

**Моделирование.** Для проверки корректности предложенного подхода к фильтрации выполнено моделирование.

В качестве тестовой функции (текстуры) для оценки качества фильтрации общепринято [2] выбирать меандр  $T(X_T) = (\lfloor X_T \rfloor \bmod 2)$ . На рис. 3 показана проекция  $S(Y_v)$  на прямую экрана функции  $T(X_T)$ , согласно (3). Алиасинг в данном случае проявляется в виде интерференционных полос и выбросов белого и черного цвета в области, где частота сигнала  $S(Y_v)$  превышает половину частоты дискретизации. На рис. 4, а, в, д приведены результаты фильтрации  $S(Y_v)$ , согласно (4), фильтрами нулевой, первой и второй степени, построенными на прямой экрана. На рис. 4, б, з, е приведены результаты фильтрации  $T(X_T)$ , согласно (10), фильтрами нулевой, первой и второй степени, построенными на прямой текстуры.

Результаты моделирования, представленные на рис. 4, показали, что выполнение фильтрации предложенным методом на прямой текстуры позволяет устранять эффект алиасинга так же эффективно, как в случае фильтрации на прямой экрана.

## ВЫВОДЫ

В статье предложен метод фильтрации текстур для синтеза изображения методом обратного трассирования лучей (одномерный случай). Данный метод фильтрации позволяет устранить алиасинг при нанесении текстур и при этом не требует дополнительно трассируемых лучей, за счет того, что фильтрация выпол-

няется в плоскости текстуры. Результаты моделирования в одномерном случае доказали эффективность предложенного подхода к устранению алиасинга. В качестве направления дальнейших исследований следует выделить разработку метода фильтрации в плоскости текстуры (двумерный случай).

## ПЕРЕЧЕНЬ ССЫЛОК

1. Гольденберг Л. М. Цифровая обработка сигналов / Гольденберг Л. М., Матюшкин Б. Д., Поляк М. Н. – М.: Радио и связь, 1990. – 256 с.
2. Foley J. D. Computer Graphics (principles and practice) / Foley J. D., van Dam A., Fisher S. K., Hughes J. F. – Addison-Wesley Publishing Company, 1996. – 1175 p.
3. Гусятин В. М. Математическая модель геометрических преобразований для спецпроцессоров растровой графики / Гусятин В. М. // Радиоэлектроника и информатика. – 1997. – № 1. – С. 86–87.
4. Никулин Е. А. Компьютерная геометрия и алгоритмы машинной графики / Никулин Е. А. – СПб.: БВХ-Петербург, 2003. – 560 с.
5. Гусятин В. М. Устранение алиасинга при нанесении текстуры на 3D объекты в методе обратного трассирования / Гусятин В. М., Чаговец Я. В., Кожушко Д. Г. // Вісник НТУ «ХПІ» «Інформатика і моделювання». – 2007. – С. 36–43.

Надійшла 9.07.2008

*Запропоновано метод фільтрації текстур для синтезу зображень методом зворотного трасування. Суть методу полягає у виконанні фільтрації в площині текстури. Запропоновано функції апроксимації реальної проекції фільтра на площину текстури.*

*The method of texture filtering for the image synthesis by reverse ray tracing method is offered. The essence of the method is to implement filtering in the texture plane. Approximation of the actual projection of the filter in the texture plane is suggested.*

УДК 681.7.068.4

И. Ш. Невлюдов, Ю. В. Наталуха, Р. Ю. Аллахверанов, И. С. Хатнюк

## АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ СТЫКОВКЕ ОДНОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

*Предлагается метод анализа возбуждения мод при наличии локальной неоднородности в приемном стыковом волокне с учетом характеристического уравнения. Определяются основные компоненты потерь энергии при стыковке одномодовых волокон HE моды и рассчитываются вносимые потери, обусловленные геометрическими факторами и нарушениями модовой структуры.*

## ВВЕДЕНИЕ

При соединении одномодовых оптических волокон (ОВ) возникают локальные неоднородности, обусловленные неточностью параметров ОВ и изломом осей.

