Обратный канонический поток энергии непараксиального пучка с линейной поляризацией вблизи начальной плоскости

В.В. Котляр [1,2], А.А. Ковалёв [1,2], А.Г. Налимов [1,2]
[1] Институт систем обработки изображений, НИЦ «Курчатовский институт», 443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;
[2] Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

Получено явное аналитическое выражение для распределения продольной компоненты вектора канонического потока энергии вблизи начальной плоскости (в ближнем поле) для непараксиального пучка света с линейной поляризацией, с амплитудой спектра плоских волн в виде круга. Это распределение имеет вид эллипса, вытянутого вдоль направления вектора линейной поляризации. Если амплитуда спектра плоских волн включает затухающие волны, то в ближнем поле формируется обратный канонический поток энергии. Обратный поток почти совпадает с первым боковым лепестком распределения интенсивности в ближнем поле. Обратный поток формируется в присутствии затухающих волн, которые хотя и не переносят световой энергии вдоль оптической оси, но участвуют в формировании канонического потока энергии.

Ключевые слова: линейная поляризация, канонический обратный поток энергии, пучок Бесселя.

Цитирование: **Котляр, В.В**. Обратный канонический поток энергии непараксиального пучка с линейной поляризацией вблизи начальной плоскости / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, А.Г. Налимов // Компьютерная оптика. – 2026. – Т. 50, № 5. – 1770. – doi: 10.18287/COJ1770.

Citation: Kotlyar VV, Kovalev AA, Nalimov AG. Reverse canonical energy flow of a non-paraxial beam with linear polarization near the initial plane. Computer Optics 2026; 50(5): 1770. doi: 10.18287/COJ1770.

Введение

Канонический поток энергии был введен в рассмотрение в оптике в работах [1 – 4]. Для скалярного светового поля канонический поток энергии равен произведению интенсивности света (плотности мощности) на градиент от фазового распределения в сечении светового пучка. Его еще называют орбитальным потоком энергии [5]. Для света, распространяющегося в положительном направлении оптической оси, орбитальный поток энергии всегда положительный. Но в случае непараксиальных световых полей, у которых в ближней зоне имеются затухающие волны, может возникать обратный канонический поток энергии. Например, в работе [6] обратный канонический поток энергии был найден в ближней зоне непараксиального 2D-пучка Эйри. Так как вектор орбитального потока энергии является одним из двух слагаемых вектора Пойнтинга [7], у которого есть еще второе слагаемое – поток спина, то отрицательные значения вектора Пойнтинга, ранее найденные в ряде работ [8 – 10], следует правильно трактовать. В [11] показано, что отрицательные значения вектора Пойнтинга возникают тогда, когда положительное значение продольной проекции орбитального потока энергии меньше отрицательного значения продольной проекции вектора потока спина. Хотя если у светового поля нет потока спина, то продольная компонента вектора Пойнтинга совпадает с продольной проекцией вектора канонического потока энергии. Канонический обратный поток был найден также вблизи поверхностей раздела сред [12, 13], там, где присутствовали поверхностные (затухающие) волны. Также обратный поток энергии изучался у пространственно-временных локализованных пучков [14, 15]. Обычно обратный канонический поток возникает в присутствии затухающих волн [6], но в работе [16] показано, что канонический обратный поток формируется вдали от начальной плоскости, там, где нет затухающих волн, из-за эффекта суперосцилляций [17, 18]. Эффект суперосцилляций состоит в том, что световое параксиальное поле с ограниченным пространственным спектром может иметь локальные модуляции амплитуды с периодом, меньшим крайних значений Фурье-спектра [17]. Известно также [19], что вблизи центра оптического вихря $(x+iy)^n$ модуль волнового вектора K, равный градиенту фазы $K=|\nabla(n\mathrm{arctg}(y/x))|=n/\sqrt{x^2+y^2}$, может быть больше волнового числа световой волны $k=2\pi/\lambda$.

В данной работе мы рассмотрим с помощью разложения по спектру плоских волн [20] распространение непараксиального светового поля с линейной поляризацией и с амплитудой спектра плоских волн в виде функции круга $circl(\rho/a)$, где ρ – радиус круга, $a>1$ – параметр, гарантирующий наличие затухающих волн в ближней зоне. Мы получим явное выражение для продольной проекции канонического потока энергии, из которого следует, что вблизи начальной плоскости имеет место обратный канонический поток, первый боковой лепесток которого совпадает с первым боковым лепестком интенсивности светового поля.

