

УДК 621.315.2

Г. Г. КАНАРИК, канд. техн. наук, *С. С. ТРЕТЬЯКОВА*, канд. физ.-мат. наук,
Э. И. ЧЕРНЯКОВ, канд. физ.-мат. наук

МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ

Увеличение механической прочности, улучшение герметичности, снижение габаритов и массы оптического кабеля может быть достигнуто при использовании металлизированных световодов,

представляющих собой оптическое волокно с покрытием из металла, которое наносится в процессе изготовления [1; 2].

Решение вопроса о целесообразности использования металлических покрытий зависит от электромагнитных параметров таких световодов. Поэтому возникла необходимость решения задачи о распространении электромагнитных волн в структуре, представляющей собой диэлектрический волновод с нанесенной на него периодической системой металлических колец, защитной диэлектрической оболочкой и металлическим экраном.

При различных соотношениях между диэлектрическими проницаемостями волокна и защитной оболочки может происходить перекачка энергии в защитную оболочку. Наличие металлических колец позволяет регулировать этот процесс для определенных типов волн и накладывать менее жесткие условия на диэлектрическую проницаемость волокна.

Толщина скин-слоя в оптическом диапазоне составляет сотые доли от длины волн, поэтому металлические кольца будем считать бесконечно тонкими.

Структура рассматриваемой модели предполагается бесконечной вдоль оси распространения с периодом, равным l , металл — идеально проводящим, радиус колец — a , зазор между кольцами d , радиус металлического экрана b , показатели преломления сердцевины и оболочки n_1 и n_2 соответственно. Процесс считается стационарным, т. е. зависимость от времени выбирается в виде $\exp(-i\omega t)$. Задача сводится к отысканию решений системы дифференциальных уравнений Максвелла с заданными граничными условиями, т. е. к отысканию собственных колебаний системы.

В силу аксиальной симметрии и периодичности структуры искомые решения — напряженности электрического и магнитного поля \vec{E} и \vec{H} можно искать в виде

$$\begin{aligned}\vec{E}(r, \varphi, z) &= e^{im\varphi} e^{i\beta_0 z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{E}_n(r) e^{i2\pi n z/l}; \\ \vec{H}(r, \varphi, z) &= e^{im\varphi} e^{i\beta_0 z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{H}_n(r) e^{i2\pi n z/l},\end{aligned}\quad (1)$$

где β_0 — постоянная распространения вдоль оси OZ .

Физически такое разложение соответствует представлению электромагнитного поля структуры в виде суперпозиции цилиндрических волн с волновыми числами по оси OZ , равными $\beta_0 + \frac{2\pi n}{l}$, или набора пространственных гармоник, распространяющихся вдоль оси волновода с фазовыми скоростями, зависящими от номера гармоники.

Уравнения Максвелла позволяют выразить все компоненты поля через две скалярные функции и в дальнейшем решать скалярную задачу. Искомое решение подчиняется граничным условиям на поверхности кольцевого волновода и металлического экрана. Выполнение этих условий приводит к системе функциональных уравнений относительно неизвестных коэффициентов Фурье a_n , b_n и постоянной распространения β_0 .

$$\sum_n a_n e^{in\xi} = 0; \quad \frac{\pi d}{l} < |\xi| \leq \pi;$$

$$\sum_n a_n \frac{|n|}{n} e^{in\xi} = \sum_n \left(a_n \chi_n \frac{|n|}{n} - b_n \eta_n \right) e^{in\xi}, \quad |\xi| < \frac{\pi d}{l};$$

$$\sum_n \left(\frac{a_n}{v+n} \cdot \frac{|n|}{n} - \frac{im\delta^2}{\kappa^2(1+\varepsilon)} \cdot \frac{b_n}{v+x} \right) = \sum_n \left(a_n \frac{\chi_n}{v+n} \frac{|n|}{n} - b_n \right);$$

$$\sum_n b_n e^{in\xi} = 0; \quad |\xi| < \frac{\pi d}{l};$$

$$\sum_n b_n \frac{|n|}{n} e^{in\xi} = \sum_n \left(b_n \sigma_n \frac{|n|}{n} + a_n \xi_n \right) e^{in\xi};$$

$$\sum_n \left(\frac{b_n}{v+n} \cdot \frac{|n|}{n} + m\delta \frac{a_n}{v+n} \right) (-1)^n =$$

$$= \sum_n \left(b_n \frac{|n|}{n} + a_n \frac{\xi_n}{v+n} \right) (-1)^n. \quad (2)$$

