

Сравнение спектрального метода расчета открытых диэлектрических волноводов с лучевым методом и методом частичных областей

Г.С. Малышев, Н.А. Новоселова, Е.В. Павлович, А.А. Титаренко

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева
603950, Российская Федерация, г. Нижний Новгород
ул. Минаева, 24

Сравниваются три метода расчета дисперсионных характеристик открытых диэлектрических волноводов. Рассматривается спектральный метод, подразумевающий автономное разложение компонент поля. Численные результаты, полученные данным методом, сравниваются с результатами, даваемыми методом частичных областей, который в применении к анализу круглых открытых диэлектрических волноводов позволяет найти точное решение. Рассматривается вопрос корректности применения лучевого метода к расчету полосковых диэлектрических волноводов.

Ключевые слова: спектральный метод, модифицированный метод Галеркина, лучевой метод, метод частичных областей, открытый диэлектрический волновод, полосковый волновод.

Открытые диэлектрические волноводы (ОДВ) и устройства на их основе находят широкое применение в технике СВЧ-, КВЧ- и оптического диапазонов волн. В работе [1] был предложен спектральный метод анализа открытых диэлектрических волноводов, основанный на методе интеграла Фурье [2] и модифицированном методе Галеркина [3]. Изложим основные положения указанного метода.

Рассмотрим ОДВ с произвольным поперечным сечением (рис. 1).

Функция, задающая значение диэлектрической проницаемости в каждой точке сечения, определяется следующим образом:

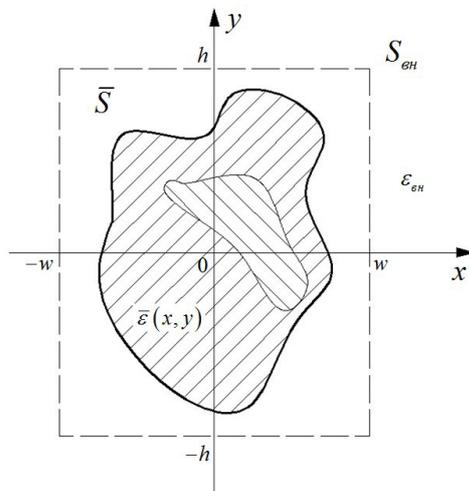


Рис. 1. ОДВ с произвольным поперечным сечением

$$\epsilon(x, y) = \begin{cases} \bar{\epsilon}(x, y), & |x| \leq w \cap |y| \leq h, \\ \epsilon_{\text{вн}}, & w < |x| \cup h < |y|, \end{cases}$$

то есть в пределах поперечного сечения \bar{S} ОДВ (внутри пунктирного контура, рис. 1) диэлектрическая проницаемость задается функцией $\bar{\epsilon}(x, y)$, в окружающем пространстве $S_{\text{вн}}$ диэлектрическая проницаемость имеет постоянное значение $\epsilon_{\text{вн}}$ (область вне пунктирного контура).

Компоненты электрического поля в такой структуре должны удовлетворять уравнениям Максвелла, скалярная форма записи которых имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k_0^2 \epsilon(x, y) - \beta^2) E_x - \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial y} + i\beta \frac{\partial E_z}{\partial x} &= 0; \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 \epsilon(x, y) - \beta^2) E_y - \frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} + i\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} &= 0; \quad (1) \\ \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k_0^2 \epsilon(x, y) E_z + i\beta \frac{\partial E_x}{\partial x} + i\beta \frac{\partial E_y}{\partial y} &= 0. \end{aligned}$$

Решения системы уравнений (1) представим в виде интегралов Фурье [2]:

$$\begin{aligned} E_x(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\rho, \kappa) e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa; \\ E_y(x, y) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(\rho, \kappa) e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa; \quad (2) \end{aligned}$$

$$E_z(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(\rho, \kappa) e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa.$$

