

УДК 535.44

Г.А. Пашкевич¹, А.С. Ланчук², А.А. Крючин³, А.В. Прыгун⁴, В.И. Юрлов⁵¹канд. физ.-мат. наук, ведущий науч. сотрудник,

зав. лабораторией Института физики НАН Беларуси

² д-р тех. наук, главный науч. сотрудник

Института проблем регистрации информации НАН Украины

³ д-р тех. наук, чл.-кор. НАН Украины,

зам. директора Института проблем регистрации информации НАН Украины

⁴ мл. науч. сотрудник Института проблем регистрации информации НАН Украины⁵ канд. тех. наук, ведущий науч. сотрудник фирмы «Самсунг Элетро-механикс»

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОДАВЛЕНИЯ СПЕКЛОВ ДВИЖУЩИМСЯ ДИФРАКЦИОННЫМ ОПТИЧЕСКИМ ЭЛЕМЕНТОМ

В работе проанализировано влияние aberrаций на эффективность подавления спеклов за счет перемещения дифракционного оптического элемента, размещенного внутри оптической системы на основе аппроксимации Френеля и модели тонкой линзы. Показано, что контраст спеклов в приосевой зоне оптической системы не чувствителен к aberrациям и расфокусировке объектива. Однако эффективность подавления спеклов в периферийной области оптической системы уменьшается для линзы с большими aberrациями. Показано, что размещение движущегося дифракционного оптического элемента непосредственно перед оптическим модулятором обеспечивает простой и эффективный метод подавления спеклов.

Введение

Лазеры имеют высокую оптическую эффективность и излучают световые пучки высокого качества, что позволяет создавать эффективные, экономичные и компактные оптические проекторы и системы освещения [1]. Однако изображение, созданное когерентным освещением, модулируется когерентным шумом, который создает сильную зернистую модуляцию интенсивности света в изображении (субъективные спеклы), возникающую вследствие интерференции лазерного света рассеянного шероховатой поверхностью экрана или освещенного объекта [2]. Поиск методов значительного снижения спекловых шумов является актуальной проблемой в создании лазерных проекторов [2–5] и когерентных систем освещения [6–7]. Спекловый контраст C , который определяет интенсивность спеклового шума и рассчитывается по формуле

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

где σ – стандартное отклонение интенсивности, вызванное спекловыми шумами, а \bar{I} – среднее значение интенсивности освещения в изображении (для однородно освещенного экрана). Аппаратные методы уменьшения шумов основаны на усреднении шумового сигнала [2]. Усреднение спекловых шумов, в свою очередь, основано на уменьшении когерентности лазерного пучка, используемого для освещения. Имеется три возможности для снижения когерентности лазерного освещения: снижение поляризационной когерентности (усреднение по поляризации); снижение временной когерентности (усреднение по длинам волн) и снижение пространственной когерентности (усреднение по углам падения) [2].

Снижение поляризационной когерентности уменьшает спекл в небольшом динамическом диапазоне [8; 9] (максимум 30%). Уменьшение временной когерентности [2; 10; 11] требует использования широкополосного лазера или лазеров с различными длинами волн, достаточными, чтобы создать большое количество решеток декоррелированных спеклов, необходимых для уменьшения спеклового шума ниже чувствитель-

ности глаза. Следует отметить, что мощные лазерные диоды могут иметь относительно большой частотный диапазон и в сочетании с угловым разнообразием могут быть успешно использованы для эффективного снижения спеклов [12] за пределами чувствительности глаза. В отличие от этих двух методов, уменьшение пространственной когерентности представляет собой способ эффективного подавления спеклов [2; 13–25], что дает возможность использовать наиболее эффективные источники света, такие как мощные лазеры и лазерные диоды, а также имеет большой динамический диапазон.

Метод подавления спеклов должен сокращать пространственную когерентность лазерного излучения до времени разрешения (один период интеграции) человеческого глаза (или любой оптической системы, создающей изображение). Одним из самых простых способов уменьшения пространственной когерентности является использование нескольких декоррелированных лазерных пучков, падающих на экран под разными углами (углы декорреляции), с разницей в углах достаточной для получения декоррелированных спекловых изображений. Это может быть достигнуто путем деления одного лазерного луча с использованием дифракционного элемента, а затем необходимо применять различные задержки к пучкам (достаточные для декорреляции лазерного пучка) [14]. Кроме того, для пространственной декорреляции можно использовать достаточно длинные многомодовые оптические волокна [15–16] или оптические трубки [12] в режиме декорреляции. Пространственные периоды декорреляции этих двух методов на много порядков меньше, чем время разрешения любой оптической системы (т.е. они практически мгновенны). Однако в этих методах трудно получить большое подавление спеклов в широкой области спектра из-за трудности создания большого количества декоррелированных лазерных лучей с разницей в углах падения, необходимых для декорреляции спекл-структуры.

Один из наиболее перспективных методов уменьшения спекловых шумов основан на использовании подвижного диффузора. Диффузор обычно помещается внутри оптической системы лазерного проектора. Диффузор может быть нерегулярным [17] или регулярным (иметь периодическую или близкую к периодической структуру поверхности), то есть быть дифракционным оптическим элементом (ДОЭ) [18–26]. Использование ДОЭ позволяет точно контролировать параметры оптической системы, что облегчает разработку оптических систем с оптимальными характеристиками.