Здесь $\xi = 2\pi z/l$; η_n и ξ_n — параметры, зависящие от m и n и от параметров структуры; σ_n, χ_n — параметры, выражающиеся через функции Бесселя и Ханкеля, причем $\sigma_n, \chi_n = 0$ (δ^2/n^2) при $|n| \rightarrow \infty$.

Такая система мало пригодна для анализа оптических характеристик структуры (из-за слабой сходимости), поэтому ее необходимо привести к виду, удобному хотя бы для численных методов анализа. Аналогичные структуры были рассмотрены в [3], где показано, что использование метода задачи Римана—Гильберта приводит систему функциональных уравнений подобного типа к бесконечной системе линейных однородных алгебраических уравнений вида

$$a_m = \sum_n \alpha_m^n(\beta_0) \cdot a_n, \quad m \in Z. \quad (3)$$

Неизвестными здесь являются коэффициенты Фурье полей a_n и волновое число β_0 . Наличие параметров малости δ_n и χ_n позволяет для ее решения использовать метод редукции. Условием существования нетривиального решения этой системы является равенство нулю ее определителя $\text{Det}(\alpha_m^n(\beta_0) - \delta_m^n) = 0$ (4). Это и есть дисперсионное уравнение структуры, из которого можно определить β_0 как функцию частоты, геометрических параметров и величины диэлектрической проницаемости сердцевинки и оболочки. В общем случае это бесконечный определитель, элементами которого являются сложные выражения, содержащие функции Бесселя, Ханкеля, Лежандра.

В частном случае, когда не учитывается угловая зависимость по ψ , т. е. рассматриваются аксиально-симметричные волны, уравнение распределяется на два уравнения относительно так называемых EH - и HE -волн, представляющих наибольший интерес с точки зрения передачи информации.

В длинноволновом приближении, т. е. для $\lambda > l$, уравнения преобразуются к виду

$$n_1^2 Y_0 + n_2^2 \frac{W_2}{v W_0} = - \frac{n_1^2 + n_2^2}{\beta_0 a} Q_v(-\theta), \quad E - \text{волны}; \quad (5)$$

$$Y_0 - \frac{W_3}{v W_1} = 2\beta_0 a \cdot Y_0 \cdot \frac{W_3}{v W_1} \bar{Q}_v(\theta), \quad H - \text{волны}, \quad (6)$$

где Y_0, W_0, W_1, W_2, W_3 — комбинации функций Бесселя и Макдональда;

$$V_0 = J_0(U)/(UJ_0(U)); \quad W_0 = I_0(v)K_0(v) - I_0(v)K_0(v);$$

$$W_1 = I_0(v)K_0(v) - I_0(v)K_0(v); \quad W_2 = I_0(v)K_0(v) - I_0(v)K_0(v);$$

$$W_3 = I_0(v)K_0(v) - I_0(v)K_0(v),$$

где $Q_v(-\theta), \bar{Q}_v(\theta)$ — комбинации функций Лежандра $P_v(\theta)$:

$$Q_v(-\theta) = \frac{P_v(-\theta) - P_{v-1}(-\theta)}{P_v(-\theta) + P_{v-1}(-\theta)}; \quad \bar{Q}_v(\theta) = \frac{P_v(\theta) + P_{v-1}(\theta)}{P_v(\theta) - P_{v-1}(\theta)};$$

$$u = \frac{1}{\delta} \sqrt{\kappa^2 n_1^2 - (v+n)^2}; \quad v = \frac{1}{\delta} \sqrt{(v+n)^2 - \kappa^2 n_2^2}$$