Эти неоднородности, кроме искажений, обусловленных чисто геометрическими факторами (как это имеет место для многомодовых волокон), приносят еще нарушения модовой структуры, которые (как показано ниже) являются наиболее существенным фактором вносимых потерь в одномодовых ОВ.

Поэтому в статье рассматриваются нарушения модовой структуры и потери, обусловленные ею.

Если волокна состыкованы «идеально», т. е. оси их совпадают и параллельны, и если в излучающем и приемном волокнах волны и моды имеют аналогичное распределение поля, то это обеспечивает эффективность

его возбуждения в приемном волокне. Однако, если волокна при соединении не имеют «идеальной» стыковки, например, их оси имеют поперечный сдвиг или излом между осями, то моды в приемном волокне значительно отличаются от мод в излучающем волокне.

Для достижения эффективного возбуждения необходимо либо добиться минимального отклонения от номинала, либо создать специальный переход, который должен трансформировать одно распределение поля в другое. Поэтому при проектировании конструкции оптических соединителей необходимо, прежде всего, проанализировать характер мод при соединении волокон.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим одномодовое волокно, состоящее из однородной сердцевины  $a$  с показателем преломления  $n_1$ , окруженной бесконечной однородной оболочкой с показателем преломления  $n_2$ . Ось волокна совпадает с осью  $z$  цилиндрических координат.

Характер распределения электромагнитного поля определен уравнениями Максвелла [1–3]:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = n^2 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(n \varepsilon_0 \vec{E}) = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (4)$$

где  $n$  – показатель преломления среды;  $\varepsilon_0$  и  $\mu_0$  – диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума.

Для сердцевины уравнения Максвелла (1) и (4) в цилиндрических координатах  $(r, \theta, z)$  можно записать для однородной и изотропной среды, в предположении, что зависимость от  $Z$  и  $t$ , соответственно, может быть представлена в виде

$$\exp(i\beta z - i\omega t), \quad (5)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} - i\beta H_0 = -in_1^2 \varepsilon_0 \omega E_r, \quad (6)$$

$$i\beta H_z - \frac{\partial H_z}{\partial r} = -in_1^2 \varepsilon_0 \omega E_r, \quad (7)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rE_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} = -in_1^2 \varepsilon_0 \omega E_z, \quad (8)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - i\beta E_\theta = i\omega \mu_0 H_z, \quad (9)$$

$$i\beta E_r - \frac{\partial E_z}{\partial r} = i\omega \mu_0 H_\theta, \quad (10)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rE_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} = i\omega \mu_0 H_z, \quad (11)$$

где  $\vec{E}(E_r, E_\theta, E_z)$ ,  $\vec{H}(H_r, H_\theta, H_z)$  – составляющие электромагнитного поля,  $r$  – радиус-вектор,  $H_0$  – значение магнитной индукции в начальный момент времени,  $\beta$  – продольное волновое число.

При решении системы (6)–(11) целесообразно найти решение для компонент поля  $E_z$  и  $H_z$ . Тогда, разрешая систему уравнений (6)–(11) относительно  $E_z$  или  $H_z$ , получаем уравнение, которое можно записать в цилиндрических координатах

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} + (n_1^2 K^2 - \beta^2) \Phi = 0, \quad (12)$$

где  $K = \omega(\mu_0 \varepsilon_0)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\Phi(r, \theta) \approx E_z$ ;  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве.

Так как рассматривается структура с круговой симметрией, будем искать решения, периодические по координате, т. е. решение вида

$$\Phi(r, \theta) = K(r) e^{iv\theta}, \quad (v = 1, 2, \dots). \quad (13)$$

Подставляя выражение (13) в уравнение (12), получаем скалярное уравнение для волноводов круглого сечения

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \left( n_1^2 K^2 - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2} \right) R = 0. \quad (14)$$

Уравнение (14) представляет собой дифференциальное уравнение для функции Бесселя. Известно, что существуют два независимых решения, которые следует выбирать в соответствии с граничными условиями.

