

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385

ОСОБЕННОСТИ ВОЛНОВЕДУЩИХ СВОЙСТВ СЛОИСТЫХ
МЕТАЛЛОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВЧ-СИСТЕМ

В. И. Канавец, В. М. Пикунев, А. В. Федоров, И. А. Чернявский

(кафедра радиофизики)

На основе численного моделирования исследуется поведение собственных полей в частот в различных режимах работы слоистых металлодиэлектрических СВЧ-систем, в том числе в окрестности перегиба дисперсионной характеристики. Полученные данные позволяют анализировать физические процессы в волноведущих трактах и замедляющих системах черенковских устройств.

Слоистые металлодиэлектрические волноводы служат для создания линий передачи и СВЧ-генераторов и усилителей. В теоретических исследованиях таких систем [1, 2] не уделялось достаточного внимания особенностям в распределении поля и поведении собственных частот вдали от их критических значений.

В данной работе на основе численного моделирования на ЭВМ исследуются характеристики собственных полей и частот слоистых металлодиэлектрических волноведущих систем (цилиндрической и плоской), охватывающих широкий класс СВЧ-устройств. Волноведущие свойства задаются геометрией металлической поверхности (цилиндрической или плоской) и распределением диэлектрической проницаемости $\epsilon(r)$ и $\epsilon(x)$, скачкообразно меняющейся от 1 до ϵ . Введение однородности по поперечной координате: $\partial/\partial\phi=0$ и $\partial/\partial y=0$ ограничивает задачу случаем симметричных собственных волн.

Поле на фиксированной частоте ω в цилиндрическом металлодиэлектрическом волноводе определяется разложением по полной системе базисных функций задачи Дирихле для круглой мембраны радиуса a . Неполным методом Галеркина уравнения Максвелла приводятся к системе обыкновенных дифференциальных уравнений вида [3]

$$\partial w/\partial z = \hat{A}w,$$

где w — вектор коэффициентов разложения, \hat{A} — матрица трансформации полей размерности $2N \times 2N$, N — порядок разложения по базису. Решение полной спектральной задачи дает продольные волновые числа k_z при заданной ω и распределение поля по радиусу системы.

В случае плоской волноведущей системы поле находится с учетом условий шивания решений волнового уравнения на границах трех диэлектрических слоев. Амплитуда поля определяется из системы алгебраических уравнений. Дисперсионная характеристика исследуется методом пробного источника плоской волны, который расположен в данном случае вне диэлектрика, при численной переборке значений фазовых параметров [4].

Полученные результаты позволяют изучить особенности волноведущих свойств, типичные для слоистых металлодиэлектрических систем. Поведение собственных частот иллюстрируется дисперсионной кривой (рис. 1), поведение собственных полей — распределением амплитуды продольной компоненты $|E_z|$ электрического поля по поперечной координате (рис. 2). Волноведущие свойства системы определяются характеристиками распространяющихся в продольном направлении Oz собственных волн с действительными волновыми числами k_z при выборе зависимости от z в виде $\exp(\pm ik_z z)$. Мнимые k_z соответствуют интерференционно затухающим в продольном направлении волнам. На дисперсионной плоскости (см. рис. 1) для волн с $\text{Re } k_z \neq 0$, $\text{Im } k_z = 0$ выделяются три сектора, различающиеся характером волноведущих свойств. Первый сектор определяется неравенством $\omega > ck_z$ или $v > c$ для фазовой скорости поля системы. Распределение поля (рис. 2, а, 1) и участок дисперсионной характеристики при малых k_z близки к соответствующим кривым для однородно заполненного волновода. Критическая частота Ω_{0n} n -й волны слоистой металлодиэлектрической

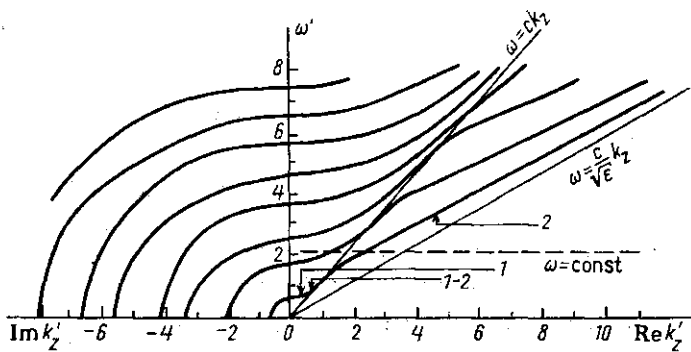


Рис. 1. Дисперсионные характеристики волн $E_{0,n}$, $1 \leq n \leq 8$, металлодиэлектрической системы на примере круглого волновода (радиус 25 мм) с соосным стержнем (радиус 10 мм и $\epsilon = 3,67$), $\omega' = \omega/\omega_{01}$, $k'_z = k_z/c\omega_{01}$

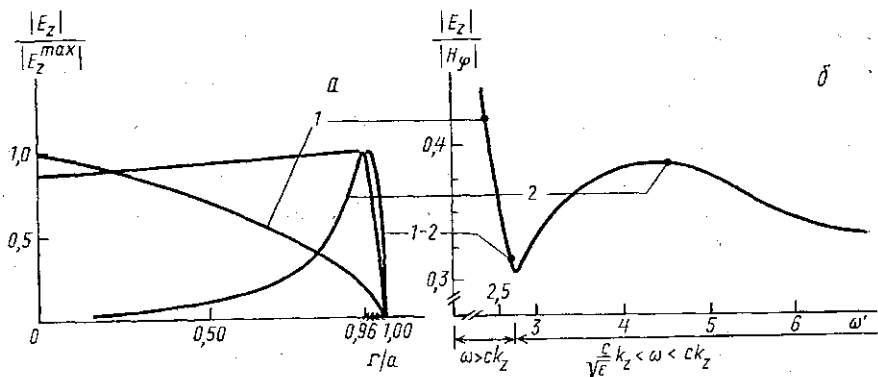


Рис. 2. а — Распределение амплитуды продольной компоненты электрического поля в поперечном направлении, б — Зависимость от частоты отношения амплитуд продольной и поперечной составляющих поля в собственной волне металлодиэлектрической системы на примере круглого волновода (радиус 25 мм) со втулкой, прилегающей к металлической поверхности (внутренний радиус 24 мм и $\epsilon = 3,67$), $\omega' = \omega/\omega_{01}$

