ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ГИПЕРГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ МЕТОДАМИ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ

© 2008 С.А. Балалаев¹, С.Н. Хонина², Р.В. Скиданов²

¹Самарский государственный аэрокосмический университет ²Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара

Проведено компьютерное моделирование распространения ограниченных гипергеометрических пучков. Исследованы возможности формирования гипергеометрических пучков методами дифракционной оптики. Выполнено сравнение экспериментальных результатов с численными.

Введение

Формирование гипергеометрических (ГГ) мод, описанных недавно в работе [1], с помощью средств дифракционной оптики не простая задача. Во-первых, эти моды, аналогично модам Бесселя, являются бесконечными и при их реализации неизбежно ограничение апертурой. Во-вторых, амплитуда ГГмод во входной плоскости (при z=0) имеет особенность в нуле (неограниченно возрастает при r = 0), таким образом, необходимо также вырезание центральной области.

В [2] показано, что при достаточно большом внешнем радиусе кольцевой апертуры распределение интенсивности формируемого ограниченного гипергеометрического пучка отличается от распределения аналитической моды на 5-12% вплоть до некоторого расстояния, определяемого радиусом апертуры и параметром моды γ .

Однако при реализации методами дифракционной оптики и кодировании комплексной функции пропускания в чисто фазовую ГГ-мод возникают сложности из-за резкого спада амплитуды – периферийная часть прописывается очень плохо даже при большом числе уровней квантования. Поэтому в данной работе используется метод Лезема [3], игнорирующий амплитудную информацию при кодировании и рассмотрены различные типы пучков, освещающие полученный фазовый дифракционный элемент (ДОЭ).

В этом случае формируемые пучки потеряют свои модовые свойства, но сохранят винтовую фазовую сингулярность. Обобщение ГГ-мод с добавлением гауссовой составляющей рассмотрено в работе [4], где вводится понятие ГГ-пучков, энергия которых ограничена. Такие пучки имеют определенные преимущества и могут использоваться в задачах оптического микроманипулирования [5].

Изготовление ДОЭ с полутоновым рельефом довольно сложно, поэтому также рассматриваются два варианта бинарного кодирования, основанные на добавлении линейной несущей частоты.

В работе проведены численные и натурные эксперименты, выполнено их сравнение.

Оценка искажений ГГ-мод при их реализации

В [1] получено аналитическое решение параксиального волнового уравнения, названное ГГ-модами:

$$E_{n,\gamma}(r,\varphi,z) = \frac{1}{2\pi n!} \left(\frac{2z}{k^2}\right)^{\frac{i\gamma-1}{2}} \times \exp\left[-\frac{i\pi}{4}(n-i\gamma+1)\right] \left(\frac{kr^2}{2z}\right)^{n/2} \Gamma\left(\frac{n+i\gamma+1}{2}\right) \times , \quad (1)$$

$${}_{1}F_{1}\left(\frac{n+1-i\gamma}{2}, n+1; \frac{ikr^2}{2z}\right) \exp(in\varphi) ,$$

где (r, φ) – полярные координаты в плоскости на расстоянии *z* от входной, $k=2p/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, $\Gamma(x)$ – гамма функция; $_1F_1(a,b;x)$ – вырожденная (или конфлюэнтная) гипергеометрическая функция [6].

При z=0 выражение (1) принимает следующий вид:

$$E_{n,\gamma}(r,\varphi) = \frac{1}{2\pi r} \exp[i\gamma \ln(r)] \times \exp(in\varphi). \quad (2)$$

При формировании поля (2) во входной плоскости необходимо ограничить его кольцевой диафрагмой с радиусами R_1 и R_2 ($R_1 < R_2$), где кольцо радиуса R_1 вырезает центральную область с особенностью при r = 0 (рис. 1).

В [2] показано, что при достаточно большом внешнем радиусе кольцевой апертуры распределение интенсивности формируемого ограниченного гипергеометрического пучка отличается от распределения аналитической моды на 5-12% вплоть до некоторого расстояния, определяемого радиусом апертуры и параметром моды γ .

Однако даже ограниченное распределение амплитуды (2) сложно формировать методами дифракционной оптики. Амплитудно-фазовые оптические элементы являются неэффективными, а при кодировании комплексной функции пропускания в чисто фазовую из-за резкого спада амплитуды ГГ-мод возникают сложности – периферийная часть прописывается очень плохо даже при большом числе уровней квантования.