Для оболочки ( $r > a$ ) поперечные компоненты поля можно выразить через продольные компоненты  $E_z$  и  $H_z$ , являющиеся решениями волнового уравнения (14), заменив в случае оболочки  $n_1$  на  $n_2$  и  $u_2$  на  $\omega_2$ .

Используя обычные определения  $\omega^2 = a^2(\beta^2 - K^2 n_2^2)$ , запишем уравнение для оболочки в виде

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} - \left( \frac{\omega^2}{a^2} + \frac{v^2}{r^2} \right) R = 0, \quad (15)$$

соответственно, для сердцевинны:

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \left( \frac{u^2}{a^2} - \frac{v^2}{r^2} \right) R = 0, \quad (16)$$

Уравнению для сердцевинны (16) соответствует решение  $J_v = \left( \frac{ur}{a} \right)$ , ( $u^2 = (K^2 n_1^2 - \beta^2) a^2$ ,  $a$  – угол между осями световода), т. к. эта функция конечна при  $r = 0$ .

В области оболочки решение уравнения (15) должно асимптотически стремиться к нулю. Таким решением является модифицированная функция Бесселя второго рода  $K_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)$ . Общее решение уравнений (15) и (16), следуя [4], будем искать в виде следующего выражения (опуская зависимость от времени и от координат  $z$  и  $\theta$ )

$$E_z = \begin{cases} \frac{AJ_v \left( \frac{ur}{a} \right)}{J_v(u)}, & r \leq a, \\ \frac{AK_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)}{K_v(\omega)}, & r > a, \end{cases} \quad (17)$$

$$H_z = \begin{cases} \frac{BJ_v \left( \frac{ur}{a} \right)}{J_v(u)}, & r \leq a, \\ \frac{BK_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)}{K_v(\omega)}, & r > a, \end{cases} \quad (18)$$

где  $A$  и  $B$  – постоянные, которые требуется найти.

$$E_r = \begin{cases} \frac{a^2}{u^2} \left[ \frac{v\omega\mu_0 BJ_v \left( \frac{ur}{a} \right)}{rJ_v(u)} - \frac{i\beta A_u J'_v \left( \frac{ur}{a} \right)}{aJ_v(u)} \right], & r \leq a; \\ \frac{a^2}{\omega^2} \left[ \frac{v\omega\mu_0 BK_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)}{rK_v(\omega)} - \frac{i\beta A_\omega K'_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)}{aK_v(\omega)} \right], & r > a; \end{cases} \quad (19)$$

$$E_r = \begin{cases} -\frac{a^2}{u^2} \left[ \frac{i\omega\mu_0 BJ_v \left( \frac{ur}{a} \right)}{aJ_v(u)} + \frac{\beta v AJ_v \left( \frac{ur}{a} \right)}{rJ_v(u)} \right], & r \leq a; \\ \frac{a^2}{\omega^2} \left[ \frac{-i\omega\mu_0 BK_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)}{aK_v(\omega)} - \frac{\beta i AK_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)}{rK_v(\omega)} \right], & r > a; \end{cases} \quad (20)$$

$$H_r = \frac{a^2}{u^2} \left[ \frac{vn_1^2 \varepsilon_0 \omega AJ_v \left( \frac{ur}{a} \right)}{rJ_v(u)} + \frac{i\beta B_u J'_v \left( \frac{ur}{a} \right)}{aJ_v(u)} \right], \quad r \leq a; \quad (21)$$

$$H_r = -\frac{a^2}{\omega^2} \left[ \frac{vn_2^2 \varepsilon_0 \omega AK_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)}{rK_v(\omega)} + \frac{i\beta \omega K'_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)}{aK_v(\omega)} \right], \quad r > a; \quad (22)$$

$$H_\theta = \begin{cases} \frac{a^2}{u^2} \left[ \frac{in_1^2 \varepsilon_0 \omega A_u J'_v \left( \frac{ur}{a} \right)}{aJ_v(u)} - \frac{v\beta BJ_v \left( \frac{ur}{a} \right)}{aJ_v(u)} \right], & r \leq a; \\ -\frac{a^2}{\omega^2} \left[ \frac{in_2^2 \varepsilon_0 A_\omega K'_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)}{aK_v(\omega)} - \frac{v\beta BK_v \left( \frac{\omega r}{a} \right)}{rK_v(\omega)} \right], & r > a. \end{cases} \quad (23)$$

