

УДК 621.317.37

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛН ИЗ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ. II

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

Исследуется пространственная структура дифракционного поля полусимметричного открытого резонатора, образованного круглыми зеркалами, возбужденного на колебаниях типа  $TE_{m0q}$ . Показано, что при возмущении дифракционного поля резонатора внешней аксиально-симметричной неоднородностью изменяется его амплитудное распределение и поляризационная структура ближнего поля.

В работах [1, 2] показано, что для открытых резонаторов (ОР), у которых параметр  $ka \sim 30 \div 40$  (где  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны,  $a$  — радиус апертуры зеркала), формирование резонансных колебаний сопровождается излучением во внешнее пространство. При этом, в отличие от оптических аналогов, в данном случае интенсивность расходящихся волн достаточно высока. Именно из-за этого следует отнести ОР к классу остронаправленных резонансных антенн. С другой стороны, в миллиметровом диапазоне длин волн ОР оказывается наиболее оптимальной ячейкой вакуумных и твердотельных генераторов [3, 4], магнитных радиоспектрометров [5], дефектоскопов и т. д. Однако для эффективного использования резонатора в указанных выше устройствах необходимо учитывать характеристики пространственного распределения поля как внутри резонатора, так и вне его, с тем, чтобы управлять ими для обеспечения оптимальных условий работы прибора. В частности, исследование дифракционных полей ОР приобретает особое значение при построении приборов с квазиоптическим выводом энергии, а также в тех случаях, когда ОР располагается в том или ином замкнутом объеме. Например, в полости сверхпроводящего соленоида в квазиоптических радиоспектрометрах, в вакуумированном корпусе генератора и т. д.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование пространственной структуры дифракционных полей многомодового ОР с круглыми зеркалами при размещении во внешнем резонансном поле аксиально-симметричных неоднородностей.

**Экспериментальные результаты.** В работе измерены диаграммы направленности (ДН) ОР на основной (т. е. совпадающей с поляризацией возбуждающего поля) и ортогональной поляризациях, амплитудные распределения поля и состояния поляризации ближнего поля ОР за плоским зеркалом. Во всех измерениях возбуждение ОР осуществлялось полем линейной поляризации через элемент связи в центре сферического зеркала (вектор  $E$  возбуждающего поля ориентирован вдоль оси  $Ox$ ). Как известно, в спектре ОР при  $ka \sim 30 \div 40$  наряду с основным типом колебания  $TE_{m0q}$  присутствуют также высшие типы колебаний  $TE_{mnq}$ . Ранее [2] нами достаточно подробно были проанализированы дифракционные поля

ОР при работе его на  $ТЕМ_{00q}$ . Поэтому здесь мы остановимся на изучении особенностей пространственной структуры внешних полей ОР, возбуждаемого на высших типах колебаний —  $ТЕМ_{0nq}$ .

В работе [6] решена векторная задача о нахождении собственных функций и собственных значений ОР и показано, что при малых радиусах кривизны зеркал волновой гауссов пучок описывается шестью компонентами вектора электромагнитного поля  $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ . Другими словами, независимо от способа возбуждения ОР в нем существует резонансное электромагнитное поле со своим амплитудно-фазовым распределением на двух ортогональных поляризациях. Таким образом, структура дифракционного поля резонатора на ортогональной поляризации определяется излучением краевой волны (от неравномерной части тока) и рассеянием ортогональной компоненты резонансного поля. Рассмотрим детально эти два механизма формирования структуры внешнего поля.

Для колебания  $ТЕМ_{00q}$ , возбуждаемого в ОР с параметрами  $a_{сф} = 40$  мм,  $R_{кр} = 180$  мм,  $a = 30$  мм,  $\lambda = 4$  мм, величина собственной кросскомпоненты внутреннего резонансного поля мала ( $E_y/E_x = -40$  дБ) и состояние поляризации поля по сечению волнового пучка можно считать достаточно однородным. Для высших типов колебаний собственная кросскомпонента во внутреннем поле имеет существенную величину ( $E_y/E_x = -17$  дБ). В связи с этим нами были измерены распределения внутренних резонансных полей высших типов колебаний на кросскомпоненте.

