

# АНТЕНИ, ХВИЛЕВОДИ І КВАЗІОПТИЧНА ТЕХНІКА

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra24.03.218>

УДК 621.375.4

PACS number: 07.57.-c

М. Е. ИЛЬЧЕНКО<sup>1</sup>, И. К. КУЗЬМИЧЕВ<sup>2,3</sup>, Т. Н. НАРЫТНИК<sup>1</sup>,  
С. В. ДЕНБНОВЕЦКИЙ<sup>1</sup>, А. В. МАЙ<sup>1</sup><sup>1</sup> Национальный технический университет Украины “КПИ имени Игоря Сикорского”,  
пр-т Победы, 37, г. Киев, 03056, Украина  
E-mail: director@mitris.com<sup>2</sup> Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина  
E-mail: kuzmichev.igr@i.ua<sup>3</sup> Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,  
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина  
E-mail: kuzmichev.igr@i.ua

## ВЫСШИЕ ТИПЫ КОЛЕБАНИЙ В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ С ОТРЕЗКОМ КРУГЛОГО ВОЛНОВОДА

Предмет и цель работы: *Исследование эффективности возбуждения волны  $TE_{01}$  в отрезке круглого волновода, размещенного в центре одного из зеркал открытого резонатора, с помощью высшего колебания  $TEM_{30q}$  (в функциях Эрмита–Гаусса) и вырожденного колебания  $TEM_{11q}^*$ .*

Методы и методология: *Для определения эффективности возбуждения волны  $TE_{01}$  в отрезке круглого волновода с помощью высших колебаний резонатора применяется коэффициент использования площади раскрытия зеркальных антенн. Нагруженные добротности полусферического открытого резонатора и резонатора с отрезком круглого волновода определяются по ширине резонансной кривой на уровне  $-3$  дБ.*

Результаты: *Установлено, что максимальная эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе с помощью колебания  $TEM_{30q}$  составляет 0.121 при относительном значении радиуса круглого волновода, равном 0.993, а с помощью колебания  $TEM_{11q}^*$  – 0.242 при том же значении радиуса. Если ограничиться возбуждением рассматриваемой волны с помощью центральной части колебания  $TEM_{11q}^*$ , амплитудное распределение поля которой на зеркале открытого резонатора представляет собой два кольца, то максимальная эффективность возбуждения волноводной волны  $TE_{01}$  вырастет до значения 0.954. Экспериментальные исследования выполнены в двухмиллиметровом диапазоне длин волн. В результате проведенных измерений установлено, что благодаря отрезку круглого волновода, размещенного в центре плоского зеркала, колебание  $TEM_{30q}$  преобразуется в колебание  $TEM_{11q}^*$ , которое устойчиво существует в резонаторе при его перестройке. При этом наличие отрезка круглого волновода не приводит к уменьшению нагруженной добротности резонансной системы.*

Заключение: *Предложенная в работе квазиоптическая резонансная система может быть использована в качестве высокоэффективного сумматора мощности в субтерагерцевом диапазоне частот.*

Ключевые слова: *открытый резонатор, круглый волновод, эффективность возбуждения, сложение мощностей*

### 1. Введение

Компактные когерентные источники колебаний, обеспечивающие достаточный уровень выходной мощности, необходимы для успешного решения многих практических задач в терагерцевом диапазоне частот [1–3]. Однако их выходная мощность падает с ростом частоты. В случае твердотельных источников это связано с увеличивающейся ролью паразитных параметров прибора и укорочением

времени пролета носителей заряда в активной области. Что касается электровакуумных приборов, то падение выходной мощности связано с ростом омических потерь и ухудшением эффективности взаимодействия электронного потока с одной из поверхностных гармоник замедляющей системы при уменьшении ее геометрических размеров. Поэтому одним из возможных путей решения этих проблем является создание сумматоров мощности.

Требования, предъявляемые к точности изготовления элементной базы, с переходом в субтерагерцевый ( $100 < f < 300$  ГГц), а тем более в терагерцевый ( $300 < f < 3000$  ГГц) частотные диапазоны [3] возрастают. Так, для получения одномодового режима в объемных резонаторах их геометрические размеры должны быть сравнимы с рабочей длиной волны. Результатом этого требования будет уменьшение объема, занимаемого колебанием, и, следовательно, его добротности. В итоге уменьшится коэффициент суммирования мощностей отдельных источников. Следовательно, в указанных частотных диапазонах необходимо переходить к открытым резонаторам (ОР), которые находят применение при сложении мощностей твердотельных источников в КВЧ (крайне высокочастотном) диапазоне. Обычно источники колебаний располагаются в резонансном объеме [4–6]. Однако при этом имеет место сильная связь генераторов с общим резонатором и, как следствие, между собой, что вызывает трудности в настройке сумматора мощности и делает такие системы критически к разбросу параметров отдельных источников даже при малом их числе [7]. Наиболее перспективными в субтерагерцевом диапазоне являются ОР с источниками, вынесенными из резонансного объема [8, 9]. Благодаря такой конструкции обеспечивается синхронизация активных элементов, а связь между ними становится более слабой. Все суммируемые источники связаны с колебанием резонатора через щелевые элементы связи.

