

Генерация поляризационно-неоднородных мод в мощном CO₂-лазере

В.Г.Низьев, В.П.Якунин, Н.Г.Туркин

Приведен метод описания радиально и азимутально поляризованных лазерных мод, лишенный внутренних противоречий и необоснованных ограничений. Найденные решения волнового уравнения удовлетворяют уравнению Максвелла $\nabla E = 0$. Это позволило вычислить все компоненты полей таких мод, включая продольную. В рамках приближения Дебая приведены формулы для острой фокусировки радиально и азимутально поляризованных мод. Экспериментально реализованы методы внутрирезонаторной генерации таких мод в мощном технологическом CO₂-лазере и внерезонаторные способы их преобразования друг в друга. Для внутрирезонаторной генерации азимутально поляризованных мод в качестве заднего глухого зеркала использовались V-образные аксиконы и металлические дифракционные зеркала с периодом рельефа порядка длины волны, а для генерации радиально поляризованного излучения – дифракционные зеркала с периодом рельефа порядка двух длин волн. Впервые получены поляризационно-неоднородные TEM₀₁- и TEM₁₁-моды при мощности излучения до 1.8 кВт. Степень поляризации при этом была близка к 100 % во всем диапазоне мощности излучения как в ближней, так и в дальней зоне. С использованием двух полуволновых фазосдвигателей реализовано преобразование азимутально поляризованного излучения в радиально поляризованное и наоборот; энергетическая эффективность преобразования составила 92 %. Полученные результаты открывают возможность технологических применений такого излучения.

Ключевые слова: радиальная и азимутальная поляризации, лазерные моды, дифракционные зеркала, технологический CO₂-лазер.

1. Введение

Выходное излучение большинства современных лазеров является поляризационно-однородным. При этом эллипсометрические параметры излучения во всех точках поперечного сечения лазерного пучка одинаковы, а распределение поля в его поперечном сечении описывается решением скалярного волнового уравнения (см. напр., [1]). На практике, как правило, в состав лазерного резонатора входит элемент, навязывающий поляризации выходного излучения определенное состояние, обычно линейное, с заданным направлением вектора поля. Для преобразования линейной поляризации в круговую в установки для лазерной резки металлов на базе мощных технологических лазеров помещают внерезонаторный четвертьволновой фазосдвигатель.

Во многих технологических применениях поляризация существенно влияет на результат лазерной обработки материала. При линейной поляризации эффективность и качество процесса обработки металлов (резка, сварка) зависят от направления поляризации, при круговой эта недостатком отсутствует, но круговая поляризация не является оптимальной ни с точки зрения максимального поглощения, ни с точки зрения минимальных потерь.

Вместе с тем существует большой класс решений векторного волнового уравнения, описывающих поляризационно-неоднородные моды (ПНМ) с уникальными физическими свойствами (рис. 1). В этих модах один или несколько эллипсометрических параметров не являются постоянными по сечению пучка.

Наибольший практический интерес представляют моды с радиальным и азимутальным направлениями поляризации, имеющие аксиальную симметрию всех параметров лазерного пучка, включая поляризацию. Это свойство лазерных пучков оказывается весьма полезным для многих применений, таких как голография, интерферо-

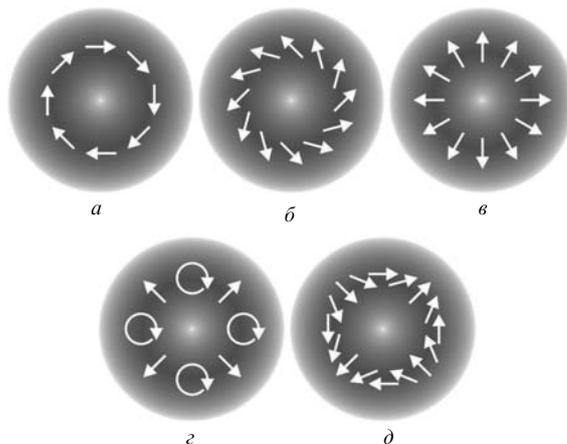


Рис. 1. Типы поляризационно-неоднородных мод: а – азимутально поляризованная; б – с постоянным углом между вектором поля и радиусом; в – радиально поляризованная; г – линейно поляризованная со сложной топологией вектора поля; д – с изменением типа поляризации от точки к точке поперечного сечения пучка.

В.Г.Низьев, В.П.Якунин. Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Россия, Московская обл., 140700 Шатура, ул. Святоозерская, 1; email: niziev@mail.ru, YVP_laser@inbox.ru
Н.Г.Туркин. ФГУП ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Россия, Московская обл., 140092 Троицк; e-mail: turkin@triniti.ru

Поступила в редакцию 19 августа 2008 г., после доработки – 25 ноября 2008 г.

метрия, спектроскопия, фотохимия, ускорительная техника. В частности лазерные пучки, поляризованные в радиальном направлении, могут быть полезны для резки металлов, где необходимо максимальное поглощение излучения обрабатываемой поверхностью. Азимутально поляризованный пучок имеет минимальные потери при передаче излучения по полуму металлическому волноводу с круглым сечением [2].

Существуют два способа получения осесимметрично поляризованного излучения – внутрирезонаторный и вне-резонаторный.

В первом случае в резонаторе используют осесимметричные поляризационно-селективные оптические элементы, например коническое окно Брюстера [3] или конический отражатель в качестве глухого зеркала резонатора. Очень удобным является использование дифракционных зеркал с высокой локальной поляризационной селективностью. Специальный рисунок их рельефа обеспечивает максимальную добротность моды с заданным, например азимутальным, направлением поляризации. При этом остальные моды подавляются вследствие значительных внутрирезонаторных потерь. Данный метод является предпочтительным для мощных лазеров, обычно характеризующихся высоким коэффициентом усиления активной среды, низким добротностью резонатора и относительно низким пространственным качеством излучения. Такой метод генерации очень удобен для лазеров с большой длиной волны, например для CO₂-лазеров. Поскольку период штрихов рельефа пропорционален длине волны, изготовить дифракционные зеркала для CO₂-лазеров гораздо проще, чем для лазеров видимого диапазона.

2. Теоретическое описание лазерных мод с радиальной и азимутальной поляризациями

Широко известны схемы (рис.2), иллюстрирующие принципы формирования ПНМ в виде радиально и азимутально поляризованных пучков [2].

Однако теоретическое описание ПНМ на основе этой схемы с использованием классических решений для лаггер-гауссовых мод с однородной поляризацией [1] крайне непродуктивно. Возникают проблемы, связанные с серьезными внутренними противоречиями классических решений, перенос которых на ПНМ резко снижает значение такого анализа.

Хорошо известно, что решения скалярного волнового уравнения не удовлетворяют уравнению Максвелла

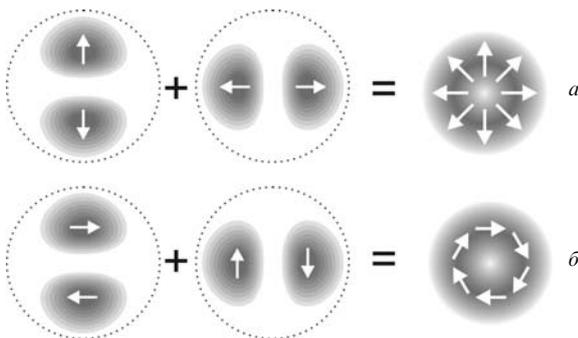


Рис.2. Образование радиально (а) и азимутально (б) поляризованных мод в результате суперпозиции пар линейно поляризованных ТЕМ₀₁-мод.