На границе раздела сердцевинны и оболочки  $r = a$  тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей должны быть непрерывны. Для компонент  $E_z$  и  $H_z$  условие непрерывности выполняется автоматически при  $r = a$  в силу их выбора в уравнениях (17) и (18). Таким образом, остается приравнять правые части выражения (20) для  $E_r$  и правые части выражения (23) для  $H_\theta$  при  $r = a$ . Прделав эту процедуру, из соотношений (20) найдем

$$\frac{A}{B} = -i \frac{v\mu_0}{\beta v} \left( \frac{V^2}{u^2 \omega^2} \right)^{-1} \left[ \frac{J'_v(u)}{uJ_v(u)} + \frac{K'_v(\omega)}{\omega K_v(\omega)} \right], \quad (24)$$

где  $V^2 = (u^2 + \omega^2) = a^2 K^2 (n_1^2 - n_2^2)$ .

Из соотношения (23) имеем

$$\frac{A}{B} = -i \frac{v\beta}{\omega \varepsilon} \left( \frac{V^2}{u^2 \omega^2} \right) \left[ \frac{n_1^2 J'_v(u)}{uJ_v(u)} + n_2^2 \frac{K'_v(\omega)}{\omega K_v(\omega)} \right]^{-1}. \quad (25)$$

Приравнивая правые части уравнений (24) и (25), получаем хорошо известное характеристическое уравнение для мод со ступенчатым профилем показателя преломления [4]:

$$\begin{aligned} \left[ \frac{J'_v(u)}{uJ_v(u)} + \frac{K'_v(\omega)}{\omega K_v(\omega)} \right] \left[ \frac{J'_v(u)}{uJ_v(u)} + (1 - 2\Delta) \frac{K'_v(\omega)}{\omega(\omega)} \right] = \\ = \left( \frac{v\beta}{Kn_1} \right)^2 \left( \frac{V}{u\omega} \right)^4, \end{aligned} \quad (26)$$

где  $n_2^2 = n_1^2(1 - 2\Delta)$ .

Записав в правой части уравнения (26)  $\frac{\beta^2}{K^3 n_1^2} = 1 - \frac{2\Delta u^2}{V^2}$  и переходя к пределу при  $\Delta \rightarrow 0$ , видно,

что обе части уравнения становятся полными квадратами, откуда находим

$$\frac{J'_v(u)}{uJ_v(u)} + \frac{K'_v(\omega)}{\omega K_v(\omega)} = -\frac{vV^2}{u^2\omega^2}. \quad (27)$$

### ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ПОТОК ЭНЕРГИИ В ОДНОМОВОДНЫХ ВОЛОКНАХ

Выражения для компонент электрического и магнитного полей для  $HE_{II}$  моды одномодового волокна можно получить из (19)–(23).

Для сердцевинны  $r < a$  поэтому имеем:

$$\begin{aligned} E_\theta &= -\frac{a^2}{u^2} \left[ \frac{i\omega\mu_0 Bu}{aJ_1(u)} \left( -\frac{J_1\left(\frac{ur}{a}\right)}{\frac{ur}{a}} + J_0\left(\frac{ur}{a}\right) \right) + \beta A \frac{J_1\left(\frac{ur}{a}\right)}{rJ_1(u)} \right] = \\ &= -\frac{a^2}{u^2} \left[ \frac{i\omega\mu_0 Bu}{aJ_1(u)} \left( J_0\left(\frac{ur}{a}\right) - \frac{J_1\left(\frac{ur}{a}\right)}{\frac{rH}{a}} \right) + \beta B \frac{i}{n_1} \left( \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \frac{J_1\left(\frac{ur}{a}\right)}{rJ_1(u)} \right]. \end{aligned}$$

