

УДК 621.317.37

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛН ИЗ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ. I

*А. А. Вертий, И. В. Иванченко, Н. А. Попенко,  
Ю. П. Попков, В. П. Шестопалов*

Методом краевых волн решена задача дифракции волнового пучка с гауссовым законом распределения на металлическом диске. Проводится сравнение расчетных диаграмм направленности на двух ортогональных поляризациях с измеренными. Показано, что учет краевых эффектов приводит к отличиям в пространственной структуре этих диаграмм направленности и появлению кросскомпоненты в рассеянном поле. Приводятся фотографии ближних дифракционных полей ОР на основной и кросс-поляризациях для основного типа колебания.

Классическое рассмотрение процессов образования электромагнитных высокочастотных колебаний в открытых резонансных структурах позволяет определить три основных фактора, которые приводят к формированию дискретного спектра [1]: 1) образование каустик, 2) волноводная дифракция при частоте, близкой к критической, и 3) полное внутреннее отражение. В большинстве ситуаций предполагается взаимное исключение по крайней мере первых двух случаев. При этом колебания с каустиками появляются, как правило, в результате решения задачи в приближении бесконечно больших корректирующих апертур и характерны для оптических систем, а формирование резонансных полей, сопровождающееся существенным излучением из системы во внешнюю область, соответствует процессам на СВЧ в устройствах с плоскопараллельными границами. В частном случае софокусных зеркал в [2] проведен теоретический анализ дифракционных явлений в открытых резонаторах (ОР) и показано их влияние на энергетические характеристики ОР.

В последнее время появился ряд работ [3, 4], в которых получены строгие решения задач дифракции во всем пространстве для резонансных систем с малыми апертурами. Изучению спектральных характеристик ленточных открытых резонаторов с учетом дифракционных эффектов посвящены теоретические работы [5-7]. В [7] показано, что при большой величине  $ka$  ( $k=2\pi/\lambda$ ,  $2a$  — размер зеркала) резонансная часть поперечника рассеяния отражателя мала по сравнению с его нерезонансной частью. Эти результаты свидетельствуют о наличии резонансного поля в двух состояниях — в виде стоячих и расходящихся волн. К сожалению, решение задачи для значений  $ka \sim 30$  и сложных границ сопряжено с серьезными математическими трудностями. Поэтому основным подходом для исследования этого типа структур являются экспериментальные методы.

Резонаторы в указанном интервале  $ka$  занимают промежуточное положение между оптическими и СВЧ открытыми структурами. В них достаточно часто применяют отражатели с квадратичной фазовой коррекцией, однако процесс формирования каустик здесь в зна-

чительной степени модифицирован из-за краевой дифракции [2, 8]. При этом на практике, безусловно, необходимо считаться с возбуждением достаточно интенсивного поля расходящихся волн, особенно при наличии внешних объектов вблизи открытых резонаторов [9].

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование пространственной структуры дифракционных полей квазиоптических ОР в миллиметровом диапазоне длин волн.

**1. О рассеянии гауссова пучка на диске.** Будем предполагать, что внутреннее резонансное поле ОР не претерпевает сильных возмущений, и рассмотрим модельную задачу дифракции гауссова пучка на диске. Такой подход позволит провести качественный анализ внешнего поля ОР и сравнить расчетные данные с экспериментом. Правомерность подобной модели вытекает, в частности, из выводов работы [2], в которой показано, что использование волноводного подхода при анализе радиационных потерь в резонаторе с софокусными зеркалами дает неверный результат.

Задачу будем решать в приближении физической теории дифракции с помощью метода краевых волн, развитого в [10]. Несмотря на некоторую искусственность разбиения тока на равномерную и неравномерную части, такой подход позволяет выделить вклад краевых эффектов и в дальнейшем дать физическую трактовку процессов дифракции в такой достаточно сложной для теоретического анализа структуре, как полусимметричный ОР с круглыми зеркалами при  $ka \sim 30$ .

