

Первый интеграл по q в (13) может быть вычислен с помощью вычетов, в результате чего для поля \vec{E}_2 будем иметь

$$\vec{E}_2 = \frac{\sigma_e \vec{E}_0}{V \sigma_e^2 - \omega^2} e^{-i \frac{\omega}{v} x} \left\{ \frac{V \sigma_e^2 - \omega^2 - \sigma_e}{i\omega - V \sigma_e^2 - \omega^2 + \sigma_e} e^{(V \sigma_e^2 - \omega^2 - \sigma_e)t} + \right. \\ \left. + \frac{V \sigma_e^2 - \omega^2 + \sigma_e}{i\omega + V \sigma_e^2 - \omega^2 + \sigma_e} e^{-(V \sigma_e^2 - \omega^2 + \sigma_e)t} \right\} + 2\sigma_e \vec{E}_0 \times \quad (14)$$

$$\times \int_{-\infty - i0}^{\infty + i0} \frac{dq}{2\pi i} \frac{(q - \sigma_e)(i\omega + q - \sigma_e)}{(q^2 - \sigma_e^2 + \omega^2)(i\omega - q + \sigma_e)(V q^2 - \sigma_e^2 + q - \sigma_e)} e^{(q - \sigma_e)t - \frac{x}{v} \sqrt{q^2 - \sigma_e^2}}$$

Трактовка первых двух слагаемых в (14) зависит от соотношения σ_e и ω . Если $\sigma_e \geq \omega$, эти слагаемые не представляют собой распространяющиеся волны, тогда как при $\sigma_e < \omega$ первое описывает прямую волну (распространяющуюся в положительном направлении оси x), а второе — обратную, образовавшуюся в результате отражения от временной неоднородности. Сумма амплитуд этих волн равна амплитуде падающего поля \vec{E}_0 . Третье слагаемое содержит информацию о трансформированном в результате скачка прошедшем поле. Выражение (14) справедливо внутри области $x \geq 0$. Внешнее, т. е. отраженное от нестационарного полупространства поле, может быть найдено с помощью прямого интегрального преобразования [4]. В это поле будет вносить вклад не только отраженная от границы волна, но и обратная волна, образовавшаяся в результате расщепления прошедшей в нестационарную область волны под действием скачка проводимости.

Список литературы: 1. *Morgenthaler F. R.* // IRE Trans. on microwave theory and techniques. 1958. Vol. MTT-6. P. 167—172. 2. *Fante R. L.* // IEEE Trans. on antennas and propagation. 1971. Vol. AP-19. № 3. P. 417—424. 3. *Борисов В. В.* Трансформация электромагнитного поля при изменении проводимости среды со временем // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. Т. 29, № 5. С. 730—737. 4. *Хижняк Н. А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. К., 1986. 280 с. 5. *Нерух А. Г.* Метод резольвенты в задачах нестационарной дифракции электромагнитных волн. К., 1987. Деп. в УкрНИИТИ 22.01.87. № 462-Ук87.

Поступила в редколлегию 04.06.90

УДК 621.372.8

А. И. ТЕРЕЩЕНКО, д-р техн. наук, О. В. КУЛАКОВ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В НЕОДНОРОДНЫХ ВОЛНОВОДАХ, СОДЕРЖАЩИХ КРИТИЧЕСКИЕ СЕЧЕНИЯ

Исследованию неоднородных волноводных систем СВЧ посвящен ряд фундаментальных работ [1—3]. Особый интерес при изучении таких структур вызывают волноводные сужения, содержа-

щие критические сечения, в силу возможности использования их в качестве основы для создания открытых нерегулярных предельных резонаторов (ОНПР). Подавляющее большинство авторов, например [1; 4], останавливается на анализе переходов с линейной формой образующей, указывая при этом лишь на возможность исследования систем с иной формой продольного сечения.

Данная работа посвящена анализу волноводных сужающихся переходов с нелинейной формой образующей нерегулярного участка. За основу взят ставший классическим метод поперечных сечений [1].

