

А. И. Горошко, В. К. Киселев, С. В. Мизрахи

**О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ НИЗШИХ ПОБОЧНЫХ ГИБРИДНЫХ МОД МНОГОМОДОВОГО ВОЛНОВОДА В ТЕРАГЕРЦЕВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ**

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: a\_goroshko@ire.kharkov.ua*

Представлены диаграммы направленности по полю для излучения из открытого конца полого диэлектрического волновода для спектра его собственных мод. При возбуждении в волноводе рабочей моды  $HE_{11}$  и на ряде волноводных неоднородностей возникают побочные гибридные моды. Показано, что их уровень можно определить по измерениям амплитуды поля, излученного из волновода, не прибегая к фазовым измерениям и перестройке частоты. Результаты анализа применимы к металлодиэлектрическому и гофрированному волноводам. Ил. 5. Библиогр.: 15 назв.

**Ключевые слова:** терагерцевый диапазон частот, полый диэлектрический волновод, уровень возбуждения гибридных мод.

В круглых многомодовых волноводах: полых диэлектрических (ПДВ), металлодиэлектрических (*dielectric-lined*) и гофрированных, – помимо поперечно электрических мод  $TE_{0m}$  и поперечно магнитных мод  $TM_{0m}$ , собственными являются также два набора гибридных мод  $HE_{nm}$  и  $EH_{nm}$ , которые одновременно содержат электрическую и магнитную продольные компоненты поля [1–4]. В указанных волноводах в качестве рабочей моды преимущественно используется линейно поляризованная гибридная мода  $HE_{11}$  [5–7]. Ниже обозначения гибридных мод соответствуют принятым в современной радиотехнической литературе. При этом аналитические выражения для компонентов поля гибридных мод мы используем из работы [1], где вектор  $\vec{E}$  линейно поляризованных мод расположен в вертикальной плоскости.

Вывод энергии из лазеров ТГц-диапазона, как правило, осуществляется через одномерную проволочную решетку, обеспечивающую линейную поляризацию поля на входе запитываемого волновода. Хотя уровень напряженности электрического поля лазера максимален на оси волновода [8], закон изменения напряженности поля вдоль радиуса не соответствует строго полю рабочей моды волновода. Аналогичная ситуация возникает при запитке волновода от генераторов с выводом энергии через прямоугольный волновод. Эта несогласованность полей приводит к тому, что при запитке волновода, а также на его неоднородностях типа разрывов, помимо рабочей моды  $HE_{11}$ , возбуждаются также линейно поляризованные побочные моды: гибридная мода  $HE_{12}$  и комбинированная гибридная мода  $HE_{-11+31}$  [1, 5]. На изгибах и при смещении оси волновода возбуждаются побочные моды в виде комбинации мод

$HE_{21} + TM_{01}$  и  $HE_{21} + TE_{01}$  [7]. Обычно конструкция самого волновода и соединительных волноводных узлов исключает возможность возникновения побочных мод заметного уровня. Небольшие плавные изгибы вызывают очень низкий уровень возбуждения побочных мод [1, 7]. При необходимости существенно изменить направление оси волновода используются угловые изломы с плоскими зеркалами. Это приводит к слабому возбуждению только побочных мод типа  $HE_{12}$  и  $HE_{-11+31}$ .

Наличие в волноводе побочных мод нежелательно, так как приводит к ошибкам в измерениях, искажениям диаграммы направленности излучения из волновода и т. п.

Проверить наличие в волноводе побочных  $TM_{0m}$ - и  $TE_{0m}$ -мод относительно легко. Достаточно с помощью наклоненной к оси волновода одномерной проволочной решетки, проволочки которой ортогональны вектору  $\vec{E}$  рабочей моды  $HE_{11}$ , вывести энергию этих мод из волновода и измерить ее. Поэтому более важный практический интерес представляет измерение уровня возбуждения побочных мод  $HE_{12}$  и  $HE_{-11+31}$ , поляризация которых совпадает с поляризацией рабочей моды.

Характер электрического поля в поперечном сечении волновода диаметром  $2a$  с радиальной координатой  $\rho$  для указанных мод иллюстрирует рис. 1.

Как правило, в рассматриваемых случаях эти три моды поляризованы в одной плоскости. Если побочные моды возникнут с ориентацией вектора  $\vec{E}$  в плоскости, ортогональной к плоскости поляризации рабочей моды, их легко устранить из волновода с помощью, например, одномерной проволочной решетки, проволочки которой параллельны вектору  $\vec{E}$  этих побочных мод.