1. Канонический поток энергии в ближней зоне непараксиального circl-пучка

Рассмотрим векторное световое поле, у которого вблизи начальной плоскости есть только одна поперечная проекция электрического вектора вдоль декартовой оси x и продольная проекция вдоль оси z [20]:

$$E_x(r,\varphi,z) = 2\pi\int_0^\infty A(\xi)\exp\left(ikz\sqrt{1-\xi^2}\right)J_0(kr\xi)\,\xi d\xi,$$
$$E_z(r,\varphi,z) = -2\pi i\cos\varphi\int_0^\infty A(\xi)\exp\left(ikz\sqrt{1-\xi^2}\right)J_1(kr\xi)\frac{\xi^2}{\sqrt{1-\xi^2}}d\xi. \quad (1)$$

В (1) $A(\xi)$ – амплитуда спектра плоских волн, зависящая только от радиальной координаты $\xi = \sqrt{\xi_x^2+\xi_y^2}$, (r, φ) – полярные координаты в сечении пучка, k – волновое число монохроматического света, $J_0(x)$ и $J_1(x)$ – функции Бесселя нулевого и первого порядков.

Найдем выражения для продольных производных обеих компонент поля (1) в начальной плоскости ($z=0$):

$$\frac{\partial E_x(r,\varphi,z)}{\partial z}|z=0 = 2\pi ik\int_0^1\sqrt{1-\xi^2}A(\xi)J_0(kr\xi)\,\xi d\xi - 2\pi k\int_1^\infty\sqrt{\xi^2-1}A(\xi)J_0(kr\xi)\,\xi d\xi,$$
$$\frac{\partial E_z(r,\varphi,z)}{\partial z}|z=0 = 2\pi k\cos\varphi\int_0^\infty A(\xi)J_1(kr\xi)\,\xi^2 d\xi. \quad (2)$$

Вектор Пойнтинга **P** с точностью до несущественных констант является суммой двух векторов [7]: вектора орбитального потока энергии (канонический поток энергии) $\mathbf{P}_{or}$ и потока спина P_{sp}:

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{P}_{or} + \boldsymbol{P}_{sp} = Im(\boldsymbol{E}^*\cdot(\nabla)\boldsymbol{E}) + \frac{1}{2}(\nabla\times\boldsymbol{S}), \quad \boldsymbol{S} = Im(\boldsymbol{E}^*\times\boldsymbol{E}). \quad (3)$$

В (3) **S** – вектор спинового углового момента (с точностью до постоянной). Проекция канонического потока энергии на продольную ось, как следует из (3), будет иметь вид:

$$P_{or,z} = Im\left(E_x^*\frac{\partial}{\partial z}E_x + E_y^*\frac{\partial}{\partial z}E_y + E_z^*\frac{\partial}{\partial z}E_z\right). \quad (4)$$

Подставим выражения для проекций поля (1) и его производных (2) в выражение для потока энергии (4), получим:

$$P_{or,z}|z=0 = k(2\pi)^2\left[\int_0^\infty A(\xi)J_0(kr\xi)\,\xi d\xi\int_0^1\sqrt{1-\xi^2}A(\xi)J_0(kr\xi)\,\xi d\xi + \right.$$
$$\left. + \cos^2\varphi\int_0^1 A(\xi)J_1(kr\xi)\frac{\xi^2 d\xi}{\sqrt{1-\xi^2}}\int_0^\infty A(\xi)J_1(kr\xi)\xi^2 d\xi\right]. \quad (5)$$

Продольная проекция канонического потока энергии в начальной плоскости (5) состоит из двух слагаемых, первое из которых радиально-симметричное, а второе зависит от азимутального угла φ. Поэтому при некоторых значениях этого азимутального угла можно избавиться от второго слагаемого. Тогда при φ=π/2 и φ=3π/2 в выражении (5) будет только первое слагаемое:

$$P_{or,z}|_{z=0}^{\varphi=\pm\pi/2} = k(2\pi)^2\int_0^\infty A(\xi)J_0(kr\xi)\,\xi d\xi\int_0^1\sqrt{1-\xi^2}A(\xi)J_0(kr\xi)\,\xi d\xi. \quad (6)$$

В (6) первый интеграл описывает амплитуду поперечной проекции вектора напряженности электрического поля вдоль оси x в начальной плоскости. Так как интегрирование в этом интеграле ведется от нуля до бесконечности, то в амплитуду пучка дают вклад и неоднородные затухающие волны. Второй интеграл (6) описывает только распространяющиеся волны, так как интегрирование идет от нуля до единицы. Из (6) видно, что если интегралы при разных r имеют разные знаки, то обратный поток будет возникать там, где у этих двух интегралов знаки будут разными. Чтобы получить вместо (6) явное выражение, которое можно просто проанализировать, рассмотрим амплитуду спектра плоских волн в виде *circl*-функции ($a>1$):

$$A(\xi) = circl\left(\frac{\xi}{a}\right) = \begin{cases}1, & \xi < a,\\ 0, & \xi > a.\end{cases} \quad (7)$$

