

УДК 621.414

Ю. А. ПИРОГОВ, Н. Ф. РЯПОЛОВ

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА КОАКСИАЛЬНЫХ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ С ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

Открытые резонаторы с плоскими решетками достаточно подробно обсуждались в литературе. Такие открытые системы широко используются в квазиоптике, в квантовомеханических устройствах и в дифракционной электронике, в частности, как резонансные системы генераторов дифракционного излучения (ГДИ) типа оротрон и др. [1, 2]. В существующих ГДИ дифракционное излучение ленточного электронного потока, проходящего вблизи плоской гребенки, частично превращается в собственное поле открытого резонатора (ОР).

В последнее время в радиофизике нашли разнообразное применение открытые коаксиальные резонаторы с фокусирующими зеркалами. Такие резонаторы весьма перспективны для использования в качестве колебательных систем ГДИ [3, 4]. Оротрон в коаксиальном исполнении исключает присущие плоским моделям потери, которые определяются своеобразной диаграммой направленности дифракционного излучения. Основными особенностями коаксиального оротрона является большая площадь взаимодействия электронного пучка с полем вблизи дифракционной решетки, что приводит к увеличению полезной мощности. Использование трубчатого электронного потока позволяет избежать возникновения полей другой поляризации и явлений, связанных с краевыми эффектами. Последняя особенность дает возможность получать «чистые» одномодовые пучки дифракционного излучения, что способствует повышению эффективности работы прибора.

1. Анализ коаксиально-цилиндрических систем с дифракционной решеткой методом частичных областей. При использовании коаксиальных резонаторов в дифракционной электронике представляет несомненный интерес изучение радиальных видов колебаний, имеющих продольную компоненту вектора электрического поля. Описание волнового поля коаксиальной резонансной системы с кольцевой дифракционной решеткой весьма затруднительно, и современная теория не имеет методов строгого решения этой задачи.

Одним из способов приближенного исследования подобных систем является метод введения импедансных граничных условий для поля вблизи структуры [5]. Однако нахождение таких импедансных условий в том или ином приближении сложно и является самостоятельной задачей теории дифракции. Другим приближенным методом исследования столь сложных резонансных систем с анизотропными структурами является метод отдельного рассмотрения структуры собственного поля резонатора и рассеяния этого поля на решетке. При этом предполагается, что гребенка слабо воздействует на характеристики поля открытого резонатора и изменяет лишь эффективное расстояние между зеркалами.

Поле в коаксиальном резонаторе с внешним фокусирующим и внутренним цилиндрическим зеркалами (рис. 1, а) может быть представлено в цилиндрической системе координат (r, φ, z) суперпозицией радиально распространяющихся лучевых мод, которые подобны аксиально-распространяющимся модам в резонаторах типа Фабри — Перо, так что задача о нахождении собственных типов колебаний коаксиального открытого резонатора так же, как и в случае квазиплоских систем, сводится к решению однородного интегрального уравнения Фредгольма второго рода [6]. Для полуконфокального резонатора, когда радиус кривизны внешнего зеркала R равен $2(r_1 - r_2)$ в плоскости $\varphi = \text{const}$, это решение выражается через известные волновые сферонидальные функции (см., например, [6]).

