Н. А. Хило, Л. И. Краморева, П. А. Хило, Е. С. Петрова

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ БЕССЕЛЕВЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕДАХ

Бесселевы световые пучки (БСП) [1, 2] представляют интерес как световые поля с малым дифракционным расплыванием и возможностью пространственной локализации интерференционных максимумов в области порядка длины волны. Данное свойство БСП позволяет использовать неизменный профиль центра пучка для продольно-однородного воздействия излучения на вещество [3, 4]. При этом во многих случаях исследуемые объекты представляют собой среды с сильным поглощением. В связи с этим актуальным является изучение особенностей влияния поглощения на поляризационные и энергетические характеристики БСП и возможностей использования БСП для исследования указанных поглощающих сред.

1. Особенности поляризации бесселевых пучков в поглощающих средах

Для корректной оценки эффектов взаимодействия лазерного излучения, имеющего бесселеву пространственную структуру, необходимо провести соответствующие расчеты, исходя из строгой электромагнитной теории. Будем считать, что БСП падает из прозрачной изотропной среды с показателем преломления n_0 на изотропную поглощающую среду с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$. Компоненты полей для ТН и ТЕ мод бесселева пучка в поглощающей среде имеют вид:

$$E_\rho^{TH} = i(k_z' + ik_z'')J_m'(q\rho), \qquad E_\varphi^{TE} = ik_0(n' + in'')\frac{m}{q\rho}J_m(q\rho),$$

$$E_\varphi^{TH} = -(k_z' + ik_z'')\frac{m}{q\rho}J_m(q\rho), \qquad E_\rho^{TE} = -k_0(n' + in'')J_m'(q\rho),$$

$$E_z^{TH} = qJ_m(q\rho), \qquad E_z^{TE} = 0. \qquad (1)$$

Здесь $J_m(q\rho)$ – функция Бесселя первого рода m-го порядка, $J_m'(q\rho) = \partial J_m(q\rho)/\partial(q\rho)$, (ρ, φ, z)–цилиндрические координаты, проекция волнового вектора $k_z = k_z' + ik_z''$ и опущен фазовый множитель $\exp[i(k_z z + m\varphi)]$.

Формируя линейные комбинации компонент напряженности электрического поля $\vec{E}$ из уравнений (1), получим квазициркулярное поле. Поперечная составляющая вектора $\vec{E}$ имеет вид

$$\vec{E}_{\perp}^{\pm}(q\rho) = \frac{ik_0}{2}\left(\frac{k_z}{k_0} \pm n\right)\left(\vec{e}_{+}J_{m\pm1}(q\rho) + B_{\pm}(\gamma)\vec{e}_{-}J_{m\mp1}(q\rho)\right), \qquad (2)$$

где $B_{\pm}(\gamma) = (n \mp k_z(\gamma)/k_0)/(n \pm k_z(\gamma)/k_0)$, $\vec{e}_{\pm}$ – орты правой и левой циркулярной поляризации. Поляризация поля (2) определяется функцией $B_{\pm}(\gamma)$, зависящей от комплексной величины $k_z(\gamma)$. Несложно показать, что

$$\arg(k_z(\gamma,l)) = \operatorname{arctg}\left(\frac{n'n''(l)}{n'^2 - n''^2(l) - n_0^2\sin^2\gamma}\right) \qquad (3)$$

В (3) принято $n(l) = n' + in''(l)$, $n''(l) = \lambda/4\pi l$, l – длина поглощения, т.е. расстояние, на котором интенсивность пучка убывает в e раз. Как показывает численная оценка величина $n''^2(l) \ll n'^2$ даже для сильно поглощающих сред ($l \sim 1$мкм). Поэтому $\arg(k_z) \approx n'n''(l)/(n'^2 - n_0^2\sin^2\gamma)$. Тогда для волны (+) поляризации

$$\arg(B(\gamma,l)) = \operatorname{arctg}\left(-\frac{2n''(l)}{\sqrt{n'^2 - n_0^2\sin^2(\gamma)}}\right) \qquad (4)$$

На рис.1. показана зависимость функции $|B(l,\gamma)|$ от длины поглощения.