Целью данной работы является исследование оптической системы с эффективным подавлением спекловых шумов, действие которых основано на мультиплексировании лазерного пучка с помощью бинарного псевдослучайного движущегося ДОЭ. В отличие от предыдущих методов, использующих волокно или несколько декоррелированных лазерных лучей под разными углами, метод, основанный на движущемся ДОЭ, имеет время декорреляции приблизительно равное временному разрешению человеческого глаза или оптической системы создающей изображение. Поскольку структура регулярного ДОЭ является периодической, результат уменьшения спекловых шумов зависит от размера и точности перемещения ДОЭ. Таким образом, структура ДОЭ должны быть разработана так, чтобы позволяла получить все возможные декорреляционные спеклы структур путем простого перемещения ДОЭ. Одномерный ДОЭ с кодом Баркера позволяет получить все возможные для данного объектива декорреляционные углы путем простого линейной перемещения ДОЭ [19–21]. Тем не менее в этом случае угловое разнесение используется только в одной плоскости. Trisnadi предложил двумерный ДОЭ [18] на основе матриц Адамара, что позволяет использовать двумерное угловое разнообразие. Однако этот способ требует точного, быстрого и сложного перемещения ДОЭ в двух ортогональных плоскостях. В работах [22–25] предложен метод с двумерным ДОЭ с кодом Баркера, при котором можно использовать всю апертуру объектива для получения максимального углового разнообразия. В этом случае только

простое линейное смещение ДОЭ на N периодов, где N является длиной кода Баркера (или M -последовательности), необходимо для получения полного подавления спеклов [22–26]. Экспериментальные данные подтвердили высокую эффективность этого метода подавления спекловых шумов [26].

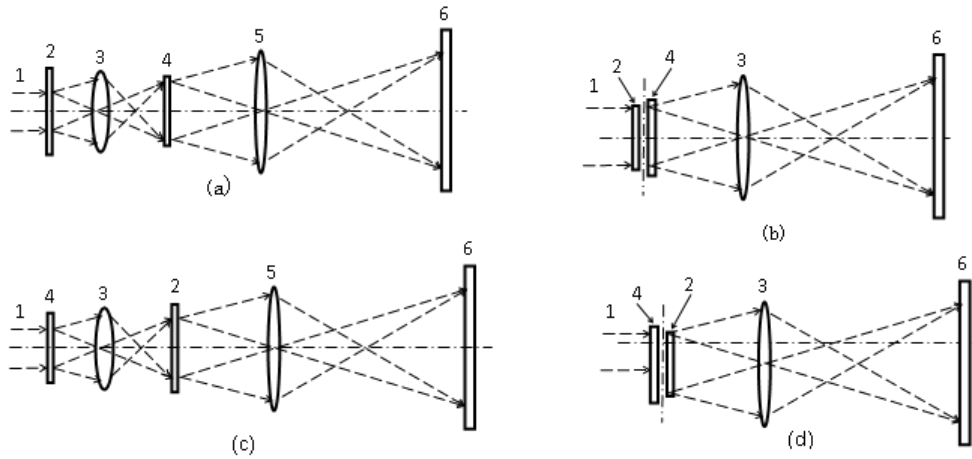
Сложность конструкции и надежность оптического проектора с регулярным ДОЭ зависит от местоположения ДОЭ в оптической системе проектора и механизма смещения ДОЭ. В работах [17–26] исследованы различные типы ДОЭ и методы смещения ДОЭ, влияющие на снижения спеклов. Зависимость статистики спеклов от качества объектива системы изображения были проанализированы в [2; 27–29] для полностью и частично развитых спекловых структур. Было показано, что статистика спеклов зависит только от четных аберраций. Влияние качества объектива на эффективности уменьшения спеклов была проанализирована в [19] для случая 1D сканирующего лазерного проектора. В этом случае аберрации только искажают фазу пространственных частот света. Иная ситуация в случае использования лазерного проектора с 2D оптического модулятора, который может иметь поперечные размеры, примерно равные диаметру объектива.

В этой статье рассмотрены четыре возможных места ДОЭ в оптической системе для получения простой и надежной оптической схемы с оптимальной эффективностью подавления спеклов. Проанализировано влияние аберраций и дефокусировки оптической системы на эффективность подавления спекловых шумов с помощью математической модели тонкой линзы и приближении Френеля с учетом квадратичного фазового множителя в плоскости объекта [30], что является важным для когерентных оптических систем.

Оптическая схема лазерного проектора с подвижным ДОЭ

На рисунке 1 показаны четыре оптические схемы с различным размещением ДОЭ в оптической части лазерного проектора. В этих схемах свет проходит через оптическую систему с оптическим модулятором и проецирует изображение, созданное с помощью оптического модулятора на экране. Предполагается, что без ДОЭ зритель будет видеть полностью развитую спекл-картину на экране. Это допущение используется только для извлечения чистого влияния движения ДОЭ на эффект подавления спеклов. В первой оптической схеме (рисунок 1а) ДОЭ (4) находится в промежуточной плоскости изображения первого объектива (3). Известно, что в этом случае, чтобы сохранить качество изображения, осевое отклонение положения ДОЭ (переход от промежуточной плоскости изображения) не должно превышать глубину фокуса линзы (3); поэтому, ДОЭ должен быть точно расположен. Кроме того, эта схема должна иметь два безаберрационных объектива (3 и 4), имеющих большие числовые апертуры; поэтому, это не самое лучшее техническое решение.

Во второй оптической схеме (рисунок 1б) ДОЭ (4) помещен непосредственно за оптическим модулятором (2). В этом случае расстояние между ДОЭ и оптическим модулятором должно быть меньше глубины фокуса объектива (3), чтобы сохранить качество изображения, потому что ДОЭ должен двигаться, и глубина фокуса не более нескольких десятков микрон, что не является хорошим решением для оптической схемы. Однако, если механическое перемещения ДОЭ заменить электрически переключаемой ЖК-панелью или микро-электромеханическими элементами, то такая оптическая схема может быть приемлемой.