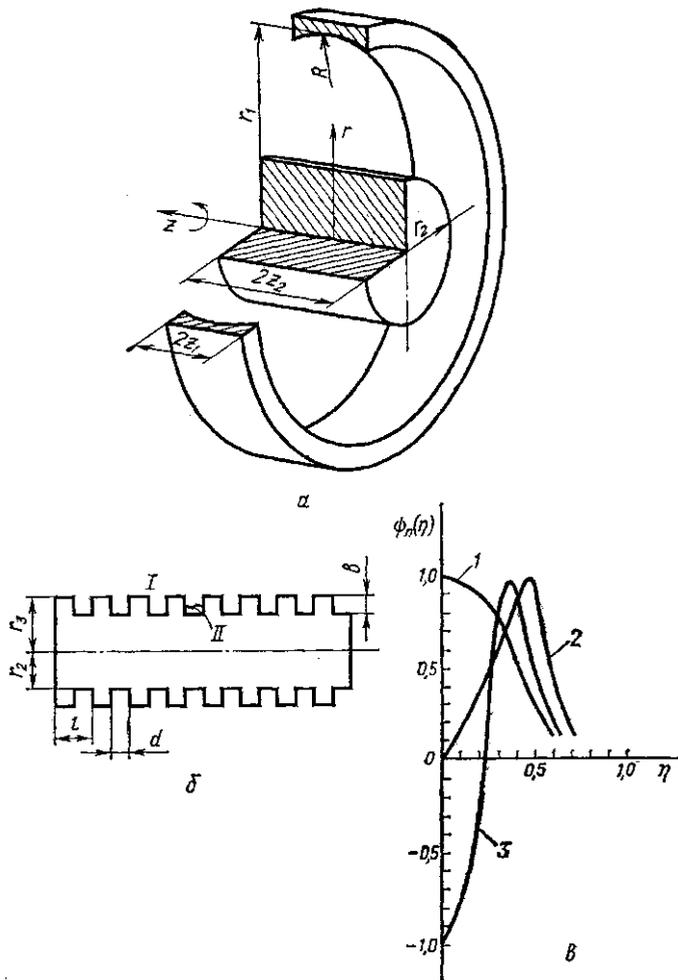


Рис. 1. Открытый коаксиальный резонатор (а), дифракционная структура с кольцевыми насечками (б) и распределение поля вдоль оси на поверхности отражателя (в). $n=0$ (1), 1 (2), 2 (3); $\eta = z/z_1$; $c = z^2, k/R = 25$

Используя в приближении гауссовых пучков понятия полуширины волнового пучка

$$W(r) = W_0 \left\{ 1 + \left[\frac{2(r-r_2)}{kW_0^2} \right]^2 \right\}^{1/2}$$

и радиуса кривизны его волнового фронта

$$\rho(r) = (r-r_2) \left\{ 1 + \left[\frac{kW_0^2}{2(r-r_2)} \right]^2 \right\}$$

(см. [7]), можно получить в результате решения соответствующего интегрального уравнения выражение для компонент электромагнитного поля волнового пучка в объеме резонатора $r_2 \leq r \leq r_1$ в виде:

$$\begin{aligned} \Phi_{mn}(\varphi, r, z) = \text{const} \sqrt{\frac{W_0}{W(r)}} \frac{H_m^{(1)}(kr)}{H_m^{(1)}(kr_2)} \text{He}_n \left(\sqrt{\frac{k}{r_1-r_2}} z \right) \times \\ \times e^{im\varphi} e^{-z^2/W^2(r)} \exp \left\{ -j \left[\frac{kz^2}{2\rho(z)} - \frac{1}{2} \arctg \frac{2(r-r_2)}{kW_0^2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где W_0 — минимальная полуширина пучка при $r=r_2$; $H_m^{(1)}(kr)$ — функции Ханкеля первого рода; $\text{He}_n \left(\sqrt{\frac{k}{r_1-r_2}} z \right)$ — полиномы Эрмита, $k=\omega/c$; m, n — азимутальный и продольный индексы, определяющие число вариаций поля соответственно по координатам φ и z . Выражение (1) записано для сходящейся к оси волны (расходящаяся волна описывается функциями Ханкеля второго рода $H_m^{(2)}(kr)$). Азимутальное изменение поля описывается множителем $e^{im\varphi}$, второй экспоненциальный множитель дает распределение поля в z -направлении, третий — определяет значение фазового сдвига по радиусу. На рис. 1, в представлены кривые распределения поля по z на поверхности зеркала, полученные из (1) для первых трех мод $m=0, n=0, 1, 2$.