Поэтому в данной работе экспоненциальная амплитуда заменяется гауссовым пучком:

$$E_{n,\gamma}(r,\varphi) = \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \exp\left[i\gamma \ln(r)\right] \times \exp(in\varphi), \quad (3)$$

где *w* – радиус гауссового пучка, либо просто используется киноформ [3] с игнорированием амплитудной информации:

 $E_{n,\gamma}(r,\varphi) = \exp[i\gamma \ln(r)] \times \exp(in\varphi) \,. \quad (4)$

Функция (4) представляет собой логарифмический аксикон.

На рис. 1 показаны радиальные сечения амплитуды во входной плоскости (z=0) для выражений (2)-(4): $R_1 = 0,1$ мм, $R_2 = 1$ мм, w = 0,5 мм.

Моделировать распространение параксиальных ГГ-пучков можно с помощью преобразования Ханкеля *n*-го порядка:

$$F_{n}(\rho,\theta,z) = \frac{k}{z} \exp(in\theta) \exp(ikz) \exp\left(\frac{ik\rho^{2}}{2z}\right) \times \\ \times \int_{0}^{\infty} P(r) \exp\left(\frac{ikr^{2}}{2z}\right) J_{n}\left(\frac{kr\rho}{z}\right) r dr \qquad , (5)$$

где $J_n(r)$ – функция Бесселя первого рода *n*-го



Рис. 1. Радиальное сечение амплитуды во входной плоскости для амплитудно-фазового (АФ, толстая светлая линия), гауссово-фазового (ГФ, мелкопунктирная линия) и чисто фазового (Ф, толстая черная линия) ГГ-пучка

порядка, P(r) – радиальная составляющая соответственно пучка (2), (3) или (4).

На рис. 2 показаны радиальные сечения интенсивности в плоскостях z = 20 мм (a), z = 100 мм (б), z = 200 мм (в), z = 400 мм (г) для различных пучков: (n, γ) = (4, -10), длина волны λ =633 нм.

В табл. 1 приведены среднеквадратичные отклонения рассмотренных пучков от идеального распределения ГГ-моды (1).

Как видно из табл. 1 и рис. 2, значения погрешности при замене экспоненциальной амплитуды гауссовой получаются значительно меньше, чем при плоской. Однако начиная с некоторого расстояния, несмотря на существенные значения погрешности, при освещении плоским пучком получается структура, более близкая идеальной (основной вклад в отклонение вносит меньший радиус основного кольца и уменьшение интенсивности периферийных колец). В обоих случаях формируется хорошо выраженное центральное кольцо. То есть, на практике вместо сложного кодирования можно использовать киноформ, представляющий собой логарифмический аксикон (4) и осветить его либо гауссовым пучком, либо плоским. Обобщение ГГ-мод с добавлением гауссовой составляющей рассмотрено в работе [4], где вводится понятие ГГ-пучков, энергия которых ограничена.

На рис. 3 показано распространение ГГпучка с параметрами $(n,\gamma)=(7,10)$, сформированного киноформом, фаза которого приведена при z=0. Хорошо видно, что такой пучок уже не является модой, так как его поперечная картина меняется на различных расстояниях, однако данный пучок является



Рис. 2. Радиальные сечения интенсивности в плоскостях z = 20 мм (a), z = 100 мм (б), z = 200 мм (в), z = 400 мм (г) для различных пучков ГГ-пучков (*n*, gg) = (4, -10): идеальная ГГ-мода (1) – широко-пунктирная линия, ограниченный АФ пучок (2) – толстая светлая линия, логарифмический аксикон с гауссаовой амплитудой (3) – мелко-пунктирная линия, логарифмический аксикон с плоской амплитудой (4) – толстая черная линия

| Расстояние, z | 20 мм | 100 мм | 200 мм | 400 мм |
|------------------------|-------|--------|--------|--------|
| Ограниченный | 3,4% | 7,8% | 14,1% | 30,4% |
| амплитудно-фазовый (2) | | | | |
| Гауссово-фазовый (3) | 10,9% | 20,0% | 19,9% | 34,3% |
| Чисто фазовый (4) | 72,5% | 42,3% | 30,0% | 42,1% |

Таблица 1. Среднеквадратичные отклонения рассмотренных пучков от идеального распределения ГГ-моды (1)



Рис. 3. Инвертированное распределение интенсивности гипергеометрического пучка с параметрами (n, γ)=(7,10), сформированного киноформом с полутоновой фазой при освещении его плоским пучком

вихревым, т.к. содержит в себе угловую фазовую сингулярность. Такие пучки могут вполне успешно использоваться в задачах оптического микроманипулирования [5].