1 – колимированный лазерный луч; 2 – оптический модулятор; 3 – первый; 4- ДОО; 5 – второй объектив; 6 – экран

Рисунок 1. – Четыре оптические схемы с подвижным ДОО в различных местах в лазерных системах проекторов

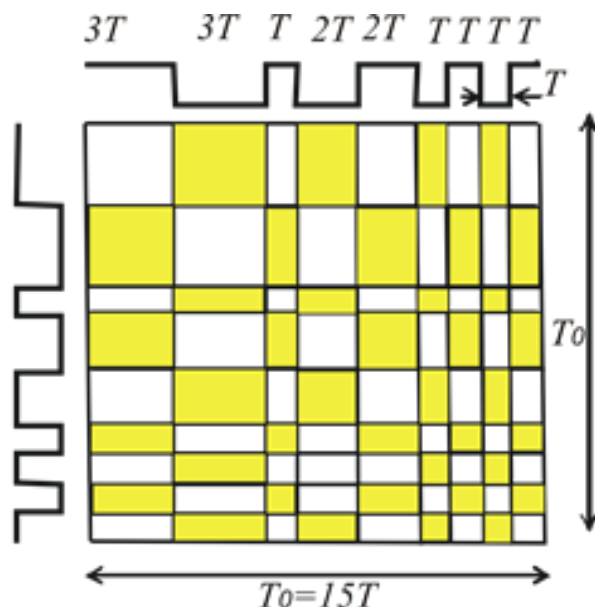
В третьей оптической схеме (рисунок 1с) оптический модулятор (2) расположен в плоскости изображения ДОО (4), созданного (первой) линзой (3). Реализация этой схемы требует теоретического анализа чувствительности уменьшения спеклов от аберраций линз и дополнительного сдвига модулятора по отношению к плоскости изображения ДОО. Входной диаметр объектива (3) предполагается достаточно большим, чтобы собрать почти весь дифрагированный свет (все пространственные частоты) рассеянные ДОО ($NA > \lambda/T$, где NA – числовая апертура, λ – длина волны лазера, а T – минимальный элемент длины ДОО). Эта схема является более громоздкой, чем предыдущая, но имеет одно неоспоримое преимущество, так как она позволяет иметь большее расстояние между ДОО и оптическим модулятором.

В четвертой схеме (рисунок 1d) движущийся ДОО (4) помещают непосредственно перед оптическим модулятором (2). Предполагается, что модулятор освещается всеми пространственными частотами света, выходящими из ДОО. Таким образом, расстояния между ДОО и оптическим модулятором не должны быть очень большими и поперечные размеры ДОО должны быть больше, чем у оптического модулятора. Это простая схема оптической проекционной системы без непосредственной близости ДОО к оптическому модулятору. Тем не менее ее реализация требует дальнейшего изучения влияния расстояния между ДОО и оптическим модулятором на эффективность снижения спеклов.

Ниже мы будем анализировать влияния аберрации, расфокусировки объектива, скорости и направлении движения ДОО по эффективности снижения спекловых шумов для третьей и четвертой оптических схем, при условии, что оптическая система пропускает все пространственные частоты света, которые падают на ДОО.

Математическая модель механизма подавления спеклов.

Оптическая схема с ДОО с кодом Баркера или М-последовательностью [12, 19–26] будет использоваться в нашем анализе. Двумерный ДОО с М-последовательностью с длиной кода $N = 15$ показан на рисунке 2. Однако, поскольку общий математический метод и общие свойства оптической системы будут использоваться в анализе, полученные результаты будут точными для других типов ДОО.



Серые и белые области – выступы и углубления соответственно.

Разница в высоте дает сдвиг фазы волнового фронта лазерного луча на π .

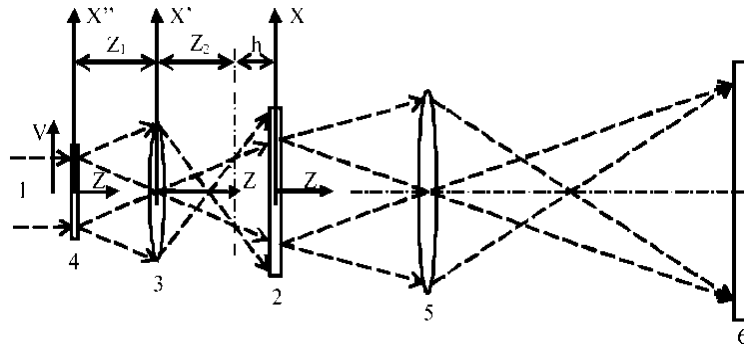
Шаг линий слева и сверху показывает форму M-последовательности 1D ДОО, используемого в качестве основы для 2D ДОО

Рисунок 2. – Один период M-последовательности 2D ДОО структуры с $N = 15$

Было показано [22; 23], что при определенных условиях автокорреляционная функция коллимированного лазерного луча, который проходит через ДОО 2D с кодом Баркера, с хорошей точностью может быть представлена в виде произведения двух узких автокорреляционных функций, каждая из которых зависит только от одной координаты. Такими условиями являются: 1) ДОО смещается (за промежуток времени равный разрешающей способности глаза) ровно один период T_0 в одном направлении (вдоль краев структуры) и на расстоянии нескольких периодов ДОО, умноженное на длину кода в ортогональном направлении, где N является длиной кода Баркера, M – любое положительное число; 2) числовая апертура объектива достаточно большая, чтобы собрать практически весь свет от дифрагированного ДОО (это эквивалентно $NC > \lambda/T$. Эти две автокорреляционные функции являются автокорреляционными функциями 1D ДОО на основе кода Баркера [23]. Это позволило также получить нужное соотношение между смещениями в двух направлениях, если ДОО наклонен под углом к направлению движения $\tan(\alpha) = 1/MN$. 2D-функции рассеяния точки объектива с прямоугольной апертурой является продуктом двух 1D функций рассеяния точки объективом с апертурой, которая является достаточно большой, чтобы поймать все пространственные частоты света, прошедшие через ДОО. При этом условии и с высокой точностью мы можем свести задачу 3D к 2D. Таким образом, с достаточной точностью можно упростить анализ структуры 3D для анализа 2D структуры ДОО с одномерным кодом Баркера. Чтобы избежать громоздких вычислений, этот подход применяется нами ниже, чтобы проанализировать влияние aberrации и расфокусировки на эффективность подавления спеклов.

На рисунке 3 показана оптическая схема, в которой изображение ДОО проецируется на оптический модулятор. Предполагается, что первый объектив проектора имеет aberrации и что плоскость изображения ДОО не в точности совпадает с плоскостью оптического модулятора; т.е. плоскость изображения находится на расстоянии Z_2 от лин-

зы (3), в то время как оптический модулятор (4) дополнительно сдвигается на малое расстояние h , что отражает степень расфокусировки.



