

ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА

ВРАЩЕНИЕ МИКРОЧАСТИЦ В СВЕТОВЫХ ПОЛЯХ

В.А. Сойфер, В.В. Котляр, С.Н. Хонина, Р.В. Скиданов

Институт систем обработки изображений РАН

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева

Аннотация

Рассмотрены эксперименты по манипулированию микросферами в световых пучках Бесселя и пучках с угловыми гармониками, которые были сформированы дифракционными оптическими элементами.

Введение

Для вращения микрочастиц в световых полях используется два основных подхода.

Во-первых, за счет спинового углового момента, который существует у полей с круговой поляризацией (при этом вращаются только двулучепреломляющие частицы, например, частицы из исландского шпата). Во-вторых, за счет орбитального углового момента, возникающего из-за спиральной особенности фазы, например, пучки Гаусса-Лагерра и Бесселя высших порядков (передача орбитального углового момента происходит за счет частичного поглощения света в частице).

Бесселевы пучки (БП) обладают рядом замечательных свойств: распространяются на конечном отрезке оптической оси без дифракции [1]; могут образовывать световую «трубку» или световую полость на оптической оси [2]; могут восстанавливаться через некоторое расстояние после препятствия, расположенного на оптической оси [3-5]; могут обладать орбитальным угловым моментом [6, 7]; могут обладать продольной периодичностью [8], а также вращаться вокруг оптической оси при своем распространении [9, 10].

Формировать БП можно с помощью аксикона [11], амплитудной цифровой голограммы [2] или фазового дифракционного оптического элемента (ДОЭ) [12]. Применение БП для манипуляции микрочастицами началось несколько лет назад. Сначала они были применены для транспортировки холодных атомов [13-15]. В [16-18] БП применялся в качестве нового типа оптических ловушек для микрочастиц, когда возможно одновременно захватить и манипулировать цепочкой микрочастиц. В [17] было осуществлено оптическое манипулирование кварцевыми шариками диаметром 1–5 мкм. В [16] использовалась инверсная оптическая ловушка, когда лазерный БП был направлен вверх против силы гравитации. В этом случае частицы толкаются световым пучком вверх и они выстраиваются в вертикальную цепочку. В [16] с помощью БП удалось составить вертикальную цепочку из 16 кварцевых шариков диаметром 5 мкм. Удалось также передвигать всю цепочку микрочастиц как единое целое и даже наклонять их на 5 градусов. В [18] экспериментально осуществлен одновременный оптический захват микрочастиц в двух кюветах, расположенных на оси БП на расстоянии 3 мм

друг за другом. В первой кювете полый диэлектрический шарик диаметром 5 мкм был захвачен в зоне минимальной интенсивности между центром и первым кольцом БП нулевого порядка. Во второй кювете были захвачены 3 кварцевых шарика диаметром 5 мкм друг за другом на оси пучка.

В [19] продемонстрирована передача орбитального углового момента от БП первого порядка к менее плотной, чем окружающая среда, частице. При этом частица была захвачена в темную кольцевую область и вращалась вокруг оси пучка с периодом 8 секунд.

В [13, 15] теоретически анализировалась возможность использовать БП, сформированный аксиконом, для дипольного захвата холодных атомов. БП первого порядка было предложено использовать в качестве узких атомных волноводов, протяженностью более сантиметра.

В [6] с помощью БП третьего порядка, сформированного неодимовым лазером с длиной волны 1064 нм и мощностью 1 Вт, а также аксиконом и фазовой цифровой голограммой с дифракционной эффективностью первого порядка около 80%. При этом голограмма формировала пучок Гаусса-Лагерра третьего порядка по азимутальному модовому индексу. Четыре кварцевых шарика диаметром 1 мкм были захвачены внутренним световым кольцом диаметром 2,9 мкм и вращались с периодом 16 секунд.

Кроме пучков Бесселя для вращения микрочастиц можно использовать световые пучки с угловыми гармониками, которые могут быть сформированы например с помощью спиральной фазовой пластинки. При этом эффективность передачи момента вращения микрочастицам в таких пучках должна быть существенно выше, нежели в БП, т.к. в отличие от последних, эти пучки концентрируют большую часть энергии в рабочей области. Это дает возможность использовать световые пучки с угловыми гармониками для придания вращательного движения группе микрочастиц одновременно.

В данной работе приводятся результаты эксперимента по захвату и вращению 5-10 микронных биологических объектов (клетки дрожжей) и полистироловых шариков диаметром 5 мкм с помощью БП пятого порядка, сформированного фазовым ДОЭ при освещении его пучком аргонового лазера с длиной волны 514 нм и мощностью 200 мВт. А также

рассматриваются эксперименты по одновременному захвату и вращению группы микрочастиц в многопорядковых пучках с угловыми гармониками, сформированными в пучке аргонового лазера с длиной волны 514 нм и мощностью от 300 мВт до 1000 мВт.

В [6] был рассчитан вектор Пойнтинга и орбитальный угловой момент для векторного БП произвольного порядка. В данной работе получены простые формулы для вектора Пойнтинга двумерного векторного БП с ТЕ-поляризацией и трехмерного параксиального векторного БП с линейной поляризацией. Показано также, что при преобразовании на линзе бездифракционного БП он переходит в расходящийся БП. Это нужно учитывать при манипуляции микрочастицами, так как оптические схемы для захвата частиц БП всегда содержат изображающую сферическую линзу.

1. Скалярные и векторные Бесселевы световые пучки

В этом разделе приведены аналитические соотношения для скалярных и векторных БП. Скалярные БП известны как бездифракционные, так и расходящиеся. Бездифракционный БП может быть непараксиальным и удовлетворять уравнению Гельмгольца, а может быть параксиальным и преобразовываться с помощью параболического преобразования Френеля.

Для векторных двумерных непараксиальных БП с ТЕ-поляризацией и для трехмерных параксиальных БП с линейной поляризацией рассчитаны векторы Пойнтинга. Показано, что для БП ненулевого порядка вектор Пойнтинга имеет азимутальную составляющую, которая пропорциональна орбитальному угловому моменту БП.

1.1. Скалярный непараксиальный БП

Если скалярная комплексная функция удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \Psi(x, y, z) = 0, \quad (1)$$

то она представима с помощью интегрального преобразования в виде [20]:

$$\Psi(x, y, z) = \int_0^\pi \int_{-\pi}^\pi \exp[ik(x \sin \theta \cos \varphi + z \cos \theta)] \Psi_0(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (2)$$

$\Psi_0(\theta, \varphi)$ – амплитуда спектра плоских волн или произвольная функция, заданная на сфере, (θ, φ) – два угла, однозначно определяющие точку на сфере.

Выберем функцию Ψ_0 в виде:

$$\Psi_0(\theta, \varphi) = \frac{\delta(\theta - \theta_0)}{\sqrt{2\pi \sin \theta_0}} \exp(in\varphi), \quad (3)$$

т.е. волновые векторы всех плоских волн лежат на конусе с углом наклона к оси z равным θ_0 .

Тогда, подставив (3) в (2), получим решение уравнения Гельмгольца (1) в виде цилиндрической волны:

$$\Psi(x, y, z) = i^n \sqrt{2\pi \sin \theta_0} J_n(k \sin \theta_0 r) \exp[i(n\varphi + kz \cos \theta_0)] \quad (4)$$

Выражение (4) описывает скалярный непараксиальный БП, который при распространении вдоль оси z не «дифрагирует», то есть не изменяет свой диаметр.

1.2. Скалярный расходящийся параксиальный БП

В параксиальном случае вместо уравнения Гельмгольца (1) используется уравнение Шредингера или уравнение медленно меняющихся амплитуд:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right) \Psi_1(x, y, z) = 0, \quad (5)$$

а вместо разложения по плоским волнам (2) функция Ψ_1 представляется как результат разложения по параболическим волнам (преобразование Френеля):

$$\Psi_1(x, y, z) = \frac{k}{2\pi iz} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{ \frac{ik}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2] \right\} \times \Psi_0(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad (6)$$

Выберем функцию $\Psi_0(\xi, \eta)$, описывающую распределение амплитуды скалярного поля при $z=0$, в виде:

$$\Psi_0(r, \varphi) = \frac{\delta(r - r_0)}{\sqrt{2\pi r}} \exp(in\varphi), \quad (7)$$

где (r, φ) – полярные координаты: $\xi = r \cos \varphi$, $\eta = r \sin \varphi$.

Подставив (7) в уравнение (6), получим решение уравнения (5) в виде параксиальной цилиндрической волны:

$$\Psi_1(r, \varphi, z) = (-i)^{n+1} \sqrt{\frac{r_0}{2\pi}} \frac{k}{z} \times \exp\left[i \frac{k}{2z} (r^2 + r_0^2) \right] J_n\left(\frac{kr r_0}{z} \right) \exp(in\varphi). \quad (8)$$

Из ур. (8) видно, что БП (8) дифрагирует (расходится) по мере распространения вдоль оси z в отличие от непараксиального пучка (4), который не подвержен дифракции и не расходится при распространении. Такой пучок формируется с помощью узкой кольцевой диафрагмы в непрозрачном экране.

1.3. Преобразование непараксиального БП

В оптических схемах для манипуляции микрочастицами с помощью БП [6, 16-18] для концентрации световой энергии в фокальной области формируют с помощью сферической линзы преобразование БП, произведенного аксионом или голограммой. При этом оказывается, что БП, обладающий свойством сохранять свой диаметр вблизи аксиона или голограммы, теряет это свойство при изображении с помощью сферической линзы и начинает расходиться.

Покажем, что изображение бездифракционного БП (4) с помощью сферической линзы приводит к

расходящемуся парааксиальному БП аналогично му (8). На рис. 1 показана оптическая схема.

