



УДК 537.86:621.37

© В. А. Гладких, И. А. Кривошеев, Т. В. Кожевникова, 2011

ФРЕНЕЛЕВСКИЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ

Гладких В. А. – канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр., тел. (4212) 22-69-74, e-mail: gladkih@as.khb.ru; *Кривошеев И. А.* – д-р техн. наук, зав. лабораторией, тел. (4212) 22-69-74, e-mail: igork@as.khb.ru; *Кожевникова Т. В.* – науч. сотр., тел. (4212) 22-74-69, e-mail: ktvsl@mail.ru (ВЦ ДВО РАН)

В работе получены аналитические выражения для френелевских потерь при различных возможных дефектах соединяемых волноводов и приведены численные оценки.

In this paper analytical expressions for the Fresnel losses are derived at various possible defects of connected wave guides and numerical estimations are given.

Ключевые слова: коэффициенты отражения и преломления, оптический волновод, френелевские потери энергии.

Введение

Для различных типов соединений при строительстве современных телекоммуникационных систем используются оптические кабели. Одним из основных моментов волоконно-оптического разъемного соединения является подготовка поверхностей торцов волокна – поверхность скола должна быть без дефектов. В литературе [1–4] приведены только экспериментальные оценки потерь, которыми не всегда можно пользоваться при проектировании волоконно-оптических линий связи (ВОЛС). В работе предлагается вывод и приложение формул для контроля различных разъемных соединений ВОЛС.

Метод определения френелевских потерь

Рассмотрим две среды, 1 и 3, с одинаковым показателем преломления n_1 , между которыми находится плоскопараллельный слой вещества 2 с показателем преломления n_2 , и пусть из среды 1 на слой 2 толщиной h падает плоская монохроматическая волна с частотой ω под углом θ . Для амплитуды отражения от слоя имеем известное выражение [5]:

$$\begin{aligned}
 p(h) &= r_{12} (1 - \exp(2i\phi)) / (1 - r_{12}^2 \exp(2i\phi)), \\
 \phi &\equiv k_{2z} h = (\omega/c) h \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \vartheta},
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где: r_{12} – коэффициент Френеля для отражения от границы 1–2. Из (1) для коэффициента прохождения через слой получаем:

$$\delta(h) \equiv 1 - |p(h)|^2 = (1 - r_{12}^2)^2 / \left\{ (1 - r_{12}^2)^2 + 4r_{12}^2 \sin^2 \phi \right\}.
 \tag{2}$$

В случае нормального падения ($\vartheta = 0$) r_{12}^2 совпадает для горизонтально и вертикально поляризованной волн, и равен $\{(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)\}^2$ ([3]), так что:

$$\delta(h) = 4n_1^2 n_2^2 / \left\{ 4n_1^2 n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2)^2 \sin^2 \psi \right\},$$

где: $\psi = k_2 h$, а $k_2 = \omega n_2 / c$ – волновой вектор. С другой стороны, если S_1, S_2 – значения вектора Умова-Пойнтинга для падающей из среды 1 и прошедшей в среду 2 волн, то предыдущее выражение принимает вид:

$$\delta(h) = S_2 / S_1 = 4n_1^2 n_2^2 / \left\{ 4n_1^2 n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2)^2 \sin^2(k_2 h) \right\}.
 \tag{3}$$

В единицу времени из среды 1 через площадь f_1 выходит $\int_{f_1} \mathcal{S}_1^{\mathcal{P}} d\mathcal{f}$, а в среду 2 через площадь f_2 попадает $\int_{f_2} \mathcal{S}_2^{\mathcal{P}} d\mathcal{f}$ количество энергии ($\mathcal{S}_1^{\mathcal{P}}, \mathcal{S}_2^{\mathcal{P}}$ – значения вектора Пойнтинга в средах 1 и 2). Коэффициент прохождения плоской волны D из среды 1 в среду 2 через площадки f_1 и f_2 при этом равен:

$$D = \int_{f_2} \mathcal{S}_2^{\mathcal{P}} d\mathcal{f} / \int_{f_1} \mathcal{S}_1^{\mathcal{P}} d\mathcal{f}.$$

