УДК 681.7.068.4

Г. Т. ИСПИРОВ, А. С. МАЗМАНИШВИЛИ, д-р физ.-мат. наук,
А. И. ОСТРОВСКИЙ, Ю. А. ЧЕРЕВАНЬ, Н. И. БАБИНА

К АНАЛИЗУ ПОТЕРЬ НА СТЫКАХ ОПТИЧЕСКИХ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОН

Интенсивное внедрение систем связи на одномодовых оптических волокнах сделало особенно актуальным вопрос о потерях в стыке одномодовых волокон. Величина таких потерь в значительной степени определяет технико-экономические показатели систем связи. Хотя этому вопросу посвящен ряд работ [1; 2], проблема еще не нашла своего решения. Серьезным затруднением явилось отсутствие общепризнанной номенклатуры параметров одномодовых оптических волокон (ООВ), неидентичность которых приводит к различным оценкам величины потерь. Так, согласно работе [1] не удается решить вопрос о величине погрешности в вычислении потерь, к которой приводит использованная модель гауссова пучка. Не удается также оценить вклад в величину потерь, обусловленных неидентичностью ООВ. В настоящей работе нами исследованы потери на стыках ООВ.

В уравнения распространения электромагнитного поля в ООВ входят такие параметры волокна, как радиус сердцевины a, показатель преломления вещества сердцевины n_1 и оболочки n_2 (что эквивалентно заданию числовой апертуры $NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$) и функция профиля $g(r/a)$. Однако практическое применение этих величин для определения потерь затруднено, поскольку, во-первых, их измерение в готовых изделиях, как правило, достаточно сложно и, во-вторых, зависимость свойств ООВ и величины затухания мощности сигнала от a, NA, g имеют чрезвычайно громоздкий характер. Поскольку значительная часть мощности сигнала в ООВ переносится по оболочке, является естественным использование параметра, имеющего смысл «эффективного диаметра сердцевины» [3].

Получил широкое распространение параметр «радиус поля моды» [1], что обусловлено возможностью описания так называемым гауссовым пучком, для которого распределение поля в поперечном сечении пропорционально $\exp\left\{-\frac{2r^2}{w^2}\right\}$. Вместе с тем, к настоящему времени отсутствует общепринятый критерий, позволяющий применить аппроксимацию поля в ООВ гауссовым пучком. Например, величина a может определяться из условия максимизации соответствующего интеграла перекрытия измеренного распределения с гауссовым, с другой стороны, радиус модового поля определяют по уменьшению интенсивности в e^2 раз относительно ее максимального значения [4], что используется в отечественной практике.

Для определения потерь в стыке из-за неидентичности ООВ в качестве второго независимого параметра предлагается использовать длину волны отсечки второй моды $\lambda_{отс}$. Этот параметр существенен для волокна. Кроме того, значение $\lambda_{отс}$ не зависит от рабочей длины волны и связано с конструктивными параметрами соотношением

$$\lambda_{отс} = \frac{2\pi a NA}{V_0},$$

где V_0 — приведенная частота отсечки, зависящая от функции профиля g (для ступенчатого профиля $V_0 = 2{,}405$).

Вывод уравнения для определения радиуса поля моды. Согласно определению, данному в работе [4], радиус w поля моды находится из уравнения

$$I(r = w) = e^{-2} I(r = 0). \qquad (1)$$

Здесь функция $I(r)$ описывает распределение интенсивности по радиусу торца ООВ и в цилиндрических координатах (r, θ, z) записывается следующим образом:

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

Поперечные компоненты векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ определяются из уравнений Максвелла, допускающих разделение переменных, если для компонент полей

$$\Phi_j(x, y, z, t) = \Phi_j(r) \exp(i\nu\theta + i\beta z - i\omega t),$$

где Φ_j — компонента вектора $\vec{E}$ или $\vec{H}$; ν — целое положительное число; β — постоянная распространения; ω — угловая частота.

В случае ступенчатого распределения показателя преломления решение соответствующих уравнений хорошо известно (см., например, [5]). С учетом этих решений и (2) запишем уравнение (1) для определения радиуса поля моды:

$$K_0^2\left(\frac{Ww}{a}\right) = \frac{W^2 n_1^2 K_1^2(W)}{e^2 (n_1^2 + n_2^2) u^2 J_1^2(u)},$$

где J_1 — функция Бесселя 1-го рода; $K_{0,1}$ — модифицированная функция Бесселя нулевого и первого порядков,

$$W = a\sqrt{\beta^2 - n_2^2 (2\pi/\lambda)^2};$$

$$u = a\sqrt{n_1^2 (2\pi/\lambda)^2 - \beta^2};$$

λ — длина волны излучения.

