

УДК 621.372.212

Ю. А. Пирогов
Н. Ф. РяполовИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЕЙ
В ОТКРЫТОМ ВОЛНОВОДЕ
С БОЧКООБРАЗНЫМИ ЗЕРКАЛАМИ

Исследована электродинамика открытой осесимметричной линии передачи, состоящей из бочкообразных зеркал. Показано, что распределения полей и соотношения, связывающие их с параметрами системы, могут быть получены из скалярного волнового уравнения. Экспериментально получен одномодовый режим работы для различных значений дифракционного параметра. Рассмотрен процесс установления основной волны в линии. Получено хорошее соответствие экспериментальных и теоретических кривых.

В технике миллиметровых и субмиллиметровых волн находят применение коаксиальные и другие осесимметричные квазиоптические системы, возбуждаемые на радиальных видах колебаний [1, 2].

В настоящей работе исследована электродинамика открытой осесимметричной системы, состоящей из ряда бочкообразных зеркал, периодически расположенных друг за другом. Такая линия может найти широкое применение в качестве квазиоптического вывода энергии из коаксиальных генераторов дифракционного излучения (ГДИ) [2] и других приборов с осесимметричными колебательными системами. Данный волновод имеет высокую концентрацию поля в фокальных плоскостях между зеркалами и может представлять самостоятельный интерес в качестве системы взаимодействия с электронными пучками круглого и трубчатого сечения, а также для СВЧ-диагностики плазмы и ряда прикладных задач радиофизики сверхвысоких частот.

В работе [1] получено интегральное уравнение для такой системы при малых углах скольжения падающей волны с электрическим вектором, параллельным поверхности зеркала. Решение интегрального уравнения и определение собственных функций и собственных значений в аналитической форме удается только для конфокальных корректоров при больших дифракционных параметрах.

Структура поля собственных волн зеркальной линии, их фазовые характеристики, соотношения, связывающие их с параметрами системы, без учета дифракционных потерь на краях зеркал могут быть получены методом, основанным на приближенном решении скалярного волнового уравнения. Для интервала $-l < z < l$ в цилиндрической системе координат (см. рис. 1, б) волновое уравнение имеет вид

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k^2 \psi = 0. \quad (1)$$

Ограничение апертур зеркал в первом приближении вызывает потери на излучение в свободное пространство и слабо влияет на распределение поля в линии. Более строгое решение лишь несколько уточняет распределение поля собственных волн [3]. Методом разделения пере-

менных и разбиением решения (1) на множители с разным характером изменения поля по направлениям, волновое уравнение распадается на ряд классических уравнений с известными решениями. Для выделенной медленно меняющейся функции $A(r, z)$ задача сводится к параболическому уравнению, решением которого будет гауссов пучок [4, 5].

Опуская выкладки, решение (1) можно записать в виде

$$\psi = \frac{W_0^e}{W} \left\{ \begin{array}{l} \sin \\ \cos \end{array} \right\} m\varphi H_m^{(2)} [r(k^2 - h^2)^{1/2}] H_n \left(2^{1/2} \frac{z'}{W} \right) \exp(-ihz) \times \\ \times \exp \left[-i \frac{kz'^2}{2\rho} + i \operatorname{arctg} \left(\frac{2r'}{W_0^2} \right) \right] \exp \left[-\frac{(z \cos \theta - r \sin \theta)^2}{W^2} \right], \quad (2)$$

где $H_m^{(2)} [r(k^2 - h^2)^{1/2}]$ — функция Ханкеля второго рода, h — продольное волновое число, θ — угол к плоскости $z=0$, под которым распространяется центральный луч пучка, $H_n \left(2^{1/2} \frac{z'}{W} \right)$ — полином Эрмита (для пучков высших порядков, если есть вариация поля вдоль $z' = z \cos \theta - r \sin \theta$), W_0 — минимальная полуширина пучка в плоскости $r'=0$. Через W_0 выражаются значения: радиуса кривизны гауссова пучка в z' -направлении

$$\rho(r') = r' \left[1 + \left(\frac{kW_0^2}{2r'} \right)^2 \right] \quad (3)$$

и полуширины пучка в поперечном сечении для произвольного r'

$$W(r') = W_0 \left[1 + \left(\frac{2r'}{kW_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Значение W_0 может быть выражено через параметры системы, для чего полагаем радиус кривизны гауссова пучка ρ в (3) равным радиусу кривизны зеркала эквивалентного резонатора $\rho_0 \cos \theta$, а r' равным расстоянию от центра зеркала эквивалентного резонатора до начала координат. В результате преобразования получаем

$$W_0^2 = \frac{1}{k} [2\rho_0 D - (2l)^2 - D^2]^{1/2}. \quad (5)$$

Выражение (2) дает значение фазового сдвига поля в направлении r' . Функция Ханкеля характеризует вариацию поля в радиальном направлении. Первый экспоненциальный множитель характеризует фазу волны в z -направлении, второй экспоненциальный множитель — кривизну фазового фронта, а последний — определяет распределение интенсивности поля в поперечном сечении $r' = \text{const}$. Существование неискажающих волн в других интервалах периодической линии вытекает из обобщенной теоремы Флоке [3].