Численное моделирование формирования ГГ-пучков с помощью фазовых ДОЭ

Изготовление ДОЭ с полутоновым рельефом также довольно сложно, поэтому далее рассматриваются два варианта бинарного кодирования.

Если рассмотреть суперпозицию комплексно-сопряженных функций (4), то в результате получится действительное распределение, т.е. с бинарной фазой. При этом, чтобы каждый из пучков формировался отдельно, в частности, распространялись под некоторым углом к оптической оси, необходимо добавить каждому из них фазово-линейную составляющую:

$$b_{n,\gamma}(r,\varphi) = \exp(i\gamma \ln r + in\varphi + icx) + \\ + \exp(-i\gamma \ln r - in\varphi - icx) = \cos(\gamma \ln r + n\varphi + cx), \quad (6)$$

где *с* – пропорционально углу, под которым пучки будут распространяться.

Чисто фазовый ДОЭ из (6) можно получить двумя способами: методом киноформа, проигнорировав косинусное распределение амплитуды, или кодированием этой амплитуды в фазу, например, методом локального фазового скачка [7]

На рис. 4 показаны результаты моделирования действия полутонового и двух бинарных ДОЭ при освещении их плоским пучком радиусом 1 мм. При бинаризации дополнением комплексно-сопряженной функции половина энергии уходит на формирование дополнительного пучка, однако иногда это бывает полезным, например, при синтезе многопорядковых фильтров, предназначенных для оптического анализа световых полей [8].

Интересно, что интенсивность Фурьеобразов ГГ пучков и их комплексных сопряжений одинакова, хотя при распространении в свободном пространстве они имеют совершенно различный вид: кольцо для отрицательных значений параметра у имеет значительно меньший радиус.

На рис. 4 хорошо видны паразитные дифракционные порядки для случая бинарного киноформа, однако, они имеются и в распределении, формируемом бинарным ДОЭ с закодированной амплитудой. Только они отброшены дальше от полезных дифракционных порядков в связи с более высокой частотой кодирования этой амплитуды (рис. 5).

Очевидно, что бинарный ДОЭ с кодированной амплитудой будет иметь меньшую эффективность, но, в принципе, должен обеспечивать меньшую погрешность формирования пучков. Однако численные исследования показали, что выигрыш этот незначительный и не всегда имеет место.

На рис. 6 и 7 приведены радиальные сечения ГГ-пучка с параметрами $(n,\gamma)=(7,10)$ и $(n,\gamma)=(-7,-10)$, соответственно, на различных расстояниях, сформированные полутоновым ДОЭ, бинарным с кодированием амплитуды и бинарным киноформом при освещении их



Рис. 4. Фазовые функции ДОЭ (левый столбец) и инвертированные распределения интенсивности на расстоянии z=200 mm от ДОЭ (средний столбец) и в фокальной плоскости линзы (правый столбец)

плоским пучком радиусом 2.5 мм. Как видно из рисунков, пучок с отрицательным параметром γ имеет меньший радиус кольца и большее значение интенсивности. Также видно, что интенсивность в основном кольце ГГ-пучка, сформированного с помощью бинарного ДОЭ с кодированием амплитуды, почти в 2 раза ниже, чем для бинарного киноформа.

В табл. 2 приведены значения радиального среднеквадратичного отклонения:

$$\delta_{r} = \left(\frac{\sum_{r < R} \left[I_{0}(r) - I(r)\right]^{2}}{\sum_{r < R} I_{0}^{2}(r)}\right)^{1/2}, \qquad (7)$$

где $I_0(r)$ – интенсивность радиального сечения пучка, сформированного полутоновым киноформом, I(r) – интенсивность радиального сечения пучка, полученная либо с помощью бинарного киноформа, либо с помощью бинарного ДОЭ с кодированной амплитудой.

