

## МЕЛКОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА И ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА КРУГЛОЙ ДИАФРАГМЕ

М.В. Пятахин, А.Ф. Сучков

*Решена задача дифракции плоской электромагнитной волны на круглой диафрагме при произвольном расстоянии до диафрагмы и углах дифракции. Определена деполаризация прошедшего диафрагму излучения. На основе найденного решения анализируются методы подавления мелкомасштабных возмущений и деполаризации поля в лазерных установках.*

Формирование гладких волновых фронтов и сохранение их при распространении электромагнитного поля в установке является важной задачей лазерной техники /1/. Для ее решения необходимо иметь детальную информацию об амплитуде и фазе поля распространяющегося излучения с учетом его мелкомасштабной структуры, о влиянии на эту структуру различных факторов. Наличие в экспериментальной установке многочисленных апертур и диафрагм требует решения задачи дифракции на них электромагнитной волны. Особенно важна дифракция в ближней зоне на большие углы, поскольку вследствие интерференции дифрагировавших и отраженных от боковых поверхностей активных и других элементов конструкции лазерных установок волн в поперечном распределении поля возникают существенные амплитудные и фазовые искажения, увеличивающие вероятность возникновения самофокусировки /2/ в активных элементах и разрушения их при пробое излучением. Традиционные в теории лазеров методы решения дифракционных задач — теория Вайнштейна /3/ и более точный итерационный метод Фокса — Ли /4/ — пригодны лишь для исследования дифракции на малые углы.

В настоящей работе задача дифракции плоской электромагнитной волны на круглой диафрагме решена более точным векторным методом при произвольных углах дифракции и расстоянии до плоскости диафрагмы, в том числе в ближней зоне. Решение дифракционной задачи как для идеально проводящей, так и абсолютно "черной" диафрагмы позволяет исследовать влияние на структуру дифракционного поля материала диафрагмы, чего нельзя сделать с помощью методов /3,4/. Самостоятельный интерес представляет расчет деполаризации излучения, которую из традиционных методов (преимущественно скалярных) получить нельзя.

Поскольку формальное строгое решение дифракционной задачи для круглой диафрагмы практически непригодно при радиусах диафрагмы  $a$ , превышающих длину волны излучения  $\lambda$ , в настоящей работе для определения дифрагировавшего поля использовалась физическая теория дифракции (ФТД) /5/. Для диафрагмы из идеально проводящего материала получены следующие выражения для составляющих электромагнитного поля с угловыми зависимостями, значительно сокращающими объем вычислений, необходимых для определения мелкомасштабной структуры (без ограничения общности падающее электромагнитное поле предполагалось поляризованным вдоль оси  $x$  и распространяющимся в направлении оси  $z$ , диафрагма расположена в плоскости  $z = 0$ ):

$$E_x(z, R, F) = -4 \int_0^{\pi} \int_0^a [1 - F_1(p) + F_2(p)] [\exp(ikr) (ikr - 1) z\rho/4\pi r^3] d\rho dp - \\ - 4 \cos 2F \int_0^{\pi} \int_0^a F_2(p) \cos 2\varphi [\exp(ikr) (ikr - 1) z\rho/4\pi r^3] d\rho dp, \quad (1)$$

$$E_y(z, R, F) = -4 \sin 2F \int_0^{\pi} \int_0^a F_2(p) \cos 2\varphi [\exp(ikr) (ikr - 1) z\rho/4\pi r^3] d\rho dp,$$

$$E_z(z, R, F) = 4 \cos F \int_0^\pi \int_0^a \left\{ [1 - F_1(\rho)] (R - \rho \cos \varphi) + F_2(\rho) 2 \cos \varphi (R \cos \varphi - \rho) \right\} \times \quad (1)$$

$$\times [\exp(ikr) (ikr - 1) \rho / 4 \pi r^3] d\rho d\varphi,$$

где  $F_1 = (2/\sqrt{\pi}) \exp(-i\pi/4) \int_{-\infty}^{\sqrt{\rho}} \exp(it^2) dt$ ;  $F_2 = \exp[i(\rho + \pi/4)] (1/2\sqrt{\pi\rho})^{-1}$ ;

$\rho = k|a - \rho|$ ;  $R, F$  и  $\rho, \varphi$  — полярные координаты точки наблюдения и текущей точки отверстия диафрагмы соответственно;  $r$  — расстояние между этими точками;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число.