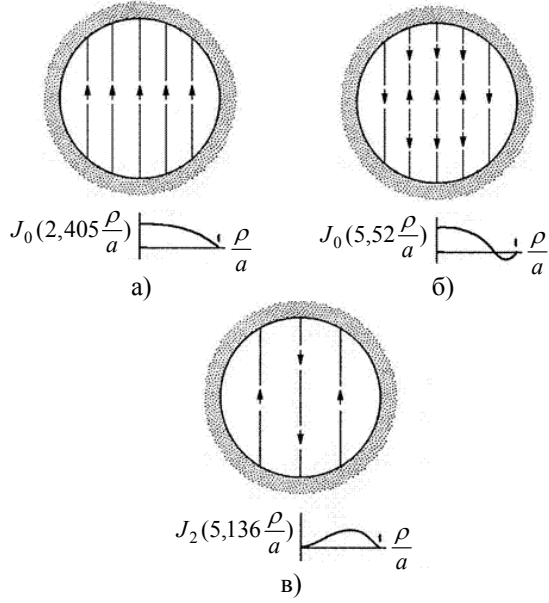


Рис. 1. Линии электрического поля основных гибридных мод  $HE_{11}$  (а),  $HE_{12}$  (б) и комбинированной гибридной моды  $HE_{-11+31}$  (в)

Измерению уровня побочных  $TE_{0m}$ -,  $TE_{1m}$ -,  $TM_{0m}$ -мод, возникающих в волноводах, посвящено много работ [например, 9, 10]. Результаты исследований гибридных побочных мод, основанных на регистрации излучения из среза волновода, перпендикулярного к его продольной оси, отражены в работах [7, 11]. Метод, предложенный в работе [11], является универсальным, однако он требует проведения амплитудно-фазовых измерений. Осуществлять фазовые измерения в ТГц-диапазоне в настоящее время затруднительно. Проведение измерений, аналогично [7], при небольшом отличии фазовых скоростей мод в многомодовом волноводе в ТГц-диапазоне частот, требует перестройки частоты генератора в очень широкой полосе частот. Это невозможно при использовании в качестве генератора лазера и ряда источников другого типа.

Проанализируем возможность измерения уровня возбуждения в указанных выше волноводах гибридных мод  $HE_{11}$ ,  $HE_{12}$ ,  $HE_{-11+31}$  при фиксированной частоте генератора по измерениям амплитуды поля в нескольких точках диаграммы излучения из среза волновода, перпендикулярного к его продольной оси.

Возможность измерения уровня мод в волноводе путем измерения диаграммы направленности излученного поля базируется на следующих свойствах семейства собственных мод волнопроводов. Однородные волноводы обладают дискретным спектром собственных мод. При одновременном распространении в волноводе без потерь нескольких собственных мод, в силу их взаимной ортогональности, электромагнитное поле каждой собственной моды распространяется независимо от полей других собственных мод.

В случае линии с диссипативными потерями справедливо соотношение: колеблющаяся мощность, переносимая суммой мод через поперечное сечение волновода, равна сумме колеблющихся мощностей, переносимых каждой модой в отдельности [12].

Произвольное поле в заданном сечении волновода всегда можно представить в виде разложения по собственным волноводным модам

$$\vec{E}'(\rho, \phi, z_0) = \sum_m a_{0m} \vec{E}'_{TE_{0m}} + \sum_m b_{0m} \vec{E}'_{TM_{0m}} + \sum_{n,m} c_{nm} \vec{E}'_{HE_{nm}} + \sum_{n,m} d_{nm} \vec{E}'_{EH_{nm}}, \quad (1)$$

где  $a_{0m} = A_{0m} e^{-i\varphi_{0m}^H}$ ,  $b_{0m} = B_{0m} e^{-i\varphi_{0m}^E}$ ,  $c_{nm} = C_{nm} e^{-i\varphi_{nm}^{HE}}$ ,

