

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ АЗИМУТАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА НА ЗАТУХАНИЕ МОД В ПОЛЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ И МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

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

Методом возмущений проведен анализ влияния азимутальной неоднородности диэлектрика на затухание направляемых мод полого диэлектрического волновода. Проведена оценка влияния таких неоднородностей на затухание мод металлодиэлектрического волновода при малом затухании рабочей моды HE_{11} . Показано, что затухание мод в обоих волноводах не критично к небольшим неоднородностям. Линейно поляризованная мода HE_{11} в обоих волноводах более чувствительна к изменению диэлектрической проницаемости в плоскости поляризации вектора \vec{E} . Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

Ключевые слова: полый диэлектрический волновод, металлодиэлектрический волновод, метод возмущений, неоднородность диэлектрика.

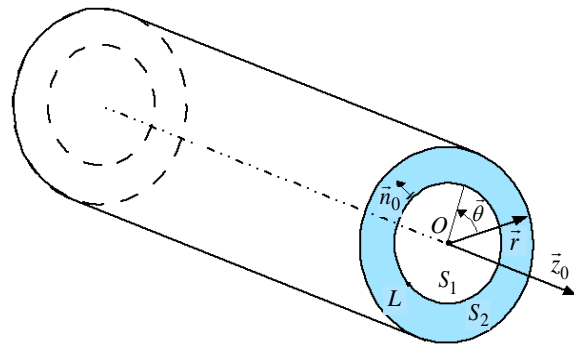
При создании СВЧ-устройств и элементов тракта на основе волноводов с диэлектриком необходимо знание насколько свойства волновода критичны к неоднородностям параметров диэлектрика.

Рассмотрим круглый полый диэлектрический волновод (ПДВ) радиуса a с бесконечной толщиной стенки [1], представленный на рисунке. Комплексная диэлектрическая проницаемость стенки $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ зависит от азимутальной координаты: $\varepsilon = \varepsilon(\theta)$ при $r \geq a$ и $\varepsilon = 1$ при $r < a$. Рассмотрим случай слабой зависимости исходной диэлектрической проницаемости от угловой координаты: $\varepsilon = \varepsilon_0 + \delta\varepsilon(\theta)$, где $\delta\varepsilon(\theta)/\varepsilon_0 \ll 1$. В связи с тем что характер полей направляемых мод волновода при малых изменениях ε диэлектрика изменяется незначительно, при нахождении постоянной распространения γ можно воспользоваться методом возмущений [2]. Используя основные квадратичные леммы для комплексных амплитуд [2], в нашем случае (μ – константа, $r \rightarrow \infty$) можно записать

$$\text{div}_{\perp}(\vec{E} \times \vec{H}_0^* + \vec{E}_0^* \times \vec{H}) + \frac{i}{c}(\omega \vec{E}_0^* \varepsilon \vec{E} - \omega_0 \varepsilon_0 \vec{E}_0^* \vec{E}) = 0 \quad \text{при } r \geq a, \quad (1)$$

$$\text{div}_{\perp}(\vec{E} \times \vec{H}_0^* + \vec{E}_0^* \times \vec{H}) = 0 \quad \text{при } r < a,$$

где div_{\perp} – двумерная дивергенция в плоскости поперечного сечения волновода, а индексом \perp обозначены поперечные (перпендикулярные к оси волновода \vec{z}_0) составляющие векторов; \vec{E}_0, \vec{H}_0 – собственные поля невозмущенного волновода $\delta\varepsilon(\theta) = 0$; \vec{E}, \vec{H} – поля при $\delta\varepsilon(\theta) \neq 0$; ω, ω_0 – частота колебаний в соответствующей среде; \vec{H}_0^*, \vec{E}_0^* – комплексно-сопряженные значения; c – скорость света в свободном пространстве.