А также радиально-взвешенного среднеквадратичного отклонения:

$$\delta_{w} = \left(\frac{\sum_{r < R} r \left[I_{0}(r) - I(r)\right]^{2}}{\sum_{r < R} r I_{0}^{2}(r)}\right)^{1/2}.$$
 (8)

Из табл. 2 можно сделать вывод о том, что погрешность формирования ГГ-пучков с



Рис. 5. Инвертированное распределение интенсивности, формируемое бинарным ДОЭ с кодированной амплитудой (а) и бинарным киноформом (б) на расстоянии z=300 mm



Рис. 6. Радиальные сечения ГГ-пучка с параметрами (n,γ)=(7,10) на расстоянии z=2000 мм (a) и z=3000 мм (b), сформированные полутоновым ДОЭ (черная толстая линия), бинарным киноформом (светлая толстая линия) и бинарным ДОЭ с кодированием амплитуды (мелко-пунктирная линия) при радиусе освещающего пучка 2,5 мм



Рис. 7. Радиальные сечения ГГ пучка с параметрами (n,γ)=(--7, --10) на расстоянии z=2000 мм (a) и z=3000 мм (b), сформированные полутоновым ДОЭ (черная толстая линия), бинарным киноформом (светлая толстая линия) и бинарным ДОЭ с кодированием амплитуды (мелко-пунктирная линия) при радиусе освещающего пучка 2.5 мм

помощью бинарных ДОЭ по сравнению с полутоновым невелика. И при этом кодирование с учетом амплитуды не дает особого выигрыша по сравнению с методом киноформа, даже иногда проигрывает.

Экспериментальное формирование ГГ-пучков с помощью фазовых ДОЭ

Описанные в предыдущем разделе ДОЭ были изготовлены с использованием элект-

| ГГ пучок с параметрами (n, ү)=(7,10) | | | | | |
|---|-------------------|------------------|-----------------------------|------------------|--|
| | Бинарный киноформ | | Бинарный ДОЭ с кодированной | | |
| Z, MM | | | ампли | тудой | |
| | $\delta_r, \%$ | δ_{w} , % | $\delta_r, \%$ | $\delta_{w}, \%$ | |
| 2000 | 3,1 | 5,1 | 2,2 | 3,7 | |
| 2500 | 2,4 | 4,5 | 3,4 | 6,0 | |
| 3000 | 1,7 | 3,6 | 1,5 | 3,1 | |
| ГГ пучок с параметрами (n, ү)=(-7, -10) | | | | | |
| 2000 | 6,6 | 7,4 | 6,9 | 7,8 | |
| 2500 | 4,4 | 4,5 | 5,0 | 5,1 | |
| 3000 | 1,0 | 1,3 | 1,9 | 2,2 | |

Таблица 2. Значения радиального и взвешенно-радиального среднеквадратичного отклонения интенсивности пучков, формируемых бинарными ДОЭ от интенсивности пучков, формируемых полутоновым ДОЭ при освещении плоским ограниченным пучком

ронной литографии в Университете Йоенсуу (Финляндия). Размер ДОЭ 5 х 5 mm-², микрорельеф выполнялся с шагом h=10 mmm для длины волны λ=532 nm.

На рис. 8 приведены изображения микрорельефа элементов, полученные с помощью электронного интерферометра the Newview 5000 Zygo со 100- и 400-кратным увеличением.

В табл. 3 приведены характеристики качества изготовленных ДОЭ

К сожалению, погрешность изготовления многоуровневого микрорельефа состоит не только в вариациях высоты, но и в нелинейном характере наклона "винтовых" лопастей, как это хорошо видно на рис. 8а. Общая погрешность изготовления полутонового микрорельефа составила более 40%, что связано с трудностями изготовления таких рельефов. В результате с помощью полутонового ДОЭ вообще не удается сформировать кольцо, характерное для ГГ- пучков.

На рис. 9 приведены результаты моделирования для фазы, измеренной по изготовленному рельефу, и экспериментально полученные картины. А на рис. 10 сравнение результатов моделирования для идеального и реально измеренного рельефа при освещении его различными типами пучков. Видно, что винтовая сингулярность в пучке отсутствует.

Результаты для бинарных оптических элементов получились гораздо лучше. На рис. 11 приведены результаты экспериментального формирования ГГ пучков с помощью бинарных ДОЭ. На рис. 11b хорошо видны дополнительные (паразитные) порядки, возникающие из-за бинарного кодирования. В случае с кодированием амплитуды (рис. 11а) эти порядки отброшены значительно дальше от полезной области.





