

УДК 621 372.09

ДВУХСЛОЙНЫЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ С РЕЗИСТИВНЫМИ ПЛЕНКАМИ

С. Б. Раевский, Т. Н. Балабачова

Рассматриваются особенности распространения электромагнитных волн в двухслойных изотропных цилиндрических структурах (в круглом и эллиптическом экранированных и в круглом диэлектрическом открытом волноводах) с резистивными пленками между слоями

Волноводы с резистивными пленками используются при создании согласованных нагрузок, фильтров паразитных мод, широкодиапазонных направленных ответвителей и аттенуаторов и т. п. В настоящей работе на основе общей дисперсионной задачи рассматриваются особенности распространения волн в трех типах двухслойных цилиндрических направляющих систем с резистивными пленками между слоями: в круглом экранированном волноводе с концентрическими слоями (рис. 1а), в экранированном эллиптическом волноводе с конфокальными слоями (рис. 1б) и в круглом диэлектрическом волноводе, покрытом резистивной пленкой (рис. 1в).

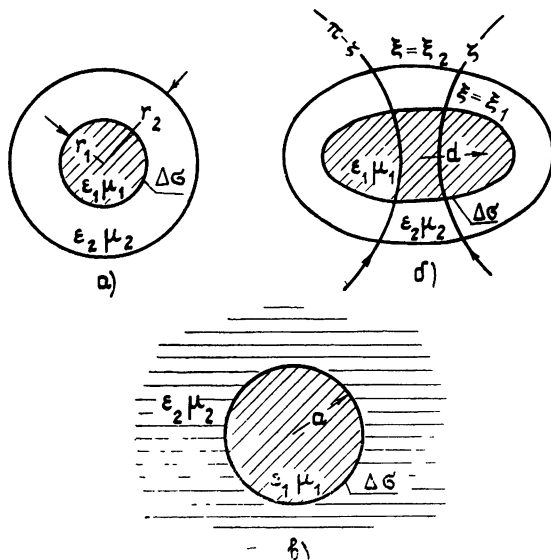


Рис. 1.

Дисперсионное уравнение для волн во всех вышеперечисленных структурах, составленное методом поверхностного тока [1], имеет вид

$$\begin{aligned}
 & [\tilde{\epsilon} F_1(a_1 r_1) - (a_1/a_2) Q_1(a_2 r_1)] [\tilde{\mu} F_2(a_1 r_1) - \\
 & - (a_1/a_2) Q_2(a_2 r_1)] - (\tilde{\beta}/a_1 r_1)^2 (1 - a_1^2/a_2^2)^2 + P(a_1, a_2, \omega, \Delta\sigma) = 0,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где $\alpha_{1,2} = \sqrt{\varepsilon_{1,2} \mu_{1,2} \omega^2 - \beta^2}$ — поперечные волновые числа, $\beta = \beta_1 + i\beta_2$ — продольное волновое число, $\tilde{\beta}_1 = \beta_1/k_0$ — коэффициент замедления, $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$, β_2 — коэффициент затухания, r_1 — радиус внутреннего слоя (в эллиптическом волноводе вместо него вводится эллиптическая координата ξ_1 , рис. 1б), $\Delta\sigma$ — поверхностная проводимость пленки.

По своей структуре дисперсионные уравнения для круглых (открытого и экранированного) волноводов совпадают (отличаются лишь видом функций, описывающих поле во второй области, о чем будет сказано ниже). Дисперсионное уравнение для эллиптического волновода отличается от дисперсионного уравнения круглых структур видом собственных функций, а также записью функции P , которая ввиду незамкнутости — в этом случае — формы дисперсионного уравнения содержит коэффициенты разложения собственных функций одной области по собственным функциям другой.

В круглых волноводах

$$F_1(\alpha_1 r_1) = F_2(\alpha_1 r_1) = J'_n(\alpha_1 r_1)/J_n(\alpha_1 r_1),$$

где J_n — функция Бесселя.

В экранированном круглом волноводе

$$Q_1(\alpha_2 r_1) = \frac{J'_n(\alpha_2 r_1) G_n(\alpha_2 r_2) - J_n(\alpha_2 r_2) G'_n(\alpha_2 r_1)}{J_n(\alpha_2 r_1) G_n(\alpha_2 r_2) - J_n(\alpha_2 r_2) G_n(\alpha_2 r_1)},$$

$$Q_2(\alpha_2 r_1) = \frac{J'_n(\alpha_2 r_1) G'_n(\alpha_2 r_2) - J'_n(\alpha_2 r_2) G'_n(\alpha_2 r_1)}{J_n(\alpha_2 r_1) G'_n(\alpha_2 r_2) - J'_n(\alpha_2 r_2) G_n(\alpha_2 r_1)},$$

