

ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР С ОТРЕЗКОМ КООКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

А.В. Архипов, И.К. Кузьмичев, А.Ю. Попков

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,
ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина*

E-mail: kuzmichev.igr@rambler.ru

В работе рассмотрен полусферический открытый резонатор с отрезком коаксиального волновода в центре плоского зеркала. Проанализирована эффективность возбуждения основной ТЕМ волны такого волновода с помощью колебания открытого резонатора ТЕМ_{01q}. Установлено, что эффективность возбуждения волны ТЕМ может достигать величины порядка 88 %. При этом в диапазоне перестройки 9 ГГц в такой открытой электродинамической системе существует только одно колебание. На основании проведенных исследований показана перспективность такой резонансной системы для создания твердотельных генераторов миллиметрового диапазона длин волн.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время открытые резонаторы (ОР) находят широкое применение в различных приборах и устройствах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. Одним из перспективных направлений их применения является разработка твердотельных устройств, которые характеризуются связью со свободным пространством. Поэтому на энергетические характеристики генератора такого типа будут влиять потери мощности за счет дифракции волнового пучка как на самом активном элементе, так и на его устройстве связи с резонатором. С целью уменьшения величины этих потерь указанные функциональные элементы желательно выносить из резонансного объема. В длинноволновой части миллиметрового диапазона для решения этой проблемы применяется отрезок коаксиальной линии передачи [1], под центральным проводником которой устанавливается активный элемент. Однако, как показано в [2], на частотах выше 40 – 60 ГГц использование коаксиальной линии передачи для связи с активным элементом неперспективно. Это связано большой технологической сложностью изготовления как самой линии, так и трудностями ее настройки и регулировки. Если же на указанных частотах применить отрезок сверхразмерной коаксиальной линии передачи, то это позволило бы не только решить возникшие технические трудности, но и значительно увеличить теплоотвод от активного элемента, что, в свою очередь, может иметь важное практическое значение при создании сумматоров мощности на базе ОР. Вместе с тем вопросы согласования такой линии передачи с колебаниями резонатора и селекции спектра распространяющихся в ней волн остаются открытыми.

Целью данной работы является исследование особенностей возбуждения коаксиальной линии передачи, выполненной в центре плоского зеркала полусферического ОР, с помощью одного из колебаний такой резонансной системы.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим возбуждение волны ТЕМ в отрезке коаксиальной линии передачи с помощью колебания ТЕМ_{01q} полусферического ОР. Отрезок волновода расположен в центре плоского зеркала. Геометрические размеры такого резонатора и амплитудное распределение возбуждающего

поля E_e приведены на рис. 1. Здесь же показана ориентация вектора \vec{E} в волноводных частях резонатора. Величина $s = w_1/\sqrt{2}$, где w_1 - радиус пятна поля колебания TEM_{00q} на сферическом зеркале резонатора. Будем рассматривать согласованное возбуждение волноводной волны с помощью колебания резонатора. Кроме этого, считаем, что апертуры зеркал бесконечны.

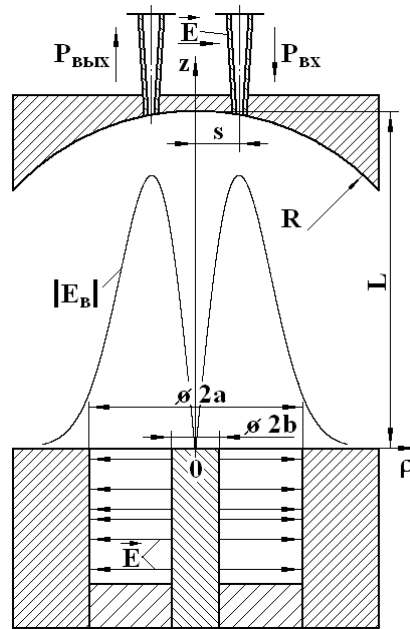


Рисунок 1 – Полусферический ОР с отрезком коаксиального волновода

В этом случае возбуждающее поле, которое представляет собой первый высший не аксиально-симметричный тип колебаний ОР TEM_{01q} (в функциях Лягерра – Гаусса), определяется выражением [3]:

$$E_e(\rho, \varphi) = A \left(\frac{\sqrt{2}\rho}{w_0} \right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_0^2}\right) \sin \varphi, \quad (1)$$

где A - амплитудный коэффициент; w_0 - радиус пятна поля колебания TEM_{00q} на плоском зеркале резонатора.

