

ОПТИЧЕСКИЙ ЗАХВАТ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЦИЛИНДРА ВБЛИЗИ ФОКУСА РАЗНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ

А.Г. Налимов, В.В. Котляр

Институт систем обработки изображений РАН

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева

Аннотация

Проведено численное сравнительное исследование возможности оптического захвата диэлектрического микроцилиндра с круглым или эллиптическим сечением, диаметр которого сравним с длиной волны света, при помещении его вблизи перетяжки непараксиального Гауссова пучка или в фокальную область «остро» сфокусированного Гауссова пучка и плоской волны (отношение диаметра линзы к фокусному расстоянию варьировалось от 0,85 до 1,27).

Введение

Интерес к оптическому захвату и манипулированию микрообъектов с помощью сфокусированного лазерного пучка не ослабевает [1-4]. При этом для формирования требуемого распределения интенсивности в фокусе линзы используют как ДОЭ, так и динамический транспарант (модулятор света) [1]. Проводятся эксперименты с импульсным лазерным излучением [2], которое взаимодействует с биологическим объектом [3, 4]. Причем в [4] сообщается о манипулировании ядром внутри самой клетки.

Для вывода оптимальных условий оптического захвата микрообъектов требуется проведение численного моделирования расчета сил, действующих со стороны электромагнитного поля на микрообъекты. Поэтому актуальным является развитие эффективных методов моделирования процесса оптического захвата [5-8]. В [5] моделируется захват одновременно двух микрообъектов в приближении лучевой оптики. В [6] численно исследуются резонансные явления при оптическом захвате одновременно двух сферических микрочастиц, расположенных вдоль оси пучка. Для расчета сил, действующих со стороны электромагнитного поля на микрообъект, используется метод разностного решения уравнения Максвелла [7] или аналитические выражения в случае сферических частиц [8].

Дифракция электромагнитной волны на цилиндрических объектах интенсивно изучается [9-13]. Это объясняется тем, что качественно многие черты дифракции на цилиндрическом объекте (бесконечно протяженном) с круглым сечением и на сферическом объекте совпадают, но расчетная задача для двумерного случая существенно упрощается. В [9, 10] разностным методом проведено исследование дифракции на отражающем и пропускающем цилиндрах. Сила и момент силы, действующие со стороны светового поля на эллиптический цилиндр, рассмотрены в [11]. А в [12] те же авторы исследуют резонансные эффекты взаимодействия света с микрообъектами. В [13] теоретически исследуется дифракция электромагнитного поля на диэлектрическом цилиндре, разложенного по базису Фурье-Бесселя.

Исследованию непараксиальных Гауссовых пучков и их обобщению посвящаются работы [14-20]. В [14] получены формулы для расходимости (вы-

числяется M^2 -фактор) непараксиального пучка Эрмита-Гаусса. В [15] теоретически исследуется распространение непараксиальных пучков Эрмита-Гаусса и Лагерра-Гаусса.

Исследованию влияния поляризации на «острую» фокусировку пучка посвящена работа [16]. В [17, 18] введены в рассмотрение и исследуются теоретически новые векторные световые пучки Гельмгольца-Гаусса и Лапласа-Гаусса. Расчету дифракции Гауссова пучка с ТЕ-поляризацией на дифракционной решетке конкретного размера и на объемной решетке Брэгга посвящены работы [19, 20].

В данной работе проведены численные исследования влияния формы двумерного непараксиального светового пучка на оптический захват диэлектрического цилиндра с сечением круговой и эллиптической формы. Рассмотрены случаи ТЕ- и ТМ-поляризации. Микроцилиндр помещался либо в перетяжку непараксиального Гауссова пучка, либо в фокальную область «остро» сфокусированного Гауссова пучка и плоской волны. Непараксиальный Гауссов пучок описывался двумя способами: через интегральное представление и с помощью конечной суммы функций Бесселя.

1. Выражения для расчета непараксиальных Гауссовых пучков

Рассмотрим различные способы расчета Гауссова пучка.

В [21] приведена следующая формула для расчета непараксиального Гауссова пучка:

$$E_x(y, z) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{\xi^2}{4\sigma_0^2} + ik \left(z\xi + y\sqrt{1-\xi^2} \right) \right\} d\xi, \quad (1)$$

где σ_0 – параметр Гауссова пучка, связанный с радиусом его перетяжки ω соотношением: $\sigma_0 = \frac{1}{k\omega_0}$.