$d_{nm} = D_{nm} e^{-i\varphi_{nm}^{EH}}$ . При излучении из волновода отдельных мод (1) для соответствующих полей в дальней зоне сохранится взаимный фазовый сдвиг, имеющий место на апертуре, так как в свободном пространстве поля всех излученных мод волновода распространяются с одинаковой фазовой скоростью. Поэтому в силу линейности уравнений Максвелла для суммарного поля в дальней зоне  $\vec{E}(R, \theta, \xi)$  будет справедливо следующее разложение:

$$\vec{E}(R, \theta, \xi) = \sum_m a_{0m} \vec{E}_{TE_{0m}} + \sum_m b_{0m} \vec{E}_{TM_{0m}} + \sum_{n,m} c_{nm} \vec{E}_{HE_{nm}} + \sum_{n,m} d_{nm} \vec{E}_{EH_{nm}}, \quad (2)$$

где поля  $\vec{E}_{TE_{0m}}$ ,  $\vec{E}_{TM_{0m}}$ ,  $\vec{E}_{HE_{nm}}$ ,  $\vec{E}_{EH_{nm}}$  формируются излучением соответствующих мод. Следовательно, если поле в дальней зоне разложить по слагаемым (2), то коэффициенты  $A_{0m}$ ,  $B_{0m}$ ,  $C_{nm}$ ,  $D_{nm}$  будут соответствовать относительным уровням мод волновода в плоскости излучающей апертуры.

Определим поля в дальней зоне на примере квазиоптического ПДВ. Физическая природа квазиоптических волнопроводов предполагает значительные поперечные размеры по сравнению с длиной рабочей волны и слабую связь полей мод со стенкой ПДВ. Это приводит к пренебрежимо малым отражениям на открытом конце волновода и позволяет воспользоваться для расчетов излученного поля приближенными методами Гюйгенса-Кирхгофа. Для системы с несимметричными модами более рационально [13] пользоваться формулировкой принципа Гюйгенса, учитывающей разрыв поля на контуре излучающей поверхности [14]:

$$4\pi \vec{E}(R, \theta, \xi) = \frac{1}{i\omega\epsilon} \oint \nabla \psi \times \vec{H}' d\vec{s} + \oint \psi \vec{E}' \times d\vec{s} - \int \left[ \vec{E}' \frac{d\psi}{dn} - \psi \frac{d\vec{E}'}{dn} \right] da, \quad (3)$$

где  $\vec{E}', \vec{H}'$  – электрическое и магнитное поле на излучающей поверхности;  $\psi = e^{-ikr}/r$ ;  $k = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0} = 2\pi/\lambda$  – постоянная распространения в свободном пространстве;  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве;  $\vec{n}$  – единичная нормаль к плоскости излучающей апертуры.

Обозначения координат приведены на рис. 2.

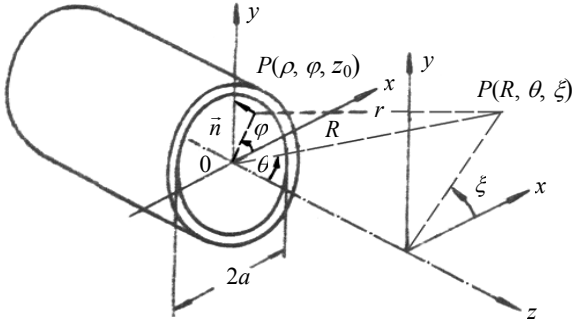


Рис. 2. Координаты полей в волноводе и в дальней зоне

Для поля в дальней зоне при круглой апертуре ПДВ выполняются соотношения  $r \gg \rho$  и  $r \gg 1/k$ , поэтому используем обычные приближения, заменяя  $r$  в фазовом множителе выражением  $r \approx R - \rho \sin \theta \cos(\phi - \xi)$ , а в амплитудном  $r \approx R$ .

Выражения для полей мод волновода в работе [1] получены в приближении  $ka \gg |\nu|u_{nm}$ . Здесь  $\nu = \sqrt{\varepsilon/\varepsilon_0}$  – комплексный коэффициент преломления материала стенки волновода;  $u_{nm}$  –  $m$ -й корень уравнения  $J_{n-1}(u_{nm}) = 0$ ;  $|(\beta/k) - 1| \ll 1$ ;  $J_{n-1}$  – функция Бесселя;  $\beta$  – постоянная распространения моды вдоль оси волновода. Временная зависимость принята равной  $e^{i\omega t}$ .