Тогда интегралы в (6) можно вычислить с помощью справочных интегралов [21]:

$$\int_0^1\sqrt{1-\xi^2}J_0(kr\xi)\,\xi d\xi = \frac{1}{kr}\left(\frac{\sin(kr)}{kr} - \cos(kr)\right),$$
$$\int_0^a J_0(kr\xi)\,\xi d\xi = a^2\frac{J_1(kra)}{kra}. \quad (8)$$

Учитывая (8), вместо (6) получим:

$$P_{or,z}|_{z=0}^{\varphi=\pm\pi/2} = 2\pi k\left(\pi a^2\frac{2J_1(kra)}{kra}\right)\frac{1}{kr}\left(\frac{\sin(kr)}{kr}-\cos(kr)\right). \quad (9)$$

Оба сомножителя в (9) имеют разные знаки при разных значениях радиальной переменной r, поэтому обратный канонический поток вблизи начальной плоскости для пучка со спектром плоских волн (7) на вертикальной оси y будет на тех расстояниях от оптической оси, когда оба сомножителя в (9) имеют разные знаки. Например, первый ноль у функции $J_1(kra)$ будет при $r=3{,}8\lambda/(2\pi a)$, а у второго сомножителя в (9) (это сферическая функция Бесселя с номером 1 или обычная функция Бесселя с номером 3/2) первый ноль будет при $r=4{,}2\lambda/(2\pi)$. Поэтому обратный поток на вертикальной оси будет между этими двумя нулями.

Используя два других справочных интеграла [21]:

$$\int_0^1 J_0(kr\xi)\frac{\xi^2}{\sqrt{1-\xi^2}}d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}}J_{3/2}(kr) = \frac{1}{kr}\left(\frac{\sin(kr)}{kr}-\cos(kr)\right),$$
$$\int_0^a J_1(kr\xi)\,\xi^2 d\xi = a^2\frac{J_2(kra)}{kr}. \quad (10)$$

Получим явное выражение для продольного канонического потока энергии в начальной плоскости circl-пучка с линейной поляризацией:

$$P_{or,z}\Big|z=0 = \frac{(2\pi a)^2}{r}\left(\frac{\sin(kr)}{kr}-\cos(kr)\right)\left[\frac{J_1(kra)}{kra}+\cos^2\varphi\frac{J_2(kra)}{kr}\right]. \quad (11)$$

При $\varphi=\pi/2$ и $\varphi=3\pi/2$ выражение (11) совпадает с (9). Из (11) видно, что плотность потока энергии вблизи начальной плоскости будет иметь асимметричный вид. Максимальные значения потока будут лежать на горизонтальной оси в поперечном сечении, так как вектор линейной поляризации направлен вдоль оси x, и так как квадрат косинуса при этом равен 1. Обратный поток будет иметь место там, где сомножители в круглых и квадратных скобках в (11) имеют разные знаки. Сомножитель в (11) в круглых скобках описывает амплитуду распространяющихся волн, а сомножитель в квадратных скобках описывает распространяющиеся и поверхностные ($a>1$) волны близи начальной плоскости. Так как первый (вне оптической оси) ноль у сомножителя в (11) в круглых скобках, $J_{3/2}(x)$, примерно находится на расстоянии от оптической оси, равном $4{,}2\lambda/(2\pi)$, а первые нули у функций Бесселя $J_1(x)$ и $J_2(x)$, из сомножителя в квадратных скобках, находятся на расстояниях от оптической оси, равных $3{,}8\lambda/(2\pi a)$ и $5{,}1\lambda/(2\pi a)$, то при $a>1{,}5$ обратный поток будет возникать на расстоянии r из интервала $5{,}1\lambda/(2\pi a)<r<4{,}2\lambda/(2\pi)$. На вертикальной оси ($x=0$) из уравнения (9) следует, что обратный поток энергии в начальной плоскости будет после первого нуля функции Бесселя первого порядка, то есть $x>3{,}8\lambda/(2\pi a)=0{,}2\lambda$ при $a=3$. Моделирование подтверждает этот вывод. Чем больше будет величина параметра $a>1$, тем больше будет вклад затухающих волн в поток энергии (11) и тем больше будет величина обратного канонического потока энергии вблизи начальной плоскости. Затухающие волны распространяются вдоль начальной плоскости и формируют стоячие волны с амплитудами, пропорциональными $E_x\sim J_0(kra)$ и $E_z\sim J_1(kra)$, если выбрать спектр плоских волн в виде дельта-функции $A(\xi)\sim\delta(\xi-a)$, $a>1$. Хотя затухающие волны не передают энергию вдоль оси z, но они участвуют в формировании обратного потока энергии, так как участвуют в формировании фазовой функции полного поля, производная по z от которой определяет знак продольной проекции вектора канонического потока энергии. При увеличении расстояния от начальной плоскости затухающие волны экспоненциально затухают и перестают давать вклад в пучок, поэтому и обратный канонический поток энергии пропадает.

