

УДК 621 372 08

## ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННЫХ ВОЛНОВОДАХ С КОМПЛЕКСНЫМ СПЕКТРОМ

Г. И. Веселов, А. В. Гуреев

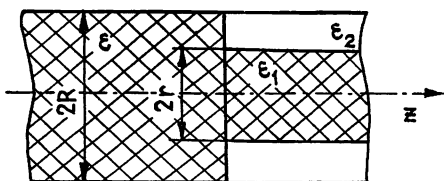
Приведены результаты численного решения задачи о дифракции волны  $H_{11}$  на стыке круглого однородно заполненного волновода с экранированным диэлектрическим волноводом. Показано, что на частотах, на которых существуют комплексные волны, электромагнитное поле в диэлектрическом волноводе, практически полностью определяемое именно этими волнами, имеет общие черты с полем стоячей и запредельной волн. Проведен анализ энергетических характеристик суперпозиции четверки комплексных волн и сделан вывод о возможности переноса энергии такими волнами на конечном расстоянии.

Частично заполненные волноводы используются в устройствах СВЧ, позволяя уменьшить габариты аппаратуры. По своим свойствам такие волноводы качественно отличаются от однородно заполненных. Так, в их спектре появляются комплексные волны [1-6], у которых вектор Пойнтинга не параллелен оси волновода [6], а комплексный поток энергии через поперечное сечение волновода равен нулю [2-4].

В указанных работах анализировался бесконечно протяженный волновод, который невозможно реализовать на практике. Поэтому оставался открытым вопрос о возможности практического применения комплексных волн.

В настоящей работе рассматривается способ возбуждения комплексных волн в полубесконечном круглом экранированном диэлектрическом волноводе (ДВ) полем волны  $H_{11}$ -круглого однородно заполненного волновода (ОЗВ) (рис. 1). Эта задача является ключевой для многих практических приложений. Она решается методом частичных областей, особенности применения которого для анализа такой структуры обсуждались ранее в работах [7, 8].

Рис. 1. Стык ОЗВ и экранированного ДВ круглого сечения.



Численные данные получены при сохранении в ДВ восьми, а в ОЗВ — десяти членов в разложении полей, что обеспечивает точность расчетов не хуже 1%. Собственные векторы волноводов считаются пронормированными с помощью следующего условия\*:

$$1/2 \int_S [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]_z dS = 1, \quad (1)$$

где  $S$  — сечение волноводов.

\* Зависимость составляющих полей от продольной координаты  $z$  предполагается в форме  $\exp(-iyz)$ . Множитель, характеризующий зависимость полей от времени,  $\exp(i\omega t)$  опускается, кроме оговоренных случаев.

Магнитные проницаемости всех материалов, заполняющих волноводы, при расчетах приняты равными единице. Диэлектрические проницаемости стержня  $\epsilon_1=10$  и внешней среды ДВ  $\epsilon_2=1$ , а также коэффициент заполнения ДВ  $r/R=0,7$  выбраны такими, чтобы низшие азимутально несимметричные типы волн в нем были комплексными (см. дисперсионные кривые на рис. 2, участок  $\bar{\lambda}_1 < \lambda/R < \bar{\lambda}_2$ ). Диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей ОЗВ, принята равной 5. При этом критическая длина  $\bar{\lambda}_{кр}$  волны  $H_{11}$  ОЗВ находится внутри диапазона существования комплексных волн, что позволяет исследовать особенности их возбуждения как бегущей, так и запредельной волнами.