В [22] получена формула для расчета смещенно от центра непараксиального Гауссова пучка. Для случая ТЕ-поляризации, когда (E_x^i, H_y^i, H_z^i) – отличны от нуля, напряженность электрического поля для непараксиального Гауссова пучка можно записать в виде:

$$E_x(\rho, \varphi) = \frac{E_0 \omega_0 \sqrt{\pi}}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{k^2 \omega_0^2 q^2}{4} + \right. \quad (2)$$

$$\left. + ik(z_0 p - y_0 q) + ikr \cos(\varphi - \gamma) \right] dq,$$

где (ρ, φ) – координаты в плоскости (y, z) , $\gamma = \arcsin q$, $p^2 + q^2 = 1$, $p = \cos \gamma$, $q = \sin \gamma$, (y_0, z_0) – центр перетяжки пучка. Так как

$$\exp[ikr \cos(\varphi - \gamma)] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n J_n(kr) e^{in(\varphi - \gamma)}, \quad (3)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_1} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1}$ – волновой вектор в среде,

с диэлектрической проницаемостью ε_1 , $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ –

скорость света в вакууме, λ – длина волны света, то получим разложение (2) в ряд по цилиндрическим гармоникам:

$$E_x(\rho, \varphi) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n C_n J_n(kr) e^{in\varphi}, \quad (4)$$

$$C_n = \frac{\omega_0 \sqrt{\pi}}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{k^2 \omega_0^2 q^2}{4} + \right. \quad (5)$$

$$\left. + ik\sqrt{1 - q^2} z_0 - ikq y_0 - in \arcsin q \right] dq,$$

где $J_n(x)$ – функции Бесселя n -го порядка.

Уравнения (1) и (2) описывают непараксиальный Гауссов пучок, рассчитываемый от плоскости перетяжки. Рассмотрим теперь расчет Гауссова пучка с острой фокусировкой при помощи линзы.

Уравнение Гельмгольца записывается в виде:

$$(\nabla^2 + k^2) E(\vec{x}) = 0, \quad (6)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_1}$ – волновое число в среде, $E(\vec{x})$ – скалярная комплексная амплитуда светового поля.

Пусть поле на начальной плоскости задано функцией $E_0(x, y)$. Представим функцию $E(\vec{x})$ как результат преобразования Фурье и получим выражение для функции светового поля $E(\vec{x})$ на расстоянии z от начальной плоскости:

$$E(x, y, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} A(\alpha, \beta, z) \times \quad (7)$$

$$\times \exp[ik(\alpha x + \beta y)] d\alpha d\beta.$$

Подставив (3) в (2), можно получить выражение для $A(\alpha, \beta, z)$:

$$\frac{\partial^2 A(\alpha, \beta, z)}{\partial z^2} + k^2(1 - \alpha^2 - \beta^2) A(\alpha, \beta, z) = 0. \quad (8)$$

Решение уравнения (4) записывается в виде:

$$A(\alpha, \beta, z) = A_0(\alpha, \beta) e^{ikz\sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}}. \quad (9)$$

Амплитуду спектра $A(\alpha, \beta)$ плоских волн в плоскости $z=0$ представим в виде интеграла Фурье:

$$A_0(\alpha, \beta) = \int \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x, y) \times \quad (10)$$

$$\times \exp[-ik(\alpha x + \beta y)] dx dy.$$

Тогда, используя (7), (9) и (10), получим:

$$E(x, y, z) = \int \int \int \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x', y') e^{-ik(\alpha x' + \beta y')} \times \quad (11)$$

$$\times e^{ikz\sqrt{1 - \alpha^2 - \beta^2}} e^{ik(\alpha x + \beta y)} d\alpha d\beta dx' dy'.$$

Для двумерного случая уравнение (11) можно переписать в виде (Z – вдоль оптической оси):

$$E(y, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} E_0(y') e^{ik\beta(y - y')} e^{ikz\sqrt{1 - \beta^2}} d\beta dy'. \quad (12)$$

Для расчета Гауссова пучка с малым радиусом перетяжки сфокусируем Гауссов пучок с помощью линзы с большой числовой апертурой, то есть функцию $E_0(y')$ зададим в виде:

$$E_0(y') = \exp\left(-\frac{y'^2}{\omega^2}\right) \exp\left(-\frac{iky'^2}{2f}\right), \quad (13)$$

где f – фокусное расстояние линзы, ω – радиус перетяжки Гауссова пучка в плоскости $z=0$. Тогда числовая апертура линзы $NA = \frac{2\omega}{f}$.

При помощи формулы (7) можно рассчитать непараксиальную фокусировку линзой плоской волны, приняв:

$$E_0(y') = \exp\left(-\frac{iky'^2}{2f}\right) \quad (14)$$

2. Расчет фокальной области непараксиальных Гауссовых пучков

На рис. 1 представлен модуль поля $|E_x|$ (ось X перпендикулярна рисунку, Z – оптическая ось) для непараксиальных Гауссовых пучков, рассчитанных по формулам (1), (4), (12), (13), и для сфокусированной плоской волны по формулам (12) и (14). Перетяжка пучка сформирована ровно по центру изображения.