2. Обратный канонический поток энергии в присутствии затухающих волн

Рассмотрим простой пример, показывающий, как затухающие волны участвуют в формировании обратного канонического потока вблизи начальной плоскости светового пучка. Пусть световое поле представляет собой суперпозицию плоской волны, распространяющейся вдоль оси z с амплитудой A, и затухающей волны, распространяющейся вдоль горизонтальной оси x с амплитудой B:

$$E(x,z) = A\exp(ikz) + B\exp\left(-kz\sqrt{a^2-1}+ikxa\right). \quad (12)$$

В (12) a – безразмерный параметр, определяющий волновое число затухающей волны, $k_z=ka$, $a>1$, k – волновое число плоской волны. Найдем фазовую функцию суперпозиции (12):

$$\Phi = arg(E(x,z)) = \arctan\left(\frac{P}{Q}\right),$$
$$P(x.z) = A\sin(kz) + B\exp\left(-kz\sqrt{a^2-1}\right)\sin(kxa), \quad (13)$$
$$Q(x.z) = A\cos(kz) + B\exp\left(-kz\sqrt{a^2-1}\right)\cos(kxa).$$

Далее, следуя (4), найдем продольную проекцию канонического обратного потока для поля (12) при любом z:

$$P_{or,z} = Q\frac{\partial}{\partial z}P - P\frac{\partial}{\partial z}Q = kA\left[A + B\exp\left(-kz\sqrt{a^2-1}\right)\left(\cos(kz - kxa) + \sqrt{a^2-1}\sin(kz - kxa)\right)\right]. \quad (14)$$

Для более удобного анализа перепишем выражение (14) в начальной плоскости ($z = 0$):

$$P_{or,z}|z = 0 = kA\left[A + B\left(\cos(kxa) - \sqrt{a^2-1}\sin(kxa)\right)\right]. \quad (15)$$

Из (15) видно, что поток энергии будет отрицательный, если выполняется неравенство:

$$\begin{gathered}\cos\left(kxa + \operatorname{arctg}\left(\sqrt{a^2-1}\right)\right) < -\frac{A}{aB},\\ M - N < kxa < 2\pi - M - N,\\ M = \arccos\left(\frac{-A}{aB}\right),\quad N = \operatorname{arctg}\left(\sqrt{a^2-1}\right).\end{gathered} \quad (16)$$

Например, если $A = B$ и $a = 3$, то ближайшая к оптической оси область обратного потока энергии в начальной плоскости будет в субволновом интервале: $0{,}03\lambda < x < 0{,}16\lambda$.

3. Моделирование

Моделирование с помощью интеграла Рэлея–Зоммерфельда. Интеграл Рэлея–Зоммерфельда для компоненты поля E_y имеет вид [22]:

$$E_y(x, y, z > 0) = -\frac{z}{2\pi}\int\int_{u,v} E_y(u, z = 0)\frac{\exp(ikL)}{L^2}\left(ik - \frac{1}{L}\right)dudv, \quad (17)$$

$L = \sqrt{(u-x)^2 + (v-y)^2 + z^2}$, z – продольная координата, k – волновое число света для длины волны λ. Компоненту поля $\underline{E_z}$ можно вычислить на основании начальной поперечной компоненты поля E_y:

$$E_z(x, y, z > 0) = \frac{1}{2\pi}\int\int_{u,v} E_y(u, 0)(u - x)\frac{\exp(ikL)}{L^2}\left(ik - \frac{1}{L}\right)dudv. \quad (18)$$

Параметры моделирования: начальное поле – 1000×1000 отсчетов, 4×4 λ (размер отсчета приблизительно λ/250), $E_x = \frac{J_1(kra)}{kra}$, $a = 3$, r – радиус в мкм, $E_y = 0$, $k = 2\pi/\lambda$, длина волны $\lambda = 532$ нм. Выходное поле имело размер 500×500 отсчетов в границах $(-\lambda < x < \lambda)$, $(-\lambda < y < \lambda)$. Поле рассчитывалось два раза, на расстоянии 0,01λ от начальной плоскости и на расстоянии 0,02λ от неё для возможности взятия производной. На рис. 1 показаны интенсивность компоненты E_x и ее сечение в начальной плоскости.

