

## ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ ЭЙРИ С ПОМОЩЬЮ БИНАРНО-КОДИРОВАННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ МАНИПУЛИРОВАНИЯ МИКРОЧАСТИЦАМИ

Светлана Николаевна Хонина (ведущий научный сотрудник, профессор, email: [khonina@smr.ru](mailto:khonina@smr.ru)),

Роман Васильевич Скиданов (старший научный сотрудник, доцент, email: [romans@smr.ru](mailto:romans@smr.ru)),

Олег Юрьевич Моисеев (старший научный сотрудник, email: [moiseev@smr.ru](mailto:moiseev@smr.ru))

Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,  
Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва

### Аннотация

Методом частичного кодирования рассчитаны бинарные фазовые дифракционные оптические элементы, предназначенные для генерации лазерных пучков Эйри с различными характеристиками дифракционной эффективности и точности. По рассчитанным фазовым распределениям методом жидкостной фотолитографии изготовлены дифракционные оптические элементы с различным шагом дискретизации, которые были экспериментально исследованы и использованы для оптического захвата полистироловых шариков диаметром 5 мкм.

**Ключевые слова:** функция Эйри, усеченные пучки Эйри, бинарное кодирование, фазовый дифракционный оптический элемент, жидкостная фотолитография, оптический захват.

### Введение

Благодаря компактной концентрации световой энергии в области малого размера и сохранению такого распределения на значительных расстояниях (т.е. существенное увеличение глубины фокуса по сравнению с гауссовыми лазерными модами) бездифракционные пучки широко используются в различных приложениях: обработка медицинских изображений, неразрушающее исследование материалов, измерение скорости движущегося предмета – во всех этих задачах важно свойство инвариантной протяженности бездифракционного пучка, т.к. производятся измерения параметров движущегося или протяженного предмета.

Бездифракционные пучки, дополнительно обладающие орбитальным угловым моментом, привлекают особое внимание. Эффективность их применения уже продемонстрирована в таких областях как оптический захват и многофункциональное манипулирование микро- и нанообъектами (от биологических клеток до атомов), в задачах нелинейной оптики и физики плазмы. Одним из перспективных направлений является их применение в квантовых вычислениях – бесконечное число ортогональных состояний орбитального углового момента значительно увеличивает количество информации, которая может быть передана одним фотоном.

После того как в конце 80-х годов прошлого века были физически сформированы бесселевые лазерные пучки [1, 2] и была показана эффективность их разнообразного применения, научное сообщество занялось поиском других бездифракционных решений волнового уравнения: параболические пучки [3], гипергеометрические пучки [4, 5], пучки Эйри [6], круговые пучки [7], рассчитывая обогатить бездифракционные пучки новыми свойствами.

И действительно, например, гипергеометрические пучки, в отличие от бесселевых, имеют более протяженный спектр, что позволяет им на большем расстоянии сохранять бездифракционные свойства

при их физической реализации и неизбежном ограничении апертурой [8].

Также было продемонстрировано, что одномерные и двумерные пучки Эйри, в отличие от других бездифракционных пучков, обладают баллистическими свойствами [9], что открывает новые возможности в оптическом манипулировании, например, возможность обойти непрозрачное для лазерного излучения препятствие.

Интерес к функциям Эйри, возникший в конце семидесятых годов прошлого века в контексте квантовой механики [10], был реанимирован в последнее время в связи с новыми возможностями, которые предлагает дифракционная оптика в физической реализации математических абстракций.

Как и бесселевые, функции Эйри являются бесконечно протяженными: экспоненциально спадая при положительных значениях аргумента, при отрицательных значениях демонстрируют осциллирующий характер с плохо затухающей амплитудой [11], поэтому для их физической реализации требуется усечение. В статье [12] были рассмотрены пучки Эйри с конечной энергией, представляющие собой произведение классической моды Эйри и экспоненциальной функции, а в работе [13] получена обобщенная формула, описывающая параксиальное прохождение Эйри-Гауссовых пучков через оптическую ABCD-систему.

Хотя умножение на гауссовую или экспоненциальную функцию (в последнем случае Фурье-образ пропорционален гауссовой функции) позволяет достаточно просто формировать такие пучки с помощью пространственного модулятора света, освещенного лазерным излучением, в обоих случаях формируемые пучки фактически перестают быть бездифракционными, хотя приблизительно сохраняют свой вид до некоторого расстояния.

В работе [14] был рассмотрен иной способ усечения бесконечной моды Эйри – прямоугольной апертурой: от некоторого значения  $d_0$  в положительной части аргумента (например, значение  $Ai(x=d_0=3)$  практически равно нулю) и до  $n$ -го нуля

в отрицательной части. Такое «ограниченное» распределение Эйри формируется в поперечном сечении мод лазеров «шепчущей галереи» [15-17]. В статье [14] проводилось сравнение степени расходимости трех типов усеченных пучков Эйри: экспоненциальных, гауссовых и просто ограниченных диафрагмой и было численно показано, что в последнем случае осциллирующая структура пучка и узкий четко выделенный максимум интенсивности сохраняется гораздо дольше, чем в двух первых.

В данной работе также приведены результаты экспериментального формирования одномерных пучков Эйри иным, чем в [6, 12] способом, а именно: с помощью бинарно-кодированных фазовых дифракционных оптических элементов (ДОЭ). При этом с помощью параметров кодирования [18, 19] варьируется энергетический вклад высокочастотных составляющих формируемого пучка и продемонстрирована генерация распределения, бесконечно долго сохраняющего концентрацию энергии в узком боковом лепестке. В дальней зоне к боковому пику добавляется симметричный. Именно такой пучок был использован для захвата полистироловых шариков в спектральной области в двух локализациях и выстраивания их в ряд.