Параметры расчета: длина волны $\lambda = 1$ мкм, $f = 10$ мкм (для формул (13), (14), диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon_1 = 1$, все поле 10×10 мкм, мощность излучения в пучке $P = 100$ мВт/м. Радиус перетяжки непараксиального Гауссова пучка на рис. 1а, б взят $\omega_0 = 0,75$ мкм, на рис. 1в радиус перетяжки так же взят $\omega_0 = 0,75$ мкм, при этом числовая апертура линзы составила $NA = 0,848$, на рис. 1г числовая апертура линзы так же равна $NA = 0,848$, то есть апер-

тура линзы $D_L=8,48$ мкм. На рис. 2 представлены фазы полей, приведенных на рис. 1, соответственно.

На рис. 3 представлены графики модуля амплитуды поля E_x , построенные через перетяжку пучка вдоль оси Y при $Z=0$, для пучков на рис. 1.

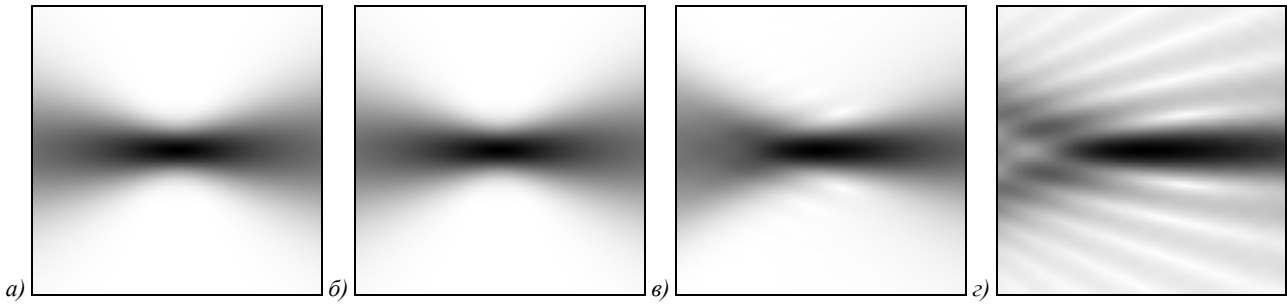


Рис. 1. Амплитуда поля E_x для а) непараксиального Гауссова пучка, рассчитанного по формуле (1); б) непараксиального Гауссова пучка, рассчитанного по формуле (4); в) Гауссова пучка, сфокусированного линзой и рассчитанного по формулам (12) и (13); г) сфокусированной плоской волны, рассчитанной по формулам (12) и (14)

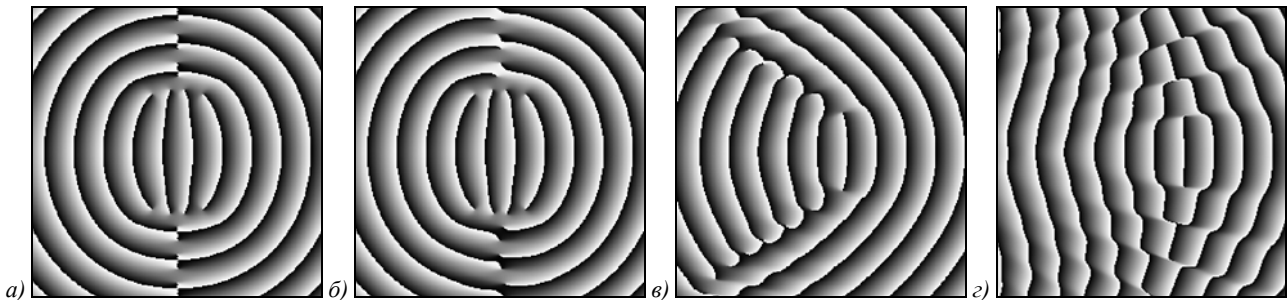


Рис. 2. Фаза поля E_x для а) непараксиального Гауссова пучка, рассчитанного по формуле (1); б) непараксиального Гауссова пучка, рассчитанного по формуле (4); в) Гауссова пучка, сфокусированного линзой, рассчитанного по формулам (12) и (13); г) сфокусированной плоской волны, рассчитанной по формулам (12) и (14)