Регистрация амплитудного распределения внутреннего резонансного поля с ортогональной поляризацией осуществлялась путем протяжки в объеме ОР электрического диполя, ориентированного перпендикулярно вектору  $E$  возбуждающего поля. Поле, рассеянное диполем,

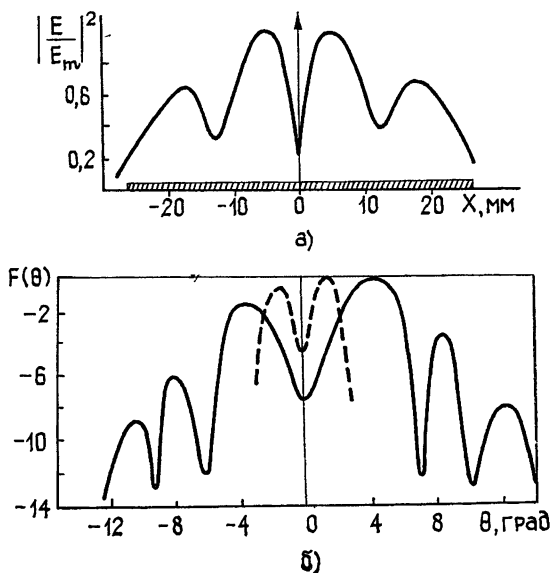


Рис. 1. Распределение резонансного поля полусимметричного ОР для колебания  $ТЕМ_{02q}$  на кросскомпоненте:

а) поле внутри ОР; б) диаграмма направленности за плоским зеркалом.

принимается рупорной антенной с линейной поляризацией, расположенной вне объема резонатора. При этом расстояние между рупором и диполем остается постоянным в процессе перемещения. В частности,

как видно из рис. 1а, распределение внутреннего резонансного поля на кросскомпоненте для колебания  $TEM_{02q}$  вдоль оси  $OX$  в сечении  $XOY$  при  $OZ = \text{const}$  имеет сложный характер: в центре резонатора наблюдается минимум амплитуды поля, а на краю зеркала—это относительно большая величина. Наличие собственной кросскомпоненты резонансного пучка приводит к увеличению относительного уровня кросскомпоненты в дифракционном поле резонатора ( $E_y^2/E_x^1 = -20 \text{ дБ}$ ). Кроме того, увеличивается количество и уровень боковых лепестков, а ДН расширяется (рис. 1б, сплошная линия).

С целью выделения вклада в дифракционное поле (вносимого в ДН на кросскомпоненте) рассеянной ортогональной компоненты резонансного пучка было осуществлено ее подавление с помощью поляризационного элемента в виде проволочной дифракционной решетки. Решетка размещалась в объеме ОР, перпендикулярно его оси (в плоскости  $XOY$ ), вблизи плоского зеркала, а ее образующие ориентировались перпендикулярно компоненте  $E_x$  резонансного поля. С помощью данного поляризатора удалось уменьшить уровень собственной кросскомпоненты резонансного волнового пучка для  $TEM_{02q}$  до  $-30 \text{ дБ}$ . В этом случае ДН имеет два лепестка, которые направлены под углами  $\pm 1,5^\circ$  к оси ОР (рис. 1б, пунктир). При этом относительная величина кросскомпоненты поля в максимуме ДН уменьшилась ( $E_y^2/E_x^1 = -26 \text{ дБ}$ ). Такое уменьшение величины кросскомпоненты в максимуме дифракционного поля на  $6 \text{ дБ}$  при уменьшении абсолютного значения собственной кросскомпоненты пучка на  $13 \text{ дБ}$  свидетельствует о существенной величине поля краевых волн, возбуждаемых при дифракции поля колебания  $TEM_{02q}$  на зеркале ОР. Следовательно, в общем случае дифракционное поле на ортогональной компоненте представляет собой суперпозицию полей краевых волн от неравномерной части тока и кроссполяризованной компоненты резонансного пучка, причем для колебаний типа  $TEM_{0nq}$  эти величины одного порядка.