Пусть со стороны  $z < 0$  на идеально проводящий бесконечно тонкий диск радиуса  $a$  нормально падает гауссов пучок. Для сопряжения волнового фронта с поверхностью диска расположим последний в горловине пучка, где фазовый фронт заведомо плоский. Будем считать, что поле падающего пучка имеет однородную линейную поляризацию в любом его поперечном сечении. Воспользуемся представлением волнового пучка в виде суперпозиции плоских волн [11]. Тогда полное поле дифракции определится следующим образом:

$$E(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dpdq A(p, q) E_p(p, q, x, y, z) \exp[ik(px + qy + mz)],$$

где  $A(p, q)$  — функция спектральной плотности, которая определяется с учетом парааксиальности пучка и имеет следующий вид [12]:

$$A(p) = \pi W_0^2 \exp[-(kW_0 p/2)^2],$$

$W_0$  — радиус волнового пучка в горловине,  $\rho = \sin \gamma$ ,  $\gamma$  — угол падения парциальной плоской волны,  $E_p(p, q, x, y, z)$  — поле дифракции плоской волны, падающей на диск под произвольным углом  $\gamma$ .

Таким образом, задача свелась к определению рассеянного поля при падении плоской волны на диск. В данном приближении, как известно, решение задачи получено в [10].

Задача решается в случае падения на диск линейно поляризованного гауссова пучка. Рассчитывается дифракционное поле в дальней зоне на основной поляризации  $E_y$  с учетом равномерной и неравномерной частей тока на диске, а также на кроссполяризации  $E_x$ , где излучение обусловлено только краевой волной. Численный расчет диаграмм направленности рассеянного поля проводился для различных значений радиуса диска  $a$  при постоянных параметрах пучка ( $R(z=0) = \infty$ ,  $W_0 = 10$  мм, где  $R(z)$  — радиус кривизны волнового фронта) в плоскости  $XOZ$ .  $H$ -поляризации волнового пучка соответствует направление вектора  $E$ , перпендикулярное плоскости наблюдения  $XOZ$ .

Результаты расчета приведены на рис. 1. Анализ полученных зависимостей показывает, что при уменьшении  $a$  ширина главного лепестка в диаграмме направленности на основной поляризации увеличивается, в то же время на кроссполяризации наблюдается сдвиг максимума излучения к оси. Излучение в основном определяется равномерной частью тока. Однако несмотря на относительно малую величину поля на основной поляризации от неравномерной части тока, по сравнению с полем от равномерной части тока ( $E_{н.ч.т}/E_{р.ч.т}=0,5 \cdot 10^{-3}$ ,  $a=20$  мм), в диаграммах направленности появляются боковые лепестки, которые формируются краевыми волнами. В [12] показано, что при данных значениях  $a=10 \div 30$  мм,  $W_0=10$  мм равномерная часть тока не дает боковых лепестков.

