

Формирование кольцевого и супергауссова распределений интенсивности лазерного излучения в дальней зоне с использованием биморфного зеркала

А.Н.Лылова, Ю.В.Шелдакова, А.В.Кудряшов, В.В.Самаркин

Рассмотрены способы моделирования кольцевого и супергауссова распределений интенсивности в дальней зоне при помощи деформируемых зеркал биморфного типа. Предложен метод быстрого формирования заданного распределения интенсивности с использованием датчика Шака–Гартмана, представлены результаты моделирования кольцевого и супергауссова распределения интенсивности.

Ключевые слова: формирование заданного распределения интенсивности, адаптивная оптика, деформируемое зеркало, датчик Шака–Гартмана.

1. Введение

Излучение с различными формами фокальных пятен зачастую используется в промышленности для лазерной резки, лазерной термической обработки поверхностей и т. д. Традиционно, требуемые распределения интенсивности получают путём применения сложных оптических элементов и схем [1, 2], дифракционных оптических изделий [3] либо киноформов [4, 5]. Получаемые с помощью данных методов формы фокальных пятен имеют высокое качество и минимальные потери интенсивности лазерного излучения. Однако существенным недостатком упомянутых подходов является невозможность в процессе работы менять требуемое распределение интенсивности в реальном времени, что необходимо для реализации правильного технологического процесса (например, в микроэлектронике).

Одним из решений данной проблемы является применение адаптивной оптики, которая, как правило, используется для улучшения фокусировки излучения, прошедшего сквозь оптически неоднородные среды [6], но может применяться и для формирования различных распределений интенсивности в дальней зоне [7].

Цель настоящей работы – поиск такого способа определения и внесения фазовой задержки в систему (с помощью адаптивного фазового корректора), чтобы ре-

зультирующее фокальное пятно как можно более точно соответствовало заранее определенной форме.

Схема формирования заданного распределения интенсивности в дальней зоне представлена на рис.1. При падении лазерного пучка на фазовый корректор волновой фронт изменяется таким образом, чтобы в плоскости наблюдения было получено распределение интенсивности, максимально близкое к требуемому.

Для корректного решения задачи формирования фокального пятна необходимой формы применяются итерационные алгоритмы, оптимизирующие выходные параметры лазерного излучения (градиентные методы [8], метод Ньютона [9], симплекс-метод [9], генетические алгоритмы [10]). Однако такие алгоритмы требуют значительного числа итераций и довольно большого времени (процесс может занимать несколько десятков секунд), а следовательно, не способны в динамике отслеживать искажения волнового фронта лазерного пучка и быстро реагировать на изменения задаваемого распределения интенсивности. Чтобы обойти эту проблему, была предложена система, реализующая основанный на использовании датчика волнового фронта Шака–Гартмана механизм фазового сопряжения; этот датчик позволяет измерять фазу светового излучения в реальном времени [11–15]. Алгоритм фазового сопряжения широко используется в лазерных системах для быстрой коррекции аберраций, однако он может применяться и для изменения формы фокального пятна необходимым образом [15]. В настоя-

А.Н.Лылова. Институт динамики геосфер РАН, Россия, 119334 Москва, Ленинский просп., 38, корп. 1; ООО «Активная оптика НайтН», Россия, 115407 Москва, ул. Судостроительная, 18, корп. 5; e-mail: lylova@activeoptics.ru

Ю.В.Шелдакова. Институт динамики геосфер РАН, Россия, 119334 Москва, Ленинский просп., 38, корп. 1

А.В.Кудряшов, В.В.Самаркин. Институт динамики геосфер РАН, Россия, 119334 Москва, Ленинский просп., 38, корп. 1; Московский политехнический университет, Россия, 107023 Москва, ул. Большая Семеновская, 38; e-mail: kud@activeoptics.ru

Поступила в редакцию 25 июня 2017 г., после доработки – 21 сентября 2017 г.

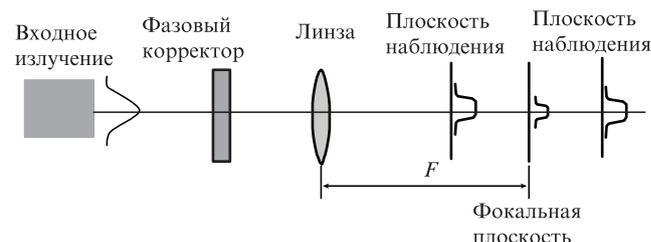


Рис.1. Схема формирования заданного распределения интенсивности в дальней зоне.