Численные результаты. На рис. 1 представлена зависимость нормированного радиуса поля моды w/a от приведенной частоты V. Параметры расчета: $\lambda = 1{,}3$ мкм; $n_2 = 1, 4, 2$; $n_1 = \sqrt{n_2^2 + NA^2}$; расчетная числовая апертура NA принимает значения 0,08—0,12 (0,01). Погрешность расчета не хуже 10^{-3}. На рис. 1 кривая *1* отвечает решению уравнения (3), кривая *2* получена из работы [2], кривая *3* — из работы [1]. Аппроксимацией по методу Хука—Дживса [6] кривую *1* из рис. 1 можно приближенно представить следующей зависимостью:

$$\frac{w}{a} = -0{,}138V^{-2{,}700} + 0{,}497V^{-8{,}224} + 1{,}640V^{-2{,}441} + 0{,}891,$$

при этом для интервала $1 \leqslant V \leqslant 2{,}4$ относительная погрешность аппроксимации не превысила 1 %.

Вычисление потерь в стыке двух ООВ. В общем случае в возбужденном ООВ мощность переносят две моды: четная ${}_lHE_{11}$ и нечетная ${}_oHE_{11}$. Пренебрежем потерями на поглощение и обозначим мощность, переносимую четной и нечетной модами передающего ООВ, как ${}_lP_1$ и ${}_oP_1$. Тогда $P_1 = {}_lP_1 + {}_lP_1$ суть полная мощность. Аналогично P_2, ${}_lP_2$ и ${}_oP_2$ являются полной мощностью четной и нечетной мод принимающего ООВ. Потери в стыке передающего и принимающего волокон принято вычислять по формуле $N = -10 \lg (P_2/P_1)$. Согласно работе [7]

$$\begin{aligned} {}_lP_i &= \frac{1}{2} |{}_la_i|^2 \int\limits_{S_i} ({}_l\vec{E}_i \times {}_l\vec{H}_i)\, \vec{z}_i dS_i; \\ {}_oP_i &= \frac{1}{2} |{}_oa_i|^2 \int\limits_{S_i} ({}_o\vec{E}_i \times {}_o\vec{H}_i)\, \vec{z}_i dS_i, \end{aligned} \tag{5}$$

где ${}_la_i$ — амплитуда четной моды принимающего ($i = 2$) или передающего ($i = 1$) волокна; ${}_oa_i$ — амплитуда нечетной моды; $\vec{z}_i$ — ортвектор оси z, совпадающей с осью волокна.

Тогда формулу для определения величины потерь можно привести к виду

$$\begin{aligned} P_2 &= |{}_la_2|^2 \int\limits_{S_2} ({}_l\vec{E}_2 \times {}_l\vec{H}_2)\vec{z}_2 dS_2 + \\ &+ |{}_oa_2|^2 \int\limits_{S_2} ({}_o\vec{E}_2 \times {}_o\vec{H}_2)\, \vec{z}_2 dS_2; \\ P_1 &= |{}_la_1|^2 \int\limits_{S_1} ({}_l\vec{E}_1 \times {}_l\vec{H}_1)\, \vec{z}_1 dS_1 + \\ &+ |{}_oa_1|^2 \int\limits_{S_1} ({}_o\vec{E}_1 \times {}_o\vec{H}_1)\, \vec{z}_1 dS_1. \end{aligned} \tag{6}$$

Для случая, когда между стыкуемыми ООВ отсутствует зазор, имеем

$${}_la_1\, {}_l\vec{E}_{1t} + {}_oa_1\, {}_o\vec{E}_{1t} = {}_la_2\, {}_l\vec{E}_{2t} + {}_oa_2\, {}_o\vec{E}_{2t}, \tag{7}$$

где индекс t определяет поперечную составляющую вектора $\vec{E}$. Поэтому, используя условие ортогональности направляемых мод, можно получить следующие выражения для амплитуд четной и нечетной мод ($i = 2$):

$${}_la_2 = \frac{\int\limits_{S_2} [({}_la_1\, {}_l\vec{E}_{1t} + {}_oa_1\, {}_o\vec{E}_{1t}) \times {}_l\vec{H}_2^*]\, \vec{z}_2 dS_2}{\int\limits_{S_2} ({}_l\vec{E}_2 \times {}_l\vec{H}_2)\, \vec{z}_2 dS_2};$$

$${}_o a_2 = \frac{\int\limits_{S_2} [({}_l a_1\, {}_l\vec{E}_{1t} + {}_o a_1\, {}_o\vec{E}_{1t}) \times {}_o\vec{H}^*_2]\, \vec{z}_2 dS_2}{\int\limits_{S_2} ({}_o\vec{E}_2 \times {}_o\vec{H}_2)\, \vec{z}_2 dS_2}.$$

