

УДК 535.3 + 535.51

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ КВАЗИБЕЗДИФРАКЦИОННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕДАХ

В.Н. Белый<sup>1</sup>, Л.И. Краморева<sup>2</sup>, Е.С. Петрова<sup>3</sup>, Н.А. Хило<sup>1</sup>, А.И. Савицкий<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск

<sup>2</sup>Гомельский государственный медицинский университет, Гомель

<sup>3</sup>Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, Гомель

## FEATURES OF ENERGY FLUX DISTRIBUTION UNDER THE CONDITION OF QUASI-NONDIFFRACTION LIGHT BEAMS PROPAGATION IN ABSORBING MEDIA

V.N. Bely<sup>1</sup>, L.I. Kramoreva<sup>2</sup>, E.S. Petrova<sup>3</sup>, N.A. Khilo<sup>1</sup>, A.I. Savitski<sup>2</sup>

<sup>1</sup>B.I. Stepanov Institute of Physics of NAS Belarus, Minsk

<sup>2</sup>Gomel State Medical University, Gomel

<sup>3</sup>P.O. Sukhoi Gomel State Technical University, Gomel

Рассмотрено взаимодействие квазибездифракционных световых пучков с полубесконечной поглощающей средой. Показано, что при наличии поглощения проявляются новые закономерности поведения потоков энергии поля и пространственного профиля тепловыделения, не характерные для плоских волн или гауссовых пучков. Обнаруженные особенности в сочетании со свойством подавленной дифракционной расходимости центральной зоны пучка и реконструкции его поперечного профиля представляют практический интерес для лазерных технологий и решения задач неразрушающего контроля и диагностики.

**Ключевые слова:** квазибездифракционный пучок, полубесконечная поглощающая среда, поток энергии, зона тепловыделения.

Interaction of the quasi-nondiffraction beam with semi-infinite medium has been investigated. It has been shown that in case when we deal with absorbing medium, new features of energy flux behavior and the spatial profile of heat generation occur. Such behavior of energy flux isn't typical for plane wave or Gaussian beam. The combination of the detected features, suppressed diffraction divergence of beam, self-reconstruction phenomenon is of interest of laser technologies and diagnostics.

**Keywords:** quasi-nondiffraction beam, semi-infinite medium, energy flux, heat generation region.

### Введение

Благодаря уникальным свойствам (малая дифракционная расходимость приосевой области пучка, высокое поперечное разрешение в сочетании с большой фокальной длиной, эффект реконструкции профиля пучка при экранировании его центральной части) квазибездифракционные пучки (КП) перспективны, в частности, для применений в качестве зондирующего излучения в системах неразрушающего контроля [1]–[6]. На современном этапе проблема повышения поперечно-аксиального разрешения и качества изображения диагностических систем является актуальной, особенно для применений в области биомедицинской диагностики. Для оптимизации условий зондирования необходимо иметь в виду, что биологическая ткань представляет собой сложную многослойную структуру, при взаимодействии электромагнитного излучения с которой основными физическими эффектами являются поглощение и рассеяние. Кроме того, содержание в большинстве тканей коллагеновых или других эластиновых волокон

(мышцы, нервы, хрящи и др.) приводит к проявлению оптической активности и дисперсии. Проблемы, связанные с рассеянием, решаются, в основном, численными методами на стадии обработки изображения. Влияние дисперсии уменьшается путем внесения в оптическую схему различных компенсирующих устройств. Оптимизация условий зондирования с учетом поглощения и оптической активности тканей является актуальной областью исследований в настоящее время. Здесь в большей степени исследован вопрос влияния оптической активности на пространственные характеристики квазибездифракционных пучков. Так, в [7] установлено, что распространение КП через двулучепреломляющую гиротропную среду может вызывать изменение порядка функции Бесселя, что влечет за собой появление сингулярности (так называемых «вихрей») в центре пучка; тем не менее, в таких средах имеются «аномальные» зоны, при распространении через которые КП не изменяет свои параметры. В [8] детально исследовано влияние сред с естественной и

магнитной гиротропией на поляризационные и пространственные характеристики КП. Обнаружено, что в гиротропных средах возможно взаимное преобразование ТН- и ТЕ- мод линейно поляризованного бesselова пучка.

К настоящему времени менее изученными являются особенности взаимодействия КП с поглощающими средами. В [9] предложен метод, позволяющий моделировать поведение интенсивности пучка в зависимости от продольной координаты в поглощающих средах. Обнаружено, что в отличие от гауссова пучка для идеального КП сохраняется размер и интенсивность центральной части пучка вдоль направления его распространения. В [10] численным методом показано, что результаты исследований [9] применимы к квазибездифракционным пучкам конечной апертуры. Особенности отражения и преломления конических пучков ТЕ- и ТН- мод на объектах цилиндрической формы рассматриваются в [11]. В этой работе рассчитаны энергетические коэффициенты отражения, обнаружены зоны теплораспределения в поперечном сечении пучка и проведена оценка потерь энергии зондирующего пучка.