Наличие таких элементов связи на зеркалах резонатора приводит к тому, что нарушается аксиальная симметрия электродинамической системы, и поэтому поперечные типы колебаний в таком ОР будут описываться функциями Эрмита–Гаусса. И для сложения в резонаторе выходных мощностей четырех или тем более шести диодов по аналогии с тем, как это сделано в [8], необходимы типы колебаний  $TEM_{30q}$  или  $TEM_{50q}$ . С увеличением поперечного индекса колебаний для обеспечения малости дифракционных потерь и высокой добротности колебаний ОР требуются зеркала большой апертуры. С другой стороны, большие геометрические размеры сумматора мощности на базе ОР будут ограничивать его применение в радиоэлектронных схемах. На основании сказанного сформулируем цель работы –

исследование особенностей возбуждения высших типов колебаний в ОР субтерагерцевого диапазона с небольшими геометрическими размерами.

## 2. Возбуждение волны $TE_{01}$ в круглом волноводе

Оценим эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе радиуса  $a$ , расположенном в центре плоского зеркала полусферического ОР, с помощью высшего аксиально-несимметричного колебания  $TEM_{30q}$ . Геометрические параметры резонатора и распределение возбуждающего  $\vec{E}_e(x, y)$  и рабочего  $\vec{E}_w(x, y)$  полей приведены на рис. 1. Здесь же показана ориентация векторов напряженности электрического поля в резонаторе и в волноводе. Запишем распределение электрической компоненты поля колебания  $TEM_{30q}$  в плоскости  $z = 0$  в цилиндрической системе координат с учетом векторного характера электрического поля [10]:

$$\vec{E}_e(\rho, \varphi) = 4E_0 \left( \frac{\sqrt{2}\rho}{w_0} \right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_0^2}\right) \times \left[ 2 \left( \frac{\sqrt{2}\rho \cos \varphi}{w_0} \right)^2 - 3 \right] \left( \bar{\rho}_0 \frac{1}{2} \sin 2\varphi + \bar{\varphi}_0 \cos^2 \varphi \right). \quad (1)$$

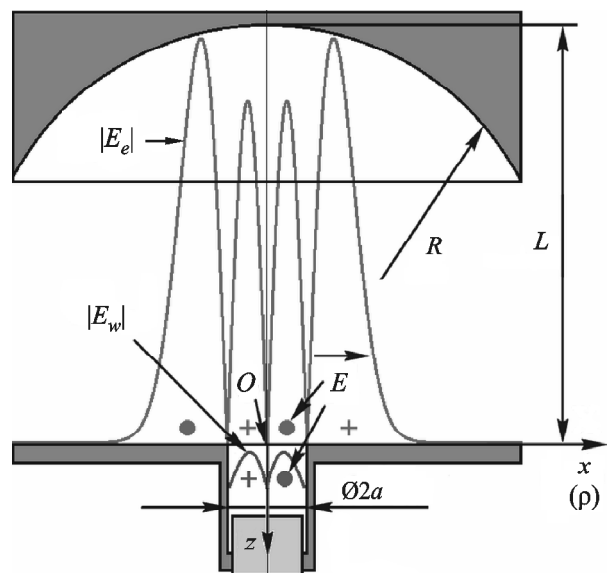


Рис. 1. Модель рассматриваемого ОР

Здесь  $E_0$  – амплитудный коэффициент,  $w_0$  – радиус пятна поля основного колебания резонатора  $TEM_{00q}$  на плоском зеркале,  $\vec{\rho}_0$  и  $\vec{\varphi}_0$  – единичные орты. Распределение электрической компоненты поля волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе в плоскости  $z = 0$  имеет вид

$$\vec{E}_w(\rho, \varphi) = (C_0/N_{01}) \kappa_{01} (-J_1(\kappa_{01}\rho)) \vec{\varphi}_0, \quad (2)$$

где  $C_0 = ik_0 W_0 \mu_0$ ,  $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ ,  $W_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi$ ;  $N_{01}$  – константа нормировки;  $\kappa_{01} = 3.832/a$  – поперечное волновое число;  $J_1(\kappa_{01}\rho)$  – функция Бесселя первого рода. Отражением от раскрыва волновода пренебрегаем и считаем апертуры зеркал бесконечными.

Чтобы определить эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе с помощью колебания ОР  $TEM_{30q}$ , воспользуемся представлениями (1), (2) и соотношением [11]

$$\eta = \frac{\left| \int_0^a \int_0^{2\pi} \vec{E}_e(\rho, \varphi) \vec{E}_w^*(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi \right|^2}{\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 \|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2}. \quad (3)$$

Символ “\* ” обозначает комплексно сопряженную функцию.

Фактически это соотношение показывает, какая часть энергии, запасенной в колебании  $TEM_{30q}$ , преобразуется в энергию волны  $TE_{01}$ , распространяющейся в круглом волноводе. Величины  $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$  и  $\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2$  являются квадратами норм функций возбуждающего и рабочего полей,

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \vec{E}_e(\rho, \varphi) \vec{E}_e^*(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi, \quad (4)$$

$$\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2 = \int_0^a \int_0^{2\pi} \vec{E}_w(\rho, \varphi) \vec{E}_w^*(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi. \quad (5)$$

Функции  $\vec{E}_e$  и  $\vec{E}_w$  определяются уравнениями (1) и (2) и их значения подставляются в выражения (4), (5). После проведенных преобразований получим

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = 24\pi E_0^2 w_0^2, \quad (6)$$

$$\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2 = C_0^2. \quad (7)$$

После подстановки (1), (2), (6) и (7) в соотношение (3), опустив промежуточные выкладки, запишем в окончательном виде выражение, определяющее эффективность возбуждения волновой волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе с помощью высшего аксиально-несимметричного колебания ОР  $TEM_{30q}$ :

$$\eta(\tilde{a}) = 6\tilde{a}^4 \left| \int_0^1 u^2 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du - \tilde{a}^2 \int_0^1 u^4 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du \right|^2 \times \left\{ \int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du \right\}^{-1}. \quad (8)$$

где  $\tilde{a} = a/w_0$ .