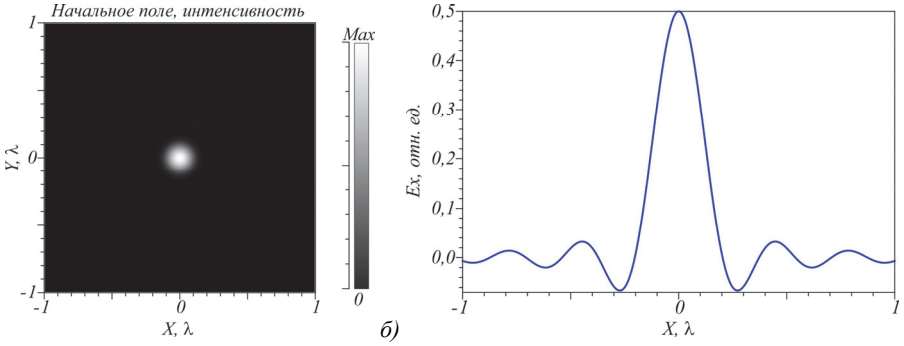


Рис. 1. Интенсивность (а) и поле компоненты E_x (б) в начальной плоскости поля (7), рассчитанные с помощью интегралов Рэлея–Зоммерфельда на расстоянии 10 нм от начальной плоскости при a = 3

На рис. 2 показаны распределения интенсивности $|\boldsymbol{E}|^2(a)$ и ее сечения (*б*) и проекции канонического $P_{or,z}$ потока на ось z (в) и его сечения r на расстоянии 10 нм от начальной плоскости. На рис. 3 интенсивность (*а*) и поток (*б*) рассчитаны по формуле (1).

Из сравнения сечений потока энергии на рис. 2*г* и рис. 3*б* видно, что обе кривые почти совпадают и у обеих кривых отрицательные значения потока энергии начинаются в первом боковом лепестке амплитуды (рис. 1*б*) или интенсивности (рис. 2*б* и рис. 3*а*) при $x = 0{,}2\lambda$. Это согласуется с теоретическим значением, полученным на основе уравнения (9) при $a = 3$: $x > 3{,}8\lambda/(2\pi a) = 0{,}2\lambda$.

Заключение

В работе получены следующие результаты. С помощью разложения по спектру плоских волн (1) для непараксиального светового поля с линейной поляризацией и с постоянным круговым спектром плоских волн (7) получено явное выражение для продольной проекции канонического потока энергии в начальной плоскости (11). Это выражение показывает, во-первых, что продольная компонента потока энергии не является радиально-симметричным распределением (из-за наличия продольной компоненты у светового поля). Заметим, что продольная компонента вектора Пойнтинга для рассматриваемого случая была бы радиально-симметричной, так как в нее не входит

продольная компонента поля. Во-вторых, из (11) следует, что канонический поток может принимать отрицательные значения, начиная с первого нуля функции Бесселя первого порядка. Причем чем шире спектр плоских волн, включающий и затухающие волны, тем ближе к оптической оси начинаются области обратного потока. Величина обратного потока примерно в 7 раз меньше, чем прямого. Моделирование, проведенное двумя способами, с помощью интегралов Рэлея–Зоммерфельда (17), (18) и с помощью разложения по плоским волнам (1), подтверждает теоретические выводы. Заметим, что в работе М. Берри [23] был рассмотрен 2D- и 3D-непараксиальный гауссов пучок, но без затухающих волн ($a=1$). В этих работах рассматривались дислокации такого пучка, радиус перетяжки, но не рассматривался канонический поток энергии. В другой работе А. Воляра и др. [24] рассматривался непараксиальный вихревой модовый пучок (как с линейной поляризацией, так и с эллиптической). Было показано, что вблизи фокуса имеет место обратный поток энергии (продольная проекция вектора Пойнтинга отрицательная). Но, как показано в [1 – 4], в вектор Пойнтинга входит спиновая составляющая, которая не переносит энергии. Поэтому обратный поток энергии в [24] не является каноническим обратным потоком энергии.