1 – коллимированный лазерный луч; 2 – оптический модулятор;
3 – первая линза; 4 – ДОЭ; 5 – вторая линза; 6 – экран.

Рисунок 3. – Оптическая схема с проекцией изображения движущегося ДОЭ с аберрацией и расфокусировкой h на плоскости оптического модулятора

В нашей математической модели мы используем систему координат, связанную с плоскостью модулятора. Субъективный контраст спеклов в изображении на экране может быть вычислен с помощью [20]

$$C = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |A(x_1 - x_2)|^2 \operatorname{sinc}^2(2\pi x_1/D) \operatorname{sinc}^2(2\pi x_2/D) dx_1 dx_2}{|A(0)|^2 \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{sinc}^2(2\pi x/D) dx \right]}}, \quad (2)$$

где $\operatorname{sinc}^2(2\pi x_1/D)$ – интенсивность функции распределения в точке наблюдения на экране; D – ширина элемента разрешения глаза на экране, $D = \lambda / NA_{2in}$ и NA_{2in} входная числовая апертура человеческого глаза. $A(x)$ – автокорреляционная функция светового поля на экране, полученная путем усреднения по времени разрешение человеческого глаза, которая рассчитывается как

$$A(x, x + x') = \langle E(x, t) E^*(x + x', t) \rangle = \int_{t=0}^{t_0} E(x, t) E^*(x + x', t) dt, \quad (3)$$

где t_0 временное разрешение человеческого глаза, x и x' – точки в плоскости экрана. Таким образом, проблема воздействия аберрации и дефокусировки на эффективность снижения спеклов сводится к задаче их воздействия на модуль автокорреляционной функции (МАФ), полученной путем усреднения по времени разрешение глаза.

Анализ оптической схемы проекции изображения ДОЭ с аберрацией и дефокусировкой на оптический модулятор. Анализ с линейной аппроксимацией квадратичного фазового множителя

Предполагается, что ДОЭ с кодом Баркера движется вдоль оси X с постоянной скоростью V и модулирует волновой фронт пучка с периодической последовательностью 1D кодом Баркера. В приближении Френеля и на основе модели тонкой линзы распределение поля в плоскости смещенной на расстоянии h от плоскости изображения может быть записано в виде

$$E(x,t) = K_1 \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(x'') H(x'' - Vt) \exp[i\{\Phi(x')\}] \exp\left[i\frac{k}{2}\left(\frac{x'^2}{F} - \frac{(x'' - x')^2}{Z_1} - \frac{(x' - x)^2}{Z_2 + h}\right)\right] dx'' dx' \quad (4)$$

Сумма во второй экспоненте может быть представлена следующим образом:

$$x'^2/F - (x'' - x')^2/Z_1 - (x' - x)^2/(Z_2 + h) = (2x'x'' - x''^2)Z_1 - (x^2 - 2xx')/Z_2 + h(x' - x)^2/Z_2(Z_2 + h);$$

Здесь мы учитываем хорошо известное соотношение для оптически сопряженной проекции системы: $(1/Z_1) + (1/Z_2) = 1/F$. Теперь уравнение (4) может быть представлено следующим образом:

$$E(x,t) = E_0 K_1 \iint H(x'' - Vt) \exp[i\{\Phi(x')\}] \exp\left[i\frac{k}{2}\left(-\frac{x''^2 - 2x'x''}{Z_1} - \frac{x^2 - 2xx'}{Z_2} + \frac{h(x' - x)^2}{Z_2(Z_2 + h)}\right)\right] dx'' dx', \quad (5)$$

где K_1 – постоянный множитель, $H(x'' - Vt)$ – периодически модулируемая функция с кодом Баркера (или М-последовательностью), скорость которой V , и $\Phi(x')$ – искажения фазового фронта из-за аберраций. Поскольку контраст спеклов зависит только от модуля нормированной автокорреляционной функции, мы не будем точно рассчитывать сложные постоянные коэффициенты для автокорреляционной функции. Они просто могут быть записаны в виде K_2, K_3, \dots

Рассмотрим второй показатель в правой части уравнения (4). Последний член в уравнении представляет эффекта дефокусировки. В отсутствие расфокусировки член становится равным нулю, т.к. отсутствует фокусное расстояние во второй экспоненте, а увеличение определяется соотношением между Z_1 и Z_2 . Второй показатель в уравнении представляет собой аберрации свободного объектива, но с возможностью расфокусировки. Аберрация волнового фронта объектива представлена первой экспонентой $\exp[i\Phi(x')]$. Используя уравнение (5), автокорреляционную функцию поля на плоскости оптического модулятора можно записать в виде

$$A(x, x_s) = K_1 E_0 E_0 \iiint \exp[i\{\Phi(x') - \Phi(x'_s)\}] A_0(x'' - x''_s) \times \exp\left[i\frac{k}{2}(\Phi_1(x''_s, x'', x'_s, x') + \Phi_2(x_s, x, x'_s, x') + \Phi_3(x_s, x, x'_s, x'))\right] dx'' dx'_s dx''_s dx'_s, \quad (6)$$

где x' и x'_s – две точки на плоскости оптического модулятора, а

$$\begin{aligned} \Phi_1(x''_s, x'', x'_s, x') &= (x''_s{}^2 - x''^2 - 2x'_s x'' + 2x'' x')/Z_1, \\ \Phi_2(x, x_s, x', x'_s) &= (x_s^2 - x^2 - 2x'_s x_s + 2xx')/Z_2, \\ \Phi_3(x, x_s, x', x'_s) &= h(x' - x)^2/Z_2(Z_2 + h) - h(x'_s - x_s)^2/Z_2(Z_2 + h). \end{aligned} \quad (7)$$

Для любой точки с координатой x'' в плоскости ДОЭ, мы можем сделать приближение $x''^2 = (x_0'' + \Delta x'')^2 \approx x_0''^2 + 2x_0'' \Delta x''$, $x_s^2 = (x_0'' + \Delta x'')^2 \approx x_0''^2 + 2x_0'' \Delta x_s''$,