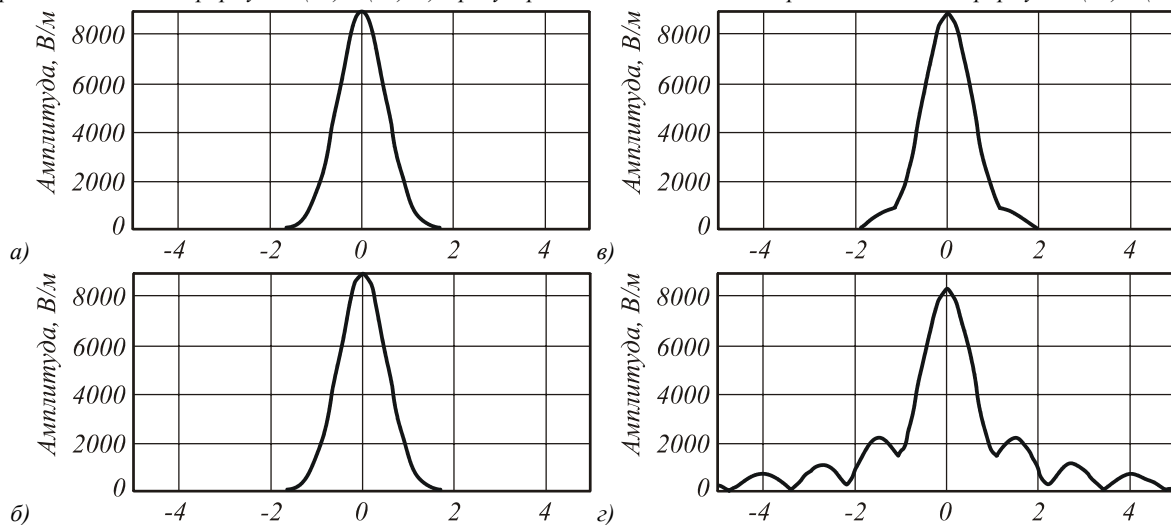


Рис. 3. График амплитуды поля E_x , построенный через перетяжку ($Z=0$) вдоль оси Y для: а) непараксиального Гауссова пучка, рассчитанного по формуле (1); б) непараксиального Гауссова пучка, рассчитанного по формуле (4); в) Гауссова пучка, сфокусированного линзой, рассчитанного по формулам (12) и (13); г) сфокусированной плоской волны, рассчитанной по формулам (12) и (14)

Как можно увидеть из рис. 1-3, наиболее близки между собой Гауссовы пучки, полученные по формулам (1) и (4). При расчете по уравнению (4) в ряде бралось 15 слагаемых. Невязка δ между амплитудами E_x полей, рассчитанных по формулам (1) и (4), составляет $\delta=0,24\%$; между амплитудами E_x полей, рассчитанных по формулам (1) и (12), (13),

невязка составляет $\delta=9,15\%$. Невязка рассчитывалась по следующей формуле:

$$\delta = \sqrt{\frac{\sum_{x,y=-a}^a (E_1(x,y) - E_2(x,y))^2}{\sum_{x,y=-a}^a E_1^2(x,y)}}, \quad (15)$$

где a – размер области расчета поля Гауссова пучка, E_1 , E_2 – сравниваемые поля напряженности электрического поля.

На рис. 4 приведены поля вектора Умова-Пойнтинга для всех четырех рассматриваемых пучков, рассчитанные по формуле:

$$\vec{S} = \frac{1}{4\pi c} \operatorname{Re} \left[\vec{E} \times \vec{H}^* \right]. \quad (16)$$

Стрелками на рисунке изображено направление вектора Умова-Пойнтинга в отдельно взятых точках на плоскости (Y, Z) вблизи фокуса световых пучков.

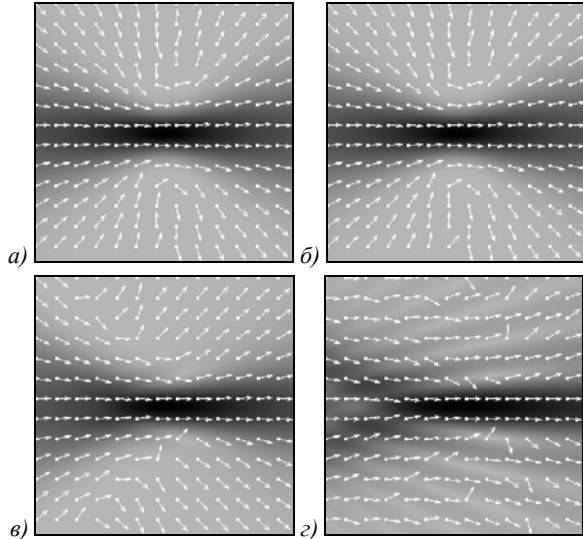


Рис. 4. Поле направлений вектора Умова-Пойнтинга для: а) непараксиального Гауссова пучка, рассчитанного по формуле (1); б) непараксиального Гауссова пучка, рассчитанного по формуле (4); в) Гауссова пучка, сфокусированного линзой, рассчитанного по формулам (12) и (13); г) сфокусированной плоской волны, рассчитанной по формулам (12) и (14)

3. Сравнение сил, действующих на микроцилиндр в фокусе Гауссова пучка

Рассмотрим оптический захват цилиндрического микрообъекта при помощи сфокусированных световых пучков. Захват микрообъекта возможен как вдоль оси Y (перпендикулярно оси распространения света), так и вдоль оси Z . При захвате сила, действующая на микрообъект со стороны светового поля, направлена против смещения микрообъекта из центра захвата.