Геометрия волновода

Воспользовавшись двумерной теоремой Гаусса-Остроградского [3], получим следующие интегральные выражения для полей:

$$\int_L (\vec{E} \times \vec{H}_0^* + \vec{E}_0^* \times \vec{H}) \vec{n}_0 dL - i(\gamma - \gamma_0) \int_{S_1} (\vec{E}_{\perp} \times \vec{H}_{0\perp}^* + \vec{E}_{0\perp}^* \times \vec{H}_{\perp}) \vec{z}_0 ds = 0 \quad (2)$$

при $r < a$;

$$\begin{aligned} & - \int_L (\vec{E} \times \vec{H}_0^* + \vec{E}_0^* \times \vec{H}) \vec{n}_0 dL - \\ & - i(\gamma - \gamma_0) \int_{S_2} (\vec{E}_{\perp} \times \vec{H}_{0\perp}^* + \vec{E}_{0\perp}^* \times \vec{H}_{\perp}) \vec{z}_0 ds = \\ & = -ik \int_{S_2} (\varepsilon - \varepsilon_0) \vec{E} \vec{E}_0^* ds \end{aligned} \quad (3)$$

при $r \geq a$,

где S_1 – поверхность воздушного канала волновода; S_2 – поверхность диэлектрика; L – контур на границе раздела сред S_1 и S_2 ; \vec{n}_0 – нормаль к контуру L ; γ_0 – постоянная распространения при \vec{E}_0, \vec{H}_0 и γ – при \vec{E}, \vec{H} .

Ввиду непрерывности тангенциальных компонент электромагнитных полей на границе раздела областей при $r = a$ интегралы по контуру

равны и могут быть исключены из системы. В результате получим выражение для разности постоянных распространения:

$$\gamma - \gamma_0 = \frac{k \int_{S_2} (\varepsilon - \varepsilon_0) \vec{E} \vec{E}_0^* ds}{\int_{S_1} (\vec{E}_\perp \times \vec{H}_{0\perp}^* + \vec{E}_{0\perp}^* \times \vec{H}_\perp) \vec{z}_0 ds + \int_{S_2} (\vec{E}_\perp \times \vec{H}_{0\perp}^* + \vec{E}_{0\perp}^* \times \vec{H}_\perp) \vec{z}_0 ds}. \quad (4)$$

В ПДВ диаметром $2a \gg \lambda$, где λ – длина волны в волноводе, поле, проникающее в диэлектрик, мало в сравнении с полем в воздушном канале. При использовании диэлектрика, обладающего значительными потерями, поле проникает в диэлектрик на малую глубину. Поэтому вкладом интеграла по поверхности S_2 в

знаменателе выражения (4) можно пренебречь по сравнению с вкладом интеграла по поверхности S_1 .

Подставив выражения для полей мод волновода, приведенные в [1], в (4) и проведя интегрирование, с учетом приведенного выше соображения приходим к следующим выражениям.

Для HE_{nm} -мод

$$\gamma - \gamma_0 = \frac{U_{nm}^2}{2\pi k^2 a^3} \int_0^{2\pi} \frac{[\delta\varepsilon'_0 + i(2\varepsilon''_0 + \delta\varepsilon'')] [1 + \sqrt{\varepsilon - 1} \sqrt{\varepsilon_0^* - 1} \sin^2 n\theta]}{\sqrt{\varepsilon - 1} \sqrt{\varepsilon_0^* - 1} \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon - 1} - \sqrt{\varepsilon_0^* - 1})} d\theta, \quad (5)$$

где U_{nm} – m -й корень уравнения $J_{n-1}(U_{nm}) = 0$; J_{n-1} – функция Бесселя.

Для TE_{0m} -мод

$$\gamma - \gamma_0 = \frac{U_{0m}^2}{2\pi k^2 a^3} \times \int_0^{2\pi} \frac{\delta\varepsilon'_0 + i(2\varepsilon''_0 + \delta\varepsilon'')}{\sqrt{\varepsilon - 1} \sqrt{\varepsilon_0^* - 1} \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon - 1} - \sqrt{\varepsilon_0^* - 1})} d\theta. \quad (6)$$

Для TM_{0m} -мод

$$\gamma - \gamma_0 = \frac{U_{0m}^2}{2\pi k^2 a^3} \times \int_0^{2\pi} \frac{[\delta\varepsilon'_0 + i(2\varepsilon''_0 + \delta\varepsilon'')] [1 + \sqrt{\varepsilon - 1} \sqrt{\varepsilon_0^* - 1}]}{\sqrt{\varepsilon - 1} \sqrt{\varepsilon_0^* - 1} \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon - 1} - \sqrt{\varepsilon_0^* - 1})} d\theta. \quad (7)$$