Непосредственно у поверхности дифракционной структуры падающая волна имеет квазицилиндрический фронт, и выражение для поля основного типа колебаний ($m=n=0$) в этом случае запишется в виде:

$$E_z = \text{const} \frac{H_0^{(1)}(kr)}{H_0^{(1)}(kr_2)} \exp \left\{ -\frac{z^2}{W_0^2} \right\}; \quad (2)$$

$$H_\varphi = \text{const} \frac{j}{\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}} \frac{H_1^{(1)}(kr)}{H_0^{(1)}(kr_2)} \exp \left\{ -\frac{z^2}{W_0^2} \right\}.$$

При описании возбуждения кольцевой дифракционной структуры волнами радиальных мод открытого коаксиального резонатора необходимо определить рассеянное решеткой поле, удовлетворяющее: 1) однородному уравнению Гельмгольца в рассматриваемой области пространства, за исключением граничных поверхностей; 2) граничным условиям на поверхности идеально проводящих элементов; 3) условию конечности энергии в ограниченной области пространства. Согласно [8] дифракцию волнового пучка на периодической структуре можно свести к задаче о рассеянии на решетке волн, являющихся спектральными компонентами пучка. Для нахождения рассеянного

поля воспользуемся методом частичных областей [9, 10] и рассмотрим идеально проводящую кольцевую дифракционную структуру с параметрами: l — период, d — ширина и b — глубина канавки (рис. 1, б).

Представим поле волнового пучка в области I как суперпозицию цилиндрических волн, падающих на отражательную дифракционную решетку. При разложении функций (2) в угловой спектр по цилиндрическим волнам преобразование Фурье для H_Φ имеет вид:

$$H_\Phi = \int_{-\infty}^{\infty} f_0(h) H_1^{(1)}(\gamma r) e^{-ihz} dh, \quad (3)$$

$$f_0(h) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{H_1^{(1)}(\gamma r)} \int_{-z_2}^{+z_2} \frac{j}{\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}} \text{const} \frac{H_1^{(1)}(kr)}{H_0^{(1)}(kr_2)} e^{-\frac{z^2}{w_0^2} + jhz} dz, \quad (4)$$

где $f_0(h)$ — амплитудная функция падающей волны, h — постоянная распространения по оси z , γ — радиальное волновое число, определяемое из соотношений:

$$\gamma = \begin{cases} +\sqrt{k^2 - h^2}, & h^2 \leq k^2; \\ -j\sqrt{k^2 - h^2}, & h^2 > k^2. \end{cases}$$

В силу азимутальной однородности дифракционной структуры и падающей волны вектор магнитного поля в отраженной волне имеет также только H_Φ -компоненту. Поскольку объектом дифракции является периодическая структура, то рассеянное поле следует искать в виде ряда Фурье [8].

$$H_\Phi^{\text{расс}} = j \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \bar{f}_0(h) H_1^{(2)}(\gamma r) + \sum_{\nu=1}^{\infty} j \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} f_\nu(h) K_1(|q_\nu| r) \cos \frac{2\pi\nu}{l} z, \quad (5)$$

где $q_\nu = \sqrt{k^2 - \left(\frac{2\pi\nu}{l} - h\right)^2}$, $\bar{f}_0(h)$, $f_\nu(h)$ — коэффициенты разложения,

определяющие соответственно амплитуду отраженной волны и амплитуду пространственных гармоник, $K_1(|q_\nu| r)$ — функции Макдональда. Все гармоники с номерами $\nu \neq 0$ являются замедленными поверхностными волнами, затухающими при удалении от поверхности структуры. Компоненты электрического поля получаются из уравнений Максвелла.

Полное поле над дифракционной структурой (область I) представляет собой сумму падающей волны, отраженной волны и набора пространственных гармоник:

$$H_\Phi^I = j \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} f_0(h) H_1^{(1)}(\gamma r) + j \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \bar{f}_0(h) H_1^{(2)}(\gamma r) + \sum_{\nu=1}^{\infty} j \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} f_\nu(h) K_1(|q_\nu| r) \cos \frac{2\pi\nu}{l} z; \quad (6)$$

$$E_z^I = f_0(h) H_0^{(1)}(\gamma r) + \bar{f}_0(h) H_0^{(2)}(\gamma r) + \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{q_\nu}{\gamma} f_\nu(h) K_0(|q_\nu| r) \cos \frac{2\pi\nu}{l} z; \quad (7)$$

$$E_r^I = \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{2\pi\nu}{l\gamma} f_\nu(h) K_1(|q_\nu| r) \sin \frac{2\pi\nu}{l} z. \quad (8)$$