Зависимость  $\eta(\tilde{a})$  от нормированного радиуса круглого волновода приведена на рис. 2 (кривая 1). При рассмотрении мы ограничились значением  $\tilde{a} = 2$ , которое фактически соответствует радиусу круглого волновода  $a$ , равному диаметру пятна поля  $2w_0$  основного колебания резонатора  $TEM_{00q}$  на плоском зеркале. Увеличивать диаметр круглого волновода нецелесообразно. С ростом  $\tilde{a}$  эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  с помощью рассматриваемого колебания ОР должна падать, а вот эффективность возбуж-

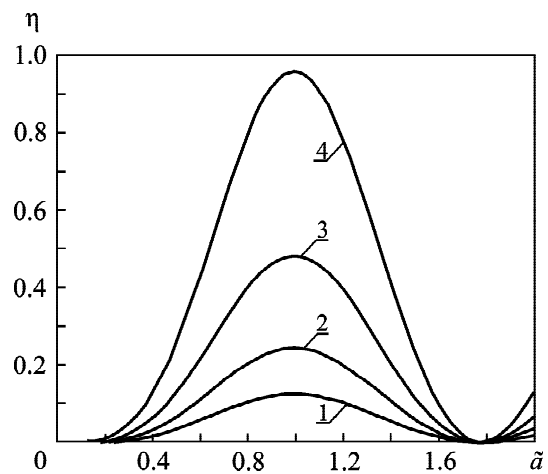


Рис. 2. Эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе с помощью высших типов колебаний ОР  $TEM_{30q}$  и  $TEM_{11q}$ : кривая 1 –  $\eta$ , кривая 2 –  $\eta_1$ , кривая 3 –  $\eta_2$ , кривая 4 –  $\eta_3$

дения волны круглого волновода  $TE_{02}$  будет расти, так как ее структура наиболее близка к структуре колебания резонатора  $TEM_{30q}$ . Однако, как было сказано выше, мы рассматриваем возбуждение именно волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе. При сравнительно небольших размерах волновода ( $\tilde{a} < 2$ ), размещенного в центре плоского зеркала, крайние пятна поля колебания ОР  $TEM_{30q}$  (см. рис. 3) должны быть расположены на поверхности зеркала и не попадают в раскрыв круглого волновода. Как видно из рис. 2 (кривая 1), максимальное значение  $\eta^{\max} = 0.1212$  при  $\tilde{a} = 0.993$ . Таким образом, эффективность возбуждения рассматриваемой волноводной волны с помощью высшего аксиально-несимметрично колебания ОР  $TEM_{30q}$  невелика.

Теперь предположим, что в резонаторе существует вырожденный тип колебаний  $TEM_{11q}^*$  [12], который является аксиально-симметричным. Это колебание, по сути, представляет собой комбинацию двух вырожденных колебаний  $TEM_{30q}$  и  $TEM_{03q}$ , смешанных в пространстве и сдвинутых по фазе на  $90^\circ$ , (см. рис. 4). При этом распределение электрической компоненты поля колебания  $TEM_{11q}^*$  в плоскости  $z = 0$  в цилиндрической системе координат, с учетом выполненных преобразований и векторного характера электрического поля, имеет вид

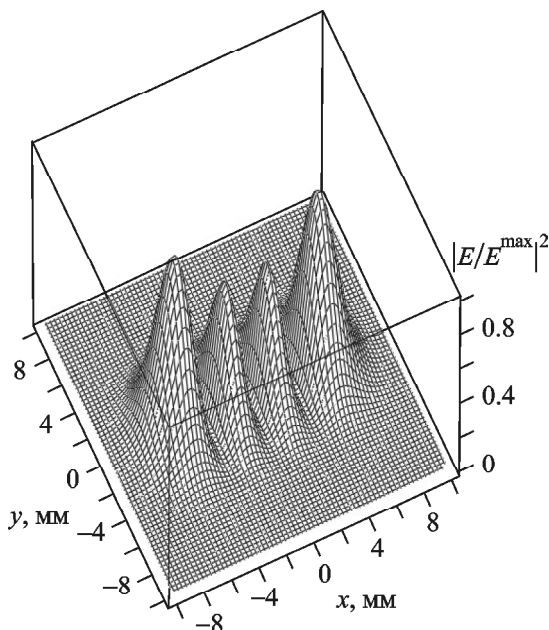


Рис. 3. Распределение электрической компоненты поля колебания  $TEM_{3010}$  на плоском зеркале резонатора