Особенность представления полей в виде (2) состоит в том, что компоненты электрического поля записываются независимо друг от друга со спектральными коэффициентами $a(\rho, \kappa)$, $b(\rho, \kappa)$ и $c(\rho, \kappa)$. Для установления связи между последними, а значит, между компонентами E_x , E_y и E_z , подставляем выражения (2) в систему (1), в результате чего получаем:

$$\begin{aligned} & - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\rho, \kappa) \kappa^2 e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa + \\ & + (k_0^2 \varepsilon(x, y) - \beta^2) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\rho, \kappa) e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(\rho, \kappa) \rho \cdot \kappa e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa + \\ & + \beta \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(\rho, \kappa) \rho e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa = 0; \\ & - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(\rho, \kappa) \rho^2 e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa + \\ & + (k_0^2 \varepsilon(x, y) - \beta^2) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(\rho, \kappa) e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\rho, \kappa) \rho \cdot \kappa e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa + \\ & + \beta \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(\rho, \kappa) \kappa e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa = 0; \\ & - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(\rho, \kappa) \rho^2 e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa - \\ & - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(\rho, \kappa) \kappa^2 e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa + \\ & + k_0^2 \varepsilon(x, y) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(\rho, \kappa) e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa + \\ & + \beta \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\rho, \kappa) \rho e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa + \\ & + \beta \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(\rho, \kappa) \kappa e^{-i\rho x} e^{-i\kappa y} d\rho d\kappa = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Используя равенства

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\rho x} \cdot e^{i\xi x} dx = 2\pi \cdot \delta(\xi - \rho),$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\kappa y} \cdot e^{i\zeta y} dy = 2\pi \cdot \delta(\zeta - \kappa),$$

где δ – дельта-функция Дирака, произведем над записанной системой двумерное преобразование Фурье, то есть каждое уравнение системы (3) умножим на $e^{i\xi x} \cdot e^{i\zeta y}$ и проинтегрируем по переменным x и y в пределах от $-\infty$ до ∞ . В результате получаем систему трех однородных интегральных уравнений Фредгольма 2-го рода относительно спектральных функций $a(\rho, \kappa)$, $b(\rho, \kappa)$ и $c(\rho, \kappa)$ из представления Фурье (2):

$$\begin{aligned} & 4\pi^2 a(\xi, \zeta) \cdot (k_0^2 \varepsilon_{\text{сн}} - \beta^2 - \zeta^2) + \\ & + k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\rho, \kappa) \left[\int_{-h}^h \int_{-w}^w (\bar{\varepsilon}(x, y) - \varepsilon_{\text{сн}}) \times \right. \\ & \times e^{-i(\rho-\xi)x} e^{-i(\kappa-\zeta)y} dx dy \left. \right] d\rho d\kappa + \\ & + 4\pi^2 b(\xi, \zeta) \cdot \xi \cdot \zeta + 4\pi^2 c(\xi, \zeta) \cdot \beta \cdot \xi = 0; \\ & 4\pi^2 b(\xi, \zeta) \cdot (k_0^2 \varepsilon_{\text{сн}} - \beta^2 - \xi^2) + \\ & + k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(\rho, \kappa) \left[\int_{-h}^h \int_{-w}^w (\bar{\varepsilon}(x, y) - \varepsilon_{\text{сн}}) \times \right. \\ & \times e^{-i(\rho-\xi)x} e^{-i(\kappa-\zeta)y} dx dy \left. \right] d\rho d\kappa + \\ & + 4\pi^2 a(\xi, \zeta) \cdot \xi \cdot \zeta + 4\pi^2 c(\xi, \zeta) \cdot \beta \cdot \zeta = 0; \\ & 4\pi^2 c(\xi, \zeta) \cdot (k_0^2 \varepsilon_{\text{сн}} - \xi^2 - \zeta^2) + \\ & + k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} c(\rho, \kappa) \left[\int_{-h}^h \int_{-w}^w (\bar{\varepsilon}(x, y) - \varepsilon_{\text{сн}}) \times \right. \\ & \times e^{-i(\rho-\xi)x} e^{-i(\kappa-\zeta)y} dx dy \left. \right] d\rho d\kappa + \\ & + 4\pi^2 a(\xi, \zeta) \cdot \beta \cdot \xi + 4\pi^2 b(\xi, \zeta) \cdot \beta \cdot \zeta = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