$$P = \Delta\sigma \left\{ i \frac{\omega}{\alpha_1} \left(\frac{\tilde{\beta}}{\alpha_2 r_1} \right)^2 \mu_2 \left[\mu \frac{\alpha_1^2}{\alpha_2^2} F_1(\alpha_1 r_1) - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} Q_2(\alpha_2 r_1) \right] - \right. \\ \left. - \frac{\mu_1}{\varepsilon_2} \frac{\alpha_1}{\alpha_2} F_1(\alpha_1 r_1) Q_2(\alpha_2 r_1) \left[\Delta\sigma - i \frac{\omega \varepsilon_1}{\alpha_1} F_1(\alpha_1 r_1) + \right. \right. \\ \left. \left. + i \frac{\omega \varepsilon_2}{\alpha_2} Q_1(\alpha_2 r_1) \right] + i \frac{\omega \mu_2 \alpha_1}{k_0^2} \left[\tilde{\mu} F_1(\alpha_1 r_1) - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} Q_2(\alpha_2 r_1) \right] \right\},$$

где G_n — цилиндрические функции второго рода.

В круглом диэлектрическом волноводе

$$Q_1(\alpha_2 r_1) = Q_2(\alpha_2 r_1) = H_n^{(2)'}(\alpha_2 r_1)/H_n^{(2)}(\alpha_2 r_1),$$

где $H_n^{(2)}$ — функция Ханкеля второго рода.

Функции, входящие в дисперсионное уравнение волн эллиптического волновода, образуются из вышеприведенных заменой цилиндрических функций на функции Матье [2, 3].

Для волн типа HE_{nm}^u и EH_{nm}^u [4] в функциях F_1 и Q_1 необходимо произвести замены

$$J_n(\alpha_1, 2r_{1,2}) \rightarrow Jo_n(\alpha_1, 2; \xi_{1,2}), \quad G_n(\alpha_2 r_{1,2}) \rightarrow No_n(\alpha_2; \xi_{1,2}), \quad (2)$$

в функциях F_2 и Q_2 —

$$J_n(\alpha_1, 2r_{1,2}) \rightarrow Je_n(\alpha_1, 2; \xi_{1,2}), \quad G_n(\alpha_2 r_{1,2}) \rightarrow Ne_n(\alpha_2; \xi_{1,2}), \quad (3)$$

J_e, σ_n и N_e, σ_n — модифицированные функции Матье. Для волн типа HE_{nm}^n и EH_{nm}^n [4] в функциях F_1 и Q_1 производится замены (3), а в функциях F_2 и Q_2 — замены (2).

На основе уравнения (1) проведено численное исследование дисперсионных свойств и характеристик затухания волн, имеющих наименьшие критические частоты. Результаты исследования симметричных волн в круглом двухслойном экранированном волноводе с резистивной пленкой между слоями приведены в [1, 5], где показано, что у симметричных волн отсутствуют критические частоты, их характеристики затухания имеют [5] колебательный характер: коэффициент затухания обращается в нуль в точках, соответствующих корням уравнений $J_0(\alpha_1 r_1) = 0$ (для волн E_{0m}) и $J_0'(\alpha_1 r_1) = 0$ (для волн H_{0m}), и близок к нулю в широких частотных интервалах, прилегающих к этим точкам. В этих интервалах фазовые характеристики указанных волн близки к характеристикам соответствующих волн в двухслойном волноводе без пленки.

На рис. 2 представлены результаты решения (дисперсионные характеристики и характеристики затухания) уравнения (1) для волн HE_{11} и EH_{11} в двухслойном круглом и для волны HE_{11}^n в двухслойном эллиптическом волноводах. Как известно [6], в круглом двухслойном волноводе основной волной является либо HE_{11} , либо E_{01} в зависимости от параметров r_1/r_2 и $\tilde{\epsilon} = \epsilon_1/\epsilon_2$, в двухслойном эллиптическом волноводе основной всегда является [7] волна HE_{11}^n , r_1 и r_2 — радиусы внутреннего слоя и экрана в круглом и большие полуоси внутреннего слоя и экрана в эллиптическом волноводах. Волны HE_{11} в круглом и HE_{11}^n в эллиптическом схожи [8] по структуре полей и по дисперсионным зависимостям. Поэтому на рис. 2 их характеристики рассматриваются совместно.

В [1] было высказано предположение, что несимметричные волны в круглом двухслойном волноводе с резистивной пленкой могут иметь критические частоты. Рис. 2 подтверждает это предположение: для волн HE_{11} и HE_{11}^n существуют частоты, на которых $\beta_1 = \beta_2 = 0$. При этом на частотах $\omega > \omega_{кр}$ качественный ход дисперсионных характеристик такой же [4, 6], как в соответствующих волноводах без резистивных пленок. На частотах $\omega < \omega_{кр}$ наблюдается принципиальная особенность: $\beta_1 < 0$, т. е. фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны. Поперечные волновые числа при $\omega > \omega_{кр}$ располагаются в первых квадрантах плоскостей $(\alpha_{1,2})$. При уменьшении частоты они приближаются к действительным осям указанных комплексных плоскостей и на критической частоте переходят в четвертые квадранты.