Расчет дифракции сфокусированного пучка на микрообъекте будем производить по общим формулам из [23] (для ТЕ-поляризации):

$$F_z = \frac{1}{2} \oint_{S_1} \left\{ \frac{1}{2} \left[\mu\mu_0 |H_z|^2 - \varepsilon_0\varepsilon_1 |E_x|^2 - \mu\mu_0 |H_y|^2 \right] dy + \mu\mu_0 \operatorname{Re} \left(H_z H_y^* \right) dz \right\}, \quad (17)$$

$$F_y = \frac{1}{2} \oint_{S_1} \left\{ \frac{1}{2} \left[\mu\mu_0 |H_y|^2 - \varepsilon_0\varepsilon_1 |E_x|^2 - \mu\mu_0 |H_z|^2 \right] dz + \mu\mu_0 \operatorname{Re} \left(H_y H_z^* \right) dy \right\}. \quad (18)$$

Для расчета силы по полю дифракции, рассчитанному по формуле (4), для цилиндра с круглым сечением, будем пользоваться аналитически полученной формулой в [23]:

$$F_z = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_1 |E_0|^2}{2k} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \left[C_{n+1}^* \left(a_n + a_{n+1}^* + 2a_n a_{n+1}^* \right) + C_{n-1}^* \left(a_n + a_{n-1}^* + 2a_n a_{n-1}^* \right) \right], \quad (19)$$

$$F_y = -\frac{i\varepsilon_0\varepsilon_1 |E_0|^2}{2k} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \left[C_{n+1}^* \left(a_n + a_{n+1}^* + 2a_n a_{n+1}^* \right) - C_{n-1}^* \left(a_n + a_{n-1}^* + 2a_n a_{n-1}^* \right) \right], \quad (20)$$

где F_z , F_y – проекции силы вдоль осей Z и Y для случая ТЕ-поляризованной падающей волны, коэффициенты разложения C_n рассчитываются по формуле (5), коэффициенты разложения a_n находятся по формуле:

$$a_n = -\frac{k_1 J_n'(k_1 R) J_n(kR) - k J_n(k_1 R) J_n'(kR)}{k_1 J_n'(k_1 R) H_n^{(1)}(kR) - k J_n(k_1 R) H_n^{(1)}(kR)} \quad (21)$$

На рис. 5 приведены графики проекций сил, действующих на микрообъект со стороны светового поля непараксиального Гауссова пучка, рассчитанных по формуле (1). Параметры расчета: длина волны $\lambda=1$ мкм, радиус перетяжки Гауссова пучка $\omega_0=0,5$ мкм, диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon_1=1,77$ (показатель преломления $n=1,33$ – вода), мощность излучения в пучке $P=100$ мВт/м, диаметр микрообъекта круглой формы $D=1$ мкм, диэлектрическая проницаемость объекта $\varepsilon=2$.

Как можно увидеть из рис. 5, при смещении микроцилиндра в любом направлении из центра захвата ($Z=0,63$ мкм; $Y=0$ мкм) возникает сила, действующая на частицу в направлении, противоположном смещению. В точке захвата сила, действующая на частицу со стороны светового поля, равна нулю. Заметим так же, что сила, действующая на цилиндр, равна нулю в том случае, когда цилиндр смещен из центра перетяжки пучка вдоль оптической оси на расстояние, большее его радиуса.

На рис. 6 изображены графики проекций сил, аналогичные рис. 5, для других падающих световых пучков.

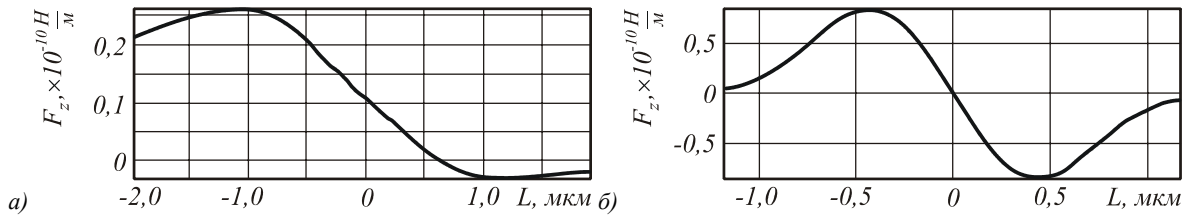


Рис. 5. Графики зависимости силы, действующей на микроцилиндр, от смещения L для непараксиального Гауссова пучка: а) зависимость проекции силы, действующая вдоль оси Z , от смещения вдоль оси Z ; б) зависимость проекции силы, действующей вдоль оси Y , от смещения вдоль оси Y через точку $Z=0,63$ мкм