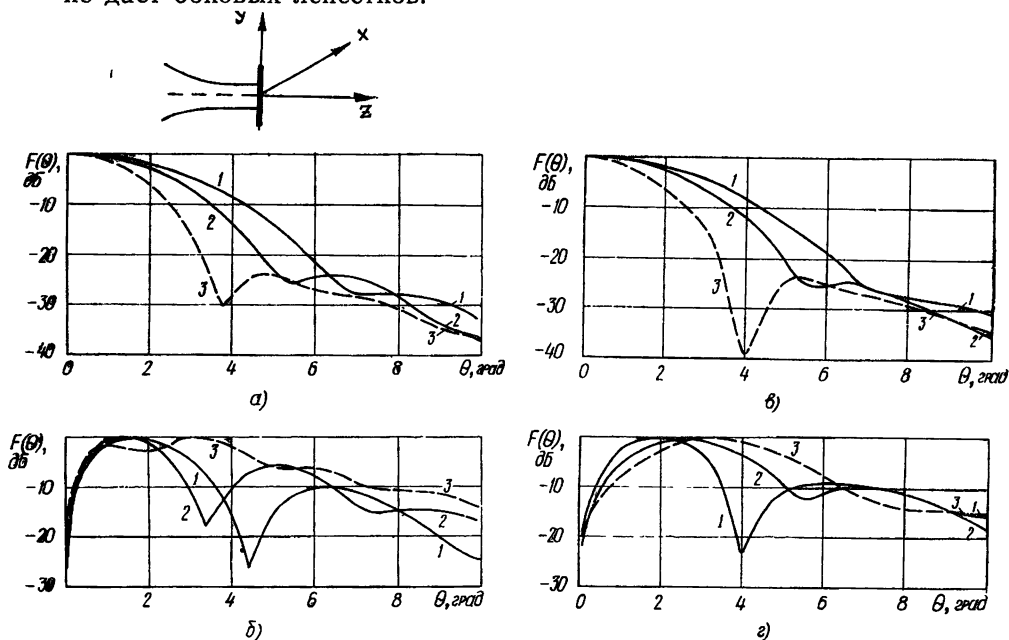


Рис. 1. Расчетные диаграммы направленности полей при дифракции гауссова пучка на диске для различных значений апертуры:

- а) 1— $a=15$  мм, 2— $a=20$  мм, 3— $a=30$  мм;  
 а), б) основная и кросскомпоненты поля в случае  $H$ -поляризованного пучка;  
 в), г) основная и кросскомпоненты поля в случае  $E$ -поляризованного пучка.

В дифракционном поле излучение на кросскомпоненте в направлении оси отсутствует. Абсолютная величина поля в максимуме диаграммы направленности увеличивается при увеличении  $a$ . Для плоскости наблюдения  $XOZ$  источниками краевых волн можно считать диаметрально противоположные области диска, поэтому при увеличении  $a$  увеличивается количество боковых лепестков, что следует из рассмотрения выражения для поля краевых волн, полученных в [10].

Отличия в диаграммах направленности для  $E$ - и  $H$ -поляризаций (рис. 1) более ярко выражены в случае больших апертур: увеличивается глубина минимумов в диаграммах направленности на основной компоненте для  $E$ -поляризации. В то же время для  $H$ -поляризации изменяется в основном диаграмма направленности на кросскомпоненте, а именно, увеличивается количество боковых лепестков. Отметим, что указанные различия в диаграммах направленности обусловлены учетом краевых волн.

Таким образом, данные, полученные в результате решения модельной задачи дифракции гауссова пучка на диске, позволяют дать качественное описание основных свойств полей, излученных открытыми

резонаторами. Прежде всего следует ожидать направленного резонансного излучения. При этом характеристики направленности, впрочем как и энергетические характеристики, определяются величиной отношения  $W_0/a$ . Отметим, что дифракционное поле сконцентрировано вблизи осевой области резонатора, а главный лепесток определяется излучением, обусловленным равномерной частью тока. Даже в предположении, что поляризация поля в падающем волновом пучке линейна, во внешнем поле линейная поляризация сохраняется только в осевом направлении.

**2. Экспериментальные исследования.** В полусимметричном ОР с круглыми зеркалами основным типом колебания является  $TEM_{00q}$  с гауссовым распределением поля. Поэтому при анализе экспериментальных данных мы можем, в некотором приближении, использовать результаты решения модельной задачи.

Изучались дифракционные поля в ближней и дальней зонах полусимметричного открытого резонатора с радиусом кривизны сферического зеркала  $R_{сф}=180$  мм и радиусом апертуры плоского зеркала открытого резонатора  $a$  в пределах  $15 \div 30$  мм. Возбуждение резонатора осуществлялось через щель связи в центре сферического зеркала. Резонатор настраивался (путем перемещения сферического зеркала) на основной тип колебаний, при этом размер пятна поля на плоском зеркале во всех экспериментах оставался постоянным и равным  $W_0=10$  мм.