щей работе представлены результаты использования упомянутого метода в системах формирования требуемого распределения интенсивности в дальней зоне.

В предложенном подходе общая постановка задачи сводилась к определению фазы излучения, необходимой для получения заданного распределения интенсивности либо в фокальной плоскости линзы, либо на некотором расстоянии от нее. При этом исходными данными служила информация только о распределении интенсивности в плоскости наблюдения.

Одним из способов определения фазовой задержки при формировании заданного распределения интенсивности в дальней зоне является применение итерационного алгоритма Гершберга–Сакстона [16, 17]. Используя данные об исходном распределении интенсивности излучения и зная функции рассеяния точки, можно решить теоретическую задачу восстановления фазы в ближней зоне. Однако, поскольку алгоритм обладает высокой чувствительностью к флуктуациям интенсивности, при экспериментальной реализации в ряде случаев правильное решение может быть не найдено: фазовая задержка, определенная с помощью алгоритма Гершберга–Сакстона, не обеспечивает получение необходимого распределения интенсивности в плоскости наблюдения. По этой причине в настоящей работе было предложено представить фазовую задержку в виде суперпозиции полиномов Цернике и итерационно оптимизировать коэффициенты при них для получения желаемой формы фокального пятна в плоскости наблюдения.

Для решения задачи формирования заданного распределения интенсивности в дальней зоне был предложен следующий алгоритм вычисления фазовой задержки:

1. Аналитически задавалось распределение интенсивности в дальней зоне (обычно – центрально-симметричное).

2. Искомый волновой фронт представлялся в виде суперпозиции полиномов Цернике. Коэффициенты при полиномах определялись с помощью итерационного алгоритма восхождения на холм (численное решение задачи получения заданного распределения интенсивности в фокальной плоскости линзы).

3. Рассчитанный волновой фронт аппроксимировался функциями отклика приводов деформируемого зеркала. Вычислялись управляющие сигналы (напряжения), которые затем подавались на отдельные приводы для формирования требуемой фазы.

4. Сформированный волновой фронт анализировался с помощью датчика Шака–Гартмана. Для минимизации различия между рассчитанным волновым фронтом и реальной фазовой поверхностью, восстановленной адаптивным зеркалом, использовалась система обратной связи.

5. Распределение интенсивности в плоскости наблюдения регистрировалось с помощью ПЗС-камеры. Несответствие между полученным и требуемым распределениями интенсивности компенсировалось с помощью алгоритма восхождения на холм путем последовательного изменения управляющих сигналов на приводах адаптивного зеркала.

6. После получения заданного распределения интенсивности работа итерационного алгоритма приостанавливалась и измерялся соответствующий волновой фронт, который затем использовался в качестве эталонного в системе фазового сопряжения для дальнейшего поддержа-

ния формы фокального пятна в условиях флуктуаций фазы излучения.

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет формировать заданное распределение интенсивности фокального пятна и одновременно компенсировать меняющиеся аберрации излучения в реальном времени. Для реализации алгоритма должна использоваться система, в состав которой входят деформируемое зеркало, датчик волнового фронта и ПЗС-камера, установленная в дальней зоне.

2. Деформируемое зеркало

Ключевым элементом любой адаптивной оптической системы является корректор волнового фронта, например гибкое зеркало. В настоящей работе таким элементом служил корректор волнового фронта на основе полупассивного биморфного пьезоэлемента [18, 19]. Главным преимуществом данного типа зеркал является то, что они прекрасно воспроизводят аберрации низшего порядка. Традиционное биморфное зеркало состоит из сравнительно толстой стеклянной подложки, жестко склеенной с плоским тонким пьезокерамическим диском. Прикладывая электрический сигнал к электродам, можно получить изгиб поверхности корректора волнового фронта вследствие пьезокерамического эффекта.

| | |
|--|-------------|
| Тип зеркала | биморфное |
| Диаметр активной апертуры (мм) | 50 |
| Начальное качество поверхности (P–V) (мкм) | 0.5 |
| Величина деформации (мкм) | 20 |
| Число электродов | 48 |
| Диапазон подаваемых напряжений (В) | –200...+300 |

Основные параметры деформируемого зеркала, использованного в данной работе, представлены ниже.