Используя, что  $K = \omega\varepsilon_0^{1/2}\mu_0^{1/2}$ , можно получить

$$\omega\mu_0 = \omega\varepsilon_0^{1/2}\mu_0^{1/2} \left( \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} = K \left( \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2}.$$

Отсюда следует, что

$$E_\theta = -\frac{i\beta(\mu_0)}{u(\varepsilon_0)}^{1/2} \left[ \frac{Ka}{J_1(u)} J_0\left(\frac{ur}{a}\right) + \frac{J_1\left(\frac{ur}{a}\right)}{J_1(u)} \left( \frac{\beta a}{n_1\left(\frac{ur}{a}\right)} - \frac{Ka}{\frac{ur}{a}} \right) \right]. \quad (28)$$

Аналогично можно получить выражения для других компонент электромагнитного поля:

$$\begin{aligned} E_r &= -\frac{B}{u} \left( \frac{\mu_0}{\varepsilon_0} \right)^{1/2} \times \\ &\times \left[ \frac{1}{\frac{ur}{a}} \left( Ka - \frac{\beta a}{n_1} \right) \frac{J_1\left(\frac{ur}{a}\right)}{J_1(u)} + \frac{\beta a}{n_1} \frac{J_0\left(\frac{ur}{a}\right)}{J_1(u)} \right]; \quad (29) \end{aligned}$$

$$H_r = \frac{iB}{uJ(u)} \left[ \frac{J_1\left(\frac{ur}{a}\right)}{\frac{ur}{a}} (n_1Ka - \beta a) + \beta a J_0\left(\frac{ur}{a}\right) \right]; \quad (30)$$

$$H_\theta = -\frac{B}{uJ_1(u)} \left[ n_1Ka J_0\left(\frac{ur}{a}\right) - \frac{J_1\left(\frac{ur}{a}\right)}{\frac{ur}{a}} (n_1Ka - \beta a) \right]. \quad (31)$$

Зависимость от времени  $t$  и координат  $\theta, z$ , как уже упоминалось выше, может быть представлена в виде

$$\exp(i\beta z - i\omega t); \quad \exp i\theta \quad (32)$$

при  $v = 1$  для  $HE_{II}$  моды.

Теперь, когда имеются выражения для компонент электромагнитного поля, можно найти усредненный поток энергии в сердцевине вдоль оси волновода:

$$T(r) = \frac{1}{2} (E_r H_\theta^* - H_r E_\theta^*). \quad (33)$$

Выражение для потока энергии в сердцевине вдоль оси одномодового волокна для  $HE_{II}$  моды имеет вид

$$T_c(r) = \frac{B^2}{u^2 J_1^2(u)} \left( \frac{\mu}{\varepsilon} \right)^{1/2} (\beta a) (Ka) J_0^2\left(\frac{ur}{a}\right). \quad (34)$$

Для оболочки ( $r > 0$ ) излучающего волокна в соответствии с (19)–(23) для  $HE_{II}$  моды можем представить выражения для компонент электромагнитного поля в виде

$$E_r = \frac{a^2}{\omega^2} \left[ \frac{i\omega\mu_0 B K_1\left(\frac{\omega r}{a}\right)}{rK_1(\omega)} - \frac{i\beta A \omega K_1\left(\frac{\omega r}{a}\right)}{aK_1(\omega)} \right].$$

Принимая во внимание вышеизложенное, окончательно имеем:

$$E_z = -\frac{B}{\omega} \left( \frac{\mu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \frac{(Ka)}{K_1(\omega)} K_0\left(\frac{\omega r}{a}\right), \quad (35)$$

$$E_\theta = -\frac{iB}{\omega} \frac{(Ka)}{K_1(\omega)} \left( \frac{\mu}{\varepsilon} \right)^{1/2} K_0\left(\frac{\omega r}{a}\right), \quad (36)$$

$$H_r = \frac{iB}{\omega} \frac{(Ka)}{K_1(\omega)} n_1 K_0\left(\frac{\omega r}{a}\right), \quad (37)$$

$$H_\theta = -\frac{B}{\omega} \frac{(Ka) n_1^2}{K_1(\omega) n_1} K_0\left(\frac{\omega r}{a}\right). \quad (38)$$