В качестве начальной функции выберем БП нулевого порядка:

$$\Psi_0(r) = J_0(\alpha r). \quad (9)$$

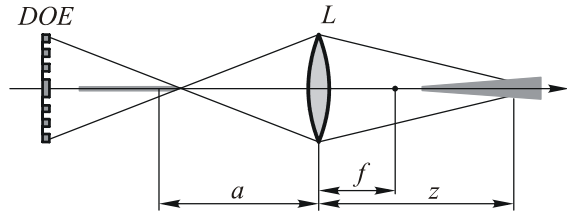


Рис. 1. Оптическая схема для формирования изображения БП, применяемая для манипулирования микрочастицами

Чтобы найти как функция Ψ_0 преобразуется линзой, нужно промоделировать прохождение пучка в свободном пространстве на расстояние a с помощью преобразования Френеля, затем умножить на функцию комплексного пропускания линзы с фокусным расстоянием f и еще раз преобразовать оператором распространения (преобразование Френеля) на расстояние:

$$\Psi(u, v, z) = \left(\frac{k}{2\pi i}\right)^2 \frac{1}{az} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0(r) \times \exp\left\{\frac{ik}{2}\left[\frac{(x-\xi)^2}{a} + \frac{(y-\eta)^2}{a} - \frac{\xi^2 + \eta^2}{f} + \frac{(\xi-y)^2}{z} + \frac{(\eta-v)^2}{z}\right]\right\} dx dy d\xi d\eta. \quad (10)$$

При этом расстояние z связано с расстоянием a по формуле линзы. В ур. (10) использована функция пропускания парааксиальной линзы в виде:

$$\tau(\xi, \eta) = \exp\left[-\frac{ik}{2f}(\xi^2 + \eta^2)\right]. \quad (11)$$

В результате вычисления интеграла (10) получим:

$$\Psi(\rho, z) = \frac{f}{(z-f)} J_0\left(\frac{\alpha f \rho}{f-z}\right) \times \exp\left[-i\frac{\alpha^2}{2k}\left(a + \frac{fz}{f-z}\right) + i\frac{k\rho^2}{2(f-z)}\right], \quad (12)$$

где $\rho^2 = u^2 + v^2$.

Из ур. (12) видно, что БП (12) аналогично непарааксиальному пучку (8) расходится при $z > f$. Это связано с тем, что линза вносит в БП расходящийся параболический волновой фронт.

1.4. Преобразование Френеля от непарааксиального БП

Может показаться, что бездифракционный БП (9) при изображении линзой стал расходящимся БП (12) из-за того, что был рассчитан с помощью парааксиального преобразования Френеля (6). Но это не так. Можно показать, что применение преобразова-

ния Френеля к БП (9) сохраняет его свойство бездифракционности. Действительно, выберем в качестве исходного светового поля БП (4) в виде:

$$\Psi_0(r, \varphi, z=0) = J_n(\alpha r) \exp(in\varphi), \quad (13)$$

тогда на расстоянии z от плоскости $z=0$ получим:

$$\Psi(\xi, \eta, z) = \frac{k}{2\pi iz} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} J_n(\alpha r) \exp(in\varphi) \times \exp\left[\frac{ik}{2z}(r^2 + \rho^2)\right] \times \exp\left[-\frac{ik}{z}r\rho \cos(\theta - \varphi)\right] r dr d\varphi, \quad (14)$$

где $\rho^2 = \xi^2 + \eta^2$, $\theta = \arctg\left(\frac{\eta}{\xi}\right)$.

Заменяя интеграл по φ в (14) на функцию Бесселя n -го порядка, вместо (14) получим:

$$\Psi(\rho, \theta, z) = \frac{(-i)^{n+1}k}{z} \exp\left(\frac{ik}{2z}\rho^2\right) \exp(in\theta) \times \int_0^{\infty} J_n(\alpha r) J_n\left(\frac{k\rho r}{z}\right) \exp\left(\frac{ik}{2z}r^2\right) r dr \quad (15)$$

Интеграл (15) можно вычислить [21], тогда вместо (15) получим:

$$\Psi(\rho, \theta, z) = \exp\left(-i\frac{z\alpha^2}{2k}\right) J_n(\alpha\rho) \exp(in\theta). \quad (16)$$

Из ур. (16) видно, что преобразование Френеля сохраняет исходный непарааксиальный БП (с точностью до фазового множителя):

$$\Psi(\rho, \theta, z) = \exp\left(-i\frac{z\alpha^2}{2k}\right) \Psi_0(\rho, \theta). \quad (17)$$

1.5. Продольная интерференция двух БП

Для манипуляции микрочастицами иногда требуется формировать интерференционные картины. Например, вращая каким-нибудь способом интерференционную картину с заданной частотой, можно вращать с этой же частотой захваченные в минимумах (или максимумах) этой картины микрочастицы [22]. Интерференционная картина наклонных БП для манипуляции микрочастицами была использована в [23]. БП формировался с помощью пучка Гаусса-Лагерра, прошедшего через аксикон.

Наиболее удобно формировать интерференционные картины модовых пучков, в том числе БП, с помощью ДОО [24, 25].

При захвате микрочастицы БП на частицу будет действовать сила, направленная вдоль оптической оси пучка. Поэтому с помощью одного БП нельзя осуществить 3D-захват микрочастицы. Однако при интерференции двух соосных БП, образованных коническими волнами с разными углами при вершине конусов, образуется продольная модуляция интенсивности. В любом локальном минимуме или максимуме (в зависимости от плотности частицы по сравнению с окружающей средой) может быть осу-

ществлен 3D-захват частицы, т.к. на нее не будет действовать осевая сила светового давления.

Период продольной интерференции двух БП трудно определить из выражения для интенсивности

$$\begin{aligned} I(r, z) &= \left| J_0(kar) \exp(ikz\sqrt{1-\alpha^2}) + \right. \\ &+ \left. J_0(k\beta r) \exp(ikz\sqrt{1-\beta^2}) \right|^2 = \\ &= J_0^2(kar) + J_0^2(k\beta r) + 2J_0(kar)J_0(k\beta r) \times \\ &\times \cos \left[kz \left(\sqrt{1-\alpha^2} - \sqrt{1-\beta^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Из ур. (18) следует, что период T продольной интерференции двух БП равен:

$$T = \frac{\lambda}{\cos\theta_1 - \cos\theta_2}, \quad (19)$$

где $\alpha = \sin\theta_1$, $\beta = \sin\theta_2$, θ_1 и θ_2 – углы наклона конических волн к оптической оси.

1.6. Вектор Умова-Пойнтинга для непараксиального 2D векторного БП

В двумерном случае получается наиболее простая связь между скалярным и векторным БП.

Вместо ур. (2) в двумерном случае разложение комплексной функции, удовлетворяющей уравнению Гельмгольца по плоским волнам, имеет вид [20]:

$$\Psi(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0(t) \exp \left[ik \left(xt + z\sqrt{1-t^2} \right) \right] dt, \quad (20)$$

где z – оптическая ось пучка (по оси y нет никаких изменений $\frac{\partial}{\partial y} = 0$).

Если выбрать функцию $\Psi_0(t)$ в виде:

$$\Psi_0(t) = \frac{(-i)^n \exp \left[in \arccos \left(\frac{t}{a} \right) \right]}{2\pi\sqrt{a^2 - t^2}} \operatorname{rect} \left(\frac{t}{a} \right), \quad (21)$$

то, подставив (21) в (20), получим выражение для непараксиального двумерного пучка, который при $z=0$ совпадает с БП:

$$\begin{aligned} \Psi(x, z) &= \frac{(-i)^n}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{\exp \left[in \arccos \left(\frac{t}{a} \right) \right]}{\sqrt{a^2 - t^2}} \times \\ &\times \exp \left[ik \left(xt + z\sqrt{1-t^2} \right) \right] dt \end{aligned} \quad (22)$$

Из ур. (22) при $z=0$ и после замены $t = a \cos\varphi$, получим:

$$\begin{aligned} \Psi(x, z=0) &= \frac{(-i)^n}{2\pi} \int_0^\pi \exp(in\varphi) \times \\ &\times \exp(ika \cos\varphi) d\varphi = J_n(kax). \end{aligned} \quad (23)$$

Чтобы получить компактную запись для БП при любом z , запишем ур. (20) в виде:

$$\Psi(x, z) = \int_{-\pi}^{\pi} \Psi_0(\theta) \exp[ik(x \cos\theta + z \sin\theta)] d\theta. \quad (24)$$

Тогда при

$$\Psi_0(\theta) = \frac{(-i)^n}{2\pi} \exp(in\theta), \quad (25)$$

вместо уравнения (22) получим:

$$\begin{aligned} \Psi(x, z) &= \\ &= \frac{(-i)^n}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \exp(in\theta) \exp[ik(x \cos\theta + z \sin\theta)] d\theta =, \\ &= J_n(kr) \exp(in\varphi) \end{aligned} \quad (26)$$

где $x = r \cos\varphi$, $y = r \sin\varphi$.

При $z = 0$ из ур. (26) получим:

$$\Psi(x, z=0) = J_n(kr)(i \operatorname{sgn} x)^n. \quad (27)$$

Скалярный двумерный БП (26) можно рассматривать и как векторный пучок, считая, что $\Psi(x, z)$ это проекция оси y вектора напряженности электрического поля $E_y(x, z) = \Psi(x, z)$ для ТЕ-поляризованной монохроматической электромагнитной волны. Такое поле описывается тремя величинами E_y , H_x , H_z , где H_x и H_z – проекции на оси x и z вектора напряженности магнитного поля волны. Проекция магнитного вектора можно найти через E_y :

$$H_x = \frac{1}{ik} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (28)$$

$$H_z = \frac{i}{k} \frac{\partial E_y}{\partial x}.$$

С помощью уравнений (26) и (28) можно найти выражение для вектора Умова-Пойнтинга двумерного БП. Действительно, вектор Умова-Пойнтинга определяется для комплексных векторных полей в виде [26]:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \operatorname{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*], \quad (29)$$

где c – скорость света.