3. Датчик Шака–Гартмана

Для анализа волнового фронта световых пучков чаще всего применяется датчик Шака–Гартмана [11–15]. Кроме того, датчики данного типа всё чаще используются и в приборах для измерения качества оптических элементов [20], вытесняя традиционные интерферометры [21].

Принцип работы датчика заключается в том, что с помощью микролинзового раstra (лензлета) падающий волновой фронт разбивается на отдельные участки, в пределах которых локальный наклон считается постоянным. Микролинзовый растр представляет собой тонкую пластину с вытравленной на ней сеткой микролинз. Каждая линза формирует собственное фокальное пятно в плоскости приемника (как правило, ПЗС- или КМОП-камера). В зависимости от наклона волнового фронта фокальные пятна смещаются на некоторое расстояние относительно начального расположения. Анализируя смещения по всей апертуре пучка, можно вычислить локальные наклоны волнового фронта в области каждого элемента микролинзового раstra, а по ним воспроизвести всю структуру фазовой поверхности.

Камера для регистрации волнового фронта, как правило, подбирается в соответствии с требованиями к скорости и разрешению системы. Ниже представлены основные параметры датчика Шака–Гартмана.

| | |
|--|-----------|
| Тип сенсора | КМОП |
| Размер сенсора (дюйм) | 1/3 |
| Реальный размер сенсора (мм) | 4.8 × 3.6 |
| Фокус микролинзового растра (мм) | 3.2 |
| Расстояние между микролинзами (мм) | 0.136 |

$$\sum_{p=1}^{NP} a_p \frac{\partial Z_p(x_k, y_k)}{\partial x} = \frac{1}{f} S_x(x_k, y_k), \quad (5)$$

$$\sum_{p=1}^{NP} a_p \frac{\partial Z_p(x_k, y_k)}{\partial y} = \frac{1}{f} S_y(x_k, y_k),$$

4. Моделирование и результаты эксперимента

Перед началом экспериментов было проведено численное моделирование работы системы формирования излучения в дальней зоне. Предполагалось, что распределение интенсивности $I_{sim}(x, y)$ постоянно на всей апертуре, а фаза $\varphi(x, y)$ плоская. При расчете распределения интенсивности в области фокуса линзы использовалось интегральное представление дифракции Фраунгофера [22]:

$$I_{sim}(k_x, k_y, a) = \left| \iint dx dy \sqrt{I(x, y)} \exp\left[\frac{2\pi i \varphi(x, y, a)}{\lambda}\right] \exp[-2\pi i(k_x x + k_y y)] \right|^2, \quad (1)$$

где $k_x = x/(f\lambda)$, $k_y = y/(f\lambda)$; (x, y) – координаты точки пространства; λ – длина волны; f – фокусное расстояние линз микролинзового растра; a – набор коэффициентов при полиномах Цернике.

Численно методика формирования распределения интенсивности $I_{des}(x, y)$ была апробирована для двух типов распределений – кольцеобразного, в двумерном случае имеющего вид

$$I_{des}(x, y) = \exp\left\{\frac{-[\sqrt{(x^2 + y^2)} - H/2]^2}{D^2/8}\right\} + \exp\left\{\frac{-[\sqrt{(x^2 + y^2)} + H/2]^2}{D^2/8}\right\}, \quad (2)$$

где D – диаметр кольца; H – расстояние между максимумами кольца, и супергауссова:

$$I_{des}(x, y) = \exp\left[-2\left(\frac{x^2 + y^2}{R^2}\right)^N\right], \quad (3)$$

где R – радиус входного пучка; N – порядок супергауссова распределения.

Согласно представленной выше методике, для формирования заданного распределения интенсивности волновой фронт излучения, падающего на фокусирующую линзу, представлялся в виде суперпозиции центрально-симметричных полиномов Цернике [23]. Коэффициенты при данных полиномах рассчитывались с помощью метода восхождения на холм. Для нахождения их значений минимизировался функционал

$$\Phi = \sum \sum |I_{des}(x, y) - I_{sim}(x, y, a)|^2, \quad (4)$$

где распределение интенсивности рассчитывалось по формуле (1).

