

УДК 621.372.8

ТРУБЧАТО-ДИАФРАГМЕННЫЙ ВОЛНОВОД

Ю. Н. Казанцев, В. В. Удалов

Рассмотрены поля и получены формулы для затухания быстрых волн в волноводе, представляющем широкую тонкостенную диэлектрическую трубку, расположенную соосно с линией из поглощающих диафрагм. Показано, что в таком волноводе можно реализовать затухание меньшее, чем в собственно диафрагменном и собственно трубчатом диэлектрическом волноводе. Результаты расчета сравниваются с данными эксперимента.

В коротковолновой части миллиметрового и в децимиллиметровом диапазонах волн применение обычных металлических одноволновых волноводов по ряду причин перестает быть эффективным. Для этих диапазонов характерен переход к волноведущим системам с поперечными размерами, во много раз превышающими длину волны. К числу таких волноводов относятся диафрагменные и диэлектрические трубчатые линии. Диафрагменная линия, представляющая собой последовательность равноотстоящих друг от друга поглощающих диафрагм, весьма проста по конструкции, но обладает заметным затуханием [1, 2]. Трубчатая диэлектрическая линия в виде тонкостенной широкой диэлектрической трубки с быстрой вытекающей рабочей волной также обладает существенным радиационным затуханием, и для его уменьшения приходится переходить к многослойной структуре стенок [3, 4] либо заполнять трубку газом с высокой диэлектрической проницаемостью [5].

В настоящей работе рассматривается трубчатый диэлектрический волновод, у которого затухание уменьшено с помощью внешней дополнительной структуры в виде поглощающих диафрагм (рис. 1а, б). Такой трубчато-диафрагменный волновод, представляющий комбинацию из диафрагменной открытой линии и диэлектрической трубки, сочетает относительную простоту конструкции, малое затухание рабочей волны при достаточно хорошей фильтрации высших типов. Пониженное затухание рабочей волны объясняется тем, что часть ее энергии, прошедшая через диэлектрические стенки, не уходит в окружающее пространство, а возвращается назад, осправившись от системы диафрагм.

1. ПЛОСКИЙ ВОЛНОВОД

Рассмотрим вначале плоский волновод как простейшую модель трубчато-диафрагменного волновода.

Плоский волновод образован бесконечными диэлектрическими слоями толщиной d с проницаемостью $\epsilon = \epsilon' + j\epsilon''$ ($|\epsilon''| \ll |\epsilon'|$), расположенными на расстоянии $2a$ друг от друга, и системой поглощающих экранов, которые будем называть условно диафрагмами. В таком волноводе (рис. 1а) могут распространяться как поверхностные медленные волны, связанные с диэлектрической стенкой, так и быстрые слабозатухающие волны, представляющие основной интерес. Вычислим затухание этих волн.

В плоской задаче компоненты поля не зависят от координаты x

и могут быть выражены через электрическую и магнитную потенциальные функции χ и Ψ :

внутренняя полость (область I)

$$\Psi = A_1 \frac{\cos \alpha_1 y}{\sin \alpha_1 y} e^{-hz}, \quad \chi = B_1 \frac{\sin \alpha_1 y}{\cos \alpha_1 y} e^{-hz};$$

диэлектрический слой (область II)

$$\begin{aligned} \Psi &= [A_2 \exp(-j\alpha_2 y) + C_2 \exp(j\alpha_2 y)] e^{-hz}, \\ \chi &= [B_2 \exp(-j\alpha_2 y) + D_2 \exp(j\alpha_2 y)] e^{-hz}; \end{aligned} \quad (1)$$

полость между диэлектрическим слоем и системой поглощающих диафрагм (область III)

$$\begin{aligned} \Psi &= [A_3 \exp(-j\alpha_3 y) + C_3 \exp(j\alpha_3 y)] e^{-hz}, \\ \chi &= [B_3 \exp(-j\alpha_3 y) + D_3 \exp(j\alpha_3 y)] e^{-hz}. \end{aligned}$$

Здесь A_1, B_1 и т. п. — постоянные коэффициенты, а $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ и h связаны известными уравнениями:

$$\begin{aligned} \alpha_1^2 + h^2 &= k^2, \\ \alpha_2^2 + h^2 &= k^2 \epsilon, \\ \alpha_3^2 + h^2 &= k^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Потенциальные функции в областях IV и V (см. рис. 1а) не приводим ввиду симметрии задачи.