В двумерном случае с учетом (26) вместо (28) получим:

$$S_x = \frac{ic}{4\pi k} \left(E_y \frac{\partial E_y^*}{\partial x} - E_y^* \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) = \frac{c}{4\pi k} \operatorname{Im} \left(E_y \frac{\partial E_y^*}{\partial x} \right), \quad (30)$$

$$S_z = \frac{ic}{4\pi k} \left(E_y \frac{\partial E_y^*}{\partial z} - E_y^* \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) = \frac{c}{4\pi k} \operatorname{Im} \left(E_y \frac{\partial E_y^*}{\partial z} \right). \quad (31)$$

Подставив выражения (26) в уравнения (30) и (31), получим проекции вектора Умова-Пойнтинга для двумерного БП ТЕ-поляризации:

$$S_x(x, z) = \frac{cnz}{4\pi k r^2} J_n^2(kr), \quad (32)$$

$$S_z(x, z) = \frac{-cnx}{4\pi k r^2} J_n^2(kr). \quad (33)$$

Из уравнений (32) и (33) следует, что при $z=0$ $S_x(x, z=0)=0$ и

$$S_z(x, z=0) = \frac{-cn}{4\pi kx} J_n^2(kx), \quad (34)$$

а при $x=0$ $S_z(x=0,z)=0$ и

$$S_x(x=0,z) = \frac{cn}{4\pi kz} J_n^2(kz). \quad (35)$$

На рис. 2 стрелками показано направление вектора Умова-Пойнтинга, которое следует из уравнений (32)-(35).

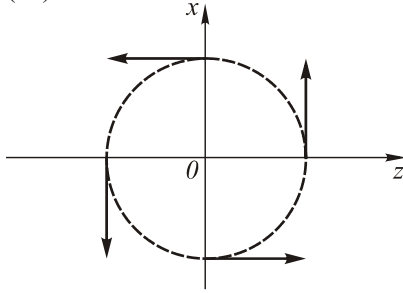


Рис. 2. Стрелками показано направление вектора Умова-Пойнтинга при $r=\text{const}$ для 2D БП n -го порядка

1.7. Вектор Умова-Пойнтинга для параксиального 3D векторного БП

Пусть монохроматический пучок Бесселя линейно-поляризован вдоль оси x :

$$\mathbf{E} = \mathbf{e}_x U(x, y, z) = \mathbf{e}_x J_n(\alpha r) \exp[i(\beta z + n\varphi)], \quad (36)$$

где $\alpha = k \sin \theta$, $\beta = k \cos \theta$, θ – угол наклона конической волны к оптической оси z , (r, φ) – полярные координаты.

Из уравнения Максвелла:

$$\begin{cases} \text{rot } \mathbf{E} = ik\mathbf{H}, \\ \text{rot } \mathbf{H} = -ik\epsilon\mathbf{E}. \end{cases} \quad (37)$$

найдем остальные проекции электрического и магнитного векторов:

$$\begin{cases} E_x = U, & H_x = 0, \\ E_y = \frac{1}{k^2 \epsilon} \frac{\partial^2 U}{\partial y \partial x}, & H_y = \frac{1}{ik} \frac{\partial U}{\partial z}, \\ E_z = \frac{1}{k^2 \epsilon} \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial x}, & H_z = \frac{i}{k} \frac{\partial U}{\partial y}. \end{cases} \quad (38)$$

Видно, что проекции H_y и H_z порядка k^{-1} , а E_y и E_z порядка k^{-2} , т.е. малы по сравнению с E_x .

Вектор Умова-Пойнтинга, определенный уравнением (29) с учетом (38), принимает вид:

$$S_z = \frac{c}{4\pi k} \text{Im} \left[U^* \frac{\partial U}{\partial z} \right], \quad (39)$$

$$S_y = \frac{c}{4\pi k} \text{Im} \left[U^* \frac{\partial U}{\partial y} \right], \quad (40)$$

$$S_x = \frac{c}{4\pi \epsilon k} \text{Im} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial y \partial x} \frac{\partial U^*}{\partial y} + \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial x} \frac{\partial U^*}{\partial y} \right]. \quad (41)$$

Подставив выражение для U из (36) в уравнения (39)-(41), получим проекции вектора Умова-Пойнтинга параксиального векторного 3D БП:

$$S_z = \frac{c\beta}{4\pi k} J_n^2(\alpha r), \quad (42)$$

$$S_y = \frac{cnx}{4\pi kr^2} J_n^2(\alpha r), \quad x = r \cos \varphi, \quad (43)$$

$$\begin{aligned} S_x = & \frac{-cn}{4\pi k\epsilon} \left\{ \left(\frac{\beta^2 y}{k^2 r^2} + \frac{n^2 x^2 y}{k^2 r^6} \right) J_n^2(\alpha r) - \right. \\ & - \left(\frac{\alpha y}{k^2 r^3} - \frac{2\alpha x^2 y}{k^2 r^5} + \frac{\alpha x y^2}{k^2 r^5} \right) J_n(\alpha r) \frac{\partial J_n(t)}{\partial t} + \\ & + \left(\frac{\alpha^2 y^3}{k^2 r^4} - \frac{\alpha^2 x^2 y}{k^2 r^4} \right) \left(\frac{\partial J_n(t)}{\partial t} \right)^2 + \\ & \left. + \frac{\alpha^2 x^2 y}{k^2 r^4} J_n(\alpha r) \frac{\partial^2 J_n(t)}{\partial t^2} \right\}. \end{aligned} \quad (44)$$

Заметим, что уравнения (42) и (43) аналогичны и почти совпадают с уравнениями (33) и (32), соответственно.

Если в уравнении (44) оставить только слагаемые пропорциональные k^{-1} , а слагаемыми с k^{-2} и k^{-3} пренебречь, то вместо (44) получим более простое выражение:

$$\begin{aligned} S_x = & \frac{-cn}{4\pi k\epsilon} \left\{ \frac{\beta^2 y}{k^2 r^2} J_n^2(\alpha r) + \right. \\ & + \left(\frac{\alpha^2 y^3}{k^2 r^4} - \frac{\alpha^2 x^2 y}{k^2 r^4} \right) \left(\frac{\partial J_n(t)}{\partial t} \right)^2 + \\ & \left. + \frac{\alpha^2 x^2 y}{k^2 r^4} J_n(\alpha r) \frac{\partial^2 J_n(t)}{\partial t^2} \right\}. \end{aligned} \quad (45)$$

Из ур. (42)-(44) видно, что при $x=0$:

$$\begin{cases} S_y = 0, \\ S_x = \frac{-cn}{4\pi k\epsilon} \left[\frac{\beta^2 y}{k^2 r^2} J_n^2(\alpha r) + \frac{\alpha^2 y^3}{k^2 r^4} \left(\frac{\partial J_n(t)}{\partial t} \right)^2 \right] \end{cases} \quad (46)$$

Знак S_x определяется произведением ny , при $n>0$ и при $r=\text{const}$ проекция S_x направлена как на рис. 3 (ось z направлена к наблюдателю).

При $y=0$:

$$\begin{cases} S_x = 0, \\ S_y = \frac{cnx}{4\pi kr^2} J_n^2(\alpha r). \end{cases} \quad (47)$$

Знак S_y определяется произведением nx , и при $n>0$ проекция S_x показана на рис. 3.

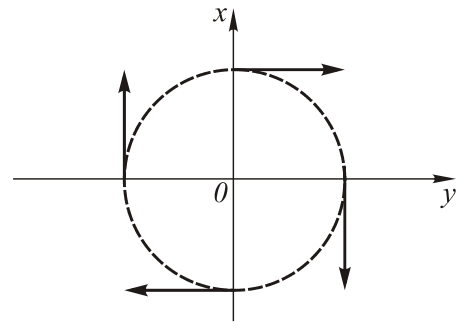


Рис. 3. Стрелками показано направление вектора Умова-Пойнтинга в сечении (x,y) 3D параксиального БП при $r=\text{const}$. Свет линейно-поляризован вдоль оси x

1.8. Орбитальный угловой момент для БП

Орбитальный угловой момент (ОУМ) электромагнитного поля определяется соотношением [27]:

$$\mathbf{M} = [\mathbf{r} \times \mathbf{S}] = \left[\mathbf{r} \times \left\{ \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}] \right\} \right]. \quad (48)$$

Проекция на оптическую ось ОУМ для линейно-поляризованного электромагнитного поля, рассчитанная в параксиальном приближении [28] имеет вид:

$$M_z = \frac{1}{8\pi kc} \left[y \operatorname{Im} \left(E \frac{\partial E^*}{\partial x} \right) - x \operatorname{Im} \left(E \frac{\partial E^*}{\partial y} \right) \right]. \quad (49)$$

Для линейно-поляризованного БП

$$E_x = J_n(\alpha r) \exp(in\varphi) \exp(i\beta z), \quad \alpha^2 + \beta^2 = k^2 \quad (50)$$

проекция на ось z ОУМ будет иметь вид:

$$M_z = \frac{nJ_n^2(\alpha r)}{8\pi kc}. \quad (51)$$

Выражение (51) с точностью до постоянной совпадает с первым слагаемым в ур. (19), полученном в [6].

2. Синтез ДОЭ

Дифракционные оптические элементы позволяют формировать пучки Бесселя, сохраняющие модовый характер на большом расстоянии вдоль оси распространения. Исходя из геометрических соображений расстояние, на котором сохраняется модовый характер одномодового Бесселевого светового поля $J_n(\alpha r) \exp(in\varphi)$, оценивается следующей формулой [29]:

$$z_{\max} = R \left[\left(\frac{2\pi}{\alpha\lambda} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, \quad (52)$$

где R – радиус ДОЭ, α – параметр функции Бесселя.