При решении этой системы неизвестные функции $a(\rho, \kappa)$, $b(\rho, \kappa)$ и $c(\rho, \kappa)$ будем искать в виде разложений [3] по полиномам Эрмита с весовыми функциями:

$$\begin{aligned} a(\rho, \kappa) &= \sum_{n=0}^N a_n e^{-\frac{(\alpha\rho)^2}{2}} e^{-\frac{(\chi\kappa)^2}{2}} H_{k_n}(\alpha\rho) H_{m_n}(\chi\kappa); \\ b(\rho, \kappa) &= \sum_{n=0}^N b_n e^{-\frac{(\alpha\rho)^2}{2}} e^{-\frac{(\chi\kappa)^2}{2}} H_{k_n}(\alpha\rho) H_{m_n}(\chi\kappa); \\ c(\rho, \kappa) &= \sum_{n=0}^N c_n e^{-\frac{(\alpha\rho)^2}{2}} e^{-\frac{(\chi\kappa)^2}{2}} H_{k_n}(\alpha\rho) H_{m_n}(\chi\kappa), \end{aligned} \quad (5)$$

где $N = (\bar{N} + 1)^2 - 1$, а индексы k_n и m_n определяются как $m_{p+(\bar{N}+1) \cdot r} = p$, $k_{p+(\bar{N}+1) \cdot r} = r$, $p = 0, 1, \dots, \bar{N}$,

$r = 0, 1, \dots, \bar{N}$; α и χ – масштабирующие коэффициенты, подбирая которые можно влиять на скорость сходимости представлений (5). При проведении расчетов полагаем, что $\alpha = \chi = 1/k_0$, где k_0 – волновое число свободного пространства. α и χ вычисляются один раз для какой-нибудь одной частоты.

Подставляем (5) в систему (4). Умножаем каждое из уравнений поочередно на функции

$$F_q(\xi, \zeta) = e^{-\frac{(\alpha\xi)^2}{2}} e^{-\frac{(\chi\zeta)^2}{2}} H_{k_q}(\alpha\xi) H_{m_q}(\chi\zeta),$$

$$q = 0, 1, \dots, N$$

и интегрируем по переменным ξ и ζ в пределах от $-\infty$ до ∞ . Используя соотношения ортогональности [4] полиномов Эрмита с весовыми функциями

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-(\alpha\rho)^2} H_{k_n}(\alpha\rho) \cdot H_{k_q}(\alpha\rho) d\rho =$$

$$= \begin{cases} \sqrt{\pi} \frac{2^{k_q} k_q!}{\alpha}, & k_n = k_q, \\ 0, & k_n \neq k_q; \end{cases}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-(\alpha\rho)^2} e^{-(\chi\kappa)^2} H_{k_n}(\alpha\rho) H_{m_n}(\chi\kappa) \times$$

$$\times H_{k_q}(\alpha\rho) H_{m_q}(\chi\kappa) d\rho d\kappa =$$

$$= \begin{cases} \mathfrak{R}_q = \pi \frac{2^{k_q+m_q} k_q! m_q!}{\alpha\chi}, & n = q, \\ 0, & n \neq q, \end{cases}$$

получаем СЛАУ относительно неизвестных коэффициентов разложения a_n, b_n и $c_n, n = 0, 1, \dots, N$:

$$\begin{bmatrix} 4\pi^2 \left((k_0^2 \varepsilon_{\text{вн}} - \beta^2) \mathfrak{R} - I \right) + k_0^2 W & & & & \\ & 4\pi^2 K & & & \\ & & 4\pi^2 \beta \bar{J} & & \\ & & & 4\pi^2 K & \\ 4\pi^2 \left((k_0^2 \varepsilon_{\text{вн}} - \beta^2) \mathfrak{R} - \bar{I} \right) + k_0^2 W & & & & \\ & & & 4\pi^2 \beta J & \\ & & & & 4\pi^2 \beta \bar{J} \\ & & & & & 4\pi^2 \beta J \\ 4\pi^2 \left(k_0^2 \varepsilon_{\text{вн}} \mathfrak{R} - \bar{I} - I \right) + k_0^2 W & & & & \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} = 0,$$

где β – продольное волновое число. Матрица системы имеет размерность $3(\bar{N} + 1)^2 \times 3(\bar{N} + 1)^2$. Приравняв ее определитель нулю, получаем

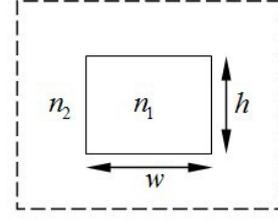


Рис. 2. Геометрические размеры поперечного сечения полоскового волновода

дисперсионное уравнение волн ОДВ. Элементы матриц $K, I, \bar{I}, J, \bar{J}$ и W , каждая из которых имеет размерность $(\bar{N} + 1)^2 \times (\bar{N} + 1)^2$, определяются формулами, приведенными в работе [1]. Важно отметить, что все эти элементы (за исключением элементов матрицы W) не зависят ни от параметров диэлектрического волновода, ни от частоты. Их значения определяются только номером приближения, что позволяет рассчитывать их (в заданном приближении) один раз, заносить в компьютерную память и далее просто считывать их. Это позволяет принципиально сократить время счета.