Если решения волнового уравнения, даваемые выражением (2), представляют z -компонент электрического поля, то другие легко получаются из уравнений Максвелла для гармонически изменяющихся полей.

Дифракционные потери в зеркальной линии могут быть определены методами, указанными в [6]. Путем несложного пересчета находятся параметры открытого резонатора, эквивалентного данной линии. Эквивалентность двух систем в рамках геометрической оптики приводит к тому, что дифракционные явления в обеих системах одинаковы.

В вышеописанной линии на дифракционные потери оказывают влияние конечность апертур зеркал в z -направлении и угол θ , под которым распространяется центральный луч основной волны. Для оценки можно воспользоваться вычисленными результатами зависимости потерь от дифракционного параметра $C_{\text{эф}}$ для двумерных квадратических корректоров [6]:

$$C_{\text{эф}} = C(2\nu - \nu^2)^{1/2}, \quad \nu = \frac{2l}{2f}. \quad (6)$$

Экспериментальная программа работы предусматривала измерение распределения структуры поля в фокальных плоскостях и вдоль оси зеркальной линии, а также дифракционных потерь для основной волны в восьмимиллиметровом диапазоне волн.

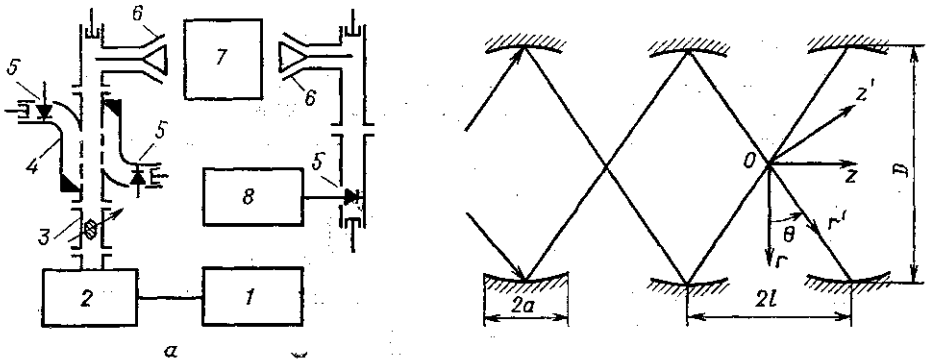


Рис. 1. Функциональная схема установки (а) и схема исследуемой линии (б); а: 1 — блок питания, 2 — СВЧ-генератор, 3 — аттенюатор, 4 — двунаправленный ответвитель, 5 — детекторная головка, 6 — односторонний биконический рупор, 7 — исследуемая линия, 8 — стрелочный прибор (В 8-6)

Функциональная схема экспериментальной установки показана на рис. 1, а. Волновод собирался на оптической скамье. Соосность определялась точностью изготовления зеркал и оптической скамьи. Юстировка системы осуществлялась путем перемещения передающей и приемной антенн при помощи специального приспособления.

В качестве СВЧ-источника использовался генератор ГЗ-30А, работающий в режиме модуляции меандром. Передающей, а также приемной¹ антенной служил односторонний биконический рупор, представляющий собой две соосные конические поверхности, переходящие в коаксиал. Образующая внешнего конуса имела с осью угол, равный 45° , угол раскрыва — 15° . Коаксиальная линия возбуждалась на ТЕМ-волне при помощи отверстия связи в широкой стенке волновода и штыря, являющегося продолжением внутреннего проводника коаксиальной линии. (Потери на возбуждающем и приемном рупорах составляли 1,5 дБ.)

В зеркальной линии возбуждалась основная симметричная волна, имеющая E_z , E_r , H_ϕ -компоненты поля. В качестве отражающих поверхностей использовались цилиндрические зеркала с параметрами

¹ Приемная антенна использовалась для настройки системы и измерения спада поля вдоль линии.

$D=200$ мм; $2a=60$ мм и такие же бочкообразные зеркала с радиусом кривизны $\rho_0=240$ мм в z -направлении. Расстояние между зеркалами менялось в широких пределах.

Экспериментальное исследование структуры поля проводилось путем измерения относительного распределения квадратов амплитуд радиального (E_r) и продольного (E_z) компонентов поля в фокальных плоскостях, перпендикулярных оси системы, и относительного распределения E_z^2 вдоль оси системы.