Найдем распределение энергии в оболочке вдоль оси световода. В соответствии с (33), используя (35)–(38), распределение потока энергии в оболочке может быть представлено в виде

$$T_0(r) = \frac{B^2 (Ka)^2}{\omega^2 K_1^2(\omega)} \left( \frac{\mu_0}{\varepsilon} \right)^{1/2} K_0^2\left(\frac{\omega r}{a}\right) n_1. \quad (39)$$

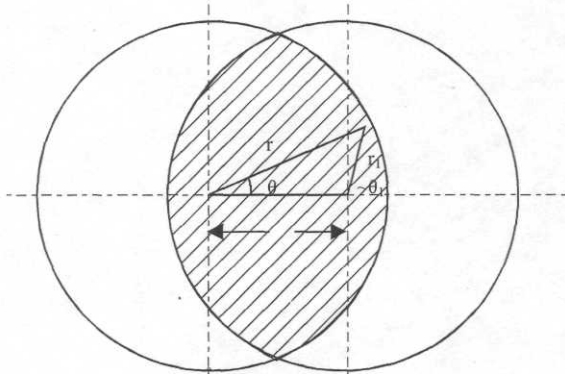


Рисунок 1 – Поперечный сдвиг оптических волокон

При поперечном сдвиге оси приемного волокна относительно излучающего на величину  $\Delta$  взаимное расположение торцов волокон имеет вид, представленный на рис. 1. Чтобы найти потери энергии при стыковке одномодовых волокон в зависимости от поперечного сдвига между осями на величину  $\Delta$ , необходимо найти отношение интегрального потока энергии  $HE_{II}$  моды, выходящего из излучающего волокна, к интегральному потоку энергии  $HE_{II}$  моды приемного волокна. Чтобы вычислить интегральный поток энергии через торец излучающего волокна, найдем последовательно интегральный поток энергии через сердцевину волокна и затем интегральный поток энергии через оболочку волокна.

Интегральный поток энергии электромагнитного поля по сердцевине вдоль излучающего волокна можно представить в соответствии с (34) в виде

$$T_{C \text{ инт}} = \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^a T_C(r) r dr. \quad (40)$$

Входящую в (34) функцию Бесселя  $J_0(x)$  где  $x = \frac{ur}{a}$ , можно представить в виде знакпеременного ряда

$$J_0(x) = 1 - \frac{x^2}{4} + \frac{x^4}{64} - \frac{x^6}{2304}. \quad (41)$$

Исходя из (41), входящее в  $T_C(r)$   $J^2(x)$  имеет вид

$$J_0^2(x) \cong 1 - \frac{1}{2}x^2 + \frac{3}{32}x^4 - \frac{5}{576}x^6 + \frac{1}{4608}x^8. \quad (42)$$

Ряд, который представляет функцию  $J_0^2(x)$  в (42), быстро сходится, являясь знакпеременным рядом, для которого можно определить погрешность вычисления первым отброшенным членом. В (42) первый отброшенный член равен  $R_n = \frac{x^{10}}{73728}$ .

При  $x = 1,53/3$ , что соответствует  $r = a$ ,  $R_n \sim 10^{-3}$ , и это вполне удовлетворительно для вычисления потерь при стыковке двух одномодовых волокон. Подставляя (42) в (40) и принимая во внимание (34), для интегрального потока энергии через сердцевину излучающего волокна

$$T_{C \text{ инт.о}} = \pi a^2 \frac{B^2}{u^2 J_1^2(u)} \left( \frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right) (\beta a) (Ka) \times \left( 1 - \frac{u^2}{4} + \frac{u^4}{32} - \frac{5}{2304}u^6 + \frac{u^8}{23040} \right). \quad (43)$$

Одной из наиболее существенных причин потерь при стыковке одномодовых волокон является угловая несогласованность осей стыкуемых волокон, характеризуемая углом между осями световода  $\alpha$ . Чтобы найти потери энергии при стыковке одномодовых волокон в зависимости от угла  $\alpha$  между осями световодов, необходимо найти отношение интегрального потока энергии  $HE_{II}$  моды, выходящей из излучающего волокна, к интегральному потоку энергии  $HE_{II}$  моды, распространяющейся в приемном волокне.