Сравнение спектрального метода с лучевым методом

Для расчета дисперсионных характеристик полоскового волновода (рис. 2) можно [5] использовать лучевой метод. Метод является приближенным. Достоинством его является возможность использовать дисперсионные уравнения исключительно простой структуры, требующие малых затрат компьютерного времени. Скорость вычисления корней таких дисперсионных уравнений существенно выше по сравнению с методами, требующими привлечения аппарата непрерывного спектра, что представляет большой практический интерес. Важно также проверить состоятельность лучевого подхода при расчете характеристик полосковых волноводов, особенно в нижней части частотного диапазона.

Опишем процедуру поиска корней дисперсионных уравнений, полученных с помощью лучевого подхода [5]. С позиции лучевого метода полосковый волновод представляется как суперпозиция двух симметричных пленочных волноводов, один из которых имеет толщину пленки w , а другой – h . В одном из этих волноводов распространяется (рис. 3) волна типа H , в другом – волна типа E . В результате в полосковом волноводе образуются гибридные волны HE и EH . Для расчета дисперсионных характеристик гибридных волн полоскового волновода необходи-

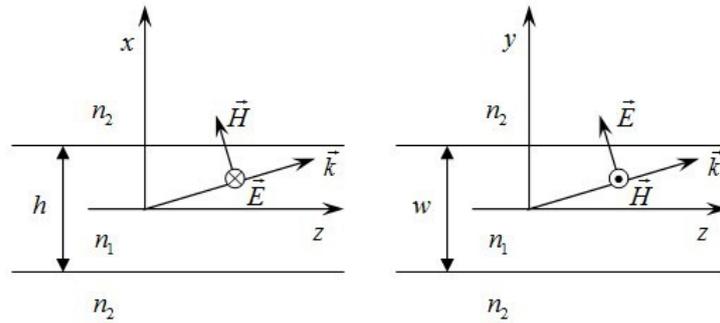


Рис. 3. Две плоские волны, суперпозиция которых дает HE-волну

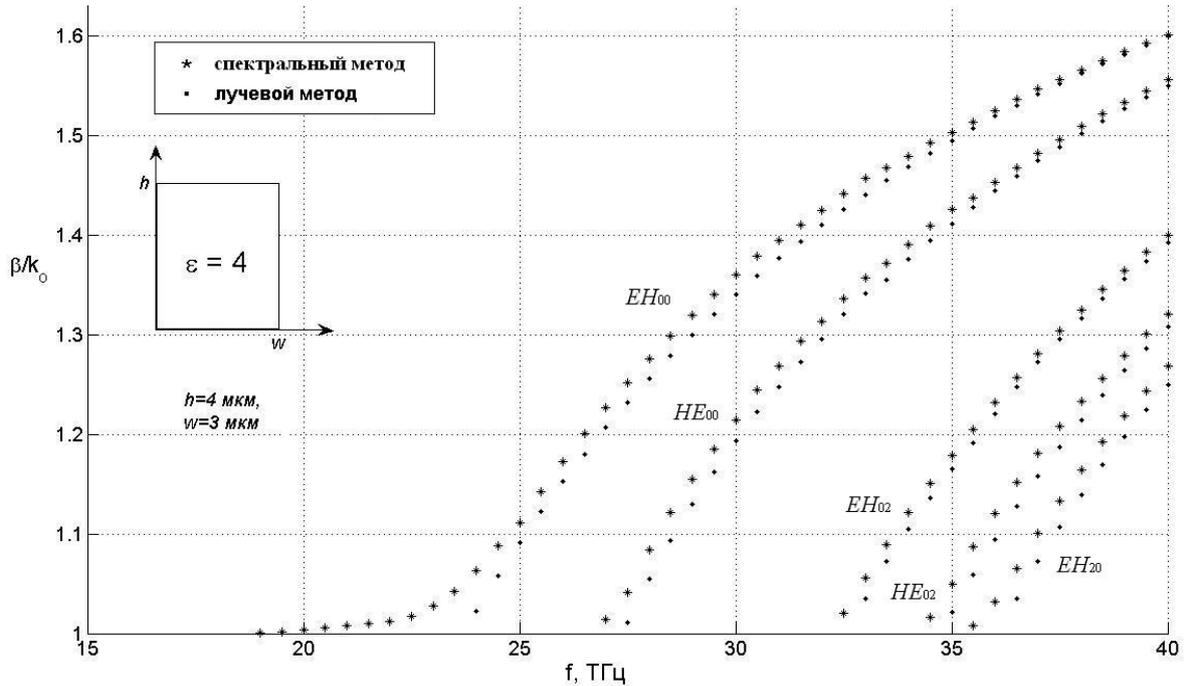


Рис. 4. Дисперсионные характеристики первых пяти волн полоскового волновода

мо сначала найти корни дисперсионных уравнений волн симметричных пленочных волноводов с толщиной w и h .