Учитывая малость приращений $\delta\varepsilon'$ и $\delta\varepsilon''$, разложим $\sqrt{\varepsilon - 1}$ и $\sqrt{\varepsilon_0^* - 1}$ в ряды по малому параметру $\delta\varepsilon$. В первом приближении разложения получим выражения для приращения коэффициента затухания (мнимой части постоянной распространения):

$$\begin{aligned} &\text{Для } HE_{nm}\text{-мод} \\ \delta\alpha = &-\frac{U_{nm}^2}{8\pi k^2 a^3 (\varepsilon'_0 - 1)^{3/2}} \int_0^{2\pi} [(\delta\varepsilon' + \frac{3}{2} \frac{\varepsilon''_0 \delta\varepsilon''}{(\varepsilon'_0 - 1)}) \times \\ &\times (\cos^2 n\theta + \varepsilon'_0 \sin^2 n\theta) - \\ &-(2\varepsilon''_0 \delta\varepsilon'' - \frac{9}{4} \frac{\varepsilon_0''^2 \delta\varepsilon'}{(\varepsilon'_0 - 1)}) \sin^2 n\theta] d\theta. \end{aligned} \quad (8)$$

Для TE_{0m} -мод

$$\delta\alpha = -\frac{U_{0m}^2}{4\pi k^2 a^3 (\varepsilon'_0 - 1)^{3/2}} \times \int_0^{2\pi} (\delta\varepsilon' + \frac{3}{2} \frac{\varepsilon''_0 \delta\varepsilon''}{(\varepsilon'_0 - 1)}) d\theta. \quad (9)$$

Для TM_{0m} -мод

$$\delta\alpha = -\frac{U_{0m}^2}{4\pi k^2 a^3 (\varepsilon'_0 - 1)^{3/2}} \times \int_0^{2\pi} (\varepsilon'_0 \delta\varepsilon' - 2\varepsilon''_0 \delta\varepsilon'' + \frac{3}{2} \frac{\varepsilon'_0 \varepsilon''_0 \delta\varepsilon''}{(\varepsilon'_0 - 1)} + \frac{9}{4} \frac{\varepsilon_0''^2 \delta\varepsilon'}{(\varepsilon'_0 - 1)}) d\theta. \quad (10)$$

Выражения (8)–(10) позволяют оценить изменения коэффициента затухания мод волновода при различных законах $\delta\varepsilon(\theta)$. Для низших мод всех трех типов получим при простейших законах изменения диэлектрической проницаемости:

– законы изменения ε для гибридной моды HE_{11}

$$\delta\varepsilon(\theta) = (\delta\varepsilon'_{\max} + i\delta\varepsilon''_{\max}) \sin^2 \theta; \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \delta\alpha = &-\frac{U_{11}^2}{32k^2 a^3 (\varepsilon'_0 - 1)^{3/2}} \times \\ &\times [(\delta\varepsilon'_{\max} + \frac{3}{2} \frac{\varepsilon''_0 \delta\varepsilon''_{\max}}{(\varepsilon'_0 - 1)}) (1 + 3\varepsilon'_0) - \\ &- 3(2\varepsilon''_0 \delta\varepsilon''_{\max} - \frac{9}{4} \frac{\varepsilon_0''^2 \delta\varepsilon'_{\max}}{(\varepsilon'_0 - 1)})]; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\delta\mathcal{E}(\theta) = (\delta\varepsilon'_{\max} + i\delta\varepsilon''_{\max}) \cos^2 \theta; \quad (13)$$

$$\delta\alpha = -\frac{U_{11}^2}{32k^2 a^3 (\varepsilon'_0 - 1)^{3/2}} \times \\ \times [(\delta\varepsilon'_{\max} + \frac{3}{2} \frac{\varepsilon''_0 \delta\varepsilon''_{\max}}{(\varepsilon'_0 - 1)})(3 + \varepsilon'_0) - \\ - (2\varepsilon''_0 \delta\varepsilon''_{\max} - \frac{9}{4} \frac{\varepsilon''_0{}^2 \delta\varepsilon'_{\max}}{(\varepsilon'_0 - 1)})]; \quad (14)$$