С помощью вычисленных коэффициентов при полиномах определялась фазовая поверхность, которая затем аппроксимировалась экспериментально измеренными функциями отклика биморфного зеркала. Для этого по вычисленным полиномам Цернике находился массив смещений фокальных пятен гартманогаммы относительно опорных положений (соответствующих плоской фазе излучения):

где a_p – коэффициент при полиноме Цернике с номером $p = 1, \dots, NP$; NP – число полиномов; $\partial Z_p(x_k, y_k)/\partial x$ – производная полинома с номером p по оси X в точке (x_k, y_k) ; $\partial Z_p(x_k, y_k)/\partial y$ – производная полинома с номером p по оси Y в точке (x_k, y_k) ; f – фокус линзлета; $S_x(x_k, y_k)$ – смещение фокального пятна с номером k по оси X ; $S_y(x_k, y_k)$ – смещение фокального пятна с номером k по оси Y .

При использовании полученных смещений находился такой набор напряжений, чтобы минимизировать функционал:

$$\min |S - bu|^2, \quad (6)$$

где S – массив смещений, найденных с помощью (5) и содержащих смещения по обеим осям; b – матрица функций отклика деформируемого зеркала; u – искомый вектор напряжений, которые должны подаваться на электроды зеркала. Затем по найденным напряжениям определялись вектор смещений (согласно (6)), фазовая поверхность (согласно (5)) и распределение интенсивности в области фокальной плоскости линзы (согласно (1)), которое должно было получиться при подаче вычисленных напряжений на управляющие элементы зеркала.

Для проверки корректности данного метода была собрана экспериментальная установка (рис.2). Излучение диодного лазера с длиной волны 635 нм расширялось с помощью телескопа до 50 мм и попадало на гибкое биморфное зеркало. Часть лазерного пучка направлялась на фокусирующую линзу и в дальнейшем анализировалась ПЗС-камерой. Другая часть излучения после уменьшающего телескопа падала на датчик волнового фронта Шака–Гартмана, при помощи которого измерялись функции отклика биморфного зеркала. Затем предварительно рассчитанный волновой фронт, необходимый для получения заданного распределения интенсивности в плоскости наблюдения, воспроизводился с помощью биморфного зеркала (с использованием замкнутой адаптивной системы и данных с датчика Шака–Гартмана). Сформированное излучение фиксировалось ПЗС-камерой.

Как и следовало ожидать, вследствие различных неучтенных аберраций, неточностей в юстировке и иных шумовых факторов получаемое в результате фокальное пятно отличалось от рассчитанного аналитически с помощью найденного набора управляющих напряжений. Однако данный результат являлся хорошим начальным приближением для применения алгоритма восхождения на холм с целью оптимизации фокального пятна и в дальнейшем – для оперативного достижения заданного распределения интенсивности.

Критерием алгоритма восхождения на холм для оптимизации экспериментально полученного распределения интенсивности являлась минимизация суммы квадратов разностей между требуемыми и полученными с помощью камеры интенсивностями:

$$\Phi_1 = \sum \sum |I_{des}(x, y) - I_{real}(x, y)|^2, \quad (7)$$

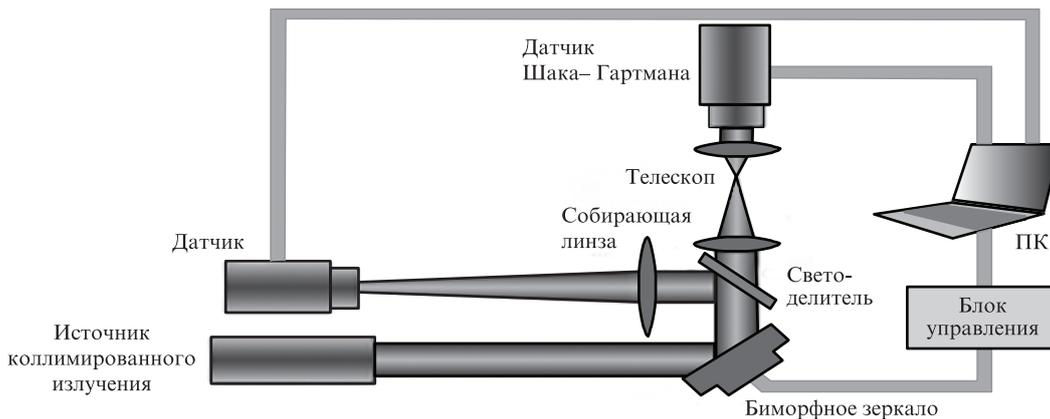


Рис.2. Схема адаптивной оптической системы для формирования заданного распределения интенсивности в дальней зоне.