Диаграммы направленности измерялись методом подвижной антенны с линейной поляризацией. Регистрация ближних полей проводилась открытым концом волновода, сканирующим в сечении  $XOY$  на расстоянии  $OZ=12$  мм за плоским зеркалом открытого резонатора. Сигнал подавался с детектора на пластины «модуляция по яркости» ЭЛТ, движение луча которой было синхронизировано с перемещением волновода. В этом случае на яркостной картине ближнего дифракционного поля ОР «белый» фон соответствует максимуму составляющей электрического поля.

На рис. 2 представлены фотографии ближних полей ОР для колебания  $TEM_{00q}$ . В структуре ближнего поля на основной поляризации при увеличении  $a$  наблюдается последовательный переход от сильной дифракции к практически полному затенению поля вблизи отражателя. Полученные изображения иллюстрируют эффект затекания тока в область геометрической тени.

Таким образом, одним из основных свойств резонансного дифракционного поля открытого резонатора является зависимость его пространственной структуры от отношения  $W_0/a$ . Существенно, что наличие краевых эффектов в широком интервале значений  $a$  не приводит к значительной деформации внутреннего поля ОР. Это обстоятельство обусловлено прежде всего тем, что пространственное распределение внутреннего поля резонатора формируется в результате пространственной угловой фильтрации исходного поля. При этом вполне очевидно, что широкий угловой спектр краевого поля очень слабо согласован с полем стоячей волны. Как видно из рис. 2б, пространственное распределение ближнего кроссполяризованного поля имеет более сложную структуру, поскольку оно определяется токами на криволинейных участках отражателей. Этот вывод подтверждается результатами, приведенными на рис. 3 (кривые 3, 4), где представлены расчетные и измеренные значения интенсивности внутреннего резонансного поля открытого резонатора вблизи края дисков различной апертуры, нормированные на значение интенсивности поля в оси открытого резонатора. Некоторое отличие в характере кривых при больших  $a$  обусловлено увеличением погрешности измерения величины поля в центре резонатора вследствие

возрастания добротности колебания (кривая 5 на рис. 3). Измерения добротности проводились известным методом комбинационных частот. Амплитуда поля в открытых резонаторах регистрировалась рассеивающим диполем с расположенной вне объема резонатора приемной рупорной антенной, при этом расстояние между рупором и диполем во всех случаях было постоянно.

