

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ДЛИННОЙ ЩЕЛЬЮ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ В УЗКОЙ СТЕНКЕ МНОГОМОДОВОГО ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Введение

При практической реализации высоких технических характеристик радиотехнических комплексов, решении задач электромагнитной совместимости целесообразным является применение многофункциональных многочастотных излучающих структур. В случае волноводно-щелевых излучателей бегущей волны представляет интерес реализация многочастотной антенны на основе электрически длинной щели в узкой стенке многомодового прямоугольного волновода, возбуждаемого несколькими волноводными модами типа H_{m0} на разных частотах. Но, в отличие от щелевого излучателя в широкой стенке волновода, электродинамические характеристики которого можно оптимизировать путем смещения щели к середине волновода с одновременным увеличением ее ширины [1], для щели в узкой стенке получить такой результат невозможно [2, 3]. Улучшить характеристики направленности таких щелевых излучателей (уменьшить уровень боковых лепестков диаграммы направленности (ДН), увеличить коэффициенты направленного действия (КНД) и усиления (КУ)) можно за счет увеличения толщины стенки волновода [4], реализации спадающего к краям щели амплитудного распределения поля при определенных соотношениях между длиной щели и длинами волн в свободном пространстве и в волноводе [1, 2], а также при использовании диэлектриков в полости щели [2].

Постановка задачи и решение

Рассмотрим продольную щель длиной l и шириной d ($L \gg d$, $d < \lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве), которая прорезана в узкой стенке конечной толщины h прямоугольного волновода с размерами поперечного сечения $a \times b$. Полость щели заполнена диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon^v = \epsilon^v(1 - i \operatorname{tg} \delta^v)$ (рис. 1). Волноводно-щелевой излучатель возбуждается волной типа H_{m0} ($m=1, 2, 3 \dots$).

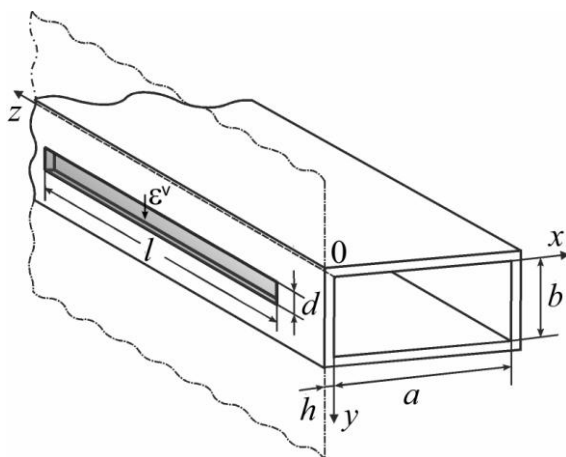


Рис. 1

Учет толщины стенки волновода сводится к решению задачи о связи трех электродинамических объемов: полости волновода (индекс “in”), полости щели (индекс “v”) и внешнего объема (индекс “ext”), который в нашем случае представляет собой полупространство над бесконечной идеально проводящей плоскостью. Из условий непрерывности тангенциальных

составляющих магнитного поля на поверхностях щели ζ_1 (волновод – щель) и ζ_2 (щель – внешнее полупространство) получаем систему функциональных уравнений для определения касательных составляющих электрических полей \vec{e}_{ζ_1} и \vec{e}_{ζ_2} на поверхностях этих щелей:

$$\begin{aligned} \text{на } \zeta_1: \quad & \vec{H}_\tau^{in}(\vec{e}_{\zeta_1}) + \vec{H}_{0\tau}^{(\mu)} = \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\zeta_1}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\zeta_2}), \\ \text{на } \zeta_2: \quad & \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\zeta_1}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\zeta_2}) = \vec{H}_\tau^{ext}(\vec{e}_{\zeta_2}), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\vec{H}_\tau^{in}(\vec{e}_{\zeta_1})$, $\vec{H}_\tau^{ext}(\vec{e}_{\zeta_2})$, $\vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\zeta_1})$, $\vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{\zeta_2})$ – тангенциальные составляющие магнитного поля, возбуждаемого электрическими полями \vec{e}_{ζ_1} и \vec{e}_{ζ_2} на соответствующих поверхностях щелей в объемах “in”, “ext”, и “v”, $\vec{H}_{0\tau}^{(\mu)}$ – магнитное поле волны во внутренней области, возбуждающее щель (“ μ ” – обобщенный индекс, обозначающий тип волны).