Необходимо отметить, что первостепенное значение имеет ориентация вектора электрического поля в возбуждаемом колебании. Она должна быть наиболее близка к ориентации вектора электрического поля волны TEM в коаксиальном волноводе. Это связано с тем, что только в этом случае рассматриваемая волноводная волна будет возбуждаться с максимальной эффективностью. На рис. 2 показаны две возможные ориентации вектора электрического поля в колебании TEM_{01q} , возбуждаемом в резонаторе рассматриваемой геометрии (см. рис. 1). Этого можно добиться за счет соответствующего расположения запитывающего щелевого элемента связи на сферическом зеркале. В первом случае (рис. 2а) возбуждающий волновод ориентирован таким образом, что

вектор \vec{E} волны H_{10} в этом волноводе лежит в плоскости рис. 1, а во втором (рис. 2б) – вектор \vec{E} в подводящем волноводе лежит в плоскости, перпендикулярной рис. 1.

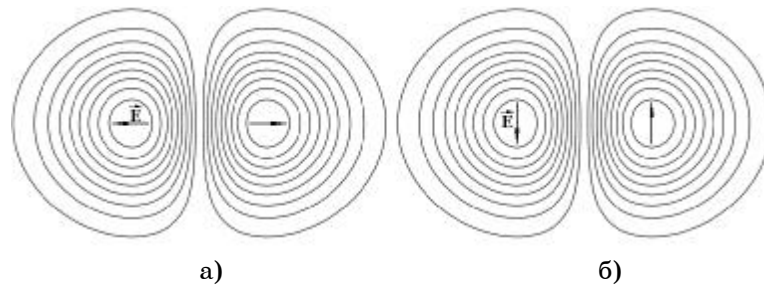


Рисунок 2 – Конфигурации электрического поля колебания TEM_{01q} в ОР

Как видно из рисунка, только в первом случае волна TEM коаксиальной линии передачи будет возбуждаться с максимальной эффективностью.

Для нахождения составляющих поля в коаксиальном волноводе запишем выражение, определяющее скалярную собственную функцию для волны TEM [4]:

$$\phi_{TEM} = \frac{\ln \rho}{\sqrt{2\pi \ln(a/b)}}, \quad (2)$$

где a и b – радиусы наружного и внутреннего проводников коаксиального волновода (см. рис. 1).

Зависимости собственных электрических \vec{E}_{TEM} и магнитных \vec{H}_{TEM} векторов от скалярной функции (2) определяются формулами [4]:

$$\vec{H}_{TEM} = -[\vec{E}_{TEM} \vec{z}_0], \quad \vec{E}_{TEM} = \nabla \phi_{TEM}. \quad (3)$$

Здесь \vec{z}_0 – орт по продольной координате волновода. После подстановки (2) в (3) получим выражения для составляющих поля рассматриваемой волны: $E_\varphi = E_z = 0$, $E_\rho \neq 0$, $H_\rho = H_z = 0$, $H_\varphi \neq 0$. Запишем соотношение для E_ρ компоненты, которую в дальнейшем будем называть рабочим полем:

$$E_\rho = \frac{1}{\rho \sqrt{2\pi \ln \chi}}, \quad (4)$$

где $\chi = a/b$ (рис. 1).