Рассмотрим теперь различные случаи механической нестыковки двух круглых согласованных световодов одинакового радиуса ρ с показателем преломления n_1 и показателем преломления зазора n_2 . Во всех таких случаях $f_1 = \pi\rho^2$, и согласно (3) при нормальном падении:

$$S_2 = S_1 \delta(h) \rightarrow D = (1/\pi\rho^2) \int_{f_2} \delta(h) d\mathcal{f}.
 \tag{4}$$

Френелевские потери при этом определяются известной формулой:

$$a_f = -10 \lg D.
 \tag{5}$$

Осевое смещение

При постоянном осевом смещении плоскости поперечного сечения противоположных торцов волноводов расположены друг относительно друга параллельно на расстоянии h , $D \equiv D_{(oc)}$:

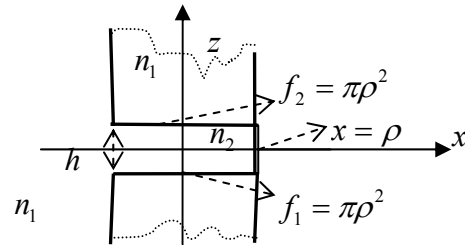


Рис. 1. Разъемное соединение оптоволокон с плоскопараллельными торцами

и согласно (3–5):

$$D_{(oc)} = \frac{1}{\pi\rho^2} \int_{f_2} \delta(h) df = \delta(h) = \frac{4n_1^2 n_2^2}{4n_1^2 n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2)^2 \sin^2(k_2 h)},$$

$$a_{f(oc)}(h) = -10 \lg D_{(oc)} = -10 \lg \left\{ \frac{4n_1^2 n_2^2}{4n_1^2 n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2)^2 \sin^2(k_2 h)} \right\}. \quad (6)$$

В этом известном случае при $n_2 = 2, n_1 \in (1,4 - 1,8), \lambda \in (0,8 - 1,55) 10^{-6} \text{ м}$ потери в зависимости от $h \in (5 - 35) 10^{-8} \text{ м}$ не превышают 2 дб.

Осевое и радиальное смещения

В случае одновременного радиального и осевого смещения:

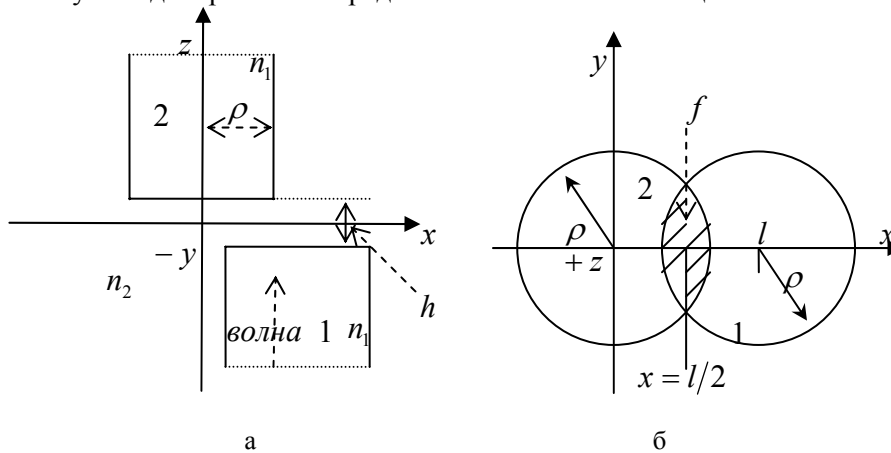


Рис. 2. Осевое (а) и радиальное (б) смещение торцов коннекторов.