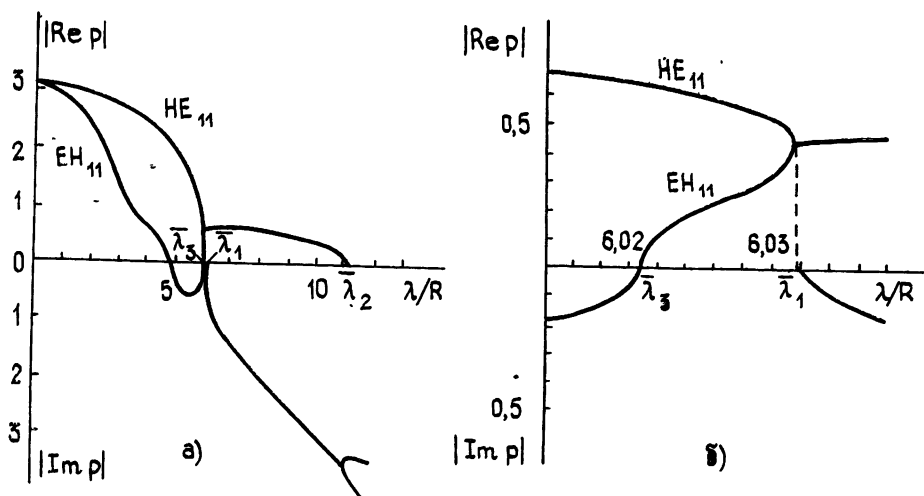


Рис. 2. Дисперсионные характеристики низших азимутально несимметричных типов волн экранированного ДВ ( $\epsilon_1 = 10$ ,  $\epsilon_2 = 1$ ,  $r/R = 0,7$ ) с участком комплексных волн (а) и вблизи коротковолновой границы диапазона существования комплексных волн (б).

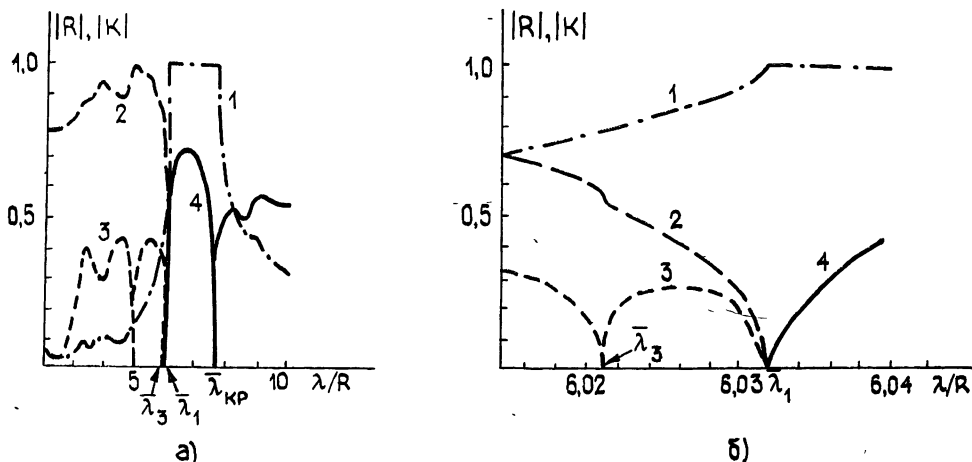


Рис. 3. Модули коэффициента отражения волны  $H_{11}$  ОЗВ ( $|R|$ ) и коэффициентов ее преобразования в волны  $HE_{11}$  (2),  $EH_{11}$  (3), комплексные волны (4): а) в диапазоне бегущих и комплексных волн ДВ; б) вблизи коротковолновой границы диапазона существования комплексных волн.

На рис. 3 приведены модули коэффициента отражения  $|R|$  волны  $H_{11}$  ОЗВ (кривая 1) и коэффициентов ее преобразования  $|K|$  в низшие азимутально несимметричные типы волн ДВ (кривая 2 — в волну  $HE_{11}$ ,