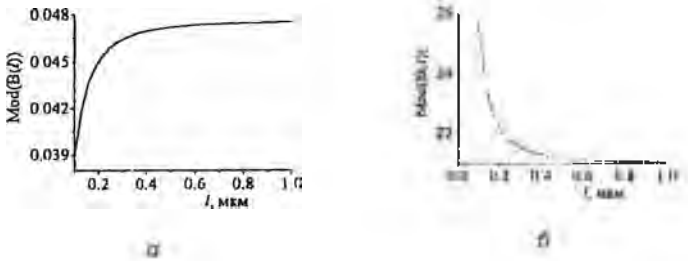

Рис. 1. Зависимость функции $|B(\gamma,l)|$ от длины поглощения l при γ = 10град для право- и лево-поляризованных БСП (*а*, *б*)

Из рис.1 следует, что для слабопоглощающих сред модуль функции $|B(\gamma,l)|$ не зависит от величины поглощения. Однако для сильнопоглощающих сред величина поглощения существенно влияет на функцию $B(\gamma,l)$. При этом для БСП с (+) - поляризацией значение $B(\gamma,l)$ стремится к нулю, а для БСП с (-) - поляризацией -- к бесконечности. Физически это означает, что при падении на среду с сильным поглощением квазициркулярного (+) поля, проникающий в данную среду БСП будет иметь в случае (a) правую циркулярную поляризацию, а в случае ($б$) -- левую. При этом, как следует из (2), пространственная структура поля в поглощающей среде при $m \neq 0$ будет различной.

Учет поглощения приводит к изменению фазового соотношения между циркулярными компонентами БСП в (2). На рис 2 приведена зависимость $\arg(B(l))$ от величины поглощения для волны (+) поляризации.

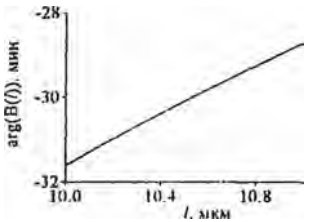

Рис 2 Зависимость разности фаз от величины поглощения при при γ = 30град

Данные фазовые сдвиги могут быть измерены эллипсометрическими методами. Отметим также, что относительно малая длина поглощения, при котором оно существенно влияет на поляризацию, соответствует малой бездифракционной длине векторных БСП.

Таким образом, поляризационные измерения с БСП оптимальны при исследовании сильно поглощающих сред Примером таких сред могут являться биологические объекты.

2. Энергетические характеристики БСП в поглощающих средах

Важнейшей характеристикой поля БСП является создаваемые им в среде потоки энергии. Для бесселева пучка ТН – поляризации (1) продольная (z), радиальная (ρ) и азимутальная (φ) компоненты плотности потока энергии имеют вид

$$S_z = \frac{c}{4\pi} k_0 (k_z' \varepsilon' + k_z'' \varepsilon'') \left\{ \frac{m^2}{(q\rho)^2} J_m^2(q\rho) + (J_m'(q\rho))^2 \right\} \exp[-2k_z'' z] \qquad (6)$$

$$S_\rho = \frac{c}{4\pi} k_0 q \varepsilon'' J_m(q\rho) J_m'(q\rho) \exp[-2k_z'' z] \qquad (7)$$

$$S_\varphi = \frac{c}{4\pi} k_0 \varepsilon' \frac{m}{\rho} J_m^2(q\rho) \exp[-2k_z'' z] \qquad (8)$$

Для поля ТЕ-поляризации аналогично получим

$$S_z = \frac{\omega}{8\pi} k_z' |\varepsilon| \left\{ J_{m-1}^2(q\rho) + J_{m+1}^2(q\rho) \right\} \exp(-2k_z'' z). \qquad (9)$$

$$S_\varphi = \frac{\omega}{4\pi} |\varepsilon| \frac{m}{\rho} J_m^2(q\rho) \exp(-2k_z'' z). \qquad (10)$$

Как видно из приведенных формул, поглощение изменяет все компоненты потока энергии за исключением азимутального потока для ТН-моды. Кроме того, поглощение приводит к новому физическому эффекту – появлению радиального потока энергии в бесселевом ТН-пучке (формула (7)). Отметим также, что азимутальная компонента потока существует только для бесселевых пучков высших порядков.

Количество теплоты, поглощенное средой, находится из формулы:

$$Q^{TH}(q\rho) = \frac{\omega}{4\pi} \varepsilon''(\omega) |E(q\rho)|^2 \exp(-2k_z'' z), \qquad (11)$$

$$Q^{TE}(\rho) = \frac{\varepsilon''(\omega)}{k_z'} S_z^{TE}(\rho), \qquad (12)$$

где $E(q\rho)E^*(q\rho) = |k_z|^2 \left(J_{m-1}^2(q\rho) + J_{m+1}^2(q\rho) \right) + 2q^2 J_m^2(q\rho)$ (13)

Полученные формулы использовались для исследования пространственной микроструктуры распределения световых потоков и выделяемого тепла в оптически поглощающих средах в поле бесселевых световых пучков нулевого и высшего порядков. Исследовалась пространственная структура потоков энергии в зависимости от порядка бесселевой функции и поляризации поля. Важнейшим физическим результатом является существование радиальных потоков энергии поля, отсутствующих в прозрачных средах и связанное с ними существование областей повышенного тепловыделения. Далее, как видно из (12), пространственное распределение поглощаемого тепла для ТЕ-поля совпадает со структурой продольного потока энергии. В то же время, для ТН-поля такого совпадения в общем случае нет. Более де-

тально пространственная структура потоков энергии и поглощаемого тепла представлена на рисунке 3 (в нормированных единицах).