Тогда для N получим

$$N = -10\lg\left\{\frac{B^2_{ll}}{(A_{l1} + A_{o1})\, A_{l2}} + \frac{B^2_{lo}}{(A_{l1} + A_{o1})\, A_{o2}}\right\};$$

$$B_{ll} = \int\limits_{S_2} [({}_l a_1\, {}_l\vec{E}_{1t} + {}_o a_1\, {}_o\vec{E}_{1t}) \times {}_o\vec{H}_2]\, \vec{z}_2 dS_2;$$

$$B_{lo} = \int\limits_{S_2} [({}_l a_1\, {}_l\vec{E}_{1t} + {}_o a_1\, {}_o\vec{E}_{1t}) \times {}_o\vec{H}_2]\, \vec{z}_2 dS_2;$$

$$A_{l1} = |{}_l a_1|^2 \int\limits_{S_1} ({}_l\vec{E}_1 \times {}_l\vec{H}_1)\, \vec{z}_1 dS_1;$$

$$A_{o1} = |{}_o a_1|^2 \int\limits_{S_1} ({}_o\vec{E}_1 \times {}_o\vec{H}_1)\, \vec{z}_1 dS_1;$$

$$A_{l2} = |{}_l a_2|^2 \int\limits_{S_2} ({}_l\vec{E}_2 \times {}_l\vec{H}_2)\, \vec{z}_2 dS_2;$$

$$A_{o2} = |{}_o a_2|^2 \int\limits_{S_2} ({}_o\vec{E}_2 \times {}_o\vec{H}_2)\, \vec{z}_2 dS_2.$$

Первое слагаемое в (8) под знаком логарифма определяет эффективность возбуждения модами передающего волокна четной моды принимающего, второе слагаемое — эффективность возбуждения нечетной моды. На основе (8) были выполнены численные расчеты. Принятая

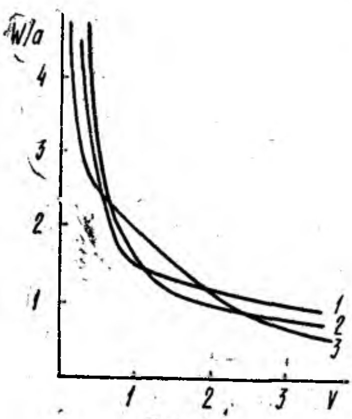

Рис. 1

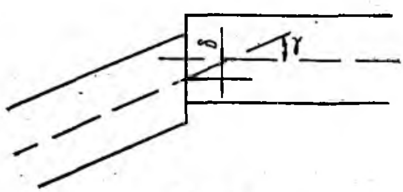

Рис. 2

модель представляла собой стык двух одномодовых волокон с круглыми сердцевиной и оболочкой. Зазор между волокнами отсутствовал. Оси сердцевин были смещены относительно друг друга на величину δ, и между ними был задан угол рассогласования γ (рис. 2). В модели был также принят ступенчатый профиль показателя преломления, параметры ω_1 и $\lambda_{отс1}$, ω_2 и $\lambda_{отс2}$ соответственно. Для $\vec{E}$ и $\vec{H}$ в (8) использовались выражения из работы [7] как для точного расчета (модель A), так и для приближенного (приближение слабой волноводности — модель B).

Для практического использования полученных результатов оказалась удобной следующая простая формула:

$$N = C_1\left(\frac{\delta}{w_н}\right)^2 + C_2\left(\frac{\gamma w_{ср}}{\lambda_{отс}}\right)^2 + C_3\left(\frac{\Delta w}{w_н}\right)^2 + C_4\left(\frac{\Delta\lambda_{отс}}{\lambda_{отс,\,н}}\right)^2 + C_5\left(\frac{\Delta\lambda_{отс}\Delta w}{\lambda_{отс,\,н} w_н}\right)^2, \quad (9)$$

где $w_н = 5$ мкм — значение номинального радиуса поля моды; $\lambda_{отс,\,н} = 1{,}2$ мкм — значение номинальной длины волны отсечки второй моды $\Delta\lambda_{отс} = \lambda_{отс1} - \lambda_{отс2}$; $\Delta w = w_1 - w_2$.