Поле в области II (в кольцевых канавках дифракционной решетки) будем искать в виде:

$$E_z^{II} = f_0^{II}(h) U(\gamma, r, r_2);$$

$$H_\varphi^{II} = j \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} |f_0^{II}(h)| V(\gamma, r, r_2), \quad (9)$$

где

$$U(\gamma, r, r_2) = \left[H_0^{(1)}(\gamma r) - \frac{H_0^{(1)}(\gamma r_2)}{H_0^{(2)}(\gamma r_2)} H_0^{(2)}(\gamma r) \right]; \quad (10)$$

$$V(\gamma, r, r_2) = \left[H_1^{(1)}(\gamma r) - \frac{H_1^{(1)}(\gamma r_2)}{H_1^{(2)}(\gamma r_2)} H_1^{(2)}(\gamma r) \right].$$

Составляющая E_z^{II} на границе областей I и II при $r=r_2$ равна $f_0^{II}(h) U(\gamma, r_2, r_2)$ на кольцевых канавках и равна нулю на остальной части поверхности. В силу периодичности поля E_z^{II} по оси z можно разложить эту компоненту в ряд Фурье с периодом l :

$$E_z^{II}|_{r=r_2} = \frac{d}{l} f_0^{II}(h) U(\gamma, r_2, r_2) \left\{ 1 + 2 \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{\sin(\pi\nu d/l)}{(\pi\nu d/l)} \cdot \cos \frac{2\pi\nu}{l} z \right\}. \quad (11)$$

Компонента $H_\varphi^I|_{r=r_2}$ является функцией z . Для сшивания решений на границе проведем усреднение $H_\varphi^I|_{r=r_2}$ по ширине щели:

$$\bar{H}_\varphi|_{r=r_2} = j \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} f_0(h) H_1^{(1)}(\gamma r_2) + j \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \bar{f}_0(h) H_1^{(2)}(\gamma r_2) -$$

$$- \sum_{\nu=1}^{\infty} j \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{2}{\pi} K_1(|q_\nu| r_2) f_\nu(h) \frac{\sin(\pi\nu d/l)}{(\pi\nu d/l)}. \quad (12)$$

В результате сшивания полей на границе областей I и II получается следующее соотношение между амплитудой поля пространственных гармоник $(|q_\nu|/\gamma) f_\nu(h)$ и амплитудой поля падающей волны $f_0(h)$:

$$\frac{(|q_\nu|/\gamma) f_\nu(h) \frac{1}{\pi} K_0(|q_\nu| r_2)}{f_0(h) H_0^{(1)}(\gamma r_2)} = \left[\frac{H_0^{(2)}(\gamma r_2) H_1^{(1)}(\gamma r_2)}{H_0^{(1)}(\gamma r_2) H_1^{(2)}(\gamma r_2)} - 1 \right] \frac{\sin(\pi\nu d/l)}{(\pi\nu d/l)} \times$$

$$\times \left\{ \frac{2H_0^{(2)}(\gamma r_2)}{H_1^{(2)}(\gamma r_2)} \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{\gamma}{|q_\nu|} \frac{K_1(|q_\nu| r_2)}{K_0(|q_\nu| r_2)} \frac{\sin(\pi\nu d/l)}{(\pi\nu d/l)} + \right.$$

$$\left. + \frac{l}{d} \frac{H_0^{(2)}(\gamma r_2)}{H_1^{(2)}(\gamma r_2)} \frac{V(\gamma, r_2, r_2)}{U(\gamma, r_2, r_2)} - 1 \right\}^{-1}. \quad (13)$$

Для больших аргументов, когда справедливы асимптотические разложения цилиндрических функций, выражение (13) принимает вид:

$$\left| \frac{\sqrt{\frac{|q_v|}{\gamma}} f_v(h) e^{-|q_v| r_2}}{f_0(h)} \right| = \frac{4 \frac{|\sin(\pi v d/l)|}{(\pi v d/l)}}{1 + \left[\frac{l}{d} \operatorname{ctg}(kb) - 2 \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\gamma}{|q_v|} \left(\frac{\sin(\pi v d/l)}{(\pi v d/l)} \right)^2 \right]^2} \quad (14)$$