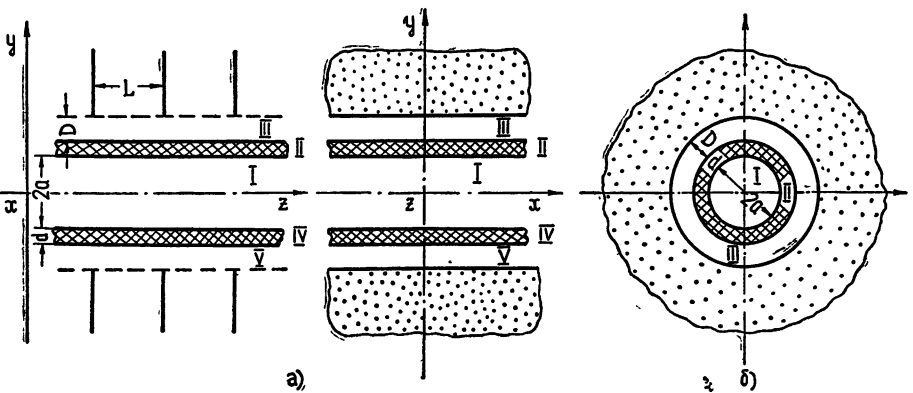


Рис. 1. Трубочто-диафрагменный волновод.

Используя условия непрерывности тангенциальных компонент на поверхностях диэлектрического слоя и приближенные условия на внешней границе (область III), можно получить систему уравнений, однородную относительно постоянных коэффициентов, и перейти далее к дисперсионному уравнению.

Реакция системы диафрагм может быть учтена заменой диафрагм непрерывными импедансными поверхностями (пунктирные линии на рис. 1а). Результаты работы [1] позволяют найти значение этого импеданса. Действительно, распределение тока на плоских зеркалах открытого резонатора (рис. 2а), являющегося аналогом диафрагменной линии (см. рис. 2б), удовлетворяет на краях зеркал импедансному гра-

ничному условию, связывающему функцию распределения тока f с ее производной. Это условие при $y = b$ записывается в терминах [1] в виде

$$\frac{\partial f}{\partial \xi} + \frac{1+j}{\beta} f = 0 \quad (3)$$

($\xi = y \sqrt{k/L}$ — безразмерная координата, $\beta = 0,824$). Оно справедливо также и для функции распределения поля в плоскости диафрагм диафрагменной линии.

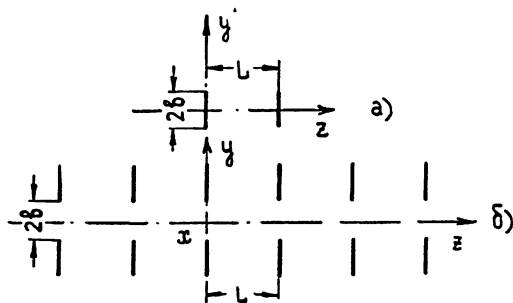


Рис. 2.

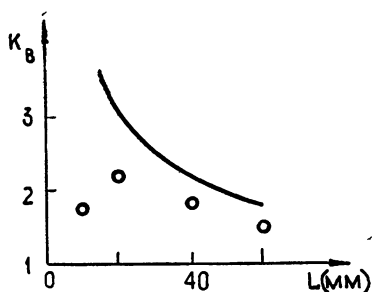


Рис. 3.

Выраженное через компоненты поля соотношение (3) имеет вид

$$\left(\frac{E_x/H_z}{H_x/E_z} \right) = \pm \kappa = \pm \beta \sqrt{kL} \frac{1+j}{2} \quad (4)$$

при $y = b$; при $y = -b$ в (4) следует лишь изменить знак правой части.

Условия (3), (4) определяют не только распределение поля в плоскости диафрагм, но и радиационные потери диафрагменной линии. Причем радиационные потери в диафрагменной линии оказываются равными потерям в линии, ограниченной непрерывными поверхностями с импедансом, определяемым согласно (4). В более сложном волноводе, который здесь рассматривается, мы также будем полагать, что действие системы диафрагм эквивалентно действию импедансной поверхности.