| Таблица 3. | Характеристики | качества | изготовленных ДОЭ |
|------------|----------------|----------|-------------------|
|------------|----------------|----------|-------------------|

| | Оптимальная высота микрорельефа для | Измеренная высота микрорельефа | Погрешность по высоте |
|---|--|-----------------------------------|-----------------------|
| Полутоновой киноформ | 1120.4 nm | 1050-1070 nm | 6,3% |
| Бинарный ДОЭ с кодированной амплитудой | 578.3 nm | 570-580 nm | 1,4% |
| Бинарный киноформ | 578.3 nm | 572-583 nm | 1% |



Рис. 9. Инвертированное распределение интенсивности ГГ пучка с параметрами (*n*, γ)=(7,10), сформированное с помощью полутонового киноформа на расстоянии 1000 мм:
 (а) моделирование, (b) эксперимент



Рис. 10. Инвертированное распределение интенсивности ГГ пучка с параметрами (*n*, *γ*)=(7,10), сформированное с помощью идеального и измеренного полутонового киноформа на расстоянии 500 мм при освещении различными типами пучков



Рис. 11. Экспериментальное распределение интенсивности, формируемое при освещении плоским пучком бинарного ДОЭ с кодированной амплитудой (а) и бинарного киноформом (б) на расстоянии z=3000 mm



Рис. 12. Инвертированное распределение интенсивности пары ГГ-пучков с параметрами (*n*, γ): (-7,-10) и (7,10), сформированное с помощью идеального и измеренного бинарного ДОЭ с кодированием амплитуды на расстоянии 500 мм при освещении различными типами пучков.



Рис. 13. Инвертированное распределение интенсивности пары ГГ-пучков с параметрами (*n*, *γ*): (-7,-10) и (7,10), сформированное с помощью идеального и измеренного бинарного киноформа на расстоянии 500 мм при освещении различными типами пучков

На рис. 12 и 13, соответственно, приведены показаны сравнительные результаты моделирования для идеальных и реально измеренных бинарных рельефов при освещении их различными типами пучков. Видно хорошее согласование, особенно для бинарного киноформа.

Оценка экспериментальных результатов

Как видно из рис. 11 экспериментальные данные сильно зашумлены, а также искаже-

ны наложением паразитных дифракционных порядков. Чтобы оценить отличие от теоретических результатов формировалось радиальное сечение для каждого из пучков с использованием процедуры усреднения полученных экспериментальных данных. Шаги этой процедуры приведены ниже:

1. Выделение области, содержащей распределение интенсивности только одного из ГГ-пучков.

2. Вычисление центра пучка в первом приближении по формулам:

$$x_{c} = \frac{\iint_{D} I(x, y) x dx dy}{\iint_{D} I(x, y) dx dy}, \quad y_{c} = \frac{\iint_{D} I(x, y) y dx dy}{\iint_{D} I(x, y) dx dy}.$$
(9)

3. Вычисление усредненных координат локальных максимумов (соответствующих первому кольцу) и коррекция координат центра с учетом этой информации:

$$x_c = \frac{x_{\max 1} + x_{\max 2}}{2}, \qquad y_c = \frac{y_{\max 1} + y_{\max 2}}{2}$$

4. Перевод распределения интенсивности в полярную систему координат I(r, j).

5. Формирование радиального сечения с помощью формулы:

$$I(r) = \frac{1}{2\pi r} \int_{0}^{2\pi} I(r, \varphi) d\varphi \,.$$
(10)

6. Увеличение контрастности интенсивности по формуле:

$$I(r) = \frac{I(r)}{\min_{0 < r < R} [I(r)]}.$$
(11)

7. Нормализация по уровню интенсивности, рассчитанная по формуле:

$$I(r) = \frac{I(r)}{\max_{0 \le r \le R} [I(r)]}.$$
 (12)

Сравнение экспериментальных картин на расстоянии 3000 мм от плоскости ДОЭ



 Рис. 14. Сравнение экспериментальных и численных результатов при освещении бинарного киноформа плоским пучком:
 2D распределения интенсивности и их усредненные радиальные сечения для моды (*n*,γ)=(7,10) (диаметром 5 мм) с численными, полученных для ГГ-пучка с параметрами (*n*, *γ*)=(7,10) при освещении бинарного киноформа плоским пучком, приведено на рис. 14.