Соотношение (14) показывает, что связь между амплитудами пространственных гармоник и падающей волны имеет такую же зависимость от параметров системы, как и для плоских решеток. Спадание амплитуд пространственных гармоник для больших ($|q_v| r$) при удалении от решетки определяется выражением:

$$\frac{K_0(|q_v| r)}{K_0(|q_v| r_2)} = e^{-|q_v| \xi} \left(1 - \frac{\xi}{2r_2} \right), \quad (15)$$

где $\xi = r - r_2$. Из (15) видно, что при больших r_2 спадание амплитуд пространственных гармоник при удалении от поверхности структуры происходит по экспоненциальному закону, как для плоских решеток. При малых r_2 пространственные гармоники стелются ближе к поверхности структуры.

2. Экспериментальные исследования полей в коаксиальных системах с дифракционной решеткой. В качестве объекта экспериментального исследования были выбраны открытые резонаторы с гладким фокусирующим внешним зеркалом бочкообразной формы и внутренними структурами цилиндрического и конического профиля. Внешнее зеркало имело диаметр 200 мм, радиус кривизны 240 мм, ширину (высоту «бочки») 60 мм. Внутренними зеркалами служили:

- а) цилиндрическая структура с кольцевой дифракционной насечкой диаметром 100 мм, периодом насечки 2 мм, шириной канавки 1 мм и глубиной 2 мм;
- б) коническое зеркало с кольцевой насечкой, имеющее конусный угол 5° и такие же параметры насечки;
- в) цилиндрическая гребенка такого же внешнего диаметра, имеющая кольцевую насечку периодом 2 мм, с шириной канавки 1,5 мм и глубиной 1,2 мм.

Для проведения экспериментов использовался модернизированный вариант электродинамической установки на базе универсального измерительного микроскопа УИМ-21, описанной в работе [11]. Возбуждение резонатора производилось при помощи радиальной линии, к которой СВЧ-энергия подводилась через коаксиальный волновод, работающий на ТЕМ-волне при длинах волн $\lambda = 7,5 - 12$ мм. Расстояния между плоскостями радиальной линии были меньше $\lambda/2$. В этом случае ОР возбуждался на аксиально-симметричных радиальных типах колебаний, имеющих ненулевые E_z , E_r , H_ϕ компоненты поля. Связь резонатора с нагрузкой осуществлялась посредством отверстия диаметром 2 мм на поверхности внутренней дифракционной структуры.

Амплитудные характеристики поля ОР измерялись методом пробного тела, в качестве которого использовались графитовые шарики

диаметром 1—2 мм. С помощью специального устройства (системы протяжки) пробное тело, подвешенное на капроновой нити, перемещается в двух взаимно перпендикулярных направлениях во всем объеме ОР. Датчики перемещения связаны с разверткой регистрирующего прибора. При сканировании пробным телом одной из координатных плоскостей на экране индикатора наблюдается картина распределения поля.

Наряду с качественным изучением структуры поля для различных типов колебаний установка позволяет исследовать и количественные характеристики поля, например, измерить ширину гауссовских пучков, найти положение каустических поверхностей и т. п. Для количественных измерений используется стрелочный прибор, а координата пробного тела отсчитывается непосредственно по шкале датчика перемещения.

При падении волны на периодическую структуру открытого типа в последней возбуждается поверхностная волна, с которой может осуществляться эффективное взаимодействие электронного потока в режиме ЛОВ, и ГДИ можно использовать в качестве преобразователя частоты [12]. В связи с этим представляет определенный интерес изучение замедляющих свойств дифракционных решеток в ОР. При использовании для связи с нагрузкой отверстия на поверхности гребенки легко измерить длину поверхностной волны, распространяющейся вдоль структуры. Поскольку дифракционная решетка имеет конечную длину, несогласованные концы отражают энергию поверхностной волны и вдоль структуры образуется стоячая волна. В условиях нашего эксперимента для нахождения дисперсионной характеристики структуры (зависимости коэффициента замедления $\lambda/\lambda_{\text{зам}}$ от длины волны в свободном пространстве) удобно использовать модификацию известного метода возмущений [10]. Если вблизи поверхности решетки перемещать возмущающее тело, положение максимумов и минимумов будет перемещаться, создаются периодически повторяющиеся изменения стоячей волны в отрезке замедляющей структуры. При неподвижном индикаторе перемещение локальной неоднородности сопровождается изменением показаний индикаторного устройства.