3 — в волну  $EH_{11}$ , 4 — в комплексные волны). Наибольший интерес представляет диапазон длин волн  $\bar{\lambda}_1 < \lambda/R < \bar{\lambda}_2$ , в пределах которого в спектре ДВ присутствуют комплексные волны. Из четверки комплексных волн [5] в рассматриваемом случае не может возбудиться пара волн с  $\text{Im} \gamma > 0$ , так как это приводило бы к нарастанию амплитуды электромагнитных колебаний при удалении от стыка в глубь ДВ ( $z \rightarrow +\infty$ ) и противоречило бы закону сохранения энергии. Обозначим возбуждаемые в ДВ две комплексные волны индексами « $k$ » и « $k^*$ » ( $\gamma_k = \beta - i\alpha$ ,  $\gamma_{k^*} = -\beta - i\alpha = -\gamma_k^*$ , где  $\beta$ ,  $\alpha$  — положительные действительные числа). Модули коэффициентов преобразования волны  $H_{11}$  в эти волны равны и, за исключением небольших участков частотной оси вблизи границ области существования комплексных волн и вблизи критической длины волны  $H_{11}$ , значительно (более чем на порядок) превышают модули коэффициентов преобразования в другие типы волн ДВ. Это означает, что в рассматриваемом случае почти во всем диапазоне  $\bar{\lambda}_1 < \lambda/R < \bar{\lambda}_2$  электромагнитное поле в экранированном ДВ практически полностью определяется суперпозицией двух комплексных волн « $k$ » и « $k^*$ », имеющих одинаковую амплитуду.

Обозначим амплитудные коэффициенты комплексных волн « $k$ » и « $k^*$ » соответственно через  $A_k = |A| e^{i\varphi_k}$  и  $A_{k^*} = |A| e^{i\varphi_{k^*}}$  и рассмотрим подробнее структуру электромагнитного поля, возбуждаемого в ДВ в диапазоне  $\bar{\lambda}_1 < \lambda/R < \bar{\lambda}_2$ . При нормировке (1) собственные векторы электрического и магнитного полей волн « $k$ » и « $k^*$ » связаны соотношениями

$$E_{k^*} = \pm i E_k^*, \quad H_{k^*} = \mp i H_k^*. \quad (2)$$

В результате суммарное поле в ДВ можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} E_c &\cong A_k E_k + A_{k^*} E_{k^*} = 2|A| \exp\left(i \frac{\varphi_k + \varphi_{k^*} \pm \pi/2}{2}\right) \times \\ &\quad \times \text{Re} \left[ \exp\left(i \frac{\varphi_k - \varphi_{k^*} \mp \pi/2}{2}\right) E_k \right], \\ H_c &\cong A_k H_k + A_{k^*} H_{k^*} = 2|A| \exp\left(i \frac{\varphi_k + \varphi_{k^*} \mp \pi/2}{2}\right) \times \\ &\quad \times \text{Re} \left[ \exp\left(i \frac{\varphi_k - \varphi_{k^*} \pm \pi/2}{2}\right) H_k \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

С помощью (3), учитывая временной множитель  $\exp(i\omega t)$ , для мгновенных значений  $\eta$ -компоненты электрического  $e_{c\eta}$  и магнитного  $h_{c\eta}$  поля ( $\eta \equiv r, \varphi, z$ ) в ДВ получаем

$$\begin{aligned} e_{c\eta} &= 2|A| e_{k\eta} e^{-\alpha z} \cos(\beta z + \varphi_1 - \varphi_{e\eta}) \cos(\omega t + \varphi_2), \\ h_{c\eta} &= 2|A| h_{k\eta} e^{-\alpha z} \sin(\beta z + \varphi_1 - \varphi_{h\eta}) \sin(\omega t + \varphi_2), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\varphi_1 = (\varphi_{k^*} - \varphi_k \pm \pi/2)/2$ ,  $\varphi_2 = (\varphi_{k^*} + \varphi_k \pm \pi/2)/2$ ,  $r, \varphi, z$  — координаты точки в цилиндрическом базисе,  $e_{k\eta}, h_{k\eta}$  — амплитуды колебаний  $\eta$ -компоненты  $E$ - и  $H$ -поля комплексной волны « $k$ » в точке  $(r, \varphi, 0)$ ,  $\varphi_{e\eta}, \varphi_{h\eta}$  — начальная фаза колебаний  $\eta$ -компоненты  $E$ - и  $H$ -поля комплексной волны « $k$ » в точке  $(r, \varphi, 0)$ .