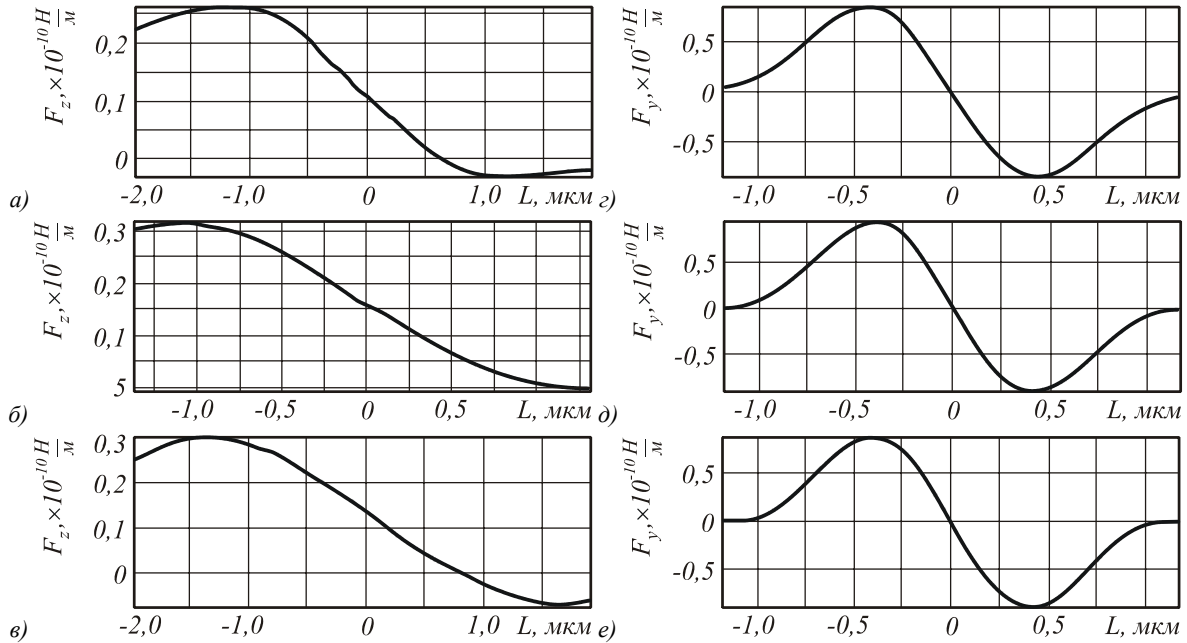


Рис. 6. Графики зависимости проекции силы вдоль оси Z , действующей на микроцилиндр, от смещения L вдоль оси Z : а) сила рассчитана по формуле (19), б) сила рассчитана по (17) по полю дифракции, рассчитанного по формуле (12) и (13), в) сила рассчитана по (17) по полю дифракции, рассчитанного по формуле (12) и (14). Графики зависимости проекции силы вдоль оси Y , действующей на микроцилиндр, от смещения L вдоль оси Y через точку $Z=0,63$ мкм, г) сила рассчитана по формуле (20), д) сила рассчитана по (18) по полю дифракции, рассчитанного по формуле (12) и (13), е) сила рассчитана по (18) по полю дифракции, рассчитанного по формуле (12) и (14)

Определим границу применимости каждого из рассматриваемых пучков для полного захвата круглого микроцилиндра при $\varepsilon_1=1,77$, $D=\lambda=2\omega_0=1$ мкм. В таблице 1 приведены максимальные значения ε микрообъекта, при которых имеет место захват проекцией силы вдоль оси Z (график силы пересекает нулевую ось при положительном смещении L). Предпоследняя и последняя колонки таблицы строились при числовой апертуре линзы $NA=1,27$ для обеспечения того же радиуса пучка в фокусе. При увеличении радиуса перетяжки сфокусированного пучка оптический захват микрообъекта проекцией силы вдоль оси Z пропадает.

В таблице 2 представлены критический максимальный диаметр сфокусированного пучка в перетяжке $2\omega_0$ для различных пучков, начиная с которого захват микрообъекта возможен только в виде левитации частицы при освещении ее снизу вверх. Расчеты приведены для следующих параметров: $D=1,5$ мкм, $\lambda=1$ мкм, $\varepsilon=2$, $\varepsilon_1=1,77$.

Таблица 1. Максимальное значение ε для полного «оптического захвата» микроцилиндра

Формула расчета Гауссова пучка	(1)	(4)	(12), (13) NA=1,27	(12), (14) NA=1,27
Максимальное значение ε , ТЕ-поляризация	2,0 6	2,06	2,06	2,26
Максимальное значение ε , ТМ-поляризация	2,3 5	2,35	2,35	2,52

Таблица 2. Максимальный диаметр пучка для полного «оптического захвата» микроцилиндра

Формула расчета Гауссова пучка	(1)	(12), (13)	(12), (14)
$2\omega_0$ ТЕ-поляризация	1,39	1,79	1,69
$2\omega_0$, ТМ-поляризация	1,55	1,9	1,75

Для оценки качества захвата воспользуемся величиной степени захвата $\gamma = \frac{|F_{z,forward}|}{|F_{z,backward}|}$, где $F_{z,forward}$ – максимальная положительная проекция силы вдоль оси Z , толкающая частицу вперед вдоль светового пучка, $F_{z,backward}$ – максимальная отрицательная по величине проекция силы вдоль оси Z . В таблице 3 приведена величина γ для различных диаметров микроцилиндра D . Параметры пучка $\varepsilon = 2$, $\varepsilon_1 = 1,77$, $\lambda = 2\omega_0 = 1$ мкм.