**1. Расчет бинарно-кодированных ДОЭ, формирующих ограниченные пучки Эйри**

В работе [14] было предложено вместо экспоненциальных пучков Эйри [6] и пучков Эйри-Гаусса [13] формировать ограниченные пучки Эйри:

$$\psi_n(x, z=0) = \begin{cases} \text{Ai}(x), & \gamma_n \leq x < d_0, \\ 0, & \text{иначе,} \end{cases} \quad (1)$$

где  $d_0 = 7$ ,  $\gamma_n \approx -\left[\frac{3\pi}{8}(4n-1)\right]^{2/3}$  – корни функции Эйри [20], которые в расчетах численно уточнялись.

В [14] было показано, что пучок (1) значительно меньше подвержен дифракции, чем другие типы усеченных пучков.

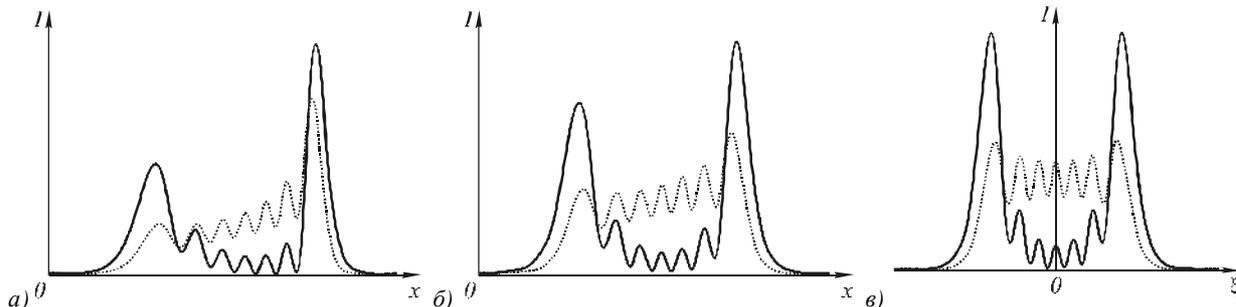


Рис. 2. Графики интенсивности ограниченной функции Эйри (1) при  $n=7$  (точечная линия), и эта же функция с усиленным вкладом высоких частот (сплошная линия) на расстоянии  $z=0, 2z_0$  (а),  $z=0, 5z_0$  (б) и Фурье-спектр (в),  $z_0$  - расстояние Рэлея

Для выполнения кодирования функции (1) в комплексное распределение с единичной амплитудой и бинарной фазой был применен метод частичного кодирования [18, 19]. Этот метод позволяет варьировать параметры формируемого поля – дифракционную эффективность и погрешность фор-

Эйри-Гауссовый пучок сохраняет свое распределение несколько дольше экспоненциального, но все равно очень быстро вырождается по сравнению с (1). Это связано с сохранением осциллирующего характера структуры функции Эйри, аналогично тому, как моды Бесселя «сопротивляются» дифракции за счет системы периферийных концентрических колец.

Интересно, что если не только отказаться от подавления высокочастотных составляющих при усечении функции Эйри, но даже усилить их, как показано на рис. 1, то такое предисказание исходного распределения позволяет сконцентрировать в узком боковом лепестке бесконечно долго (т.е. и в пространственном спектре) сохраняющуюся энергию. На рис. 2 показано сравнительное распространение в свободном пространстве интенсивности ограниченной функции Эйри (1) и ее аналога с усиленными высокими частотами. Хорошо видно, что в то время как обычная функция Эйри стремится в дальней зоне к прямоугольному распределению, ее искаженный вариант сохраняет четко выраженный боковой пик, к которому добавляется симметричный, как и следовало ожидать в пространственном спектре действительной функции.

Формировать ограниченные пучки Эйри (1) предлагается иным, чем в [6, 12] способом, а именно: с помощью фазовых бинарно-кодированных ДОЭ.

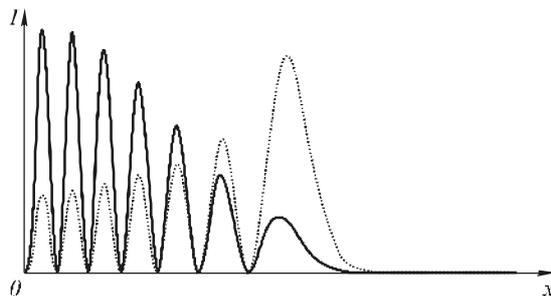


Рис. 1. Графики интенсивности ограниченной функции Эйри (1) при  $n=7$  (точечная линия), и эта же функция с усиленным вкладом высоких частот (сплошная линия) при  $z=0$

мирования поля – в широких пределах и выбирать для конкретной задачи лучшее их соотношение, т.к. данные параметры являются конкурирующими.

Похожий подход к применению вспомогательных (parity) элементов [21] был рассмотрен в [22]. При кодировании Фурье-образа функции можно ограни-

чивать радиус частот, участвующих в кодировании, и тогда при максимальном радиусе выполняется наиболее точное воспроизведение, но и наибольшее «отбрасывание» энергии из полезной области.

Суть метода частичного кодирования [18] в следующем: вводится некоторое пороговое значение  $\alpha \in [0, 1]$  кодируемой амплитуды, выше которого амплитуда заменяется постоянной величиной, а кодированию (например, двухфазным методом) подвергаются только те точки, где амплитуда светового поля ниже выбранного порога (см. рис. 3). Изменением величины пороговой амплитуды  $\alpha$  можно плавно изменять значения погрешности и эффективности при формировании световых полей.