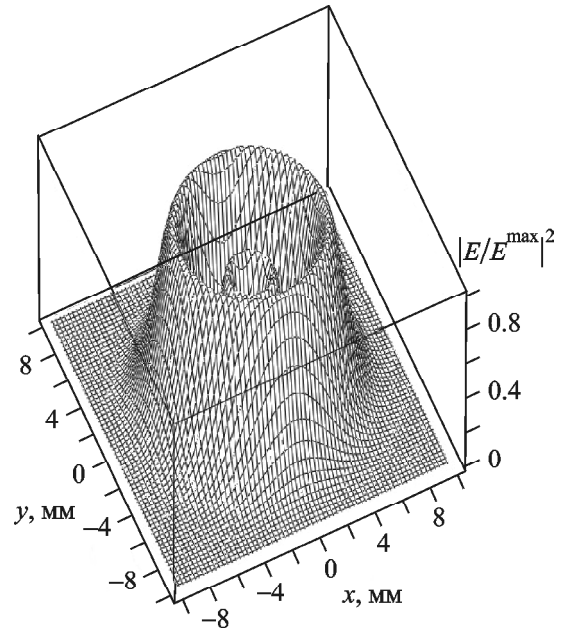


Рис. 4. Распределение электрической компоненты поля колебания  $TEM_{1110}^*$  на плоском зеркале резонатора

$$\begin{aligned} \vec{E}_e(\rho, \varphi) = E_0 \left( \sqrt{2}\rho/w_0 \right) \exp\left(-\rho^2/w_0^2\right) \times \\ \times \left\{ 2 \left( \sqrt{2}\rho/w_0 \right)^2 \sin(4\varphi) \bar{\rho}_0 + \right. \\ \left. + \left[ 2 \left( \sqrt{2}\rho/w_0 \right)^2 \cos 4\varphi + 6 \left( \sqrt{2}\rho/w_0 \right)^2 - 12 \right] \bar{\varphi}_0 \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Распределение электрической компоненты поля волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе и квадрат нормы функции, определяющей рабочее поле, как и в предыдущем случае, будут описываться выражениями (2) и (7). При этом квадрат нормы функции  $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$  возбуждающего поля  $\vec{E}_e$ , с учетом выражений (4) и (9), будет задаваться соотношением

$$\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2 = 48\pi E_0^2 w_0^2. \quad (10)$$

После подстановки значений  $\vec{E}_e$ ,  $\vec{E}_w$ ,  $\|\vec{E}_e(\rho, \varphi)\|^2$  и  $\|\vec{E}_w(\rho, \varphi)\|^2$ , определяемых выражениями (9), (2), (10) и (7), в соотношение (3) найдем эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе с помощью аксиально-симметричного колебания ОР  $TEM_{11q}^*$ . Проведенный анализ показывает, что эффективность возбуждения  $\eta_1(\tilde{a})$  волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе

радиуса  $a$  в этом случае в два раза выше, чем в предыдущем случае (см. выражение (8)), т. е.  $\eta_1(\tilde{a}) = 2\eta(\tilde{a})$ . Максимальная эффективность возбуждения указанной волноводной волны составляет  $\eta_1^{\max}(\tilde{a}) = 0.2424$  при  $\tilde{a} = 0.993$  (см. рис. 2, кривая 2). Это значение показывает, что эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе с помощью аксиально-симметричного колебания ОР  $TEM_{11q}^*$  выросла, но незначительно.

В качестве следующего шага сделаем такое допущение. Будем считать, что волна в круглом волноводе возбуждается не всем колебанием ОР  $TEM_{30q}$ , определяемым выражением (1), а с помощью его двух центральных пятен полей (см. рис. 3). Сделать такое допущение нам позволяет то, что при определенном значении  $\rho$  отношение  $E/E^{\max} = 0$ . В этом случае при вычислении эффективности возбуждения волны  $TE_{01}$  будем интегрировать в цилиндрической системе координат от нуля до значения  $\rho = (\sqrt{3}/2)w_0$ , которое является вторым нулем функции (1), описывающей распределение поля колебания  $TEM_{30q}$  на плоском зеркале полусферического ОР. Опуская промежуточные выкладки, запишем в окончательном виде выражение, определяющее эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе с помощью центральной части колебания  $TEM_{30q}$ :

$$\begin{aligned} \eta_2(\tilde{a}) = & 4.5 \left| \int_0^1 u^2 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du - \right. \\ & \left. - \tilde{a}^2 \int_0^1 u^4 \exp(-u^2 \tilde{a}^2) J_1(3.832u) du \right|^2 \times \\ & \times \left\{ \int_0^{\sqrt{3}/2\tilde{a}} u^3 (10u^4 \tilde{a}^4 - 18u^2 \tilde{a}^2 + 9)^2 \exp(-2u^2 \tilde{a}^2) du \times \right. \\ & \left. \times \int_0^1 u (J_1(3.832u))^2 du \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Результаты расчета по формуле (11) представлены на рис. 2 (кривая 3). Из рисунка легко заметить, что максимальная эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  в этом случае более чем в четыре раза выше по сравнению с в первом случае (кривая 1),  $\eta_2^{\max}(\tilde{a}) = 0.4774$  при  $\tilde{a} = 0.993$ .

Рассмотрим также возбуждение рассматриваемой волноводной волны с помощью центрального кольца вырожденного типа колебаний  $TEM_{11q}^*$ , определяемого выражением (9). Интегрирование осуществляется в тех же пределах, что и в предыдущем случае. Используя выражения (9), (2), (4), (7) и (3), запишем в окончательном виде соотношение, определяющее эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  с помощью части колебания ОР  $TEM_{11q}^*$ . Как оказалось,  $\eta_3(\tilde{a}) = 2\eta_2(\tilde{a})$ .