В качестве примера рассмотрим алгоритм расчета дисперсионных характеристик волн HE_{mn} с четным индексом m и нечетным индексом n . Ориентацию осей x и y выбираем так, как показано на рис. 3. На фиксированной частоте находим корни β_H дисперсионного уравнения волн H_m симметричного слоя с толщиной h

$$u_H \cdot \text{tg}(u_H/2) = v_H, \tag{6}$$

где

$$u_H = hk_0 \sqrt{n_1^2 - \beta_H^2}, \quad v_H = hk_0 \sqrt{\beta_H^2 - n_2^2}. \tag{7}$$

β_H в выражениях (7) – нормированное на k_0 продольное волновое число, u_H и v_H – нормированные на k_0 поперечные волновые числа в полоске и окружающей его среде, соответственно. Уравнение (6) соответствует четным m (волнам с четными и нечетными индексами соответствуют [5] различные дисперсионные уравнения).

Затем находим корни β_E дисперсионного уравнения волны E_n симметричного слоя с толщиной w (индекс n – нечетный):

$$-v_E \cdot \text{tg}(u_E/2) = u_E (n_2/n_1)^2,$$

где

$$u_E = wk_0 \sqrt{n_1^2 - \beta_E^2}, \quad v_E = wk_0 \sqrt{\beta_E^2 - n_2^2}.$$

Определив β_H и β_E , находим соответствующие им значения u_H, u_E и подставляем их в формулу, связывающую волновые числа:

$$\beta = \sqrt{n_1^2 - u_H^2 - u_E^2},$$

где β – нормированное на k_0 продольное волновое число волны HE_{mn} с четным индексом m и нечетным n .

На рис. 4 приведены дисперсионные характеристики первых пяти волн полоскового волновода. Расчет производился двумя методами – спектральным (полагалось, что $\bar{N} = 14$) и лучевым. Из рис. 4 видно, что два метода дают хорошее совпадение в области высоких частот.