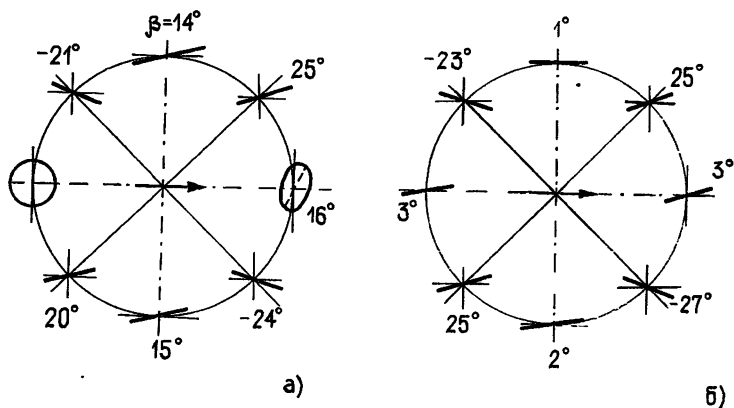


Рис. 2. Поляризационная структура дифракционного поля по периметру плоского зеркала ОР для колебания  $TEM_{02q}$ : а) полусимметричный ОР; б) в объеме полусимметричного ОР размещена дифракционная решетка.

Сказанное выше наглядно иллюстрируется поляризационной структурой поля по апертуре зеркала в двух случаях: когда в резонансном волновом пучке присутствуют все шесть компонент электромагнитного поля и когда преимущественной является  $E_x$ -компонента электромагнитного поля (рис. 2). Измерения поляризации проводились с помощью открытого конца волновода, установленного на буссоли. Отметим, что в диаметрально противоположных областях диска

(вдоль диаметра, параллельного  $H$ ) поле имеет эллиптическую поляризацию, близкую к круговой (рис. 2, слева). Здесь, по-видимому, происходит сложение краевых волн и собственного резонансного поля на ортогональной поляризации со сравнимыми амплитудами и сдвигом фазы  $\Delta\psi \approx \pi/2$ . При подавлении собственного резонансного поля на кросскомпоненте с помощью решетки в этих точках поле становится линейно поляризованным (рис. 2, справа). Отметим, что максимальный поворот плоскости поляризации относительно компоненты  $E_x$  зарегистрирован в диаметрально противоположных участках диска, ориентированных под углами  $\pm 45^\circ$ , что говорит о максимальной величине поля краевых волн в этих областях.

ДН ОР на основной поляризации для аксиально-симметричных типов колебаний  $TEM_{0nq}$  по своей структуре схожа с ДН ОР для колебания  $TEM_{00q}$ : максимум излучения наблюдается вдоль оси  $OZ$  резонатора, а амплитуда первых боковых лепестков плавно спадает при удалении от оси (рис. 3). Однако за счет более сложного амплитудно-фазового распределения высших типов колебаний на зеркалах ОР в ДН наблюдается увеличение уровня боковых лепестков по сравнению с ДН для колебания  $TEM_{00q}$  (рис. 3а, пунктир), а также расширение интервала углов, где сосредоточено резонансное излучение. Например, для колебания  $TEM_{01q}$  этот интервал составляет  $\pm 12^\circ$  (см. рис. 3а, сплошная линия). При больших углах кроме резонансного излучения наблюдается нерезонансное, связанное с прямым высвечиванием поля из ОР. Большая амплитуда поля на краю зеркала для высших типов колебаний приводит к существенному вкладу в ДН краевых волн на основной и кросскомпонентах, а следовательно, к общему увеличению интенсивности дифракционного поля ОР. В диф-

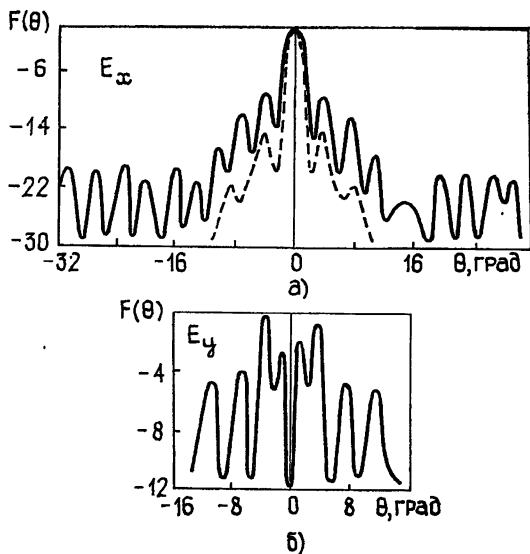


Рис. 3 Диаграммы направленности полусимметричного ОР для колебания  $TEM_{01q}$ : а) поле на основной компоненте; б) поле на кросскомпоненте

ракционном поле на кросскомпоненте в осевой области величина излучения минимальна (рис. 3б), а ДН имеет более сложный характер по сравнению с кросскомпонентой рассеянного поля на основном типе колебания по причинам, рассмотренным выше.