Анализ соотношений (4) показывает, что возбуждаемая в ДВ пара комплексных волн имеет много общего со стоячей и запердельной волнами: все составляющие как электрического, так и магнитного поля во

времени колеблются в фазе; фазовый сдвиг между векторами  $E_c$  и  $H_c$  равен  $90^\circ$ ; комплексный вектор Пойнтинга в произвольной точке ДВ является чисто мнимым. Основное отличие между этими волнами состоит в законе изменения амплитуды составляющих поля вдоль продольной оси волновода. Вместо экспоненты  $\exp(-\alpha z)$  у запредельной волны или тригонометрической функции  $\begin{vmatrix} \cos(\beta z - \varphi) \\ \sin(\beta z - \varphi) \end{vmatrix}$  у стоячей волны для суперпозиции комплексных волн этот закон представляет собой произведение  $\exp(-\alpha z) \begin{vmatrix} \cos(\beta z - \varphi) \\ \sin(\beta z - \varphi) \end{vmatrix}$  (рис. 4б, в).

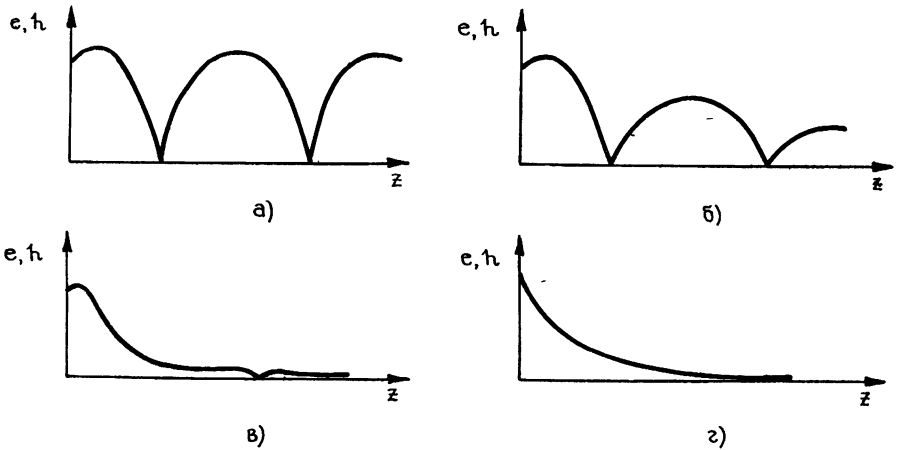


Рис. 4 Трансформация продольного распределения поля в экранированном ДВ; а)  $\bar{\lambda}_3 < \bar{\lambda} < \bar{\lambda}_1$ ; б)  $\bar{\lambda}_1 < \bar{\lambda} < \bar{\lambda}_2$ ,  $\bar{\lambda}/\bar{\lambda}_1 \sim 1$ ; в)  $\bar{\lambda}_1 < \bar{\lambda} < \bar{\lambda}_2$ ,  $\bar{\lambda}/\bar{\lambda}_2 \sim 1$ ; г)  $\bar{\lambda} > \bar{\lambda}_2$ .

Интересно проследить, каким образом в ДВ при изменении длины волны возбуждающего поля осуществляется трансформация продольного распределения поля от бегущего в коротковолновой области ( $\bar{\lambda} \ll \bar{\lambda}_1$ )\* до реактивно затухающего в длинноволновой ( $\bar{\lambda} > \bar{\lambda}_2$ ).

Особенностью частотной области вблизи диапазона существования комплексных волн  $\bar{\lambda}_3 < \bar{\lambda} < \bar{\lambda}_1$  является наличие в спектре ДВ волны  $EH_{11}$ , у которой дисперсия аномальна, а направления фазовой и групповой скоростей противоположны (рис. 2б). Возбуждаемая при этом в полубесконечном волноводе волна  $EH_{11}$ , уносящая энергию от стыка в глубь ДВ, должна иметь положительную групповую и отрицательную фазовую скорости. При приближении  $\bar{\lambda}$  к  $\bar{\lambda}_1$  справедливо  $\beta_{EH_{11}} \rightarrow -\beta_{HE_{11}} < 0$  и пронормированные к условию (1) собственные векторы волн  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$  удовлетворяют следующим приближенным соотношениям:

$$\begin{aligned} E_{t, EH_{11}} &\cong \pm E_{t, HE_{11}}, & E_{z, EH_{11}} &\cong \mp E_{z, HE_{11}}, \\ H_{t, EH_{11}} &\cong \mp H_{t, HE_{11}}, & H_{z, EH_{11}} &\cong \pm H_{z, HE_{11}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь индексами  $t$  и  $z$  обозначены соответственно поперечные и продольные компоненты векторов. Учитывая, что при  $\bar{\lambda} \rightarrow \bar{\lambda}_1$  амплитуды возбуждаемых в ДВ волн  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$  приблизительно равны ( $|A_{EH_{11}}| \cong |A_{HE_{11}}| = |A|$ , см. рис. 3б), с помощью (5) для суммарного поля в ДВ получаем

\* При  $\bar{\lambda} \ll \bar{\lambda}_1$  поле в ДВ практически полностью определяется волной  $HE_{11}$ , амплитуда которой значительно превышает амплитуды других типов волн ДВ.

$$\begin{aligned}
e_{c\eta} &\cong 2|A| \cos \left( \frac{|\beta_{EH_{11}}| + |\beta_{HE_{11}}|}{2} z + \varphi_{\eta} \right) \times \\
&\times \cos \left( \frac{|\beta_{EH_{11}}| - |\beta_{HE_{11}}|}{2} z + \omega t + \theta_{\eta} \right) e_{\eta, HE_{11}}, \\
h_{c\eta} &\cong 2|A| \sin \left( \frac{|\beta_{EH_{11}}| + |\beta_{HE_{11}}|}{2} z + \varphi_{\eta} \right) \times \\
&\times \sin \left( \frac{|\beta_{EH_{11}}| - |\beta_{HE_{11}}|}{2} z + \omega t + \theta_{\eta} \right) h_{\eta, HE_{11}},
\end{aligned} \tag{6}$$

где  $\varphi_{\eta}$ ,  $\theta_{\eta}$  — начальные фазовые углы, определяемые фазовыми соотношениями между возбуждаемыми волнами  $HE_{11}$  и  $EH_{11}$ .

Как видим, вблизи области комплексных волн электромагнитное поле в ДВ представляет собой замедленную волну, амплитуда которой изменяется вдоль  $z$  по тригонометрическому закону (рис. 4а). Поскольку  $|\beta_{EH_{11}}| \rightarrow |\beta_{HE_{11}}|$ , поле в ДВ практически не отличается от поля стоячей волны. Поток энергии через сечение ДВ уменьшается и становится равным нулю при переходе в комплексную область. В комплексной области вблизи коротковолновой ее границы  $\bar{\lambda}_1$ , когда  $|\alpha| \ll 1$ ,  $|\beta| \cong |\beta_{HE_{11}}|$ , продольное распределение поля в ДВ также близко к стоячей волне (рис. 4б). С ростом  $\bar{\lambda}$  происходит увеличение коэффициента затухания  $|\alpha|$  и уменьшение фазовой скорости  $|\beta|$  комплексных волн. Продольное распределение поля возбуждаемой пары комплексных волн плавно трансформируется и вблизи коротковолновой границы  $\bar{\lambda}_2$  практически не отличается от поля запредельной волны (рис. 4в).

Полученная здесь на основе теоретического анализа картина дифракции волны  $H_{11}$  ОЗВ на стыке с ДВ хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований [9]. Дифракция какой-либо запредельной волны ОЗВ на таком стыке приводит к изменению количественных, а не качественных результатов.