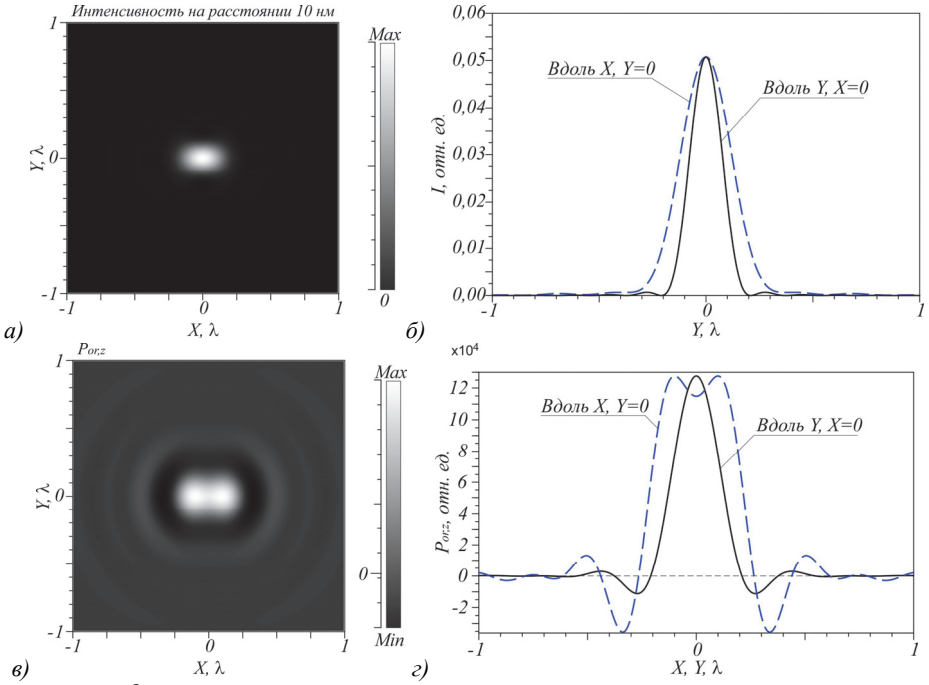


Рис. 2. Интенсивность $|\boldsymbol{E}|^2$ (а) и ее сечения вдоль оси декартовых осей на расстоянии 10 нм от начальной плоскости (a = 3) и продольная проекция канонического потока энергии $P_{or,z}$ (в) и его сечения по декартовым осям (г) на таком же расстоянии

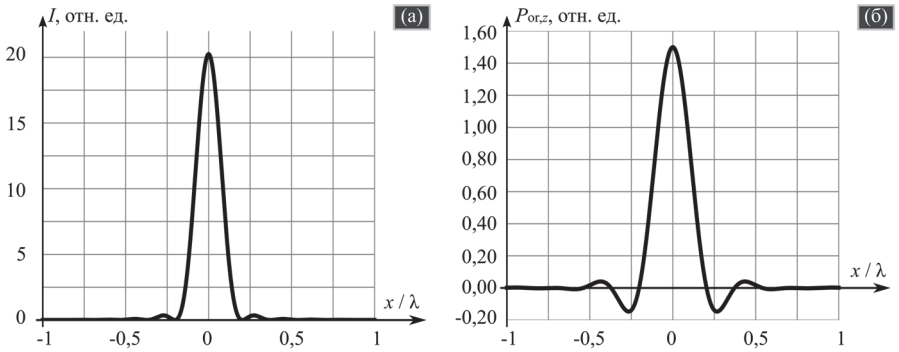


Рис. 3. Распределение интенсивности (а) и канонического обратного потока (б) вдоль вертикальной оси (x = 0) в начальной плоскости (z = 0) для circl-пучка (7), a = 3, рассчитанного с помощью разложения по спектру плоских волн (1)

Благодарности

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 26-12-00117 (в части теории) и в рамках Государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» (в части моделирования).

References

[1] Berry MV. Optical currents. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics 2009; 11(9): 094001. DOI: 10.1088/1464-4258/11/9/094001.