Результаты расчета эффективности возбуждения  $\eta_3(\tilde{a})$  волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе с помощью части колебания ОР  $TEM_{11q}^*$  представлены на рис. 2 (кривая 4). Как видно, эффективность возбуждения волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе с помощью центрального кольца колебания ОР  $TEM_{11q}^*$  (см. рис. 4) существенно выросла. При этом ее максимальное значение в два раза больше, чем в предыдущем случае, и составляет  $\eta_3^{\max}(\tilde{a}) = 0.9548$  при  $\tilde{a} = 0.993$ . Для того чтобы проверить правильность сделанных нами допущений при вычислении эффективности возбуждения волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе, необходимо было провести экспериментальные исследования.

### 3. Экспериментальные исследования

Для проведения измерений использовался ОР полусферической геометрии. Радиус кривизны  $R$  его криволинейного отражателя составляет 39 мм, апертуры обоих зеркал равны 40 мм. Рабочая длина волны  $\lambda = 2.308$  мм ( $f = 130$  ГГц). Чем выше поперечный индекс возбуждаемого в ОР типа колебаний, тем при меньшем расстоянии между зеркалами имеет место режим максимальной добротности. Это связано с дифракционными потерями в такой резонансной системе. Поэтому на первом этапе положим  $L/R = 0.3$ . Именно для приведенных выше параметров ОР и длины волны  $\lambda$  на рис. 3 и рис. 4 показаны распределения электрических компонент рассматриваемых в работе типов колебаний  $TEM_{30q}$  и  $TEM_{11q}^*$  на плоском зеркале.

В центре плоского зеркала резонатора расположен отрезок круглого волновода, диаметр которого выбирался из условия получения максимального значения эффективности возбуждения волноводной волны  $TE_{01}$   $\eta$  и составил 7.6 мм. В круглом волноводе перемещался поршень, диа-

метр которого равен 7 мм. Для волны  $TE_{01}$  хороший электрический контакт поршня со стенками волновода не принципиален. Исследования описанного ОР были проведены с помощью панорамного измерителя Elmika R4402R (диапазон частот 110 ÷ 170 ГГц). Резонатор возбуждался через щелевой элемент связи с размерами  $1.6 \times 0.1$  мм, расположенный на сферическом зеркале на расстоянии 7.7 мм от оси резонатора, где напряженность электрического поля колебания  $TEM_{30q}$  имеет максимальное значение. Таким образом, мы рассматриваем резонатор, включенный по схеме на отражение. При проведении исследований на панорамном измерителе ОР является двухполюсником. При рассматриваемом расстоянии между зеркалами дифракционные потери для резонансной системы будут малы. В этом случае надевание металлического экрана на ОР не приведет к сгущению спектра колебаний. Именно в металлическом экране и проводились оценки нагруженных добротностей рассматриваемых колебаний ОР. Следовательно, полученные значения нагруженных добротностей являются правильными.

Здесь необходимо отметить, что ориентация вектора напряженности электрического поля в исследуемом колебании должна быть близка к ориентации вектора напряженности электрического поля волны  $TE_{01}$  в круглом волноводе. Исходя из этого, выбираем ориентацию возбуждающего элемента связи, размещенного на сферическом зеркале ОР, таким образом, чтобы вектор напряженности электрического поля основной волны в прямоугольном волноводе  $TE_{01}$  был перпендикулярен плоскости рис. 1.

На первом этапе поршень находился заподлицо с плоским зеркалом. В резонаторе с помощью элемента связи на заданной частоте возбуждался высший аксиально-несимметричный тип колебаний  $TEM_{3010}$  ( $L/R = 0.302$ ). Идентификация рабочего типа колебаний в резонаторе проводилась методом пробного тела [13]. После этого поршень в круглом волноводе переместили на 7.468 мм, что соответствует трем волноводным длинам волн волны  $TE_{01}$ , и опять настроились в резонанс, который фиксировали по минимальному значению отраженного от ОР сигнала.

Нагруженная добротность резонатора является мерой потерь в системе. Проведенные оценки

по полуширине резонансной кривой показали, что ее значение составляет  $\approx 3200$  в ОР с отрезком круглого волновода и без него. Одинаковое значение нагруженных добротностей двух рассматриваемых ОР (с отрезком волновода и без него) можно объяснить тем, что наличие отрезка круглого волновода вносит небольшие потери в резонансный объем, что должно привести к уменьшению значения добротности. Но при этом возрастает объем, занимаемый рабочим колебанием, за счет того же отрезка волновода, что в итоге приведет к увеличению добротности. Кроме того, полученный результат по оценке нагруженной добротности колебаний в обоих рассматриваемых резонаторах говорит о том, что волна  $TE_{01}$  в отрезке круглого волновода возбуждается с высокой эффективностью. В противном случае потери, связанные с преобразованием колебания резонатора в волноводную волну, привели бы к уменьшению значения нагруженной добротности, которая является мерой потерь в резонаторе.

Самый, на наш взгляд, интересный экспериментальный результат, который мы получили, состоит в том, что наличие отрезка круглого волновода в центре плоского зеркала ОР приводит к тому, что не только два центральных пятна поля рассматриваемого колебания  $TEM_{3010}$  преобразуются в кольцо. Аналогичная ситуация происходит и с двумя крайними пятнами поля исследуемого колебания, которые расположены на поверхности зеркала. Таким образом, отрезок круглого волновода приводит к трансформации аксиально-несимметричного колебания ОР  $TEM_{3010}$  (см. рис. 3) в аксиально-симметричный тип колебаний  $TEM_{1110}^*$  (см. рис. 4). При этом отрезок круглого волновода является тем стабилизирующим элементом, который будет препятствовать снятию вырождения и преобразованию колебания  $TEM_{1110}^*$  в два взаимно ортогональных колебания  $TEM_{3010}$  и  $TEM_{0310}$ .