Однако до настоящего времени не исследованы особенности поведения потоков энергии при взаимодействии квазибездифракционных пучков с поглощающими средами. Следует отметить, что знание распределения потоков энергии (и тепловыделения) важно для понимания тонких эффектов энергообмена между электромагнитным излучением и средой. Поэтому целью настоящей работы является теоретический анализ энергетических характеристик ТН и ТЕ-поляризованных мод бesselовых пучков при их взаимодействии с поглощающими средами.

### 1 Потоки энергии для ТН-поляризованного квазибездифракционного пучка

Для исследования потоков энергии, распространяющихся в поглощающей среде, использовались следующие выражения компонент полей для ТН- и ТЕ- мод бesselова пучка:

$$\begin{aligned} E_{\rho}^{TH} &= i(k_{z_1} + ik_{z_2})J'_m(q\rho), \\ E_{\rho}^{TE} &= ik_0(n_1 + in_2)\frac{m}{q\rho}J_m(q\rho), \\ E_{\phi}^{TH} &= -(k_{z_1} + ik_{z_2})\frac{m}{q\rho}J_m(q\rho), \\ E_{\phi}^{TE} &= -k_0(n_1 + in_2)J'_m(q\rho), \\ E_z^{TH} &= qJ_m(q\rho), \quad E_z^{TE} = 0, \\ B_{\rho}^{TH} &= k_0(\varepsilon_1 + i\varepsilon_2)\frac{m}{q\rho}J_m(q\rho), \\ B_{\rho}^{TE} &= (n_1 + in_2)(k_{z_1} + ik_{z_2})J'_m(q\rho), \\ B_{\phi}^{TH} &= ik_0(\varepsilon_1 + i\varepsilon_2)\frac{m}{q\rho}J'_m(q\rho), \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$B_{\phi}^{TE} = (n_1 + in_2)(k_{z_1} + ik_{z_2})\frac{m}{q\rho}J_m(q\rho),$$

$$B_z = 0,$$

$$B_{\phi}^{TE} = -i(n_1 + in_2)qJ_m(q\rho),$$

с точностью до фазового множителя  $\exp[i(\tilde{k}_z z + m\phi)]$ , где  $J_m(q\rho)$  – функция Бесселя  $m$ -порядка,  $q = k_0 n \sin(\gamma)$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\gamma$  – угол конуса пучка, показатель преломления  $n = n_1 + in_2$  и продольная компонента волнового вектора  $\tilde{k}_z = k_{z_1} + ik_{z_2}$  являются комплексными величинами, причем  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  – действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости среды.

С использованием (1.1) из формулы

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}, \vec{B}]$$

находим следующее выражение  $S_z^{TH}$  для продольной составляющей плотности потока энергии бesselова пучка ТН-поляризации:

$$\begin{aligned} S_z^{TH} &= \frac{c}{4\pi} k_0(k_{z_1}\varepsilon_1 + k_{z_2}\varepsilon_2) \times \\ &\times \left\{ \frac{m^2}{(q\rho)^2} J_m^2(q\rho) + (J'_m(q\rho))^2 \right\} \exp[-2k_{z_2}z]. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Характерной особенностью энергетических соотношений для ТН-моды пучка, распространяющегося в поглощающей среде, является наличие радиального потока энергии  $S_{\rho}^{TH}$ , а именно:

$$S_{\rho}^{TH} = \frac{c}{4\pi} k_0 q \varepsilon_2 J_m(q\rho) J'_m(q\rho) \exp[-2k_{z_2}z]. \quad (1.3)$$

Как видно из формулы (1.3), данная компонента плотности потока энергии отлична от нуля для КП любого порядка  $m$ .

Отметим, что азимутальный поток  $S_{\phi}^{TH}$  отличен от нуля только для пучков высших порядков:

$$S_{\phi}^{TH} = \frac{c}{4\pi} k_0 \varepsilon_1 \frac{m}{\rho} J_m^2(q\rho) \exp[-2k_{z_2}z]. \quad (1.4)$$

Количество теплоты  $Q^{TH}$ , поглощенное средой, дается выражением

$$Q^{TH}(q\rho) = \frac{c}{4\pi} k_0 \varepsilon_2 E(q\rho) E^*(q\rho), \quad (1.5)$$

где

$$\begin{aligned} E(q\rho) E^*(q\rho) &= \\ &= \left\{ [k_{z_1}^2 + k_{z_2}^2] \left[ \frac{m^2}{(q\rho)^2} J_m^2(q\rho) + (J'_m(q\rho))^2 \right] + \right. \\ &\quad \left. + q^2 J_m^2(q\rho) \right\} \exp[-2k_{z_2}z]. \end{aligned}$$

Энергетические и тепловые потоки в зависимости от радиальной координаты для поля КП нулевого порядка ( $m=0$ ) в среде с длиной

поглощения  $L=5$  мм ( $L$  – расстояние, на котором интенсивность пучка уменьшается в  $e$  раз) изображены на рисунке 1.1, (а). Несмотря на то, что радиальные потоки в КП относительно невелики, их необходимо учитывать в полном балансе энергии распространяющегося пучка.