– законы изменения \mathcal{E} для поперечно-электрической моды TE_{01}

$$\delta\mathcal{E}(\theta) = (\delta\varepsilon'_{\max} + i\delta\varepsilon''_{\max}) \sin^2 \theta \quad \text{или} \quad (15)$$

$$\delta\mathcal{E}(\theta) = (\delta\varepsilon'_{\max} + i\delta\varepsilon''_{\max}) \cos^2 \theta;$$

$$\delta\alpha = -\frac{U_{01}^2}{4k^2 a^3 (\varepsilon'_0 - 1)^{3/2}} \times \\ \times (\delta\varepsilon'_{\max} + \frac{3}{2} \frac{\varepsilon''_0 \delta\varepsilon''_{\max}}{(\varepsilon'_0 - 1)}); \quad (16)$$

– законы изменения \mathcal{E} для поперечно-магнитной моды TM_{01}

$$\delta\mathcal{E}(\theta) = (\delta\varepsilon'_{\max} + i\delta\varepsilon''_{\max}) \sin^2 \theta \quad \text{или} \quad (17)$$

$$\delta\mathcal{E}(\theta) = (\delta\varepsilon'_{\max} + i\delta\varepsilon''_{\max}) \cos^2 \theta;$$

$$\delta\alpha = -\frac{U_{01}^2}{4k^2 a^3 (\varepsilon'_0 - 1)^{3/2}} \times \\ \times (\varepsilon'_0 \delta\varepsilon'_{\max} - 2\varepsilon''_0 \delta\varepsilon''_{\max} + \\ + \frac{3}{2} \frac{\varepsilon'_0 \varepsilon''_0 \delta\varepsilon''_{\max}}{(\varepsilon'_0 - 1)} + \frac{9}{4} \frac{\varepsilon''_0{}^2 \delta\varepsilon'_{\max}}{(\varepsilon'_0 - 1)}). \quad (18)$$

Для ПДВ [4–6] диаметром $2a = 20$ мм на частоте 300 ГГц и с комплексной диэлектрической проницаемостью стенки $\varepsilon = 2,3 + i0,2$ ($\varepsilon'_0 = 2,3$, $\varepsilon''_0 = 0,2$) изменение диэлектрической проницаемости на 5 % приводит к следующим расчетным значениям увеличения коэффициента затухания:

– для моды HE_{11} при изменении диэлектрической проницаемости с законом $\delta\mathcal{E}_{\max} \sin^2 \theta$ – на 1,5 % и с законом $\delta\mathcal{E}_{\max} \cos^2 \theta$ – на 1 %;

– для моды TE_{01} при изменении диэлектрической проницаемости с законами $\delta\mathcal{E}_{\max} \sin^2 \theta$ и $\delta\mathcal{E}_{\max} \cos^2 \theta$ – на 2 %;

– для моды TM_{01} при изменении диэлектрической проницаемости с законами $\delta\mathcal{E}_{\max} \sin^2 \theta$ и $\delta\mathcal{E}_{\max} \cos^2 \theta$ – на 2 %.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что затухание мод ПДВ не критично к

небольшим изменениям диэлектрической проницаемости, что упрощает технологию изготовления волновода.

Затухание линейно поляризованной моды HE_{11} чувствительно к закону изменения диэлектрической проницаемости вдоль азимута волновода, причем затухание сильнее зависит от изменения диэлектрической проницаемости в плоскости поляризации вектора \vec{E} .

Применение волновода с периодическим изменением диэлектрической проницаемости вдоль азимута волновода делает возможным увеличение подавления побочных мод типа TE_{0m} и TM_{0m} по сравнению с HE_{nm} .

Применение метода малых возмущений для анализа влияния на затухание мод металлодиэлектрического волновода (МДВ) [7–8] изменения диэлектрической проницаемости слоя диэлектрика затруднено наличием нескольких границ в таком волноводе и резонансным характером зависимости затухания на некоторых участках диапазона волновода. Однако при работе волновода на участках диапазона с малым затуханием СВЧ-мощность, распространяющаяся вдоль диэлектрического слоя, по сравнению с мощностью, распространяющейся вдоль воздушного канала волновода, незначительна. Ее относительная доля порядка $\frac{1}{(ka)^2} \frac{d}{a}$ при $ka \gg 1$ и

$d/a \ll 1$ ($k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны, a – внутренний радиус волновода, d – толщина слоя диэлектрика). Поэтому в выражении (4) вкладом интеграла по внешним областям МДВ, как и в случае с ПДВ, можно пренебречь по сравнению с вкладом интеграла по внутренней области. Поля собственных мод в ПДВ и МДВ в воздушном канале волнопроводов практически одинаковы, поэтому на рабочих участках диапазона с малыми потерями качественный характер влияния азимутального изменения значения диэлектрической проницаемости на затухание мод для МДВ будет таким же, как и для ПДВ.