Как известно из теории зеркальных антенн [5], для получения высокого коэффициента использования поверхности необходимо обеспечить согласование полей в фокальной плоскости рефлектора и в раскрыве облучателя. С физической точки зрения это эквивалентно согласованию поля резонатора с полем волны, распространяющейся по волноводу, расположенному в центре плоского зеркала ОР. Поэтому для нахождения эффективного возбуждения волны TEM в коаксиальной

линии передачи с помощью колебания TEM_{01q} воспользуемся соотношением [5]:

$$\eta = \frac{\left| \int_b^a \int_0^{2\pi} \rho E_e(\rho, \varphi) E_p^*(\rho, \varphi) d\varphi d\rho \right|^2}{\|E_e(\rho, \varphi)\| \|E_p(\rho, \varphi)\|}. \quad (5)$$

Значок * обозначает функцию, комплексно – сопряженную данной. Это соотношение показывает, какая доля мощности колебания резонатора переходит в рабочую волну. Здесь $\|E_e(\rho, \varphi)\|$ и $\|E_p(\rho, \varphi)\|$ – нормы функций возбуждающего и рабочего полей, которые определяются выражениями

$$\|E_e(\rho, \varphi)\| = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \rho E_e(\rho, \varphi) E_e^*(\rho, \varphi) d\varphi d\rho, \quad (6)$$

$$\|E_p(\rho, \varphi)\| = \int_b^a \int_0^{2\pi} \rho E_p(\rho, \varphi) E_p^*(\rho, \varphi) d\varphi d\rho. \quad (7)$$

После подстановки (1) и (4) в уравнения (6) и (7) получим

$$\|E_e(\rho, \varphi)\| = A^2 \pi w_0^2 / 4, \quad \|E_p(\rho, \varphi)\| = 1. \quad (8)$$

Теперь можем записать выражение, определяющее эффективность возбуждения волны TEM в коаксиальной линии передачи с помощью колебания TEM_{01q} ОР. Для этого подставим выражения (1), (4) и (8) в соотношение (5). Опуская промежуточные выкладки, запишем в окончательном виде

$$\eta = \frac{16}{\pi^2 \ln \chi} \left(e^{-\tilde{b}^2} - e^{-\tilde{b}^2 \chi^2} \right)^2, \quad (9)$$

где $\tilde{b} = b/w_0$.

АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим выражение (9). В качестве примера на рис. 3 приведены зависимости η от \tilde{b} для трех значений χ : $\chi = 10$ (кривая 1), $\chi = 5$ (кривая 2), $\chi = 3$ (кривая 3). Как видно из рисунка, все зависимости η от \tilde{b} имеют явно выраженный максимум. В то же время, по мере увеличения \tilde{b} , эффективность возбуждения волны TEM в коаксиальной линии передачи будет уменьшаться. Это связано с тем, что с ростом \tilde{b} радиус внутреннего проводника коаксиального волновода увеличивается, и при $\tilde{b} > 1$ он становится больше радиуса пятна поля колебания TEM_{00q} на плоском зеркале резонатора. В этом случае величина η будет

стремиться к нулю, поскольку центральный проводник коаксиальной линии фактически становится вторым зеркалом резонатора не только для низшего типа колебания, но и для рассматриваемого TEM_{01q} - колебания.

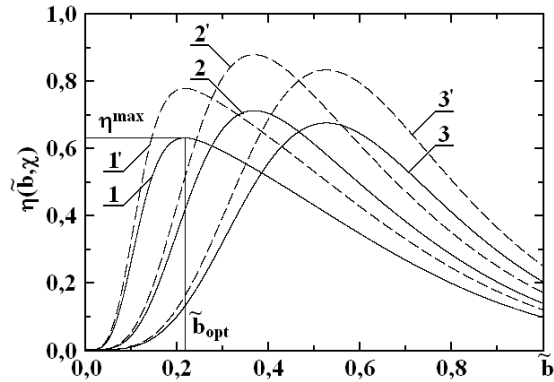


Рисунок 3 – Зависимости эффективности возбуждения волны ТЕМ в коаксиальной линии передачи при изменении диаметра внутреннего проводника для различных параметров χ

На рис. 4 представлены зависимости \tilde{b}_{opt} и η^{max} от χ (кривые 1 и 2 соответственно). Методика расчета величины η^{max} состоит в следующем: для каждого значения χ изменяем \tilde{b} в пределах от 0 до 1, находим η^{max} и соответствующее ему значение \tilde{b}_{opt} (см. рис. 3). Затем изменяем параметр χ и повторяем процедуру. Уменьшение \tilde{b}_{opt} при увеличении χ (кривая 1) понятно из простых физических соображений. При неизменном диаметре $2a$ наружного проводника коаксиальной линии передачи рост χ означает уменьшение диаметра $2b$ внутреннего проводника, но поскольку при этом геометрия резонатора не изменяется, то $w_0 = const$, и величина \tilde{b}_{opt} уменьшается.