Интегральный поток энергии излучающего волокна определяется из (43). Чтобы найти интегральный поток энергии  $HE_{II}$  моды, распространяющейся в приемном волокне, необходимо, прежде всего, найти изменение модовой структуры излучения  $HE_{II}$  моды при переходе из излучающего волокна в приемное при наличии угла  $\alpha$  между осями световодов. Компонентами электрического и магнитного полей в излучающем волокне в цилиндрической системе координат являются  $\vec{E}(E_r, E_\theta, E_z)$  и  $\vec{H}(H_r, H_\theta, H_z)$ , соответственно, которые представлены выражениями (28)–(31) для сердцевины и (35)–(38) – для оболочки. Для определения изменения модовой структуры в приемном волокне перейдем в прямоугольную систему координат, где компоненты электрического и магнитного полей могут быть представлены:

- в излучающем волокне  $\vec{E}(E_x, E_y, E_z)$  и  $\vec{H}(H_x, H_y, H_z)$ ;
- в приемном волокне  $\vec{E}(E_{x_1}, E_{y_2}, E_{z_1})$  и  $\vec{H}(H_{x_1}, H_{y_1}, H_{z_1})$ .

Компоненты электрического и магнитного полей в декартовой системе координат выражаются через компоненты в цилиндрической системе следующим образом:

$$E_x = E_r \cos \theta - E_\theta \sin \theta; \quad (44)$$

$$E_y = E_r \sin \theta - E_\theta \cos \theta; \quad (45)$$

$$H_x = H_r \cos \theta - H_\theta \sin \theta; \quad (46)$$

$$H_y = H_r \sin \theta - H_\theta \cos \theta. \quad (47)$$

**ВЫВОДЫ**

Предложен метод анализа возбуждения мод при наличии локальной неоднородности в приемном стыкуемом волокне с учетом характеристического уравнения. Эти неоднородности, кроме искажений, обусловленных чисто геометрическими факторами (имеющие место для многомодовых волокон), вносят еще нарушения модовой структуры, которые являются наиболее существенным фактором вносимых потерь в одномодовых ОВ.

Получено скалярное волновое уравнение для волноводов кругового сечения при наличии локальной неоднородности микроскопических размеров. Найдены два независимых решения, отдельно записаны и решены волновые уравнения для сердцевин и оболочки ОВ.

**ПЕРЕЧЕНЬ ССЫЛОК**

1. Андрушко Л. М. Диэлектрические неоднородные волноводы оптического диапазона / Андрушко Л. М. – Киев : Техника, 1983. – 144 с.

2. Взятыйшев В. Ф. Диэлектрические волноводы / Взятыйшев В. Ф. – М. : Советское радио, 1970. – 216 с.
3. Гончаренко А. М. Основы теории оптических волноводов / Гончаренко А. М., Карпенко В. А. – Минск : Наука и техника, 1983. – 238 с.
4. Симпсон А. Д. Теория передачи информации по оптоволокну / Симпсон А. Д., Адамс Дж. – К. : ЭЛС, 2005. – 656 с.

Надійшла 13.05.2008  
Після доробки 12.11.2008

*Пропонується метод аналізу збудження мод за наявності локальної неоднорідності у приймачому волокні з урахуванням характеристичного рівняння. Визначаються основні компоненти втрат енергії при стиковці одномодових волокон НЕ моди і розраховуються втрати, що вносяться, які обумовлені геометричними чинниками і порушеннями модової структури.*

*The method of analysis of modes' excitation under the condition of local heterogeneity in receiving fibres taking into account the characteristic equation is offered. The basic components of energy losses at single-mode fibres of NON-mode joining are determined and included losses stipulated by geo-metrical parameters and mode structure disfunctions are calculated.*