Используя соотношения  $\nabla \psi = i_R ik \psi$ ;  $\vec{d}s = -i_\phi a d\phi$ ;  $\vec{H} d\vec{s} = -H \phi a d\phi$ ;  $\vec{E}' \times \vec{d}s = -i_z E_\rho a d\phi$ ;  $d\psi/dn = -ik \cos \phi \psi$ ;  $d\vec{E}'/dn = i\beta \vec{E}'$ , получим следующие выражения для полей в дальней зоне в сферической системе координат:

• Поперечные электрические моды  $TE_{0m}$  ( $n = 0$ ):

$$E_\xi = -\frac{a^2 u_{0m} J_0(u_{0m})}{2} \frac{J_1(ka \sin \theta)}{(ka \sin \theta)^2 - u_{0m}^2} \times (k \cos \theta + \beta) \frac{e^{-ikR}}{R};$$

$$E_R = E_\theta = 0.$$

• Поперечные магнитные моды  $TM_{0m}$  ( $n = 0$ ):

$$E_\theta = -\frac{a^2 u_{0m} J_0(u_{0m})}{2} \frac{J_1(ka \sin \theta)}{(ka \sin \theta)^2 - u_{0m}^2} \times (k \cos \theta + \beta)(\cos \theta + \sin^2 \theta) \frac{e^{-ikR}}{R};$$

$$E_R = E_\xi = 0.$$

• Гибридные моды  $HE_{nm}$  ( $n \neq 0$ ):

$$E_\theta = -i^n \frac{a^2 u_{nm} J_n(u_{nm})}{2} \times \left[ \frac{J_{n-1}(ka \sin \theta)}{(ka \sin \theta)^2 - u_{nm}^2} \times (k \cos \theta + \beta)(\cos \theta + \sin^2 \theta) - i \frac{\sqrt{v^2 - 1}}{2ka} \frac{J_n(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} (k + \beta \cos \theta) \right] \times \sin(n\xi) \frac{e^{-ikR}}{R};$$

$$E_\xi = -i^n \frac{a^2 u_{nm} J_n(u_{nm})}{2} \times \left[ \frac{J_{n-1}(ka \sin \theta)}{(ka \sin \theta)^2 - u_{nm}^2} + i \frac{\sqrt{v^2 - 1}}{2nka} \times \left( n \frac{J_n(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} + u_{nm}^2 \frac{J_{n-1}(ka \sin \theta)}{(ka \sin \theta)^2 - u_{nm}^2} \right) \right] \times (k \cos \theta + \beta) \cos n\xi \frac{e^{-ikR}}{R};$$

$$E_R = 0.$$

Знание полей для мод  $TE_{0m}$  и  $TM_{0m}$  может быть полезным при оценке возможного искажения поля при изгибе волновода.

Моды  $EH_{nm}$  обладают повышенной самофильтрацией в волноводе по сравнению с модами  $HE_{nm}$ , и их можно не учитывать. Но при желании возможно получить выражения для полей в дальней зоне и для этих мод, если учесть [15], что для них поле в волноводе описывается не функциями Бесселя  $J_{n-1}(u)$ , как у мод  $HE_{nm}$ , а функциями Бесселя  $J_{n+1}(u)$ .

Нулевые значения амплитуды электрического поля волноводных мод располагаются на окружностях в зависимости от значения параметра  $ka \sin \theta$  в точках:

- для мод  $TE_{0m}$  и  $TM_{0m}$  при  $ka \sin \theta = u_{0l}$ , где  $u_{0l}$  –  $l$ -й корень уравнения  $J_1(u_{0l}) = 0$  при  $l \neq m$ ;
- для гибридных мод  $HE_{nm}$  при  $ka \sin \theta = u_{nl}$ , где  $u_{nl}$  –  $l$ -й корень уравнения  $J_{n-1}(u_{nl}) = 0$  при  $l \neq m$ ;

– для гибридных мод  $EH_{nm}$  при  $ka \sin \theta = u_{nl}$ , где  $u_{nl}$  –  $l$ -й корень уравнения  $J_{n+1}(u_{nl}) = 0$  при  $l \neq m$ .