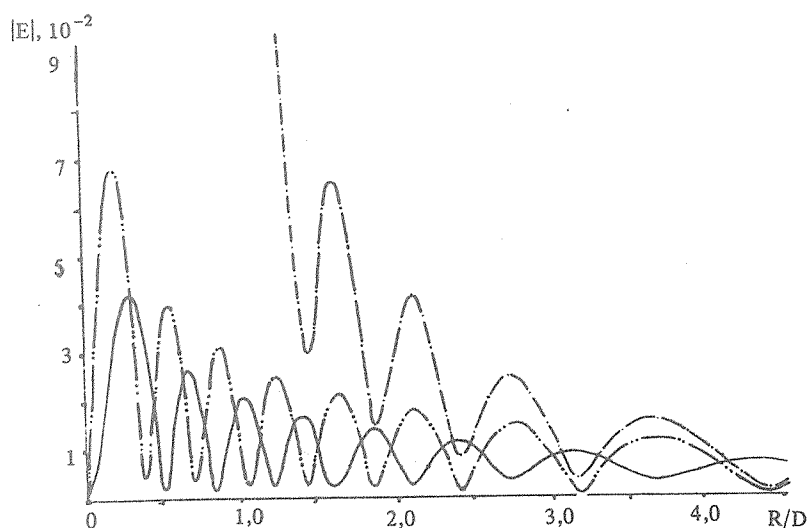
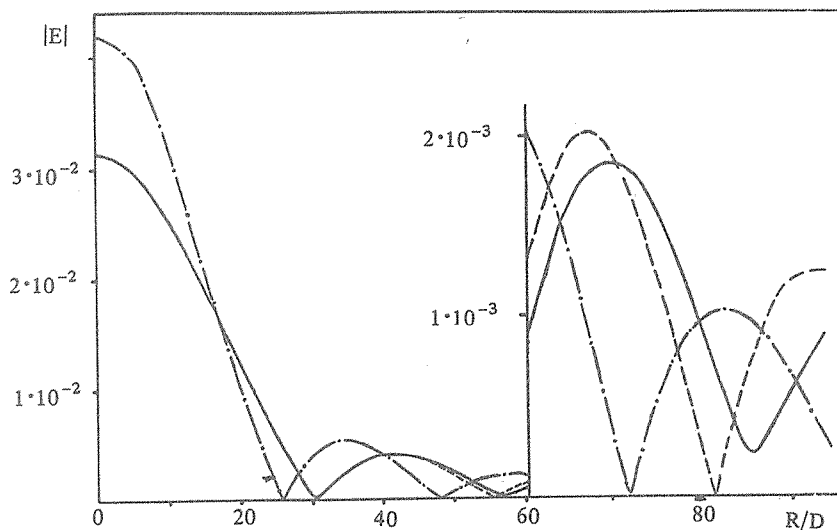


Рис. 1. Зависимость амплитуды составляющих поля от расстояния до оси диафрагмы при угле наблюдения  $F = 45^\circ$  на удалении  $z = 3D$  от диафрагмы. ФТД для идеально проводящей диафрагмы:  $|E_y|$  (—),  $|E_x|$  (---),  $|E_z|$  (-·-·-).

Рис. 2. Зависимость амплитуды поля ( $|E_x|$  в векторном случае) от расстояния до оси диафрагмы на удалении  $z = 250D$  от диафрагмы: — ФТД для идеально проводящей диафрагмы, -·-·- "мягкая" диафрагма, --- дифракция Френеля (Фраунгофера) [7].



Отметим, что формулы (1) позволяют на эксперименте с помощью двух измерений для  $E_x$  и одного для  $E_y$  и  $E_z$  найти поле при произвольном угле наблюдения  $F$ .

В другом предельном случае дифракции на абсолютно "черной" диафрагме в настоящей работе в рамках подхода /6/ дифрагировавшее поле представлялось в виде суперпозиции полей для идеальной электрически и магнитно проводящей диафрагмы. Были получены аналогично (1) выражения для составляющих дифрагировавшего поля с угловыми зависимостями.

Расчеты комплексной амплитуды прошедшего диафрагму поля как для идеально проводящей, так и "черной" диафрагмы производились на ЭВМ. Результаты проведенного сравнения ФТД с менее точными методами — векторным приближением Кирхгофа — Котлера, приближением Кирхгофа, Френеля, Фраунгофера — изложены в /7/. Анализ результатов расчетов для диафрагмы из идеально проводящего материала позволяет выделить следующие характерные особенности дифракционного поля:

1. Поле на оси диафрагмы, в том числе в ближней зоне, сильно осциллирует.
2. Амплитуда максимумов мелкомасштабной структуры составляющей поля  $E_x$  заметно увеличивается с ростом угла наблюдения  $F$  от 0 до  $90^\circ$ . Особенно велики мелкомасштабные возмущения поля при  $F = 90^\circ$  вблизи диафрагмы.
3. При малых углах дифракции соответствующая начальной поляризации поля составляющая напряженности электрического поля  $E_x$  превосходит по абсолютной величине составляющие  $E_y$  и  $E_z$ . Последние имеют осциллирующую зависимость от расстояния до оси диафрагмы (рис. 1, на рисунках  $D/\lambda = 10$ , где  $D$  — диаметр диафрагмы). Амплитуда максимумов  $E_z$  несколько больше, чем у  $E_y$  (необходимо учитывать угловые зависимости (1)). С увеличением угла дифракции величина  $E_x$  сближается с  $E_y$  и  $E_z$  и при углах дифракции  $\geq 45^\circ$  становится одного порядка с ними, т.е. велика деполяризация излучения. Для малых углов дифракции деполяризация может быть значительна вблизи диафрагмы.