Ранее было показано, что в отсутствие внутреннего резонансного поля на кросскомпоненте в ближнем дифракционном поле ОР наблю-

дается поворот плоскости поляризации у края зеркала в диаметрально противоположных областях диска в соответствии с характером распределения поля краевых волн с ортогональной поляризацией. При этом амплитуда поля резонансного волнового пучка на краю зеркала является функцией отношения  $W_0/a$  (где  $W_0$  — радиус волнового пучка).

Например, при фиксированном расстоянии между зеркалами ОР уменьшение апертуры одного из зеркал приведет к вращению плоскости поляризации в этих областях ближнего дифракционного поля. Результаты эксперимента показали, что с ростом параметра  $W_0/a$  ( $W_0 = \text{const}$ ,  $a$  — уменьшается) увеличивается угол поворота плоскости поляризации  $\beta$  в области краев зеркал, причем максимальное значение угла  $\beta$  наблюдается в диаметрально противоположных точках, расположенных под углами  $\pm 45^\circ$  к вектору  $E$  возбуждающего поля (рис. 4, кривая 2), где амплитуда дифракционного поля на кросскомпоненте максимальна. В точках, лежащих вблизи координатных осей заданной системы координат, относительная величина поля на ортогональной компоненте меньше. Это иллюстрируется зависимостью  $\beta = f(W_0/a)$  (см. рис. 4, кривая 1). При этом следует отметить, что поляризация расходящегося волнового пучка во всех точках у края зеркала остается линейной для основного типа колебания (рис. 5а).

Таким образом, приведенные выше результаты показывают, что в ОР при  $ka \sim 30 \div 40$  во внешнем пространстве за зеркалами резона-

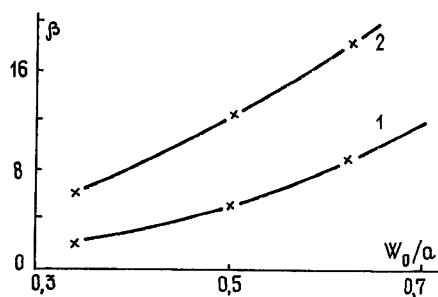


Рис. 4 Зависимость угла вращения плоскости поляризации  $\beta$  в ближнем дифракционном поле от радиуса плоского зеркала ОР; 1 — {x, 0}, 2 — {x, y}.

Таким образом, приведенные выше результаты показывают, что в ОР при  $ka \sim 30 \div 40$  во внешнем пространстве за зеркалами резона-

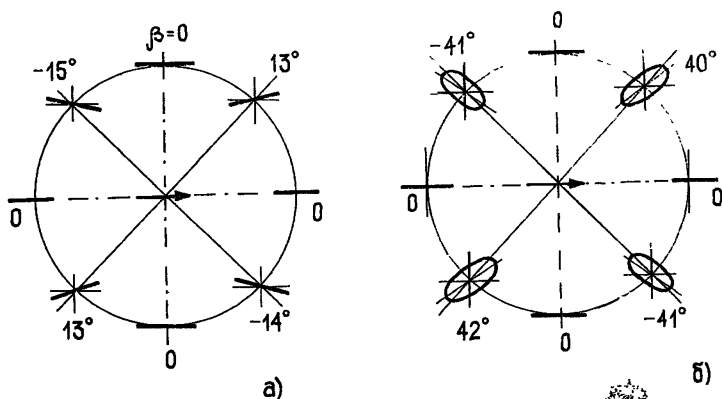


Рис. 5. Поляризационная структура дифракционного поля по периметру плоского зеркала ОР: а) полусимметричный ОР; б) ОР в экране ( $r/a=1,05$ ), где  $r$  — радиус цилиндра.

тора присутствует интенсивное поле, характеристики которого однозначно определяются параметрами резонансной системы  $ka$ ,  $W_0/a$  и типом резонансного колебания.

Поэтому при создании квазиоптических систем на основе ОР необходимо учитывать наличие интенсивного резонансного расходящегося поля. Расположение внешних неоднородностей вблизи указанных областей у зеркал резонатора приводит к изменению как спект-

ральных характеристик приборов [7], так и структуры дифракционного поля. На изучении последнего мы и остановимся в данной работе более подробно ввиду важности этого вопроса при создании целого ряда приборов на базе ОР с квазиоптическим выводом энергии [8].