В качестве возмущающего тела можно использовать обычное пробное тело, применяемое для визуализации полей в объеме резонатора. Связь датчика перемещения с разверткой регистрирующего устройства дает возможность наблюдать на экране индикатора стоячую поверхностную волну на всем отрезке замедляющей системы, вдоль которого протягивается возмущающее тело (рис. 2, а). Измерив отрезок системы L (по шкале датчика перемещения), на котором укладывается целое число замедленных полуволн N , можно найти длину замедленной волны $\lambda_{\text{зам}}$ для фиксированной частоты источника из соотношений:

$$L = N \frac{\lambda_{\text{зам}}}{2}; N = 0, 1, 2, \dots, \lambda_{\text{зам}} = \frac{2L}{N}.$$

Форма и материал возмущающего тела не играют решающей роли при проведении измерений. Рассмотренная методика позволяет достаточно точно определить замедляющие свойства дифракционных структур при использовании стандартной аппаратуры.

Дисперсионная характеристика структуры (3), имеющей $l=2$ мм, $d=1,5$ мм, $b=1,2$ мм, представлена на рис. 2, б. Там же построена теоретическая кривая для плоской гребенки с теми же параметрами насечки. Поскольку цилиндрическая структура имеет большой радиус

кривизны (условия асимптотического представления цилиндрических функций выполняются), то структура, по существу, эквивалентна плоской гребенке. Из рисунка видно хорошее соответствие экспериментальной и теоретической кривых.

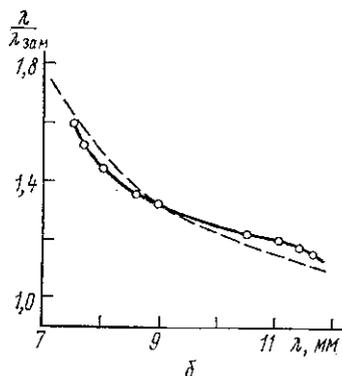
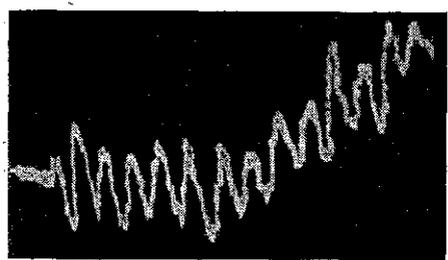


Рис. 2. Стоячая поверхностная волна (а) и дисперсионная характеристика структуры (б) с параметрами: $l=2$ мм, $b=1,2$ мм, $d=1,5$ мм; пунктир — расчетная кривая для плоской гребенки

На рис. 3, а изображены картины распределения поля основной моды вдоль оси z для различных расстояний от внутренней структуры. Все кривые квадрата напряженности электрического поля E^2 нор-