$\nabla E = 0$ [4], что делает невозможным формальное и строгое определение границы применимости такого приближения. В классических решениях содержатся и другие ограничения. Решение скалярного волнового уравнения справедливо только для плоского волнового фронта, а не для реального лазерного пучка, имеющего расходимость. В классических решениях также пренебрегается продольной компонентой поля, что автоматически не следует из парааксиального приближения, а является дополнительным ограничением. Вполне определенным представляется фундаментальный вывод о том, что система уравнений Максвелла, вообще говоря, не допускает покомпонентного разложения решений. Азимутально направленные поля с осевой симметрией являются в этом смысле единственным исключением.

2.1. Парааксиальное приближение в цилиндрических координатах

Рассмотрим радиально или азимутально поляризованные пучки как наиболее интересные случаи поляризационно-неоднородных мод. Остановимся на методе теоретического описания пучков с радиальной или азимутальной поляризацией, лишенном внутренних противоречий и неоправданных приближений.

Далее мы везде будем использовать только пространственную часть выражений для магнитного и электрического полей, применив обычную для описания волновых процессов подстановку $E(r, \varphi, z, t) \rightarrow E(r, \varphi, z) \exp(-i\omega t)$, $H(r, \varphi, z, t) \rightarrow H(r, \varphi, z) \exp(-i\omega t)$ (r, φ, z – цилиндрические координаты).

При использовании волнового уравнения мы должны решать пару уравнений для поля (магнитного или электрического). Например, для магнитного поля

$$\Delta H + k^2 H = 0, \quad \nabla H = 0.$$

Будем искать решение, например, для магнитного азимутально направленного поля. В работе [5] было показано, что из условия радиальной (или азимутальной) направленности вектора поля автоматически следует осевая симметрия распределения амплитуды поля. Представим искомую функцию в виде $H = H_\varphi(r, z)e_\varphi(\varphi)$, где e_φ – единичный азимутальный вектор. Такое представление удовлетворяет уравнению $\nabla H = 0$, а векторное волновое уравнение сводится к скалярному уравнению вида

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial H_\varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 H_\varphi}{\partial z^2} + \left(k^2 - \frac{1}{r^2} \right) H_\varphi = 0.$$

Решение ищем в парааксиальном приближении, выделив медленно меняющуюся компоненту поля $H_\varphi(r, z) \rightarrow H_\varphi(r, z) \exp(ikz)$. Решение этого скалярного волнового уравнения известно, а его математический вывод (в более общей форме) можно найти, например, в [1]. В нашем случае это $\rho - z$ часть выражения для лаггер-гауссовых мод при азимутальном индексе $q = 1$:

$$H_\varphi = \left(\frac{2p!}{\pi(p+1)!} \right)^{1/2} \frac{1}{w} (\sqrt{2}R) L_p^1(2R^2)$$

$$\times \exp(-R^2) \exp(-i\theta), \quad (1)$$

где

$$\theta = 2(p + 1) \arctan Z - ZR^2 - 2Z \frac{z_0^2}{w_0^2}; \quad R = \frac{r}{w};$$

$$Z = \frac{z}{z_0}; \quad z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}; \quad w^2 = w_0^2(1 + Z^2);$$

$$L_p^1(x) = \sum_{m=0}^p (-1)^m \frac{(p+1)!}{(p-m)!(m+1)!m!} x^m;$$

λ – длина волны излучения; w_0 – радиус пучка основной моды; p – радиальный индекс.

Компоненты электрического поля E_r и E_z определяются через уравнение Максвелла $\nabla \times \mathbf{H} = -ik\mathbf{E}$. В общем виде аналитические выражения для E_r и E_z оказываются довольно громоздкими, поэтому выпишем их только в перетяжке $z = 0$:

$$E_r(r, z = 0) \approx H_\varphi(r, z = 0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(p+1)^{1/2}} \frac{1}{w_0} \times R_0 L_p^1(2R_0^2) \exp(-R_0^2), \quad (2)$$

$$E_z(r, z = 0) = i \frac{1}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{w_0} \frac{1}{w_0} (p+1)^{1/2} \exp(-R_0^2) \times [L_p(2R_0^2) + L_{p+1}(2R_0^2)]. \quad (3)$$

Здесь L_p – полином Лагерра, $R_0 = r/w_0$, а приближенное равенство для E_r и H_φ имеет место при условии $\lambda^2 \times (\pi^2 w_0^2)^{-1} \ll 1$.

Приведенный метод расчета для моды с азимутальным направлением магнитного поля не может быть формально перенесен и на радиально направленное поле. Действительно, решение вида $\mathbf{H} = H_r(r, z)\mathbf{e}_r(\varphi)$ не удовлетворяет уравнению $\nabla \mathbf{H} = 0$. С физической точки зрения это означает, что мода с азимутальным направлением поля (при отсутствии других компонент этого же поля) существует, а мода с чисто радиальным направлением поля – нет. Приведенный метод позволяет вычислять компоненты полей для двух классов мод:

$$\mathbf{H} = H_\varphi(r, z)\mathbf{e}_\varphi(\varphi), \quad \mathbf{E} = E_r(r, z)\mathbf{e}_r(\varphi) + E_z(r, z)\mathbf{e}_z,$$

$$\mathbf{E} = E_\varphi(r, z)\mathbf{e}_\varphi(\varphi), \quad \mathbf{H} = H_r(r, z)\mathbf{e}_r(\varphi) + H_z(r, z)\mathbf{e}_z,$$

где \mathbf{e}_z и \mathbf{e}_r – единичные продольный и радиальный векторы.

Система двух уравнений, волнового и $\nabla \mathbf{E} = 0$ (для электрического поля), аддитивна. Это означает, что уравнениям Максвелла также соответствует суперпозиция таких мод с произвольными комплексными коэффициентами.

2.2. Продольная компонента поля

В связи с изучением ПНМ особый интерес представляет компонента поля, направленная вдоль вектора распространения электромагнитной волны. Такое направление противоречит поперечной природе электромагнитной волны, поэтому эта компонента называется продольной, а связанная с ней энергия не переносится. Одним из приближений классической теории, касающейся параксиальных пучков, является пренебрежение этой компонентой поля. Однако в ПНМ, при острой фокусировке,

такое пренебрежение является совершенно неоправданным ни с физической, ни с математической точки зрения, поскольку продольная компонента поля имеет максимальную амплитуду там, где «обычная» компонента поля равна нулю. К настоящему времени уже проведены первые эксперименты по ее регистрации [6, 7]. Продольная компонента электрического поля может быть использована для ускорения релятивистских электронов [8, 9].

Анализ приведенных выше формул выявил несколько характерных особенностей продольной компоненты поля, параллельной волновому вектору.

1. Максимум этого поля находится на оси пучка, там, где магнитное поле и радиальная компонента электрического поля равны нулю.

2. Поле имеет дополнительный множитель, определяющий его порядок малости λ/w_0 по сравнению с H_φ и E_r .