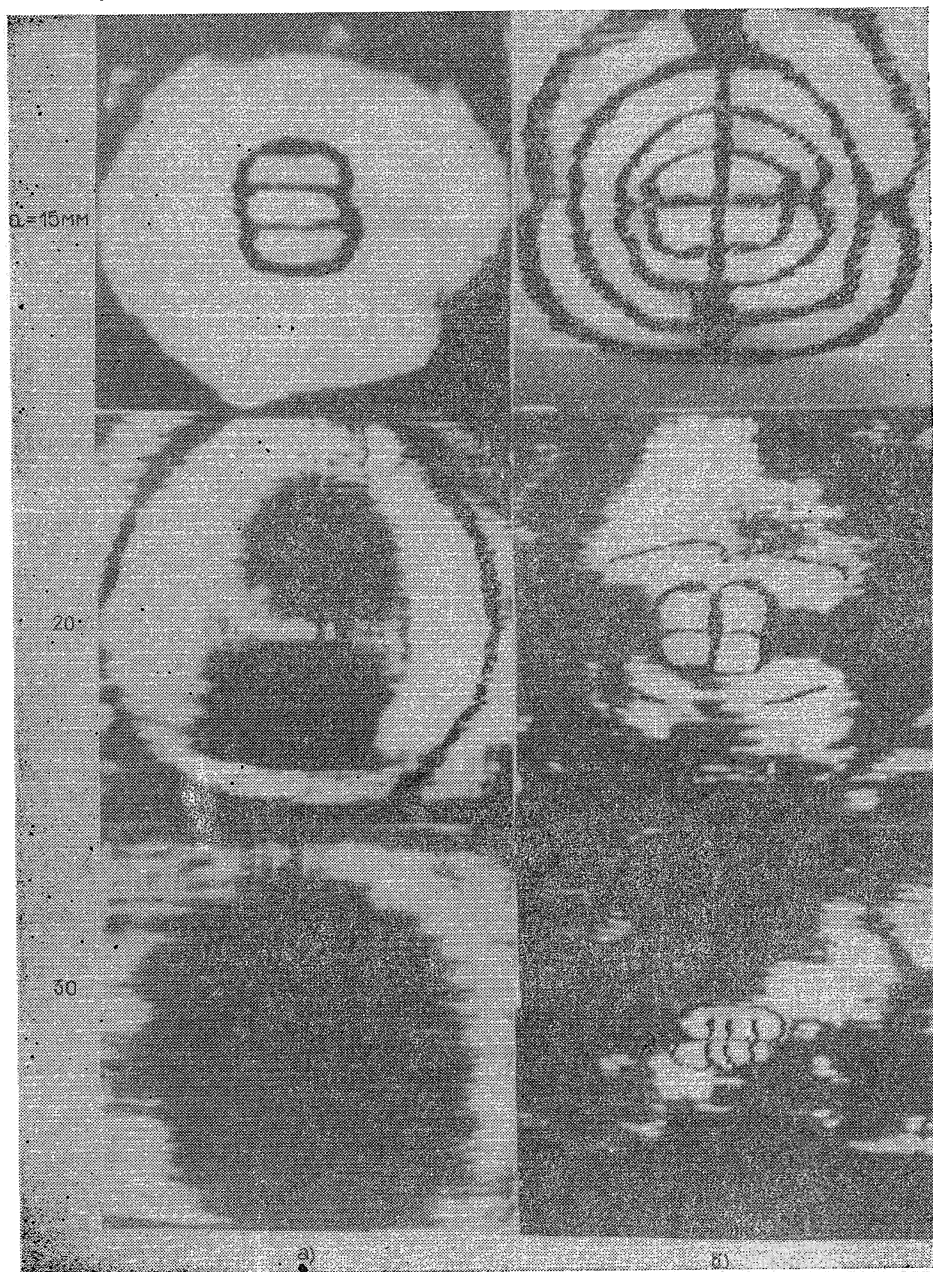


Рис. 2. Распределения дифракционных полей полусимметричного СР за плоским зеркалом в ближней зоне:

а) поле на основной компоненте; б) поле на кросскомпоненте.

Экспериментальные исследования диаграмм направленности качественно подтвердили выводы, сделанные в результате решения теоретической задачи. Как видно из рис. 4, внешнее поле открытого резона-

тора имеет направленный характер, а его максимум на основной компоненте лежит в осевой области. При этом поляризация поля на оси остается практически линейной. Кроме того, в дальней зоне наблюдается дифракционное поле на ортогональной поляризации, пространственное распределение которого хорошо коррелирует с расчетными результатами.

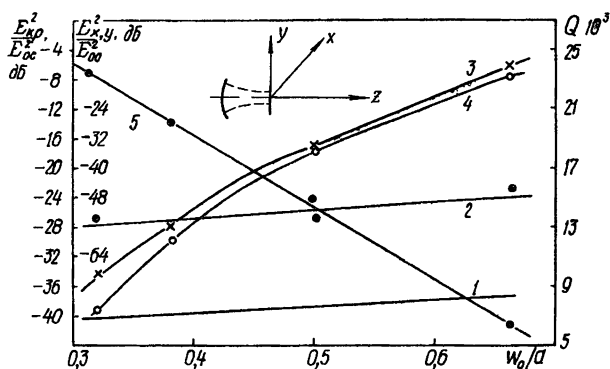


Рис. 3. Зависимость основных параметров ОР при изменении отношения  $W_0/a$ :

1, 2 — расчетная и экспериментальная кривые отношений  $E_{кр}^2/E_{ос}^2 = f(W_0/a)$  максимальной интенсивностей кросс- и основной компонент в диаграммах направленности дифракционного поля, 3, 4 — расчетная и экспериментальная кривые отношений  $E_{x,y}^2/E_{00}^2 = f(W_0/a)$  интенсивностей внутреннего резонансного поля вблизи края дисков и на оси ОР; 5 — экспериментальная зависимость добротности ОР,  $Q = f(W_0/a)$ .