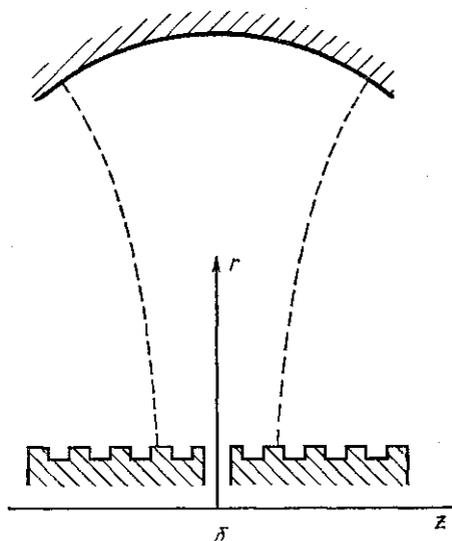
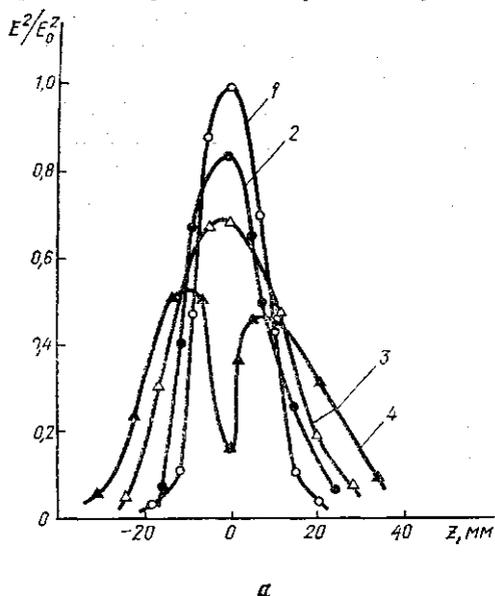


Рис. 3. Зависимость квадрата напряженности поля E^2 от z (а) и гауссов пучок в плоскости $\varphi=\text{const}$ (б). $r=53$ (1), 65 (2), 83 (3) и 95 (4) мм

мированы на величину E_0^2 , соответствующую максимальной напряженности поля в центре резонатора, когда пробное тело протягивается на расстоянии, равном $\lambda/4$ от поверхности гребенки. Кривые дают возможность проследить за расширением гауссова пучка по мере удаления от внутреннего зеркала. Зависимость 4 имеет в центральной части провал, который объясняется тем, что траектория движения

пробного тела (прямая линия) отличается от линий равных фаз, приближающихся к радиусу кривизны внешнего зеркала. Такой ход кривой вызван различием отклика регистрирующего устройства на возмущения, вносимые пробным телом, проходящим вблизи минимума и максимума поля стоячей волны.

Определение ширины пучка, на границе которого поле уменьшается в e раз, по кривым 1—4 позволяет найти положение каустики ОР. Для азимутально-однородного поля в плоскости $\varphi = \text{const}$ получается типичный гауссовский пучок, изображенный на рис. 3, б. Полученные данные вполне согласуются с теоретическими представлениями, использованными при описании поля радиальных мод в коаксиальном резонаторе.

В исследованных коаксиально-цилиндрических системах удалось выявить три низших типа колебаний с различным числом вариаций поля вдоль оси z ($n=0, 1, 2$). На рис. 4 изображены кривые, описывающие распределение поля по z в резонаторах с цилиндрической структурой. Аналогичные картины получаются и для резонаторов с гребенкой конического профиля, однако они в отличие от показанных на рис. 4 имеют явную асимметрию, связанную с конусностью внутреннего зеркала.

Продольное смещение внешнего зеркала относительно внутренней конической решетки приводит к изменению резонансной частоты. На частоте порядка 26 ГГц смещение зеркала на 10 мм вызывает перестройку ОР на 180 МГц.