При удалении от центра пучка к периферии поведение радиального потока  $S_\rho^{TH}$  обладает интересными особенностями. Как видно из рисунка 1.1, (а), в приосевой области поток  $S_\rho^{TH}$  отрицательный, т. е. направлен к оси пучка. В этой же области минимально поглощение  $Q^{TH}$ . Данная особенность повторяется далее в окрестности каждого четного нуля радиального потока, то есть поток энергии направлен внутрь кольцевой зоны, содержащей нулевую линию (рисунок 1.2, (а)). В нечетных нулях реализуется вариант (рисунок 1.2, (б)), а именно, радиальный поток направлен из каждой кольцевой зоны наружу. При этом количество поглощаемого тепла в нечетных нулевых точках достигает максимальных значений.

Из рисунка 1.1, (а) видно, что для КП продольный поток энергии  $S_z$  и количество поглощаемой теплоты  $Q$  осциллируют в фазе. Следовательно, минимальное количество теплоты поглощается в нечетных нулях радиального потока  $S_\rho^{TH}$ . На рисунке 1.1, (б) показано векторное поле радиальных потоков.

Существует ряд особенностей, характерных для потоков энергий ТН-поляризованного КП первого порядка ( $m=1$ ), распространяющегося в среде, характеризуемой длиной поглощения  $L=5$  мм. Как следует из соотношения (1.5) и рисунка 1.3, (а), для КП первого и высших порядков пространственная структура потоков энергии и количества теплоты усложняется в связи с появлением азимутального потока  $S_\phi^{TH}$ . Свои максимальные значения азимутальный поток  $S_\phi^{TH}$  принимает в четных нулях функции  $S_\rho^{TH}$  (рисунок 1.3, (а)).

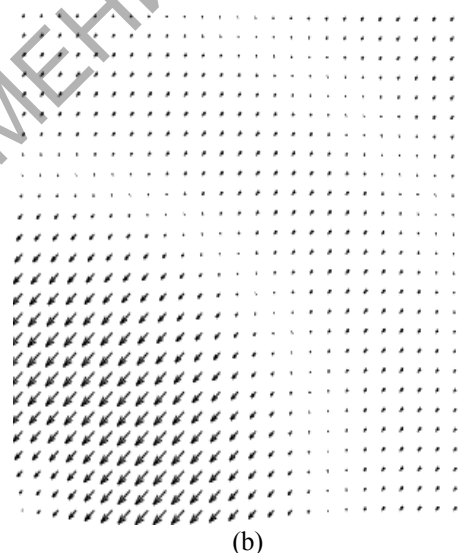
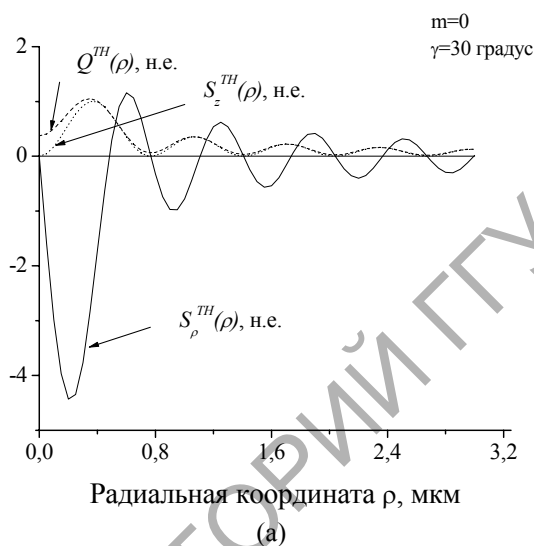


Рисунок 1.1 – Зависимость потоков энергии  $S_\rho^{TH}(\rho)$ ,  $S_z^{TH}(\rho)$  и количества теплоты  $Q^{TH}(\rho)$  КП от поперечной координаты  $\rho$  (а) и векторное поле радиального потока  $S_\rho^{TH}(\rho)$  для КП  $m=0$  (б)