Дисперсионные уравнения, найденные указанным способом, имеют вид:

для ТЕ-волн

$$j \begin{pmatrix} \operatorname{tg} \alpha_1 a \\ -\operatorname{ctg} \alpha_1 a \end{pmatrix} = \frac{\alpha_1 \left[\alpha_2 \left(x - j \frac{k}{\alpha_3} \operatorname{tg} \alpha_3 D \right) - j \alpha_3 \left(\frac{k}{\alpha_3} - j x \operatorname{tg} \alpha_3 D \right) \operatorname{tg} \alpha_2 d \right]}{\alpha_2 \left[\alpha_3 \left(\frac{k}{\alpha_3} - j x \operatorname{tg} \alpha_3 D \right) - j \alpha_2 \left(x - j \frac{k}{\alpha_3} \operatorname{tg} \alpha_3 D \right) \operatorname{tg} \alpha_2 d \right]}, \quad (5)$$

для ТМ-волн

$$j \begin{pmatrix} -\operatorname{ctg} \alpha_1 a \\ \operatorname{tg} \alpha_1 a \end{pmatrix} = \frac{\varepsilon \alpha_1}{\alpha_2} \frac{\alpha_2 \left(x - j \frac{k}{\alpha_3} \operatorname{tg} \alpha_3 D \right) - j \varepsilon_2 \alpha_3 \left(\frac{k}{\alpha_3} - j x \operatorname{tg} \alpha_3 D \right) \operatorname{tg} \alpha_2 d}{\varepsilon \alpha_3 \left(\frac{k}{\alpha_3} - j x \operatorname{tg} \alpha_3 D \right) - j \alpha_2 \left(x - j \frac{k}{\alpha_3} \operatorname{tg} \alpha_3 D \right) \operatorname{tg} \alpha_2 d},$$

где tg и ctg в круглых скобках соответствуют \cos и \sin в выражениях (1) для Ψ и χ .

Приближенное решение уравнений (5), выполненное с учетом (2) и того, что $ka \gg 1$, $\left| \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right| \ll 1$, $\alpha_2 \approx k \sqrt{\varepsilon' - 1}$ и размеры d и D — нерезо-

наибольшие (т. е. $d \neq \frac{\lambda p}{2\sqrt{\epsilon' - 1}}$, $D \neq \frac{\pi q}{\alpha_1}$; $p, q = 1, 2, \dots$), позволяет найти выражения для поперечного волнового числа α_1 и затухания h'' :

$$\alpha_1 = \frac{\pi m}{2a} \left(1 + \frac{\text{ctg } kd \sqrt{\epsilon' - 1}}{ka \sqrt{\epsilon' - 1}} \right) \quad (\text{ТЕ-волна}); \quad (6)$$

$$\alpha_1 = \frac{\pi m}{2a} \left(1 + \epsilon' \frac{\text{ctg } ka \sqrt{\epsilon' - 1}}{ka \sqrt{\epsilon' - 1}} \right) \quad (\text{ТМ-волна}); \quad (7)$$

$$h'' = h_1'' + \tau h_2''.$$

Здесь

$$h_1'' = \left(\frac{\pi m}{2ka} \right)^2 \frac{2 |h_e''|^2 d \sqrt{\epsilon'}}{a(\epsilon' - 1)(1 - \cos 2kd \sqrt{\epsilon' - 1})} \begin{cases} 1 + \frac{\sin 2kd \sqrt{\epsilon' - 1}}{2kd \sqrt{\epsilon' - 1}} & (\text{ТЕ-волна}) \\ 1 + \frac{2 - \epsilon'}{\epsilon'} \frac{\sin 2kd \sqrt{\epsilon' - 1}}{2kd \sqrt{\epsilon' - 1}} & (\text{ТМ-волна}) \end{cases}; \quad (8)$$

$$h_2'' = \left(\frac{\pi m}{2ka} \right)^3 \frac{2}{a(\epsilon' - 1)(1 - \cos 2kd \sqrt{\epsilon' - 1})} \begin{cases} 1 & (\text{ТЕ-волна}) \\ \epsilon'^2 & (\text{ТМ-волна}) \end{cases}; \quad (9)$$

$$\tau = \frac{\frac{\pi m}{2ka} \beta \sqrt{\frac{2\pi L}{\lambda}}}{1 - \cos \pi m(D/a)} \quad (10)$$

для ТЕ- и ТМ-волн; $h_e'' = (k/2 \sqrt{\epsilon'}) \epsilon''$.