Для решения задачи определения тангенциальных составляющих электрического поля на поверхностях щели был применен метод Галеркина с использованием ограниченного количества тригонометрических базисных функций полной области. Электрическое поле на поверхностях ζ_1 и ζ_2 представлено в виде линейной комбинации координатных базисных функций \vec{e}_{q1} и \vec{e}_{q2} :

$$\vec{e}_{\zeta_1} = \sum_{q=1}^Q V_{q1} \vec{e}_{q1}, \quad \vec{e}_{\zeta_2} = \sum_{q=1}^Q V_{q2} \vec{e}_{q2}. \quad (2)$$

Так как $L \gg d$ и $d < \lambda$, то можно считать, что электрическое поле направлено поперек щели и постоянно в этом направлении. Тогда векторные функции \vec{e}_{q1} и \vec{e}_{q2} имеют вид

$$\vec{e}_{q1} = \vec{e}_{q2} = \vec{y}^0 \frac{1}{d} \sin \frac{q\pi}{l} z, \quad (3)$$

где \vec{y}^0 – орт вдоль оси $\{0y\}$.

Количество и номера собственных функций щели выбираются исходя из соотношений между длиной щели и длинами волн в свободном полупространстве и в волноводе [2]. Задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно искомого коэффициентов в разложении электрического поля на щели V_{q1} и V_{q2} :

$$\begin{cases} \sum_{q=1}^Q V_{q1} (Y_{pq,11}^{in} + Y_{pq,11}^v) + \sum_{q=1}^Q V_{q2} Y_{pq,12}^v = F_{p1}^{(\mu)}, \quad p = 1, 2, \dots, Q \\ \sum_{q=1}^Q V_{q1} Y_{pq,21}^v + \sum_{q=1}^Q V_{q2} (Y_{pq,22}^v + Y_{pq,22}^{ext}) = 0, \quad p = 1, 2, \dots, Q \end{cases} \quad (4)$$

Матричные элементы СЛАУ – частичные проводимости щели $Y_{pq,mm}^{in,v,ext}$ ($m = 1, 2$, $n = 1, 2$) определяются следующим образом:

$$Y_{pq,mm}^{in,v,ext} = \int_{\zeta_m} \left[\vec{e}_{pm}, \vec{H}^{in,v,ext}(\vec{e}_{qn}) \right] \vec{n}^{in,v,ext} d\zeta, \quad (5)$$

где $\vec{n}^{in,v,ext}$ – орты нормалей к поверхностям интегрирования, обращенные внутрь соответствующих областей.

Так как векторы \vec{e}_{q1} и \vec{e}_{q2} направлены поперек щели, в выражении для проводимостей (5) будет присутствовать только проекция вектора магнитного поля на ось щели $H_z^{in,v,ext}$. Это поле в каждом из объемов может быть определено с помощью магнитных тензорных функций Грина $\widehat{G}_m^{in,v,ext}(\vec{r}, \vec{r}')$ [5] для векторного потенциала [6]:

$$H_z^{in,v,ext}(\vec{e}_{qn}) = \frac{\vec{z}^0}{4\pi i \omega \mu_a} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \int_{\zeta_n} \left[\vec{e}_{qn}, \vec{n}^{in,v,ext} \right] \widehat{G}_m^{in,v,ext}(\vec{r}, \vec{r}') d\zeta,$$

где \vec{z}^0 – орт вдоль оси $\{0z\}$.

Правая часть системы уравнений (4) сформирована парциальными магнитодвижущими силами [6]:

$$F_{p1}^{(\mu)} = \int_{\zeta_1} \left[\vec{e}_{p1} \vec{H}_{0\tau}^{(\mu)} \right] \vec{n}^{ext} d\zeta.$$

Решение системы уравнений (4) позволяет определить поля \vec{e}_{ζ_1} и \vec{e}_{ζ_2} , а следовательно, и электродинамические характеристики щелевого излучателя: коэффициенты излучения и отражения, диаграмму направленности, коэффициент направленного действия, коэффициент усиления.

В предположении, что волновод возбуждается волной единичной мощности, коэффициент излучения можно найти следующим образом:

$$|S_\Sigma|^2 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \sum_{p=1}^Q \sum_{q=1}^Q V_{p2} V_{q2}^* Y_{pq,22}^{ext},$$

где V_{q2}^* – комплексно сопряженная величина.

Диаграмма направленности электрически длинной щели в плоскости вектора \vec{H} с учетом (2), (3) определяется выражением

$$F_H(\theta) = \sin \theta \sum_{q=1}^Q V_{q2} \frac{q\pi l \left(1 - (-1)^q e^{ikl \cos \theta} \right)}{(q\pi)^2 - (kl \cos \theta)^2},$$

где угол θ отсчитывается от продольной оси щели.