В работе [2] показано, что при формировании Бесселевых пучков голографическими оптическими элементами максимальное расстояние сохранения их модового характера увеличивается примерно в два раза по сравнению со способом формирования Бесселевых пучков с помощью узкой щели [1]. Однако необходимо некоторое расстояние от плоскости голографического оптического элемента, чтобы

пучок сформировался. Таким образом, отрезок оптической оси, на котором БП, формируемый конечным фазовым ДОЭ, сохраняет свой модовый характер, начинается с некоторого z_{\min} , необходимого для формирования пучка и заканчивается на z_{\max} , определяемого радиусом ДОЭ R и параметром БП α .

В [30] предложено формировать многомодовые пучки Бесселя с помощью ДОЭ, функция пропускания которого является функцией:

$$\tau(r, \varphi) = \operatorname{sgn}(J_n(\alpha r)) \exp(in\varphi). \quad (53)$$

Винтовой ДОЭ с пропусканием (53) эффективно формирует световое поле, амплитуда которого пропорциональна функции Бесселя $J_n(\alpha r) \exp(in\varphi)$, вблизи оптической оси на отрезке $0 < z < Rk/\alpha$ [30].

При расчете фазы ДОЭ для формирования БП 5-го порядка выбирались следующие параметры: $R=3$ мм, $\lambda=633$ нм, $\alpha=44,5$ мм⁻¹. На рис. 4а показан шаблон (600×600 отсчетов), по которому на технологической базе Университета Йоеенсуу (Финляндия) был изготовлен 16-градационный ДОЭ (шаг дискретизации 10 мкм). На рис. 4б показана центральная часть микрорельефа ДОЭ при увеличении в 50 раз (вид сверху), а на рис. 4с – при увеличении в 200 раз (вид под наклоном). Картины микрорельефа получены с помощью интерферометра NEWVIEW 5000 американской фирмы Zygo.

Результаты сравнения экспериментального формирования БП 5-го порядка и численного моделирования на основе интегрального преобразования Френеля приведены на рис. 5. Изготовленный фазовый ДОЭ освещался коллимированным пучком He-Ne лазера. Полученное распределение интенсивности на разных расстояниях после ДОЭ регистрировалось с помощью ПЗС-камеры. На рис. 5а-д (в верхней строке) приведены экспериментально зафиксированные распределения интенсивности на следующих расстояниях от плоскости ДОЭ: 300 мм (5а), 400 мм (5б), 500 мм (5в), 600 мм (5г). На рис. 5д-з (в нижней строке) приведены соответствующие картины численного моделирования.

Из сравнения соответствующих картин на рис. 5 видно хорошее согласие теории с экспериментом.

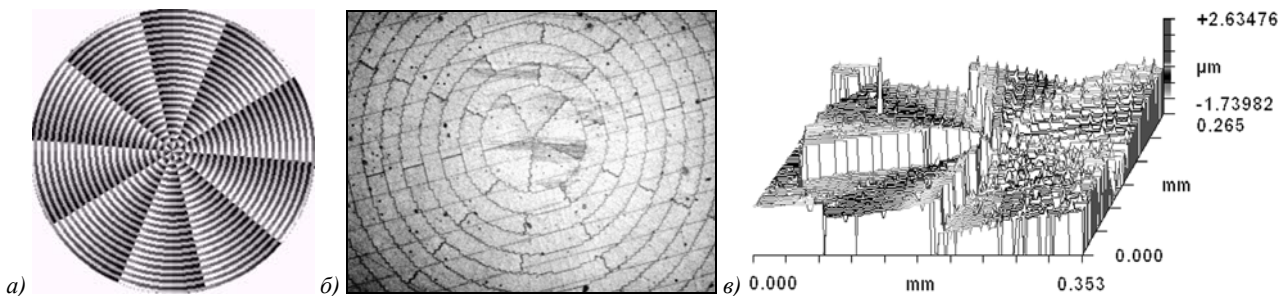


Рис. 4. Фазовый ДОЭ, формирующий БП пятого порядка: шаблон фазы (а) и вид центральной части микрорельефа при увеличении в 50 раз (б) и 200 раз (в)

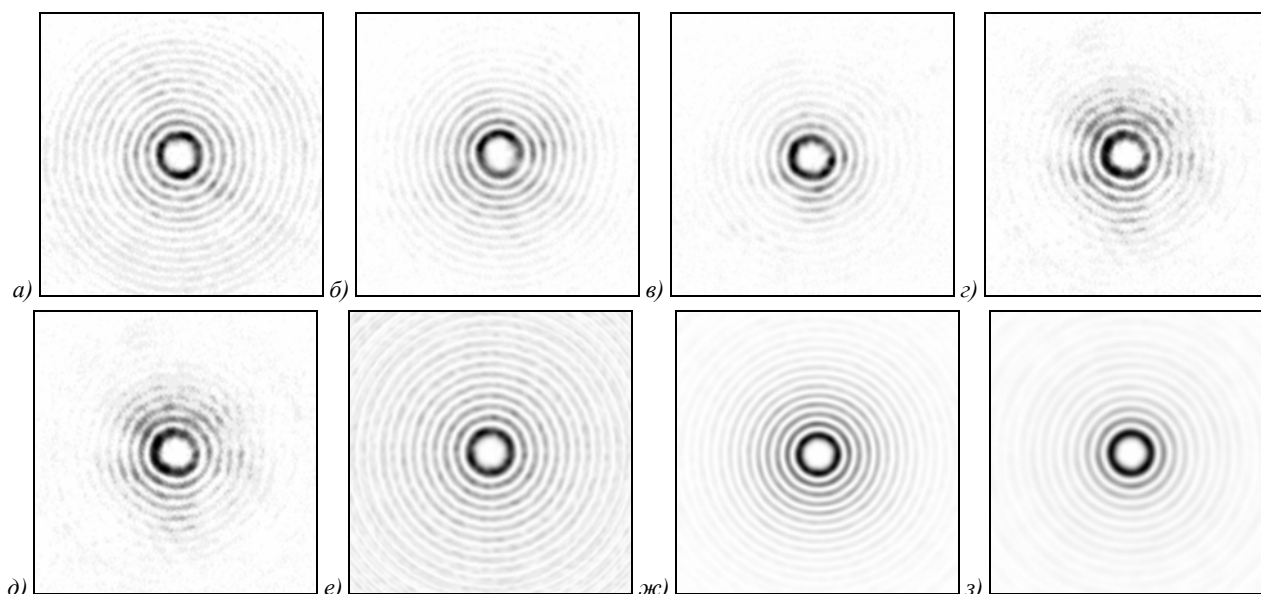


Рис. 5. Экспериментально зафиксированные распределения интенсивности в поперечном сечении на следующих расстояниях от плоскости ДОО: 300 мм (5а), 400 мм (5б), 500 мм (5в), 600 мм (5г) и соответствующие результаты численного моделирования (5д-з)

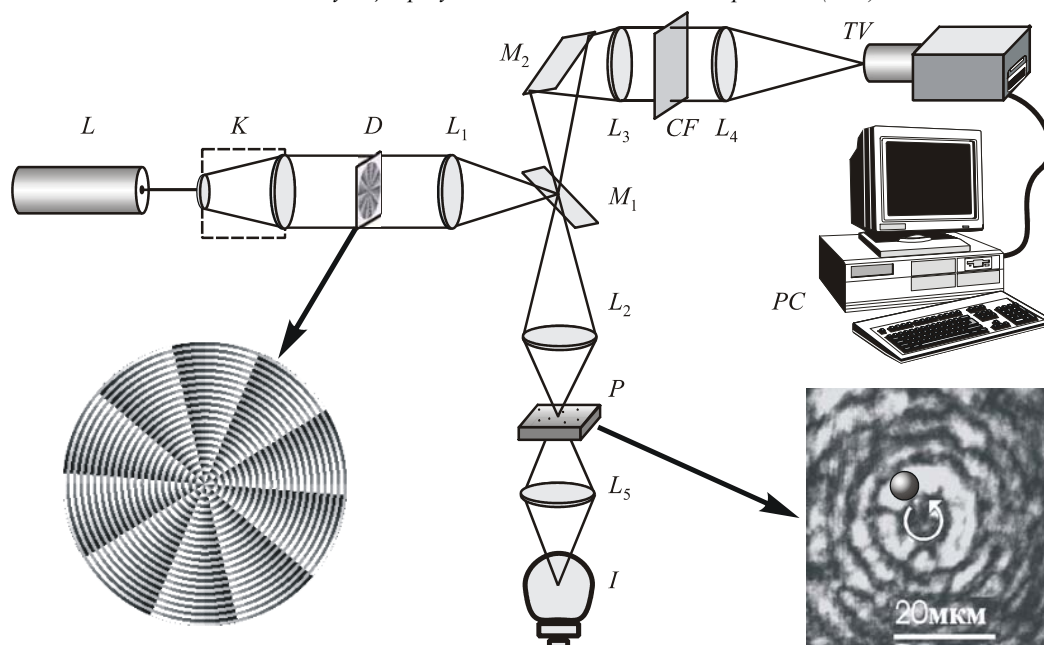


Рис. 6. Оптическая схема экспериментальной установки: L – аргонный лазер, K – коллиматор, D – ДОО, L_1 – корректирующая линза, M_1 – полупрозрачное зеркало микроскопа, M_2 – поворотное зеркало, L_2 – микрообъектив, P – кювета с микрочастицами, L_3 – окуляр микроскопа, CF – красный светофильтр, TV – телекамера, L_4 – объектив телекамеры, L_5 – конденсор осветителя, I – лампа осветителя

3. Экспериментальное исследование движения микрочастиц в БП

Для проведения экспериментов по манипулированию микрочастицами использовалась оптическая схема, приведенная на рис. 6. Луч лазера после коллиматора K попадал на ДОО D , который формировал БП пятого порядка. Затем, с помощью оптической системы микроскопа (линз L_1 , L_2), сформированный пучок изображался с уменьшением в кювете с водной взвесью микрочастиц. Фоновое освещение осуществлялось лампой I при помощи линзы L_5 . Линза L_2 (микрообъектив $16\times$, $20\times$, $90\times$) использова-

лась как фокусирующая, так и формирующая изображение в области кюветы.