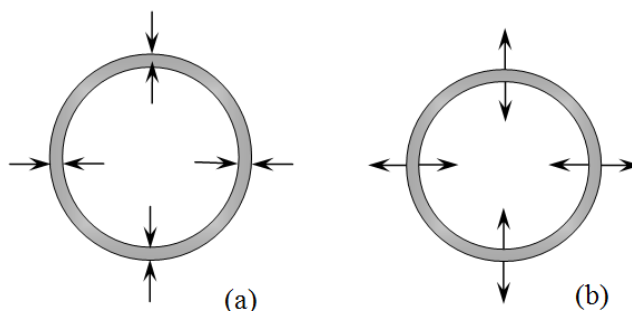
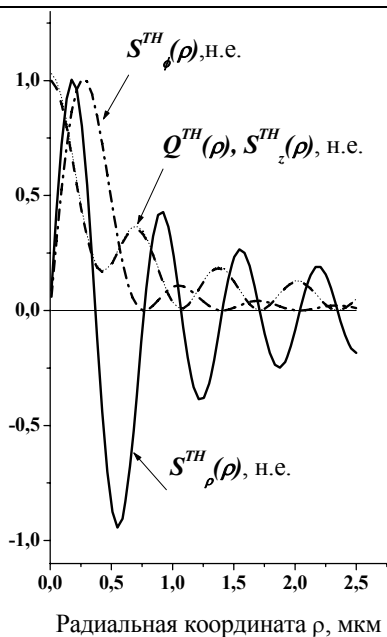
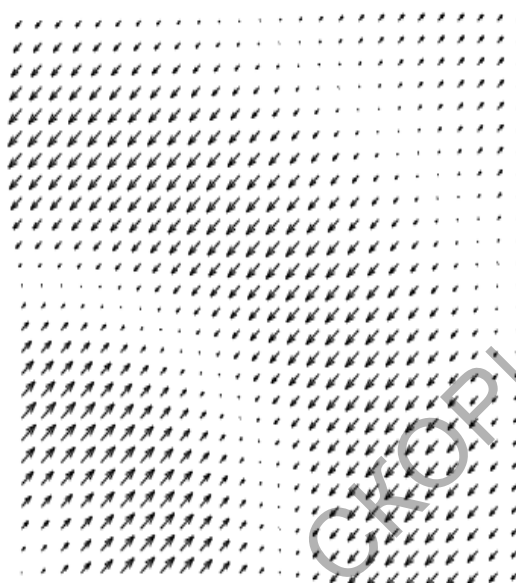


Рисунок 1.2 – Кольцевые зоны пучка в окрестности четных нулей  $S_z$  (а) и нечетных нулей (б). В случае (а) радиальный поток направлен внутрь кольцевой зоны, а в случае (б) – из кольцевой зоны наружу



(a)



(b)

Рисунок 1.3 – Распределение потоков энергии  $S_\rho^{TH}(\rho)$ ,  $S_z^{TH}(\rho)$ ,  $S_\phi^{TH}(\rho)$  и теплоты  $Q^{TH}(\rho)$  в зависимости от радиальной координаты  $\rho$  для КП, распространяющегося в поглощающей среде с  $L=5$  мм (а), и векторное поле радиального потока энергии  $S_\rho^{TH}(\rho)$  для КП (b),  $m=1$

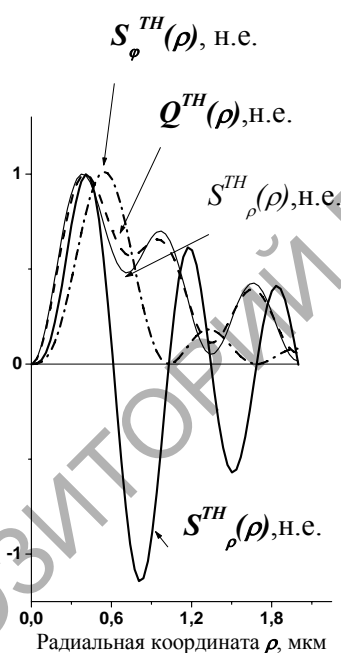


Рисунок 1.4 – Распределение потоков энергии  $S_\rho^{TH}(\rho)$ ,  $S_z^{TH}(\rho)$ ,  $S_\phi^{TH}(\rho)$  и теплоты  $Q^{TH}(\rho)$  в зависимости от радиальной координаты  $\rho$  для КП, распространяющегося в поглощающей среде с  $L=5$  мм,  $m=2$

В четных нулях  $S_\rho^{TH}$  поглощение  $Q$  минимально. Количество поглощаемого тепла  $Q^{TH}$  максимально в нечетных нулях функции  $S_\rho^{TH}$ ,

при этом потоки  $S_z^{TH}$  и  $Q^{TH}$  осциллируют в фазе с увеличением радиальной координаты. Важной особенностью для вихревого пучка ( $m=1$ ) является то, что теплота  $Q^{TH}$  во втором нуле функции  $S_\rho^{TH}$  поглощается не полностью (рисунок 1.3, (a)).

Это связано с вкладом азимутального потока  $S_\phi^{TH}$ , поскольку в данном случае отличны от нуля все три составляющие потока энергии. Рисунок 1.3, (b) иллюстрирует векторное поле радиального потока энергии  $S_\rho^{TH}$ .