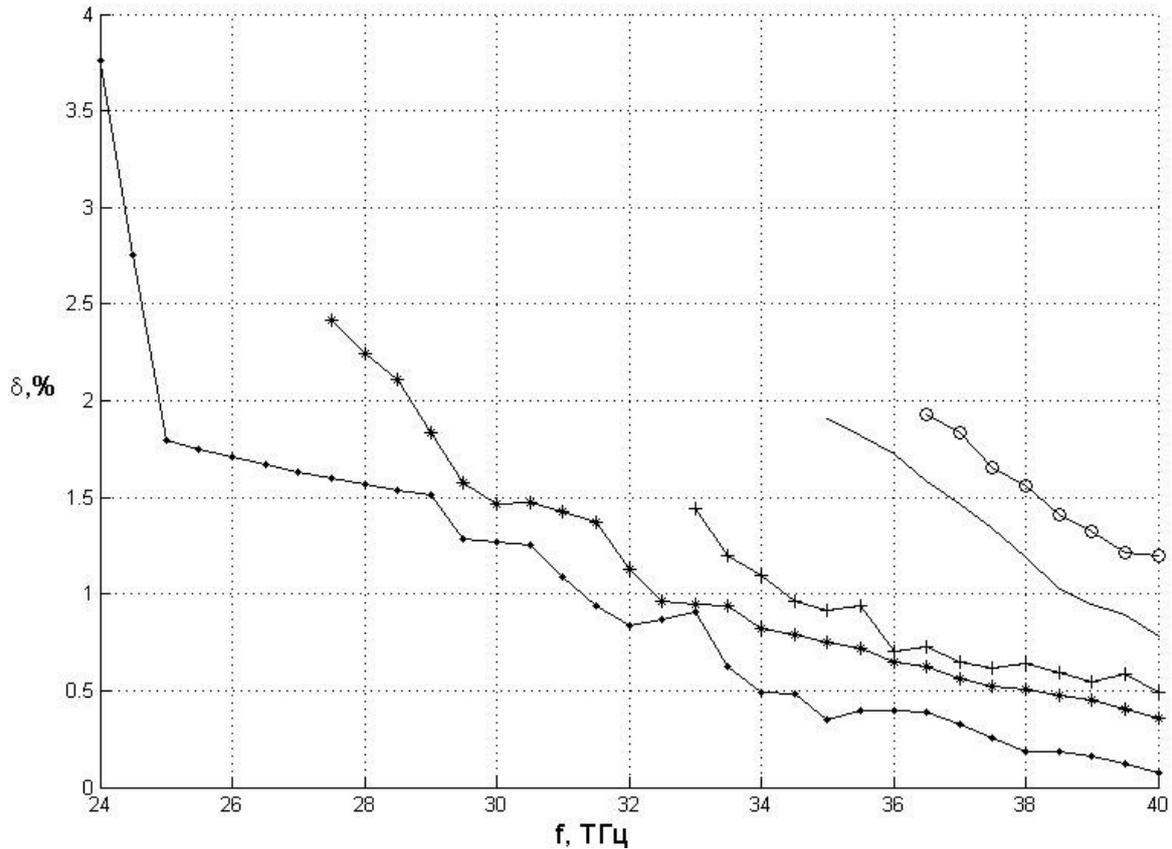


Рис. 5. Относительное расхождение между коэффициентами замедления для волн, дисперсионные характеристики которых рассчитаны двумя методами (рис. 4)

В приближении к критическим частотам расхождение увеличивается.

Классификация волн была произведена с помощью лучевого метода. Однако, на более высоких частотах классификация волн становится затруднительной, так как для определения дисперсионных характеристик приходится решать целых восемь дисперсионных уравнений, которые, вообще говоря, позволяют различать HE - и EH -волны, а также устанавливать четность, либо нечетность одного из индексов. Для определения же порядка следования индексов нет никакой дополнительной информации.

Для численной оценки расхождения, даваемого двумя методами, воспользуемся выражением:

$$\delta = \frac{\beta_{SPEC} - \beta_{RAY}}{\beta^{HE}} 100\%,$$

где β_{SPEC} и β_{RAY} — коэффициенты замедления, рассчитанные спектральным и лучевым методами, соответственно; β^{HE} — коэффициент замедления основной волны, рассчитанный спектральным методом (для основной волны параметр β_{SPEC} совпадает с β^{HE}). Зависимость параметра δ от частоты для первых пяти волн

полоскового волновода (рис. 4) представлена на рис. 5.

Из рис. 5 видно, что погрешность лучевого метода возрастает с увеличением номера волны. Она (погрешность) связана с тем, что в приближении лучевой модели плоские волны, образующие поле, рассматриваются попарно независимо: не учитывается взаимодействие плоских волн взаимно ортогональной поляризации. Тем не менее, на высоких частотах оба метода дают хорошее совпадение.

Для основной волны в области низких частот сравниваемые методы дают не только количественное, но и качественное отличие. Это связано с тем, что на низких частотах перестает выполняться условие применимости лучевого подхода [5]: $h; w \gg \lambda$.

Таким образом, за исключением низкочастотной области лучевой метод при расчете полосковых световодов дает вполне достоверные результаты. В СВЧ-диапазоне целесообразно использовать волновой подход. Можно сделать вывод, что лучевой метод является действенным в оптическом диапазоне, то есть когда полосковые ДВ являются световодами.

Сравнение спектрального метода с методом частичных областей

В современных телекоммуникационных системах широкое распространение получили многослойные волоконные световоды с круглым поперечным сечением. Для расчета таких световодов в работе [6] предложен эффективный метод, позволяющий избежать вычисления определителей плохо обусловленных матриц. Метод является строгим, поэтому его можно использовать для проверки спектрального метода.

В качестве примера рассмотрим световод с поперечным сечением, представленным на рис. 6.

