

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.373.826

### О РАСЧЕТЕ ДИФРАКЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С ПЛАВНЫМ ПРОФИЛЕМ ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ

П. В. Короленко, С. Н. Маркова, А. М. Хапаев

(кафедра оптики и спектроскопии)

Задача повышения качества лазерного излучения требует учета целого ряда дифракционных явлений. Среди различных методов расчета дифракции лазерных пучков [1—4] заслуживает внимания в силу своей простоты приближенный способ, основанный на представлении поля дифрагированной волны в виде суперпозиции мод свободного пространства ТЕМ [5, 6]. В отличие от традиционного подхода, связанного с вычислением дифракционного интеграла Френеля — Кирхгофа, он позволяет построить единый алгоритм расчета поля в ближней и дальней зонах дифракции. Его недостатком является то, что в общем случае приходится привлекать к рассмотрению достаточно большое число мод с высокими поперечными индексами. Это усложняет расчеты и ухудшает их точность. Однако в целом ряде практически важных случаев, когда изменение интенсивности лазерного пучка в плоскости ограничивающей апертуры носит плавный характер, становится возможным с хорошим приближением описать распределение поля дифрагированной волны с помощью ограниченного числа мод низших порядков. В настоящем сообщении такая возможность реализуется при анализе дифракции лазерного излучения на «мягких» диафрагмах [7, 8] и на торце полого диэлектрического волновода.

Мягкие диафрагмы в настоящее время нашли широкое применение в мощных лазерных системах, обеспечивая хорошее заполнение апертуры усилительных устройств без глубокой пространственной модуляции поля излучения. В наших расчетах радиальный профиль пропускания мягкой диафрагмы по амплитуде задавался выражением [8]

$$t(r) = \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{r}{\omega_d} \right)^N \right\}, \quad (1)$$

где  $\omega_d$  — радиус диафрагмы, а величина  $N \geq 2$  характеризует степень сглаженности края диафрагмы. В качестве основного расчетного соотношения использовалось представление амплитуды дифрагировавшей волны в виде ряда

$$\Psi(r, z) = \sum_{p,l} C_{p,l} \psi_{p,l}(r, z), \quad (2)$$

где  $z$  — расстояние от диафрагмы,  $\psi_{p,l}$  — нормированные ортогональные функции, описывающие распределение поля ТЕМ<sub>pl</sub>-мод [9],  $C_{p,l}$  — коэффициенты разложения, величина которых зависит от формы поля падающей волны и профиля пропускания диафрагмы.

На основе представления (2) с помощью стандартных преобразований [6] нами были рассчитаны на ЭВМ БЭСМ-4М распределения поля дифракции на диафрагмах, характеризуемых различными значениями  $N$ , а также сопоставлены данные теоретического расчета и эк-

сперимента. Эксперименты проводились с помощью He-Ne-лазера с длиной волны  $\lambda=0,63$  мкм по методике, описанной в [6]. Для улучшения качества светового поля излучение выводилось из резонатора лазера с помощью внутренней тщательно отшлифованной светоделительной пластинки. Диафрагмы с разными  $N$  изготовлялись фотоспособом путем фотографирования специальных вращающихся масок, обеспечивающих плавное изменение почернения на негативе. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что боковые дифракционные максимумы в распределении поля пучка, прошедшего

диафрагму, имеют пренебрежимо малую величину при значениях  $N \leq 8$ . В качестве примера на рис. 1 приведены экспериментальные и теоретические кривые углового распределения интенсивности  $I$  светового поля в дальней зоне в случае дифракции  $TEM_{00}$ -волны на диафрагме со

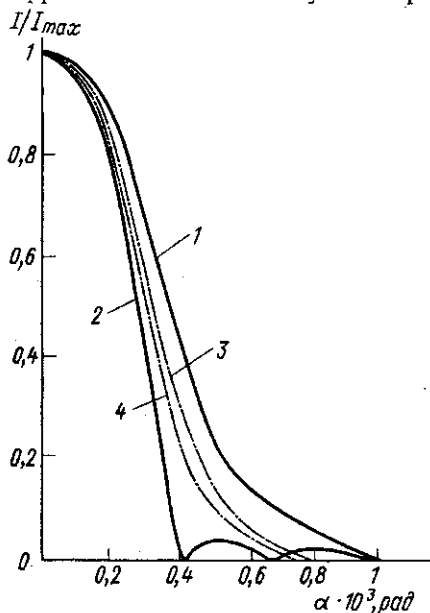


Рис. 1. Распределение интенсивности излучения в дальней зоне. Сплошные кривые — эксперимент, штрих-пунктирные — теория.  $N=7$  (1, 3, 4) и  $\infty$  (2).  $M=4$  (3) и 2 (4).  $I_{max}$  — максимальное значение интенсивности