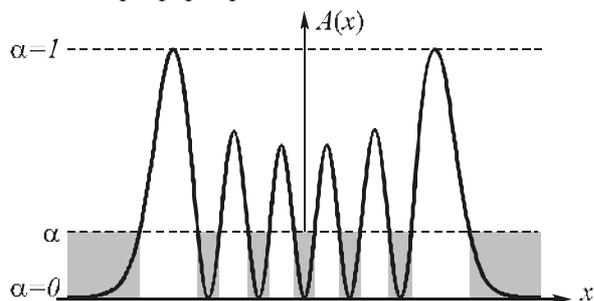


Рис. 3. Иллюстрация к методу частичного кодирования

В таблице 1 показаны кодированные бинарные фазы ДОЭ с различными значениями параметра кодирования  $\alpha$ , предназначенные для формирования пучков Эйри (1) при  $n=7$ , и их пространственные спектры. При  $\alpha=0$  кодирование вырождается в метод киноформа, обеспечивающий высокую дифракционную эффективность при грубой аппроксимации формируемого распределения. При  $\alpha=1$  выполняется полное кодирование двухфазовым методом, обеспечивающим высокую точность формирования за счет отбрасывания части энергии из полезной области. Промежуточное значение  $\alpha=0,5$  соответствует случаю умеренного усиления высоких частот, что подтверждается картиной пространственного спектра.

На рис. 4 приведены распределения интенсивности на различных расстояниях ( $z_0$  – расстояние Рэлея), формируемые каждым из рассмотренных ДОЭ.

Из табл. 1 и рис. 4 видно, что при  $\alpha=1$  формируется близкое к идеальному распределение, которое сохраняется на длительном расстоянии, но имеет невысокую дифракционную эффективность. При  $\alpha=0$  расстояние, на котором пучок Эйри сохраняет выраженный узкий боковой пик, значительно меньше (на расстоянии Рэлея уже происходит полное разрушение структуры), хотя в этом случае в полезную область попадает более 60% падающей энергии. При  $\alpha=0,5$  распределение также близко к идеальному за исключением высокочастотных составляющих – это хорошо видно как на рис. 4а, так и в реконструкции спектральной картины. Данное значение параметра кодирования представляет собой оптимальный компромисс между энергетической эффективностью и точностью формирования.

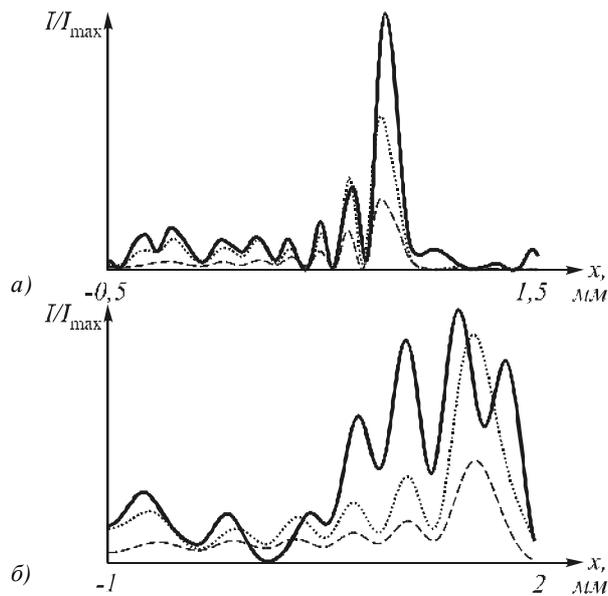


Рис. 4. Графики интенсивности при  $n=7$  для параметров кодирования  $\alpha=1$  (пунктирная линия),  $\alpha=0,5$  (точечная линия) и  $\alpha=0$  (сплошная линия) на расстоянии  $z=0,4z_0$  (а) и  $z=z_0$  (б)

На основании приведенных выше рассуждений для изготовления были выбраны бинарные ДОЭ, рассчитанные при  $\alpha=1$  и  $\alpha=0,5$ .

### 2. Изготовление бинарных ДОЭ

По синтезированным изображениям ДОЭ был изготовлен фотошаблон на стеклянной подложке с напыленным слоем хрома толщиной 100 нм (рис. 5).

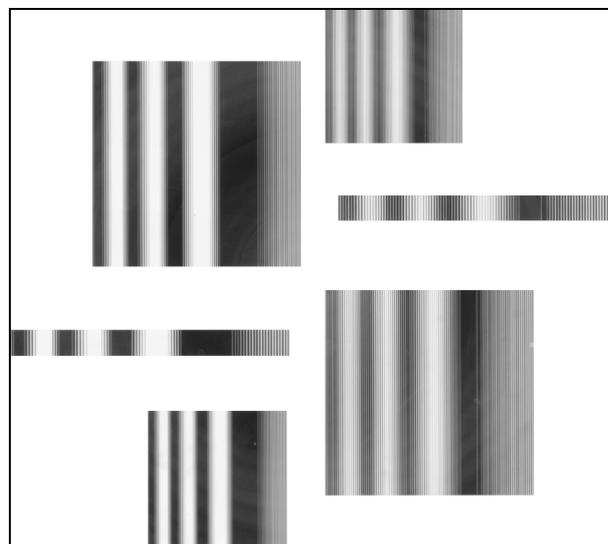


Рис.5. Фотошаблон нескольких ДОЭ

Запись фотошаблона производилась на станции лазерной записи CLWS-200 путем создания защитной окисной пленки окиси хрома на засвечиваемых участках с последующим удалением слоя хрома в жидкостном травителе. Точность позиционирования засвечивающего лазерного луча составляла 20 нм, а минимальный размер элемента изображения составлял 0,6 мкм. Микрофотографии участков фотошаблона представлены на рис. 6.