Для совмещения рабочей плоскости микрообъектива L_2 с плоскостью фокусировки использовалась линза L_2 . В качестве частиц были выбраны клетки дрожжей. На рис. 7 изображены разные стадии движения клетки дрожжей захваченной первым световым кольцом БП. Светофильтр CF в эксперименте был подобран так, чтобы было видно частицу, но не видно пучка. Всего частица совершила восемь оборотов, после чего прилипла ко дну. Параметры данного эксперимента приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры эксперимента с клеткой дрожжей

Параметр	Значение
Частица (размер мкм)	Клетка дрожжей, (4,5×7)
Мощность излучения (мВт)	150-200
Объектив	16х
Тип пучка	БП пятого порядка (0,8 мм от фокальной плоскости)
Источник излучения	Аргоновый лазер (0,5145мкм)
Размер траектории (мкм)	17 (диаметр первого светового кольца БП)
Среда	Вода
Период вращения (с)	1,25

Также использовались полистироловые шарики диаметром 5 мкм. Они реже прилипают ко дну, что позволило провести с ними ряд экспериментов. В следующем эксперименте (параметры приведены в таблице 2) БП был сфокусирован так, что размер первого кольца составил 3 мкм, это меньше размера микрошарика. Таким пучком удалось осуществить захват микрочастицы и передвижение ее на 30 мкм в сторону. Перемещение частицы осуществлялось с помощью смещения пучка поворотом зеркала на 1°. Стадии движения частицы представлены на рис. 8 (захваченная частица выделена контуром).

Таблица 2. Параметры эксперимента с поступательным движением полистиролового шарика

Параметр	Значение
Частица (размер мкм)	Шарик из полистирола, (5)
Мощность излучения (мВт)	180-220
Объектив \times	90х
Тип пучка	БП пятого порядка (0,1 мм от фокальной плоскости)
Источник излучения	Аргоновый лазер (0,5145мкм)
Размер траектории (мкм)	30 (длина)
Среда	Вода
Время движения (с)	10

Интересно было провести эксперимент с комбинированным движением микрочастицы. То есть, перемещающая пучок, добиться, чтобы микрочастица еще и вращалась. Такой эксперимент был проделан. Фазы движения пары слипшихся микрошариков представлены на рис. 9. Параметры этого эксперимента представлены в таблице 3. В ходе перемещения на 50 мкм частицы совершили 4 оборота, вращаясь, как единое целое.

Таблица 3. Параметры эксперимента с поступательно-вращательным движением пары слипшихся шариков

Параметр	Значение
Частица (размер мкм)	Шарик из полистирола, (5)
Мощность излучения (мВт)	200-250
Объектив \times	20х
Тип пучка	БП пятого порядка (0,7 мм от фокальной плоскости)
Источник излучения	Аргоновый лазер (0,5145мкм)
Размер траектории (мкм)	17 (диаметр), 50 (длина)
Среда	Вода
Период вращения (с)	2
Время движения (с)	9

4. Экспериментальное исследование движения микрочастиц в световых пучках в угловыми гармониками

СФП для оптической манипуляции ранее уже использовалась в [31]. При этом СФП может формировать только один пучок с фазовой сингулярностью определенного порядка. Пучки с разным порядком фазовой сингулярности обладают разным орбитальным угловым моментом и поэтому по-разному взаимодействуют с микрочастицами.

В данной работе были изготовлены и применены для оптического захвата ДОО, которые работают, как набор из нескольких СФП с разными порядками сингулярности. Функция пропускания таких ДОО пропорциональна линейной комбинации нескольких угловых гармоник (3). Причем амплитудные коэффициенты этих гармоник и их порядки подобраны таким образом, чтобы функция пропускания ДОО была бинарной.

Первоначально в экспериментах использовался ДОО, формирующий восемь порядков, в каждом из которых образовывался световой пучок с угловой гармоникой от -4-го до +4-го порядков (рис. 10).

Параметры эксперимента по захвату микросфер таким световым пучком указаны в таблице 4.

Таблица 4. Параметры эксперимента захвата микросфер световым пучком с восемью угловыми гармониками

Параметр	Значение
Частица (размер мкм)	Полистироловая микросфера, (5)
Мощность излучения (мВт)	>200
Объектив	16х
Тип пучка	Восемь угловых гармоник от -4-го до 4-го порядков
Источник излучения	Аргоновый лазер (0,5145мкм)
Размер области захвата (мкм)	5 (диаметр кольца угловой гармоники 1-го порядка)
Среда	Вода

При механических перемещениях фокусирующей системы в экспериментальной установке водная суспензия с микросферами в кювете подвергалась существенным внешним воздействиям, которые выражались в сильном дрожании и расфокусировке изображения рабочей области. Для нейтрализации этих эффектов использовался другой подход для захвата группы микросфер. В эксперименте был искусственно создан поток микросфер за счет наклона кюветы с водной суспензией. Средняя скорость движения микросфер в потоке составляла 3-4 мкм/с. Это позволило провести эксперимент без механических подвижек в оптической системе.

На рис. 11 показаны стадии захвата микросфер из потока в данном световом пучке. Места, в которых были захвачены микросферы, обведены окружностями. Как видно из рис. 11, в ходе эксперимента было захвачено четыре микросферы в 0, 1, 4 и -2 порядках, соответственно. При этом в 0 порядке угловой гармоники нет, там наблюдается некое симметричное распределение интенсивности, которое работает как лазерный «пинцет».

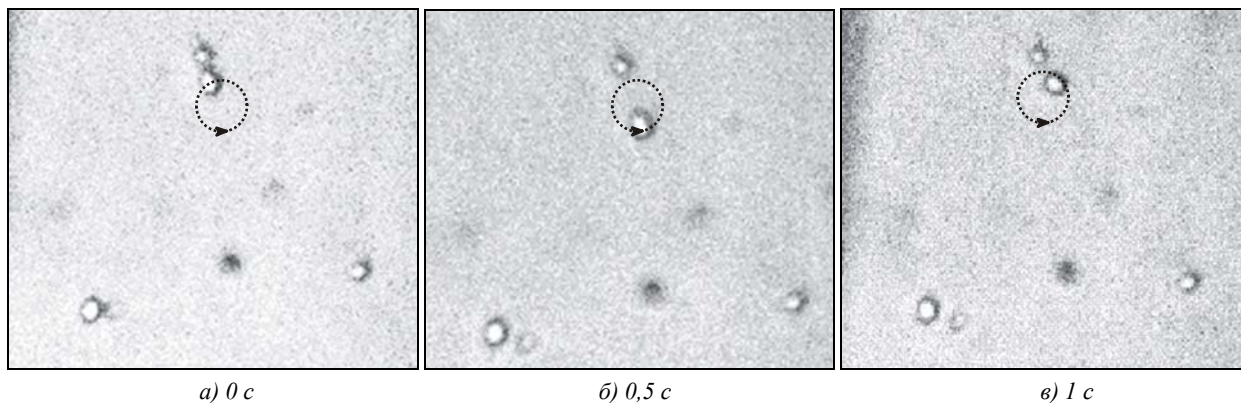


Рис. 7. Клетка дрожжей захватывается световым БП и совершает 8 оборотов по кольцу диаметром 17 мкм (первое кольцо БП), а, б, в – стадии движения через 0,5 сек. траектория показана контуром

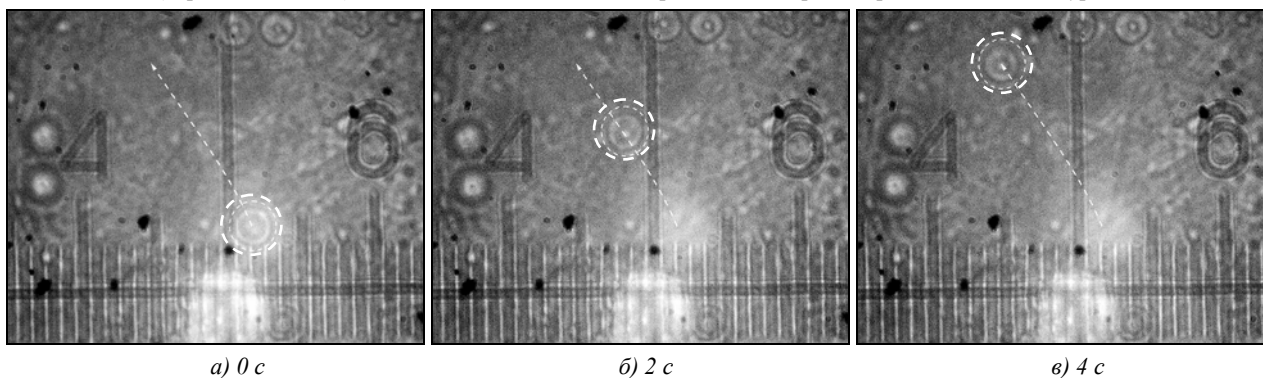


Рис. 8. Шарик из полистирола захватывается БП (диаметр первого светового кольца 3 мкм) и перемещается на 30 мкм в сторону, а, б, в – стадии движения через 2 секунды