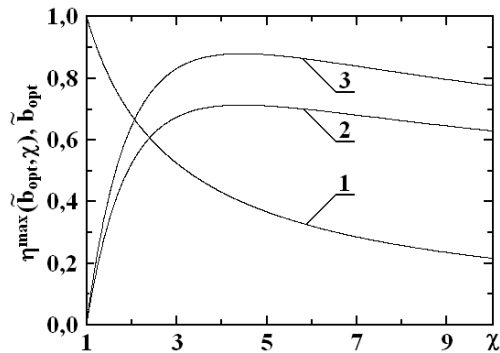


Рисунок 4 – Изменение максимальной эффективности возбуждения волны ТЕМ и параметра \tilde{b}_{opt} с ростом χ

Несложно заметить, что если размеры коаксиального волновода выбрать из условия $\tilde{b}_{opt} = 0,399$, $\chi = 4,443$, то эффективность возбуждения волны TEM с помощью колебания TEM_{01q} будет максимальной, и ее величина равна $\eta^{max} = 0,713$. Если же размеры наружного и внутреннего проводников коаксиального волновода изменяются в пределах $0,329 \leq \tilde{b} \leq 0,471$ и $3,531 \leq \chi \leq 5,796$, то эффективность возбуждения волны TEM уменьшится незначительно.

Нами в восьмимиллиметровом диапазоне длин волн было проведено экспериментальное исследование спектра полусферического ОР с отрезком коаксиальной линии передачи в центре плоского зеркала [6]. Апертуры обоих зеркал резонатора равны 90 мм, радиус кривизны сферического отражателя $R = 180$ мм. Диаметры наружного и внутреннего проводников коаксиального волновода выбирались из условия получения максимальной величины $\eta^{max} = 0,713$ и поэтому равны $2a = 56,2$ мм, $2b = 12,7$ мм. На сферическом отражателе располагались два щелевых элемента связи (рис. 1) с размерами $7,2 \times 0,2$ мм, предназначенные для ввода и вывода СВЧ-сигнала. Расстояние $S = 17,3$ мм определялось максимальным значением напряженности электрического поля колебания TEM_{0125} ($L/R = 0,611$).

На рис. 5 приведен спектр полусферического ОР с отрезком коаксиального волновода глубиной 25,2 мм (рис. 1).

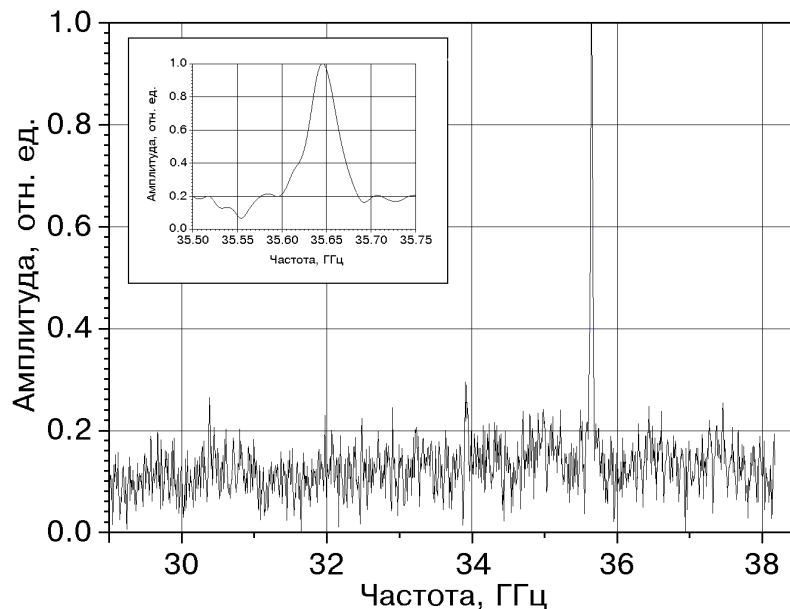


Рисунок 5 – Спектр колебаний полусферического ОР с отрезком коаксиального волновода