Рассмотрим два полубесконечных регулярных волновода с идеально проводящими стенками и различными поперечными сечениями, соединенных нерегулярным участком. Со стороны широкого волновода на нерегулярный, сужающийся до критического сечения и далее, участок падает волна основного типа (H_{10} — для прямоугольного волновода, H_{11} — для круглого). Диапазон частот выбирается таким образом, что возникновением высших типов волн можно пренебречь

$\left(1 \leq \frac{k \cdot a(0)}{\pi} \leq 2, \frac{k \cdot a(0)}{\pi} \leq \frac{a(0)}{a(L)}\right)$ — для прямоугольного волновода, где $a(0)$, $a(L)$ — размеры широких стенок широкого и узкого волноводов; $1 \leq \frac{k \cdot a(0)}{\mu} \leq 1,31, \frac{k \cdot a(0)}{\mu} \leq \frac{a(0)}{a(L)}$ — для круглого волновода, где $a(0)$, $a(L)$ — радиусы широкого и узкого волноводов, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\mu = 1,84$.

Необходимо определить коэффициент отражения волны в сечении в начале сужения. В предположении отсутствия потерь модуль коэффициента отражения равен 1, критическое сечение эквивалентно короткозамыкающей заглушке. Фаза коэффициента отражения определяется из выражения $\delta(0) = -2 \cdot \bar{\gamma} + \delta_0 - \frac{\pi}{2}$, где $(-2 \cdot \bar{\gamma})$ — набег фазы при прохождении волны от начала сужения до критического сечения и обратно, вычисленный в приближении геометрической оптики; $\left(\delta_0 - \frac{\pi}{2}\right)$ — поправка к фазе, связанная с влиянием области, близкой к критическому сечению.

δ_0 находится из выражений

$$e^{i \cdot \delta_0} = \frac{Q/p - i}{Q/p + i}; \quad \frac{Q}{p} = \frac{\dot{u}(t_L) + \sqrt{t_L} \cdot u(t_L)}{\dot{v}(t_L) + \sqrt{t_L} \cdot v(t_L)},$$

где

$$t_L = \left(\frac{\pi \cdot N_L}{2}\right)^{2/3} \cdot \frac{\lambda^2 - 4a^2(L)}{4 \cdot a^2(L)}; \quad N_L = -\frac{1}{a'(L)};$$

u, v — функции Эйри.

Реально влияние параметра δ_0 необходимо учитывать только в окрестности значения $\frac{k \cdot a(0)}{\pi}$, близкого к $\frac{a(0)}{a(L)}$, для прямоугольного волновода и в окрестности значения $\frac{k \cdot a(0)}{\mu}$, близкого к $\frac{a(0)}{a(L)}$, для круглого волновода.

Ход зависимости фазы коэффициента отражения от параметра $\frac{k \cdot a(0)}{\pi} \left(\frac{k \cdot a(0)}{\mu} \right)$ определяется $\tilde{\gamma}$. Набег фазы $\tilde{\gamma}$ вычислялся для четырех типов волноводных переходов и имеет следующий вид в случае прямоугольного волновода:

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma} &= -\frac{\pi \cdot L}{a(L) - a(0)} \cdot \left\{ \frac{h(0) \cdot a(0)}{\pi} - \operatorname{arctg} \frac{h(0) \cdot a(0)}{\pi} \right\}; \\ \tilde{\gamma} &= \frac{\pi \cdot L \cdot a(0)}{(a(L) - a(0))^2} \cdot \left\{ \frac{h(0) \cdot a(0)}{\pi} - 2 \cdot \operatorname{arctg} \frac{h(0) \cdot a(0)}{\pi} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\pi}{k \cdot a(0)} \cdot \ln \frac{\pi}{a(0) \cdot (k + h(0))} \right\}; \\ \tilde{\gamma} &= \frac{L \cdot a(L)}{2 \cdot (a(L) - a(0))} \cdot \left\{ h(0) - \frac{k^2 \cdot a(0)}{\pi} \cdot \operatorname{arctg} \frac{h(0) \cdot a(0)}{\pi} \right\}; \\ \tilde{\gamma} &= \frac{k}{A} \cdot \left\{ A \cdot \ln \frac{\pi}{a(0) \cdot (k - h(0))} - \frac{\pi}{k} \cdot \operatorname{arctg} \frac{h(0) \cdot a(0)}{\pi} + \right. \\ &\quad \left. + \sqrt{\left(\frac{\pi}{k} \right)^2 - A^2} \cdot \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(\frac{k}{\pi} \cdot (1 - e^{-L}) \cdot \frac{a(0) \cdot A - \left(\frac{\pi}{k} \right)^2}{a(L) - a(0)} \right) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где $h(0) = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi}{a(0)} \right)^2}$; $A = \frac{a(L) - a(0) \cdot e^{-L}}{1 - e^{-L}}$, L — длина перехода

для линейного, квадратичного, гиперболического и экспоненциального переходов соответственно.