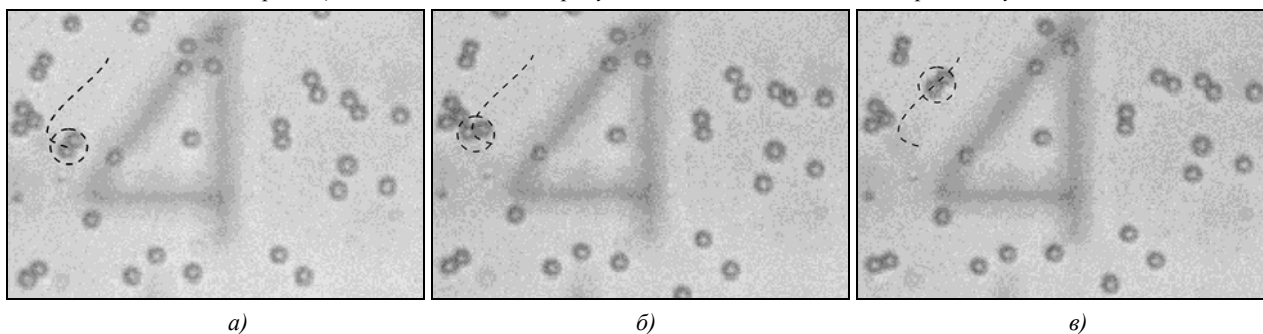


Рис. 9. Шарики из полистирола захватываются БП и линейно перемещаются на 50 мкм, одновременно вращаясь вокруг центра пучка (4 оборота), а-с – стадии движения через 1 секунду

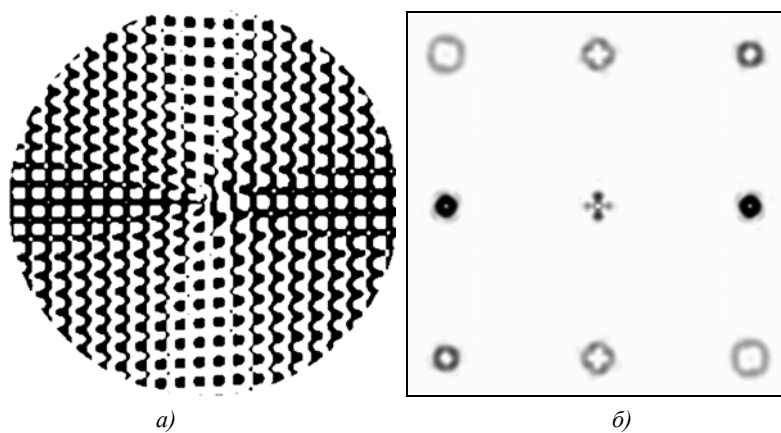


Рис. 10. Фаза ДОЭ, формирующего восемь световых пучков с угловыми гармониками в различных порядках дифракции (а), распределение интенсивности после дифракции на ДОЭ

К сожалению, относительно небольшая мощность светового пучка (≈ 200 мВт) и довольно большое количество рабочих порядков (восемь без 0-го) не позволили в этом эксперименте получить вращательное движение. К тому же в эксперименте использовалась оптическая схема, представленная на рис. 6, которая подразумевает фокусировку светового пучка сверху, что приводит к возникновению силы, прижимающей микросферу ко дну кюветы.

Для преодоления этих трудностей было предложено изменить оптическую схему установки так, чтобы фокусировка осуществлялась дополнительным микрообъективом снизу (рис. 12). Одновременно в оптической схеме заменили лазер на более мощный (до 5000 мВт), и использовали ДОЭ, формирующий меньшее количество порядков.

На рис. 13 показаны: (а) фаза четырехпорядкового ДОЭ, который формирует световой пучок с фазовыми сингулярностями ± 3 -го и ± 7 -го порядков; (б) центральная часть микрорельефа; (в) экспериментальная картина распределения интенсивности в фокальной плоскости.

Параметры эксперимента по захвату микросфер этим световым пучком указаны в таблице 5.

Таблица 5. Параметры эксперимента захвата микросфер световым пучком с четырьмя угловыми гармониками

Параметр	Значение
Частица (размер мкм)	Полистироловая микросфера, (5)
Мощность излучения (мВт)	≈ 600
Объектив	20 \times
Тип пучка	Четыре угловых гармоники -3-го, -7-го порядков и 3-го, 7-го порядков
Источник излучения	Аргонный лазер (0,5145 мкм)
Размер области захвата (мкм)	12 (диаметр кольца угловой гармоники 3-го порядка)
Среда	Вода

Было проведено несколько экспериментов по микроманипуляции с этим световым пучком, который состоит из двух угловых гармоник 3-го порядка (малые кольца) и двух угловых гармоник 7-го порядка (большие кольца)

На рис. 14 показаны стадии движения полистироловых микросфер захваченных в световом пучке с угловой гармоникой 7-го порядка. Ясно видно, что микросфера движется вдоль светового кольца с постоянной скоростью.

К сожалению, в этом эксперименте, а также в нескольких других, проведенных при схожих параметрах, удалось зафиксировать лишь движение по части окружности. Возможно, сделать полный оборот помешали микротечения в кювете, а также то, что пучок света, выходящий из лазера Д-20, пришлось сильно расширить (увеличить оптический путь от лазера до ДОЭ) для ослабления некогерентной составляющей излучения. В результате усилился нулевой порядок, и, соответственно, меньше энергии попало в пучки с угловыми гармониками.

Чтобы избежать этого, в оптическую схему был добавлен светофильтр, имеющий окно прозрачности от 0,5 мкм до 0,55 мкм, что позволило отсеять некогерентную составляющую и придвинуть лазер ближе к ДОЭ. Также была увеличена мощность пучка, проходящего через ДОЭ до 1500 мВт. В результате этих усовершенствований удалось добиться движения микросферы по окружности в световом пучке с угловой гармоникой 7-го порядка. Стадии движения микросферы с интервалом в 1 секунду представлены на рис. 15.

Угловые гармоники меньших порядков с меньшей эффективностью передают вращательное движение микросферам, так на рис. 16 представлены стадии захвата группы микросфер в световом пучке с угловой гармоникой 3-го порядка. Как видно из рис. 16, все четыре микросферы выстроились на световом кольце, но при этом движение по окружности отсутствует.

Заключение

В работе получены следующие результаты:

- 1) показано, что изображение нерасходящегося БП с помощью сферической линзы приводит к формированию расходящегося БП (ур. 12); показано также, что расходящийся БП можно просто сформировать с помощью узкой кольцевой щели в непрозрачном экране (ур. 8);
- 2) получены выражения для проекций вектора Умова-Пойнтинга для двумерного ТЕ-поляризованного БП (ур. 32-35), которые пропорциональны произведению номера функции Бесселя на ее квадрат;
- 3) получены также выражения для проекций вектора Умова-Пойнтинга для трехмерного парааксиального линейно-поляризованного БП (ур. 42-44);
- 4) по технологии электронной литографии изготовлен фазовый 16-уровневый ДОЭ (диаметр 6 мм, шаг дискретизации 10 мкм) с функцией пропускания в виде «винтового аксикона» $\exp(-iar+in\varphi)$ ($\alpha=44,5$ мм⁻¹ для $\lambda=633$ нм, $n=5$), который использовался для формирования БП пятого порядка;
- 5) с помощью линейно-поляризованного БП 5-го порядка экспериментально осуществлено вращение и перемещение клетки дрожжей размером $7 \times 4,5$ мкм и полистироловых шариков диаметром 5 мкм;
- 6) с помощью линейно-поляризованного восьмипорядкового пучка с угловыми гармониками получен одновременный захват четырех полистироловых микросфер диаметром 5 мкм;
- 7) с помощью линейно-поляризованного четырехпорядкового пучка с угловыми гармониками получены захват и вращение микросферы в порядке с угловой гармоникой седьмого порядка;
- 8) получен одновременный захват четырех микросфер в световом пучке с угловой гармоникой третьего порядка.