Основная особенность колебания  $TEM_{1110}^*$  состоит в том, что векторы напряженностей электрического поля в соседних кольцах (см. рис. 5) противофазны и имеют только аксиальную составляющую. Поэтому если по наружному кольцу расположить диоды, связанные с ОР через щелевые элементы связи, то в перспективе можно создать высокоэффективный сумматор мощ-

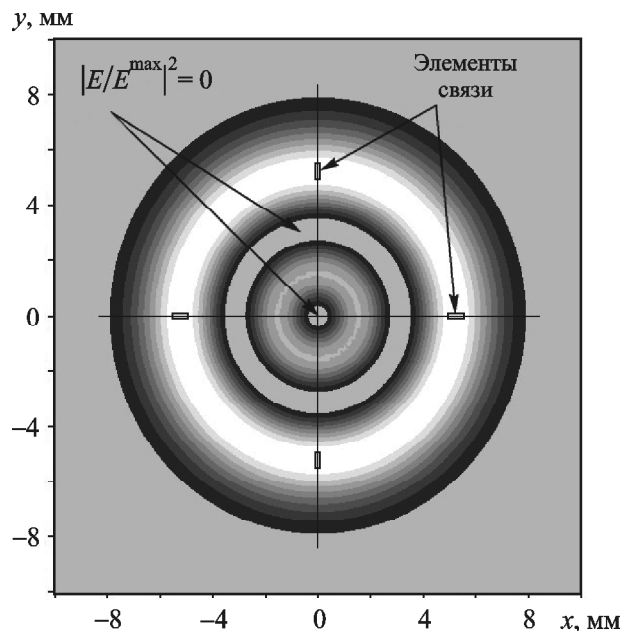


Рис. 5. Ориентация щелевых элементов связи на зеркале ОР, переходящих в волноводы стандартного сечения, каждый из которых нагружен на диод. Тип колебаний в резонаторе –  $TEM_{110}^*$

ности в субтерагерцевом диапазоне частот. Помимо этого, предложенная нами резонансная система в будущем может найти применение и как генератор гармоник.

#### 4. Выводы

Таким образом, выполненные исследования позволяют сделать ряд важных практических выводов.

1. В результате проведенного теоретического анализа показано, что в отрезке круглого волновода, размещенного в центре плоского зеркала полусферического ОР, с эффективностью  $\approx 48\%$  можно возбудить волну  $TE_{01}$  с помощью центральной части высшего аксиально-несимметричного колебания ОР  $TEM_{30q}$ .

2. Благодаря отрезку круглого волновода в центре плоского зеркала аксиально-несимметричное колебание ОР  $TEM_{30q}$  преобразуется в колебание  $TEM_{11q}^*$ , которое характеризуется аксиальным распределением напряженности электрического поля. В этом случае можно обеспечить возбуждение волны  $TE_{01}$  в отрезке круглого волновода с эффективностью  $\approx 95\%$  с помощью центральной части этого колебания.

3. Экспериментальные исследования подтвердили, что колебание  $TEM_{11q}^*$  в резонаторе устойчиво существует при изменении расстояния между зеркалами в широких пределах.

4. Полученный в работе результат по оценке нагруженных добротностей колебаний  $TEM_{11q}^*$  и  $TEM_{30q}$  в полусферическом ОР с отрезком круглого волновода и без него говорит о том, что волна  $TE_{01}$  в отрезке круглого волновода возбуждается с высокой эффективностью.

5. Исследованная в работе квазиоптическая резонансная система может быть использована в качестве высокоэффективного сумматора мощности в субтерагерцевом диапазоне частот.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агранат М. Б., Ильина И. В., Ситников Д. С. Примененные терагерцевой спектроскопии для дистанционного экспресс-анализа газов. *Теплофизика высоких температур*. 2017. Т. 55, № 6. С. 759–774. DOI: 10.7868/S0040364417060114
2. Hafez H. A., Chai X., Ibrahim A., Mondal S., Férachou D., Ropagnol X., and Ozaki T. Intense terahertz radiation and their applications. *J. Opt.* 2016. Vol. 18, No. 9. id. 093004. DOI: 10.1088/2040-8978/18/9/093004
3. Yang X., Zhao X., Yang K., Liu Y., Fu W., and Luo Y. Biomedical Applications of Terahertz Spectroscopy and Imaging. *Trends Biotechnol.* 2016. Vol. 34, No. 10. P. 810–824. DOI: 10.1016/j.tibtech.2016.04.008
4. Lyubchenko V. E., Yunevich E. O., Kalinin V. I., Kotov V. D., Radchenko D. E., and Telegin S. A. Active microstrip antennas and antenna arrays with field-effect transistors. *Radioelectronics*. 2015. Vol. 7, No. 1. P. 3–14. DOI: 10.17725/rensit.2015.07.003
5. Bae J., Aburakawa Y., Kondo H., Tanaka T., and Mizuno K. Millimeter and submillimeter wave quasi-optical oscillator with Gunn diodes. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* 1993. Vol. 41, No. 10. P. 1851–1855. DOI: 10.1109/22.247932
6. Judaschke R., Hoft M., and Schunemann K. Quasi-optical 150-GHz power combining oscillator. *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.* 2005. Vol. 15, No. 5. P. 300–302. DOI: 10.1109/LMWC.2005.847660
7. Дворников А. А., Уткин Г. М. О сложении мощностей многих автогенераторов. *Радиотехника и электроника*. 1974. Т. 19, № 3. С. 550–559.
8. Tyagi R. K. and Singh D. Quasi-optical resonator for power combining at W-band. *Int. J. Infrared Milli. Waves*. 1996. Vol. 17, Is. 2. P. 385–391. DOI: 10.1007/BF02088161
9. Arkhipov A. V., Belous O. I., Bulgakov B. M., and Fisinin A. I. Millimeter wave power combiner based on a half-open resonator. *Int. J. Infrared Milli. Waves*. 2002. Vol. 23, Is. 3. P. 507–516. DOI: 10.1023/A:1015054124268
10. Kogelnik H. Coupling and conversion coefficients for optical modes. In: *Quasi-Optics. Proceedings of the Sympos-*