3. Мнимая единица в выражении для E_z свидетельствует о том, что эта компонента поля изменяется во времени со сдвигом фаз в четверть длины волны по отношению к магнитному полю. В результате усредненный по времени вектор Пойнтинга, связанный с этой продольной компонентой поля, равен нулю и она не переносит энергию.

Встречающееся в литературе объяснение [7] физических особенностей этой компоненты отсутствием магнитного поля на оси пучка является неточным. Магнитное поле и продольная компонента электрического поля имеют перекрывающиеся распределения по радиусу, однако, согласно полученному выражению, во всех точках поперечного сечения пучка в перетяжке усредненный по времени вектор Пойнтинга, связанный с продольной компонентой поля, равен нулю. Физическая природа этой компоненты такова. Пусть пространственно ограниченный пучок распространяется в направлении оси z . Такой пучок является сходящимся или расходящимся. Компоненты волновых векторов, параллельных оси z , направлены в одну сторону, они складываются и формируют бегущую волну. Компоненты волновых векторов, перпендикулярных оси z , направлены по радиусу и формируют стоячую волну с направлением поля вдоль оси z . После пересечения с осью z компоненты волновых векторов, перпендикулярных оси z , формируют расходящуюся волну после перетяжки. На рис.3 представлены распределения H_φ и E_z для радиально поляризованных R-TEM_{p1*}-мод с $p = 0, 1, 2$.

2.3. Приближение Дебая для острой фокусировки

Приведенную методологию расчетов следует распространить и на приближение Дебая, используемое для расчета полей в фокальной плоскости линзы при острой фокусировке [10–13]. Расчет распределения для азимутально поляризованной компоненты не имеет внутренних противоречий, результаты расчета удовлетворяют уравнению Максвелла $\nabla \mathbf{E} = 0$. Полученное решение, например для магнитного поля $H_\varphi(r, z)$, позволяет вычислить радиальную и продольную компоненты электрического поля:

$$E_r = \frac{1}{ik} \frac{\partial H_\varphi}{\partial z}, \quad E_z = i \frac{1}{kr} \frac{\partial(rH_\varphi)}{\partial r}.$$

Приведем выражения для компонент полей в этом случае:

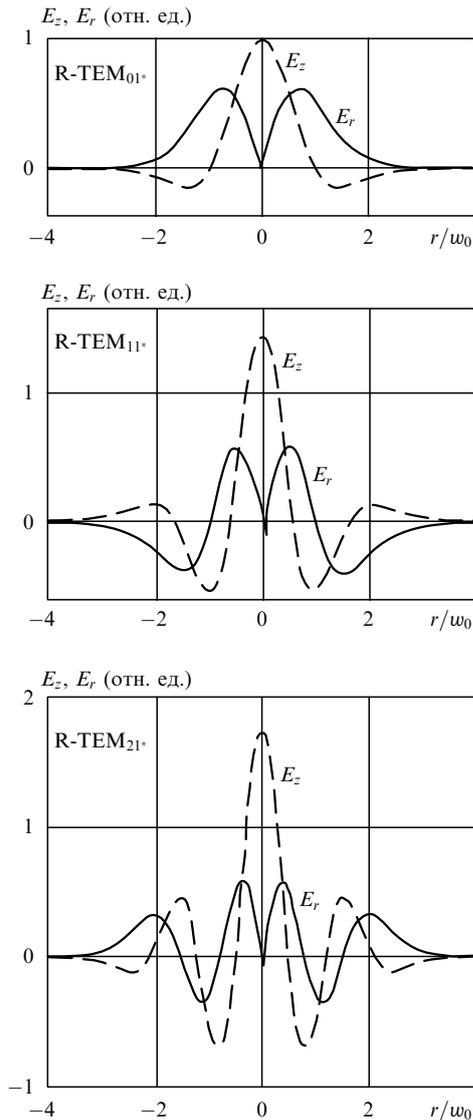


Рис.3. Рассчитанные по формулам (2) и (3) распределения компонент электрического поля E_z и E_r в перетяжке для радиально поляризованных мод различного порядка. Масштабы для E_z и E_r взаимно не согласованы.

$$\begin{aligned}
 H_\varphi(r, z) &= k \int_0^\theta H_{\varphi 0}(f \sin \alpha) \sqrt{\cos \alpha} J_1(kr \sin \alpha) \\
 &\times \exp(ikz \cos \alpha) \sin \alpha \, d\alpha, \\
 E_r(r, z) &= k \int_0^\theta H_{\varphi 0}(f \sin \alpha) \sqrt{\cos \alpha} J_1(kr \sin \alpha) \\
 &\times \exp(ikz \cos \alpha) \sin \alpha \cos \alpha \, d\alpha, \\
 E_z(r, z) &= ik \int_0^\theta H_{\varphi 0}(f \sin \alpha) \sqrt{\cos \alpha} J_0(kr \sin \alpha) \\
 &\times \exp(ikz \cos \alpha) \sin^2 \alpha \, d\alpha.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь θ – угол, определяемый апертурой пучка и фокусным расстоянием f линзы; J_0 , J_1 – функции Бесселя. Распределение полей в перетяжке соответствует условию $z = 0$. Аналогичные формулы могут быть записаны и для компонент поля $E_\varphi(r, z)$, $H_r(r, z)$, $H_z(r, z)$. В этом случае в

качестве начального берется электрическое поле с азимутальной поляризацией $E_{\varphi 0}(r)$. Использование приближения Дебая для линейно или радиально поляризованного излучения приводит к формальному противоречию с уравнением $\nabla E = 0$.

Приведенные расчеты мод с осесимметричной поляризацией физически корректны и математически точны. Отметим некоторые практически важные результаты этих расчетов, которые использовались или могут быть использованы в экспериментах с такими модами.

1. Аксиальная симметрия поляризации определяет аксиально-симметричное, кольцевое (с нулем поля в центре) распределение амплитуды поля. Такое распределение поля отсутствует в классе однородно поляризованных мод, поэтому степень радиальной (азимутальной) поляризации, экспериментально измеряемая ниже, характеризует и степень однородности распределения поля по кольцу.

2. Существует семейство мод с аксиально-симметричной поляризацией, различающихся радиальным индексом p . Число колец в моде равно $p + 1$.

3. При острой фокусировке (приближение Дебая) продольная компонента поля сравнима по величине с радиальной и может играть важную роль в практических приложениях. Физическая причина продольного поля – суперпозиция волн со встречнонаправленными компонентами волновых векторов.

3. Экспериментальные результаты по генерации радиально и азимутально поляризованных мод в мощном CO_2 -лазере

Хорошо известно, что поляризация излучения существенно влияет на параметры лазерной резки и сварки металлов [14–16]. В настоящее время во всех коммерчески выпускаемых станках для лазерной резки металлов на базе CO_2 -лазеров используется круговая поляризация, при которой параметры обработки не зависят от направления движения пучка. При лазерной резке угол падения излучения на поверхность металла на стенках канала близок к 80° – 90° , и по соотношению Френеля поглощение при круговой поляризации составляет примерно 50% от максимально возможной величины, соответствующей поглощению Р-волны. При радиальной поляризации поглощение на стенках канала оказывается максимальным, а при азимутальной – минимальным.