где x_0'' – точка сопряженная с точкой изображения x на плоскости оптического модулятора, в окрестности которой рассчитывается автокорреляционная функция. $(\Delta x'')^2$ и $(\Delta x_s'')^2$ малы и ими можно пренебречь, когда $k\Delta x''^2/2Z_1 \ll \pi$. Только площадь шириной равной разрешению первой линзы на ДОЭ (с учетом аберраций объектива) в окрестности точки x_0'' дает существенный вклад в интеграл в уравнении (6), и следовательно, приближение (8) справедливо при

$$\Delta x'' \approx D_1 \ll \sqrt{\lambda Z_1}, \quad (9)$$

Следовательно, приближение будет точным, если разрешение объектива является существенно меньше $\sqrt{\lambda Z_1}$. Тогда

$$\Phi_1(x_s'', x'', x_s', x') = (x_s''^2 - x''^2 - 2x_s'x_s'' + 2x'x'')Z_1 = 2\{u(x' - x_0'') + (x_0'' + \Delta x''_s)(x' - x_s')\} / Z_1, \quad (10)$$

где $u = \Delta x'' - \Delta x_s''$. Подстановка (10) в уравнение (4) дает

$$A(x - x_s) = K_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(u) \exp[i\Phi(x')] \exp[-i\Phi(x'_s)] \exp\left[-i\frac{k}{2}\left(\frac{2u(x' - x_0'') + 2(x_0'' + \Delta x''_s)(x' - x'_s)}{Z_1} + \Phi_2(x, x_s, x', x'_s) + \Phi_3(x, x_s, x', x'_s)\right)\right] dx' dx'_s d\Delta x''_s, \quad (11)$$

интегрирование уравнения (11) по u и $\Delta x''_s$ дает

$$\begin{aligned} A(x - x_s) &= K_2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} FA_0\left(\frac{(x' - x_0'')k}{Z_1}\right) \exp\left[i[\Phi(x') - \Phi(x'_s)]\right] \exp\left[-i\frac{k}{2}\left(\frac{2x_0'(x' - x'_s)}{Z_1} + \Phi_2(x, x_s, x', x'_s) + \Phi_3(x, x_s, x', x'_s)\right)\right] \delta(x' - x'_s) dx' dx'_s, \\ &= K_2 \int_{-\infty}^{\infty} FA_0\left(\frac{(x' - x_0'')k}{Z_1}\right) \exp\left[-i\frac{k}{2}(\Phi_2(x, x_s, x', x') + \Phi_3(x, x_s, x', x'))\right] dx' \end{aligned} \quad (12)$$

где FA_0 Фурье преобразование $A_0(x)$: $FA_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A_0(x) \exp[-i\omega x] dx$.

С использованием выражений

$$\begin{aligned} \Phi_2(x, x_s, x', x'_s = x') &= (x_s^2 - x^2) / Z_2 + 2x'(x - x_s) / Z_2, \\ \Phi_3(x, x_s, x', x'_s = x') &= 2hx'(x_s - x) / Z_2(Z_2 + h) + h(x_s^2 - x^2) / Z_2(Z_2 + h), \end{aligned} \quad (13)$$

уравнение (12) может быть записано в виде

$$\begin{aligned} A(x - x_s) &= K_2 \int_{-\infty}^{\infty} FA_0\left(\frac{(x' - x_0'')k}{Z_1}\right) \exp\left[-i\frac{k}{2}\left(\frac{x_s^2 - x^2}{Z_2} + 2x' \frac{x - x_s}{Z_2} + \frac{2hx'}{Z_2(Z_2 + h)}(x_s - x) + \frac{h}{Z_2(Z_2 + h)}[(x_s^2 - x^2)]\right)\right] dx' = \\ &= K_3 \exp\left[-i\frac{k}{2}\left(\frac{x_s^2 - x^2}{Z_2} + \frac{h}{Z_2(Z_2 + h)}[(x_s^2 - x^2)]\right)\right] \exp\left[ik(x_s - x)x_0'' \frac{1}{Z_2 + h}\right] \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} FA_0\left(\frac{(x' - x_0'')k}{Z_1}\right) \exp\left[ik \frac{Z_1}{Z_2 + h}(x_s - x)(x' - x_0'') \frac{1}{Z_1}\right] dx' \end{aligned} \quad (14)$$

Интеграл в правой части уравнения (14) является обратным преобразованием Фурье. Наконец, после интегрирования уравнения (14) формула для автокорреляционной функции может быть записана в виде

$$A(x - x_s) = K_4 \exp\left[-i\frac{k}{2}\left(\frac{x_s^2 - x^2}{Z_2} + \frac{h}{Z_2(Z_2 + h)}[(x_s^2 - x^2)]\right)\right] \times \exp\left[ik(x_s - x)x_0'' \frac{1}{Z_2 + h}\right] A_0\left((x_s - x) \frac{Z_1}{Z_2 + h}\right), \quad (15)$$

Из уравнения (15) следует, что

$$|A(x - x_s)| = K_4 \left| A_0\left((x_s - x)Z_1 / (Z_2 + h)\right) \right|. \quad (16)$$

После интегрирования уравнения (12) коэффициент aberrации $\exp[i\Phi(x')]$ отб-

расываецца. Паэтым абэрацыі не ўплываюць на модуль функцыі автокорреляцыі (16), і, следавальна, эфэктыўнасць падаўлення спеклов не залежыць ад абэрацыі першай лінзы (3) ці аб'ектыва (5) (рысунак 3). Із уравнення (16) очевидна, што расфокусіроўка дадатковага аб'ектыва толькі змяняе маштаб модуля нармаванай автокорреляцыйнай функцыі на каэфіцыент $Z_1 / (Z_2 + h)$, які дакладна зменен на велічыню, калі аптычная сістэма наладжана на новую пазіцыю аптычнага модулятара. Гэта падтвэрдыць вядомы факт, што эфэктыўнасць падаўлення спеклов аптычнай сістэмы непасрэдна залежыць толькі ад выхаднай лічбавай апертуры аб'ектыва [2]. Заўважым, што ўсе атрыманыя вынікі справядлівы для аптычнай сістэмы пакуль выконваецца няроўнасць (9).