Рассмотрим ОР в цилиндрическом экране, расположенном соосно с резонатором. Наглядное представление о влиянии цилиндрических

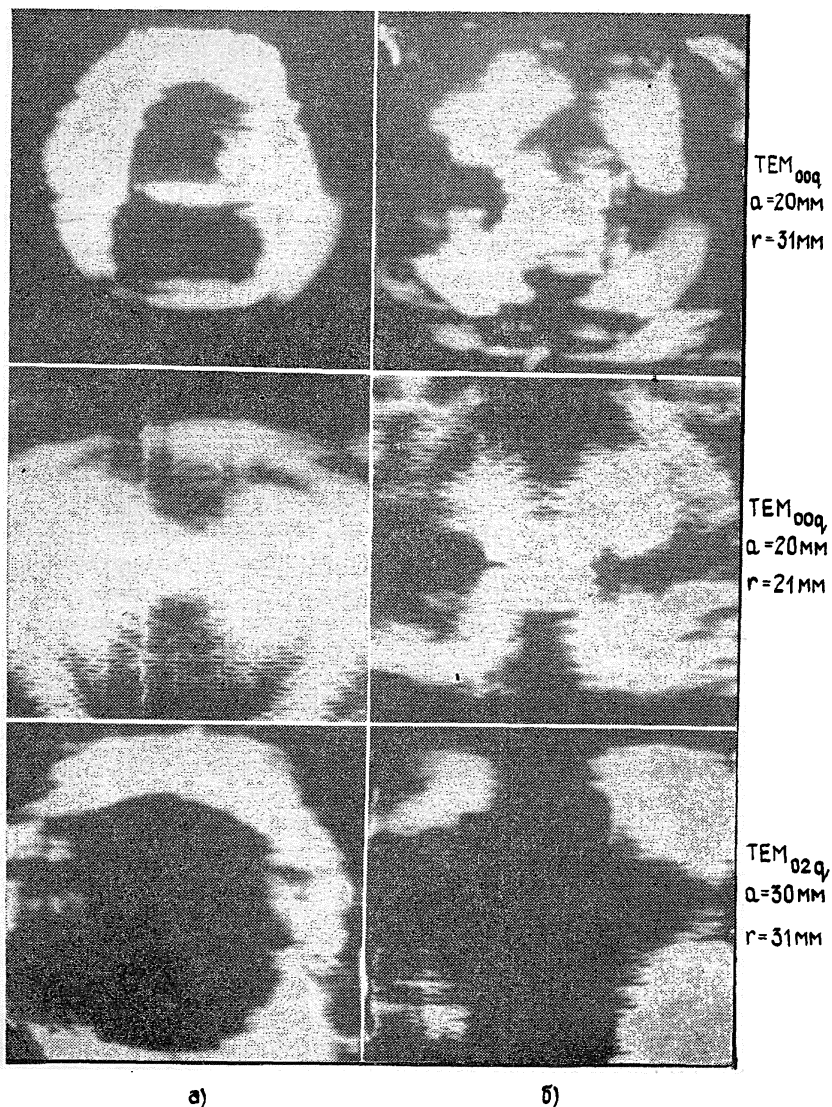


Рис. 6. Распределения ближних дифракционных полей за плоским зеркалом полусимметричного ОР в экране:  
 а) на основной компоненте; б) на кросскомпоненте.

оболочек на структуру ближних дифракционных полей дают яркие изображения этих полей, полученные методом визуализации (рис. 6).

Отметим некоторые общие закономерности в распределениях дифракционных полей на обеих компонентах.

1) Пространственные ориентации осей симметрии для основной и ортогональной компонент поля различны: они развернуты друг от-

носительно друга на  $45^\circ$  (рис. 6а, б), что следует из рассмотрения структуры поля краевых волн.

2) Для основной компоненты оси симметрии в распределении дифракционного поля совпадают с координатными осями системы.

3) При большом отношении  $r/a$  (рис. 6а,  $a=20$  мм,  $r=31$  мм) распределение ближнего поля мало отличается от аналогичной картины для ОР без цилиндра: наблюдается лишь некоторое увеличение амплитуды поля на периферии системы.