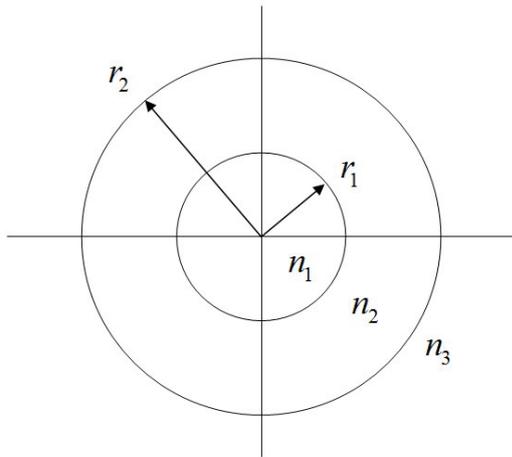


Рис. 6. Поперечное сечение трехслойного ОДВ

Зададимся следующими параметрами:

- $n_1 = 1$ мкм, $n_2 = 2$ мкм;
- $n_1 = 1.48$, $n_2 = 1.1418$, $n_3 = 1.45$.

В этом случае рассматриваемый световод имеет W-образный профиль показателя преломления (такие световоды называются световодами с депрессированной оболочкой).

Использование спектрального метода для расчета дисперсионных характеристик таких ОДВ предполагает вычисление двукратных интегралов по круговой области. В [7] приводится формула для вычисления таких интегралов:

$$\begin{aligned} \iint_C f(x, y) dx dy &= \\ &= \pi a^2 \left[\frac{1}{9} f(0, 0) + \sum_{m=1}^{10} p_{1m} f(x_{1m}, y_{1m}) + \right. \\ &\left. + \sum_{m=1}^{10} p_{2m} f(x_{2m}, y_{2m}) \right] + O(a^{10}), \end{aligned}$$

в которой коэффициенты p_{1m} , p_{2m} и координаты (x_{1m}, y_{1m}) , (x_{2m}, y_{2m}) вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} x_{1m} &= \sqrt{\frac{6 - \sqrt{6}}{10}} a \cos\left(\frac{2\pi m}{10}\right); \\ y_{1m} &= \sqrt{\frac{6 - \sqrt{6}}{10}} a \sin\left(\frac{2\pi m}{10}\right); \end{aligned}$$