Радиальный компонент измерялся щупом, представляющим собой сужающийся прямоугольный волновод с открытым концом. Для измерения продольного компонента поля использовалась антенна в виде отверстия связи (диаметр $0,1 \lambda$) в широкой стенке волновода, покрытого аквадагом.

Исследование дифракционных потерь проводилось путем измерения спада поля вдоль линии при увеличении числа зеркал. Индикатором во всех случаях служил кристаллический детектор с выходом на стрелочный прибор.

Результаты измерений представлены в виде графиков, точки на которых получены в результате обработки не менее 10 измерений. (Ошибка измерений не превышала 10%.)

На рис. 2 изображены кривые, описывающие спад поля вдоль линии из 10 зеркал для различных расстояний между зеркалами.

Изменение периода системы вызывает изменение дифракционного параметра, который для данной линии с учетом угла θ определяется

$$C = 2\pi \frac{(a \cos \theta)^2}{d\lambda}, \quad (7)$$

где $d = [(2l)^2 + D^2]^{1/2}$, a — полуширина зеркала.

Ход кривой 1 показывает, что основная волна устанавливается после 5-го зеркала. Потери начинают увеличиваться по линейному закону и имеют величину 0,65 дБ на один период, что составляет 14%. Теоретические оценки для данного C составляют 16%. Кривая 2 показывает, что общая величина потерь уменьшается, фронт основной волны формируется медленнее и она устанавливается только после 7-го корректора. Величина потерь составляет 12% на период (расчетная 13%). Кривая 3 ($2l=12$ см, $C=2,3$) для случая, близкого к конфокальному, показывает, что потери на 10 зеркалах значительно ниже — всего 4,8 дБ. Точки графика имеют разброс, т. е. процесс установления основной волны не закончен. Для получения одномодового режима в конфокальной линии необходимо иметь большее число фазовых корректоров.

Относительное распределение E_z^2 на оси системы показано на рис. 3, а. Из графиков видно, что кривая 1, соответствующая распреде-

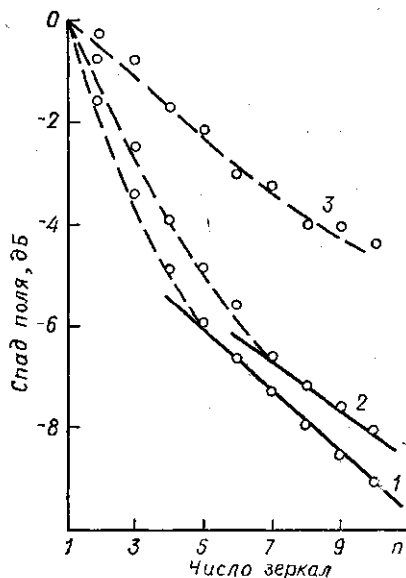


Рис. 2. Спад поля вдоль зеркальной линии: 1 — $2l=18$ см ($C=1,45$), 2 — $2l=16$ см ($C=1,66$), 3 — $2l=12$ см ($C=2,3$)

лению поля, после 2-го зеркала имеет ряд дополнительных максимумов, которые объясняются присутствием высших типов волн. После установления основной волны кривая распределения более узкая и не имеет дополнительных максимумов. Распределение поля для случая, более близкого к конфокальному (кривая 3), показывает, что до установления основной волны побочные максимумы ярче, а после установления кривая 4 уже, чем в первом случае ($2l=18$ см) и приближается к расчетной.

Вследствие кривизны зеркал в z -направлении происходит фокусировка вдоль оси, причем фокусировка увеличивается с уменьшением