На рисунке 1.4 представлено распределение потоков для КП второго порядка ( $m=2$ ). Из графиков видно, что для основной и высших мод нули нормированного радиального потока совпадают с минимумами или максимумами теплового потока.

## 2 Потоки энергии для ТЕ-поляризованного квазибездифракционного пучка

Расчеты показывают, что радиальная компонента потока энергии для пучка ТЕ-поляризации любого порядка равна нулю. В свою очередь, продольная  $S_z$  и азимутальная  $S_\phi$  компоненты плотности потока энергии ТЕ-моды Бесселя пучка, а также количество поглощаемого тепла  $Q^{TE}$  имеют вид:

$$S_z^{TE} = \frac{c}{4\pi} k_0 k_{z1} (n_1^2 + n_2^2) \times$$

$$\times \left\{ \frac{m^2}{(q\rho)^2} J_m^2(q\rho) + (J'_m(q\rho))^2 \right\} \exp[-2k_{z2}z], \quad (2.1)$$

$$S_\varphi^{TE} = \frac{c}{4\pi} k_0 (n_1^2 + n_2^2) \frac{m}{\rho} J_m^2(q\rho) \exp[-2k_{z2}z], \quad (2.2)$$

$$Q^{TE} = \frac{c}{4\pi} k_0 \varepsilon_2 [n_1^2 + n_2^2] \times \left\{ \frac{m^2}{(q\rho)^2} J_m^2(q\rho) + (J'_m(q\rho))^2 \right\} \exp[-2k_{z2}z]. \quad (2.3)$$

Распределения продольного  $S_z^{TE}$  и теплового  $Q^{TE}$  потоков для КП  $m=0, 1, 2$ , распространяющихся в поглощающей среде (при значении  $L=5$  мм), представлены на рисунке 2.1, (а)–(с). Из анализа приведенных графиков следует, что для ТЕ-моды указанных потоков имеет место совпадение характера поведения функций  $S_z^{TE}(\rho)$  и  $Q(\rho)$ .

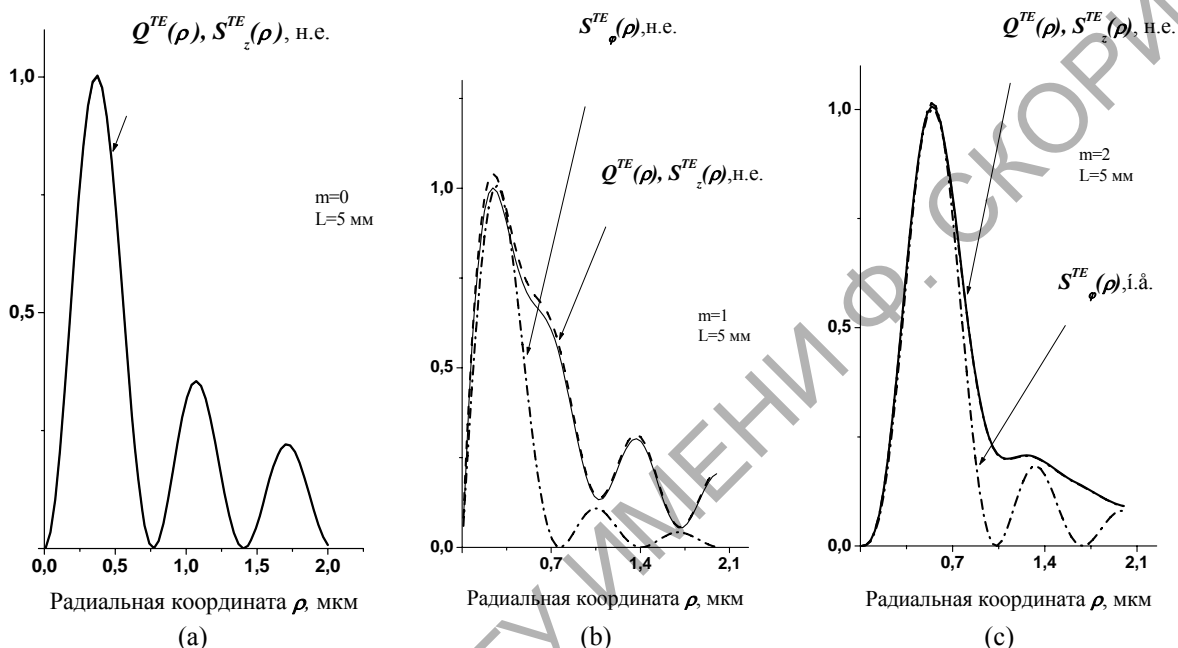


Рисунок 2.1 – Пространственная структура потоков энергии  $S_z^{TE}(\rho)$ ,  $S_\varphi^{TE}(\rho)$  и количества теплоты  $Q^{TE}(\rho)$  для бesselова пучка ТЕ-поляризации