Из рисунка видно, что во всем диапазоне перестройки частоты $f = 29 - 38$ ГГц в резонаторе заданной геометрии существует только одно колебание. Здесь же в увеличенном масштабе приведена резонансная кривая этого колебания, из которой можно определить, что резонансная

частота f_0 такого ОР равна 35,645 ГГц, что может служить косвенным подтверждением того, что в отрезке коаксиального волновода возбуждается волна TEM .

Представляют также интерес распределения полей в полусферическом ОР описанной выше геометрии. На рис. 6 приведено распределение поля колебания TEM_{0125} , измеренное методом пробного тела [7] в третьей пучности электрической компоненты поля стоячей волны в резонаторе от плоского зеркала. Как видно, распределение поля исследуемого колебания имеет вид двух четко выраженных пятен с нулевой интенсивностью в центре. Для сравнения на рис. 7 приведено распределение поля исследуемого колебания в полусферическом ОР с отрезком коаксиального волновода, измеренное в той же пучности электрической компоненты поля стоячей волны, что и в случае полусферического резонатора без коаксиального волновода.

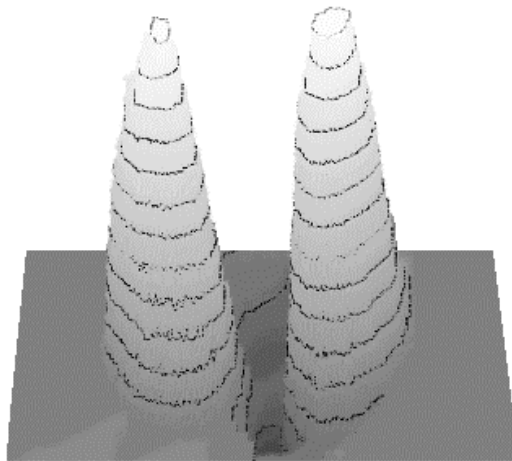


Рисунок 6 – Распределение поля колебания TEM_{0125} в полусферическом ОР

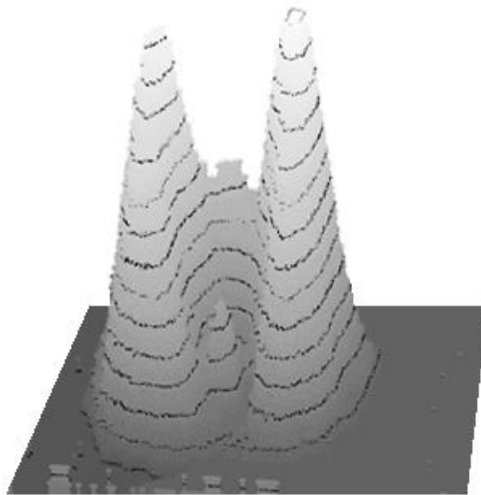


Рисунок 7 - Распределение поля колебания TEM_{0125} в ОР с отрезком коаксиального волновода

При возбуждении в отрезке коаксиального волновода волны TEM и при ее обратном излучении в объем резонатора за счет отражения от поршня колебание TEM_{0125} должно было бы преобразоваться в колебание TEM_{0125}^* с аксиальной симметрией, поскольку такую симметрию имеет волна TEM [4]. Однако на практике произошло лишь частичное преобразование (см. рис. 7). Это можно объяснить, по-видимому, не идеальной юстировкой зеркал резонатора и центрального проводника коаксиального волновода. В то же время появилось небольшое пятно в центре ОР. Его происхождение можно объяснить отражением волнового пучка от центрального проводника коаксиального волновода. Поэтому, учитывая, что в установившемся режиме в такой резонансной системе происходит трансформация колебания TEM_{01q} (см. рис. 6) в аксиально-симметричное колебание TEM_{01q}^* (см. рис. 7), представляет интерес рассмотреть возбуждение волны TEM с помощью такого колебания резонатора. В этом случае возбуждающее поле будет описываться выражением

$$E_e(\rho, \varphi) = A \left(\frac{\sqrt{2}\rho}{w_0} \right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{w_0^2}\right). \quad (10)$$