В формулах (6) для поперечных волновых чисел не учтены потери в диэлектрике и потери на излучение. Первое слагаемое в (7) (h_1'') обусловлено тепловыми потерями в диэлектрике, второе ($\tau h_2''$) — излучением через диэлектрические слои. Выражения для h_1'' и h_2'' совпадают с формулами для составляющих затухания быстрых вытекающих волн в плоском трубчатом волноводе; эти составляющие соответствуют тепловым потерям и потерям из-за излучения в окружающее пространство (под плоским трубчатым волноводом понимается рассматриваемая здесь система, но без диафрагм). Таким образом, коэффициент τ показывает, во сколько раз уменьшается составляющая затухания, обусловленная излучением через диэлектрические стенки, из-за наличия системы поглощающих диафрагм.

2. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ТРУБЧАТО-ДИАФРАГМЕННЫЙ ВОЛНОВОД

Цилиндрический трубчато-диафрагменный волновод представляет собой диэлектрическую трубку с внутренним радиусом a и толщиной стенки d ($d \ll a$), помещенную коаксиально с линией, составленной из поглощающих диафрагм с круглыми отверстиями радиуса c (рис. 1 б). Расстояния между диафрагмами одинаковы и равны L ; зазор между краем диафрагмы и поверхностью трубки $D \approx c - a$.

Компоненты поля, как и в случае газовой-диэлектрического волновода [5], определяются через электрическую и магнитную потенциальные функции χ , Ψ . Выражения для χ и Ψ в областях I и II (в полости трубки и в стенках), соответственно, совпадают с формулами (1), (2)

в [5]; в области III (между трубкой и диафрагмами) функции χ , Ψ представляются в виде суммы двух слагаемых, первое из которых соответствует падающей волне, второе — отраженной:

$$\begin{aligned}\Psi &= [A_3 H_n^{(2)}(\alpha_3 r) + C_3 H_n^{(1)}(\alpha_3 r)] (\cos n\theta) e^{-jhz}, \\ \chi &= [B_3 H_n^{(2)}(\alpha_3 r) + D_3 H_n^{(1)}(\alpha_3 r)] (\sin n\theta) e^{-jhz}.\end{aligned}\quad (11)$$

Для получения дисперсионного уравнения используются условия непрерывности тангенциальных компонент на внутренней и внешней поверхностях трубки и граничные условия (4) на внешней границе области III. Дисперсионное уравнение, записанное для общего случая симметричных и несимметричных волн, оказывается достаточно сложным и здесь не приводится. Приближенное решение этого уравнения, выполненное с теми же допущениями, что и в плоском случае, дает аналитические выражения для α_{1n} и h'' .

Формулы для поперечного волнового числа α_1 при этом совпадают с формулой (14) в [5]. Выражение для затухания TE_{0m} -и TM_{0m} -волн имеет вид (7), где h_1'' и h_2'' рассчитываются по формулам (33) и (34) работы [5] (при $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 1$), а коэффициент τ определяется следующим образом:

$$\tau = \frac{(\mu_{0m}/ka) \beta \sqrt{2\pi L/\lambda}}{1 - \cos \beta_1} \frac{\pi \mu_{0m}}{4} \frac{c}{a} (1 - \cos \gamma_1) \left| H_0^{(2)}\left(\frac{\mu_{0m}}{a} c\right) \right|^2, \quad (12)$$

где

$$\beta_1 = 2 \arg \frac{H_1^{(2)}(\mu_{0m}(c/a))}{H_1^{(2)}(\mu_{0m})}, \quad \gamma_1 = 2 \arg \frac{H_1^{(2)}(\mu_{0m}(c/a))}{H_0^{(2)}(\mu_{0m}(c/a))}$$

и μ_{0m} — корни уравнения $J_1(x) = 0$.