Затухание мод МДВ предположительно так же, как в ПДВ, не будет критично к небольшому изменению диэлектрической проницаемости вдоль азимута волновода, что снижает требования к постоянству параметров диэлектрического слоя при изготовлении МДВ. Количественная оценка влияния неоднородности диэлектрика требует дополнительных расчетов.

1. Marcatali E. A. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers / E. A. Marcatali, R. A. Schmeltzer // BSTJ. – 1964. – 43, N 4. – P. 1783–1809.
2. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах / А. Г. Гуревич. – М.: Физматгиз, 1960. – 407 с.

3. Мензел Д. Основные формулы физики / Д. Мензел; пер. с англ. под ред. И. С. Шапиро. – М.: Изд-во иностр. лит., 1957. – 658 с.
4. Горошко А. И. Исследование полого диэлектрического лучевода миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / А. И. Горошко, Е. М. Кулешов // Радиотехника: науч.-техн. сб. / Харьковский ин-т радиоэлектрон. – Х., 1972. – Вып. 21. – С. 215–219.
5. А. с. 302054 СССР. Диэлектрический лучевод субмиллиметрового диапазона волн / А. Н. Ахизер, А. И. Горошко, Б. Н. Князьков и др. // Открытия. Изобретения. – 1972. – № 8. – С. 235.
6. Киселев В. К. Физическое моделирование электромагнитного рассеяния в квазиоптических направляющих структурах терагерцевого диапазона / В. К. Киселев // Радиопизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофиз. и электрон. НАН Украины. – Х., 2008. – 13, спец. вып. – С. 359–376.
7. Казанцев Ю. Н. Затухание собственных волн в широком волноводе с диэлектрическим покрытием конечной толщины / Ю. Н. Казанцев // Радиотехника и электрон. – 1970. – 15, № 1. – С. 207–209.
8. Горошко А. И. Анализ возможности передачи по металлодиэлектрическим волноводам большой СВЧ мощности в терагерцевом диапазоне частот / А. И. Горошко // Радиопизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофиз. и электрон. НАН Украины. – Х., 2006. – 11, № 3. – С. 344–347.

A. I. Goroshko, V. K. Kiseliiov

ANALYSIS OF EFFECT OF AZIMUTHAL DIELECTRIC INHOMOGENEITY ON MODE ATTENUATION IN HOLLOW DIELECTRIC AND DIELECTRIC-LINED WAVEGUIDES

An effect of azimuthal dielectric inhomogeneity upon the mode attenuation of the hollow dielectric waveguide has been

studied using the perturbation method. Estimation of the effect produced by such inhomogeneities upon the mode attenuation in the hollow dielectric and dielectric-lined waveguides has been performed. It is shown that the modes attenuation in both of the waveguides is not critical to small-valued inhomogeneities. The linearly polarized HE_{11} mode in both of the waveguides is more sensitive to variation in dielectric permittivity in the plane of vector \vec{E} polarization.

Key words: hollow dielectric waveguide, dielectric-lined waveguide, perturbation method, dielectric inhomogeneity.

A. I. Горошко, В. К. Кисельов

АНАЛІЗ ВПЛИВУ АЗИМУТАЛЬНОЇ НЕОДНОРІДНОСТІ ДІЕЛЕКТРИКА НА ЗАТУХАННЯ МОД В ПОРОЖНИСТИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ І МЕТАЛОДІЕЛЕКТРИЧНИХ ХВИЛЕВОДАХ

Методом збурення досліджено вплив азимутальної неоднорідності діелектрика на затухання спрямовуваних мод порожнистого діелектричного хвилевода. Проведено оцінку впливу таких неоднорідностей на затухання мод в металодіелектричному хвилеводі при малому затуханні робочої моди HE_{11} . Показано, що затухання мод в обох хвилеводах не критичне до невеликих неоднорідностей. Лінійно поляризована мода HE_{11} в обох хвилеводах більш чутлива до зміни діелектричної проникності в площині поляризації вектора \vec{E} .

Ключові слова: порожнистий діелектричний хвилевід, металодіелектричний хвилевід, метод збурень, неоднорідність діелектрика.

Рукопись поступила 09.06.10 г.