После подстановки соотношения (10) в уравнение (6) найдем норму функции возбуждающего поля

$$\|E_e(\rho, \varphi)\| = A^2 \pi w_0^2 / 2. \quad (11)$$

Рабочее поле, как и в предыдущем случае, будет определяться уравнением (4), а норма функции этого поля – выражением (8). После подстановки (10), (11), (4) и (8) в соотношение (5) запишем в окончательном виде выражение, определяющее эффективность возбуждения волны TEM в коаксиальном волноводе с помощью колебания ОР TEM_{01q}^* :

$$\eta = \frac{2}{\ln \chi} \left(e^{-\tilde{b}^2} - e^{-\tilde{b}^2 \chi^2} \right)^2. \quad (12)$$

Для сравнения на рис. 3 представлены зависимости η от \tilde{b} для трех значений χ : $\chi = 10$ (кривая 1'), $\chi = 5$ (кривая 2'), $\chi = 3$ (кривая 3'), построенные по формуле (12). Из рисунка видно, что поведение зависимостей, построенных при каждом значении χ с использованием выражений (9) и (12), идентично, только во втором случае возросла величина η . Аналогично, на рис. 4 показана зависимость η^{\max} от χ (кривая 3), также рассчитанная по формуле (12) при тех же параметрах \tilde{b}_{opt} и χ .

Поскольку задачи электродинамики обладают принципом взаимности, то мы получим такую же эффективность возбуждения колебания полусферического ОР TEM_{01q}^* с помощью волны TEM коаксиальной

линии передачи. При этом величина η^{\max} будет равна 0,879, если мы выберем параметры \tilde{b}_{opt} и χ из условия $\tilde{b}_{opt} = 0,399$, $\chi = 4,443$.

Для понимания процессов, происходящих в такой резонансной системе, было проведено численное моделирование возбуждения колебания TEM_{01q}^* с помощью волны TEM коаксиального волновода, центральный проводник которого содержит разрыв. На рис. 8 показана электрическая компонента поля стоячей волны в резонаторе такого типа.

Резонатор образован сферическим зеркалом 1 и отрезком коаксиальной линии передачи 2 с центральным проводником 3. Радиус кривизны и апертура криволинейного отражателя равны 50 мм. Размеры коаксиального волновода выбирались из условия получения максимальной величины η на частоте $f=37,2ГГц$. Для фиксации центрального проводника предусмотрена диэлектрическая шайба 4 из фторопласта ($\epsilon' = 2,08$), толщина которой равна $\lambda/\sqrt{\epsilon'}$. Как видно из рисунка, в зазоре напряженность поля высокая с однородным распределением. С другой стороны, становится понятным появление дополнительного пятна поля в центре резонатора (см. рис. 7). Оно связано, как мы и предполагали, с переотражением распространяющегося в резонаторе волнового пучка от центрального проводника коаксиальной линии передачи.