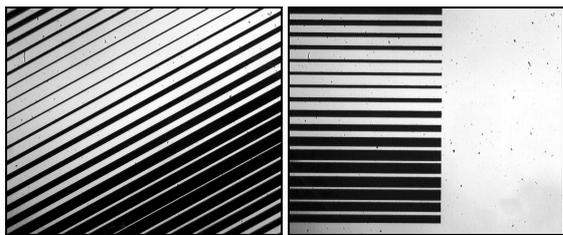
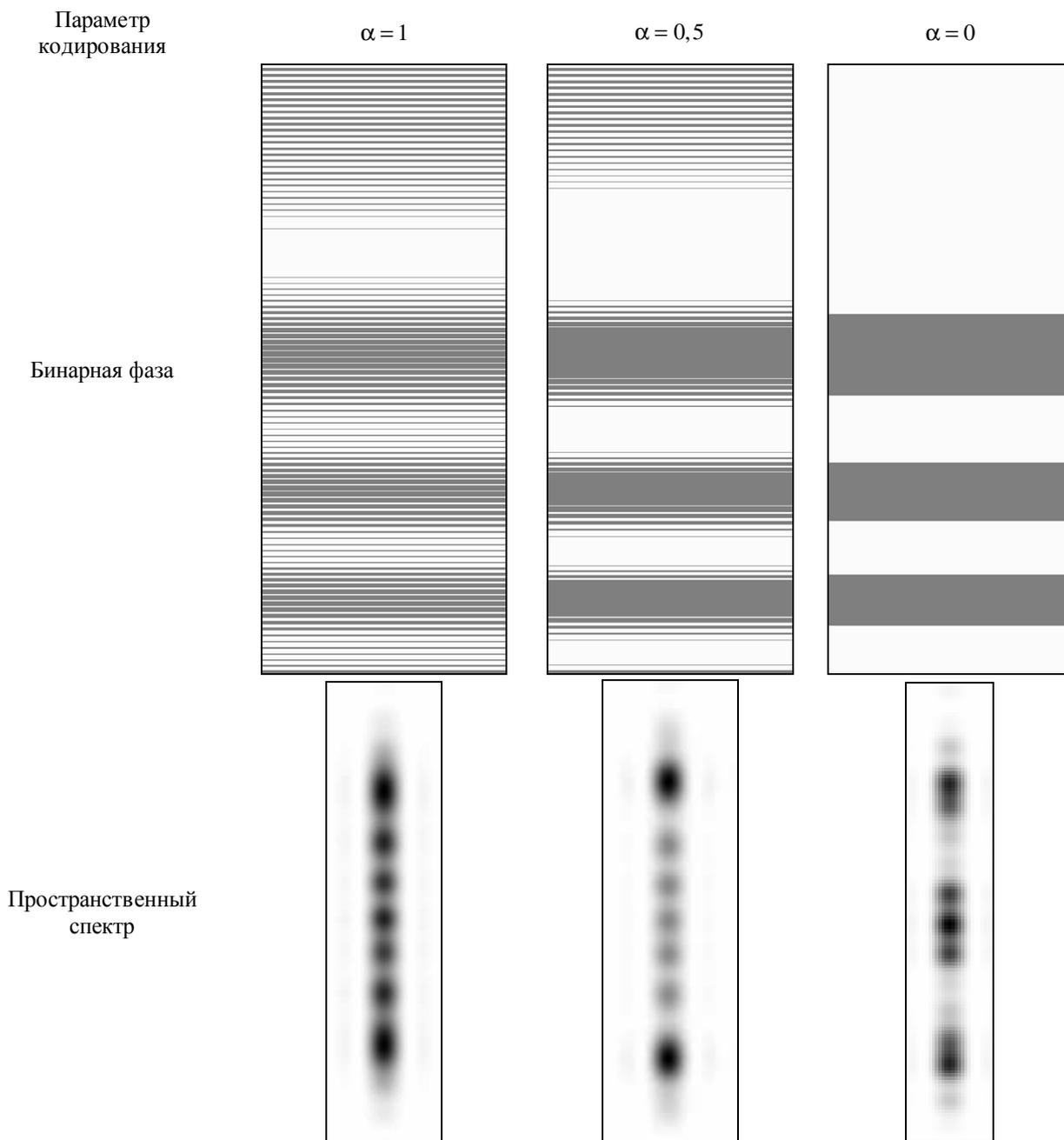


Рис. 6. Фрагменты фотошаблона для реализации функций Эйри

Изготовление самого ДОЭ производилось стандартными методами жидкостной фотолитографии с использованием фоторезиста ФП-351В на стеклянной

подложке толщиной 2,5 мм и показателем преломления 1,51. После процессов нанесения (центрифуга Poloz), сушки и засвечивания (через фотошаблон) фоторезиста подложка подвергалась травлению в растворе плавиковой кислоты с ингибитором из фтористого аммония. Глубина травления составила 0,5 мкм с неравномерностью по площади около 2 %. Погрешность травления по высоте составила около 50 нм. С учетом того, что ДОЭ изготавливался для использования при освещении лазером с длиной волны 532 нм, погрешность отклонения от оптимальной глубины травления 521 нм составляет более 10%. На рис. 7 показан участок изготовленного ДОЭ под микроскопом.