Константа: тип модели	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5
A	4,50	74,9	2,70	2,16	—2,46
B	4,46	75,4	2,70	2,11	—2,43
C	4,36	86,3	3,30	—	—

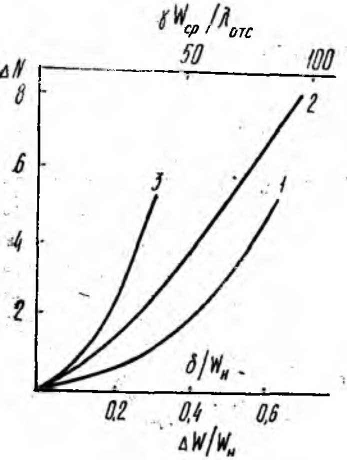

Рис. 3

Численные значения констант C_1 —C_5 были получены при помощи итерационного метода Хука — Дживса [6], относительная погрешность аппроксимации не превысила 1 %. В таблице приведены значения аппроксимационных коэффициентов (модель *A* и *B*) и значения коэффициентов, найденных на основе данных, взятых из работы [1] (модель *C*).

На рис. 3 показана степень отличия величин потерь (модуля разности) между моделями *A* и *C*. Для распространенных на практике диапазонов величин (γ — 0° — 1,5; δ — 0—3 мкм; w — — 0—1 мкм) различие между результатами расчетов потерь согласно рисунку составляет не более 0,1 дБ. На рис. 3 обозначено: *1* — зависимость от $\delta/w_н$; *2* — от $\gamma\, w_{ср}/\lambda_{отс}$; *3* — от $\Delta w/w_н$ (см. формулу (9)).

Из полученных результатов можно сделать вывод, что в качестве основных факторов, определяющих потери в стыке ООВ, допустимо рассматривать: поперечный сдвиг волокон δ, их угловое рассогласование γ, а также неидентичность световодов, определяемую различием радиусов поля моды и длины волны отсечки $\lambda_{отс}$. Для вычисления величины потерь в стыке можно использовать модель слабонаправляющих световодов, практически не уступающую точной векторной модели. При определении потерь, связанных с первыми двумя факторами, допустимо применение модели гауссового пучка. Однако она не позволяет правильно учесть потери от неидентичности световодов с фиксированными радиусами поля моды. Для практически наиболее важного диапазона потери в стыке с удовлетворительной точностью выражаются простой формулой (9).

Список литературы: 1. *Marcuse D.* BSTJ. 1977. Vol. 56, N 5. P. 703—718. 2. *Gambling W. A., Hatsumura H.* // Optical and Quantum Electronics. 1978. Vol. 10. P. 31—40. 3. *Унгер Х.-Г.* Планарные и волоконные волноводы. М., 1980. 648 с. 4. *Кабели* оптические одномодовые. Технические условия. ТУ16—К71—018—88. 1988. 15 с. 5. *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М., 1984. 512 с. 6. *Банди Б.* Методы оптимизации. М., 1988. 128 с. 7. *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волокон. М., 1987. 656 с.

Поступила в редколлегию 27.11.89

УДК 621.373.826

И. А. СУХОИВАНОВ, канд. техн. наук, *И. В. ЩЕРБАТКО*

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕДАЧИ СВЧ-ПОДНЕСУЩЕЙ ПО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ

Волоконно-оптические линии передачи СВЧ-поднесущей (в дальнейшем — ВОЛП СВЧ) по ряду параметров конкурируют с традиционными системами передачи таких сигналов на основе коаксиальных и волноводных трактов. Однако большим недостатком ВОЛП является невысокий коэффициент передачи СВЧ мощности от передатчика к приемнику. Одним из радикальных способов повышения этого параметра является улучшение согласования СВЧ линии с передающим модулем ВОЛП.

Цель работы — исследование влияния модулирующей мощности на эффективность сопряжения СВЧ тракта и ВОЛП. Активная составляющая импеданса лазерного диода (ЛД) лежит в пределах 3—20 Ом, кроме того, на СВЧ лазер обладает значительной реактивностью. Это приводит к необходимости создания специальных схем сопряжения СВЧ линий с лазерными излучателями. Схемы согласования строят либо в виде резонансных цепей, либо в виде трансформаторов сопротивлений.

Простейший вид согласования — включение резистора в СВЧ цепь последовательно с ЛД. Недостатком такого согласования является низкий КПД использования СВЧ мощности.

На рис. 1, *а* представлена эквивалентная схема ЛД на высоких частотах [1]. Здесь приняты следующие обозначения: R_0 — сопротивление подводящих проводников и материала диода; C_{sc} — зарядовая емкость; C_d — диффузионная емкость активного слоя. Динамические характеристики ЛД описываются системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{C_{cs}}{\alpha}\frac{dV}{dt} + \frac{I}{\alpha} - \frac{N}{\tau} - GS; \qquad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = GS - \frac{S}{\tau_\omega} + \beta\frac{N}{\tau}, \qquad (2)$$

где V — напряжение на p—n-переходе; I — плотность инжектируемого тока; β — коэффициент вклада от спонтанного излучения в моду; τ — время жизни носителей тока; $\alpha = qd$, q — заряд электрона, d —