[2] Bekshaev A, Bliokh KY, Soskin M. Internal flows and energy circulation in light beams. Journal of Optics 2011; 13(5): 053001. DOI: 10.1088/2040-8978/13/5/053001.
[3] Bliokh KY, Bekshaev AY, Nori F. Extraordinary momentum and spin in evanescent waves. Nature Communications 2014; 5: 3300. DOI: 10.1038/ncomms4300.
[4] Bekshaev AY, Soskin MS. Transverse energy flows in vectorial fields of paraxial beams with singularities. Optics Communications 2007; 271: 332-348. DOI: 10.1016/j.optcom.2006.10.057.
[5] Bekshaev AY. Subwavelength particles in an inhomogeneous light field: Optical forces associated with the spin and orbital energy flows. Journal of Optics 2013; 15(4): 044004. DOI: 10.1088/2040-8978/15/4/044004.
[6] Vaveliuk P, Martinez-Matos O. Negative propagation effect in nonparaxial Airy beams. Optics Express 2012; 20(24): 26913-26921. DOI: 10.1364/OE.20.026913.
[7] Ghosh B, Daniel A, Gorzkowski B, Bekshaev AY, Lapkiewicz R, Bliokh KY. Canonical and Poynting currents in propagation and diffraction of structured light: Tutorial. Journal of the Optical Society of America B 2024; 41(6): 1276-1288. DOI: 10.1364/JOSAB.522393.
[8] Kotlyar VV, Stafeev SS, Nalimov AG. Energy backflow in the focus of a light beam with phase or polarization singularity. Physical Review A 2019; 99(3): 033840. DOI: 10.1103/PhysRevA.99.033840.
[9] Novitsky AV, Novitsky DV. Negative propagation of vector Bessel beams. Journal of the Optical Society of America A 2007; 24(9): 2844-2849. DOI: 10.1364/JOSAA.24.002844.
[10] Salem MA, Bağcı H. Energy flow characteristics of vector X-waves. Optics Express 2011; 19(9): 8526-8532. DOI: 10.1364/OE.19.008526.
[11] Kotlyar VV, Stafeev SS. Orbital and spin energy flows in tight focus. Optik 2021; 245: 167703. DOI: 10.1016/j.ijleo.2021.167703.
[12] Geints YE, Minin IV, Minin OV. Simulation of enhanced optical trapping in a perforated dielectric microsphere amplified by resonant energy backflow. Optics Communications 2022; 524: 128779. DOI: 10.1016/j.optcom.2022.128779.
[13] Kotlyar VV, Kovalev AA, Nalimov AG. Gradient-index elements of microoptics for superresolution. Computer Optics 2009; 33(4): 369-378.
[14] Saari P, Besieris IM. Energy backflow in unidirectional monochromatic and space-time waves. Photonics 2024; 11(12): 1129. DOI: 10.3390/photonics11121129.
[15] Besieris IM, Saari P. Energy backflow in unidirectional spatiotemporally localized wave packets. Physical Review A 2023; 107(3): 033502. DOI: 10.1103/PhysRevA.107.033502.
[16] Yuan G, Rogers ETF, Zheludev NI. “Plasmonics” in free space: Observation of giant wavevectors, vortices, and energy backflow in superoscillatory optical fields. Light: Science & Applications 2019; 8: 2. DOI: 10.1038/s41377-018-0112-z.
[17] Berry MV, Popescu S. Evolution of quantum superoscillations and optical superresolution without evanescent waves. Journal of Physics A: Mathematical and General 2006; 39(22): 6965-6977. DOI: 10.1088/0305-4470/39/22/011.
[18] Rogers ETF, Zheludev NI. Optical super-oscillations: Sub-wavelength light focusing and super-resolution imaging. Journal of Optics 2013; 15(9): 094008. DOI: 10.1088/2040-8978/15/9/094008.
[19] Zheludev NI, Yuan G. Optical superoscillation technologies beyond the diffraction limit. Nature Reviews Physics 2022; 4: 16-32. DOI: 10.1038/s42254-021-00382-7.
[20] Kotlyar VV, Stafeev SS, Liu Y, O’Faolain L, Kovalev AA. Analysis of the shape of a subwavelength focal spot for linearly polarized light. Applied Optics 2013; 52(2): 330-339. DOI: 10.1364/AO.52.000330.
[21] Prudnikov AP, Brychkov YuA, Marichev OI. Integrals and Series. Vol 3: More Special Functions. Moscow: Nauka; 1983. [In Russian]
[22] Nalimov AG, Kotlyar VV, Khanenko YuV. Calculation of the intensity of a cylindrical vector beam in sharp focus by three methods [In Russian]. Computer Optics 2023; 47(5): 734-741. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1346.
[23] Berry MV. Wave dislocation reactions in nonparaxial Gaussian beams. Journal of Modern Optics 1998; 45(9): 1845-1858. DOI: 10.1080/09500349808231706.
[24] Volyar AV, Shvedov VG, Fadeeva TA. The structure of a nonparaxial Gaussian beam near the focus: II. Optical vortices. Optics and Spectroscopy 2001; 90(1): 93-100. DOI: 10.1134/1.1343551.