Таблица 1. Кодированные ДОЭ с различными значениями параметра кодирования  $\alpha$ , предназначенные для формирования пучков Эйри (1) при  $n=7$ , и их пространственные спектры



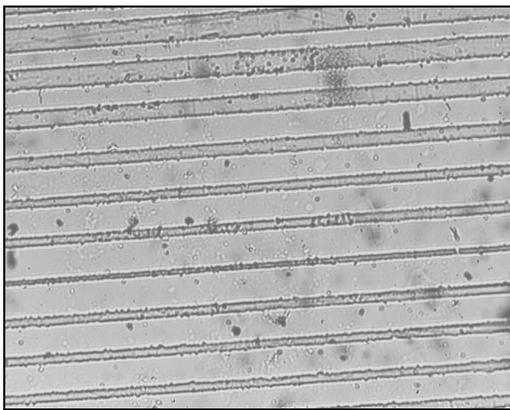


Рис.7. Участок изготовленного ДОЭ под микроскопом

### 3. Экспериментальное формирование модовых пучков Эйри с помощью бинарных ДОЭ

Для проведения экспериментов использовалась оптическая схема, представленная на рис. 8.

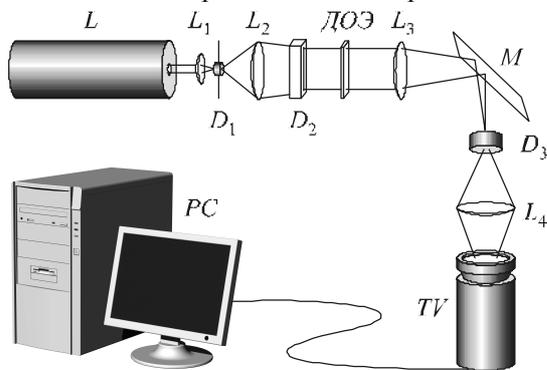


Рис.8. Оптическая схема для формирования пучков Эйри:

$L$  - лазер,  $L_1$  - микрообъектив (20 $\times$ ),  $D_1$  - точечная диафрагма,  $L_2$  - коллимирующая линза,  $D_2$  - щелевая диафрагма,  $DOE$  - дифракционный оптический элемент,  $L_3$  - линза, выполняющая преобразование Фурье,  $M$  - поворотное зеркало,  $D_3$  - диафрагма, отсекающая высокие частоты в фурье-спектре,  $L_4$  - линза, формирующая изображение,  $TV$  - CCD камера,  $PC$  - персональный компьютер

Световой пучок, выходящий из твердотельного лазера  $L$  (длина волны 532 нм), фокусировался микрообъективом (20 $\times$ ) на точечной диафрагме  $D_1$ ; пучок, выходящий из диафрагмы, коллимировался линзой  $L_2$ . Размер пучка после коллимации составлял 30 мм. Затем пучок обрезался щелевой диафрагмой  $D_2$  шириной 1 мм. После этого сформированный пучок попадал на ДОЭ (размер 10 $\times$ 10 мм), фаза которого представлена на рис. 5 (выбирался для освещения соответствующий участок оптического элемента).

Экспериментально зафиксированные распределения интенсивности, формируемые изготовленными бинарными ДОЭ, показаны на рис. 9.

При регистрации интенсивности произошла засветка (перенасыщенность) из-за высокой чувствительности камеры, поэтому о качестве сформированных пучков можно судить только по соответствию нулей экспериментальной функции. На рис. 10 показано наложение аналитической функции на экспериментальные распре-

деления. Видно, что при полном кодировании соответствие нулей значительно лучше, чем при  $\alpha = 0,5$ .

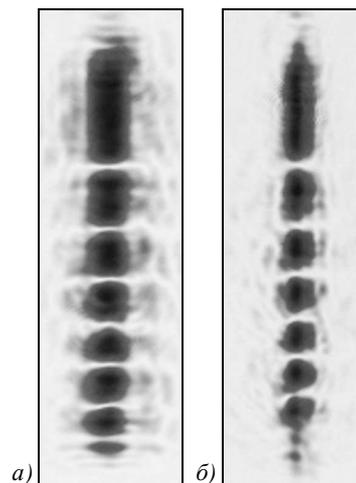


Рис. 9. Экспериментальные распределения интенсивности, сформированные бинарными ДОЭ при уровне частичного кодирования  $\alpha = 1$  (а) и  $\alpha = 0,5$  (б)

Однако результаты распространения каждого из пучков, показанные в таблице 2, очень похожи с той небольшой разницей, что высокочастотная компонента при  $\alpha = 0,5$  сохраняется немного лучше.

Распространение пучков Эйри фиксировалось в расходящемся пучке линзы  $L_3$  с фокусным расстоянием 400 мм.

Из таблицы 2 видно, что пучки примерно сохраняют одномерную структуру при небольшой расходимости – исходный пучок, имеющий продольный размер 1,5 мм за расстояние в 100 мм, увеличился менее чем на 10%. Поперечное уширение пучка связано с дифракцией на одномерной щели, которая была использована при освещении квадратных ДОЭ.

### 4. Оптический захват микрообъектов в пучках Эйри

Для оптического захвата микрообъектов был использован бинарный ДОЭ, формирующий в пространственном спектре два четко выраженных максимума интенсивности (т.е. с усиленными высокочастотными составляющими).

Сравнение распределения интенсивности в фокальной плоскости линзы и вблизи от нее для ДОЭ с различными уровнями кодирования показано в таблице 3. Видно, что полностью кодированный ДОЭ формирует пространственный спектр с распределением, близким к прямоугольному, а частичное кодирование ( $\alpha = 0,5$ ) приводит к усилению высоких частот, как и было предсказано при численном моделировании (см. раздел 1). При этом даже в случае значительной дефокусировки сохраняется четко выраженный боковой пик интенсивности. Таким образом, пучки Эйри с усиленной высокочастотной составляющей позволяют осуществлять уверенный захват микрообъектов в спектральной области. При захвате микрообъекты группируются в двух максимумах.