Аналіз у прыбліжэнні Френеля

Уравненне (6) можа быць упрощено пачем замены пераменных $u = x'' - x_s''; v = x'' + x''$ к вяду

$$A(x, x_s) = K_2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(u'') \exp[i\Phi(x'')] \exp[-i\Phi(x_s'')] \exp[-iku''v''/2Z_1] \exp[ikv''(x' - x_s'')/2Z_1] \times \exp[ik((x' + x_s')(x' - x_s'')/2Z_1)] \exp[ik0.5\Phi_2(x, x_s, x', x_s')] dx' dx_s' dv'' du'' \quad (17)$$

Інтэгрываванне па u і v у ўравненні (17) прамое і абратнае пераўтварэння Фур'е адпаведна, паэтым пасля інтэгрывавання (17) можна перапісаць у вяду

$$A(x, x_s) = K_2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(x_s' - x') \exp[i\Phi(x')] [-i\Phi(x_s')] \exp\left[-ik \frac{(x' + x_s')(x' - x_s')}{2Z_1}\right] \exp\left[-i \frac{k}{2} (\Phi_2(x, x_s, x', x_s') + \Phi_3(x, x_s, x', x_s'))\right] dx' dx_s', \quad (18)$$

Уравненне (18) пасля падстаноўкі ўравнення (7) і замены пераменных $u_1 = x_s' - x'; v_1 = x_s' + x'$ упрощаецца да

$$A(x, x_s) = K_3 \exp\left[\frac{k}{2} \frac{(x_s'^2 - x'^2)}{Z_2 + h}\right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(u') \exp\left[i \left(\Phi\left(\frac{u'+v'}{2}\right) - \Phi\left(\frac{v'-u'}{2}\right)\right)\right] \exp\left[i \frac{k}{2} v' \left(\frac{1}{Z_1} + \frac{h}{Z_2(Z_2+h)}\right) + \frac{(x+x_s)}{Z_2+h}\right] \exp\left[i \frac{k}{2} \frac{v'(x-x_s)}{Z_2+h}\right] du' dv', \quad (19)$$

Для безабэрацыйнай аптычнай сістэмы МАФ можна запісаць у вяду

$$|A(x, x_s)| = \left| K_4 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(u') \exp\left[i \frac{k}{2} u' \left(v' - Z_1 \left(1 + \frac{1}{M} \frac{h}{Z_2+h}\right) \frac{x+x_s}{Z_2+h}\right)\right] \left/ \left(Z_1 \left(1 + \frac{1}{M} \frac{h}{Z_2+h}\right)\right) \right. \right. \exp\left[i \frac{k(x-x_s)}{2(Z_2+h)} \left(v' - Z_1 \left(1 + \frac{1}{M} \frac{h}{Z_2+h}\right) \frac{x+x_s}{Z_2+h}\right)\right] du' dv' \left. \right|, \quad (20)$$

$$= \left| K_4 A_0 \left(\frac{Z_1}{Z_2} \left(1 + \frac{1}{M} \frac{h}{Z_2+h}\right) (x-x_s) \right) \right|,$$

дзе $M = Z_2 / Z_1$ – увелічэнне аптычнай сістэмы. Із ўравнення (20) следует, што расфокусіроўка ўплывае на кантраст спеклов толькі пры вельмі вялікіх значэннях, калі $h / (M(Z_2 + h) + 1)$, т.е. $h + M \cdot Z_2$.

Мадэліраванне ўплыва абэрацый магчыма толькі для аб'ектыва з канечнай апертурай. Для 2D случая і канечнай апертуры ўравненне (19) пераўтварыцца ў (рысунак 4).

$$A(x, x_s) = K_4 \left[\int_{-2a}^0 dv' \exp \left[-i \frac{k}{2Z_2} v' (x - x_s) \right] \int_{-v_1 - 2a}^{2a + v_1} A_s(u', x + x_s) \exp \left\{ i \left(\Phi \left(\frac{v' + u'}{2} \right) - \Phi \left(\frac{v' - u'}{2} \right) \right) \right\} \exp \left[i \frac{k}{2} u' \left(\frac{v'}{Z_1} + \frac{x + x_s}{Z_2} \right) \right] du' \right. \\ \left. + \int_0^{2a} dv' \exp \left[-i \frac{k}{2Z_2} v' (x - x_s) \right] \int_{v_1 - 2a}^{2a - v_1} A_s(u', x + x_s) \exp \left\{ i \left(\Phi \left(\frac{v' + u'}{2} \right) - \Phi \left(\frac{v' - u'}{2} \right) \right) \right\} \exp \left[i \frac{k}{2} u' \left(\frac{v'}{Z_1} + \frac{x + x_s}{Z_2} \right) \right] du' \right], \quad (21)$$

где $2a$ – ширина апертуры

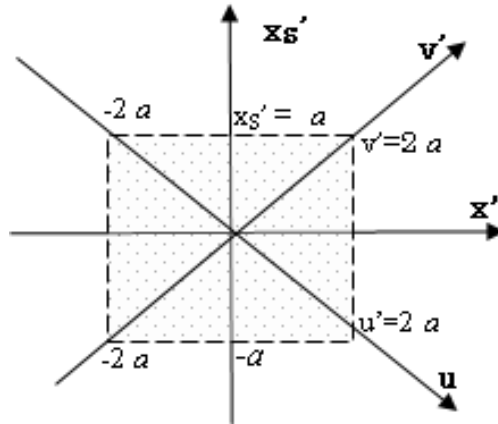
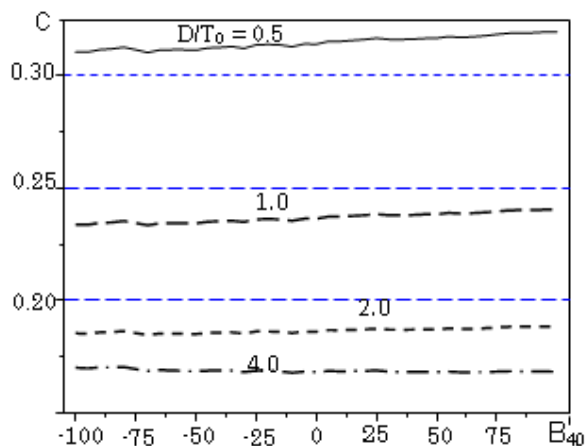