Сведения об авторах

Котляр Виктор Викторович, 1957 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий лабораторией лазерных измерений ИСОИ, НИЦ «Курчатовский институт» и по совместительству профессор кафедры технической кибернетики Самарского университета (СУ). В 1979 году окончил физический факультет Куйбышевского государственного университета, в 1988 году защитил кандидатскую диссертацию в Саратовском государственном университете, а в 1992 году – докторскую диссертацию в Центральном конструкторском бюро Уникального приборостроения РАН (г. Москва). Область научных интересов: нанофотоника, дифракционная компьютерная оптика. Публикации: 560 научных трудов, 5 монографий, 7 авторских свидетельств. E-mail: *kotlyar@ipsiras.ru*

Ковалёв Алексей Андреевич, 1979 года рождения, в 2002 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (ныне Самарский университет) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (2012 год), работает старшим научным сотрудником лаборатории лазерных измерений ИСОИ, НИЦ Курчатовский институт. В списке научных работ более 200 статей. Область научных интересов: математическая теория дифракции, фотонно-кристаллические устройства. E-mail: *alanko@ipsiras.ru* ORCID: 0000-0002-0488-4267

Налимов Антон Геннадьевич, 1980 года рождения, окончил Самарский государственный аэрокосмический университет в феврале 2003 года по специальности «Физика». Окончил очную аспирантуру по специальности 01.04.05 «Оптика» в 2006 году. Работает на кафедре технической кибернетики в Самарском университете в должности доцента, в ИСОИ, НИЦ «Курчатовский институт» в должности научного сотрудника. Кандидат физико-математических наук, соавтор 200 работ и 3 патентов. E-mail: *anton@ipsiras.ru*

Поступила в редакцию 03 июля 2025 г. *Окончательный вариант – 12 августа 2025 г.*

Reverse canonical energy flow of a non-paraxial beam with linear polarization near the initial plane

V.V. Kotlyar [1,2], A.A. Kovalev [1,2], A.G. Nalimov [1,2]
[1] Image Processing Systems Institute, NRC "Kurchatov Institute",
Molodogvardeyskaya Str. 151, Samara, 443001, Russia;
[2] Samara National Research University, Moskovskoye Shosse 34, Samara, 443086, Russia

Abstract

An explicit analytical expression is obtained for the longitudinal component distribution of the canonical energy flux vector near the initial plane (in the near field) for a non-paraxial beam of light with linear polarization. The amplitude of the plane wave spectrum is shaped as a circle. This derived distribution is in the form of an ellipse with its major axis located on the linear polarization vector. If the plane wave spectrum includes evanescent waves, then a reverse canonical energy flux is formed in the near field. The reverse flux almost coincides with the first side lobe of the intensity distribution in the near field. It is revealed to be formed only in the presence of evanescent waves, which participate in the formation of the canonical energy flux, although they do not transfer light energy along the optical axis.

Keywords: linear polarization, reverse energy flux, Bessel beam.

Citation: Kotlyar VV, Kovalev AA, Nalimov AG. Reverse canonical energy flow of a non-paraxial beam with linear polarization near the initial plane. Computer Optics 2026; 50(5): 1770. doi: 10.18287/COJ1770.

Acknowledgements: The work was partly funded by the Russian Science Foundation under grant #26-12-00117 (theoretical substantiation) and NRC "Kurchatov Institute" within the state assignment (numerical simulation).

Authors' information

Victor Victorovich Kotlyar is a head of Laboratory at the Image Processing Systems Institute, NRC Kurchatov Institute and professor of Computer Science department at Samara National Research University. He received his MS, PhD and DrSc degrees in Physics and Mathematics from Samara State University (1979), Saratov State University (1988) and Moscow Central Design Institute of Unique Instrumentation, the Russian Academy of Sciences (1992). He is SPIE- and OSA-member. He is co-author of 560 scientific papers, 5 books and 7 inventions. His current interests are diffractive optics, gradient optics, nanophotonics and optical vortices. E-mail: *kotlyar@ipsiras.ru*

Alexey Andreevich Kovalev (b. 1979), graduated (2002) from Samara National Research University, majoring in Applied Mathematics. He received his Doctor in Physics & Maths degree in 2012. He is a senior researcher of Laser Measurements laboratory at IPSI, NRC Kurchatov Institute. He is a co-author of more than 200 scientific papers. His current research interests are mathematical diffraction theory and photonic crystal devices. E-mail: *alanko@ipsiras.ru*
ORCID: 0000-0002-0488-4267

Anton Gennadyevich Nalimov (b. 1980), graduated from Samara State Aerospace University in February, 2003. Finished postgraduate study in 2006 with speciality 01.04.05 "Optics". A.G. Nalimov works on Technical Cybernetics department in Samara National Research University as an associate professor, works as a scientist in the Image Processing Systems Institute, NRC Kurchatov Institute, Samara, Russia. Candidate in Physics and Mathematics, coauthor of 200 papers and 3 inventions. E-mail: *anton@ipsiras.ru*

Received Jule 03, 2025. The final version – August 25, 2025.