где $I_{real}(x, y)$ – интенсивность в дальней зоне в точке (x, y) .

Численное моделирование распространения излучения и его фокусировки в заданное центрально-симметричное распределение интенсивности показало, что для получения удовлетворительного результата достаточно использовать только три центрально-симметричных полинома Цернике, описывающих дефокусировку (Z3) и сферические aberrации (Z8 и Z15). Согласно расчетам, симметричные aberrации волнового фронта более высоких порядков практически равны нулю и не влияют на вид фокального пятна в дальней зоне, поэтому могут быть исключены из рассмотрения.

В качестве примера применения предложенного метода на рис.3 представлены результаты формирования кольцеобразного распределения интенсивности. На рис.3,а показано начальное экспериментально измеренное фокальное пятно, на 3,б – заданное распределение интенсивности; расчетное значение фазы пучка соответствовало следующему набору коэффициентов при полиномах Цернике: 0.53 (Z3), -0.18 (Z8) и -0.2 (Z15). На рис.3,в представлен результат формирования идеальной фазы реальным биморфным зеркалом с применением только аппроксимации. Высокая чувствительность зеркала к изменениям напряжения (что в данном случае является недостатком применяемого гибкого зеркала) и нелинейность отклика электродов (гистерезиса) не позволили достичь наилучших результатов с помощью алгоритма фазового сопряжения. В данном случае отчетливо видно отсутствие симметрии в результирующем фокальном пятне. На рис. 3,г демонстрируется результат использования метода восхождения на холм для получения кольцеобразного распределения интенсивности.

На рис.4 представлены результаты формирования супергауссова распределения интенсивности, на рис.4,а по-

казано исходное фокальное пятно, на рис.4,б – требуемое супергауссово распределение интенсивности; расчетное значение фазы пучка соответствовало следующему набору коэффициентов при полиномах Цернике: 0.53 (Z3), -0.14 (Z8) и -0.20 (Z15). На рис.4,в показан результат формирования супергауссова распределения с использованием метода фазового сопряжения. Как и в случае формирования кольцевого распределения интенсивности, результирующее пятно является несимметричным. На рис.4,г представлено распределение интенсивности, полученное после применения метода восхождения на холм. Необходимо отметить, что как для кольцеобразного, так и для супергауссова распределений интенсивностей концентрация энергии в требуемой области составляла ~75%.

После получения фокального пятна требуемой формы изображение с датчика волнового фронта Шака-Гартмана записывалось в качестве опорного для адаптивной оптической системы. С помощью найденного референса реализовывался механизм фазового сопряжения, позволяющий моделировать заданное распределение интенсивности в дальней зоне в реальном времени.

Таким образом, нами показано, что биморфное зеркало является инструментом, с помощью которого можно как управлять положением лазерного пучка, так и модифицировать его фокальное пятно. Мы представили достаточно эффективную и оперативную методику формирования заданного распределения интенсивности с помощью двух датчиков: одного – для измерения фазы (датчик типа Шака-Гартмана), второго – для анализа распределения интенсивности (представляет собой ПЗС-камеру, расположенную в фокальной плоскости линзы). Результатом работы стало получение кольцеобразного и супергауссова распределений интенсивности в фокальной плоскости линзы с концентрацией энергии излучения 75%.

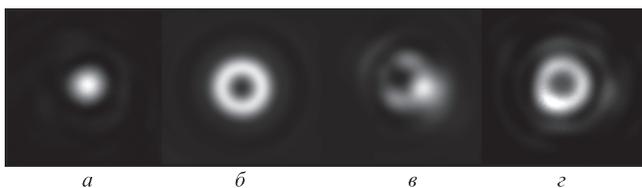


Рис.3. Результаты формирования кольцевого распределения интенсивности: а – исходное распределение интенсивности; б – требуемое распределение интенсивности; в – поверхность, зафиксированная ПЗС-камерой после восстановления фазовой поверхности деформируемым зеркалом; г – фокальное пятно, полученное после метода восхождения на холм.