Как уже отмечалось, особое место среди методов генерации мод с осесимметричной поляризацией в мощных лазерах занимают методы, в которых используются дифракционные зеркала с высокой локальной поляризационной селективностью. Специальный рисунок штрихов обеспечивает максимальную добротность для одной моды, в то время как другие моды, имеющие существенные внутррезонаторные потери, подавляются.

Первая экспериментальная работа по генерации радиально поляризованного излучения в мощном технологическом CO_2 -лазере с использованием дифракционного зеркала была выполнена в Институте проблем лазерных и информационных технологий Российской академии наук [17, 18].

Ниже приведены результаты экспериментов по генерации радиально и азимутально поляризованных мод в мощном технологическом CO_2 -лазере с устойчивым резонатором и по их взаимному преобразованию. Эти экс-

перименты открывают возможность проведения исследований по взаимодействию с металлами пучков с хаотической, линейной, круговой, азимутальной и радиальной поляризациями и определения технологий, в которых использование этих пучков наиболее эффективно.

3.1. Дифракционные зеркала и аксиконы для генерации излучения с осесимметричной поляризацией

Свойство поляризационной селективности дифракционных решеток известно давно. Сами решетки и технология их производства детально описаны в работе [19], где их предлагалось использовать для расщепления лазерного пучка. Другая идея [20] состояла в том, чтобы решетки с высокой поляризационной селективностью использовать для обеспечения генерации линейно поляризованного излучения с определенным направлением поляризации. Теория, на основе которой рассчитывались параметры дифракционных решеток, опубликована в [21]. В нашем эксперименте дифракционная решетка с металлическим покрытием и периодом штрихов 12 мкм изготавливалась методом фотолитографии и жидкостного травления меди и была установлена в технологическом CO₂-лазере. Излучение падало на решетку по нормали к поверхности, степень его поляризации составляла 98.5 % при выходной мощности 2.3 кВт.

В экспериментах [17] использовалось зеркало, показанное на рис.4,а; параметры штрихов и технология изготовления решетки были такими же, как и в [21], но рисунок штрихов был адаптирован для генерации радиально поляризованного излучения. На кремниевую подложку диаметром 50 мм и толщиной 10 мм методом катодного напыления нанесены адгезионный слой титана толщиной 0.2 мкм и слой меди толщиной 0.65 мкм. Методом фотолитографии с использованием жидкостного травления сформирован трапецеидальный рельеф с заданными параметрами, поверх которого нанесено защитно-отражающее покрытие общей толщиной 0.4 мкм. Параметры профиля, измеренные на профилометре Talystep с погрешностью 0.2 мкм, таковы: высота 0.65 мкм, период 12 мкм, ширина вершины 5.2 мкм, ширина впадины 4.8 мкм. Поскольку высокий коэффициент отражения реализуется для направления электрического поля, параллельного штрихам, то рисунок штрихов для генерации радиально поляризованного излучения был сложным. Вся поверхность зеркала была разделена на 72 сектора, штрихи в каждом секторе были параллельны биссектрисе угла сектора. Коэффициент отражения ρ_{\parallel} из-

лучения с длиной волны 10.6 мкм для вектора электрического поля, параллельного штрихам, составил 94 %, а для волны с вектором электрического поля, перпендикулярного штрихам, $\rho_{\perp} = 72$ %. Такое дифракционное зеркало использовалось в качестве глухого зеркала резонатора.

За последние годы достигнут значительный прогресс в технологии производства дифракционных зеркал со сложным рисунком штрихов. Теперь вместо сложной многостадийной технологии фотолитографии и травления применяют технологию алмазного точения дифракционных зеркал (рис.4,б,в).

Генерация азимутально поляризованного излучения может быть достигнута как с помощью дифракционного зеркала, так и с применением аксикона (рис.4,г). В выборе аксикона есть свои достоинства и недостатки. Технология производства аксикона несколько проще, тут не требуются сложные физические расчеты, однако поляризационная селективность аксикона ниже. Это связано с различием коэффициентов отражения по закону Френеля для Р- и S-волн при отражении от наклонной поверхности. Аксикон не может обеспечить генерацию радиально поляризованного излучения, однако в силу своей геометрии способен стабилизировать диаграмму направленности излучения. Если необходимо получить именно радиально поляризованное излучение, приходится применять дополнительное устройство преобразования азимутальной поляризации в радиальную, состоящее из двух последовательно установленных полуволновых фазосдвигателей.

Для экспериментов, описанных ниже, V-образный 90°-ный аксикон (диаметр основания 36 мм) был изготовлен из высококачистой меди методом алмазного точения. В центре аксикона находилось сквозное отверстие (минимально возможный диаметр 1.5 мм) для выхода резца.

3.2. Описание экспериментальной установки

Эксперименты по генерации лазерного излучения с радиальной и азимутальной поляризациями проводились на технологическом CO₂-лазере с поперечной прокачкой газа и поперечным разрядом. В лазере использовался 5-проходный резонатор длиной 8 м, одно зеркало было плоским, а выходное имело радиус кривизны 30 м; радиус пучка основной моды $w_0 = 6.7$ мм. С обычными зеркалами наблюдалась генерация многомодового излучения с выходной мощностью до 2.5 кВт и расходимостью 3.3 мрад. Оптическая схема резонатора лазера приведена на рис.5. Вместо обычного глухого зеркала резо-

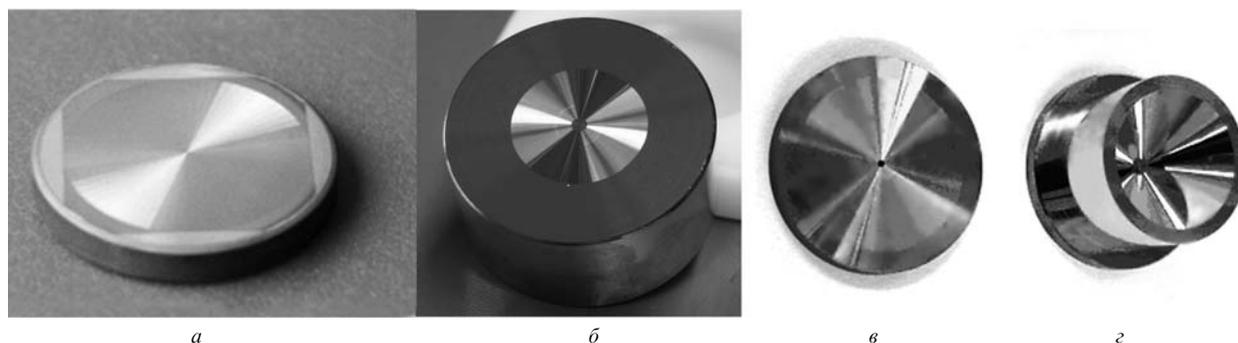


Рис.4. Дифракционные зеркала (а–в) и аксикон (г) для генерации лазерного излучения с осесимметричной поляризацией, изготовленные с использованием фотолитографии и химического травления меди (ИПЛИТ РАН, 1998 г.) (а); метода алмазного точения с нанесением золотого покрытия (II – VI, США) (б) и метода алмазного точения (LIMO, Германия) (в, г).



Рис.5. Схема резонатора технологического CO₂-лазера: 31 – выходное зеркало из селенида цинка, радиус кривизны $R = 30$ м; 32, 33 – поворотные плоские зеркала; 34 – поляризационно-селективный элемент (дифракционное зеркало или аксикон).