системы лежит в интервале значений $(1/\sqrt{\epsilon})\omega_{0n} < \Omega_{0n} < \omega_{0n}$, где ω_{0n} — критическая частота n -й моды волновода при $\epsilon=1$. Волноведущие свойства системы определяются металлической поверхностью. Второй сектор заключен в пределах $(c/\sqrt{\epsilon})k_2 < \omega < ck_2$, значение фазовой скорости поля системы $(c/\sqrt{\epsilon}) < v < c$, что соответствует условию черенковского излучения, когда источник поля движется быстрее, чем распространяется свет в среде. Распределение поля (рис. 2, а, 2) характеризуется его концентрацией в диэлектрике и быстрым спаданием в поперечном направлении от границы раздела вакуум—среда. Влияние металлической поверхности ослабевает, волноведущие свойства определяются преимущественно геометрией диэлектрического слоя. При больших k_2 и ω дисперсионные характеристики (см. рис. 1) совпадают с соответствующими кривыми для диэлектрических волноводов в свободном пространстве [5].

Характерным для данных систем является наличие перегиба, более или менее ярко выраженного, дисперсионных кривых в окрестности границы $\omega = ck_2$ первого и второго секторов. Здесь значение фазовой скорости собственной волны $v \approx c$; групповая скорость $V = d\omega/dk_2$ претерпевает максимум, стремясь к c ; имеет место наиболее быстрое изменение распределения поля. В окрестности границы секторов зависимость амплитуды поля от поперечной координаты (рис. 2, а, 1—2) имеет значитель-

ный плоский участок, амплитуда продольной компоненты поля уменьшается относительно поперечной составляющей собственной волны (рис. 2, б, номера точек соответствуют секторам на рис. 1). Волноведущая система формирует поле, близкое к плоской поперечной волне.

Отметим, что в работе [2] при анализе круглого волновода с диэлектрической бесконечно тонкой втулкой второй сектор идентифицируется с режимом поверхностной волны. Такое определение является следствием приближения, при котором не учитываются волноведущие свойства диэлектрика, система превращается в волновод с импедансными стенками. Поверхностная волна характерна для третьего сектора дисперсионной плоскости, в котором $\omega < (c/\sqrt{\epsilon})k_z$, $v < c/\sqrt{\epsilon}$. Исследование металлodieлектрического волновода при этих k_z и ω показало, что поле сосредоточено вблизи поверхности пробного источника и не проникает в систему. Хотя $\text{Im } k_z = 0$ и поле распространяется в продольном направлении, имеет место интерференционное затухание в поперечном направлении, волноведущих свойств система не обнаруживает.

Предложенная классификация иллюстрируется зависимостью $E_z(c/v)$ амплитуды поля в металлodieлектрическом волноводе при возбуждении его пробным источником от величины фазовой скорости (рис. 3). На дисперсионной плоскости (рис. 1) изменение режима работы системы происходит по горизонтальной прямой $\omega = \text{const}$. Зависимость $E_z(c/v)$ имеет ряд максимумов δ -образной формы (при отсутствии диссипации энергии), соответствующих возбуждению собственных волн, а на плоскости $(\text{Re } k_z, \omega)$ — пересечению прямой $\omega = \text{const}$ с дисперсионными кривыми. Максимумы $E_z(c/v)$ приходятся на первый и второй секторы дисперсионной плоскости, в третьем секторе резонансное возрастание амплитуды поля отсутствует.

В заключение отметим, что проведенное численное моделирование позволяет рассчитывать волноведущие линии с заданным распределением электромагнитного поля, а также замедляющие системы черенковских СВЧ-устройств.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Веселов Г. И., Раевский С. Б. Слоистые металлodieлектрические волноводы. М., 1988. [2] Иларионов Ю. А., Раевский С. Б., Сморгонский В. Я. Расчет гофрированных и частично заполненных волноводов. М., 1980. [3] Пикунов В. М., Колесникова И. Ю. // Радиотехн. и электроника. 1988. 33, № 11. С. 2381. [4] Канавец В. И., Слепков А. И., Федоров А. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. 31, № 4. С. 30. [5] Взятыхшев В. Ф. Диэлектрические волноводы. М., 1970.

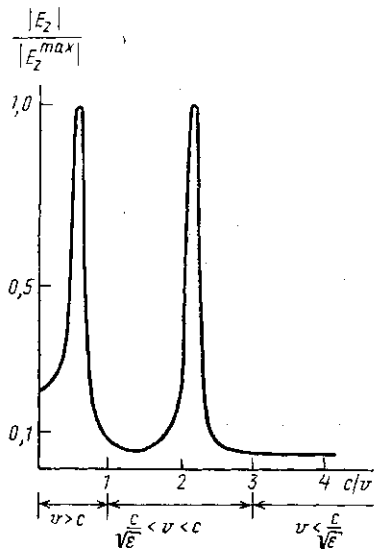


Рис. 3. Зависимость амплитуды продольной компоненты электрического поля от величины фазовой скорости на примере плоского волновода с диэлектрическим слоем толщиной 48 мм и $\epsilon = 9,0$

Поступила в редакцию
13.02.91