4) При уменьшении радиуса цилиндра (рис. 6а,  $a=20$  мм,  $r=21$  мм) преимущественный вклад в дифракционное поле дает кольцевая излучающая щель между корпусом и кромкой зеркала. Возбуждение ОР полем с линейной поляризацией  $E_x$  объясняет снижение порядка симметрии системы: ось симметрии в данном случае совпадает с осью  $OX$  системы координат. Увеличение апертуры зеркала при сохранении того же отношения  $r/a$  (рис. 6а,  $a=30$  мм,  $r=31$  мм) приводит к существенному изменению структуры ближнего поля в фиксированной плоскости  $z = \text{const}$  и для высших типов колебаний, так как здесь все большая часть плоскости регистрации попадает в область геометрической тени. Величина поля в области кольцевой щели, образованной кромкой зеркала и внутренней поверхностью цилиндра, по крайней мере на  $8$  дБ больше интенсивности ближнего поля в центральной области зеркала.

Выше мы показали, что для краевых волн с ортогональной поляризацией максимумы интенсивности расположены вдоль осей, ориентированных под углом  $45^\circ$  к  $E_x$ -компоненте вектора возбуждающего поля. Поэтому размещение ОР в цилиндрическом экране приводит к возбуждению краевых волн, наведенных токами на цилиндре, направление и интенсивность которых будут определяться распределением токов по апертуре зеркала ОР. В силу этого даже при большом отношении  $r/a$  (рис. 6б,  $a=20$  мм,  $r=31$  мм) наблюдается некоторая концентрация дифракционного поля в зазоре цилиндр—зеркало. При уменьшении зазора картина дифракции становится более четкой (рис. 6б,  $a=20$  мм,  $r=21$  мм).

Рассмотрим поведение поляризационной структуры ближнего поля ОР в цилиндрическом экране. Как видно из рис. 5б, в областях, соответствующих точкам на координатных осях, во всех случаях поле остается линейно поляризованным, сохраняя поляризацию возбуждающего поля. В диагональных точках, за счет возрастания общего уровня кроссполяризованного поля, в соответствии с распределением поля на кросскомпоненте в резонансном пучке, наблюдается увеличение угла поворота плоскости поляризации. Наличие в этих точках эллиптичности обусловлено сдвигом фазы между краевыми волнами, излучаемыми кромкой зеркала, и краем цилиндра. Величина этой эллиптичности определяется зазором между последними. Таким образом, очевидно, что правильный учет изменения поляризационных характеристик дифракционного поля ОР в экранирующем цилиндре в ряде случаев необходим при создании генераторов, поляриметров, радиоспектрометров и других приборов и устройств, в которых в качестве базовых устройств используются квазиоптические ОР.

Появление неоднородности во внешнем резонансном поле ОР соответствующим образом сказывается на структуре ДН. Однако при этом сохраняется общий характер излучения в направлении оси резонатора: максимум излучения—для основной компоненты электромагнитного поля и минимум—для кросскомпоненты (рис. 7). Поскольку при малой величине отношения  $(r-a)/\lambda$  пространственная структура «затекающих» токов усложняется с одновременным увеличением их интенсивности (рис. 6), то в дальней зоне наблюдается значительное

увеличение относительного уровня бокового излучения (примерно на 8 дБ), а также расширение ДН на кросскомпоненте. В [8] указывается, что сгущение спектра колебаний ОР, помещенного в цилиндрическую оболочку, обусловлено волнами, излучаемыми элементами связи. Таким образом, происходит возбуждение многомодового цилиндрического резонатора и высвечивание этого нерезонансного фона через кольцевую щель между кромкой зеркала ОР и экраном. Поэтому в ДН, начиная с углов  $\pm 8^\circ$  и далее, значительный вклад дает поле источника возбуждения. Регистрация ДН в динамическом режиме работы СВЧ генератора позволяет определить, резонансное или нерезонансное излучение является доминирующим в данном лепестке ДН. Так, в ДН для основной компоненты поля (рис. 7а—сплошная линия) во втором боковом лепестке уровень нерезонансного сигнала состав-