натора устанавливалось дифракционное зеркало или аксикон, обеспечивающие максимальную добротность резонатора для мод с радиальной или азимутальной поляризацией излучения. В резонаторе лазера излучение падает на поворотные зеркала 32, 33 под углом не более 1° , поэтому отражение от них практически поляризационно изотропно. Выходное зеркало изготовлено из ZnSe. Расчетный радиус пучка w_0 основной моды такого резонатора на заднем зеркале был равен 6.7 мм, а на выходном зеркале – 7.8 мм.

На рис.6 показана схема измерений энергетических, пространственных и поляризационных характеристик исследуемого излучения. Мощность излучения CO₂-лазера измерялась приемником OPHIR 4000W-CAL. Клиновидная пластина из KCl отщепляла ~4% мощности пучка в канал измерения пространственного распределения степени поляризации в ближней или дальней зоне. Для определения степени поляризации в дальней зоне в канал измерения помещалась линза, в фокальной плоскости которой находилась диафрагма. Поляризатор МЛР-1, состоящий из двух последовательно расположенных под углом Брюстера германиевых пластин, служил для выделения необходимой линейной поляризации. Прошедшее поляризатор излучение регистрировалось радиометром RK 5100.

Распределение интенсивности в ближней зоне в прямом пучке регистрировалось измерительным прибором проходного типа Laserscop UFF100, а в дальней зоне – анализатором Mode Computer Analyzer MAC-2, на который дифракционной решеткой отщеплялось ~0.1% мощности падающего излучения.

Анализ распределения интенсивности при различном положении оси поляризатора позволял делать выводы о состоянии поляризации пучка и вычислять степень поляризации. Рассматривалось также распределение интенсивности в ближней и дальней зонах, характеризующее расхождение и модовый состав излучения.

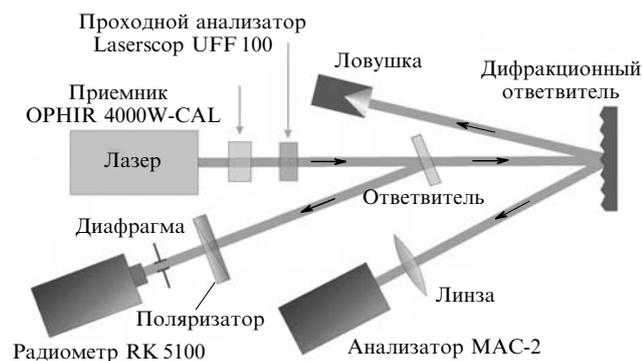


Рис.6. Схема измерения характеристик излучения.

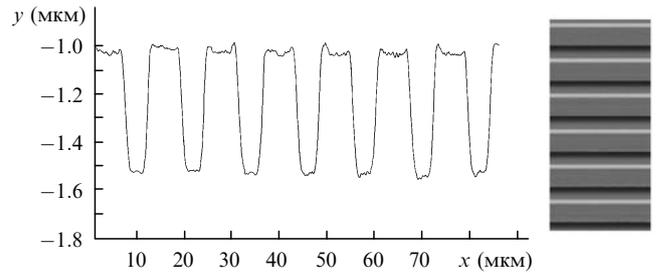


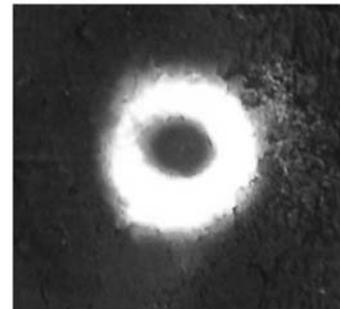
Рис.7. Профиль штрихов дифракционного зеркала для генерации азимутально поляризованного лазерного пучка.

3.3. Генерация азимутально поляризованного излучения.

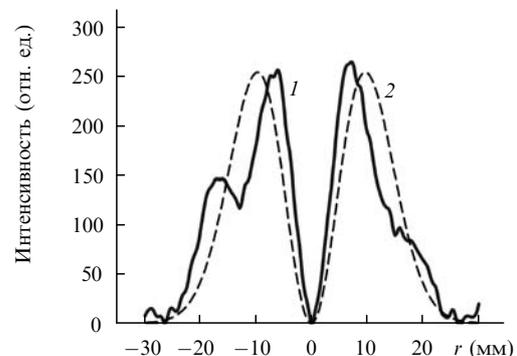
Генерация азимутально поляризованного излучения осуществлялась с помощью V-образного аксикона с углом при вершине 90° или дифракционного зеркала. Штрихи рельефа имели трапециевидную форму, период рельефа составлял 12 мкм, глубина была равна 0.5 мкм. Зеркало изготавливалось методом алмазного точения, рисунок рельефа представлял собой концентрические окружности. Локальная поляризационная селективность составляла 5%. Профиль решетки представлен на рис.7.

Типичный отпечаток генерируемого излучения на керамическом экране в ближней зоне показан на рис.8,а. Измеренная мощность генерации была равна 950 Вт, расстояние до лазера составляло 16 м. Экспериментально измеренное распределение интенсивности излучения в этом сечении показано на рис.8,б. Там же приведено расчетное радиальное распределение интенсивности азимутально поляризованной моды TEM_{01*}.

$$I(r) \sim \frac{r^2}{w^2} \exp\left(-2 \frac{r^2}{w^2}\right),$$



а



б

Рис.8. Распределения интенсивности излучения в сечении пучка на расстоянии 16 м от лазера: отпечаток генерируемого излучения на экране из керамики (а) и экспериментальная (1) и расчетная (2) зависимости (б). Расчет распределения поля по радиусу выполнен по формуле (2), интенсивность излучения $I(r) = |E|^2$.

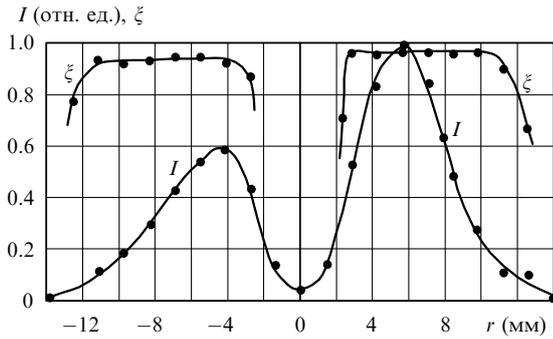


Рис.9. Радиальное распределение интенсивности $I(r)$ и степени поляризации $\zeta(r)$ в ближней зоне. Диаметр отверстия диафрагмы 0.9 мм.

которое находится в качественном согласии с экспериментальными результатами.

Состояние поляризации в прямом пучке было проанализировано с помощью пластины из КСl, установленной под углом Брюстера. Характер распределения интенсивности излучения в отраженном от пластины пучке, наблюдаемый на экране, четко указывал на азимутальную ориентацию вектора электрического поля световой волны.