Таблица 3. Зависимость степени захвата γ от диаметра цилиндра для силы, действующей на микроцилиндр, рассчитанной по формуле (19)

D, мкм	0,5	1	1,5	2	2,5	3
γ , ТЕ-поляризация	0,088	0,123	0,295	0,249	0,232	0,246
γ , ТМ-поляризация	0,439	0,287	0,486	0,0422	0,412	0,489

Колебание значений γ вдоль строк таблицы 3 объясняется резонансным эффектом при взаимодействии электромагнитной волны и цилиндра.

При помощи итеративного алгоритма можно рассчитать поле дифракции, удовлетворяющее уравнению Гельмгольца на микрообъекте с произвольной формой сечения. На рис. 7 приведено поле дифракции (10x10 мкм) непараксиального Гауссова пучка на эллипсе, больший диаметр которого направлен вдоль оси Y , и проекции сил, действующих на него со стороны непараксиального Гауссова пучка (ТЕ-поляризация). Диаметры эллипса $A_1 = 1$ мкм, $A_2 = 2$ мкм, остальные параметры такие же, как на рис. 5.

Заключение

В работе получены следующие результаты.

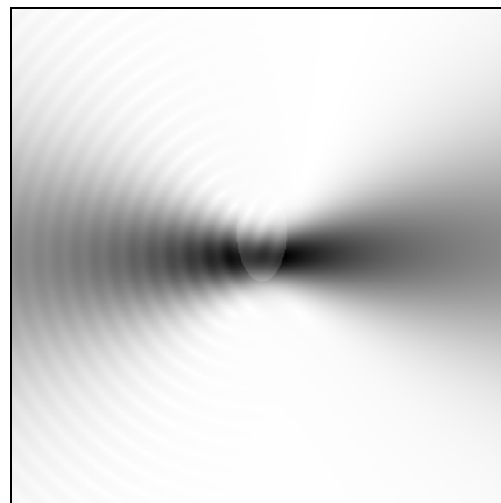
- Проведено численное сравнительное исследование возможности оптического захвата диэлектрического микроцилиндра с круглым и эллиптическим сечением при помещении его вблизи перетяжки непараксиального Гауссова пучка, а так же в фокальную область «остро» сфокусированного Гауссова пучка и плоской волны.

- Численно показано, что:

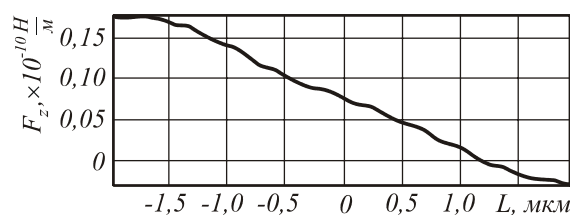
- а) при оптическом захвате цилиндра с круглым сечением предпочтительнее использовать острую фокусировку плоской волны или Гауссов пучок (при одинаковой числовой апертуре), и предпочтительней использовать сфокусированный Гауссов пучок, чем поместить объект в перетяжку Гауссова пучка.

- б) оптический захват микроцилиндра, диаметр которого сравним с длиной волны, происходит в случае, когда центр сфокусированного пучка лежит вне цилиндра.

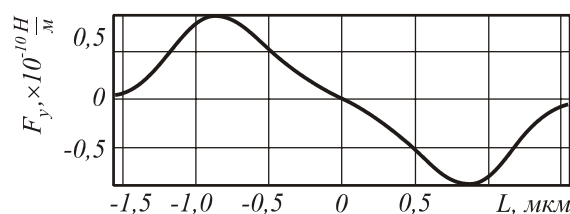
- в) численно показано, что «степень захвата» (надежность захвата) при прочих равных условиях больше для ТМ-поляризации, чем для ТЕ-поляризации, а зависимость «степени» захвата от радиуса цилиндра имеет осциллирующий характер, что связано с резонансным взаимодействием света и микроцилиндра.



а)



б)



в)

Рис. 7. а) Поле $|E_x|$ дифракции непараксиального Гауссова пучка на эллипсе, расположенном в координатах ($Y=0$ мкм; $Z=0,25$ мкм) относительно центра перетяжки, б) проекция силы, действующая вдоль оси Z от смещения L вдоль оси Z через центр перетяжки; в) проекция силы, действующая вдоль оси Y от смещения L вдоль оси Y через точку $Z=0$

Благодарности

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 «Фундаментальные исследования и высшее образование» (BRHE), гранта Президента НШ-1007.2003.01 (гос. контракт № 02.445.11.7174), а также грантов РФФИ №№ 05-01-96505, 05-08-50298.