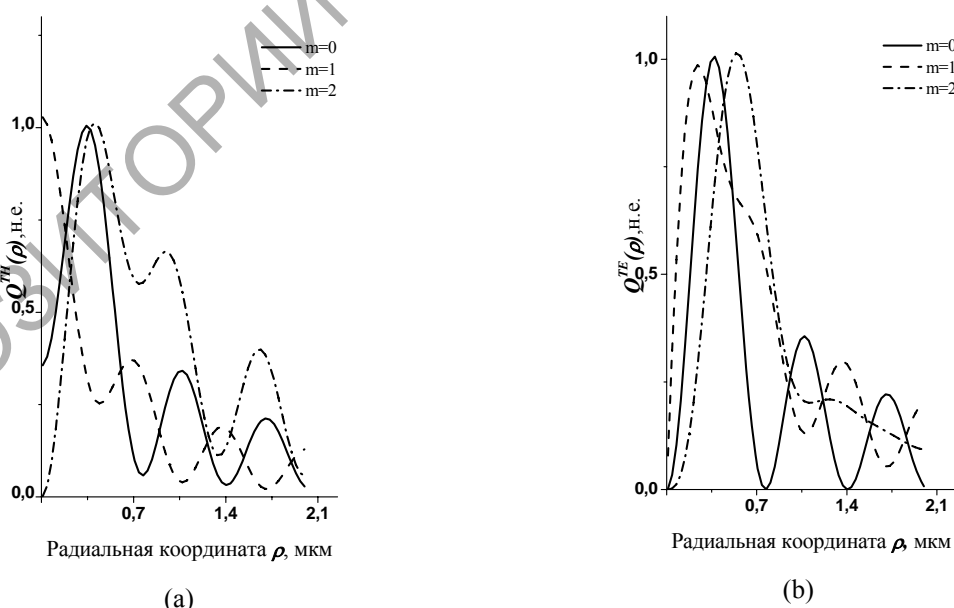


Рисунок 2.2 – Пространственное распределение количества поглощаемого тепла  $Q^{TH,TE}(\rho)$  для КП,  $L=5$ -мм

Распределение потоков количества теплоты для ТЕ-мод КП ( $m=0, 1, 2, 3$ ) в поглощающих средах проиллюстрировано на рисунке 2.2 (b). Видно, что для ТЕ-моды особенностью поведения функций  $Q(\rho)$  для КП нулевого и КП первого порядков является их антифазно осциллирующий характер, причем первый минимум  $Q(\rho)$  КП первого порядка является ненулевым. Эта особенность имеет место благодаря появлению антифазной составляющей  $S_\rho^{TE}$ . В случае распространения тепловых потоков  $Q$  для пучка ТЕ-поляризации происходит расширение приосевой зоны поглощаемой теплоты  $Q(\rho)$  для  $m=1$  и  $m=2$ , что связано с появлением азимутального потока энергии  $S_\rho^{TE}$  и с отсутствием радиального потока  $S_\rho^{TE}$ .

### 3 Энергетические характеристики квазициркулярно-поляризованного квазибездифракционного пучка

При исследовании энергетических характеристик для случая падения на поглощающую среду квазициркулярно поляризованного КП принималось во внимание, что КП может быть представлен в виде суперпозиций ТН- и ТЕ- пучков. С учетом граничной задачи радиальная компонента  $S_\rho$  плотности потока энергии в поглощающей среде дается выражением:

$$S_\rho = T^{TH} S_\rho^{TH} + \frac{c}{4\pi} k_{z2} \frac{m}{\rho} J_m^2(q\rho) \times \left\{ t^{TH} (t^{TE})^* (n_1 - in_2(L)) + k.c \right\}. \quad (3.1)$$

Из формулы (3.1) видно, что второе слагаемое является интерференционной компонентой потока:

$$S_\rho^{int} = \frac{c}{4\pi} k_{z2} \frac{m}{\rho} J_m^2(q\rho) \times \left\{ t^{TH} (t^{TE})^* (n_1 - in_2(L)) + k.c \right\}, \quad (3.2)$$

где  $t^{TH} = \frac{2k_0 n_0^2 \cos \gamma}{n_0 (k_{z1} + ik_{z2}) + k_0 (\epsilon_1 + i\epsilon_2) \cos \gamma}$ ,  
 $t^{TE} = \frac{2k_0 n_0^2 \cos \gamma}{[(k_{z1} + ik_{z2}) + k_0 n_0 \cos \gamma] (n_1 + in_2)}$

– амплитудные коэффициенты прохождения КП из непоглощающей среды с показателем преломления  $n_0$  в поглощающую ( $n=n_1+in_2$ ).