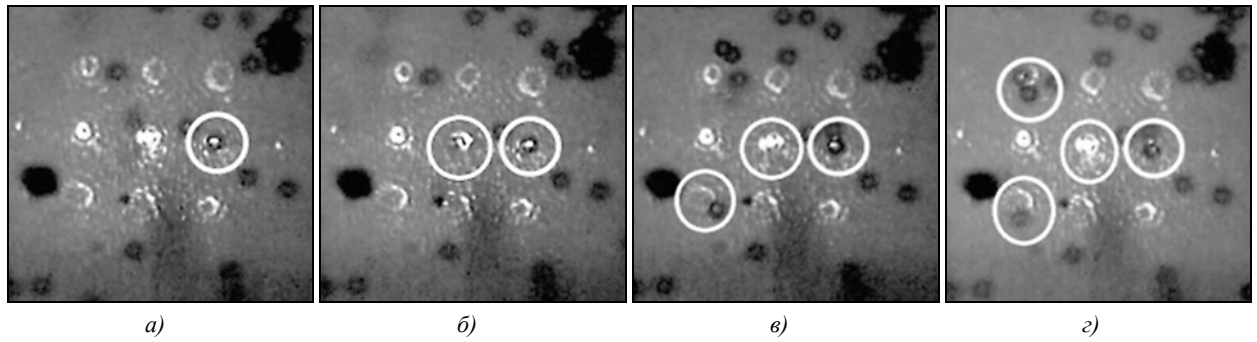


Рис. 11. Захват четырех микросфер световым пучком в разных порядках дифракции

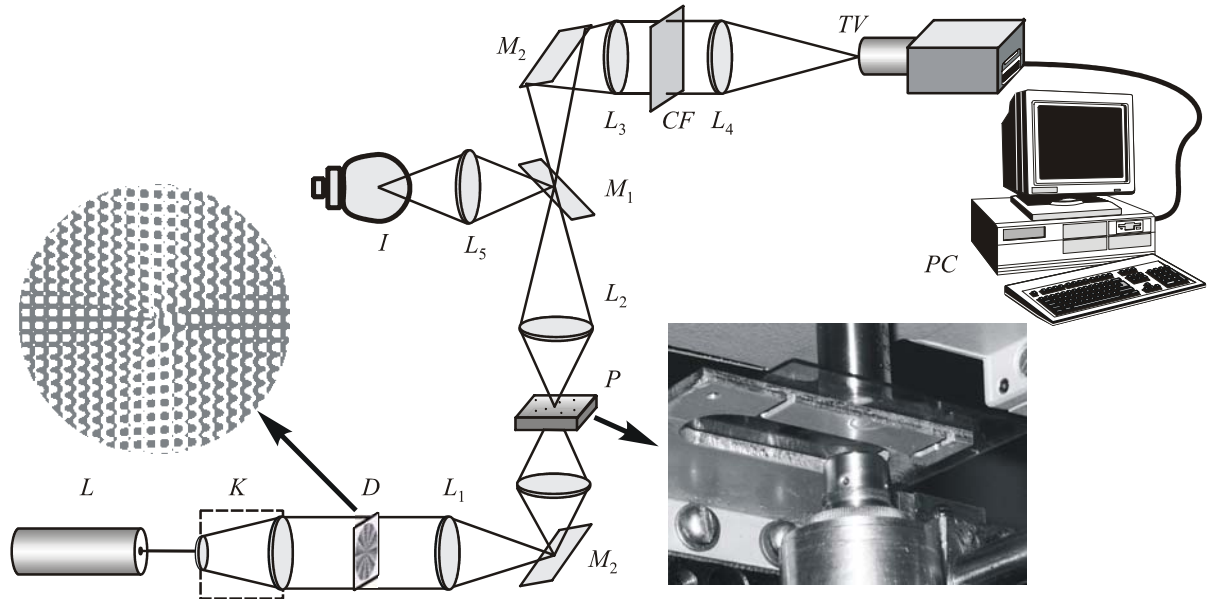


Рис. 12. Оптическая схема экспериментальной установки: L – аргонный лазер, K – коллиматор, D – ДОО, L_1 – корректирующая линза, M_1 – полупрозрачное зеркало микроскопа, M_2, M_3 – поворотные зеркала, L_2 – микрообъектив, P – кювета с микрочастицами, L_3 – окуляр микроскопа, CF – красный светофильтр, TV – телекамера, L_4 – объектив телекамеры, L_5 – конденсор осветителя, I – лампа осветителя, L_6 – дополнительный микрообъектив

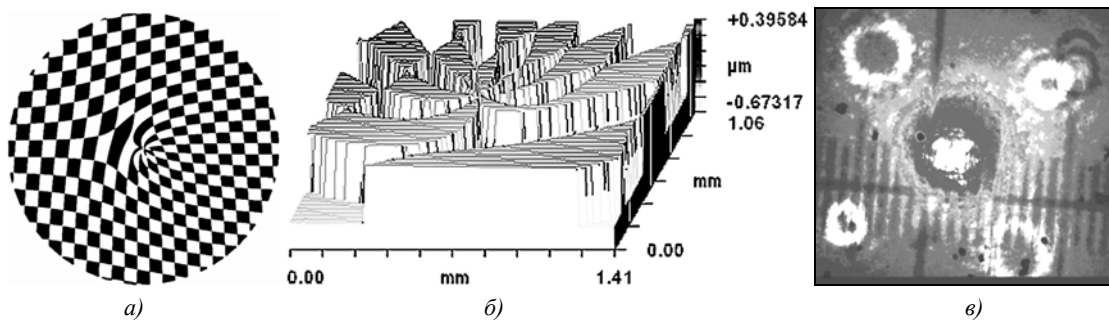


Рис. 13. Четырехпорядковый ДОО, формирующий световой пучок с фазовыми сингулярностями ± 3 -го и ± 7 -го порядков (а), центральная часть микрорельефа (б), распределение интенсивности в рабочей области

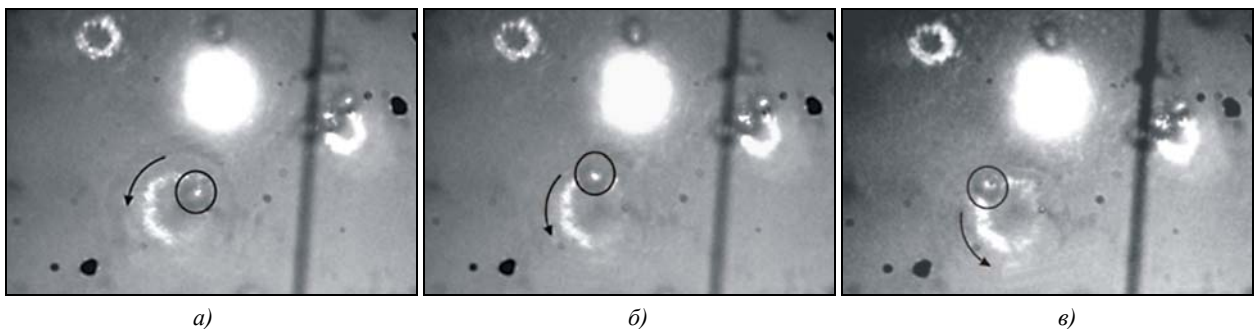


Рис. 14. Движение микросферы в световом пучке с угловой гармоникой 7-го порядка (а) – 0 с., (б) – 4 с., (в) – 8 с

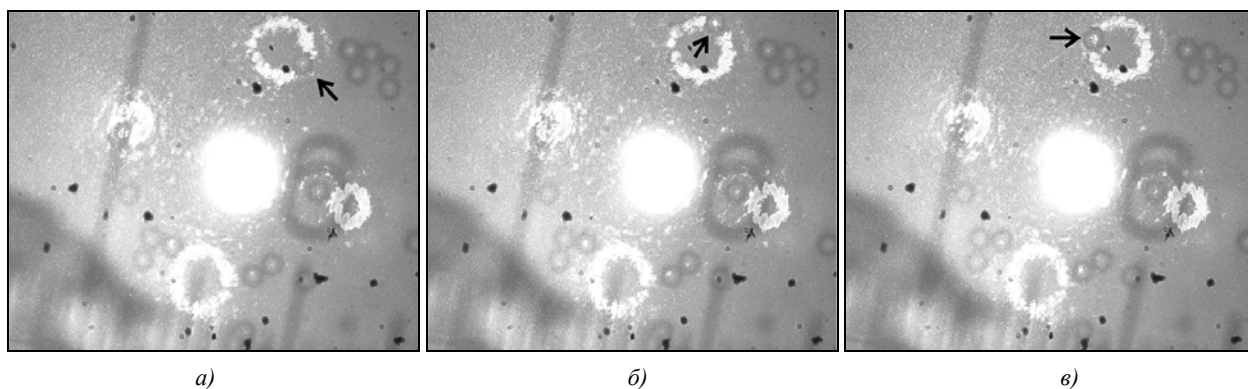


Рис. 15. Движение микросферы в световом пучке с угловой гармоникой 7-го порядка (а) – 0 с., (б) – 1 с., (в) – 2 с

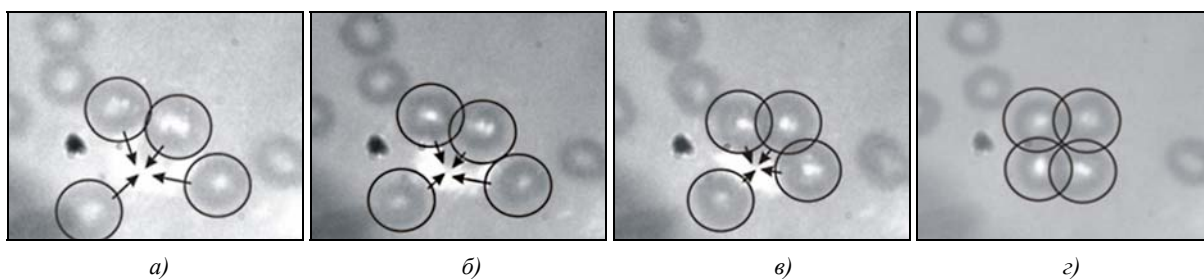


Рис. 16. Захват группы микросфер в световом пучке с угловой гармоникой 3-го порядка

Благодарности

Авторы выражают благодарность группе профессора Я. Турунена (Университет Йоенсуу, Финляндия) за помощь в изготовлении ДОО. Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, правительства Самарской области и Американского фонда гражданских исследований и развития (CRDF Project SA-014-02) в рамках российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE), а также при поддержке грантов Президента РФ МД-209.2003.01 и НШ-1007.2003 (гос. контракт № 02.445.11.7174), а также грантов РФФИ 05-01-96505, 05-08-50298.

Литература

- Durnin J., Miceli J.J., Jr & Eberly, J. H. Diffraction-free beams // *Phys. Rev. Lett.* 58, 1499–1501 (1987).
- Turunen J., Vasara A., Friberg A.T. Holographic generation of diffraction-free beams // *Applied Optics*, 27, 3959–3962 (1988).
- MacDonald, R.P., Boothroyd, S.A., Okamoto T., Chrostowski J., Syrett B.A. Interboard optical data distribution by Bessel beam shadowing // *Opt. Commun.* 122, 169–177 (1996).
- McQueen C.A., Arlt, J. & Dholakia K. An experiment to study a “nondiffracting” light beam // *Am. J. Phys.* 67, 912–915 (1999).
- Soroko L.M. What does the term “light beam” mean? // Preprint of JINR, E13-99-226, Dubna, 1999, 19 p.
- Volke-Sepulveda K., Garcés-Chavez V., Chavez-Cerda S., Arlt J., Dholakia K. Orbital angular momentum of a high-order Bessel light beam // *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* 4, S82–S89 (2002).
- Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Paakkonen P., Simonen J., Turunen J. An analysis of the angular momentum of a light field in terms of angular harmonics // *Journal of Modern optics*, 48(10), 1543–1557 (2001)
- Kotlyar V.V., Khonina S.N., Soifer V.A. An algorithm for the generation of laser beams with longitudinal periodicity: rotating images // *Journal of Modern Optics*, 44, 1409–1416 (1997).
- Paakkonen P., Lautanen J., Honkanen M., Kuittinen M., Turunen J., Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Friberg A.T. Rotating optical fields: experimental demonstration with diffractive optics // *Journal of Modern Optics*, 45 (11), 2355–2369 (1998)
- Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Lautanen J., Honkanen M., Turunen J. Generating a couple of rotating nondiffracting beams using a binary-phase DOE // *Optik*, 110 (3), 137–144 (1999).
- McLeod J.H. The axicon: a new type optical element // *J. Opt. Soc. Am.* 44(8), 592–597 (1954).
- Khonina S.N., Kotlyar V.V., Soifer V.A., Shinkaryev M.V., Uspleniev G.V., Trochason // *Optics Communications*, 91 (3–4), 1992. P. 158–162.
- Arlt J., Hitomi T., Dholakia K. Atom guiding along Laguerre-Gaussian and Bessel light beams // *Appl. Phys. B* 71, 2000. P. 549–554.
- Arlt J. and Dholakia K. Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon // *Opt. Commun.* 177, 2000. P. 297–301.
- Arlt J., Dholakia K., Sonesson J., Wright E.M. Optical dipole traps and atomic waveguides based on Bessel light beams // *Physical Review A* 63, 063602 (2001).
- MacDonald M.P., Paterson L., Volke-Sepulveda K., Arlt J., Sibbett W., Dholakia K. Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures // *Science* 296, 1101–1103 (2002).
- Arlt J., Garcés-Chavez V., Sibbett W., Dholakia K. Optical micromanipulation using a Bessel light beams // *Opt. Comm.* 197, 239–245 (2001).