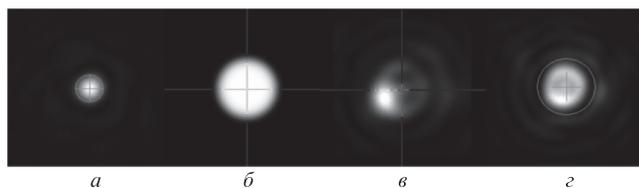


Рис.4. Результаты формирования супергауссова распределения интенсивности: а – исходное распределение интенсивности; б – требуемое распределение интенсивности; в – поверхность, зафиксированная ПЗС-камерой после восстановления фазовой поверхности деформируемым зеркалом; г – фокальное пятно, полученное после метода восхождения на холм.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 16-07-01097а, 15-08-07986 а.

1. Laskin A., Laskin V. *Proc. SPIE*, **8236**, 82360D (2015).
2. Möhl A., Fuchs U. *Adv. Opt. Technol.*, **5** (3), 201 (2012).
3. Miklyaev Yu.V., Krasnaberski A., Ivanenko M., Mikhailov A., Imgrunt W., Aschke L., Lissotschenko V.N. *Proc. SPIE*, **7913**, 79130B (2011).
4. Сисакян И.Н., Сойфер В.А. *Компьютерная оптика*, **1**, 5 (1989).
5. Коронкевич В.П., Ленкова Г.А., Михальцева И.А. и др. *Автометрия*, **1**, 4 (1985).
6. Akahane Y., Ma J., Fukuda Y., Aoyama M., Kiriya H., Yamakawa K., Sheldakova J.V., Kudryashov A.V. *Rev. Sci. Instrum.*, **77** (2), 023102 (2006).
7. Boyko O., Planchon Th. A., Mercere P., Valentin C., Balcou Ph. *Opt. Commun.*, **246**, 131 (2005).
8. Химмельблау Д. *Прикладное нелинейное программирование* (М.: Мир, 1975).
9. Глебов Н.И., Кочетов Ю.А., Плясунов А.В. *Методы оптимизации (учебное пособие)* (Новосибирск: изд-е Новосиб. ун-та, 2000).
10. Глушков В.М. *Введение в АСУ* (Киев: Техника, 1974, с. 320).
11. Neal D. R., Copland J., Neal D. *Proc. SPIE*, **4779**, 148 (2002).
12. Makenova N., Kanev F. Lukin V. *Proc. SPIE*, **5026**, 190 (2003).
13. Starikov F.A., Kochemasov G.G., Kulikov S.M., Manachinsky A.N., Maslov N.V., Ogorodnikov A.V., Sukharev S.A., Aksenov V.P., Izmailov I.V., Kanev F.Yu., Atuchin V.V., Soldatenkov I.S. *Opt. Lett.*, **32** (16), 2291(2007).
14. Кудряшов А.В., Самаркин В.В., Шелдакова Ю.В., Александров А.Г. *Автометрия*, **48** (2), 52 (2012).
15. Kudryashov A.V., Samarkin V.V., Sheldakova Y.V., Aleksandrov A.G. *Optoelectron. Instrum. Data Proc.*, **48** (2), 153 (2012).
16. Gerchberg R.W., Saxton W.O. *Optik*, **35**, 227 (1972).
17. Пулина И.В., Чerezova Т.Ю., Kudryashov A.V. *Proc. SPIE*, **6452**, 64520C (2007).
18. Samarkin V., Alexandrov A., Borsoni G., Jitsuno T., Romanov P., Rukosuev A., Kudryashov A. *High Power Laser Sci. Eng.*, **4**, e4 (2016).
19. Kudryashov A., Samarkin V., Aleksandrov A., Borsoni G., Jitsuno T., Romanov P., Sheldakova J. *Proc. SPIE*, **18**, 97271I (2016).
20. Nikitin A., Sheldakova J., Kudryashov A., Borsoni G., Denisov D., Karasik V., Sakharov A. *Proc. SPIE*, **9754**, 97540K (2016).
21. Витриченко Э.А., Лукин В.П., Пушной Л.А., Тартаковский В.А. (Новосибирск: Наука, 1990).
22. Гудмен Дж. *Введение в Фурье-оптику* (М.: Мир, 1970, с. 84).
23. Noll R.J. *J. Opt. Soc. Am.*, **66** (3), 207 (1976).