Типичный результат измерений степени поляризации $\zeta(r)$ в радиальном сечении пучка в ближней зоне показан на рис.9. Степень поляризации $\zeta(r)$ определялась из соотношения

$$\zeta(r) = \frac{I_\phi(r) - I_r(r)}{I_\phi(r) + I_r(r)}.$$

Во всех точках пучка, где интенсивность составляет более 15% от максимальной, степень поляризации $\zeta(r)$ достигает 96%–99%, что соответствует превышению интенсивности излучения с азимутальной поляризацией над интенсивностью излучения с радиальной поляризацией в 50–200 раз. Точные измерения $\zeta(r)$ в центре и на краях пучка были затруднительны из-за сложности настройки перемещения диафрагмы (см. рис.6) строго по диаметру пучка, а также вследствие собственных шумов приемника при измерении малых интенсивностей.

Распределения интенсивности в дальней зоне (в фокальной плоскости линзы с $f = 785$ мм) показаны на рис.10 в случае отсутствия поляризатора, а также при выделении горизонтальной и вертикальной поляризаций.

На приведенных рисунках хорошо видно, что вдоль диаметра, совпадающего по направлению с направлением выделяемой поляризации, интенсивность излучения близка к нулю. Это означает, что пучок действительно является азимутально поляризованным.

Другим возможным способом получения азимутально поляризованного излучения является внрезонаторное преобразование радиальной поляризации в азимутальную. Описание устройства, с помощью которого такое (и обратное) преобразование можно осуществить, приведено ниже.

3.4. Генерация радиально поляризованного излучения

Все обсуждавшиеся выше аспекты, связанные с получением азимутально поляризованного излучения, такие как степень поляризации, модовый состав пучка и т. д., в равной степени относятся и к случаю генерации лазерного пучка с радиальной поляризацией.

Результаты первых исследований по генерации радиально поляризованного излучения в мощном технологическом CO₂-лазере были опубликованы в [17]. В обычном резонаторе излучение лазера было неполяризованным. С дифракционным зеркалом лазер генерировал преимущественно радиально поляризованное излучение мощностью до 1.8 кВт. Дифракционное зеркало было изготовлено методом травления (см. рис.4,а), его параметры приведены в п.3.1. Расчетный коэффициент отражения основной моды TEM₀₀ на дифракционном зеркале составлял 83.5%, что не позволяло говорить о ее полном подавлении, тем более что дифракционные потери этой моды минимальны. Эта составляющая лазерного пучка является неполяризованной. Можно утверждать, что повышение поляризационной селективности дифракционного зеркала приведет к уменьшению интенсивности поперечных мод состава такого лазера. В проведенных экспериментах с весьма умеренной селективностью модовый состав излучения практически был сведен к двум TEM₀₀-модам и радиально поляризованной TEM₀₁-моду. Расходимость излучения уменьшилась с 3.3 до 2.2 мрад, степень поляризации лазерного луча составила 50%.

Дальнейшие эксперименты проводились с дифракционным зеркалом, изготовленным методом алмазного точения (см. рис.4,б). Зеркало имело рельеф с периодом 18 мкм и глубиной 5 мкм (рис.11).

Отпечаток генерируемого излучения на керамическом экране для случая радиальной поляризации совер-

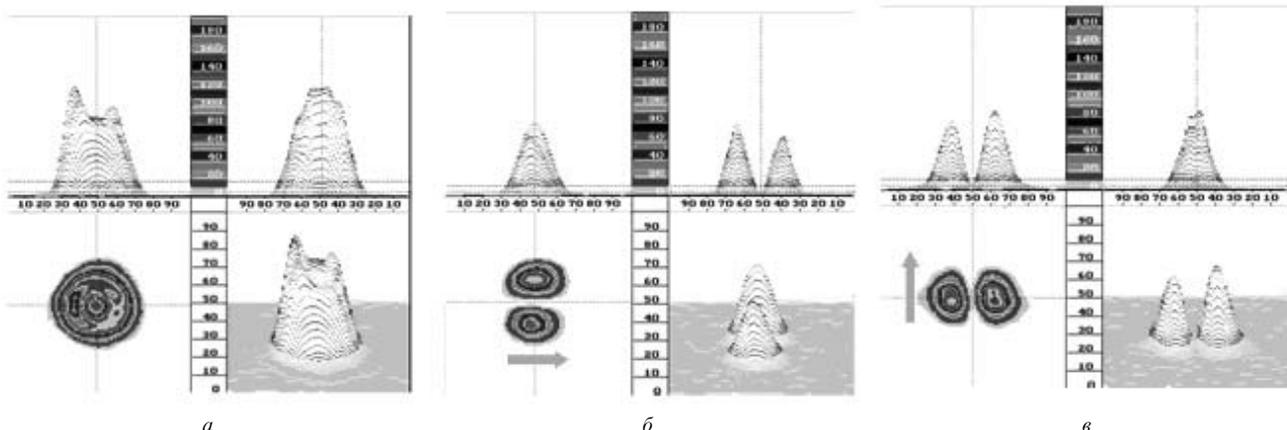


Рис.10. Распределения интенсивности азимутально поляризованного излучения в дальней зоне, полученные с помощью анализатора МАС-2 без поляризатора (а) и при горизонтальном (б) и вертикальном (в) направлениях его оси (показано стрелками).

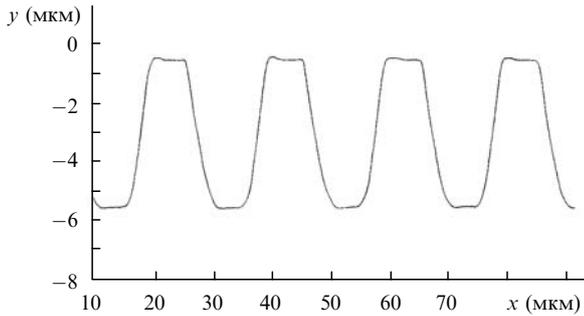


Рис.11. Профиль штрихов дифракционного зеркала для генерации радиально поляризованного лазерного пучка.

шенно аналогичен уже приведенному отпечатку для азимутально поляризованного пучка (рис.8,a).

Состояние поляризации в прямом пучке анализировалось с помощью пластины из КСl, установленной под углом Брюстера. Картина распределения интенсивности в пучке, отраженном от пластины, приведена на рис.12. Интерференция на рис.12 является результатом отражения излучения от двух поверхностей пластины.

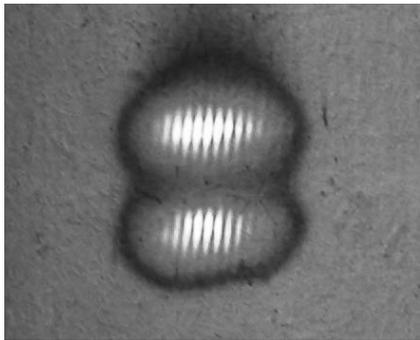


Рис.12. Распределение интенсивности в пучке, отраженном от установленной под углом Брюстера пластины из КСl.