- sium on *Quasi-Optics*. (June 8-12, 1964, New York). Brooklyn, NY: Polytechnic Press, 1964. P. 333–347.
11. Kuzmichev I. K. Quasi-Optical Resonance Systems with Internal Inhomogeneities. *Telecommun. Radio Eng.* 2009. Vol. 68, No. 4. P. 299–317. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v68.i4.30
  12. Menzel R. *Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*. 2nd Edition, Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 2007. 1024 p. ISBN 978-3-540-23160-8
  13. Kuzmichev I. K. The probe diameter choosing for the investigation of the field distribution in the small aperture open resonator. *Telecommun. Radio Eng.* 2002. Vol. 58, No. 7-8. P. 59–63. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v58.i7-8.50
- the *Symposium on Quasi-Optics*. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, pp. 333–347.
11. KUZMICHEV, I. K., 2009. Quasi-Optical Resonance Systems with Internal Inhomogeneities. *Telecommun. Radio Eng.* vol. 68, no. 4, pp. 299–317. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v68.i4.30
  12. MENZEL, R., 2007. *Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer. ISBN 978-3-540-23160-8.
  13. KUZMICHEV, I. K., 2002. The probe diameter choosing for the investigation of the field distribution in the small aperture open resonator. *Telecomm. Radio Eng.* vol. 58, no. 7-8, pp.59–63. DOI: 10.1615/TelecomRadEng.v58.i7-8.50
- M. E. Ilchenko*<sup>1</sup>, *I. K. Kuzmichev*<sup>2,3</sup>, *T. N. Narytnik*<sup>1</sup>, *S. V. Denbnovetsky*<sup>1</sup>, and *A. V. May*<sup>1</sup>
- <sup>1</sup>National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, 37, Peremohy Ave., Kyiv, 03056, Ukraine
- <sup>2</sup>O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics, National Academy of Sciences of Ukraine, 12, Acad. Proskura St., Kharkiv, 61085, Ukraine
- <sup>3</sup>V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine
- ## REFERENCES
1. AGRANAT, M. B., IL'INA, I. V. and SITNIKOV, D. S., 2017. Application of terahertz spectroscopy for remote express analysis of gases. *Teplofizika vysokikh temperatur*. vol. 55, no. 6, pp. 759–774. (in Russian). DOI: 10.7868/S0040364417060114
  2. HAFEZ, H. A., CHAI, X., IBRAHIM, A., MONDAL, S., FÉRACHOU, D., ROPAGNOL, X. and OZAKI, T., 2016. Intense terahertz radiation and their applications. *J. Opt.* vol. 18, no. 9, id. 093004. DOI: 10.1088/2040-8978/18/9/093004
  3. YANG, X., ZHAO, X., YANG, K., LIU, Y., FU, W. and LUO, Y., 2016. Biomedical Applications of Terahertz Spectroscopy and Imaging. *Trends Biotechnol.* vol. 34, no. 10, pp. 810–824. DOI: 10.1016/j.tibtech.2016.04.008
  4. LYUBCHENKO, V. E., YUNEVICH, E. O., KALININ, V. I., KOTOV, V. D., RADCHENKO, D. E. and TELEGIN, S. A., 2015. Active microstrip antennas and antenna arrays with field-effect transistors. *Radioelectronics*. vol. 7, no. 1, pp. 3–14. DOI: 10.17725/rensit.2015.07.003
  5. BAE J., ABURAKAWA, Y., KONDO, H., TANAKA, T. and MIZUNO, K., 1993. Millimeter and submillimeter wave quasi-optical oscillator with Gunn diodes. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* vol. 41, no. 10, pp. 1851–1855. DOI: 10.1109/22.247932
  6. JUDASCHKE, R., HOFT, M. and SCHUNEMANN, K., 2005. Quasi-optical 150-GHz power combining oscillator. *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.* vol. 15, no. 5, pp. 300–302. DOI: 10.1109/LMWC.2005.847660
  7. DVORNIKOV, A. A. and UTKIN, G. M., 1974. Summation of power from numerous oscillators. *Radiotekhnika i elektronika*. vol. 19, no. 3, pp. 550–559. (in Russian).
  8. TYAGI, R. K. and SINGH, D., 1996. Quasi-optical resonator for power combining at W-band. *Int. J. Infrared Milli. Waves*. vol. 17, is. 2, pp. 385–391. DOI: 10.1007/BF02088161
  9. ARKHIPOV, A. V., BELOUS, O. I., BULGAKOV, B. M. and FISUN, A. I., 2002. Millimeter wave power combiner based on a half-open resonator. *Int. J. Infrared Milli. Waves*. vol. 23, is. 3, pp. 507–516. DOI: 10.1023/A:1015054124268
  10. KOGELNIK, H., 1964. Coupling and conversion coefficients for optical modes. In: *Quasi-Optics. Proceedings of the Symposium on Quasi-Optics*. Brooklyn, NY: Polytechnic Press, pp. 333–347.
- ## THE HIGHER ORDER MODES IN THE OPEN RESONATOR WITH THE SEGMENT OF THE CIRCULAR WAVEGUIDE
- Purpose:* Study of the  $TE_{01}$  wave excitation efficiency in a segment of the circular waveguide located in the center of one of the mirrors of the open resonator with the help of the higher order mode  $TEM_{30q}$  (in the Hermite-Gauss functions) and the degenerate mode  $TEM_{11q}^*$ .
- Design/methodology/approach:* To determine the  $TE_{01}$  wave excitation efficiency in a segment of a circular waveguide using the higher resonator oscillations, an aperture area ratio of the mirror antennas is used. Loaded  $Q$ -factors of a hemispherical open resonator and a resonator with a circular waveguide segment are determined by the width of the resonance curve at the level of  $-3$  dB.
- Findings:* It has been established that the  $TE_{01}$  wave maximum excitation efficiency in a circular waveguide when using the  $TEM_{30q}$  mode is 0.121 with the circular waveguide radius relative value being 0.993, and using the  $TEM_{11q}^*$  mode it is 0.242 for the same radius value. When the considered wave was excited by using only the central part of the  $TEM_{11q}^*$ , which field amplitude distribution on the open resonator mirror corresponds to the two rings, then the  $TE_{01}$  wave maximum excitation efficiency grew up to 0.954. Experimental studies were made in the two-millimeter wavelength range. The results of the made measurements showed that due to the circular waveguide segment the  $TEM_{30q}$  mode transformed into the  $TEM_{11q}^*$  mode which stably exists in the resonator during its tuning. In this case, the presence of a circular waveguide segment does not result in the decrease of the loaded  $Q$ -factor of the resonance system.
- Conclusions:* The here proposed quasi-optical resonant system can be used as a highly efficient power combiner in the subterahertz frequency range.