(знаки + или - показывают направление оси – к нам или от нас; поверхности торцов параллельны; l – расстояние между центрами волноводов) из совместного решения уравнений $x^2 + y^2 = \rho^2$ и $(x - l)^2 + y^2 = \rho^2$ находим абсциссу пересечения окружностей $x_0 = l/2$ и затем площадь f :

$$f = 4 \int_{x_0}^{\rho} \sqrt{\rho^2 - x^2} dx = \rho^2 \left\{ \pi - 2 \arcsin(l/2\rho) - 2(l/2\rho) \sqrt{1 - l^2/4\rho^2} \right\},$$

откуда для коэффициента прохождения ($D \equiv D_{(oc+pad)}$):

$$D_{(oc+pad)} = [\delta(h)/\pi\rho^2] f = \left[4n_1^2 n_2^2 / \left\{ 4n_1^2 n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2)^2 \sin^2(k_2 h) \right\} \right] \times \\ \times \left\{ \pi - 2 \arcsin \beta - 2\beta \sqrt{1 - \beta^2} \right\} / \pi,$$

где: $\beta = l/2\rho$. Для френелевских потерь отсюда:

$$a_{f(oc+pad)} = -10 \lg D_{(oc+pad)} = a_{f(oc)}(h) + a_{f(рад)}(\beta), \\ a_{f(рад)}(\beta) = -10 \lg \left\{ \pi - 2 \arcsin \beta - 2\beta \sqrt{1 - \beta^2} \right\} / \pi, \quad (7)$$

где: $a_{f(oc)}$ дается формулой (6). Потери в зависимости от β , естественно, растут.

Соединение в случае, когда плоскость торца второго волновода расположена под углом к плоскости торца первого («клин»)

Плоскость торца волновода 2 расположена под углом α к плоскости торца волновода 1:

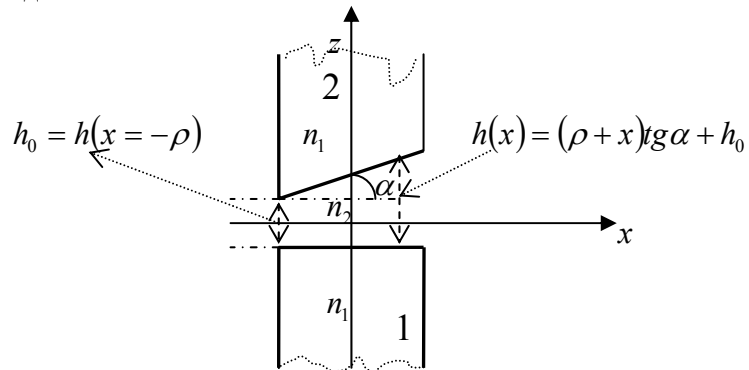


Рис. 3. Соединение волокна с клиновидным торцом одного из концов

На практике угол α мал и не превышает $5^0 = 0,087 \text{ рад}$, так что можно считать выполненным условие $\alpha \ll 1$ и $h(x) \approx h_0 + \alpha(\rho + x)$. Рассматривая малые участки поверхности торца волновода 2 как параллельные соответствующим участкам поверхности торца волновода 1 с $h \rightarrow h(x)$ в (3), при малых α согласно (4) можно записать:



$$D_{(\text{клин})} = \left(1/\pi\rho^2\right) \int_{f_2} \delta\{h(x)\} df \approx \{x = r \cos \varphi, df = r dr d\varphi\} \approx \left(1/\pi\rho^2\right) \int_0^\rho \Phi(r) r dr, \quad (8)$$

$$\Phi(r) \equiv 2 \int_0^\pi \frac{d\varphi}{1 + A \sin^2 \{k_2(h_0 + \alpha\rho) + \alpha k_2 r \cos \varphi\}},$$

где: $A \equiv (n_1^2 - n_2^2)^2 / 4n_1^2 n_2^2$, $\alpha \ll 1$. Для двух возможных случаев имеем:

$$n_{2,1} > n_{1,2} \rightarrow A = \left\{ \frac{n_{2,1}^2 - n_{1,2}^2}{4n_{1,2}^2 n_{2,1}^2} \right\} < \left\{ \frac{(n_{2,1} - n_{1,2})}{n_{1,2}} \right\}^2.$$