Коэффициент усиления волноводно-щелевого излучателя можно определить по формуле $G = D\eta = D |S_\Sigma|^2$, где D – коэффициент направленного действия, η – коэффициент полезного действия, который в случае пренебрежения потерями в стенках волновода совпадает с коэффициентом излучения.

Численные результаты

Как показали исследования, при заполнении полости электрически длинной щели ($L > (20 \div 30)\lambda$) диэлектриком с небольшим значением диэлектрической проницаемости $\varepsilon^v \approx 1,2 \div 2,5$ можно значительно понизить уровень боковых лепестков ДН, увеличить КНД и КУ излучателя при возбуждении как основным типом волны, так и высшими модами.

Наличие диэлектрика в полости щели приводит к уменьшению осцилляций в амплитудном распределении поля вдоль щели и, как следствие – к улучшению характеристик направленности.

В качестве примера рассмотрим щель с размерами $l = 1280$ мм, $d = 1$ мм и $h = 1$ мм, прорезанную в середине узкой стенки прямоугольного волновода сечением $a \times b = 23 \times 5$ мм² при возбуждении волной типа H_{10} с длиной волны в свободном пространстве $\lambda = 32,0$ мм, волной типа H_{20} с $\lambda = 17,1$ мм и волной типа H_{30} с $\lambda = 11,56$ мм. Длины волн выбраны таким образом, чтобы главные лепестки диаграмм направленности щелевого излучателя на данных длинах волн имели одинаковое направление. Графики на рис. 2 иллюстрируют влияние диэлектрика в полости щели на энергетические и направленные свойства щели.

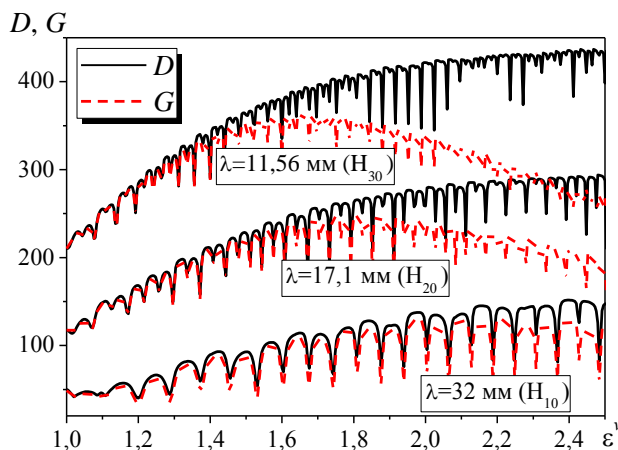


Рис. 2

Как видно из рис. 2, благодаря заполнению полости щели диэлектриком можно значительно увеличить КНД и КУ излучателя (по сравнению со случаем $\epsilon^{\nu} = 1$) при возбуждении как основным типом волны, так и высшими типами волн. С возрастанием значения диэлектрической проницаемости диэлектрика ϵ^{ν} КНД в среднем увеличивается, стремясь к значению, определяемому как $4l/\lambda$, а КУ при некоторой величине ϵ^{ν} , зависящей от электрической длины щели, достигает максимального значения и при дальнейшем росте ϵ^{ν} уменьшается, что связано с уменьшением коэффициента излучения щели.

Значения коэффициентов излучения $|S_{\Sigma}|^2$, коэффициентов направленного действия D и усиления G щели, полость которой заполнена диэлектриком с параметрами $\epsilon^{\nu} = 2,1$, $\text{tg } \delta^{\nu} = 10^{-4}$ приведены в таблице, где также представлены значения соответствующих параметров для полый щели ($\epsilon^{\nu} = 1$).

Тип волны	$\lambda, \text{ мм}$	$\frac{l}{\lambda}$	$ S_{\Sigma} ^2$		D		G	
			$\epsilon^{\nu} = 2,1$	$\epsilon^{\nu} = 1$	$\epsilon^{\nu} = 2,1$	$\epsilon^{\nu} = 1$	$\epsilon^{\nu} = 2,1$	$\epsilon^{\nu} = 1$
H_{10}	32,0	40	0,94	0,97	135,8	50,3	128,0	48,7
H_{20}	17,1	74,9	0,82	0,98	279,6	117,7	229,8	117,3
H_{30}	11,56	110,7	0,76	0,99	425,2	210,1	324,4	210,0

Диаграммы направленности щели, заполненной диэлектриком, при возбуждении волнами H_{10} , H_{20} и H_{30} представлены на рис. 3. Введением диэлектрика в полость щели удается уменьшить уровни боковых лепестков и ширину главного лепестка диаграмм направленности. Для сравнения на рисунке приведены ДН полый щели с такими же размерами. Они имеют гораздо более высокие уровни боковых лепестков и более широкие главные максимумы.