*Key words:* open resonator, circular waveguide, excitation efficiency, power combiner

М. Ю. Ильченко<sup>1</sup>, І. К. Кузьмичов<sup>2,3</sup>, Т. М. Наритник<sup>1</sup>,  
С. В. Денбновецький<sup>1</sup>, О. В. Май<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Національний технічний університет України  
“КПІ імені Ігоря Сікорського”,  
пр-т Перемоги, 37, м. Київ, 030566 Україна

<sup>2</sup>Інститут радіофізики та електроніки  
ім. О. Я. Усикова НАН України,  
вул. Ак. Проскури, 12, м. Харків, 61085, Україна

<sup>3</sup>Харківський національний університет  
імені В. Н. Каразіна,  
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

### ВИЩІ ТИПИ КОЛИВАНЬ У ВІДКРИТОМУ РЕЗОНАТОРІ З ВІДРІЗКОМ КРУГЛОГО ХВИЛЕВОДУ

*Предмет і мета роботи:* Дослідження ефективності збудження хвилі  $TE_{01}$  у відрізку круглого хвилеводу, розташованого в центрі одного з дзеркал відкритого резонатора, за допомогою вищого коливання  $TEM_{30q}$  (у функціях Ерміта–Гаусса) і виродженого коливання  $TEM_{11q}^*$ .

*Методи та методологія:* Для визначення ефективності збудження хвилі  $TE_{01}$  у відрізку круглого хвилеводу за допомогою вищих коливань резонатора застосовується коефіцієнт використання площі розкриття дзеркальних антен. Навантажені добротності напівсферичного відкритого резонатора

і резонатора з відрізком круглого хвилеводу визначаються за шириною резонансної кривої на рівні  $-3$  дБ.

*Результати:* Встановлено, що максимальна ефективність збудження хвилі  $TE_{01}$  у круглому хвилеводі за допомогою коливання  $TEM_{30q}$  становить 0.121 при відносному значенні радіуса круглого хвилеводу, що рівняється 0.993, а за допомогою коливання  $TEM_{11q}^*$  – 0.242 при тому ж значенні радіуса. Якщо обмежитись збудженням розглянутої хвилі за допомогою центральної частини коливання  $TEM_{11q}^*$ , амплітудний розподіл поля якої на дзеркалі відкритого резонатора являє собою два кільця, то максимальна ефективність збудження хвилеводної хвилі  $TE_{01}$  зростає до значення 0.954. Експериментальні дослідження виконані у двохміліметровому діапазоні довжин хвиль. В результаті виконаних вимірювань встановлено, що завдяки відрізку круглого хвилеводу, розташованого у центрі плоского дзеркала, коливання  $TEM_{30q}$  перетворюється на коливання  $TEM_{11q}^*$ , яке стійко існує в резонаторі при його перестройці. При цьому наявність відрізка круглого хвилеводу не призводить до зменшення навантаженої добротності резонансної системи.

*Висновки:* Запропонована в роботі квазіоптична резонансна система може бути використана у якості високоефективного суматора потужності в субтерагерцовому діапазоні частот.

*Ключові слова:* відкритий резонатор, круглий хвилевід, ефективність збудження, складання потужностей

*Статья поступила в редакцию 10.07.2019*