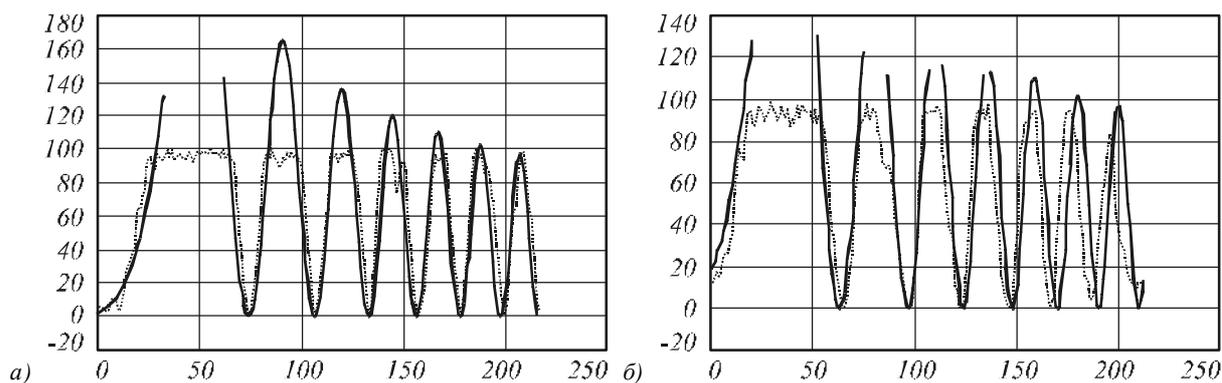


Рис. 10. Соответствие нулей для экспериментального распределения интенсивности при  $\alpha=1$  (а) и  $\alpha=0,5$  (б)

Таблица 2. Экспериментально зафиксированное распространение пучков Эйри, сформированных бинарными ДОЭ с различными значениями уровня кодирования  $\alpha$

	$\alpha = 1$	$\alpha = 0,5$
$z=25$ мм		
$z=50$ мм		
$z=75$ мм		
$z=100$ мм		

Для проведения эксперимента использовалась оптическая схема, представленная на рис. 11.

В данную схему устанавливался ДОЭ, фаза которого представлена рис. 5 для параметра кодирования  $\alpha=0,5$ .

Для захвата были использованы полистироловые шарики диаметром 5 мкм. На рис. 12 представлены различные стадии захвата микрообъектов с интервалом 3 с.

Как видно из рис. 12, наблюдается стабильный захват нескольких полистироловых шариков в двух локализациях и выстраивание их в ряд.

### Заключение

В работе рассмотрено формирование лазерных пучков Эйри с различными характеристиками дифракционной эффективности и точности с помощью бинарных фазовых дифракционных оптических элементов. Кодирование фазы выполнено методом частичного кодирования при различном значении параметра кодирования  $\alpha$ .

Показано, что при  $\alpha=0,5$  происходит формирование пучка Эйри с усилением высокочастотных составляющих.

Таблица 3. Распределения интенсивности, зафиксированное в плоскости фокусировки (фокус линзы равен 400 мм) и на некотором расстоянии от нее, сформированные бинарными ДОЭ с различными значениями уровня кодирования  $\alpha$

	$\alpha=1$	$\alpha=0,5$
фокус		
дефокусировка $\Delta z=50$ мм		

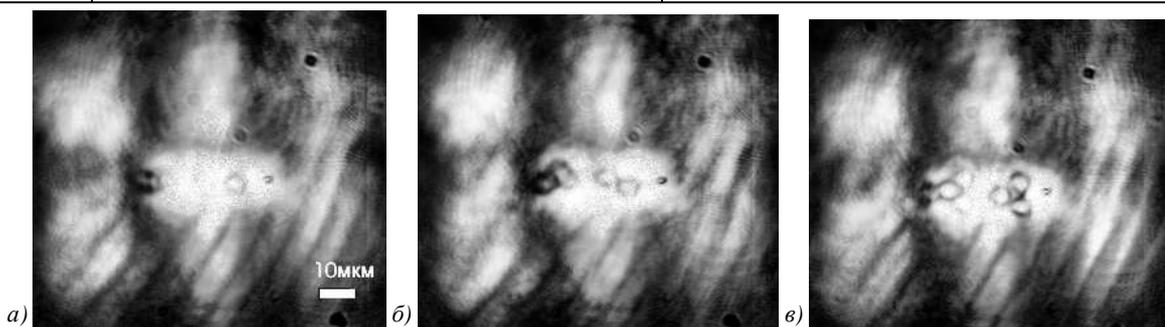


Рис. 12. Захват микрообъектов в пучке Эйри

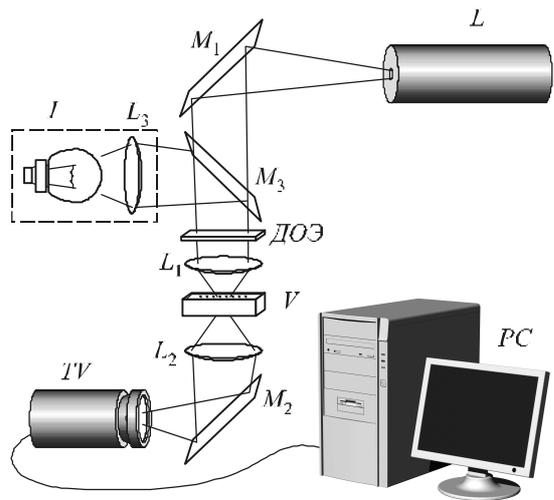


Рис. 11. Оптическая схема для микроманипулирования в пучках Эйри:  $L$ -лазер,  $L_1$  – микрообъектив (20 $\times$ ),  $DOE$  - дифракционный оптический элемент,  $L_2$  - линза, формирующая изображение,  $M_1, M_2$  - поворотные зеркала,  $TV$  – CCD камера,  $PC$  – персональный компьютер

На основе синтезированных фазовых распределений при  $\alpha=1$  (полное кодирование) и  $\alpha=0,5$  методом жидкостной фотолитографии изготовлены дифракционные оптические элементы с различным шагом дискретизации.

Экспериментальное исследование сформированных изготовленными ДОЭ пучков показало качественное согласование с численными результатами: примерное сохранение одномерной структуры пучка при небольшой расходимости – исходный пучок, имеющий продольный размер 1,5 мм за расстояние в 100 мм, увеличился менее чем на 10%.

Существенное выделение высокочастотной составляющей для частично-кодированного ДОЭ происходит в спектральной области. Экспериментально показано формирование двух боковых пиков интенсивности, в отличие от прямоугольного распределения обычной функции Эйри. При этом даже в случае значительной дефокусировки сохраняется четко выраженный боковой пик интенсивности.

Таким образом, пучки Эйри с усиленной высокочастотной составляющей позволяют осуществлять уверенный захват микрообъектов в фокальной плоскости линзы, что и было продемонстрировано для полистироловых шариков.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE), гранта Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-3086.2008.9) и гранта РФФИ 08-07-99007.

### Список литературы

1. **Durnin, J.** Diffraction-free beams / J. Durnin, J.J. Miceli, and J.H. Eberly // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – V. 58, N 15 – P. 1499-1501.
2. **Vasara, A.** Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms / A. Vasara, J. Turunen, and A.T. Friberg // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1989. – V. 6. – P. 1748-1754.
3. **Bandres, M.A.** Parabolic nondiffracting optical wave fields, / M.A. Bandres, J. C. Gutierrez-Vega, and S. Chavez-Cerda // *Opt. Lett.* – 2004. – V. 29(1). – P. 44–46.
4. **Kotlyar, V.V.** Hypergeometric modes / V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, S.N. Khonina and V.A. Soifer // *Opt. Lett.* – 2007. – V. 32. – P. 742-744.
5. **Котляр, В.В.**, Оптические чистые вихри и гипергеометрические моды / Котляр, В.В., Хонина С.Н., Алмазов А.А., Сойфер В.А. // *Компьютерная оптика* – 2005. – Т. 27. – С. 21-28
6. **Siviloglou, G.A.** Observation of Accelerating Airy Beams / G.A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu and D.N. Christodoulides // *Physical Review Letters.* – 2007. – V. 99. – P. 213901.
7. **Bandres, M.A.** Circular beams / M.A. Bandres and J.C. Gutierrez-Vega // *Opt. Lett.* – 2008. – V. 33. – P.177-179.
8. **Балалаев, С.А.** Сравнение свойств гипергеометрических мод и мод Бесселя, // С.А. Балалаев, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2007. – Т. 31, № 4. – С. 23-28.
9. **Siviloglou, G.A.** Ballistic dynamics of Airy beams / G.A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides // *Opt. Lett.* – 2008. – V. 33(3). – P. 207-209.
10. **Berry, M.V.** Nonspreiding wave packets / M.V. Berry, N.L. Balazs // *Am. J. Phys.* – 1979. – V. 47(3). – P. 264-267.
11. **Abramowitz, M.** Handbook of Mathematical Functions / M. Abramowitz and I.A. Stegun – Courier Dover Publications, 1972. – 1046 p.
12. **Siviloglou, G.A.** Accelerating finite energy Airy beams / G.A. Siviloglou, D.N. Christodoulides // *Opt. Letters.* – 2007. – V. 32(8). – P. 979-981.
13. **Banders, M.A.** Airy-Gauss beams and their transformation by paraxial optical systems, / M.A. Banders, J.C. Gutierrez-Vega // *Opt. Express.* – 2007. – V. 15(25). – P. 16719-16728.
14. **Хонина, С.Н.** Ограниченные 1D пучки Эйри: лазерный веер, / С.Н. Хонина, С.Г. Вологовский // *Компьютерная оптика*. – 2008. – Т. 32, № 2. – С. 168-174.
15. **Marhic, M.E.** Whispering-Gallery CO<sub>2</sub> Laser / M.E. Marhic, L.I. Kwan, M. Epstein // *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979. – QE-15(6). – P. 487-490.
16. **Grossman, J.G.** Radio-frequency-excited carbon dioxide metal waveguide laser / J.G. Grossman, L.W. Casperson, and O.M. Stafsudd // *App. Opt.* – 1983. – V. 22(9). – P. 1298-1305.
17. **Al-Mashaabi, F.S.** Direct current-excited CW CO<sub>2</sub> metal waveguide laser / F.S. Al-Mashaabi and L.W. Casperson // *App. Opt.* – 1989. – V. 28(10). – P. 1899-1903.
18. **Котляр, В.В.** Метод частичного кодирования для расчета фазовых формирователей мод Гаусса-Эрмита / В.В. Котляр, С.Н. Хонина, В.А. Сойфер // *Автометрия*. 1999. – N 6. – С. 74-83.
19. **Khonina, S.N.** Encoded binary diffractive element to form hyper-geometric laser beams / S.N. Khonina, S.A. Balalayev, R.V. Skidanov, V.V. Kotlyar, B. Paivanranta, J. Turunen // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2009. – V. 11. – P. 065702-065708.
20. **Casaubon, J.I.** Variation Principle for a Linear Potential, Turk. / J.I. Casaubon, J.P. Cosentino and A.H. Buep // *J. Phys.* – 2007. – V. 31. – P. 117-121.
21. **Chu, D.C.** Spectrum Shaping with Parity Sequences / D.C. Chu and J. W. Goodman // *App. Opt.* – 1972. – V. 11(8). – P. 1716-1724.
22. **Сойфер, В.А.** Цифровая голография и ее применение // Кубышев, 1978. – 85 с.

### References

1. J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly, Diffraction-free beams, *Phys. Rev. Lett.* V. 58, n. 15, 1499-1501 (1987)
2. A. Vasara, J. Turunen, and A. T. Friberg, Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms, *J. Opt. Soc. Am. A* 6, 1748-1754 (1989)
3. M. A. Bandres, J. C. Gutierrez-Vega, and S. Chavez-Cerda, Parabolic nondiffracting optical wave fields, *Opt. Lett.* 29(1), 44–46 (2004)
4. Kotlyar V.V., Skidanov R.V., Khonina S.N., and Soifer V.A., Hypergeometric modes, *Opt. Lett.* 32, 742-744 (2007)
5. Kotlyar V.V., Khonina S. N., Almazov A.A., Soifer V.A., Optical pure vortices and hypergeometrical modes, *Computer Optics*, 27, 21-28 (2005) – [in Russian].
6. Siviloglou G. A., Broky J., Dogariu A., and Christodoulides D. N. Observation of Accelerating Airy Beams, *Physical Review Letters* 99, 213901 (2007).
7. M. A. Bandres and J. C. Gutierrez-Vega, Circular beams, *Opt. Lett.* 33, 177-179 (2008)
8. Balalayev S.A., Khonina S.N., Comparison of properties of hypergeometrical and Bessel modes, *Computer Optics*, 31(4), 23-28 (2007) – [in Russian].
9. G. A. Siviloglou, J. Broky, A. Dogariu, and D. N. Christodoulides, Ballistic dynamics of Airy beams, *Opt. Lett.* 33 (3), 207-209 (2008).
10. Berry M.V., Balazs N.L., Nonspreiding wave packets, *Am. J. Phys.* 47(3), 264-267 (1979)
11. M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, 1972).
12. Siviloglou G.A., Christodoulides D.N., Accelerating finite energy Airy beams, *Opt. Letters* 32(8), 979-981 (2007)
13. Banders M.A., Gutierrez-Vega J.C., Airy-Gauss beams and their transformation by paraxial optical systems, *Opt. Express* 15(25), 16719-16728 (2007)
14. Khonina S.N., Volotovskiy S.N., Bounded 1D Airy beams: laser fan, *Computer Optics*, 32(2), 168-174 (2008) – [in Russian].
15. Marhic M. E., Kwan L. I., Epstein M., Whispering-Gallery CO<sub>2</sub> Laser, *IEEE J. Quant. Electr.* QE-15(6), 487-490 (1979).
16. Grossman J. G., Casperson L. W., and Stafsudd O. M., Radio-frequency-excited carbon dioxide metal waveguide laser, *App. Opt.* 22(9), 1298-1305 (1983).
17. Al-Mashaabi F. S. and Casperson L. W., Direct current-excited CW CO<sub>2</sub> metal waveguide laser, *App. Opt.* 28(10), 1899-1903 (1989).

18. Kotlyar V. V., Khonina S. N., Soifer V.A., Method of partial coding for calculation of phase formers of Gauss-Hermite modes, *Avtometriya*, 6, 74-83 (1999). – [in Russian].
19. Khonina S. N., Balalayev S. A., Skidanov R. V., Kotlyar V. V., Paivanranta B., Turunen J., Encoded binary diffractive element to form hyper-geometric laser beams, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 11 (2009) 065702 (7pp)
20. Casaubon J. I., Cosentino J. P. and Buep A.H., Variation Principle for a Linear Potential, *Turk. J. Phys.* 31, 117 – 121 (2007).
21. David C. Chu and J. W. Goodman, Spectrum Shaping with Parity Sequences, *App. Opt.* 11(8), 1716-1724 (1972).
22. Soifer V.A. Digital holography and application (Kuibyshev, 1978). – [in Russian].

---

### AIRY LASER BEAMS GENERATION BY BINARY-CODED DIFFRACTIVE OPTICAL ELEMENTS FOR MICROPARTICLES MANIPULATION

*Svetlana Nikolaevna Khonina (leading researcher, professor, email: [khonina@smr.ru](mailto:khonina@smr.ru)),  
Roman Vasilyevich Skidanov (leading researcher, associate professor, email: [romans@smr.ru](mailto:romans@smr.ru)),  
Oleg Yuryevich Moiseev (leading researcher, email: [moiseev@smr.ru](mailto:moiseev@smr.ru))  
Institution of Russian Academy of Sciences, Image Processing Systems Institute RAS,  
Samara State Aerospace University  
Molodogvardeiskaya 151, Samara, 443001, Russia*

#### **Abstract**

The fractional method of coding is used for calculating binary phase diffractive optical elements intended for generation of Airy laser beams with various characteristics of efficiency and accuracy. Designed phase distributions are realized by a method of a liquid photolithography to make diffractive optical elements with various step of sampling. Optical elements have been experimentally investigated and used for optical capture of polystyrene balls in diameter 5 microns.

**Key words:** Airy function, truncated Airy beams, binary coding, phase diffractive optical element, liquid photolithography, optical capture.

---

*В редакцию поступила 23.04.2009г.*