Рисунок 4. – Область интегрирования в уравнении (21)

Для анализа были использованы ДОО с $T = 3$ мкм и лазерный источник, имеющий длину волны $\lambda = 0,5$ мкм. Мы используем уравнение 2 и уравнение 12 для расчета контраста спеклов. Предполагалось, что второй объектив не имеет aberrаций и поэтому функция автокорреляции на экране имеет ту же форму, как на плоскости оптического модулятора, но масштабируется по x оси на увеличении объектива. Только основная сферическая aberrация $\Phi(x) = A_{40} \cdot (x/z_1 \lambda/T)^4$ и $\Phi(x) = A_{31} \cdot (x/(z_1 \lambda/T))^3$ кома (2D случай) используются при анализе.

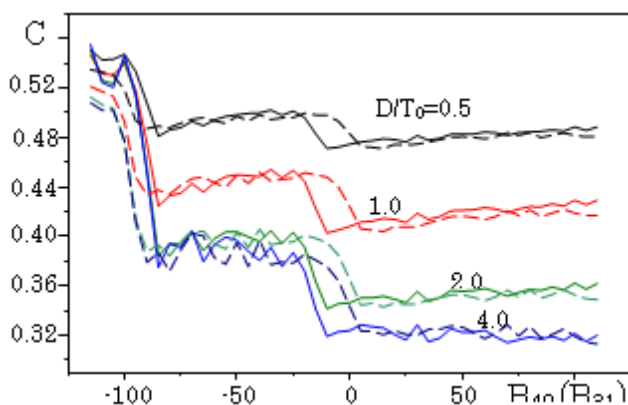
На рисунке 5 показана зависимость контраста спеклов от сферической aberrации для различных соотношений между разрешением глаз и периодом ДОО для приосевой области экрана ($x + x_s = 1,2$ мкм; $(x + x_s)/2a \ll 1$). Результаты моделирования (рисунок 5) показывают, что даже очень большая aberrация с искажением волнового фронта (более чем на 100λ) практически не изменяется эффективность подавления спеклов. Небольшие изменения в контрасте спеклов из-за коэффициента aberrации можно объяснить изменением углов между порядками дифракции.

На рис. 6 показаны зависимости контраста спеклов от сферической aberrации и кома для различных соотношений между разрешением глаза и периодом ДОО для периферийной области оптической системы, когда часть дифрагированного света стерта апертурой объектива. Зависимость контраста спеклов от aberrации имеет аналогичная зависимость при различных соотношениях разрешения глаз и периодом ДОО. Увеличение положительных сферических aberrаций приводит к небольшому увеличению подавления спеклов.



Радиус линзы $\gamma = 2.4$ мм; $Z1 = Z2 = 8$ мм
и $F = 4$ мм; $N = 11$; $x + x_3 = 1,2$

Рисунок 5. – Зависимость контраста спеклов при сферической аберрации для различных соотношений между оптическим разрешением глаза и периодом ДОО D / T_0



Радиус линзы $\gamma = 2.4$ мм; $Z1 = Z2 = 8$ мм и $F = 4$ мм;
 $N = 11$; $x + x_3 = 4,2$.

Сплошная линия – сферическая аберрация,
штриховая – аберрация кома ($x + x_3 = -4.2$ мм)

Рисунок 6. – Зависимость контраста спеклов при сферической аберрации и кома для различных соотношений между оптическим разрешением глаза и периодом ДОО D / T_0

При небольшой отрицательной сферической и кома аберрациях происходит снижение спеклов с увеличением величины аберраций. Последующее увеличение отрицательных значений сферических аберраций приводит к быстрому ступенчатому повышению контраста спеклов с последующими колебаниями. Колебания контраста спеклов вызвано полосами, которые возникают из дифракции света на краях отверстия. Контраст спеклов от аберрации кома похож на зависимость от сферической аберрации, однако эффект зависит от знака области перехода к оптической оси. Ступенчатое изменение контраста спеклов можно объяснить уменьшением числа дифракционных порядков, что освещают область периферии экрана.