18. Garces-Chavez V., McGloin D., Melville H., Sibbett W., Dholakia K. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam // *Nature* 419, 145-147 (2002).
19. Garces-Chavez V., Volke-Sepulveda K., Garces-Chavez S., Sibbett W., Dholakia K. Transfer of orbital angular momentum to an optically trapped low-index particle // *Phys. Rev. A* 66, 063402 (2002).
20. Miller W. Symmetry and separation of variables // Addison-Wesley Pub. Comp., MA, 1977.
21. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Специальные функции // Москва, Наука, 1983, 750 с.
22. Paterson L., MacDonald M.P., Arlt J., Sibbett W., Bryant P.E., Dholakia K. Controlled rotation of optically trapped microscopic particles // *Science* 292, May, 2001. P. 912-914.
23. McGloin D., Garcés-Chávez V., Dholakia K. Interfering Bessel beams for optical micromanipulation // *Optics Letters* 28(8), 657-659 (2003)
24. Kotlyar V.V., Khonina S.N., Soifer V.A. Algorithm for the generation of non-diffracting Bessel modes // *Journal of Modern Optics*, 42(6), 1231-1239 (1995)
25. Kotlyar V.V., Khonina S.N., Soifer V.A. Calculation of phase formers of non-diffracting images and a set of concentric rings // *Optik*, 102(2), 45-50 (1996)
26. Born M., Wolf E. Principles of Optics // Pergamon Press, London, 1968.
27. Allen L., Beijersbergen M.W., Speeuw R.J.C., Woerdman J.P. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes // *Phys. Rev. A* 45, 8185-8189 (1992)
28. Котляр В.В., Хонина С.Н., Сойфер В.А., Ванг Я. Измерение орбитального углового момента светового поля с помощью дифракционного оптического элемента // *Автоматрия*, 2002. 38(3). С. 33-44.
29. Durnin J. Exact solution for nondiffracting beams // I. The scalar theory. *J. Opt. Soc. Am.*, 1987. V. 4. P. 651-654.
30. Paterson C., Smith R. Higher-order Bessel waves produced by axicon-type computer-generated holograms // *Optics Comm.*, 1996. V. 124. P. 123-130.
31. Cheong W.G., Lee W.M., Yuan X.-C., Zhang L.-S., Dholakia K., Wang H. Direct electron-beam writing of continuous spiral phase plates in negative resist with high power efficiency for optical manipulation // *Appl. Phys. Lett.*, 2004. V. 85. № 23. P. 5784-5786.

Rotation of microparticles in light fields

V.A. Soifer^{1,2}, V.V. Kotlyar^{1,2}, S.N. Khonina^{1,2}, R.V. Skidanov^{1,2}

¹Image Processing Systems Institute of RAS

²Samara State Aerospace University (SSAU)

Abstract

The article reviews the experiments on manipulating microspheres in Bessel light beams and in beams with angular harmonics formed by diffractive optical elements.

Keywords: microparticles, light field, Bessel light beam, diffractive optical

Citation: Soifer VA, Kotlyar VV, Khonina SN, Skidanov RV. Rotation of microparticles in light fields. *Computer Optics* 2005; 28: 5-17.

References

- [1] Durnin J, Miceli JJJr, Eberly JH. Diffraction-free beams. *Phys Rev Lett* 1987; 58: 1499-1501.
- [2] Turunen J, Vasara A, Friberg AT. Holographic generation of diffraction-free beams. *Appl Opt* 1988; 27: 3959-3962.
- [3] MacDonald RP, Boothroyd SA, Okamoto T, Chrostowski J, Syrett BA. Interboard optical data distribution by Bessel beam shadowing. *Opt Commun* 1996; 122: 169-177.
- [4] McQueen CA, Arlt J, Dholakia K. An experiment to study a "nondiffracting" light beam. *Am J Phys* 1999; 67: 912-915.
- [5] Soroko LM. What does the term "light beam" mean? Preprint of JINR (Dubna) 1999: E13-99-226.
- [6] Volke-Sepulveda K, Garcés-Chavez V, Chavez-Cerda S, Arlt J, Dholakia K. Orbital angular momentum of a highorder Bessel light beam. *J Opt B Quantum Semiclass Opt* 2002; 4: S82-S89.
- [7] Khonina SN, Kotlyar VV, Soifer VA, Paakkonen P, Simonen J, Turunen J. An analysis of the angular momentum of a light field in terms of angular harmonics. *J Mod Opt* 2001; 48(10): 1543-1557.
- [8] Kotlyar VV, Khonina SN, Soifer VA. An algorithm for the generation of laser beams with longitudinal periodicity: rotating images. *J Mod Opt* 1997; 44: 1409-1416.
- [9] Paakkonen P, Lautanen J, Honkanen M, Kuittinen M, Turunen J, Khonina SN, Kotlyar VV, Soifer VA, Friberg AT. Rotating optical fields: experimental demonstration with diffractive optics. *J Mod Opt* 1998; 45(11): 2355-2369.
- [10] Khonina SN, Kotlyar VV, Soifer VA, Lautanen J, Honkanen M, Turunen J. Generating a couple of rotating nondiffracting beams using a binary-phase DOE. *Optik* 1999; 110(3): 137-144.
- [11] McLeod JH. The axicon: a new type optical element. *J Opt Soc Am* 1954; 44(8): 592-597.
- [12] Khonina SN, Kotlyar VV, Soifer VA, Shinkaryev MV, Uspleniev GV. Trochoson. *Opt Commun* 1992; 91(3-4): 158-162.
- [13] Arlt J, Hitomi T, Dholakia K. Atom guiding along Laguerre-Gaussian and Bessel light beams. *Appl Phys* 2000; 71: 549-554.
- [14] Arlt J, Dholakia K. Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon. *Opt Commun* 2000; 177: 297-301.
- [15] Arlt J, Dholakia K, Soneson J, Wright EM. Optical dipole traps and atomic waveguides based on Bessel light beams. *Phys Rev A* 2001; 63: 063602.
- [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: 1101-1103.
- [17] Arlt J, Garcés-Chavez V, Sibbett W, Dholakia K. Optical micromanipulation using a Bessel light beams. *Opt Comm.* 2001; 197: 239-245.
- [18] Garcés-Chavez 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.
- [19] Garcés-Chavez V, Volke-Sepulveda K, Garcés-Chavez S, Sibbett W, Dholakia K. Transfer of orbital angular momentum to an optically trapped low-index particle. *Phys Rev A* 2002; 66: 063402.
- [20] Miller W. Symmetry and separation of variables. Reading, MA: Addison-Wesley Publishing Company; 1977.
- [21] Prudnikov AP, Brychkov IA, Marichev OI. Integrals and series: special functions [In Russian]. Moscow: "Nauka" Publisher; 1983.
- [22] Paterson L, MacDonald MP, Arlt J, Sibbett W, Bryant PE, Dholakia K. Controlled rotation of optically trapped microscopic particles. *Science* 2001; 292: 912-914.
- [23] McGloin D, Garcés-Chávez V, Dholakia K. Interfering Bessel beams for optical micromanipulation. *Opt Lett* 2003; 28(8): 657-659.
- [24] Kotlyar VV, Khonina SN, Soifer VA. Algorithm for the generation of non-diffracting Bessel modes. *J Mod Opt* 1995; 42(6): 1231-1239.
- [25] Kotlyar VV, Khonina SN, Soifer VA. Calculation of phase formers of non-diffracting images and a set of concentric rings. *Optik* 1996; 102(2): 45-50.
- [26] Born M, Wolf E. Principles of optics. London: Pergamon Press; 1968.
- [27] Allen L, Beijersbergen MW, Speeuw RJC, Woerdman JP. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes. *Phys Rev A* 1992; 45: 8185-8189.
- [28] Kotlyar VV, Khonina SN, Soifer VA, Wang J. Measuring the orbital angular momentum of the light field with a diffractive optical element [In Russian]. *Avtometriya* 2002; 38(3): 33-44.
- [29] Durnin J. Exact solution for nondiffracting beams. I. The scalar theory. *J Opt Soc Am* 1987; 4: 651-654.
- [30] Paterson C, Smith R. Higher-order Bessel waves produced by axicon-type computer-generated holograms. *Opt Commun* 1996; 124: 123-130.
- [31] Cheong WG, Lee WM, Yuan X-C, Zhang L-S, Dholakia K, Wang H. Direct electron-beam writing of continuous spiral phase plates in negative resist with high power efficiency for optical manipulation. *Appl Phys Lett* 2004; 85(23): 5784-5786.