— радиальные фазовые параметры распространения и затухания соответственно;

$$v = \frac{\beta_0 l}{2\pi}; \quad \delta = \frac{l}{2\pi a}; \quad \kappa = \frac{kl}{2\pi}; \quad \theta = \cos \frac{\pi d}{l}; \quad c = \frac{b}{a}.$$

В частном случае, если радиус диэлектрической оболочки предполагается бесконечно большим ($b \rightarrow \infty$), уравнения (5) и (6) преобразуются к виду

$$n_1^2 Y_0 + n_2^2 X_0 = - \frac{n_1^2 + n_2^2}{\beta_0 a} Q_v(-\theta); \quad (7)$$

$$Y_0 + X_0 = -2\beta_0 a X_0 Y_0 \bar{Q}_v(\theta), \quad (8)$$

где $X_0 = K_0(v)/(vK_0(v))$, остальные обозначения такие же, как в (5) и (6).

При $d \rightarrow l$, т. е. когда металлические кольца отсутствуют, уравнения (7) и (8) переходят в известные дисперсионные уравнения для симметричных волн в волоконном световоде со ступенчатым профилем показателя преломления [4].

На ЭВМ по формулам (5, 6) был проведен расчет дисперсионных характеристик в безразмерных параметрах $B = \frac{\beta_0^2/k^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}$ (фазовый параметр) и $V = ka(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ (частота) для различных значений $\Delta n = (n_1 - n_2)/n_1$ коэффициента заполнения кольцевого световода и отношения l/λ .

Сплошными линиями на рис. 1 представлены зависимости B как функции параметра волокна V для низших симметричных типов волн E_{01}, H_{01}, E_{02} . Отношения d/l и l/λ составляют 0,2 и 0,06 соответственно. Штриховыми линиями нанесены те же зависимости для металлизированного световода, полностью заполненного диэлектриком с показателем преломления сердцевин n_1 . Штрих-

пунктирными линиями показаны $B = f(V)$ для тех же мод, взятые из [4]. Анализ показывает, что изменением геометрических размеров периодической структуры фазовый параметр B можно изменять от величины для металлизированного световода, заполненного диэлектриком с показателем преломления n_1 , до значений в оптическом волноводе без металлического покрытия. При этом изменяется и коэффициент дисперсии $\Delta n \frac{d^2(VB)}{dV^2}$. Это позволяет высказать предположение о возможной компенсации материальной дисперсии световода на E_{0m} -волнах. Наиболее заметно указанные изменения наблюдаются вблизи частот отсечки.

Аксиально-симметричные $H_{0m}(EH)$ являются вырожденными с $E_{0m}(HE)$ -типами волн при радиальном фазовом параметре v . Однако при значениях $\Delta n = 0,01$ и произвольном d/l вырождение еще слабо и фазовый параметр для световода с кольцами мало чем отличается от B металлизированного световода, передающая среда которого имеет показатель преломления n_1 . В этом случае, покрытие сердцевинки периодической металлической структурой практически не оказывает влияния на изменения электрических параметров. Для аксиально-симметричных H_{0m} -типов волн токи круговые, и металлические кольца не прерывают пути протекания тока. По мере уменьшения Δn и стремлении коэффициента заполнения к единице происходит существенное изменение параметра B для световода с кольцами. При этом фазовый параметр B уменьшается до нуля, частота отсечки H_{01} — типа волны приближается к 3,83; наступает вырождение.