Аналогично для продольной компоненты  $S_z$  плотности потока энергии получаем:

$$S_z = T^{TH} S_z^{TH} + T^{TE} S_z^{TE} + F(q\rho), \quad (3.3)$$

где

$$F(q\rho) = \frac{c}{4\pi} \frac{k_{z2}}{k_{z1}^2 + k_{z2}^2} \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho) J'_m(q\rho) \times \left\{ t^{TH} (t^{TE})^* (n_1 - in_2(L)) [k_0^2 n_2^2(L) + 1] + k.c \right\}.$$

В свою очередь, выражение для количества поглощаемой теплоты может быть представлено в виде:

$$Q(q\rho) = \frac{c}{2\pi} k_0 n_1 n_2 E(q\rho) E^*(q\rho), \quad (3.4)$$

где

$$E(q\rho) E^*(q\rho) = \frac{c}{2\pi} k_0 n_1 n_2 \times \left\{ t^{TH} t^{TH*} \left[ (k_{z1} + ik_{z2}) \left( \frac{m^2}{(q\rho)^2} J_m^2 + J_m'^2 \right) + q^2 J_m^2 \right] + t^{TE} t^{TE*} k_0^2 (n_1^2 + n_2^2) \left( \frac{m^2}{(q\rho)^2} J_m^2 + J_m'^2 \right) + t^{TH} t^{TE*} k_0 (k_{z1} + ik_{z2}) (n_1 - in_2) \frac{m}{q\rho} J_m J_m' + t^{TH*} t^{TE} k_0 (n_1 + in_2) (k_{z1} - ik_{z2}) \frac{m}{q\rho} J_m J_m' \right\}.$$

Из (3.1), (3.2), (3.3) следует, что при падении квазициркулярно поляризованного КП плотность потока энергии в поглощающей среде определяется не только вкладом ТН- и ТЕ-компонент полей, но также и их интерференцией. На рисунке 3.1, (а) показаны составляющие поперечного потока  $S_\rho^{TH}$ ,  $S_\rho^{int}$  как функции радиальной координаты для пучка с  $m=1$ . Как видно, интерференционная компонента  $S_\rho^{int}$  вносит значительный вклад в суммарный поток, в особенности в приосевой области. Важно подчеркнуть, что данная компонента  $S_\rho^{int}$  положительна для любых  $\rho$ , т.е. интерференционный поток направлен от оси пучка. На рисунке 3.1, (b) показаны распределения суммарного радиального  $S_\rho$  и теплового  $Q$  потоков. Видно, что существуют два значения радиальной координаты, для которых величина теплового потока минимальна или максимальна, при этом в первом случае радиальный поток формирует картину, соответствующую варианту, изображенному на рисунке 1.2, (а), во втором случае варианту, показанному на рисунке 1.2, (b).

### Заключение

Численными методами исследованы энергетические характеристики квазибездифракционных световых пучков в поглощающих средах. Установлено, что коэффициент поглощения среды существенно влияет на распределение энергетических потоков квазибездифракционных световых пучков. Показано, что в поперечном сечении квазибездифракционных световых пучков как для основной моды, так и для высших мод нули радиального потока совпадают с зонами минимального или максимального тепловыделения.