На практике значения n_1 и n_2 близки, так что $A < 1$, и для Φ :

$$\Phi(r) = 2 \int_0^\pi \left\{ 1 + A \sin^2 [k_2(h_0 + \alpha\rho) + \alpha k_2 r \cos \varphi] \right\}^{-1} d\varphi \approx 2\pi(1 - A/2) + A \left\{ \cos[2k_2 \times \right.$$

$$\left. \times (h_0 + \alpha\rho)] \int_0^\pi \cos(2\alpha k_2 r \cos \varphi) d\varphi - \sin[2k_2(h_0 + \alpha\rho)] \int_0^\pi \sin(2\alpha k_2 r \cos \varphi) d\varphi \right\}.$$

Воспользовавшись интегралами [6]:

$$\int_0^\pi \cos(z \cos \varphi) d\varphi = \pi J_0(z), \int_0^\pi \sin(z \cos \varphi) d\varphi = 0,$$

где $J_0(z)$ – функция Бесселя нулевого порядка, далее имеем:

$$D_{\text{згл}} \approx (1 - A/2) + (A/\rho^2) \cos[2k_2(h_0 + \alpha\rho)] \times \int_0^\rho J_0(2\alpha k_2 r) r dr.$$

Поскольку [6]:

$$\int J_0(x) x dx = x J_1(x) \rightarrow \int_0^\rho J_0(2\alpha k_2 r) r dr = (\rho/2\alpha k_2) J_1(2\alpha k_2 \rho),$$

где $J_1(z)$ – функция Бесселя первого порядка, то для (8) мы получаем:

$$D_{(\text{клин})} \approx 1 - A \frac{\alpha k_2 \rho - \cos[2k_2(h_0 + \alpha\rho)] J_1(2\alpha k_2 \rho)}{2\alpha k_2 \rho}, \quad \alpha \ll 1, A < 1.$$

при условиях $\alpha \ll 1$, $A < 1$. Для френелевских потерь отсюда:

$$a_{\text{г(клин)}} \approx -10 \lg \left\{ 1 - \frac{(n_1^2 - n_2^2)^2}{8n_1^2 n_2^2} \frac{\alpha k_2 \rho - \cos[2k_2(h_0 + \alpha\rho)] J_1(2\alpha k_2 \rho)}{\alpha k_2 \rho} \right\}. \quad (9)$$

В частном случае $h_0 = 0$ (касание соединяемых волноводов):

$$a_{\text{г(клин)}} \approx -10 \lg \left\{ 1 - \frac{(n_1^2 - n_2^2)^2}{8n_1^2 n_2^2} \frac{\alpha k_2 \rho - \cos(2\alpha k_2 \rho) J_1(2\alpha k_2 \rho)}{\alpha k_2 \rho} \right\}. \quad (10)$$

При $n_2 = 2, n_1 \in (1,4 - 1,8), \lambda \in (0,8 - 1,55)10^{-6}$ м потери зависимости от малого угла $\alpha \in (0,001 - 0,014)$ рад не превышают 0,8 дБ.

Соединение в случае, когда плоскость торца второго волновода представляет собой коническую поверхность («конус»)

Торец волновода 2 представляет собой конус, касающийся торца волновода 1 в начале координат O :

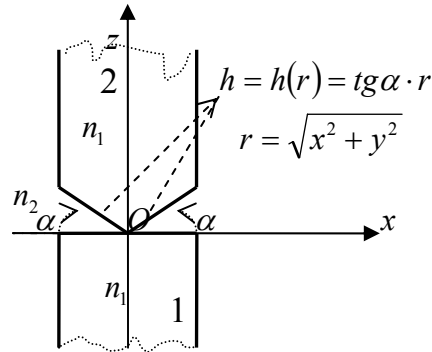


Рис. 4. Разъемное соединение оптоволокон с конусовидным торцом одного из концов

И в этом случае можно считать выполненным условие $\alpha \ll 1$ и $h(r) \approx ar$. Как и выше, определяя $A < 1$ как в (8) и ниже, при малых углах α для коэффициента прохождения ($D \equiv D_{(\text{конус})}$) можно записать:

$$\delta\{h(r)\} = \frac{4n_1^2 n_2^2}{4n_1^2 n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2)^2 \sin^2\{k_2 h(r)\}} \approx \frac{4n_1^2 n_2^2}{4n_1^2 n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2)^2 \sin^2\{k_2 ar\}},$$

