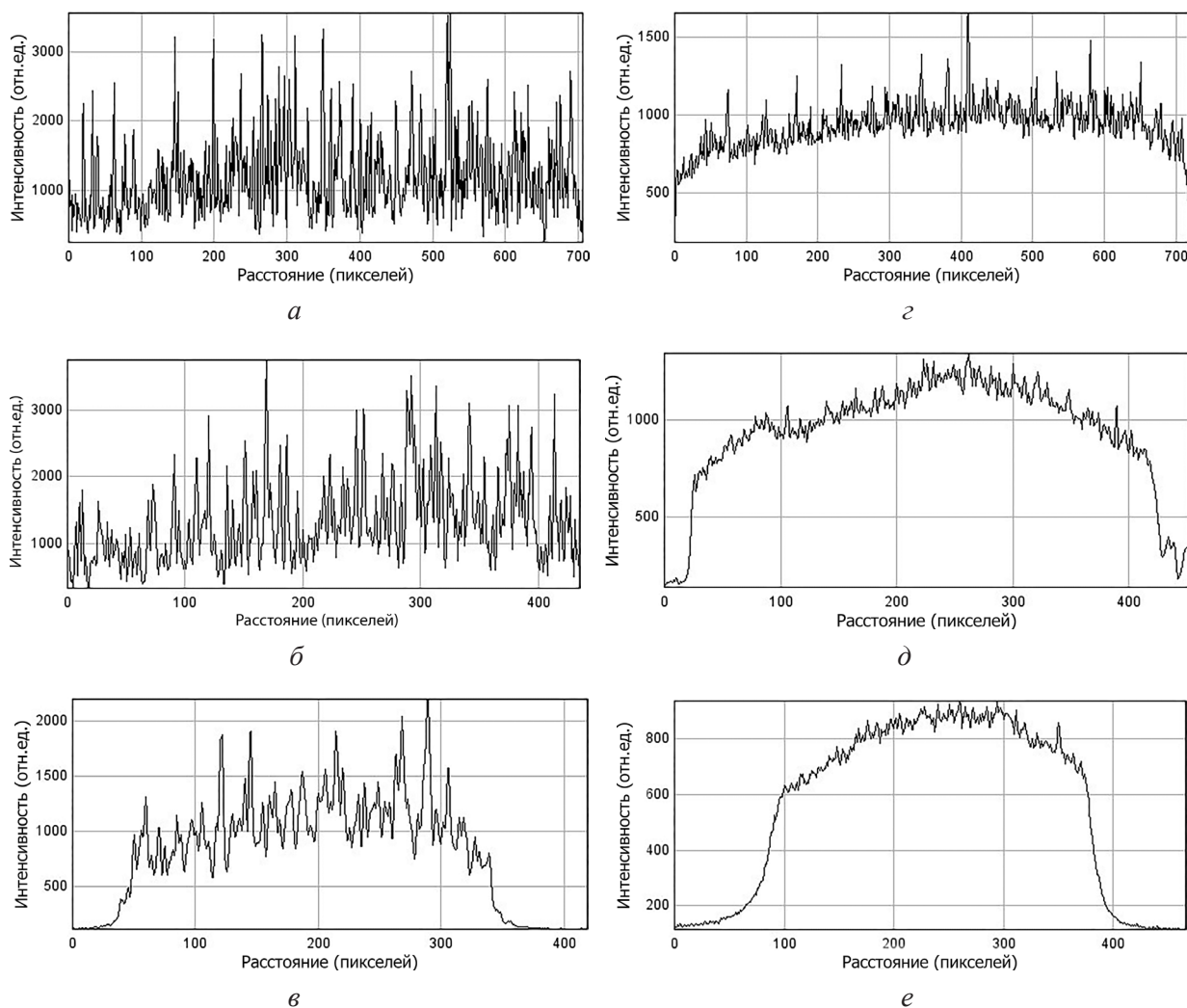


Рис. 5. Распределения интенсивности в изображении лазерного пятна на экране до (а, б, в) и после (з, д, е) применения метода подавления спеклов для красного, зеленого и синего лазерного излучения соответственно

на во многом обусловлен дисперсией материала подложки и фоторезиста ДОО. Для подавления спеклов во всем видимом диапазоне длин волн существует оптимальное значение частоты вращения ДОО. Применение деполаризующих устройств на входе квазиспирального 2D-дифракционного оптического элемента позволит снизить уровень спекловых шумов изображений, проецируемых на большие экраны, до порога чувствительности человеческого глаза во всем диапазоне длин волн видимого спектра.

## Литература

1. Trisnadi J. I., Carlisle C. B., Monteverde V. // Proc. SPIE. 2004. N 5348. P. 52–64.
2. Kowarz M. W., Brazas J. C., Phalen J. G. // IEEE. 15<sup>th</sup> Int. MEMS Conf. Digest. 2002. P. 568–573.
3. Yun S. K. et. al. // Proc. Soc. Inf. Disp. 2006. Vol. 29, N 1. P. 551–555.
4. Tsikos C. J. et. al. 2002, USA Patent 6988660.
5. Kubota S., Goodman J. W. // Appl. Opt. 2010. Vol. 49. P. 4385–4391.
6. Yurlov V. et. al. // Appl. Opt. 2009. Vol. 48. P. 80–90.
7. Yurlov V. et. al. // Appl. Opt. 2008. Vol. 47. P. 179–187.
8. Akram M. N., Kartashov K., Tong Zh. // Opt. Lett. 2010. Vol. 35. P. 444–446.
9. Trisnadi J. I. // Opt. Lett. 2004. Vol. 29. P. 11–13.
10. Lapchuk A. S. et. al. // J. Opt. Soc. Am. A. 2013. Vol. 30, N 1. P. 22–31.
11. Lapchuk A. S. et. al. // J. Opt. Soc. Am. A. 2013. Vol. 30, N 2. P. 227–232.
12. Pashkevich G. A. et. al. // J. Opt. Soc. Am. A. 2013. Vol. 30, N 9. P. 1760–1767.
13. Pashkevich G. A. et. al. // J. Opt. Soc. Am. A. 2013. Vol. 30, N 11. P. 2253–2258.

*G. A. PASHKEVICH, P. I. ROPOT, A. S. LAPCHUK, A. A. KRYUCHIN, A. V. PRYGUN*

**SPECKLE SUPPRESSION BY A QUASI-SPIRAL 2D DIFFRACTIVE OPTICAL ELEMENT  
BASED ON THE BINARY PSEUDORANDOM *M*-SEQUENCE**

**Summary**

The method based on suppressing speckle noise by a rotating quasi-spiral 2D diffractive optical element (DEO) created using binary pseudo-random sequences is presented. The unique DOE structure for the case of *M*-sequence code 15 in length was fabricated. Speckle suppression for green, purple, and red lasers by a factor more than 11.6 and 4, respectively, was obtained. Numerical simulations have shown that strong dispersion of photoresist (DOE structure medium) results in a significant decrease of the efficiency of the method on the borders of the visible range of electromagnetic radiation, and the use of material with anomalous dispersion can significantly improve the parameters of suppression of speckles on the borders of the visible range of wavelengths.