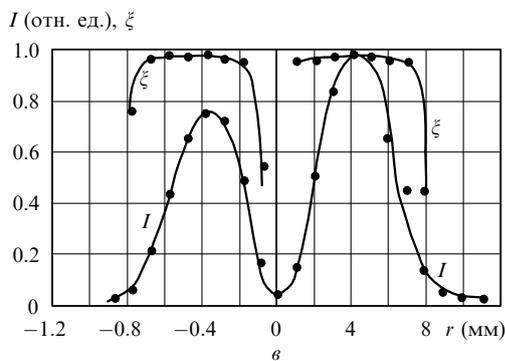
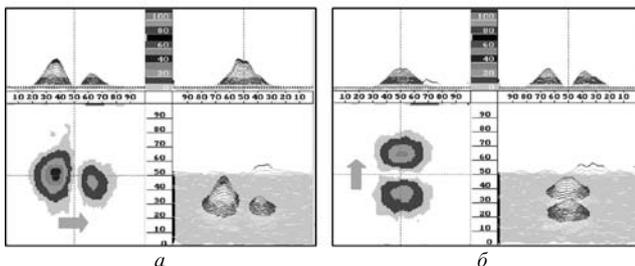


Рис.13. Распределения интенсивности радиально поляризованного излучения в дальней зоне, полученные с помощью анализатора МАС-2 при горизонтальном (a) и вертикальном (б) положениях оси поляризатора (показано стрелками), а также радиальное распределение интенсивности $I(r)$ и степени поляризации $\xi(r)$ в дальней зоне (в).

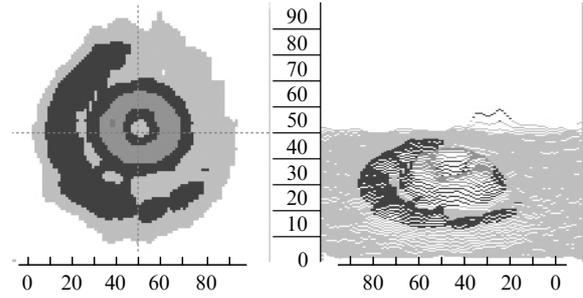


Рис.14. Распределение интенсивности излучения в дальней зоне для радиально поляризованной TEM_{11} -моды (для сравнения см. рис.3).

Распределения интенсивности в дальней зоне показаны на рис.13 для двух направлений оси поляризатора.

На рис.14 представлено распределение поля в дальней зоне, соответствующее радиально поляризованной TEM_{11} -моды. Этот результат, наблюдаемый впервые, получен в трехпроходном резонаторе длиной 4.8 м. Мощность излучения составила 2 кВт.

3.5. Внерезонаторное преобразование осесимметричных поляризаций

Идея внерезонаторного преобразования азимутальной поляризации в радиальную (или наоборот), высказанная в [22], заключается в пропускании излучения через два полуволновых фазосдвигающих элемента (рис.15). При таком преобразовании вектор электрического поля должен повернуться на 90° . Это происходит в случае, если оси фазосдвигающих элементов образуют половинный угол, т. е. 45° , причем угол поворота вектора поля не зависит от его начальной ориентации. Эта схема замечательна тем, что позволяет осуществлять преобразования поляризации неоднородных мод с помощью стандартных оптических элементов.

Для мощных CO_2 -лазеров фазосдвигающими пластинками служат только металлические зеркала с соответствующим покрытием или дифракционные решетки. Однако такие компоненты, имеющие полуволновой фазовый сдвиг, серийно не производятся. Вместе с тем в лазерных установках для резки металлов широко применяются четвертьволновые фазосдвигающие металлические зеркала, комбинация которых позволяет преобразовать азимутально поляризованный пучок в радиально поляризованный.

Преобразователь поляризации состоит из трех конструктивно аналогичных блоков (рис.16,a). В каждом блоке пара зеркал установлена параллельно друг другу. Входящий пучок направлен под углом 45° к поверхности зеркала, а выходящий параллелен входящему. В двух блоках используются четвертьволновые фазосдвигающие металлические зеркала, в результате блок работает как полуволновой фазосдвигатель. При соединении этих двух блоков надо следовать правилу: плоскости падения

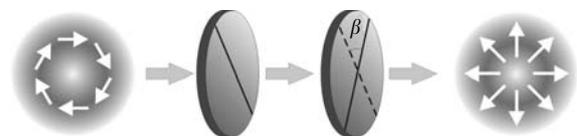


Рис.15. Схема преобразования азимутальной поляризации в радиальную с помощью двух полуволновых фазосдвигающих элементов; угол $\beta = 45^\circ$.

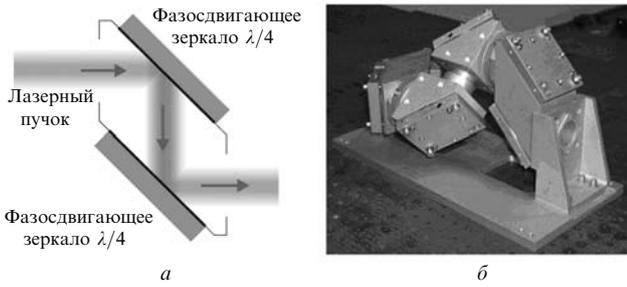


Рис.16. Схема устройства одного из трех блоков преобразователя – полуволнового фазосдвигающего зеркала (а) и фотография преобразователя в сборке (б).

излучения на первый и второй блок должны пересекаться под углом 45°.

Стандартная величина коэффициента отражения четвертьволновых фазосдвигающих зеркал при угле падения 45° равна 98 %, поэтому суммарные потери при преобразовании одной осесимметричной поляризации в другую составляют ~8 %. При этом лазерный пучок смещается по высоте, что для использования в трактах транспортировки станков для лазерной резки металлов представляет очевидное неудобство.

Третий блок оснащен обычными зеркалами и служит лишь для того, чтобы вернуть выходящий пучок на направление пучка, входящего в преобразователь. Суммарные потери при преобразовании поляризации с сохране-

нием направления распространения пучка составляют около 10 %.

На рис.17 представлены распределения интенсивности в дальней зоне исходного азимутально поляризованного пучка и пучка после прохождения преобразователя.

Хорошо видно, что распределения интенсивности в пучках при одной и той же выделяемой поляризации до и после прохождения преобразователя соответствуют пучкам с ортогональными в любой точке направлениями векторов электрического поля.

Полученные результаты дают возможность провести сравнительные исследования взаимодействия излучения с различным состоянием поляризации (хаотической, линейной, циркулярной, радиальной, азимутальной) с металлами в процессах резки и сварки, а также исследовать взаимодействие лазерных пучков с осесимметричным состоянием поляризации с материалами в условиях появления продольных компонент электрического (E) и магнитного (H) полей при острой фокусировке излучения.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе вычислены компоненты электрического и магнитного полей для радиально и азимутально поляризованных лазерных мод как в параксиальном приближении, так и в случае острой фокусировки. Приведенный метод лишен внутренних противоречий и необоснованных ограничений, решения век-