Если аргументы функций Ганкеля в (12) велики по сравнению с единицей, то эта формула приобретает вид

$$\tau \approx \frac{(\mu_{0m}/ka) \beta \sqrt{2\pi L/\lambda}}{1 - \cos 2\mu_{0m}(D/a)}. \quad (13)$$

При $n \neq 0$ (несимметричный случай) компактную формулу для затухания удается получить лишь при допущении $\mu_{nm} \gg 1$, $\mu_{nm} \gg n$, т. е. для высших типов волн:

$$h'' = h_1'' + \left(\frac{\mu_{nm}}{ka}\right)^4 \frac{\beta \sqrt{2\pi L/\lambda} (1 + \epsilon'^2)}{a(\epsilon' - 1)(1 - \cos 2kd\sqrt{\epsilon' - 1})(1 - \cos 2\mu_{nm}(D/a))}, \quad (14)$$

где h_1'' , так же как при $n = 0$, рассчитывается с помощью (34) из [5]. Формула (14) может служить и для оценки затухания низших несимметричных волн, например, EH_{11} ($\mu_{11} = 2, 4$).

Формулы (12) — (14) перестают быть справедливыми при резонансной величине зазора D , т. е. при

$$\left. \begin{aligned}\beta_1 &= \text{в (12)} \\ 2\mu_{0m} \frac{D}{a} &= \text{в (13)} \\ 2\mu_{nm} \frac{D}{a} &= \text{в (14)}\end{aligned} \right\} \rightarrow 2\pi q. \quad (15)$$

3. МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ЗАТУХАНИЯ В ТРУБЧАТО-ДИАФРАГМЕННОМ ВОЛНОВОДЕ

Исследуемый волновод представлял собой тонкостенную трубку из полиэтилена низкого давления ($\epsilon' = 2,3$; $|\epsilon''| = 2 \cdot 10^{-3}$) с внутренним диаметром 12 мм и толщиной стенки 0,2 мм, расположенную соосно с линией из поглощающих диафрагм с круглыми отверстиями диаметра 20,5 мм. Выбранный диаметр отверстия являлся оптимальным в смысле обеспечения минимального затухания рабочей волны EH_{11} . Цилиндрическая форма сечения диэлектрической трубки поддерживалась подачей в нее воздуха под малым избыточным давлением — около 0,3 атм.

Затухание в волноводе измерялось методом скользящего поршня. В этом методе измеряется уровень сигнала, прошедшего линию в прямом и обратном (после отражения от перемещающегося короткозамыкающего поршня) направлениях. При движении поршня изменяется длина пути, проходимого сигналом, а следовательно, и уровень сигнала. По этому изменению можно судить о затухании в линии. Уровень сигнала регистрируется самописцем синхронно с движением поршня.

Измерения затухания проводились на волне 1,2 мм при различных расстояниях L между диафрагмами. На рис. 3 представлено измеренное затухание волны EH_{11} в трубчато-диафрагменном волноводе, отнесенное к измеренному же затуханию волны того же типа в собственно трубчатом диэлектрическом волноводе без диафрагм (K_v); экспериментальные точки обозначены кружочками. Здесь же приведена кривая для коэффициента выигрыша K_v , рассчитанная с помощью формулы (19) из настоящей статьи и формул (33), (34) из [5]. Из рис. 3 видно, что максимальный реализованный в эксперименте выигрыш в затухании составлял около 2,2. Этот выигрыш должен расти с увеличением отношения поперечных размеров волновода к длине волны.

При малых расстояниях между диафрагмами соответствие между результатами расчета и эксперимента ухудшилось, что следует объяснить нарушением квазиоптических условий, при которых справедливы граничные соотношения (3), (4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Вайнштейн, Открытые резонаторы и открытые волноводы, изд. Сов. радио, М., 1966.
2. A. G. Fox, Tingye Li, Bell System Techn. J., 40, № 2, 453 (1961).
3. В. Н. Мелехин, А. Б. Маненков, ЖТФ, 38, № 12, 2113 (1968).
4. В. Н. Мелехин, А. Б. Маненков, Электроника больших мощностей, сб. 6, изд. Наука, М., 1969, стр. 161.
5. Ю. Н. Казанцев, Радиотехника и электроника, 14, 7, 1165 (1969).

Институт радиотехники и электроники
АН СССР

Поступила в редакцию
27 декабря 1971 г.

A PIPE-DIAPHRAGM WAVEGUIDE

Yu. N. Kazantsev, V. V. Udalov

The fields have been considered and the formulas have been derived for the rapid wave attenuation in a waveguide having the form of a wide thin-wall dielectric pipe situated co-axially with the line of absorbing diaphragms. It is shown that in such a waveguide one may realize a smaller attenuation than in self-diaphragm and self-pipe dielectric waveguides. The calculation results are compared with experimental data.