Максимумы амплитуды электрического поля в первом приближении совпадают с максимумами выражений:

– для мод  $TE_{0m}$  и  $TM_{0m}$

$$F_{TE_{0m}, TM_{0m}}(\theta) = \frac{J_1(ka \sin \theta)}{(ka \sin \theta)^2 - u_{0m}^2}; \quad (7)$$

– для мод  $HE_{nm}$

$$F_{HE_{nm}}(\theta) = \frac{J_{n-1}(ka \sin \theta)}{(ka \sin \theta)^2 - u_{nm}^2}; \quad (8)$$

– для мод  $EH_{nm}$

$$F_{EH_{nm}}(\theta) = \frac{J_{n+1}(ka \sin \theta)}{(ka \sin \theta)^2 - u_{nm}^2}. \quad (9)$$

На рис. 3 представлены расчетные нормированные диаграммы направленности по полю для мод  $HE_{11}$ ,  $HE_{12}$  и  $HE_{-11+31}$  в горизонтальной плоскости ( $\xi = 0$ ).

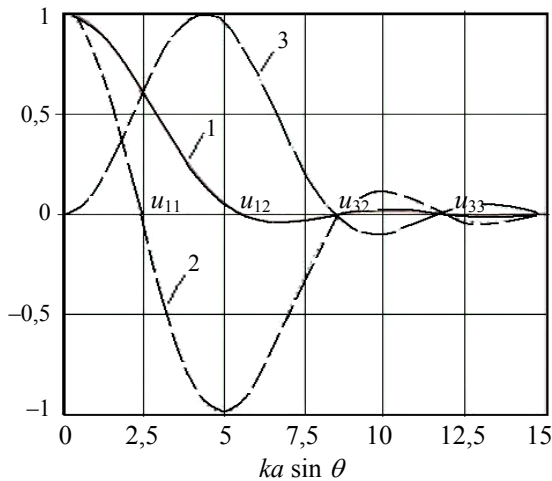


Рис. 3. Нормированные диаграммы направленности по полю в горизонтальной плоскости ( $\xi = 0$ ): 1 – рабочей моды  $HE_{11}$ ; побочных мод волновода 2 –  $HE_{12}$ ; 3 –  $HE_{-11+31}$

На рис. 4 и 5 представлены расчетные нормированные диаграммы по полю для мод  $HE_{11}$ ,  $HE_{12}$  и  $HE_{-11+31}$  при  $\xi = 45^\circ, 90^\circ$  (вертикальная плоскость) соответственно.

При  $\xi = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$  диаграмма направленности моды  $HE_{-11+31}$  равна нулю (напряженность электрического поля пропорциональна  $\cos 2\xi$ ).

Электрическое поле в диаграммах гибридных мод  $HE_{11}, HE_{12}$  при  $\xi = 0, 45^\circ, 90^\circ$  и значениях  $ka \sin \theta = 0 \div u_{11}$  синфазно. В диаграмме моды  $HE_{-11+31}$  при  $ka \sin \theta = 0 \div u_{32}$  при  $\xi = 0$  и  $90^\circ$

электрическое поле противофазно, а при  $\xi = 45^\circ$  оно обращается в нуль.

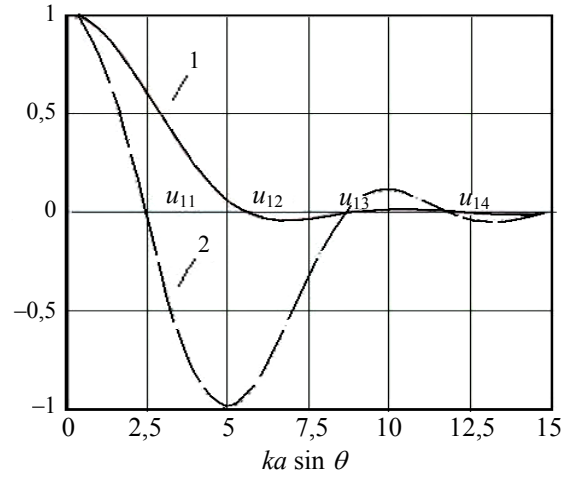


Рис. 4. Нормированные диаграммы направленности по полю при  $\xi = 45^\circ$  для мод: 1 –  $HE_{11}$ ; 2 –  $HE_{12}$