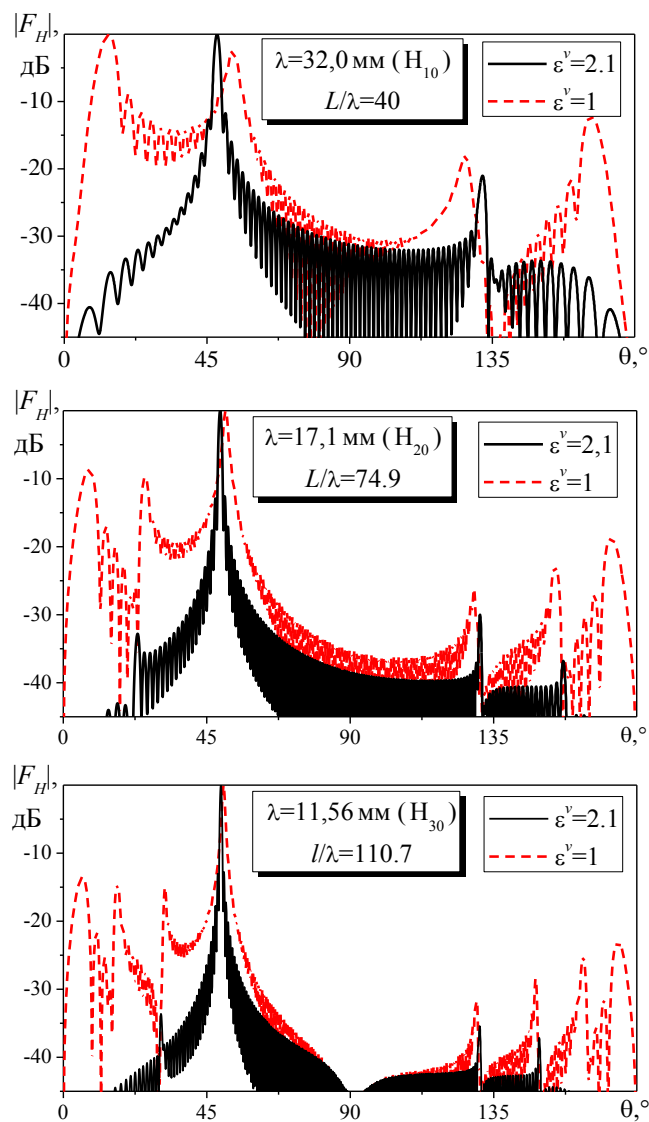


Рис. 3

Таким образом, заполнение полости электрически длинной щели диэлектриком позволяет увеличить коэффициент направленного действия и коэффициент усиления излучателя, прорезанного в узкой стенке прямоугольного волновода, возбуждаемого основным и высшими типами волн. Это дает возможность реализовать на основе такой щели многочастотный излучатель при возбуждении волновода несколькими типами волн на разных частотах.

Список литературы: 1. Катрич, В.А., Лященко, В.А., Бердник, С.Л. Электрически длинные волноводно-щелевые антенны с оптимальными излучающими и направленными характеристиками // Известия вузов. Радиоэлектроника. – 2003. – №2. С.51 – 60. 2. Катрич, В.А., Лященко, В.А., Бердник, С.Л., Пишеничная, С.В. Оптимизация характеристик излучения электрически длинных продольных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – №4. – С.439-447. 3. Волтер, К.Х. Антенны бегущей волны. – М. : Энергия, 1970. – 447 с. 4. Lampariello, P., Frezza, F., Shigesawa, H., Tsuji, M., Oliner A.A. Versatile Leaky-Wave Antenna Based On Stub-Loaded Rectangular Waveguide // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1998. – Vol. 46, No. 7. – P. 1032 – 1055. 5. Nesterenko, M.V., Katrich, V.A., Penkin, Y.M., Berdник, S.L. Analytical and Hybrid Methods in the Theory of Slot-Hole Coupling of Electrodynamical Volumes. – New York: Springer Science+Business Media, 2008. – 146 p. 6. Фельд, Я.Н., Бененсон, С.Л. Антенно-фидерные устройства. – М. : Изд-во ВВИА им. Жуковского, 1959. – Ч. 2. – 551 с.

Харьковский национальный университет
имени В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 20.09.2012