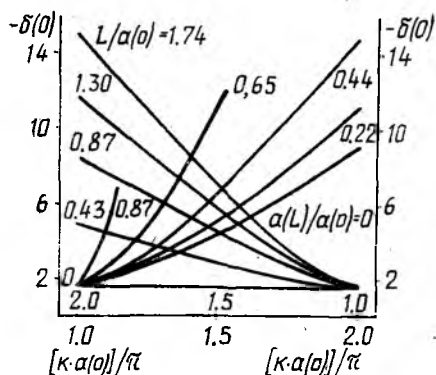


Рис. 1

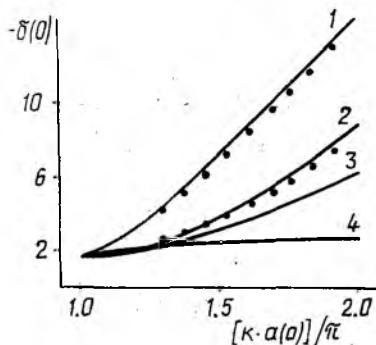


Рис. 2

В случае круглого волновода набег фазы вычисляется по формулам, получаемым из выражений для прямоугольного волновода с помощью замены $\pi \rightarrow \mu$.

На рис. 1 показана фаза коэффициента отражения волны H_{10} от критического сечения линейного волноводного перехода в зависимости от параметра $\frac{k \cdot a(0)}{\pi}$ для различных геометрических размеров.

Видно, что в случае $\frac{L}{a(0)} = 0$ (стык волноводов) фаза становится равной $\frac{\pi}{2}$ и стягивается в эту же точку при $\frac{a(L)}{a(0)} \rightarrow 1$.

На рис. 2 представлена фаза коэффициента отражения для переходов различной формы (1 — линейный, 2 — квадратичный, 3 — гиперболический, 4 — экспоненциальный), но с одинаковыми размерами $a(0)$, $a(L)$, L . Зависимость является наименьшей для образующей в виде экспоненты, очевидно вследствие ее наибольшей крутизны по сравнению с линейной, квадратичной и гиперболической формами. По сути, уже после $\frac{L}{a(0)} = 0,1$ фаза практически перестает изменяться при увеличении $\frac{k \cdot a(0)}{\pi}$.

Для проверки полученных теоретических результатов были изготовлены три волноводных перехода ($\frac{a(L)}{a(0)} = 0,19$): два линейных с углами наклона образующих $9,63^\circ$ и $18,74^\circ$ и квадратичный ($\frac{L}{a(0)} = 3,43$). На рис. 2 приводятся в сравнении теоретические кривые и некоторые экспериментальные точки. Результаты находятся в хорошем согласовании (расхождение не превышает 5—6%), что подтверждает правильность полученных выражений.

В заключение следует отметить, что полученные результаты могут быть использованы при расчете резонаторов сложной формы продольного сечения. Как известно, длина резонатора (а точнее, резонансной области) определяется из выражения $l_{\text{эвк}} = \frac{2\pi n}{\delta(0)}$, $n = 1, 2, 3, \dots$, откуда легко получить значения резонансных частот.

Очевидно, что резонаторы, имеющие различную форму образующей неоднородного участка, будут значительно различаться по настройке и, что наиболее важно, по перестройке частоты.

Список литературы: 1. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М., 1961, 216 с. 2. Машковцев Б. Н., Цибизов К. Н., Емелин Б. Ф. Теория волноводов. М.; Л., 1966, 351 с. 3. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., 1966, 474 с. 4. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения / С. Н. Власов, Г. М. Жислин, И. М. Орлова и др. // Изв. вузов. Радиофизика. Горький, 1969, т. 12, № 8. С. 1236—1244.

Поступила в редколлегию 04.10.90

УДК 621.373.826

Н. А. МАМЕДОВА, И. А. СУХОИВАНОВ, канд. техн. наук,
И. В. ЩЕРБАТКО

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ С ВНЕШНЕЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ СВЧ-ПОДНЕСУЩЕЙ

Успешные лабораторные исследования и разработки быстродействующих компонентов волоконно-оптических линий передачи (ВОЛП) на основе внешней модуляции оптического излучения