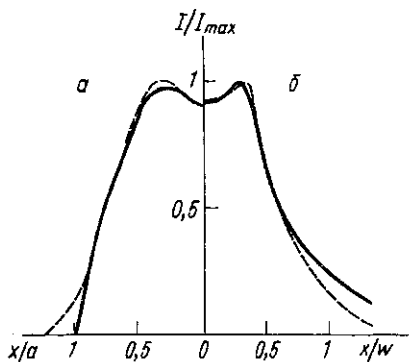


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения волноводного лазера: а — ближняя зона (плоскость выходного зеркала), б — дальняя зона. Сплошные кривые — эксперимент, пунктирные — расчет.  $x$  — поперечная координата,  $2a$  — длина внутренней стороны сечения волновода,  $w$  — размер пятна  $TEM_{00}$ -моды

степенью мягкости  $N=7$ . Теоретические кривые строились на основе представления (2) для  $M=2$  и 4. Разложение велось по модам с радиусом пучка  $w=w_d$ . Дополнительные члены ряда (2) при  $M>4$  не вносят заметных поправок в распределение поля. Некоторое уширение экспериментальной кривой по отношению к теоретической с  $M=4$ , по-видимому, связано с имеющими место, несмотря на принятые меры, искажениями пучка. На рис. 1 для сравнения приведены также результаты эксперимента по дифракции  $TEM_{00}$ -волны на диафрагме с резким краем ( $N=\infty$ ). Ход соответствующей экспериментальной кривой свидетельствует о наличии значительных боковых максимумов.

При решении указанным методом некоторых дифракционных задач число  $TEM_{pi}$ -мод, включаемых в разложение, может быть существенно уменьшено, если в рассматриваемую суперпозицию включить моды с различными радиусами пучков. Рассмотрим этот подход на

примере расчета пространственных характеристик поля генерации волноводного газоразрядного лазера на смеси газов  $\text{CO}_2\text{—N}_2\text{—He}$ .

Используемый в наших экспериментах лазер имел волновод с квадратным сечением и внутренние плоские зеркала. На рис. 2, а приведено характерное для него распределение интенсивности излучения на поверхности выходного зеркала. Оценки показали, что структуру дифрагировавшего на торце волновода пучка можно с хорошим приближением представить в виде суперпозиции всего лишь двух мод прямоугольной геометрии  $\text{TEM}_{00}$  и  $\text{TEM}_{22}$  с соотношением интенсивностей  $1:0,34$ . Горловины их пучков располагались в плоскости торца волновода. Отношения минимальных радиусов пучков мод  $\text{TEM}_{00}$  и  $\text{TEM}_{22}$  к внутренней стороне волновода были равны соответственно 0,35 и 0,30. Сопоставление распределения интенсивности суммарного поля мод  $\text{TEM}_{00}$  и  $\text{TEM}_{22}$  в плоскости выходного зеркала с экспериментальными данными (см. рис. 2, а) свидетельствует об их хорошем согласии.

Экспериментальная кривая распределения интенсивности поля излучения волноводного лазера в дальней зоне дифракции приведена на рис. 2, б. Для сравнения здесь же графически изображена теоретическая зависимость, полученная путем анализа распространения в свободном пространстве суперпозиции мод  $\text{TEM}_{00}$  и  $\text{TEM}_{22}$ . Как видно из рис. 2, б, теоретическая кривая в целом правильно описывает перераспределение интенсивности при переходе от ближней зоны дифракции к дальней. В частности, она воспроизводит уменьшение в дальней зоне глубины провала в распределении интенсивности на оси пучка. Некоторое расхождение в ходе экспериментальной и теоретической кривых может быть связано как с неточностью теоретической аппроксимации реального распределения поля в ближней зоне, так и с возможными искажениями волнового фронта лазерного пучка на выходе волновода.

Таким образом, проведенное исследование свидетельствует о том, что представление светового поля в виде ограниченного набора мод  $\text{TEM}_{pl}$  является удобным в практическом отношении способом приближенного описания дифракции лазерных пучков с плавным профилем распределения интенсивности.

Авторы благодарят проф. Л. С. Корниенко за обсуждение результатов работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Bloom A. L. Appl. Opt., 1969, 8, p. 716. [2] Dickson L. D. Appl. Opt., 1970, 9, p. 1854. [3] Ищенко Е. Ф., Сушкин В. Н. Журн. прикл. спект., 1975, 23, № 3, с. 510. [4] Campbell J. P., Deshazer L. G. J. Opt. Soc. Amer., 1969, 59, p. 1427. [5] Abrams R. L. IEEE J. Quant. Electr., 1972, QE—8, p. 838. [6] Короленко П. В., Маркова С. Н., Хапаев А. М. Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1978, 21, № 11, с. 1644. [7] Hadley G. R. IEEE J. Quant. Electr., 1974, QE—10, p. 603. [8] Красюк И. К. и др. Квант. электроника, 1976, 3, № 6, с. 1337. [9] Когельник Х. В кн.: Квантоптика. М.: Мир, 1966, с. 219.

Поступила в редакцию  
15.06.81