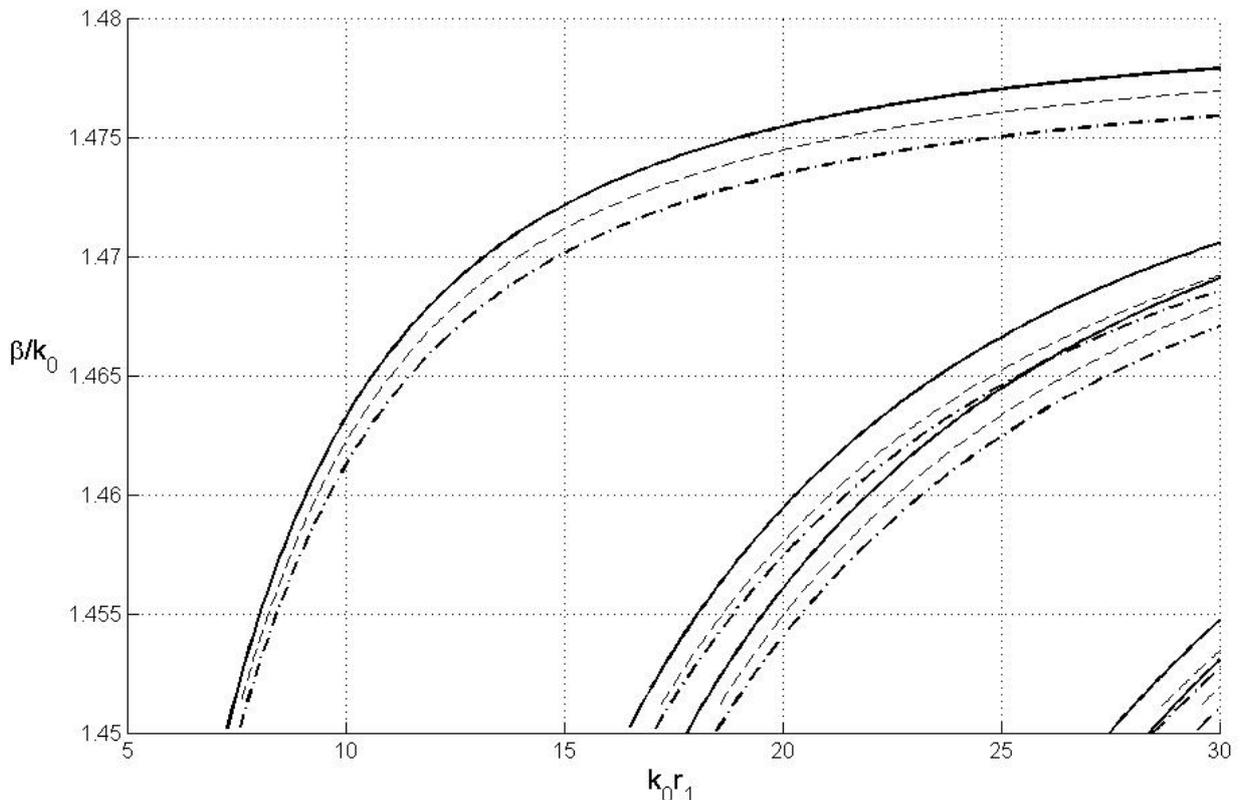


Рис. 7. Дисперсионные характеристики гибридных волн ОДВ с азимутальным индексом $n = 1$

$$p_{1m} = \frac{16 + \sqrt{6}}{360};$$

$$x_{2m} = \sqrt{\frac{6 + \sqrt{6}}{10}} a \cos\left(\frac{2\pi m}{10}\right);$$

$$y_{2m} = \sqrt{\frac{6 + \sqrt{6}}{10}} a \sin\left(\frac{2\pi m}{10}\right);$$

$$p_{2m} = \frac{16 - \sqrt{6}}{360}.$$

a – радиус круговой области.

На рис. 7 сравниваются дисперсионные характеристики гибридных волн с азимутальным индексом $n = 1$, полученные двумя методами. Чтобы не загромождать рисунок, дисперсионные характеристики симметричных волн и волн с азимутальными индексами $n > 1$ не показаны. Сплошной линией показаны зависимости, полученные путем строго расчета [6]. Штрих – пунктирной и пунктирной линиями показаны дисперсионные характеристики, полученные спектральным методом при $\bar{N} = 6$ и $\bar{N} = 9$, соответственно.

Из рис. 7 видно, что для волн высших типов спектральный метод дает более медленную сходимость, по сравнению с основной волной. Тем не менее, уже при $\bar{N} = 14$ дисперсионные характеристики, рассчитанные двумя методами,

становятся графически неразличимы, как для основной волны, так и для других гибридных волн. Полученный на тестовом примере результат подтверждает действенность спектрального метода.

Список литературы

1. Раевский С.Б., Титаренко А.А. Расчет открытых продольно регулярных диэлектрических волноводов с произвольным поперечно неоднородным сечением // Радиотехника и электроника. 2009. № 11. С. 1285–1299.
2. Электродинамика и распространение радиоволн / В.А. Неганов [и др.]. М.: Радиотехника, 2007. 743 с.
3. Раевский С.Б., Титаренко А.А. Метод электродинамического расчета прямоугольных закрытых волноводов с произвольным диэлектрическим заполнением // Антенны. 2007. Вып. 2 (117). С.4–11.
4. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1963. 1100 с.
5. Унгер Х. Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 656 с.
6. Беланов А.С., Дианов Е.М., Кривенков В.И. Дисперсия в световодах со сложным профилем показателя преломления // Доклады академии наук. 1999. Т. 364. № 1. С. 37–41.
7. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979. 832 с.

Comparison of the spectral method of calculation of open dielectric waveguides beam method and the partial areas

G.S. Malyshev, N.A. Novoselova, E.V. Pavlovitch, A.A. Titarenko

We compare three methods of calculating the dispersion characteristics of open dielectric waveguides. We consider the spectral method, implying the expansion of the autonomous components of the field. Numerical results obtained by this method are compared with the results given by the method of partial areas, which when applied to the analysis of the open circular dielectric waveguides allows you to find the exact solution. The question of the correctness of the application of the ray method for calculation of the strip of dielectric waveguides.

Keywords: spectral method, the modified Galerkin method, radiation method, the partial areas, an open dielectric waveguide, a strip waveguide.