Отклонение экспериментального усредненного радиального сечения для бинарного киноформа от численно предсказанного составило $\delta_r = 14,5\%$ и $\delta_w = 28,2\%$. Примерно такое же отклонение было получено при сравнении экспериментальных данных с результатами моделирования действия многоуровневого киноформа - $\delta_r = 14,9\%$ и $\delta_w = 29,1\%$. Что еще раз подтверждает эквивалентность в данном случае полутонового и бинарного оптических элементов по точности формирования пучков. На рис. 15 приведены аналогичные результаты для ГГ-пучка с параметрами $(n, \gamma) = (-7, -10)$. Значения СКО для бинарного киноформа данной моды с эксперементально полученными данными составили $\delta_r = 25,7\%$ и $\delta_w = 30,0$.

Из рис. 14 и 15 видно, что основной вклад в погрешность вносят периферийные кольца – их интенсивность при экспериментальном формировании оказывается существенно выше, чем при моделировании.

Заключение

В работе проведено исследование формирования ГГ пучков с использованием различных типов ДОЭ.

Показано, что бинарные элементы, при потере эффективности (которая однако компенсируется, если имеется целесообразность формирования дополнительного сопряженного пучка) обеспечивают точность формирования пучков, сравнимую с многоуровневыми элементами. В связи со сложностью изготовления многоуровневых элементов это делает их конкурентоспособными для определенного круга задач.

Также показано, что кодирование с учетом амплитуды при использовании несущей пространственной частоты в суперпозиции комплексно-сопряженных функций, является избыточным. В этом случае улучшение точности очень незначительно по сравнению с дополнительной потерей эффективности.

Рассмотренная аподизация амплитудной информации гауссовым освещающим пучком дает преимущества перед плоским пучком только до некоторого расстояния, на более дальних



Рис. 15. Сравнение экспериментальных и численных результатов при освещении бинарного киноформа плоским пучком: 2D распределения интенсивности и их усредненные радиальные сечения для моды (*n*,γ)=(-7,-10)

расстояниях использование плоского пучка позволяет лучше сохранить структуру.

Сравнение экспериментальных результатов с численными показало существенное среднеквадратичное отклонение интенсивности формируемых пучков от идеальных, однако хорошо выраженная кольцевая структура при этом сохраняется и основной вклад в погрешность вносят затухающие периферийные кольца.

Благодарности

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российско-Американской программы "Фундаментальные исследования и высшее образование" (грант CRDF RUX0-014-Sa-06) и грантов РФФИ № 07-07-97600, 08-07-99007, а также при поддержке "Фонда содействия отечественной науке".

Авторы выражают благодарность группе Я. Турунена (Физический факультет Университета Йоенсуу, Финляндия) за изготовление и предоставление для проведения экспериментов дифракционных оптических элементов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kotlyar V.V., Skidanov R.V., Khonina S.N., and Soifer V.A. Hypergeometric modes. Opt. Lett. 32, 742-744 (2007)

- 2. Балалаев С.А., Хонина С.Н. Сравнение свойств гипергеометрических мод и мод Бесселя // Компьютерная оптика. 2007. № 31(4).
- Lesem L.B., Hirsh P.M., Jordan J.A. The kinoform: a new wavefront recon-struction device // IBM J. Res. Develop. 1969. V.13. N.3.
- Kotlyar V.V., Kovalev A.A. Family of hypergeomet-ric laser beams // J. Opt. Soc. Am. 2008. A 25.
- 5. Скиданов Р.В., Хонина С.Н., Морозов А.А, Котляр В.В. Расчет силы, действующей на сферический микрообъект в гипергеометрических пучках // Компьютерная оптика. 2008. № 32(1).
- 6. Справочник по специальным функциям / под ред. *М. Абрамовица, И. Стигана*. М.: Наука, 1979.
- Kotlyar V.V., Khonina S.N., Melekhin A.S., Soifer V.A. Fractional encoding method for spatial filters computation // Asian Journal of Physics. 1999. № 8 (3).
- Khonina S.N., Skidanov R.V., Kotlyar V.V., Jefimovs K., Turunen J. Phase diffractive filter to analyze an output step-index fiber beam // Optical Memory and Neural Networks (Allerton Press). 2003. №12(4).

EXAMINATION OF POSSIBILITY TO FORM HYPERGEOMETRIC LASER BEAMS BY MEANS OF DIFFRACTIVE OPTICS

© 2008 S.A. Balalaev¹, S.N. Khonina², R.V. Skidanov²

¹Samara State Aerospace University ²Image Processing Systems Institute of Russian Academy of Sciences, Samara

A numerical simulation of bounded hypergeometric laser beams propagation is conducted. We discussed the possibility of hypergeometric beams generation by means of diffractive optics. A comparative analysis of experimental and numerical results is accomplish.