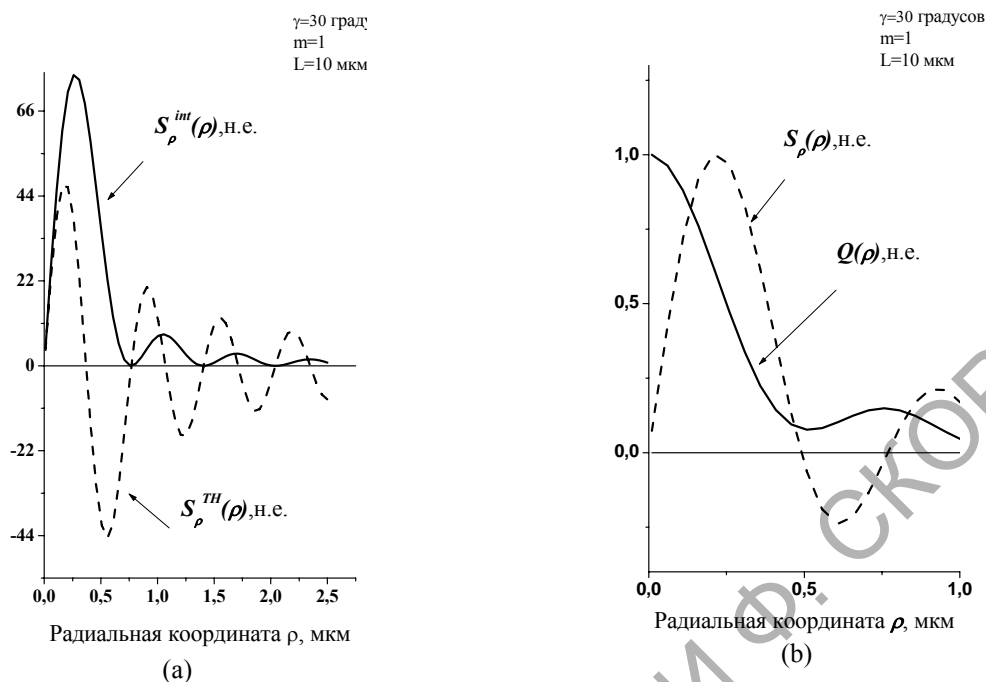


Рисунок 3.1 – Пространственное распределение составляющих поперечного потока  $S_{\rho}^{TH}(\rho)$ ,  $S_{\rho}^{int}(\rho)$  (а), а также суммарного радиального потока  $S_{\rho}(\rho)$  и количества поглощаемого тепла  $Q(\rho)$  (б) для случая квазициркулярно-поляризованного бесселева пучка ( $m=1$ )

Для ТН-моды пучка характерно наличие радиального, продольного и азимутального потоков энергии, причем азимутальный поток энергии существует только для квазибездифракционных световых пучков высших порядков. Установлено, что радиальные зависимости нормированного продольного потока энергии и количества теплоты совпадают и принимают свои максимальные и минимальные значения соответственно в четных и нечетных нулях функции радиального потока энергии.

Показано, что радиальный поток энергии отсутствует для ТЕ-моды КП. В этом случае имеет место пространственное совпадение продольной составляющей потока энергии и теплового потока. Расширение приосевой зоны тепловыделения для квазибездифракционных световых пучков высших порядков обусловлено появлением азимутального потока энергии.

В случае падения на поглощающую среду квазициркулярного квазибездифракционного светового пучка возникает интерференционная составляющая потока энергии, которая вносит значительный вклад в суммарный поток, в особенности в приосевой области пучка. Таким образом, в рассмотренных случаях (ТН-, ТЕ-, квазициркулярной мод) взаимодействия квазибездифракционных световых пучков с поглощающими средами имеет место преимущественное нагревание или отсутствие нагревания среды в приосевой зоне пучка, что в сочетании со свойством квазибездифракционности перспективно

для практических применений, например для локального термического воздействия на объект в задачах неразрушающего контроля и диагностики технических и биологических объектов.

Дальнейшее развитие данного подхода для слоистой среды позволит оптимизировать диагностические системы на основе оптической когерентной томографии с применением квазибездифракционных световых пучков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Grazing-incidence interferometry applied to the measurement of cylindrical surfaces* / T. Dresel [et al.] // *Opt. Eng.* – 1995. – Vol. 34. – P. 3531–3535.
2. *Bessel beam based optical profilometry* / V. Belyi [et al.] // *Proc. SPIE.* – 2005. – Vol. 5964. – P. 59640L1–59640L12.
3. *Extended focus depth for Fourier domain optical coherence microscopy* / R.A. Leitgeh [et al.] // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31, № 16. – P. 2450–2452.
4. *Optical micromanipulation using a Bessel light beam* / J. Arlt [et al.] // *Opt. Comm.* – 2001. – Vol. 197. – P. 239–245.
5. *Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam* / V. Garcés-Chavez [et al.] // *Nature.* – 2002. – Vol. 419. – P. 145–147.
6. *McGloin, D. Bessel beams: diffraction in a new light* / D. McGloin, K. Dholakia // *Contemp. Phys.* – 2005. – Vol. 46. – P. 15–28.

7. *Fadeyeva, T.A.* Nondiffracting vortex-beams in a birefringent chiral crystal / T.A. Fadeyeva, A.V. Volyar // *JOSA A*. – 2010. – Vol. 27, Issue 1. – P. 13–20.

8. *Petrova, E.S.* Bessel light beams in gyrotropic medium / E.S. Petrova // *Proc. SPIE*. – 2000. – Vol. 4358. – P. 265–271.

9. *Zamboni-Rached, M.* Diffraction-Attenuation resistant beams in absorbing media / M. Zamboni-Rached // *Opt. Express*. – 2006. – Vol. 14. – P. 1804–1809.

10. *Zamboni-Rached, M.* Diffraction-Attenuation Resistant Beams: their Higher Order Versions

and Finite-Aperture Generations / M. Zamboni-Rached, L.A. Ambrosio, H.E. Hern´andez-Figueroa // *Arxiv.org*. [Electronic resource]. – 2010.– Mode of access: <http://arxiv.org/abs/1007.1046v1> [physics. optics]. – Date of access : 07.06. 2011

11. *Khilo, N.A.* Reflection and absorption of conical and Bessel light beams by cylindrical objects // N.A. Khilo, L.I. Kramoreva, E.S. Petrova // *JAS*. – 2005. – Vol. 72 (5). – P. 663–669.

*Поступила в редакцию 21.05.12.*