Литература

1. Cojoc D., Cabrini S., Ferrari E., Malureanu R., Danailov M.B., Fabrizio E.D. Dynamic multiple optical trapping by means of diffractive optical elements // *Microelectronic Engineering*, 73-74. 2004. P. 927-932.
2. Ambardekar A.A., Li Y. Optical levitation and manipulation of stuck particles with pulsed optical tweezers // *Optics Letters*, 2005. Vol. 30. No. 14. P. 1797-1799.
3. Ferrari E., Emiliani V., Cojoc D., Garbin V., Zahid M., Durieux C., Coppey-Moisan M., Fabrizio E.D. Biological samples micro-manipulation by means of optical tweezers // *Microelectronic Engineering*, 78-79, 2005. P. 575-581.
4. Sacconi L., Tolic-Norrelykke I.M., Stringari C., Antolini R., Pavone F.S. Optical micromanipulation inside yeast cells // *Applied Optics*, 2005. Vol. 44. No. 11. P. 2001-2007.
5. Xu S., Li Y., Lou L. Axial optical trapping force on two particles trapped simultaneously by optical tweezers // *Applied Optics*, 2005. Vol. 44. No. 13. P. 2667-2672.
6. Ng J., Chan C.T., Sheng P., Lin Z. Strong optical force induced by morphology-dependent resonances // *Optics Letters*, 2005. Vol. 30. No. 15. P. 1956-1958.
7. Gauthier R.C. Computation of the optical trapping force using an FDTD based technique // *Optics Express*, 2005. Vol. 13. No. 10. P. 3707-3718.
8. Moine O., Stout B. Optical force calculations in arbitrary beams by use of the vector addition theorem // *J. Opt. Soc. Am. B*, 2005. Vol. 22. No. 8. P. 1620-1631.
9. Ida T., Ishihara T., Goto K. Frequency-domain and time-domain novel uniform asymptotic solution for scattering fields by an impedance cylinder and a dielectric cylinder // *IEEE Trans. Electron*, 2005. Vol. E88-CP No. 11. P. 2124-2135.
10. Sun. W., Loeb N.G., Tanev S., Videen G. Finite-difference time-domain solution of light scattering by an infinite dielectric column immersed in an absorbing medium // *Applied Optics*, 2005. Vol. 44. No. 10. P. 1977-1983.
11. Rockstuhl C., Herzig H.P. Calculation of the torque on dielectric elliptical cylinders // *J. Opt. Soc. Am. A*, January 2005. Vol. 22. No. 1. P. 109-116.
12. Rockstuhl C., Salt M.G., Herzig H.P. Analysis of the phonon-polariton response of silicon carbide microparticles and nanoparticles by use of the boundary element method // *J. Opt. Soc. Am. B*, February 2005. Vol. 22. No. 2. P. 481-487.
13. Bonod N., Popov E., Neviere M. Differential theory of diffraction by finite cylindrical objects // *J. Opt. Soc. Am. A*, March 2005. Vol. 22. No. 3. P. 481-490.
14. Kang X., Lu B. The M2 factor of nonparaxial Hermite-Gaussian beams and related problems // *Optik* 116, 2005. P. 232-236.
15. Lu B., Duan K., Wang B. Propagation of Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian beams beyond the paraxial approximation // *J. Opt. Soc. Am. A*, September 2005. Vol. 22. No. 9. P. 1976-1980.
16. Borghi R., Santarsiero M., Alonso M.A. Highly focused spirally polarized beams // *J. Opt. Soc. Am. A*, July 2005. Vol. 22. No. 7. P. 1420-1431.
17. Julio C. Gutierrez-Vega, Miguel A. Bandres. Helmholtz-Gauss waves // *J. Opt. Soc. Am. A*, February 2005. Vol. 22. No. 2. P. 289-298.
18. Bandres M.A., Gutierrez-Vega J.C. Vector Helmholtz-Gauss and vector Laplace-Gauss beams // *Optics Letters*, Aug. 15, 2005. Vol. 30. No. 6. P. 2155-2157.
19. Sumaya-Martinez J., Mata-Mendiz O., Chavez-Rivas F. Rigorous theory of the diffraction of Gaussian beam by finite gratings: TE polarization // *J. Opt. Soc. Am. A*, May, 2003. Vol. 20. No. 5. P. 827-835.
20. Bitaud D., Menez L., Zaquine I., Maruani A. Diffraction of Gaussian beams on intracavity Bragg gratings // *J. Opt. Soc. Am. B*, June 2005. Vol. 22. No. 6. P. 1153-1160.
21. Petersson L.E., Smith G.S. Three-dimensional electromagnetic diffraction of a Gaussian beam by a perfectly conducting half-plane // *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002. V.19. No.11. P. 2265-2280
22. Wu Z., Guo L. Electromagnetic scattering from a multilayered cylinder arbitrarily located in a Gaussian beam, a new recursive algorithms. // *Progress in electromagnetics research, PIER*, 1998. V. 18. P. 317-333.
23. Котляр В.В., Налимов А.Г. Расчет силы давления непараксиального Гауссова пучка на однородный цилиндр с круглым сечением // *Компьютерная оптика*. 2005. №27. С. 105-111.