Для основной поляризации диаграммы направленности открытого резонатора (рис. 4а) качественно совпадают с полученными теоретически (рис. 1): главный лепесток ориентирован вдоль оси; по мере увеличения радиуса плоского зеркала  $a$  — диаграмма сужается, а количество боковых лепестков увеличивается. Однако более высокий уровень боковых лепестков, по-видимому, обусловлен следующими отличиями исследуемой системы от теоретической модели: вкладом в диаграмму направленности поля, излученного равномерной частью токов на поверхности сферического отражателя открытого резонатора, и вкладом нерезонансного излучения элемента возбуждения в распределение поля в дальней зоне при углах, больших  $8^\circ$ . Отличия в расчетных диаграммах направленности на основной поляризации для  $E$ - и  $H$ -поляризованного резонансного колебания качественно повторяются и на экспериментальных диаграммах (см. рис. 4,  $a = 20$  мм). Направления минимального и максимального излучений для кросскомпоненты дифракционного поля совпадают с расчетными. Полученная экспериментальная зависимость отношения  $|E_{кр}/E_{ос}|^2$  в максимумах диаграмм направленности остается линейной по аналогии с расчетной (рис. 3, кривые 1, 2). Однако экспериментальная прямая проходит выше, что можно объяснить увеличением интенсивности поля краевой волны на ортогональной компоненте за счет неравномерной части тока, возбуждаемого на сферическом зеркале. Действительно, увеличение поля на основной компоненте, вследствие расходящихся волн от второго зеркала, в процентном отношении невелико, так как в резонансе оно трансформируется в резонансное колебание. В противоположность этому, вклад в дифракционное поле поля с ортогональной поляризацией достаточно велик, так как абсолютные значения амплитуд полей краевых волн от плоского и сферического зеркал сравнимы.

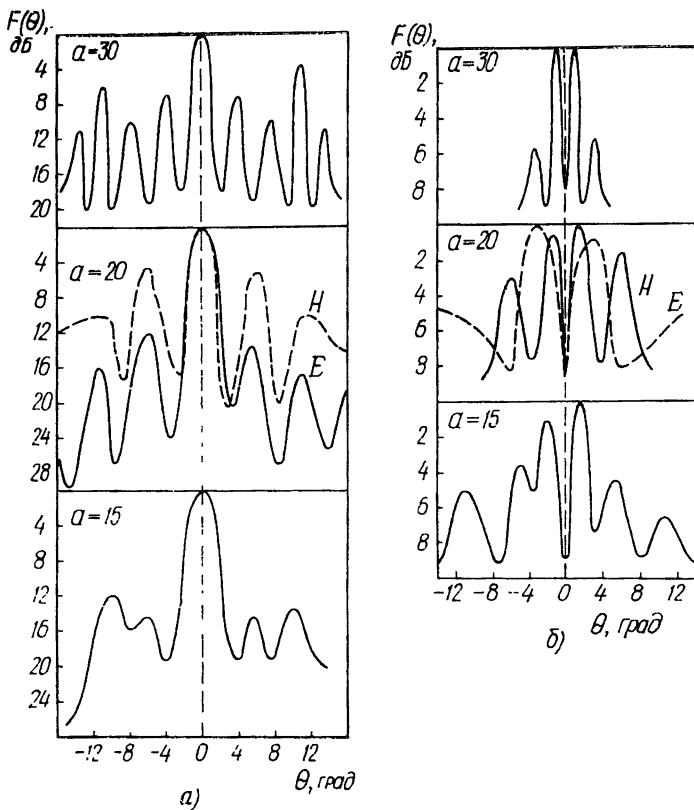


Рис. 4. Экспериментальные диаграммы направленности дифракционных полей полусимметричного ОР за плоским зеркалом для различных значений апертуры  $a$ .