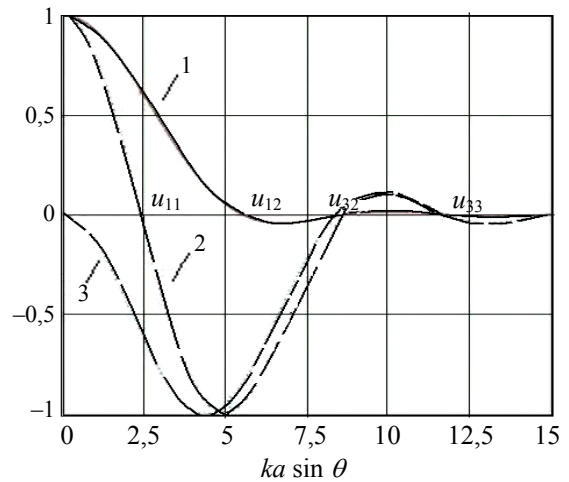


Рис. 5. Нормированные диаграммы направленности по полю в вертикальной плоскости ( $\xi = 90^\circ$ ): 1 – рабочей моды  $HE_{11}$ ; побочных мод волновода 2 –  $HE_{12}$ ; 3 –  $HE_{-11+31}$

Следовательно, в диаграмме излучения из волновода можно наблюдать следующее:

– в точке  $G_1$  с координатами  $ka \sin \theta = u_{11}$ ,  $\xi = 45^\circ$  присутствует только электрическое поле моды  $HE_{11}$  (поле мод  $HE_{12}$  и  $HE_{-11+31}$  равно нулю);

– в точке  $G_2$  с координатами  $ka \sin \theta = u_{12}$ ,  $\xi = 45^\circ$  присутствует только электрическое поле моды  $HE_{12}$  (поле мод  $HE_{11}$  и  $HE_{-11+31}$  равно нулю);

– в точке  $G_3$  с координатами  $ka \sin \theta = u_{11}$ ,  $\xi = 0$  присутствуют электрические поля мод  $HE_{11}$  и  $HE_{-11+31}$  (поле моды  $HE_{12}$  равно нулю);

– в точке  $G_4$  с координатами  $ka \sin \theta = u_{12}$ ,  $\xi = 0$  присутствуют электрические поля мод  $HE_{12}$  и  $HE_{-11+31}$  (поле моды  $HE_{11}$  равно нулю).

При измерениях полей в точках  $G_3$  или  $G_4$  нас будут интересовать только максимальное и минимальное значения суммарного поля, позволяющие определить поле моды  $HE_{-11+31}$ . Чтобы найти эти значения, следует изменять длину пути модов в волноводе, добиваясь синфазного и противофазного значений полей мод  $HE_{11}$  и  $HE_{-11+31}$  (точка  $G_3$ ) или  $HE_{12}$  и  $HE_{-11+31}$  (точка  $G_4$ ) в плоскости излучающей апертуры. Для волновода диаметром  $2a = 20$  мм при длине волны  $\lambda = 337$  мкм различие фазовых скоростей мод в волноводе обеспечивает переход от синфазного до противофазного сложения полей на длине волновода около 1,6 м.

В случае работы с изогнутыми волноводами при рабочей моде  $HE_{11}$  может возникнуть комбинация моды  $HE_{21}$  с  $TE_{01}$  (при изгибе в  $H$ -плоскости) либо с  $TM_{01}$  (при изгибе в  $E$ -плоскости). При излучении из волновода эти побочные моды совместно с рабочей модой  $HE_{11}$  формируют несимметричную диаграмму направленности в плоскости изгиба. Максимальное значение асимметрии диаграммы несет информацию об уровне указанных побочных мод.

**Выводы.** Проведенный анализ диаграмм направленности излучения собственных мод из открытого конца ПДВ выявил возможность определения уровня возбуждения побочных гибридных мод, возникающих при возбуждении в волноводе рабочей моды  $HE_{11}$  и на неоднородностях волновода. Он основан на измерениях амплитуды поля в диаграмме направленности без изменения частоты. Результаты проведенного анализа применимы к металлодиэлектрическому и гофрированному волноводам.

1. *Marcatili E. A.* Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers / E. A. Marcatili, R. A. Schmelzter // Bell System Technical J. – 1964. – 43, N 4. – P. 1783–1809.
2. *Казанцев Ю. Н.* Круглые волноводы класса «Полый диэлектрический канал» / Ю. Н. Казанцев, О. А. Харлашкин // Радиотехника и электрон. – 1984. – 29, № 8. – С. 1441–1450.
3. *Carlin J. W.* Normal modes in overmodes dielectric-lined circular waveguide / J. W. Carlin, P. D. Agostino // Bell System Technical J. – 1973. – 52, N 4. – P. 453–486.
4. *Clarricoats P. J. B.* Attenuation in corrugated circular waveguides. Part1-Theory / P. J. B. Clarricoats, A. D. Olver, S. L. Chong // Proc. IEE. – 1975. – 122, N 11. – P. 1173–1179.
5. *Горошко А. И.* Исследование полого диэлектрического лучевода миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / А. И. Горошко, Е. М. Кулешов // Радиотехника: науч.-техн. сб. / Харьков. гос. ун-т. – X., 1972. – Вып. 21. – С. 215–219.