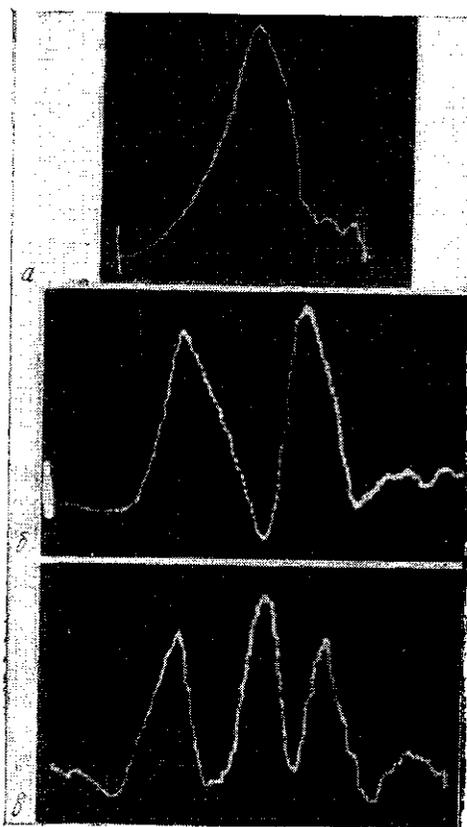


Рис. 4. Распределение квадрата амплитуды поля E^2 по оси z в радиальной плоскости для трех мод в резонаторе с цилиндрической гребенкой. $n=0$ (а), 1 (б), 2 (в)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Русин Ф. С., Богомолов Г. Д. В сб.: Электроника больших мощностей. Вып. 5. М., 1968, с. 38.
2. Шестопапов В. П. Дифракционная электроника. Харьков, 1976.
3. Нефедов Е. И. Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 9, 1769.
4. Нефедов Е. И., Сивов А. Н. Электродинамика периодических структур. М., 1977.
5. Нефедов Е. И. Известия вузов. Радиофизика, 1977, 20, № 11, 1740.
6. Goubau G., Schwering F. IEEE Trans. Microwave Theory and Technique, 1965, MTT-13, N 6, 749.
7. Маркузе Д. Оптические волноводы. Пер. с англ. под редакцией В. В. Шевченко. М., 1974.
8. Третьякова С. С., Третьяков О. А., Шестопапов В. П. Радиотехника и электроника, 1972, 17, № 6, 1366.

9. Альтшулер Ю. Г., Тараненко А. С. Лампы малой мощности с обратной волной. М., 1963.
10. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. М., 1963.
11. Леонтьев В. В., Пирогов Ю. А. Всесоюзный симпозиум по приборам, технике и распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере. Тезисы докладов. М., 1976, с. 174.
12. Русин Ф. С., Сиенко Л. А., Костромин В. П. Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 8, 1670.

Поступила в редакцию
14.03.78

УДК 531.5:621.398.694.3.011.4

Ю. И. ВОРОНЦОВ, Ф. Я. ХАЛИЛИ

ОПТИМАЛЬНЫЙ РЕЖИМ ЕМКОСТНОГО ДАТЧИКА В ДЕТЕКТОРАХ ГРАВИТАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При расчете чувствительности детектора гравитационных волн обычно ограничиваются анализом только части схемы: антенны и преобразователя [1, 2]. Чувствительность определяется по отношению сигнал/шум в преобразователе. При этом предполагаются реально осуществимыми различные математические операции выделения сигнала из шума. Такая постановка задачи допустима в идеализированном классическом приближении, когда можно считать абсолютно не шумящими устройства, на которые передается сигнал с преобразователя. Получаемые таким путем рекомендации для повышения чувствительности во многом теряют свою практическую ценность, так как они предполагают использование после преобразователя устройств с нереально низкой шумовой температурой. Практически более ценным, а в квантовом приближении необходимым является прослеживание сигнала до той части схемы, где его энергия становится много больше энергии флуктуаций в последующих каскадах. Из приведенных в [1, 3] расчетов следует, что если считать шумовую температуру следующих за преобразователем каскадов равной температуре преобразователя, то минимальное обнаружимое изменение амплитуды колебаний антенны будет равно

$$\Delta x_{\text{мин}} = \sqrt{\frac{\kappa T_{\text{эф}}}{\omega_e \omega_M m}}, \quad (1)$$

где

$$\kappa T_{\text{эф}} = \frac{\hbar \omega_e}{2} + \hbar \omega_e / (\exp(\hbar \omega_e / \kappa T) - 1),$$

ω_e — частота сигнала в преобразователе, \hbar — постоянная Планка, ω_M , m — собственная частота и эффективная масса антенны, T — температура преобразователя, κ — постоянная Больцмана. В (1) учитываются только ошибки измерения, влияния броуновского движения антенны считается малым. В существенно квантовом случае ($T \rightarrow 0$)

$$\Delta x_{\text{мин}} = \sqrt{\frac{\hbar}{2m \omega_M}}, \quad (2)$$

что соответствует неопределенности амплитуды колебаний антенны в когерентном состоянии и неопределенности энергии колебаний