Заклучение

Показано, что подавление контраста спеклов за счет перемещения ДОЭ, совмещенного с плоскостью оптического модулятора, практически не чувствительно к аберрациям, если аберрации не изменяют количество порядков дифракции, которые освещают экран. Контраст спеклов в периферийной зоне светового пятна имеет ступенчатое поведение, если аберрации меняют количество дифракционных порядков, которые освещают экран. Одновременно освещенность экрана уменьшается и становится неоднородной из-за дифракции света на краю диафрагмы. В оптической схеме с ДОЭ, расположенным в передней части оптического модулятора, контраст спеклов не чувствителен к расстоянию между модулятором и ДОЭ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Coldren, L. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits / L. Coldren, S. Corzine, M. Mashanovitch // Second ed., John Wiley and Sons. – 2012.
2. Goodman, J. W. Speckle Phenomena in Optics. Theory and Applications / J. W. Goodman // Roberts & Company. – 2006.
3. Trisnadi, J. I. Overview and applications of Grating Light Valve TM based optical write engines for high-speed digital imaging / J. I. Trisnadi, C. B. Carlisle, V. Monteverde // MOEMS Display and Imaging Systems II, edited by Hakan Urey, David L. Dickensheets, Proc. SPIE 5348. – 2004. – P. 52–64.
4. Kowarz, M. W. Conformal grating electromechanical system (GEMS) for high-speed digital light modulation / M. W. Kowarz, J. C. Brazas, J. G. Phalen // IEEE, 15th Int. MEMS Conf. Digest. – 2002. – P. 568–573.
5. Spatial optical modulator (SOM): Samsung's light modulator for the next generation laser display / S. K Yun [et al.]. – 2008. – Vol. 29, № 1. – P. 551–555.
6. Hornberg, A. Handbook of Machine Vision / A. Hornberg // Wiley, – 2005.
7. Planar laser illumination and imaging (PLIIM) based camera system for producing high-resolution 3-D images of moving 3-D objects Planar laser illumination and imaging (PLIIM) based camera system for producing high-resolution 3-D images of moving 3-D objects / C. J. Tsikos [et al.] // US Patent 6988660. – 2002.
8. Reduction of Speckle Noise by Varying the Polarisation of Illuminating Beam / P. C. Kundu [et al.] // XP-002183475, Depart. of Applied Physics – 1975. – P. 63–67.
9. Trisnadi, J. I. Method and apparatus for reducing laser speckle using polarization averaging / J. I. Trisnadi // US Patent 6956878 B1. – 2005.
10. Saloma, C. Speckle reduction by wavelength and space diversity using a semiconductor laser / C. Saloma, S. Kawata, Sh. Minami // Appl. Opt. – 1990. – Vol. 29, № 6. – P. 741–742.
11. Trisnadi, J. I. Speckle contrast reduction in laser projection displays / J. I. Trisnadi // Proc. SPIE 4657, Projection Displays, 2002. – VIII. – 131 p.
12. Speckle reduction in laser projection using a dynamic deformable mirror / T. K. Tran [etal.] // Opt Express. – 2014. – Vol. 22, № 9. – P. 11152–11166.
13. Speckle reduction in laser projection systems by diffractive optical elements / L. Wang [et. al.] // Appl. Opt. – 1998. – Vol. 37. – P. 1770–1775.
14. Speckle suppression in laser display using several partially coherent beams / S. D. An [et al.] // Opt. Express. – 2009. – Vol. 17. – P. 92–103.
15. Manni, J. G. Versatile method for achieving 1% speckle contrast in large-venue laser projection displays using a stationary multimode optical fiber / J. G. Manni, J. W. Goodman // Opt. Express. – 2012. – Vol. 20. – P. 11288–11312.
16. Laser speckle reduction by multimode optical fiber bundle with combined tem-

poral spatial and angular diversity / Mehta D. S. [et. al.] // Appl. Opt. – 2012. – Vol. 51, № 12. – P. 1894–1904.

17. Kubota, Sh. Very efficient speckle contrast reduction realized by moving diffuser device / Sh. Kubota, J. W. Goodman // Appl. Opt. – 2010. – Vol. 49, № 23. – P. 4385–4391.

18. Trisnadi, J. I. Hadamard speckle contrast reduction / J. I. Trisnadi // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29. – P. 11–13.

19. Speckle suppression in scanning laser displays: Aberration and defocusing of the projection system / V. Yurlov [et al.] // Appl. Opt. – 2009. – Vol. 48. – P. 80–90.

20. Speckle suppression in scanning laser display / V. Yurlov [et al.] // Appl. Opt. – 2008. – Vol. 47. – P. 179–187.

21. Akram, M. N. Speckle reduction in line-scan laser projectors using binary phase codes / M. N. Akram, V. Kartashov, Zh. Tong // Opt. Lett. – 2010. – Vol. 35, № 3. – P. 444–445.

22. Full speckle suppression in laser projectors using two Barker code-type optical diffractive elements / A. Lapchuk [et al.] // J. Opt. Soc. Am. A. – 2013. – Vol. 30, № 1. – P. 22–31.

23. Optimal speckle suppression in laser projectors using a single two-dimensional Barker code diffractive optical element / A. Lapchuk [et. al.] // J. Opt. Soc. Am. A. – 2013. – Vol. 30, № 2. – P. 227–332.

24. Optical schemes for speckle suppression by Barker code diffractive optical elements / G. A. Pashkevich [et al.] // J. Opt. Soc. Am. A. – 2013. – Vol. 30, № 9, 1760–1767.

25. The method of decreasing speckle noise in laser projector system / A. S. Lapchuk [et al.] // Ukraine patent application №. 04828. – 2013.

26. Experimental evaluation of speckle suppression efficiency using a moving 2D Barker code DOE / G. A. Pashkevich [et al.] // J. Opt. Soc. Am. A. – 2013. – Vol. 30, № 11. – P. 2253–2258.

27. Bahuguna, R. D. Speckle patterns of weak diffusers: effect of spherical aberration / R. D. Bahuguna, K. K. Gupta, K. Singh // Appl. Opt. – 1980. – Vol. 19. – P. 1874–1878.

28. Murphy, P. K. Effect of optical aberrations on laser speckle / P. K. Murphy, J. P. Allebach, N. C. Gallagher // J. Opt. Soc. Am. – 1986. – Vol. 3. – P. 215–222.

29. Kang, D. Effect of optical aberration on Gaussian laser speckle / D. Kang, E. Clarkson, T. D. Milster // Opt. Expr. – 2010. – Vol. 17. – P. 3084–3100.

30. Tichenor, D. A. Coherent Transfer Function / D. A. Tichenor, J. W. Goodman // J. Opt. Soc. Am. – 1972. – Vol. 62. – P. 293–295.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 21.09.2015

Pashkevich G.A., Lapchuk A.S., Kryuchin A.A., Prygun A.V., Yurlov V.I. Impact of the Optical System Parameters on Speckle Suppression Efficiency by the Diffractive Optical Element

The impact of aberration on speckle suppression efficiency of the method based on moving Barker code or M-sequence type DOE placed inside the optical system is analyzed on the basis of Fresnel approximation and the thin lens model. The analysis has shown that the speckle suppression efficiency of the method at paraxial area of optical system is not sensitive to the aberration. The method also is practically not sensitive to defocus of objective lens. However the speckle suppression efficiency of the method at peripheral area of optical system decreases for a lens with large aberration. The properties of optical scheme with different DOE position are analyzed. It is shown that the DOE placed just before optical modulator provides the simple and efficient technical solution for the method.