Во втором рассмотренном в настоящей работе предельном случае дифракции плоской электромагнитной волны на абсолютно "черной" (неотражающей) диафрагме, моделирующей диафрагму из сильно поглощающего материала, результаты для составляющих дифрагировавшего поля  $E_x$  и  $E_z$  близки случаю идеально проводящей (отражающей) диафрагмы. Особенностью диафрагм из "неотражающего" материала является слабая зависимость мелкомасштабной структуры составляющей поля  $E_x$  от угла наблюдения  $F$ . Практически важный вывод состоит в том, что использование "черной" диафрагмы позволяет значительно уменьшить паразитную кроссполяризационную составляющую дифрагировавшего поля  $E_y$ .

Решение задачи дифракции при произвольных углах дифракции и расстояниях до диафрагмы с учетом влияния характера края диафрагмы на результирующее поле использовалось для анализа способов подавления в лазерных установках мелкомасштабных возмущений. Проведенные расчеты подтвердили, что при использовании для подавления мелкомасштабных возмущений поля "мягкой" диафрагмы с аподизированной апертурой распределение амплитуды в ближней зоне при малых углах дифракции сглаживается.

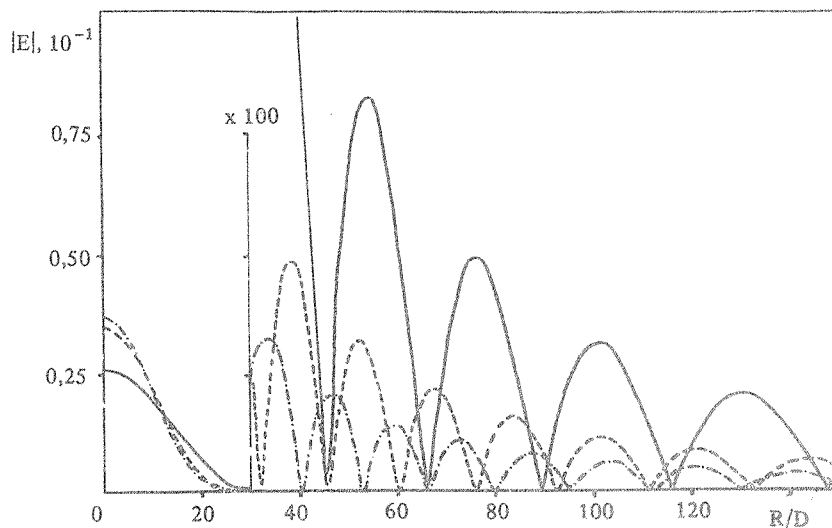


Рис. 3. Зависимость амплитуды поля гауссова пучка от расстояния до оси диафрагмы при  $z = 200 D$ . — пучок ограниченной диафрагмой на уровне  $1/3$  максимальной амплитуды, - - - - то же, на уровне  $1/10$ , - · - · - то же, на уровне  $1/20$ .

Однако в дальней зоне существуют дополнительные максимумы диаграммы дифракции, величина которых зависит от ширины области "сглаживания" на кромке отверстия диафрагмы и может быть значительна (рис. 2). Таким образом, полученное решение задачи дифракции, более точное и надежное по сравнению с /3,4/, позволяет на эксперименте выбрать ширину области "сглаживания" из допустимой амплитуды максимумов мелкомасштабной структуры на крыльях распределения поля.

Большой практический интерес представляет решенная в данной работе задача дифракции пучка с гауссовым распределением амплитуды поля и плоским волновым фронтом на диафрагме с резким краем, моделирующей используемые для подавления мелкомасштабных возмущений пространственные фильтры. Показано, что с уменьшением диаметра диафрагмы, ограничивающей пучок, возрастает доля энергии, дифрагирующей на большие углы (рис. 3), т.е. корректный учет дифракции на пространственном фильтре необходим для определения его эффективности. Например, если гауссов пучок "обрезан" диафрагмой по уровню  $1/3$  максимальной амплитуды, то в боковых максимумах диаграммы дифракции содержится  $> 3\%$  всей прошедшей диафрагму энергии. Этого достаточно, чтобы в результате паразитных отражений от боковых поверхностей элементов конструкции лазерной установки и интерференции возникли сильные амплитудно-фазовые возмущения распространяющегося пучка и, следовательно, увеличилась вероятность самофокусировки и пробоя активных элементов излучением.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Александрова И. В. и др. Труды ФИАН, 149, 42 (1985).
2. Аскаръян Г. А. ЖЭТФ, 42, 1567 (1962).
3. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., Сов. радио, 1966.
4. Fox A. G., Li T. Bell System Techn. Journ., 40, 453 (1961).
5. Уфимцев М. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М., Сов. радио, 1962.
6. Захарьев Л. Н., Леманский А. А. Рассеяние волн "черными" телами. М., Сов. радио, 1972.
7. Пятахин М. В., Сучков А. Ф. Препринт ФИАН № 254, М., 1985.

Поступила в редакцию 23 июля 1986 г.