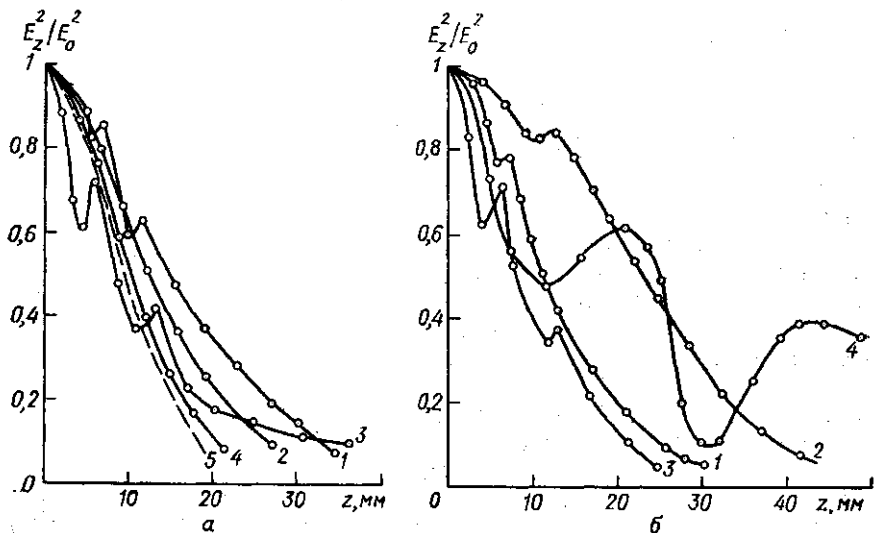


Рис. 3. Зависимость квадрата амплитуды электрического поля вдоль оси от z : a — после второго зеркала (кривые 1 и 3) и после девятого зеркала (кривые 2 и 4), 5 — теоретическая кривая для конфокального случая; b — после третьего зеркала для бочкообразных (кривые 1 и 3) и цилиндрических (кривые 2 и 4). Кривые 1 и 2 при $2l=18$ см и $C=1,45$; 3 и 4 — при $2l=14$ см и $C=1,95$

периода линии. На рис. 3, b для сравнения приведены распределения $E_z^2(z)$ для бочкообразных и цилиндрических зеркал после 3-го. Из графиков видно, что для волновода из бочкообразных зеркал кривые значительно уже. Кроме того, уменьшение расстояния между цилиндрическими зеркалами без изменения геометрии облучателей приводит к сильному возбуждению нерабочих типов волн.

Распределение поля в фокальной плоскости определяется длиной волны и углом падения центрального луча θ и практически не зависит от радиуса кривизны зеркала в z -направлении. Об этом свидетельствует практическое совпадение кривых 1 и 2 на рис. 4 для цилиндрических и бочкообразных зеркал как для продольной, так и для радиальной составляющих поля.

При увеличении протяженности линии происходит изменение и в картине распределения поля в фокальных плоскостях до установления основной волны. По мере установления основной волны распределения составляющих поля приближаются к расчетным (кривые 3 на рис. 4). На том же рисунке приведены теоретические кривые (4) распределения квадратов амплитуд продольной (E_z^2) и радиальной (E_r^2) состав-

ляющих поля. Квадраты амплитуд нормированы на единицу и вычислены с помощью выражения (2).

В работе проведено исследование открытой волноводной линии с радиально-аксиальным распространением отраженных волн. Собственные моды такой системы находятся из волнового уравнения.

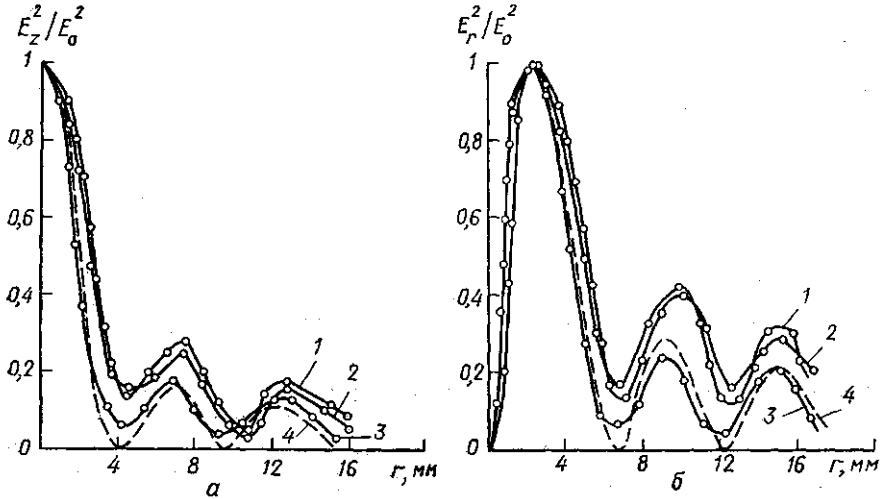


Рис. 4. Распределение квадрата амплитуды продольной (а) и радиальной (б) составляющих электрического поля в фокальной плоскости; после третьего зеркала для бочкообразных (1) и цилиндрических (2) зеркал ($2l=16$ см ($C=1,66$)); 3 — после девятого бочкообразного зеркала, 4 — теоретические кривые, рассчитанные для таких же параметров

Экспериментально получен одномодовый режим работы линии для различных значений дифракционного параметра C . Детально рассмотрен процесс установления основной волны в системе. Получено хорошее соответствие теоретических и экспериментальных кривых.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каценеленбаум Б. З. «Радиотехника и электроника», 1963, 8, № 9, 1516.
2. Нефедов Е. И. Коаксиальный оротрон. Тезисы докладов VIII Межвузовской конференции по электронике СВЧ. Ростов-на-Дону, 1976.
3. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., 1966.
4. Маркузе Д. Оптические волноводы. М., 1974.
5. Casperson Lee W. «J. Opt. Soc. Amer.», 1973, 63, N 1, 25.
6. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. М., 1966.

Поступила в редакцию
21.6 1977 г.
Кафедра радиофизики СВЧ