В отличие от HE_{11} волна EH_{11} , как видно из рис. 2, не имеет критической частоты. Таким образом, наличие угловой зависимости поля еще не гарантирует существования у волны в круглом двухслойном волноводе с пленкой критической частоты.

Из рис. 2 видно, что при одном и том же коэффициенте заполнения (r_1/r_2) диэлектрический эффект в круглом волноводе достигается раньше (на меньших частотах), в связи с чем затухание на высоких частотах у волны HE_{11}^n больше, чем у HE_{11} .

Исследование влияния поверхностного сопротивления $R_{п}$ пленки на электрические характеристики рассматриваемых волн показало, что на частотах $\omega < \omega_{кр}$ изменение $R_{п}$ в 10 раз приводит к изменению β_1 в пределах 100%, β_2 — в пределах 30%. При этом с уменьшением $R_{п}$ β_2 уменьшается, что говорит о преобладании в пленке продольных токов, β_1 монотонно убывает (фазовая скорость возрастает). На частотах $\omega > \omega_{кр}$ изменение $R_{п}$ в 10 раз приводит к изменению $\beta_{1,2}$ в пределах

20%. При этом знак величины $\partial \beta_{1,2} / \partial R_{\text{п}}$ зависит от величины поверхностного сопротивления пленки.

На рис. 3 приведены результаты решения уравнения (1) для волн E_{01} и EH_{11} в круглом диэлектрическом волноводе, покрытом резистивной пленкой. Поверхностные волны этих типов имеют наименьшие критические частоты. Для симметричных волн типа E_{0m} дисперсионное уравнение (1) приобретает вид

$$\varepsilon_1 \frac{J_1(\alpha_1 a)}{J_0(\alpha_1 a)} - \varepsilon_2 \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{H_1^{(2)}(\alpha_2 a)}{H_0^{(2)}(\alpha_2 a)} = i \alpha_1 \frac{\Delta \sigma}{\omega} . \quad (4)$$

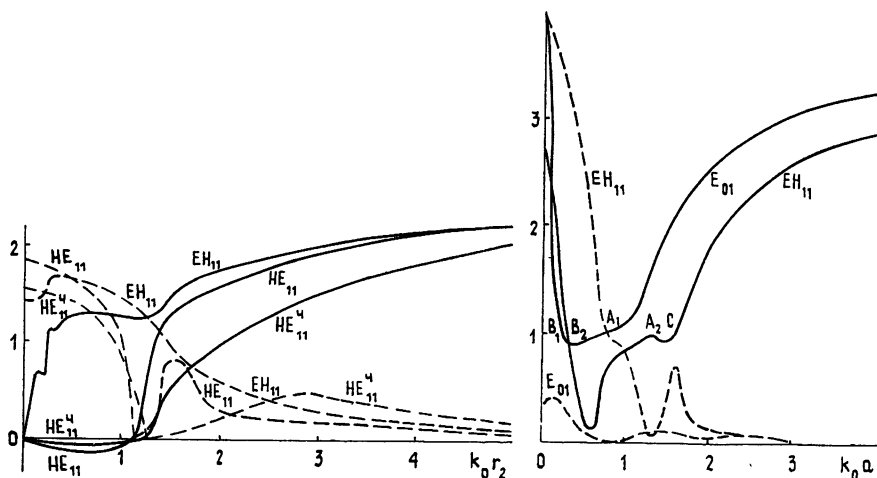


Рис. 2. Рис. 3.
 Рис. 2 Сплошная кривая — β_1 , штриховая — $(-\beta_2 r_2)$
 Рис. 3 Сплошная кривая — β_1 , штриховая — $(-\beta_2 a)$.

Из рис. 3 видно, что при уменьшении частоты поверхностные волны переходят (точки A_1, C) в быстрые волны. Для того, чтобы разобраться с их классификацией, рассмотрим поведение решений дисперсионных уравнений (1), (4) в плоскости поперечного волнового числа α_2 для внешней области. Именно эта плоскость дает [9] наиболее наглядное физическое представление о характере получаемых решений в случае открытых систем.

Комплексная плоскость α_2 на рис. 4 — двухлистная. Одному листу соответствует $\beta_2 < 0$ (его условно будем считать верхним), другому — $\beta_2 > 0$ (его будем считать нижним). Поскольку внутренняя и внешняя среды без потерь, разрез плоскостей $\beta_2 = 0$ проходит по координатным осям γ_2, δ_2 . Стрелки (вдоль кривых решений) на рисунке направлены в сторону уменьшения частоты. Сплошные линии — кривые решений уравнения (1), пунктир — уравнения (4).