- а) диаграммы направленности на основной компоненте поля;  
 б) диаграммы направленности на кросскомпоненте поля.

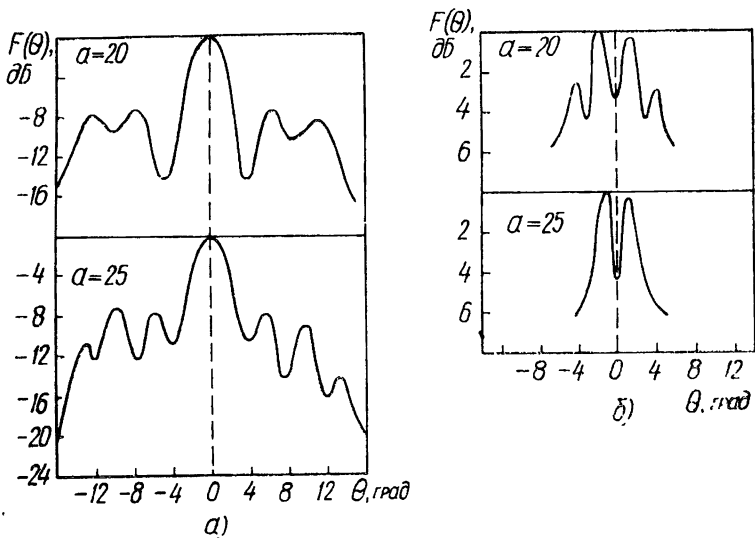


Рис. 5. Экспериментальные диаграммы направленностей дифракционных полей полусимметричного ОР за сферическим зеркалом для двух значений апертур:

- а) диаграммы направленности на основной компоненте поля;  
 б) диаграммы направленности на кросскомпоненте поля.

Рассмотрим дифракционное поле за сферическим зеркалом. В этом случае возбуждение ОР осуществляется через щель связи в центре плоского зеркала полем линейной поляризации. В отличие от дифракции сфокусированного волнового пучка на плоском зеркале на сферическом зеркале рассеивается расходящийся гауссов пучок, у которого фазовый фронт совпадает с поверхностью зеркала.

Измерены диаграммы направленности за сферическим зеркалом ( $R_{кр} = 300$  мм) на основной и ортогональной поляризациях для колебания  $TEM_{00q}$  полусимметричного открытого резонатора:  $W_3 = 19,0$  мм (где  $W_3$  — радиус пятна поля на сферическом зеркале),  $a = 20,25$  мм.

Как видно из рис. 5а, при увеличении апертуры сферического зеркала возрастает количество боковых лепестков в диаграмме направленности, а ее главный лепесток сужается.

Уровень боковых лепестков значительно выше, чем в рассеянном поле за плоским зеркалом (рис. 4а). В диаграммах направленности на кросскомпоненте наблюдается минимум поля в направлении оси, а ее общий уровень больше, чем за плоским зеркалом. Перечисленные выше отличия в пространственной структуре дифракционных полей за плоским и сферическим зеркалами обусловлены как более высоким значением отношения  $W_0/a = 0,5 \div 0,9$ , так и фазовым распределением поля резонансного колебания на апертуре сферического зеркала.

В результате анализа теоретических и экспериментальных характеристик поля дифракции гауссова пучка на зеркалах открытого резонатора можно сделать следующие выводы.

1) Дифракционное поле открытого резонатора имеет направленный характер — основное излучение сосредоточено на оси структуры в главном лепестке.

2) Учет краевых эффектов при решении задачи дифракции гауссова пучка на диске приводит к появлению отличий в расчетных диаграммах направленности для  $E$ - и  $H$ -поляризаций, а также отличной от нуля кросскомпоненты рассеянного поля. За счет этого в общем случае линейная поляризация в дифракционном поле сохраняется только вдоль оси.