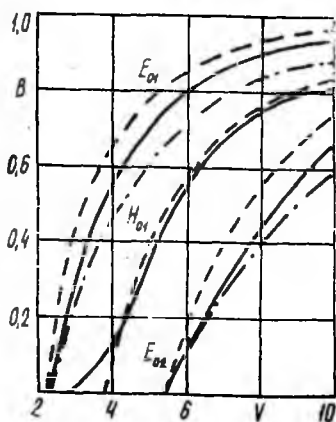


Рис. 1

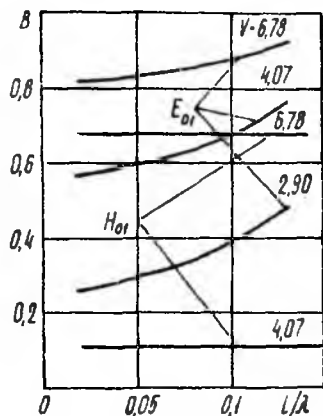


Рис. 2

На рис. 2 представлены зависимости $B = f(l/\lambda)$ для различных значений параметра V и фиксированных отношения $d/l = 0,3$ и $\Delta n = 0,01$. Для H_{0m} -волн параметр B не зависит от периода системы l . Для E_{0m} -волн фазовый параметр более чувствителен к изменению l/λ , однако при малых отношениях ($l/\lambda < 0,05$) относительное изменение B

невелико. Увеличение l/λ приводит к росту крутизны B . По-видимому, это связано с резонансными явлениями распространения электромагнитных волн.

Мощность, переносимая сердцевинной (P_c) и оболочкой (P_0) на E_{0m} и H_{0m} -типах волн, определяется соотношениями: для H -волны

$$P_c = \frac{\pi}{4} |b_0|^2 k\beta_0 u^2 [J_1^2(u) - J_0(u) J_2(u)];$$

$$P_0 = \frac{\pi}{4} |b_0|^2 \frac{k\beta_0 v^2}{u^2} [vc + v^2 (W_1^2 - W_3^2) + 2vW_1W_3] \frac{J_1^2(u)}{W_2^2};$$

для E -волны

$$P_c = \frac{\pi}{4} |a_0|^2 \frac{k\beta_0 n_1^2 a^4}{2u^2} (Y_0^2 u^2 + 2Y_0 + 1);$$

$$P_0 = \frac{\pi}{4} |a_0|^2 \frac{k\beta_0 n_2^2 a^4}{v^4 W_0^2} \left[1 - v^2 \left(W_2^2 + \frac{2}{v} W_0 W_2 - W_0^2 \right) \right].$$

Записанные соотношения получены с учетом длинноволнового приближения.

Частичное покрытие световода металлической пленкой в форме колец может привести к перераспределению мощности между сердцевинной и оболочкой. Мощность в сердцевине увеличивается на 10% по сравнению со световодом без покрытия (рис. 3). Характер изменения мощности в сердцевине в зависимости от отношения ширины щели к периоду системы, такой же как и $B = f(d/l)$.

Проведенный анализ световодов с металлизированными покрытиями в виде периодической системы колец показывает возможность фильтрации высших типов волн, компенсации материальной дисперсии на отдельных типах волн, перераспределения передаваемой мощности между сердцевинной и оболочкой.

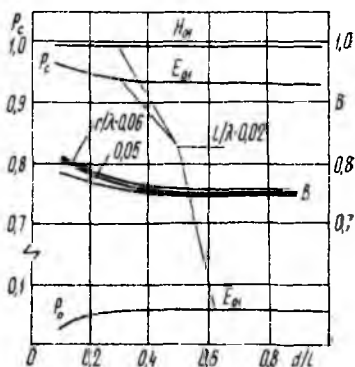


Рис. 3

Список литературы: 1. Семенов Н. А. Свойства металлизированных световодов для оптических кабелей // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника, 1983. Т. 26, № 5. С. 85—86. 2. Miller R. A. An overview of optical waveguide coatings // Fiber Opt.: Adv. Res. and Devel. New-York — London, 1979. P. 79—85. 3. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана — Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. X., 1971. 400 с. 4. Адамс Н. Введение в теорию оптических волноводов: Пер. с англ. / Под ред. И. Н. Сисакяна. М., 1984. 512 с.

Поступила в редколлегию 26.03.90