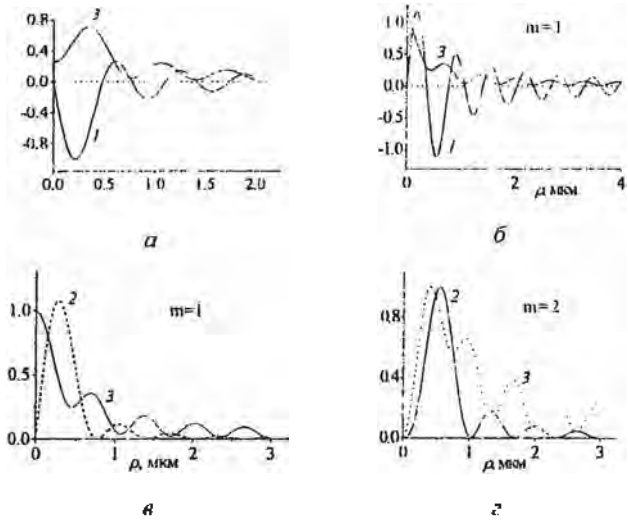

Рис. 3. Зависимость радиального (*1*), азимутального (*2*) потоков энергии и количества поглощаемого тепла (*3*) от поперечной координаты для БСП: угол конусности 30 град. *h*= 50мкм

Как видно из рис. 3*а*, *б*, в поперечном сечении основной и высших мод нули радиального потока энергии совпадают с минимумами или максимумами поглощаемого тепла. При этом поглощаемое тепло максимально в тех областях, где продольный и радиальный потоки обращаются в нуль.

В частности, для БСП с $m = 0$ (рис. 3*а*), в приосевой области поток отрицательный, т. е. направлен к оси пучка. В этой же области минимально поглощение. Данное явление повторяется далее в каждом нечетном нуле потока (рис. 4*а*). В четных нулях реализуется вариант рис. 4*б*, а именно, здесь поток направлен вовне, а поглощаемое тепло в нулевой точке максимально.

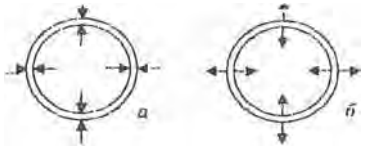

Рис. 4. Два случая ориентации радиального потока энергии БСП в поглощающей среде в окрестности нулевого значения

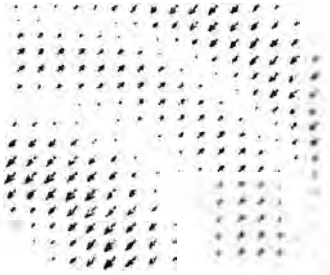

Рис.5. Векторное поле радиального потока энергии для БСП нулевого порядка
Угол конусности равен 30 град

Используя полученные энергетические соотношения, можно рассчитать также градиентную силу ($\sim \mathrm{grad}(S_z)$), действующую на микрочастицы в поле бесселева пучка. В частности, как показано выше, области максимального и минимального тепловыделения совпадают соответственно с максимумами и минимумами продольных потоков энергии и противофазны азимутальным потокам энергии. Это приводит к тому, что градиентная сила будет концентрировать микрочастицы в областях максимального или минимального тепловыделения. В первом случае будет иметь место передача энергии поля бесселева пучка микрочастицам и их нагревание. Данный эффект может найти применение в биологии и медицине.

Литература

1. *Durnin J.J.* Exact solution for nondiffracting beams. I. The scalar theory // Opt. Sos. Amer. 1987. Vol. 4, № 4. P. 651–654.
2. Experimental investigation of Bessel beam characteristics / Y. Lin, J.H. Eberly, H. Huang and D.L. Brown // Appl. Opt. 1992. Vol. 31, № 15. P. 2708–2713.
3. High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens / Z. Ding, H. Ren, Y. Zhao et al. // Opt. Lett. 2002. Vol. 27, № 4. P. 243–245.
4. Optical micromanipulation using a Bessel light beam / J. Arlt, V. Garsces-Chavez, W. Sibbett, K. Dholakia // Opt. Comm. 2001. Vol. 197. P. 239–245.