3) Наличие дифракционного резонансного поля не приводит к ощутимой деформации амплитудного распределения внутреннего поля открытого резонатора в широком интервале значений  $W_0/a$ .

Авторы выражают благодарность Уфимцеву П. Я. за полезные замечания, высказанные им при рецензировании работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. — М.: Сов. радио, 1966 — 474 с.
2. Вайнштейн Л. А. — В сб.: Электроника больших мощностей. — М.: Наука, 1965, № 4, с. 107.
3. Кощпаренок В. Н., Мележик П. Н., Поединчук А. Е., Шестопапов В. П. — ДАН СССР, 1980, 252, № 2, с. 328.
4. Виноградов С. С., Тучкин Ю. А., Шестопапов В. П. — ДАН УССР, 1981, 256, № 6, с. 1346.
5. Каценеленбаум Б. З., Сивов А. Н. — Радиотехника и электроника, 1967, 12, № 7, с. 1184.
6. Борзенков А. В., Сологуб В. Г. — Радиотехника и электроника, 1975, 20, № 5, с. 925.
7. Уфимцев П. Я. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 5, с. 980.
8. Вертий А. А., Иванченко И. В., Попенко Н. А., Шестопапов В. П. — Радиотехника и электроника, 1983, 28, № 4, с. 689.
9. Вертий А. А., Деркач В. Н., Попенко Н. А., Шестопапов В. П. — УФЖ, 1978, 23, № 10, с. 1666.
10. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. — М.: Сов. радио, 1962. — 242 с.
11. Третьякова С. С., Третьяков О. А., Шестопапов В. П. — Радиотехника и электроника, 1972, 17, № 7, с. 1366.



12. Вертий А. А., Попенко Н. А., Попков Ю. П. Препринт ИРЭ АН УССР, № 176. — Харьков, 1981, 36 с.
13. Петрушин А. А., Балаклицкий И. М., Шестопапов В. П. — ПТЭ, 1970, № 2, с. 147.

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
25 ноября 1983 г.

## INVESTIGATION OF WAVE RADIATION BY QUASI-OPTICAL RESONATORS. I

*A. A. Vertij, I. V. Ivanchenko, N. A. Popenko, Yu. P. Popkov, V. P. Shestopalov*

A problem of wave beam diffraction with the Gauss distribution law by a metallic disk is solved by the boundary wave method. The calculated directional patterns on two orthogonal polarizations are compared with the ones calculated theoretically. It is shown that the accounting of the boundary effects leads to the differences in space structure of these directional patterns and appearance of a cross-component in the scattered field. The photographs of the near OR diffraction field on the fundamental and cross-polarizations for main oscillations are given.

---

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXIV, № 1, 1984 г.

(Окончание)

Воевудский В. П., Лундин Б. В. Определение параметров плазмы и ОНЧ-сигнала по спектральной матрице волнового поля, регистрируемого в зоне генерации магнитосферных шумов.

Показана возможность определения волнового вектора и вектора поляризации плосковолнового узкополосного ОНЧ-сигнала, принимаемого в зоне генерации магнитосферных шумов, по магнитной части спектральной матрицы регистрируемого поля. Приведены соотношения, позволяющие определить некоторые параметры магнитосферной плазмы в зоне присма.

Леонович А. С. О распространении геомагнитных пульсаций в магнитосферных дактах

Исследована возможность волноводного распространения альвеновских волн в магнитосферных дактах. Показано, что при учете дисперсии альвеновских волн в плазменном цилиндре, которым моделируется дакт, при некоторых ограничениях на параметры плазмы может существовать альвеновский волновод. Применительно к магнитосферным дактам сделаны оценки размеров областей, где такой волновод существует

Боголюбов А. А., Ерухимов Л. М., Мясников Е. Н., Оглоблина О. Ф., Чекалев С. П., Черемный В. А. Измерение параметров дифракционной картины при просвечивании авроральной ионосферы сигналами ИСЗ.

---