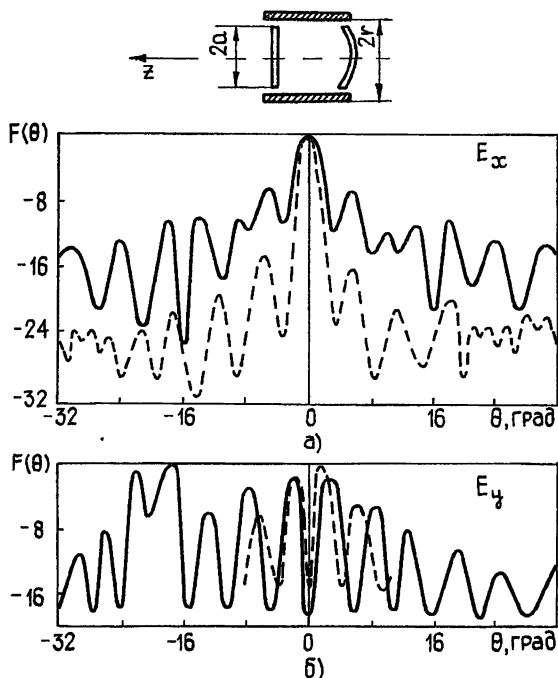


Рис. 7. Диаграмма направленности полусимметричного ОР в экране ( $r/a=1,05$ ) для колебания  $TEM_{00q}$ .

ляет 4 дБ, а крайние боковые лепестки формируются, в основном, за счет поля источника возбуждения. При увеличении радиуса цилиндра уровень этих лепестков понижается. В ДН на кросскомпоненте излучение нерезонансного фона определяется наличием эффекта деполяризации поля источника возбуждения на цилиндрической поверхности. В отсутствие внешнего экрана поле в дальней зоне формируется только за счет дифракции резонансного волнового пучка на зеркале ОР. Этим и обусловлены различия в ДН на кросскомпоненте для ОР (см. рис. 7б—пунктир) и ОР в цилиндре (рис. 7б—сплошная кривая).

В данной работе проведены исследования дифракционных полей многомодового ОР с аксиально-симметричной внешней неоднородностью при изменении таких характеристик резонансной системы, как тип колебания, возбуждаемого в резонансном объеме, радиус апертуры зеркала, радиус внешнего экрана. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1) В дифракционном поле ОР с круглыми зеркалами присутствуют волны двух ортогональных поляризаций. Для колебаний типа  $TEM_{0nq}$



собственная кросскомпонента резонансного пучка даст существенный вклад в ДН: увеличивается общий уровень излучения, увеличивается количество боковых лепестков, изменяется поляризационная структура ближнего дифракционного поля.

2) Присутствие внешних неоднородностей вблизи зеркал ОР приводит к изменению структуры дифракционного поля на двух ортогональных компонентах как в ближней, так и в дальней зонах. Увеличивается общий уровень дифракционного поля, а также вклад в него волн нерезонансного фона, определяемого источником возбуждения. При этом характер изменения дифракционных полей определяется не только величиной зазора между корпусом и зеркалом, но и параметром  $ka$  данного резонатора.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вертий А. А., Попенко Н. А., Попков Ю. П. Препринт ИРЭ АН УССР № 176. — Харьков, 1981. — 36с
2. Вертий А. А., Иванченко И. В., Попенко Н. А., Попков Ю. П., Шестопапов В. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 12, с. 1536.
3. Шестопапов В. П. Дифракционная электроника. — Харьков: Вища школа, 1976. — 231с.
4. Вертий А. А., Коцержинский Б. А., Першин Н. А., Попенко Н. А., Тараненко В. П., Шестопапов В. П. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1981, 24, с. 78.
5. Вертий А. А., Деркач В. Н., Попков Ю. П., Шестопапов В. П. — ИТЭ, 1983, № 1, с. 127.
6. Андросов В. П., Вертий А. А. — УФЖ, 1982, 27, № 9, с. 1290.
7. Вертий А. А., Деркач В. Н., Попенко Н. А., Шестопапов В. П. — УФЖ, 1978, 23, № 10, с. 1666.
8. Вертий А. А., Деркач В. Н., Попенко Н. А., Шестопапов В. П. — ДАН УССР, сер. А, 1976, № 4, с. 356.

Институт радиофизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
25 ноября 1983 г.

#### INVESTIGATION OF WAVE RADIATION FROM QUASI-OPTICAL RESONATORS. II.

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

The diffraction field space structure of a semisymmetrical open resonator formed by round mirrors and excited by  $TEM_{0nq}$  oscillations is investigated. It is shown that when the resonator diffraction field is perturbed by external axially-symmetrical inhomogeneity, its amplitude distribution and polarization structure of the near field arc changed.

---