откуда:

$$D_{(\text{конус})} = \frac{1}{\pi \rho^2} \int_{f_2} \delta\{h(r)\} df \approx 1 - \frac{A}{2} \left\{ 1 - \frac{2\alpha k_2 \rho \sin(2\alpha k_2 \rho) + \cos(2\alpha k_2 \rho) - 1}{2(\alpha k_2 \rho)^2} \right\}.$$

Для потерь отсюда имеем:

$$a_{f(\text{конус})} \approx -10 \lg \left\{ 1 - \frac{A}{2} \left[1 - \frac{2\alpha k_2 \rho \sin(2\alpha k_2 \rho) + \cos(2\alpha k_2 \rho) - 1}{2(\alpha k_2 \rho)^2} \right] \right\}. \quad (11)$$

При $n_2 = 2, n_1 \in (1,4 - 1,8), \lambda \in (0,8 - 1,55)10^{-6}$ м потери в зависимости о малого угла $\alpha \in (0,005 - 0,06)$ рад не превышают 2,5 дБ.



Соединение в случае, когда плоскость торца второго волновода представляет собой параболоид вращения («парабола»)

Торец волновода 2 в сечении представляет собой параболу, касающуюся торца волновода 1 в точке (h_0 – малая величина):

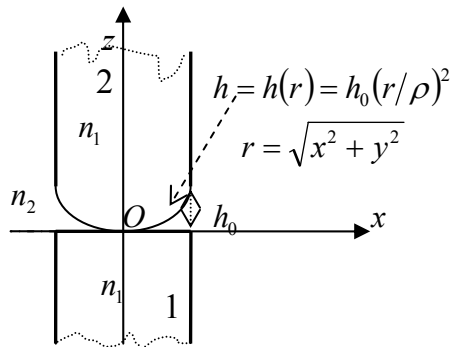


Рис. 5. Разъемное соединение оптоволокон с сечением одного торца в виде параболы

Рассуждая аналогично предыдущему случаю, запишем ($D \equiv D_{(параб)}$):

$$D_{(параб)} \approx \frac{2}{\rho^2} \int_0^\rho \frac{rdr}{1 + A \sin^2 \left\{ k_2 h_0 \left(\frac{r}{\rho} \right)^2 \right\}} \approx \frac{2}{\rho^2} \int_0^\rho \left\{ 1 - A \sin^2 \left[k_2 h_0 \left(\frac{r}{\rho} \right)^2 \right] \right\} r dr =$$

$$= 1 - \frac{A}{2} + \frac{A}{\rho^2} \int_0^\rho \cos \left\{ 2k_2 h_0 \left(\frac{r}{\rho} \right)^2 \right\} r dr = 1 - \frac{A}{2} \left\{ 1 - \frac{\sin(2k_2 h_0)}{2k_2 h_0} \right\},$$

откуда для потерь получаем:

$$a_{f(параб)} \approx -10 \lg \left\{ 1 - \frac{(n_1^2 - n_2^2)^2}{8n_1^2 n_2^2} \left[1 - \frac{\sin(2k_2 h_0)}{2k_2 h_0} \right] \right\}, \quad (12)$$

где: $h_0 \ll \rho$, $|n_1 - n_2| < n_1, n_2$. При $n_2 = 2, n_1 \in (1,4 - 1,8), \lambda \in (0,8 - 1,55) 10^{-6}$ м потери в зависимости от h_0 ($h_0 \in (5 - 55) 10^{-8}$ м) не превышают 1,8 дБ.

Полученные численные оценки потерь вполне согласуются с экспериментальными, приведенными в [1-4].

Библиографические ссылки

1. Бейли Д., