

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОСЛЕ ПРЕПЯТСТВИЙ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ, СОДЕРЖАЩИХ УГЛОВЫЕ ГАРМОНИКИ

Алмазов А.А., Хонина С.Н.
Самарский государственный аэрокосмический университет,
Институт систем обработки изображения РАН

Аннотация

В данной статье рассматриваются возможности восстановления различных лазерных пучков после препятствия, которым может служить захваченная этим пучком микрочастица. Проводится сравнительный анализ свойств восстановления мод лазерного излучения Бесселя, Гаусса-Лагерра и других пучков, содержащих угловые гармоники. Формирование таких пучков наиболее эффективно осуществляется с помощью фазовых дифракционных оптических элементов. Приведены экспериментальные результаты восстановления бесселевых пучков, в том числе ненулевого порядка.

Введение

Манипулирование микрообъектами с помощью лазерных пучков – весьма бурно развивающееся в последнее время направление. Впервые возможность использования лазерного излучения для манипулирования микрочастицами была продемонстрирована в 1970 [1]. При этом использовался гауссовый пучок (фундаментальная мода лазерного излучения). С тех пор, идея бесконтактного управления процессами микро- и нано- масштаба успешно реализуется в различных областях: для торможения, отклонения, охлаждения и локализации атомов [2-5], для захвата и разделение различных типов бактерий, клеток, вирусов [6-7], для изоляции генов в хромосомах, спайки клеток удалением общей стенки при помощи «оптического скальпеля» [8-9], в нанотехнологиях и управлении элементами микромеханики [10-11].

Расширение области применения лазерных «ловушек» потребовало их усложнения с целью получения новых дополнительных возможностей. Таких возможностей можно добиться при использовании лазерных пучков, согласованных с высшими модами Бесселя, Гаусса-Лагерра, угловыми гармониками (световыми воронками) и их специальными суперпозициями. Благодаря замечательным свойствам этих пучков можно производить с микрообъектами различные действия, такие как: управлять движением потока частиц, вращать их, захватывать в пространственные «ловушки», расположенные в определенном порядке. В качестве объектов манипуляции могут быть использованы самые различные частицы – отдельные атомы, молекулы, бактерии и вирусы, мелкодисперсные взвеси и аэрозоли.

В последнее время повышенное внимание привлечено к бесселевым пучкам, обладающим такими свойствами, как инвариантность при распространении в свободном пространстве и отсутствие расходимости на интервале устойчивости, восстановление первоначальной конфигурации по прошествии некоторого расстояния при внесении в пучок объекта-препятствия [12, 13]. Эти свойства позволяют формировать длинную световую «нить», вдоль которой можно захватывать частицы одну за другой с некоторым интервалом без разрушения структуры пучка. Таким образом, бесселевы пучки удобно использовать при необходимости

одновременного манипулирования набором микрочастиц [14-16]. Однако ввиду бесконечной эффективной ширины бесселевого пучка, его невозможно воспроизвести точно. В результате ограниченности размера и энергии, пройдя некоторое расстояние, сформированный пучок теряет свои замечательные свойства и «разваливается», переставая сохранять первоначальную конфигурацию. Кроме того, при изображении линзовыми оптическими системами, что часто необходимо при микроманипулировании, бесселев пучок приобретает расходимость [17].

Пучки, согласованные с модами Гаусса-Лагерра (ГЛ), как правило, не используются для множественного продольного захвата микрообъектов ввиду присутствующей им расходимости. Однако они не искажаются при прохождении через линзовые оптические системы, и сохраняют свою конфигурацию (с точностью до масштаба) на неограниченном расстоянии (как отдельные моды, так и их специальные суперпозиции). Кроме того, они имеют конечный эффективный радиус, а значит, могут быть весьма точно воспроизведены оптическими системами. Таким образом, возможности их восстановления после прохождения препятствий представляют определенный интерес.

Моды Бесселя и ГЛ высших порядков содержат угловые гармоники (УГ), или световые воронки [18], обеспечивающие винтовой характер фазы и наличие орбитального углового момента (ОУМ) [19]. При захвате микрочастицы в такой пучок, она получает вращательное движение. В [20] рассмотрены новые типы лазерных пучков, обладающие ОУМ, – УГ, «внедренные» в плоский или гауссовый пучок. Такие поля после прохождения некоторого расстояния, приобретают довольно устойчивую конфигурацию, напоминающую моды ГЛ, и распространяются по похожему закону. То есть, они могут быть без искажений преобразованы линзовой оптической системой, и, с точностью до масштаба, сохраняют свою конфигурацию при распространении. При этом формирование полей, согласованных с УГ, легко реализуется с помощью фазовых дифракционных оптических элементов (ДООЭ) [21].

В данной статье рассматриваются возможности восстановления различных лазерных пучков после препятствия, которым может служить захваченная этим пучком микрочастица. Проводится сравни-

тельный анализ свойств восстановления мод лазерного излучения Бесселя, ГЛ и других пучков, содержащих УГ. Приведены экспериментальные результаты восстановления бesselевых пучков различных порядков.

Восстановление бesselевых пучков после препятствий

Моды Бесселя:

$$\Psi(x, y, z) = i^n \sqrt{2\pi \sin \theta_0} J_n(k \sin \theta_0 r) \exp[i(n\phi + kz \cos \theta_0)]$$

$$k = 2\pi/\lambda, \quad (1)$$

являются решением уравнения Гельмгольца и обладают бесконечной энергией (как и плоская волна). Выражение (1) (θ_0 – минимальный угол отклонения конических волн) описывает скалярный непараксиальный бesselев пучок, который не претерпевает дифракции при распространении вдоль оси z и сохраняет свой диаметр.

На практике моды Бесселя формируются с помощью оптических элементов, имеющих конечный диаметр, и сохраняют модовый характер на конечном расстоянии, которое пропорционально радиусу элемента и обратно пропорционально масштабному коэффициенту функции Бесселя $\alpha = k \sin \theta_0$ [22]:

$$z_{\max} = \frac{R}{\tan \theta_0} = R \left(\frac{k^2}{\alpha^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

В оптических схемах для манипуляции микрочастицами с помощью Бesselевых пучков [14-16] сферическая линза фокусирует световую энергию в фокальной плоскости путём отображения Бesselевого пучка, созданного аксиконом или голограммой. Известно, что после отображения Бesselевого пучка сферической линзой, он теряет свойство сохранения своего диаметра и начинает расходиться (линза привносит в Бesselев пучок расходящийся волновой фронт). [17]:

$$\Psi(\rho, z) = \frac{a}{z} J_0 \left(\frac{k \sin \theta_0 a \rho}{z} \right) \exp \left[i \frac{k \rho^2}{2z} \left(1 + \frac{a}{z} \right) \right], \quad (3)$$

где $\rho^2 = u^2 + v^2$, a – расстояние до сферической линзы.

Выражение (3) соответствует параксиальному Бesselеву пучку, созданному с помощью узкой круглой диафрагмы радиуса α в непрозрачном экране:

$$\Psi_1(r, \phi, z) = (-i)^{n+1} \frac{\alpha}{z} \exp \left[i \frac{k}{2z} (r^2 + \alpha^2) \right] J_n \left(\frac{k \alpha r}{z} \right) \exp(i n \phi), \quad (4)$$

который, в отличие от непараксиального Бesselевого пучка (1), претерпевает дифракционные изменения (расхождение) при распространении вдоль оси z .

Как было сказано выше, на практике идеальный Бesselев пучок не может быть получен ввиду конечности апертуры любой реальной оптической системы и конечной энергии любого реального источника из-

лучения. Это ограничивает расстояние «устойчивости», модового поведения пучка, которое описывается формулой (2). Тем не менее, Бesselевы пучки активно используются для манипулирования микрообъектами, т.к. обладают замечательным свойством быстро восстанавливаться после искажения некоторым препятствием. При этом «тени», возникающие от препятствий, расходятся по конусу, как показано на рис. 1.

В [12], исходя из геометрических соображений, было получено выражение для протяженности тени вдоль оптической оси:

$$z_s = \frac{r_0}{\tan \theta_0}, \quad (5)$$

где r_0 – радиус препятствия. Выражения (2) и (5) аналогичны. Понятно, что чем больше угол θ_0 , тем быстрее будет восстанавливаться пучок. Однако расстояние «устойчивости» (2) при этом тоже будет сокращаться. Увеличить его можно увеличением размеров бesselевого пучка во входной плоскости.

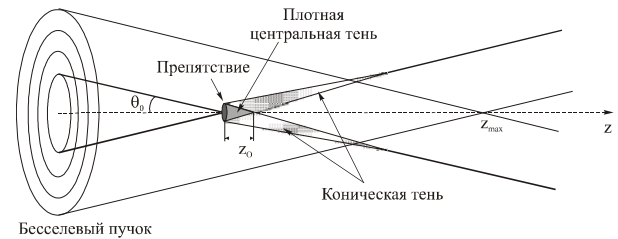


Рис. 1. Схема формирования тени при освещении Бesselевым пучком непрозрачного препятствия

Как правило, исследуются свойства восстановления моды Бесселя нулевого порядка. Ниже приведены экспериментальные результаты, позволяющие сравнить свойства восстановления мод Бесселя различных порядков (см. рис. 2, 3). Бesselевы пучки формировались с помощью фазовых ДОЭ. На некотором расстоянии после ДОЭ, центральная часть пучка закрывалась непрозрачным экраном ($r_0 = 0,4$ мм). Затем, фиксировалось поперечное распределение интенсивности пучка на различных расстояниях от экрана. Для сравнения, на рис. 2, 3 приведены распределение интенсивности пучка, зарегистрированные без введения препятствия.

Как видно из результатов эксперимента, Бesselевы пучки обладают способностью восстанавливать свою первоначальную структуру даже при весьма значительных «повреждениях». Причем, расстояние, необходимое для восстановления Бesselевых пучков различных порядков, примерно одинаковое. Для восстановления центрального кольца Бесселя второго порядка понадобилось несколько большее расстояние, чем для восстановления центрального пика Бесселя нулевого порядка. Но это связано с большими размерами восстанавливаемой зоны. В этом случае коническая «тень» должна разойтись дальше и, соответственно, необходимо большее расстояние. Использование бesselевых пучков высших порядков позволит реализовывать не только одновременный захват микрочастиц сразу в нескольких плоскостях, но и их вращение.

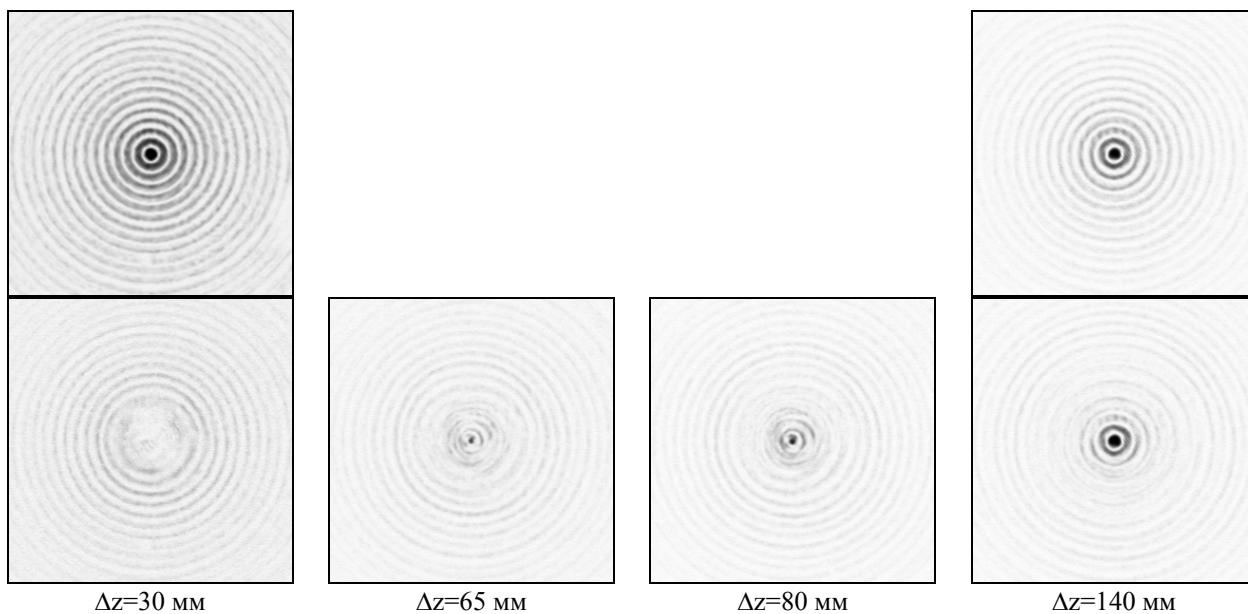


Рис. 2. Восстановление Бесселевого пучка нулевого порядка: распределение интенсивности (негатив) на различных расстояниях (верхняя строка – без внесения препятствия, нижняя строка – после искажения препятствием $r_0=0,4$ мм)

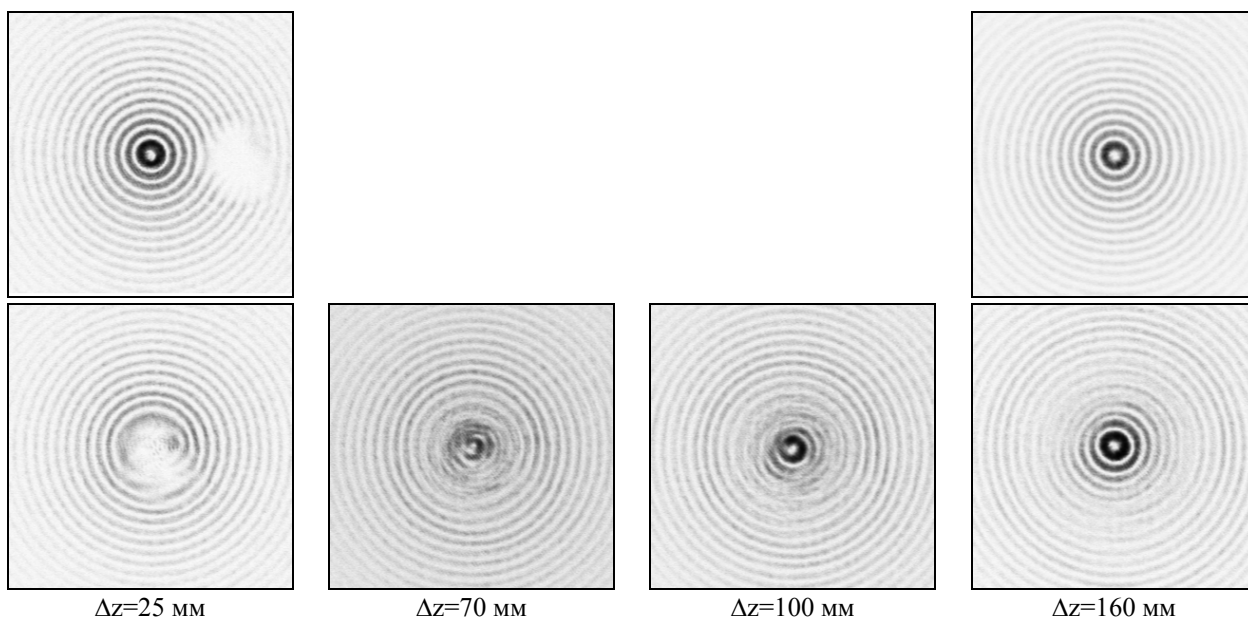


Рис. 3. Восстановление Бесселевого пучка второго порядка: распределение интенсивности (негатив) на различных расстояниях (верхняя строка – без внесения препятствия, нижняя строка – после искажения препятствием $r_0=0,4$ мм)

Восстановление пучков Гаусса-Лагерра после препятствий

Функции Гаусса-Лагерра являются модами среды с параболически изменяющимся показателем преломления и имеют вид:

$$\Psi_{nm}(r, \varphi) = \frac{\sqrt{n!}}{\sigma \sqrt{\pi(n+|m|)}} \left(\frac{r}{\sigma}\right)^{|m|} \exp\left[-\left(\frac{r}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right], \quad (6)$$

$$L_n^{|m|}\left(\left(\frac{r}{\sigma}\right)^2\right) \exp[i m \varphi]$$

где $L_n^{|m|}(x)$ – обобщённый многочлен Лагерра:

$$L_n^m(x) = (m+n)! \sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k}{k!(m+k)!(n-k)!} x^k \quad (7)$$

В свободном пространстве функции ГЛ сохраняют свою структуру с точностью до масштаба и распространяются по следующему закону:

$$U(r, \varphi, z) = \exp\left[-ikz + \frac{ikr^2}{4R(z)} - \left(\frac{r}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2\right] \cdot \left(\frac{r}{\sigma(z)}\right)^{|m|}, \quad (8)$$

$$L_n^{|m|}\left(\left(\frac{r}{\sigma(z)}\right)^2\right) \exp[-i\beta_{nm}(z) + im\varphi]$$

$$\beta_{nm}(z) = (2n + |m| + 1) \cdot \arctg(z / z_0), \quad (9)$$

$$z_0 = \pi \sigma_0^2 / \lambda, \quad \sigma^2(z) = \sigma_0^2 \left(1 + z^2 / z_0^2\right),$$

$$R(z) = z \left(1 + z_0^2 / z^2\right). \quad (10)$$

где z_0 – расстояние Релея, σ_0 – эффективная ширина модовой функции в плоскости перетяжки (т.е. $\sigma_0 = \sigma(z)|_{z=0}$), λ – длина волны лазерного излучения.

С помощью отдельных мод ГЛ и их линейных суперпозиций можно формировать различные конфигурации световых пучков (см. рис. 4). Индекс n является радиальным и определяет количество колец в структуре моды, индекс m – азимутальный и соответствует номеру угловой гармоники (порядку винтовой фазы).

При наличии препятствий на пути распространения моды ГЛ ведут себя по-разному. Моды с низким радиальным индексом восстанавливаются гораздо медленнее и хуже, чем моды с высоким радиальным индексом (см. рис. 5, 6). Моделирование непараксимального распространения искаженных препятствием лазерных пучков проводилось на основе разложения входного поля по сферическим волнам:

$$F(u, v, z) = -\frac{z}{2\pi} \int \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \frac{\exp(ikR)}{R^2} \left(ik - \frac{1}{R} \right) dx dy,$$

$$R = \sqrt{(x-u)^2 + (y-v)^2 + z^2}. \quad (11)$$

При моделировании использовались следующие параметры: размер изображения 5×5 мм, характерный радиус $\sigma_0=0,39$ мм, размер препятствия 0,195 мм и 0,528 мм.

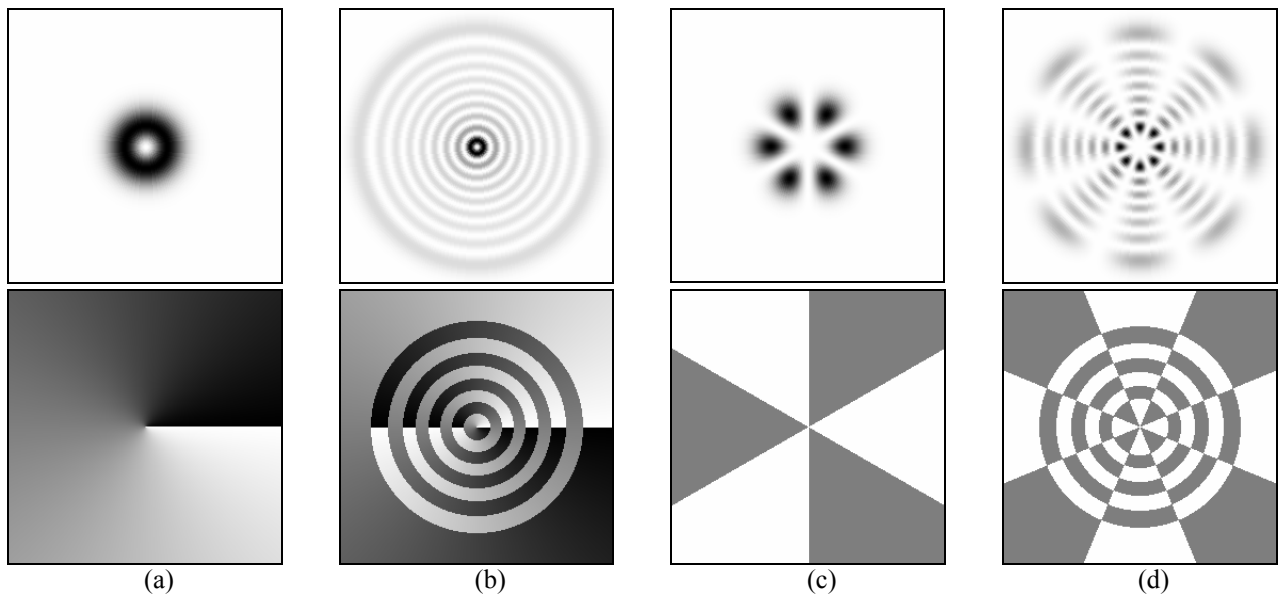


Рис. 4. Интенсивность (верхняя строка) и фаза (нижняя строка) отдельных мод ГЛ и их суперпозиций (n, m) : (а) mode $(0, 1)$, (б) mode $(8, -1)$, (в) суперпозиция мод $(0, 3) + (0, -3)$, (г) суперпозиция мод $(6, 4) + (6, -4)$

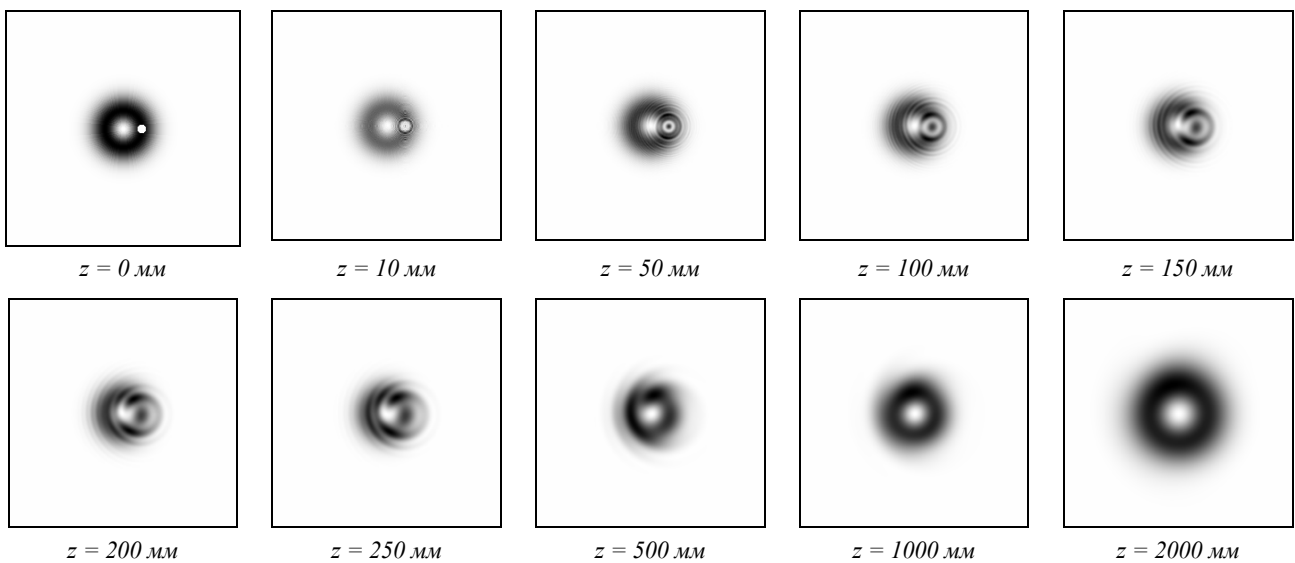


Рис. 5. Восстановление моды ГЛ $(n, m) = (0, 1)$ после прохождения непрозрачного препятствия размером 0,195 мм

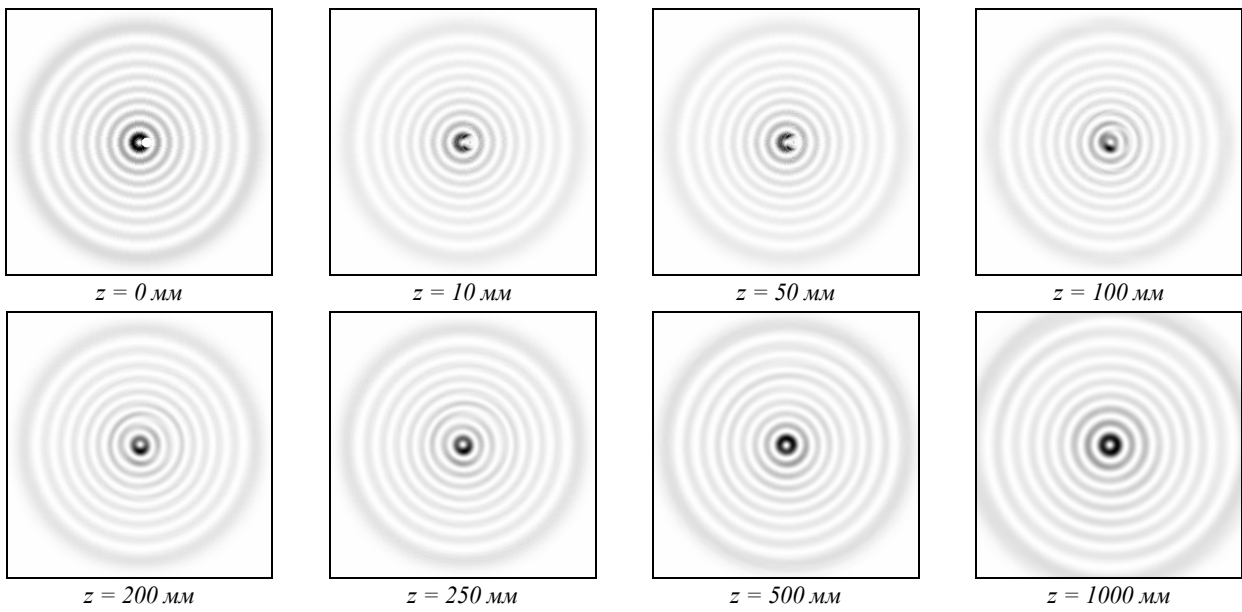


Рис. 6. Восстановление моды ГЛ $(n,m)=(8,-1)$ после прохождения непрозрачного препятствия размером $0,195 \text{ мм}$

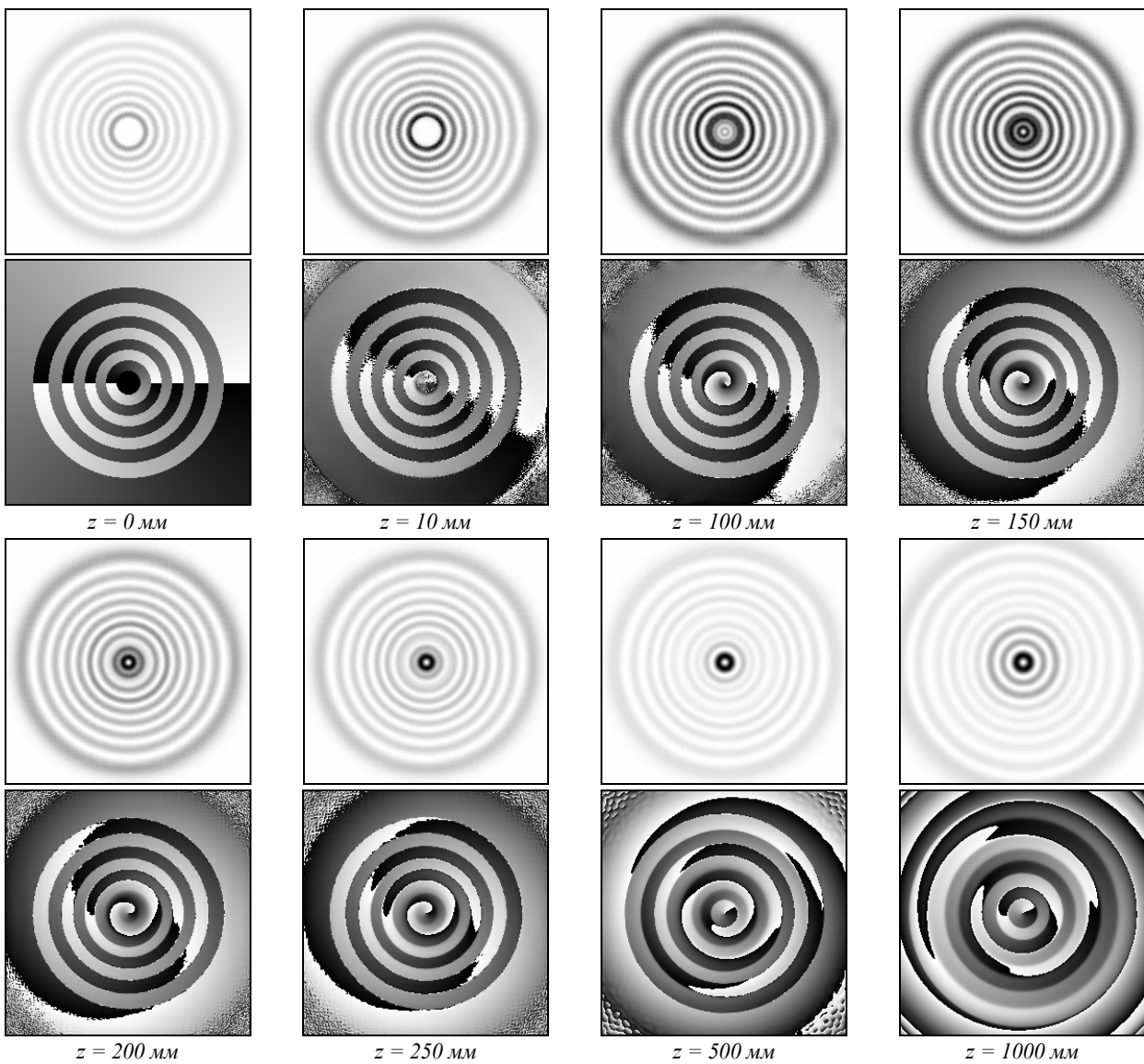


Рис. 7. Восстановление моды ГЛ $(n,m)=(8,-1)$ после прохождения непрозрачного препятствия размером $0,528 \text{ мм}$: поперечное распределение интенсивности (1, 3 строки) и фазы (2, 4 строки) на различных расстояниях

Более быстрое восстановление мод, имеющих в структуре большое количество колец, может быть связано с соотношением общей энергии пучка и той части, что закрывается препятствием. Однако даже наличие весьма крупных препятствий, которые могут закрывать целиком центральное кольцо моды, не исключает возможности их восстановления (см рис. 7). Важно, что восстанавливается полная структура пучка – не только интенсивность, но и фаза: винтовой характер фазы в центральной части наблюдается уже на расстоянии 10 мм после прохождения препятствия размером 0,528 мм. Также, на рис. 7 можно видеть (начиная с расстояния 250 мм) кольцевую расходящуюся «тень» от препятствия. Интересно отметить визуальное сходство мод Бесселя и мод Гаусса-Лагерра с высоким радиальным индексом.

Суперпозиции мод ГЛ также имеют свойство восстанавливаться после прохождения препятствий (см. рис. 8). Разумеется, для этого необходимо использовать суперпозиции специально подобранных мод ГЛ [23], сохраняющих свою конфигурацию при распространении в свободном пространстве с точностью до масштаба и поворота. На рис. 8 видно (особенно по распределению фазы), что искажение пучка после прохождения препятствия выглядит как наложение дифрагирующей на этом препятствии волны. Чем меньше размер препятствия, тем быстрее будет расходиться дифрагирующая волна и быстрее восстановится первоначальная структура пучка. При этом расходимость самого пучка должна быть как можно меньше.

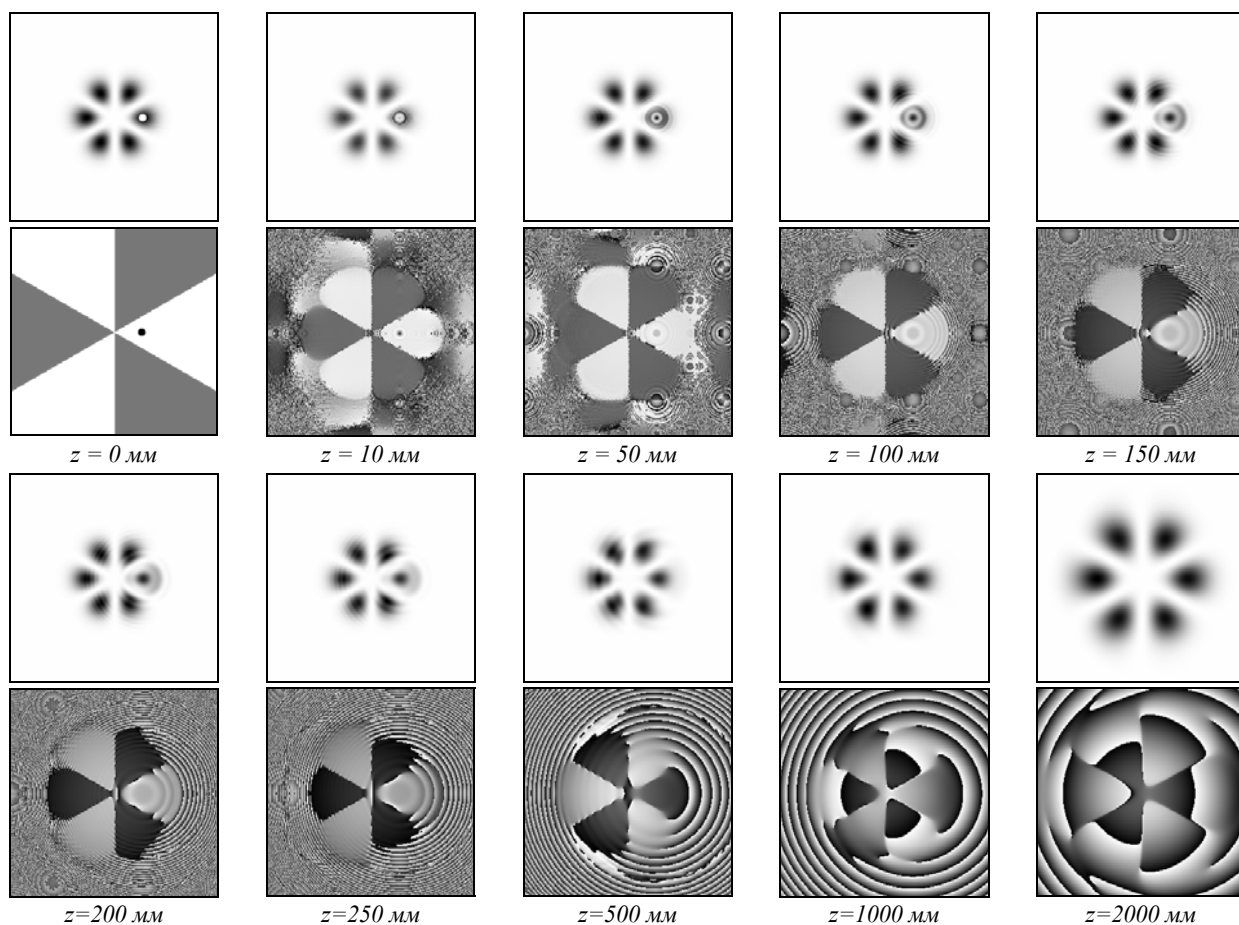


Рис. 8. Восстановление суперпозиции мод ГЛ (n,m) : $(0,3) + (0,-3)$ после прохождения непрозрачного препятствия размером 0,195 мм: поперечное распределение интенсивности (1, 3 строки) и фазы (2, 4 строки) на различных расстояниях

Таким образом, на основе численного моделирования восстановления лазерных пучков, искаженных при прохождении препятствий, можно сделать вывод о перспективности использования пучков ГЛ для манипулирования микрочастицами в нескольких плоскостях. При этом моды ГЛ, имеющие более высокий радиальный индекс (т.е. имеющие большее количество колец), ближе по структуре к бесселевым пучкам и восстанавливаются быстрее.

Аналогичную дифракционную картину можно наблюдать и при прохождении световыми полями

прозрачных препятствий. Для примера были выбраны стеклянные шарики с показателем преломления $n_0=1.5$. Моделирование такого препятствия может осуществляться путём домножения комплексной амплитуды светового поля на фазовую функцию $\Phi(r, n_0)$, соответствующую прозрачному шарикку с заданными показателем преломления n_0 и радиусом r_0 .

$$\Phi(r, n_0) = \begin{cases} \exp\left(in_0\sqrt{r_0^2 - r^2}\right), & r \leq r_0, \\ 1, & r > r_0. \end{cases} \quad (12)$$

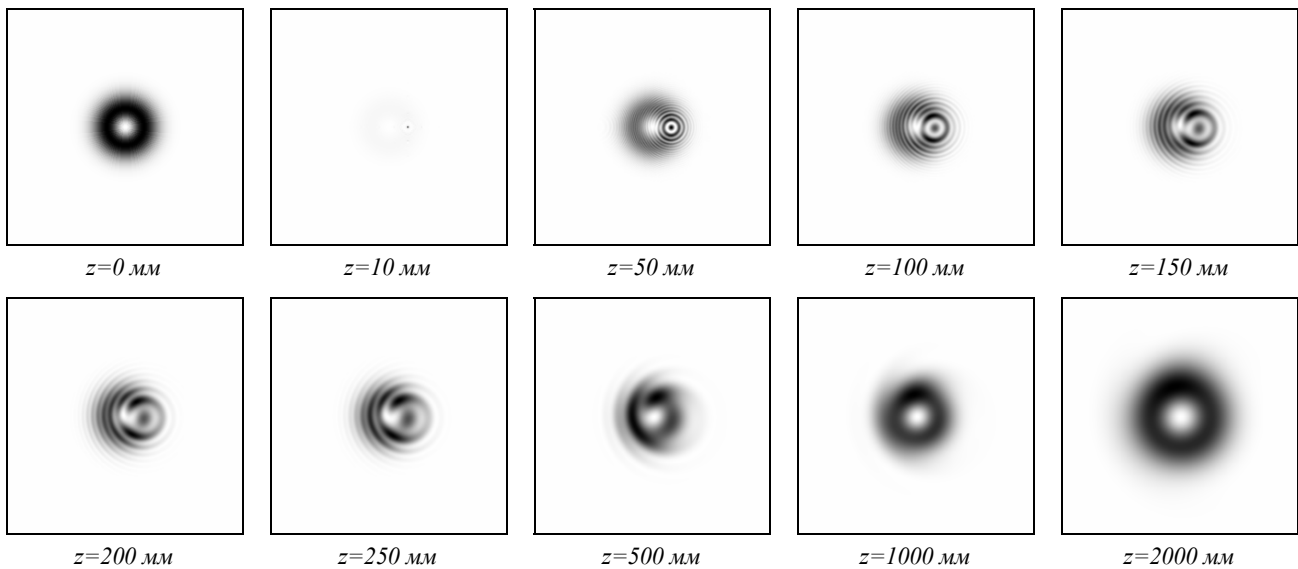


Рис. 9. Восстановление моды ГЛ $(n, m) = (0, 1)$ после прохождения прозрачного препятствия в виде стеклянного (показатель преломления $n_0 = 1,5$) шарика диаметром $0,195$ мм

Таблица 1. Значения СКО-отклонения и интеграла перекрытия для моды ГЛ $(0, 1)$ и непрозрачного препятствия

Расстояние, мм	0	10	50	100	150	200	250	500	1000	2000	4000	Фурье
СКО	0,169	0,172	0,173	0,184	0,181	0,172	0,164	0,123	0,075	0,056	0,048	0,045
Инт. пер.	0,981	0,918	0,924	0,904	0,898	0,894	0,893	0,896	0,921	0,972	0,998	0,817

Таблица 2 Значения СКО-отклонения и интеграла перекрытия для моды ГЛ $(0, 1)$ и прозрачного препятствия

Расстояние, мм	0	10	50	100	150	200	250	500	1000	2000	4000	Фурье
СКО	0	0,724	0,238	0,281	0,272	0,256	0,242	0,177	0,107	0,075	0,067	0,063
Инт. пер.	0,950	0,439	0,851	0,841	0,843	0,841	0,843	0,867	0,911	0,967	0,997	0,810

Как видно из рис. 5 и 9, а также данных, приведенных на графиках 10, 11 и в таблицах 1,2, прозрачные препятствия вносят большие искажения в изображение, чем непрозрачные. Это объясняется тем, что в данном случае происходит не просто «вырезание» части информации (энергии) из светового поля, но её фазовое искажение. При этом прозрачный шарик работает наподобие сферической линзы, создавая в соответствующем месте резкий точечный всплеск интенсивности после его прохождения (см. рис 9).

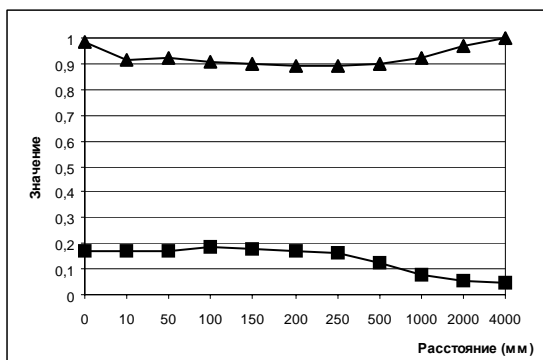


Рис. 10. Графики значений интеграла перекрытия (\blacktriangle) и СКО-отклонения (\blacksquare) для моды ГЛ $(0, 1)$, искажённой непрозрачным препятствием диаметром $0,195$ мм

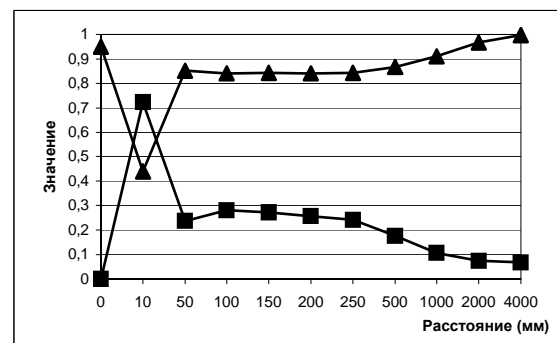


Рис. 11. Графики значений интеграла перекрытия (\blacktriangle) и СКО-отклонения (\blacksquare) для моды ГЛ $(0, 1)$, искажённой прозрачным ($n_0 = 1,5$) шариком диаметром $0,195$ мм

Из приведенных выше результатов исследований видно, что картина и динамика искажений, вносимых прозрачными и непрозрачными препятствиями, имеет некоторые принципиальные различия. Так, для прозрачного препятствия существует отрезок протяженностью 1–4 поперечных размера изображения, на котором искажения достигают весьма значительных величин, чего не наблюдается в случае непрозрачного препятствия. Однако в дальнейшем графики ведут себя схожим образом, погреш-

ности остаются примерно на одном уровне до расстояния $z=250$ мм (50 поперечных размеров), после чего, при дальнейшем удалении от плоскости прохождения препятствий, начинают падать. В районе $z=2000$ мм (400 поперечных размеров) искажения становятся практически равны исходным (при $z=0$), и в дальнейшем продолжают сглаживаться. Некоторый всплеск искажений в Фурье-плоскости следует отнести на счёт неточностей реализации БПФ. В целом, можно видеть схожую динамику для прозрачных и непрозрачных препятствий, отличающуюся лишь резким начальным пиком и несколько более высоким общим уровнем искажений, характерным для первых.

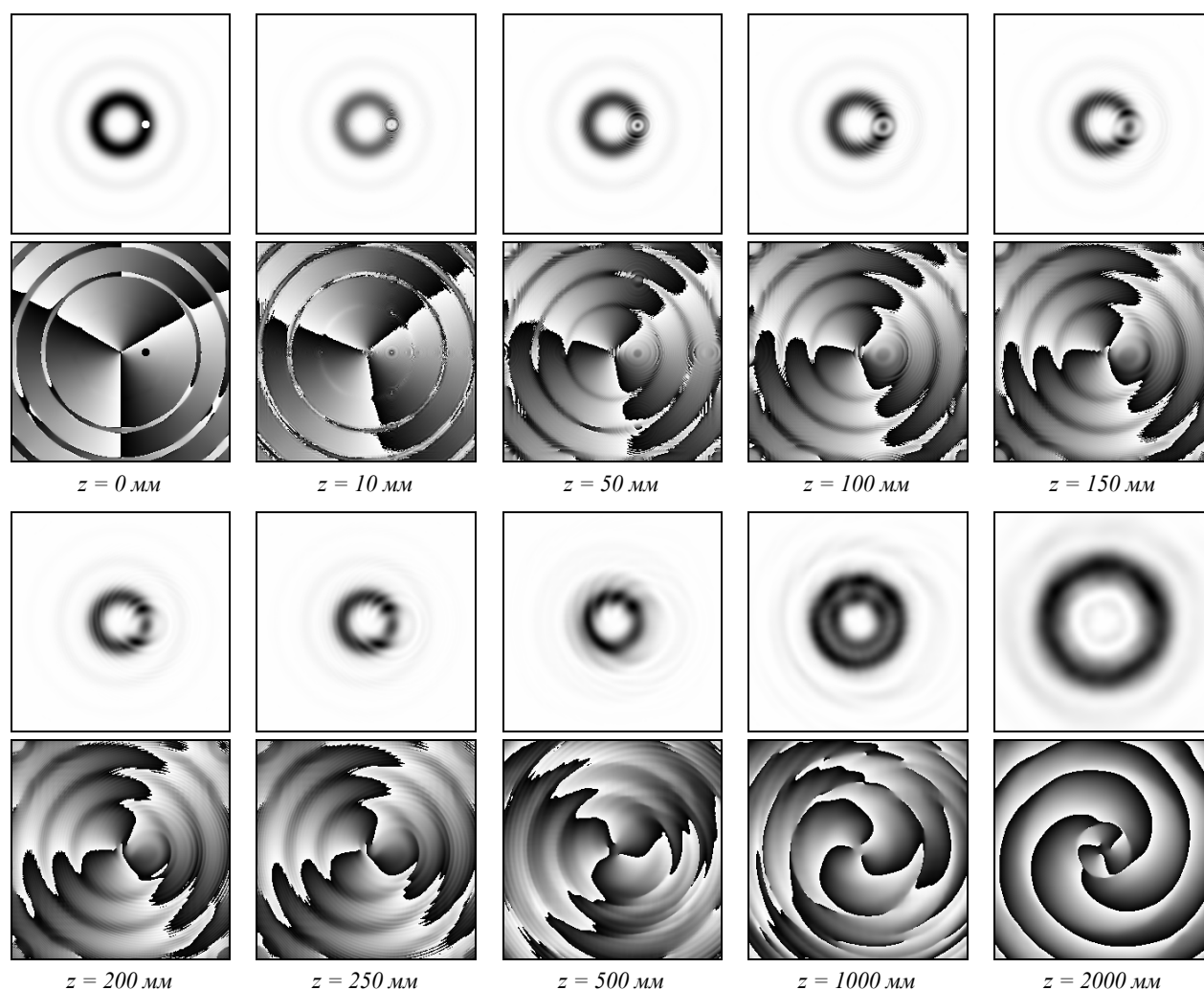
Восстановление после препятствий полей с угловыми гармониками

Угловые гармоники (световые воронки) имеют следующий вид

$$U_m(r, \varphi) = e^{im\varphi}. \quad (13)$$

Многие лазерные поля, в том числе, высшие моды Бесселя и ГЛ, удобно анализировать с точки зрения базиса УГ [24, 25]. В [20] рассмотрены различные типы лазерных пучков, содержащие УГ, в том числе амплитудная составляющая которых представляет собой плоский или гауссовый пучок. Такие поля после распространения на некоторое расстояние, приобретают довольно устойчивую конфигурацию, напоминающую моды ГЛ (с нулевым радиальным индексом $(0, m)$), и распространяются по похожему закону. Формирование таких полей легко реализуется с помощью фазовых ДОЭ [26].

На рис. 12 приведены результаты моделирования восстановления поля вида (13) с $m=3$, ограниченного круглой апертурой радиуса 1,134 мм и прошедшего через сферическую линзу. Видно, что в отличие от мод ГЛ с нулевым радиальным индексом, такие пучки имеют слабые периферийные кольца. Однако характер поведения после искажения препятствием, очень близок (сравните рис. 12 и 5).



Рису. 12. Восстановление Фурье-образа УГ ($m=3$, ограничение во входной плоскости круглой апертурой радиуса 1,134 мм) после прохождения непрозрачного препятствия размером 0,195 мм: поперечное распределение интенсивности (1, 3 строки) и фазы (2, 4 строки) на различных расстояниях

На рис. 13 можно видеть отличие УГ, «внедренных» в плоский и гауссовый пучок. В обоих случаях наблюдаются периферийные «хвосты». Однако УГ с гауссовой амплитудой восстанавливаются после препятствия быстрее, чем УГ с плоской амплитудой.

Периферийные «хвосты» в Фурье-образах полей, содержащих УГ, можно убрать, установив в спектральной плоскости ограничивающую апертуру [27]. Тогда можно получить световые пучки, визу-

ально весьма схожие с соответствующими модами ГЛ вида $(0, m)$. Моделирование восстановления таких пучков после препятствия показывает, что поведение их в этом случае практически не отличается (сравните рис. 13 и 8). Следовательно, фазовые ДОЭ, согласованные с УГ в сочетании с апертурно-линзовой оптической системой могут быть использованы для формирования лазерных пучков, очень близких по виду и свойствам к модам ГЛ с нулевым радиальным индексом.

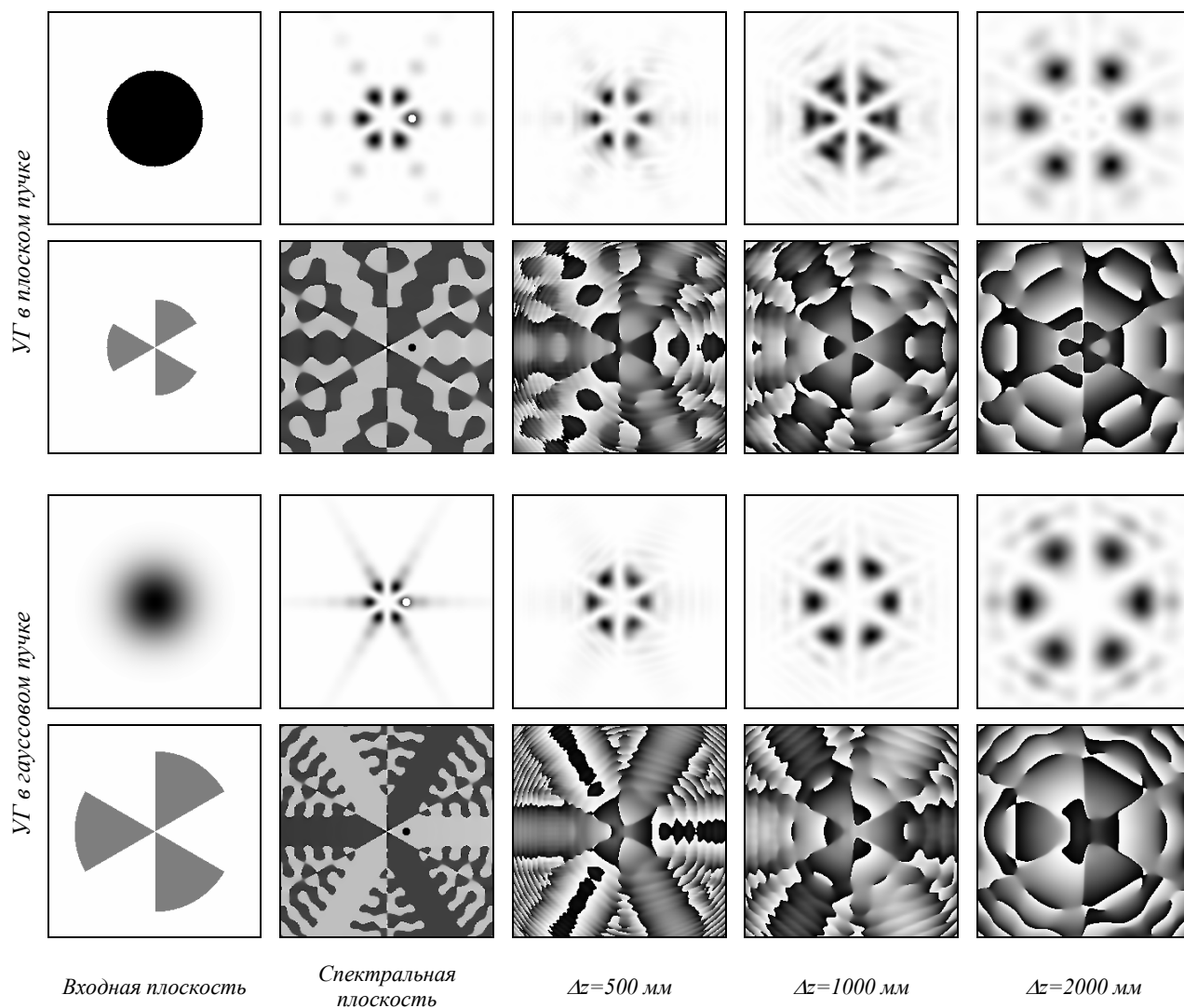


Рис. 13. Восстановление суперпозиции УГ ($m=3, -3$), «внедренной» в плоский (две верхние строки) и в гауссовый (две нижние строки) пучок, во входной и спектральной плоскостях, а также после прохождения непрозрачного препятствия на различных расстояниях (поперечное распределение интенсивности – 1, 3 строки, фазы – 2, 4 строки)

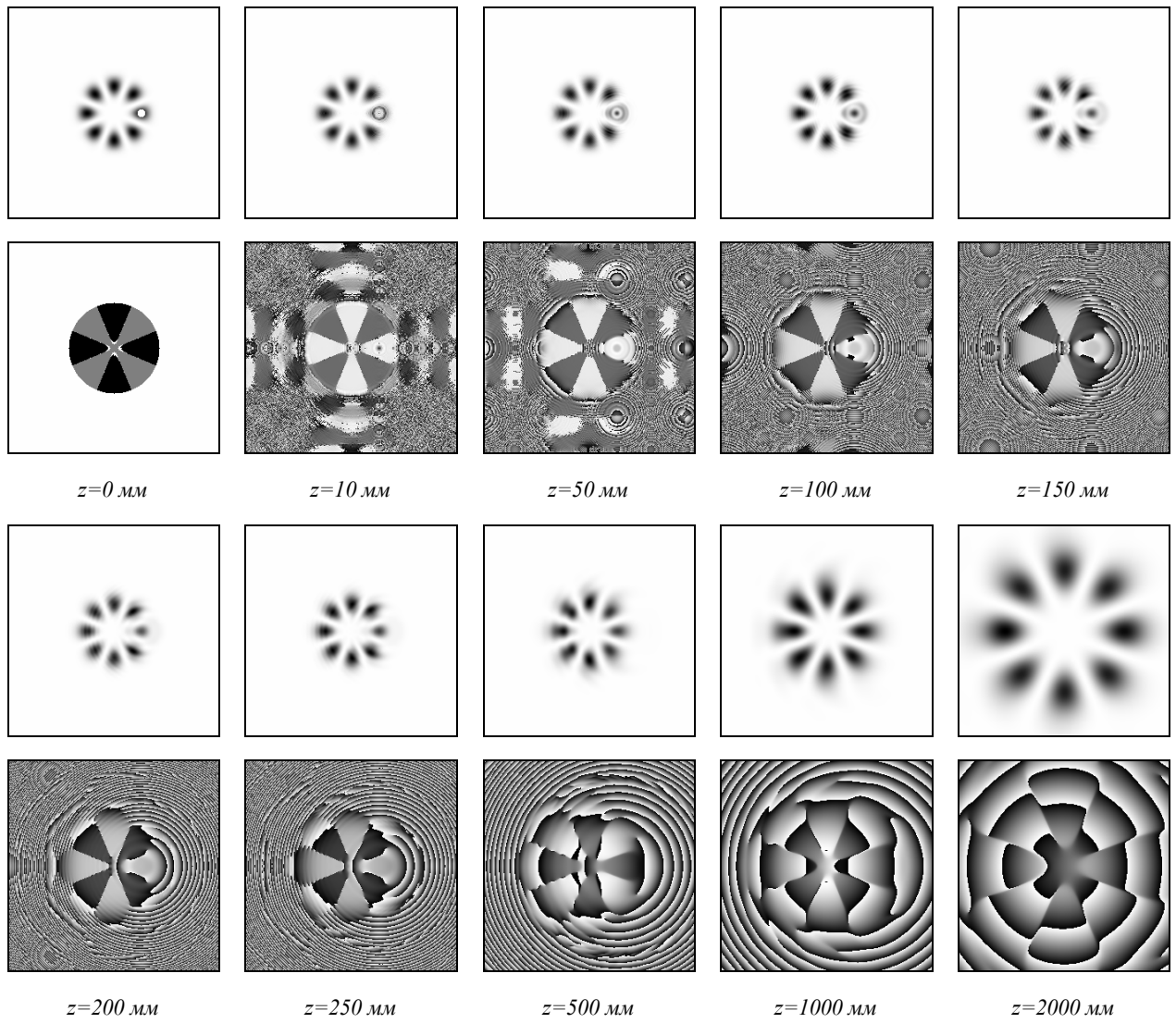
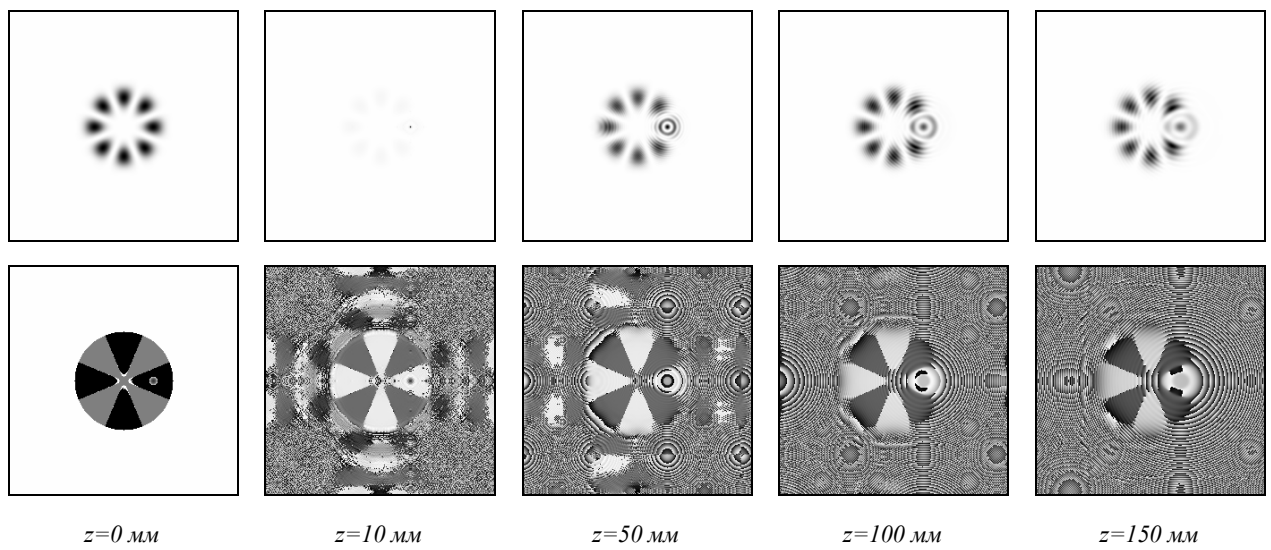


Рис. 14. Восстановление Фурье-образа суперпозиции УГ ($m=4, -4$; ограничение в спектральной плоскости круглой апертурой радиуса 1,27 мм) после прохождения непрозрачного препятствия размером 0,195 мм: поперечное распределение интенсивности (1, 3 строки) и фазы (2, 4 строки) на различных расстояниях



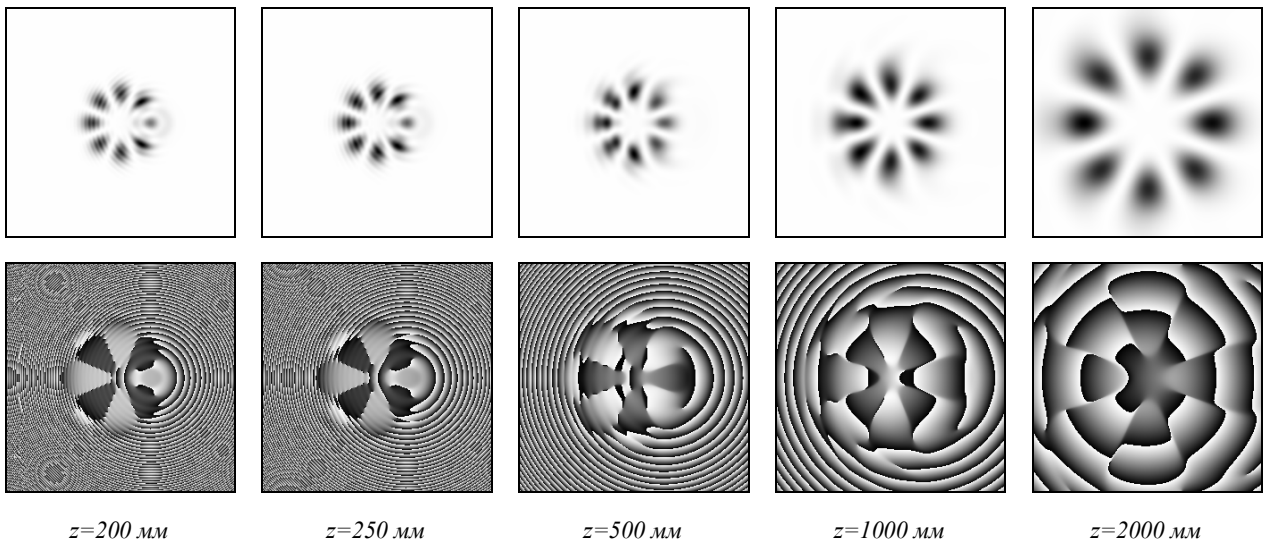


Рис. 15. Восстановление Фурье-образа суперпозиции УГ ($m=4, -4$; ограничение в спектральной плоскости круглой апертурой радиуса 1,27 мм) после прохождения прозрачного шарика диаметром 0,195 мм: поперечное распределение интенсивности (1, 3 строки) и фазы (2, 4 строки) на различных расстояниях

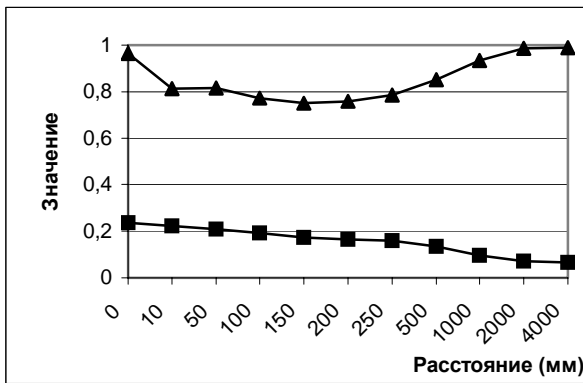


Рис. 16. Графики значений интеграла перекрытия (▲) и СКО-отклонения (■) для суперпозиции УГ $(-4)+(4)$, искажённой непрозрачным препятствием диаметром 0,195 мм

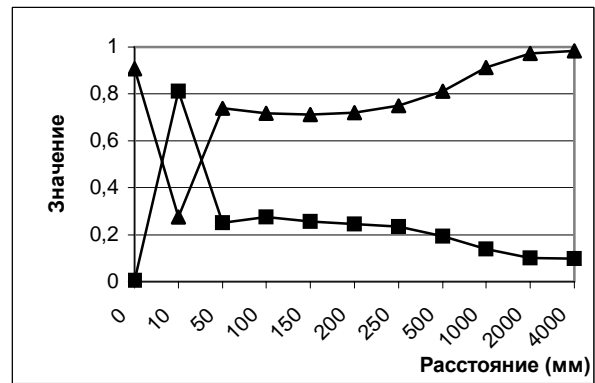


Рис. 17. Графики значений интеграла перекрытия (▲) и СКО-отклонения (■) для суперпозиции УГ $(-4)+(4)$, искажённой прозрачным шариком диаметром 0,195 мм

Таблица 3. Значения СКО-ошибки и интеграла перекрытия для композиции УГ $(-4)+(4)$ и непрозрачного препятствия

Расстояние	0	10	50	100	150	200	250	500	1000	2000	4000	Фурье
СКО	0,236	0,223	0,209	0,191	0,172	0,166	0,159	0,134	0,096	0,071	0,065	0,064
Инт. пер.	0,965	0,814	0,817	0,772	0,750	0,757	0,785	0,851	0,935	0,986	0,990	0,897

Таблица 4. Значения СКО-ошибки и интеграла перекрытия для моды композиции УГ $(-4)+(4)$ и прозрачного препятствия

Расстояние	0	10	50	100	150	200	250	500	1000	2000	4000	Фурье
СКО	0,005	0,813	0,251	0,275	0,255	0,246	0,235	0,193	0,138	0,102	0,097	0,090
Инт. пер.	0,908	0,274	0,738	0,717	0,710	0,720	0,748	0,812	0,912	0,974	0,983	0,884

Численная оценка внесенных искажений (данные, приведенные на графиках 16, 17 и в табл. 3, 4) подтверждает выводы о схожести поведения композиций УГ и мод ГЛ соответствующих порядков, сделанные на основе визуального анализа. Мы имеем схожую динамику восстановления после прохождения как прозрачных, так и непрозрачных препятствий.

Заключение

Проведённые вычислительные и натурные эксперименты показали, что лазерные пучки, содержащие угловые гармоники, обладают различными свойствами восстановления после препятствия, которым может служить захваченная для манипулирования микрочастица. Наиболее быстро восстанавли-

ваются пучки, согласованные с модами Бесселя. При этом «скорость» восстановления зависит от масштаба моды Бесселя, связанного с минимальным углом отклонения конических волн. Экспериментальные результаты показали, что бесселевы пучки различных порядков, но одинакового масштаба восстанавливаются примерно одинаково.

На основе численного моделирования восстановления лазерных пучков, искаженных при прохождении препятствий, можно сделать вывод о перспективности использования пучков Гаусса-Лагерра для манипулирования микрочастицами в нескольких плоскостях. При этом моды Гаусса-Лагерра, имеющие более высокий радиальный индекс (т.е. имеющие большее количество колец), ближе по структуре к бесселевым пучкам и восстанавливаются быстрее. Однако моды ГЛ с нулевым радиальным индексом проще реализовывать. Например, с помощью фазовых ДОЭ, согласованных с угловыми гармониками в сочетании с апертурно-линзовой оптической системой.

Благодарности

Авторы выражают благодарность группе проф. Я. Турунена, Университет Йоеенсуу (Финляндия), за изготовление образцов ДОЭ, формирующих Бесселевы пучки.

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE), грантов Президента Российской Федерации МД-209.2003.01 и НШ-1007.2003, а также гранта РФФИ 05-01-96505.

Литература

- Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure // *Phys. Rev. Lett.* 1970. **24**(4), P. 156-159.
- Chu S., Bjorkholm J.E., Ashkin A., Gordon J.P. and Cable A. Experimental observation of optically trapped atoms // *Phys. Rev. Lett.* 1986. **57**(3), P. 314-317.
- Balykin V.I., Letokhov V.S., Ovchinnikov Yu.B., Sidorov A.I. and Shul'ga S.V. Channeling of atoms in standing spherical light wave // *Optics Letters* 1988. **13**(11). P. 958-960.
- O'Hara K.M., Granade S.R., Gehm M.E., Savard T.A., Bali S., Freed C., Thomas J.E. Ultrastable CO₂ laser trapping of lithium fermions // *Phys. Rev. Lett.* 1999. **82**(21). P. 4204-4207.
- Noh H.-R. and Jhe W. Atom optics with hollow optical systems, *Physics Reports* // 2002. **372**. P. 269-317.
- Visscher K., Brakenhoff G.J. and Krol J.J. *Cytometry* 1993. **14**. P. 105-114.
- Huber R., Burggraf S., Mayer T., Barns S.M., Rosnagel P. and Stetter K.O., *Nature (London)* 1995. **376**. P. 57-58.
- Liang H., Wright W.H., He W. and Berns M.W. *Exp. Cell Res.* 1993. **204**. P. 110-120.
- Svoboda K. and Block S.M., *Ann. Rev. Biophys. Biomol. Struct.* 1994. **23**. P. 247-285.
- Dufresne E.R. and Grier D.G. Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optical elements // *Rev. Sci. Instr.* 1998. **69**(5), P. 1974-1977.
- Friese M.E.J., Rubinsztein-Dunlop H., Gold J., Hagberg P., Hanstorp D. Optically driven micromachine elements // *Appl. Phys. Lett.* 2001. **78**(4). P. 547-549.
- MacDonald R.P., Boothroyd S.A., Okamoto T., Chorostowski J., Syrett B.A. Interboard optical data distribution by Bessel beam shadowing // *Optics Communication*, 1996. **122**. P. 169-177.
- Soroko L.M. What does the term "light beam" mean? // Preprint of JINR, E13-99-226, Dubna, 1999.
- Arlt J., Garces-Chavez V., Sibbett W., Dholakia K. Optical micromanipulation using Bessel light beams // *Opt. Comm.*, 2001. **197**. P. 239-245.
- Garces-Chavez V., McGloin D., Melville H., Sibbett W., Dholakia K. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam // *Nature*, 2002. **419**. P. 145-147.
- MacDonald M.P., Paterson L., Volke-Sepulveda K., Arlt J., Sibbett W., Dholakia K. Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures // *Science*, 2002. **296**. P. 1101-1103.
- Khonina S.N., Kotlyar V.V., Skidanov R.V., Soifer V.A., Jefimovs K., Simonen J. and Turunen J. Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements // Submitted to *J. Mod. Opt.*
- Nye J.F., Berry M.V. Dislocations in wave trains // *Proc. R. Soc. London Ser.* 1974. **A336**, P. 165-190.
- Soskin M.S., Vasnetsov M.S. Singular optics // *Progress in Optics* 42, E. Wolf ed., 2001.
- Kotlyar V.V., Almazov A.A., Khonina S.N., Soifer V.A., Elfstrom H., Turunen J. Diffraction of plane and Gaussian beams by phase singularity // Submitted to *JOSA A*.
- Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements*, ed. Victor A. Soifer – John Wiley & Sons, Inc., New York, 2002/ 765 p.
- Durnin J., Miceli J.J., Jr., Diffraction-free beams // *Phys. Rev. Lett.*, 1987. **58**(15). P. 1499-1501.
- Хонина С.Н. Формирование и передача на расстояние изображений с помощью мод Гаусса-Лагерра // *Компьютерная оптика*, 1998. № 18. С. 71-82.
- Kotlyar V.V., Khonina S.N., Soifer V.A. Light field decomposition in angular harmonics by means of diffractive optics // *J. Mod. Opt.*, 1998. **45** (7). P. 1495-1506.
- Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Jefimovs K., Turunen J., Generation and selection of laser beams represented by a superposition of two angular harmonics // *J. Mod. Opt.*, 2004. **51**(5). P. 761-773
- Khonina S.N., Kotlyar V.V., Shinkaryev M.V., Soifer V.A., Uspleniev G.V. The phase rotor filter // *J. Mod. Opt.* 1992. **39**(5). P. 1147-1154.
- Котляр В.В., Хонина С.Н., Ванг Я. Операторное описание параксиальных световых полей // *Компьютерная оптика*, 2001. № 21. С. 45-52.

Regeneration of angular harmonics-containing laser beams after an obstacle

A.A. Almazov¹, S.N. Khonina^{1,2}

¹Samara State Aerospace University (SSAU)

²Image Processing Systems Institute of RAS

Abstract:

The paper considers the possibilities of regeneration of various laser beams after an obstacle, which can be a microparticle captured by this beam. A comparative analysis of the regeneration properties of modes of Bessel, Gauss-Laguerre and other laser beams containing angular harmonics is performed. Such beams are generated most effectively by using phase diffraction optical elements. The experimental results of the regeneration of Bessel beams, including nonzero order ones, are presented.

Keywords: harmonics-containing, laser beam, microparticle, mode Bessel, Gauss-Laguerre, diffraction optical element

Acknowledgments: This work was supported by the Russian-American program Basic Research and Higher Education (BRHE), grants of the President of the Russian Federation MD-209.2003.01 and NSh-1007.2003, and a grant from the Russian Foundation for Basic Research 05-01-96505.

Citation: Almazov AA, Khonina SN. Regeneration of angular harmonics-containing laser beams after an obstacle. *Computer Optics* 2005; 27: 72-83.

References:

- [1] Ashkin A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys Rev Lett* 1970; 24(4): 156-159. DOI: 10.1103/PhysRevLett.24.156.
- [2] Chu S, Bjorkholm JE, Ashkin A, Gordon JP. Cable experimental observation of optically trapped atoms. *Phys Rev Lett* 1986; 57(3): 314-317. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.314.
- [3] Balykin VI, Letokhov VS, Ovchinnikov YuB, Sidorov AI, Shul'ga SV. Channeling of atoms in standing spherical light wave. *Opt Lett* 1988; 13(11): 958-960. DOI: 10.1364/OL.13.000958.
- [4] O'Hara KM, Granade SR, Gehm ME, Savard TA, Bali S, Freed C, Thomas JE. Ultrastable CO2 laser trapping of lithium fermions. *Phys Rev Lett* 1999; 82(21): 4204-4207. DOI: 10.1103/PhysRevLett.82.4204.
- [5] Noh H-R, Jhe W. Atom optics with hollow optical systems. *Phys Rep* 2002; 372(3): 269-317. DOI: 10.1016/S0370-1573(02)00198-9.
- [6] Visscher K., Brakenhoff GJ, Krol JJ. Micromanipulation by "multiple" optical traps created by a single fast scanning trap integrated with the bilateral confocal scanning laser microscope. *Cytometry* 1993; 14(2): 105-114. DOI: 10.1002/cyto.990140202..
- [7] Huber R, Burggraf S, Mayer T, Barns SM, Rosnagel P, Stetter KO. Isolation of a hyperthermophilic archaeum predicted by in situ RNA analysis. *Nature* 1995; 376: 57-58. DOI: 10.1038/376057a0.
- [8] Liang H, Wright WH, He W, Berns MW. Micromanipulation of chromosomes in PTK2 cells using laser microsurgery (optical scalpel) in combination with laser-induced optical force (optical tweezers). *Exp Cell Res* 1993; 204(1): 110-120. DOI: 10.1006/excr.1993.1015.
- [9] Svoboda K, Block SM. Biological applications of optical forces. *Annu Rev Biophys Biomol Struct* 1994; 23: 247-285. DOI: 10.1146/annurev.bb.23.060194.001335.
- [10] Dufresne ER, Grier DG. Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optical elements. *Rev Sci Instr* 1998; 69(5): 1974-1977. DOI: 10.1063/1.1148883.
- [11] Friese MEJ, Rubinsztein-Dunlop H, Gold J, Hagberg P, Hanstorp D. Optically driven micromachine elements. *Appl Phys Lett* 2001; 78(4): 547-549. DOI: 10.1063/1.1339995.
- [12] MacDonald RP, Boothroyd SA, Okamoto T, Chorostowski J, Syrett BA. Interboard optical data distribution by Bessel beam shadowing. *Opt Commun* 1996; 122(4-6): 169-177. DOI: 10.1016/0030-4018(95)00432-7.
- [13] Soroko LM. What does the term "light beam" mean? Preprint of JINR, E13-99-226. Dubna; 1999.
- [14] Arlt J, Garcés-Chávez V, Sibbett W, Dholakia K. Optical micromanipulation using Bessel light beams. *Opt Commun* 2001; 197(4-6): 239-245. DOI: 10.1016/S0030-4018(01)01479-1.
- [15] Garcés-Chávez V, McGloin D, Melville H, Sibbett W, Dholakia K. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam. *Nature* 2002; 419: 145-147. DOI: 10.1038/nature01007.
- [16] MacDonald MP, Paterson L, Volke-Sepulveda K, Arlt J, Sibbett W, Dholakia K. Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures. *Science* 2002; 296(5570): 1101-1103. DOI: 10.1126/science.1069571.
- [17] Khonina SN, Kotlyar VV, Skidanov RV, Soifer VA, Jefimovs K, Simonen J, Turunen J. Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements. *J Mod Opt* 2004; 51(14): 2167-2184. DOI: 10.1080/09500340408232521.
- [18] Nye JF, Berry MV. Dislocations in wave trains. *Proc R Soc London Ser A* 1974; 336(1605): 165-190. DOI: 10.2307/78498.
- [19] Soskin MS, Vasnetsov MS. Singular optics. In Book: Wolf E, ed. *Progress in optics* 2001; 42: 219-276. DOI: 10.1016/S0079-6638(01)80018-4.

- [20] Kotlyar VV, Almazov AA, Khonina SN, Soifer VA, Elfstrom H, Turunen J. Diffraction of plane and Gaussian beams by phase singularity. *J Opt Soc Am A* 2005; 22(5): 849-861. DOI: 10.1364/josaa.22.000849.
- [21] Soifer VA. *Methods for computer design of diffractive optical elements*. New York: John Wiley & Sons Inc; 2002. ISBN: 978-0-471-09533-0.
- [22] Durnin J, Miceli JJ Jr, Eberly JH. Diffraction-free beams. *Phys Rev Lett* 1987; 58(15): 1499-1501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.58.1499.
- [23] Khonina SN. Generation and transmission of images over a distance by means of the Gauss-Laguerre modes [In Russian]. *Computer Optics* 1998; 18: 71-82.
- [24] Kotlyar VV, Khonina SN, Soifer VA. Light field decomposition in angular harmonics by means of diffractive optics. *J Mod Opt* 1998; 45(7): 1495-1506. 10.1080/09500349808230644.
- [25] Khonina SN, Kotlyar VV, Soifer VA, Jefimovs K, Turunen J. Generation and selection of laser beams represented by a superposition of two angular harmonics. *J Mod Opt* 2004; 51(5): 761-773. DOI: 10.1080/09500340408235551.
- [26] Khonina SN, Kotlyar VV, Shinkaryev MV, Soifer VA, Uspleniev GV. The phase rotor filter. *J Mod Opt* 1992; 39(5): 1147-1154. DOI: 10.1080/09500349214551151.
- [27] Kotlyar VV, Khonina SN, Wang Ya. Operator description of paraxial light fields. *Computer Optics* 2001; 21: 45-52.