Проводя дальнейшую аналогию между возбуждаемой в ДВ парой комплексных и запредельной волнами, приходим к выводу о возможности переноса энергии четырьмя комплексными волнами. Пусть комплексные волны « $k$ », « $k^*$ » и обратные им комплексные волны, которые обозначим индексами « $-k$ » и « $-k^*$ » ( $\gamma_{-k} = -\gamma_k$ ,  $\gamma_{-k^*} = -\gamma_{k^*}$ ), имеют в общем случае различные амплитудные коэффициенты  $A_k$ ,  $A_{k^*}$ ,  $A_{-k}$ ,  $A_{-k^*}$ . Тогда, при нормировке (1) с помощью (2) для суммарного потока энергии через сечение ДВ  $P_{\Sigma}$ , переносимого суперпозицией четырех комплексных волн, получаем

$$P_{\Sigma} = \pm 2 \operatorname{Im} (A_k A_{-k^*}^* - A_{-k} A_{k^*}^*) \pm 2i \operatorname{Re} (A_k A_{k^*}^* - A_{-k} A_{-k^*}^*). \tag{7}$$

Как видно из (7), активный поток энергии  $\operatorname{Re} P_{\Sigma}$  отличен от нуля для энергетически неортогональных пар волн « $k$ » — « $-k^*$ » и « $-k$ » — « $k^*$ ». Такие пары комплексных волн, осуществляющие перенос энергии, характеризуются одинаковым направлением фазовой скорости и различным законом изменения амплитуды полей вдоль  $z$ . Следовательно, в бесконечном волноводе они не возбуждаются по одну сторону от источника. Как и в запредельном волноводе, перенос энергии комплексными волнами возможен только на конечных расстояниях.

1) В результате дифракции волны  $H_{11}$  ОЗВ на стыке с экранированным ДВ в последнем возбуждается пара комплексных волн с оди-

наковой амплитудой. В диапазоне существования комплексных волн электромагнитное поле в ДВ. практически полностью определяется именно этими волнами.

2) Электромагнитное поле возбуждаемой пары комплексных волн по фазовым соотношениям между компонентами  $E$ - и  $H$ -векторов и характеру зависимости от продольной координаты в коротковолновой части диапазона существования комплексных волн близко к полю стоячей, а в длинноволновой — запредельной волн. Средний за период поток энергии такой пары комплексных волн через сечение ДВ равен нулю.

3) На конечных расстояниях возможен перенос энергии парами комплексных волн, у которых фазовые скорости равны. В таких парах амплитуда электромагнитных колебаний в одной волне экспоненциально убывает, а в другой экспоненциально нарастает вдоль продольной оси волновода.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Веселов Г. И., Любимов Л. А. — Радиотехника и электроника, 1963, 8, № 9, с. 1530.
2. Белянцев А. И., Гапонов А. В. — Радиотехника и электроника, 1964, 9, № 7, с. 1188.
3. Краснушкин П. Е. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 7, с. 1345.
4. Веселов Г. И., Платонов Н. И., Семенов С. Г. — Радиотехника и электроника, 1980, 25, № 4, с. 887.
5. Веселов Г. И., Краснушкин П. Е. — ДАН СССР, 1981, 260, № 3, с. 576.
6. Веселов Г. И., Семенов С. Г. — Радиотехника, 1982, 37, № 10, с. 57.
7. Веселов Г. И., Гуреев А. В. — Сб.: Электродинамические основы автоматизированного проектирования интегральных схем СВЧ. — М.: ИРЭ АН СССР, 1981, с. 175.
8. Веселов Г. И., Гуреев А. В. Тезисы докладов VIII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. — М.: ИРЭ АН СССР, 1981, 2, с. 222.
9. Веселов Г. И., Раевский С. Б., Калмык В. А. — Радиотехника и электроника, 1980, 35, № 9, с. 59.

Московский институт  
электронной техники

Поступила в редакцию  
5 июля 1982 г.,  
в окончательном варианте  
5 марта 1983 г.

#### THE SPECIFICS OF THE ELECTROMAGNETIC WAVE DIFFRACTION IN PARTIALLY FILLED WAVEGUIDE WITH A COMPLEX SPECTRUM

*G. I. Veselov, A. V. Gureev*

The example of the complex wave excitation at the waveguide junction is considered. The evanescent wave, standing wave and excited pair of complex waves are shown to have similar properties. The possibility of the energy transmission by means of complex waves is discussed.