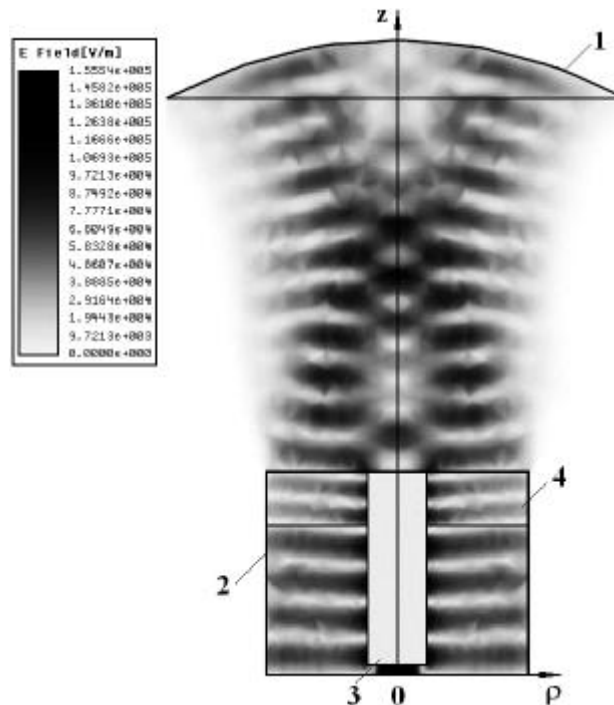


Рисунок 8 – Картина стоячей волны в исследуемом резонаторе

ВЫВОДЫ

Таким образом, предложенная открытая электродинамическая система, помимо высокой эффективности возбуждения рабочего колебания, обладает селективными свойствами, что является положительным фактором при разработке твердотельных генераторов.

При этом, учитывая размеры центрального проводника коаксиального волновода, в его разрыве можно разместить не один полупроводниковый диод, а целый ансамбль диодов. Изменяя величину зазора, в котором установлен диод (диоды), можно согласовывать низкоомный твердотельный генератор с высокоомным ОР. В то же время довольно просто решается задача теплоотвода. С учетом перечисленных положительных факторов такой резонансной системы нами был предложен твердотельный генератор миллиметрового диапазона длин волн с квазиоптической резонансной системой [8].

SUMMARY

OPEN RESONATOR WITH THE SEGMENT OF COAXIAL WAVEGUIDE

A.V. Arkhipov, I.K. Kuzmichev, A.Yu. Popkov

Institute of Radiophysics and Electronics NASU 12 acad. Proskura street, Kharkov, Ukraine, 61085

The hemispherical opened resonator (OR) with the segment of coaxial waveguide in the center of plane reflector is considered. Efficiency of excitation of basic TEM wave of such waveguide by TEM_{01q} oscillation of opened resonator is analyzed. As appeared, (order of) efficiency of excitation of TEM wave was achieved 88%. In addition, in the range of tuning 9 GHz in such open electrodynamic system only one oscillation is excited. On the ground of the conducted researches perspective of such resonance system for creation solid-states oscillators of millimeter wave-length range is demonstrated.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коцержинский Б.А., Мачусский Е.А., Першин Н.А., Тараненко В.П. Твердотельные генераторы с квазиоптическими резонансными системами (обзор) // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1987. – Т. 30, № 10. – С. 13 – 23.
2. Тараненко В.П., Коцержинский Б.А., Мачусский Е.А. Твердотельные генераторы СВЧ-колебаний миллиметрового диапазона радиоволн (обзор) // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1978. – Т. 21, № 10. – С. 4 – 23.
3. Когельник Х. Коэффициенты связи и коэффициенты преобразования волн в оптических системах // Квазиоптика / Пер. с англ. и нем. под ред. Б.З. Каценеленбаума и В.В. Шевченко. – М.: Мир, 1966. – С. 210 – 225.
4. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р., Смирнов В.П. Справочник по элементам волноводной техники. – М.: Сов. радио, 1967. – 652 с.
5. Хансен Р.К. Сканирующие антенные системы СВЧ: В 2-х т. / Пер. англ. под ред. Г.Е. Маркова и А.Ф. Чаплина. – М.: Сов. радио, 1966. – Т. 1. - 536 с.
6. Архипов А.В., Белоус О.И., Кузьмичев И.К., Тищенко А.С. Квазиоптическая резонансная система для твердотельного генератора // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, № 2. – С. 166 – 171.
7. Техника субмиллиметровых волн / Под ред. Р.А. Валитова. – М.: Сов. радио, 1969. – 480 с.
8. Патент на винахід № 76521, Україна, МПК⁷ Н 03 В 7/00. Генератор НВЧ / Архипов О.В., Білоус О.І., Кузьмичов І.К. // Промислова власність. – 2006. - № 8.

Архипов А.В., кандидат физ.-мат. наук;
Кузьмичев И.К., кандидат физ.-мат. наук;
Попков А.Ю., аспирант

Поступила в редакцию 28 ноября 2008 г.