Из рис. 4 видно, что решения уравнения (4) (волна E_{01}) на высоких частотах располагаются в третьем квадранте в области медленных волн (область I) и соответствуют обычным поверхностным волнам. С уменьшением $\Delta \sigma$ эти решения, как показали расчеты, приближаются к мнимой оси и при $\Delta \sigma = 0$ оказываются на ней, на левом берегу разреза $\beta_2 = 0$. При уменьшении частоты решения приближаются к точке $\gamma_2 = \delta_2 = 0$, проходят через нее (на рис. 3 эта точка соответствует т. A_1) и оказываются в первом квадранте, в области быстрых волн (область II), где соответствуют вытекающим волнам. При дальнейшем уменьшении частоты решения дисперсионного уравнения (4) переходят через линию $\beta_1 = k_0$ в область медленных волн, не удовлетворяющих условию излучения. На рис. 3 этому переходу соответствует т. B_1 .

Поведение решений уравнения (1) для волны EH_{11} имеет свои принципиальные особенности. Оставаясь в третьем квадранте, решения при уменьшении частоты переходят через линию $\beta_1 = k_0$ в область быстрых волн (область III). На рис. 3 этому переходу соответствует т. С. К точке $\gamma_2 = \delta_2 = 0$ (при дальнейшем уменьшении частоты) решения подходят над линией $\beta_1 = k_0$. В этой точке (на рис. 3 она соответствует т. A_2) они переходят в область II, где соответствуют вытекающим волнам. Частотная область у вытекающей волны EH_{11} значительно шире, чем у волны E_{01} . На низких частотах вытекающая волна EH_{11} переходит (так же, как и E_{01}) в медленную несобственную волну.

Существование решений уравнения (1) в области III можно объяснить влиянием резистивной пленки. В обычном диэлектрическом волноводе без потерь медленные поверхностные волны EH_{1m} переходят [10] непосредственно в вытекающие.

Численные исследования показали, что при увеличении проводимости пленки частотные области существования вытекающих волн E_{0m} , EH_{1m} (интервалы $A_{1,2} \div B_{1,2}$) сужаются, минимальные значения относительной фазовой постоянной увеличиваются. Напротив, при $\Delta\sigma \rightarrow 0$ область вытекающих волн захватывает практически весь интервал от т. $A_{1,2}$ до $\omega = 0$, и медленные несобственные волны E_{0m} и EH_{1m} существуют лишь вблизи $\omega \rightarrow 0$.

Из рис. 3 видно, что у волны EH_{11} затухание больше, чем у E_{01} . Это объясняется тем, что распространение несимметричной волны сопровождается протеканием в пленке как продольных, так и азимутальных токов. При распространении симметричной волны в пленке протекают только продольные токи.

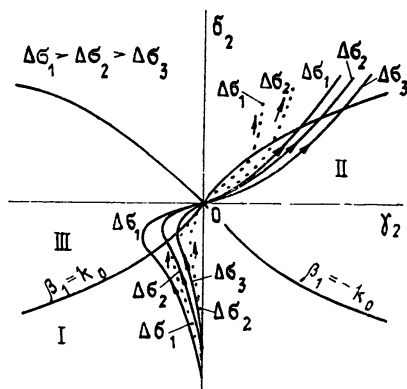


Рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. Раевский С. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 11, с. 1703.
2. Мак-Лахлан Н. В. Теория и приложения функций Матье. — М.: ИЛ, 1953.
3. Библиотека математических таблиц. Т. 42. Вычислительный центр АН СССР.—М., 1967.
4. Раевский С. Б., Сморгонский В. Я. — Радиотехника и электроника, 1971, 16, № 6, с. 941.
5. Қалмык В. А., Маркова С. А., Раевский С. Б. — Радиотехника и электроника, 1975, 20, № 7, с. 1496.
6. Веселов Г. И., Любимов Л. А. — Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 9, с. 1530.
7. Сморгонский В. Я. — Радиотехника и электроника, 1972, 17, № 6, с. 1302.
8. Раевский С. Б., Симкина Л. Г., Сморгонский В. Я. — Радиотехника и электроника, 1973, 18, № 7, с. 1335.
9. Шевченко В. В. — Радиотехника и электроника, 1969, 14, № 10, с. 1768.
10. Гетманцева Т. Н., Раевский С. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 9, с. 1332.

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию
17 ноября 1980 г.

TWO-LAYER CYLINDRICAL WAVEGUIDES WITH RESISTANCE FILMS

S. B. Raevskij, T. N. Balabanova

Peculiarities of electromagnetic wave propagation is considered in two layer isotropic cylindrical structures (in circular and elliptic screened waveguides and in circular dielectric open one) with resistance films between layers.