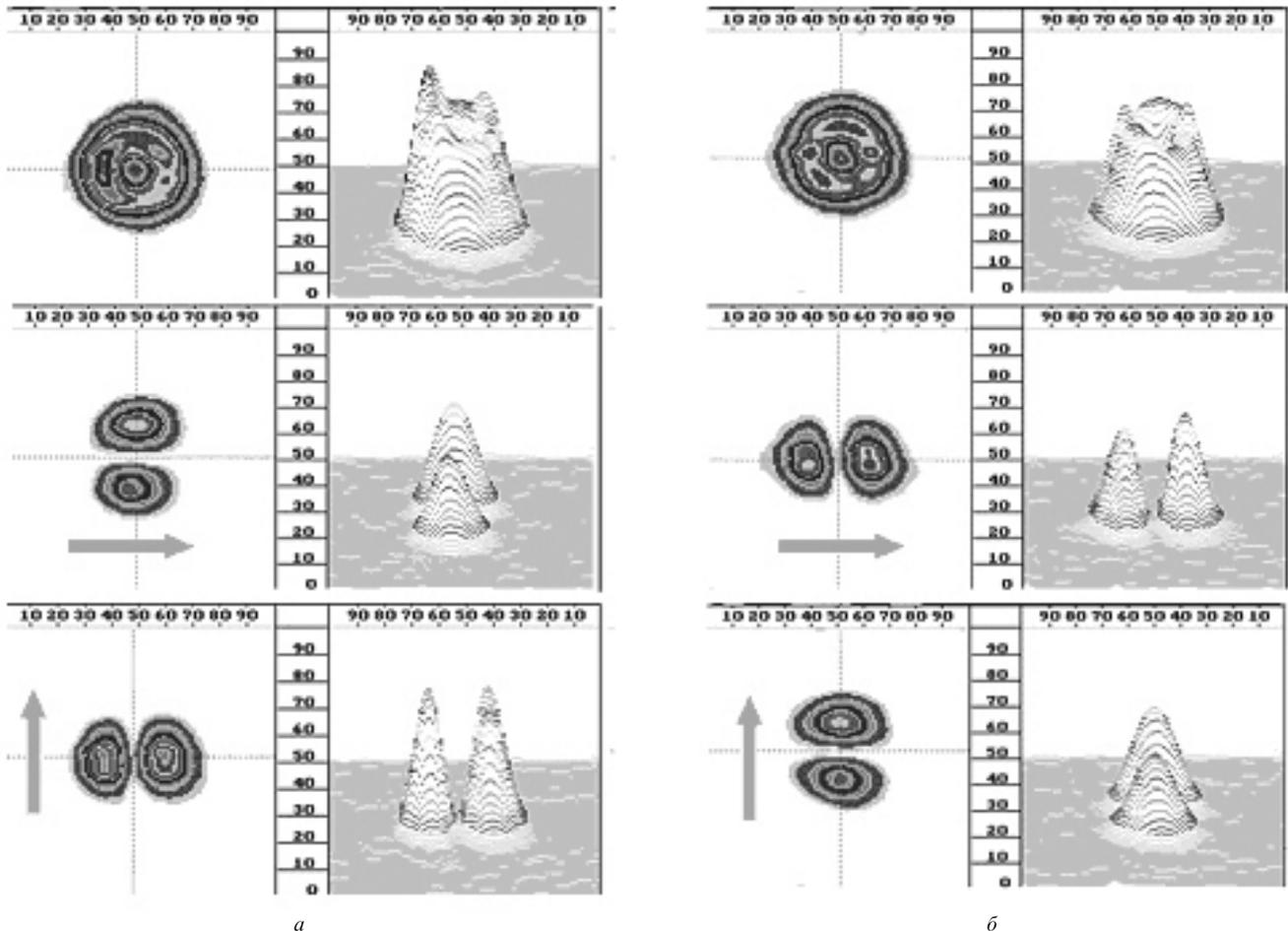


Рис.17. Распределения интенсивности азимутально поляризованной моды до преобразователя (а) и радиально поляризованной моды после преобразования (б). Стрелками показано направление оси поляризатора-анализатора.

торного волнового уравнения соответствуют уравнению Максвелла $\nabla E = 0$.

С помощью V-образного аксикона и поляризационно-селективных дифракционных зеркал в качестве глухого зеркала экспериментально продемонстрированы внутрирезонаторные методы генерации радиально и азимутально поляризованных мод в мощном технологическом CO₂-лазере. Плоские дифракционные зеркала с трапециевидальной формой штрихов изготовлены методом алмазного точения. Измерена степень поляризации излучения при использовании таких элементов. Впервые продемонстрирована генерация радиально и азимутально поляризованных TEM₀₁⁺- и TEM₁₁⁺-мод при мощности излучения до 1.8 кВт. Степень поляризации излучения как в ближней, так и в дальней зоне была близка к 100 %. Реализовано внерезонаторное преобразование азимутально поляризованного пучка в радиально поляризованный и наоборот с помощью пары полуволновых фазосдвигателей отражающего типа. Полученные результаты открывают возможность технологических применений излучения с радиальной и азимутальной поляризациями.

1. Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П. *Дифракция и волновое распространение оптического излучения* (М.: Мир 1989).
2. Pressley R.J. (Ed). *Handbook of Laser with Selected Data on Optical Technology* (Cleveland: Chemical Rubber Comp., 1971).
3. Chen-Ching Shih et al. United States Patent № 5.359.622 (1994).
4. Lax M., Louisell W.H., Mc Knight W.B. *From Maxwell to Paraxial Wave Optics Phys. Rev. A*, **11** 1365-70 (1975).
5. Nesterov A.V., Niziev V.G. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **33**, 1817 (2000).
6. Dorn R., Quabis S., Leuchs G. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 233901 (2003).
7. Miyaji G., Miyanaga N., Tsubakimoto K., Sueda K., Ohbayashi K. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 3855 (2004).
8. Tidwell S.C., Ford D.H., Kimura W.D. *Appl. Opt.*, **29**, 2234 (1990).
9. Tidwell S.C., Kim G.H., Kimura W.D. *Appl. Opt.*, **32**, 5222 (1993).
10. Nesterov A.V., Niziev V.G. *J. Opt. B: Quantum and Semiclassical Opt.*, **3**, 215 (2001).
11. Stammes J. *Waves in Focal Regions. The Adam Hilger Series on Optics and Optoelectronics* (Bristol: Institute of Phys. Publ., 1986).
12. Quabis S., Dorn R., Eberler M., Glockl O., Leuchs G. *Appl. Phys. B*, **72**, 109 (2001).
13. Kozawa Y., Sato S. *Opt. Lett.*, **31** (6), 820 (2006).
14. Гарашук В.И., Кирей В.И., Шинкарев В.А. *Квантовая электроника*, **13** (12), 2515 (1986).
15. Powell J. *CO₂-Laser Cutting* (London: Springer-Verlag, 1993, p. 16).
16. John F. *Ready Handbook of Laser Material Processing* (Orlando, FL: Laser Institute of America, Magnolia Publ., Inc., 2001).
17. Nesterov A.V., Niziev V.G., Yakunin V.P. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32**, 2871 (1999).
18. Yakunin V.P., Nesterov A.V., Niziev V.G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3889**, 603 (1999).
19. Haidner H., Kipfel P., Sheridan J., Schwider J., Strebl N., Lindolf J., Collischon M., Lang A., Hutfiess J. *Opt. Eng.*, **32**, (8), 1860 (1991).
20. Якунин В.П., Балькина Е.А., Мананкова Г.И., Новикова Л.В., Семиногов В.Н. В сб. *Аннот. докл. VI Междунар. конф. «Лазерные технологии '98» (ILLA'98)* (Шатура: НИЦТЛ РАН, 1998, с. 68).
21. Okorkov V.N., Panchenko V.Ya., Russkikh B.V., Seminogov V.N., Sokolov V.I., Yakunin V.P. *Opt. Eng.*, **33**, (10), 3145 (1994).
22. Niziev V.G., Nesterov A.V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **32**, 1455 (1999).