6. *Very High Power mm-Wave Components in Oversized Waveguides* / M. Thumm, V. Erckmann, W. Kasperek et al. // Microwave J. – 1986. – 29, N 11. – P. 103–121.
7. *Clarricoats P. J. B.* Radiation method for the measurement of mode conversion levels / P. J. B. Clarricoats, A. D. Olver, C. G. Parini // Electronics Letters. – 1974. – 10, N 25/26. – P. 525–526.
8. *Техника субмиллиметровых волн* / Р. А. Валитов, С. Ф. Дюбко, В. В. Камышан и др. – М.: Сов. радио, 1969. – 480 с.
9. *Klinger Y.* The measurement of spurious modes in overmoded waveguides / Y. Klinger // Proc. IEE. – 1959. – 106B, suppl. 13. – P. 89–93.
10. *Пангонис Л. И.* Анализ типов волн по излучению из волноводов с наклонной апертурой / Л. И. Пангонис, М. В. Персиков // Радиотехника и электрон. – 1971. – № 12. – С. 2300–2302.
11. *Muller K. E.* Über den Nachweis höherer Schwingungsformen in Hohlleitern mit Hilfe des Strahlungsfeldes / K. E. Muller // Nachrichtentechnik. – 1962. – 12, N 1. – P. 18–26.
12. *Вайнштейн Л. А.* Электромагнитные волны / Л. А. Вайнштейн. – М.: Сов. радио, 1957. – 582 с.
13. *Вайнштейн Л. А.* Теория дифракции и метод факторизации / Л. А. Вайнштейн. – М.: Сов. радио, 1966. – 431 с.
14. *Chu L. J.* Calculation of the radiation properties of hollow pipes and horns / L. J. Chu // J. Appl. Phys. – 1940. – N 11. – P. 603–610.
15. *Snitzer E.* Cylindrical dielectric waveguide modes / E. Snitzer // J. Optical Soc. of America. – 1961. – 51, N 5. – P. 491–498.

A. I. Goroshko, V. K. Kiseliov, S. V. Mizrakhly

#### THE MEASUREMENT POSSIBILITY OF LOW SIDE HYBRID MODES IN THE THZ MULTIMODE WAVEGUIDE

The electromagnetic patterns for radiation from open end of hollow dielectric waveguide in the self mode spectrum are presented. The hybrid side modes are arisen by waveguide inhomogeneities and when the  $HE_{11}$  mode is excited. This level can be determined without phase measurements and frequency tuning by the amplitude measuring of the field radiation from waveguide. The analysis is applicable for dielectric-lined and corrugated waveguides.

**Key words:** THz range, hollow dielectric waveguide, hybrid-mode excitation level.

A. I. Горошко, В. К. Кисельов, С. В. Мізрахі

#### ПРО МОЖЛИВІСТЬ ВИМІРЮВАННЯ НИЖЧИХ ПОБІЧНИХ ГІБРИДНИХ МОД БАГАТОМОДОВОГО ХВИЛЕВОДУ В ТЕРАГЕРЦОВОМУ ДІАПАЗОНІ ЧАСТОТ

Наведено діаграми спрямованості по полю для випромінювання з відкритого кінця порожнистого діелектричного хвилеводу для спектра його власних мод. При збудженні в хвилеводі робочої моди  $HE_{11}$  та на ряді хвилеводних неоднорідностей виникають побічні гібридні моди. Показано, що їх рівень можна визначити за вимірюванням амплітуди поля, випроміненого з хвилеводу, не вдаючись до фазових вимірювань і перестроювання частоти. Результати аналізу придатні до металодіелектричного та гофрованого хвилеводів.

**Ключові слова:** терагерцовий діапазон частот, порожнистий діелектричний хвилевід, рівень збудження гібридних мод.

Рукопись поступила 17.06.11 г.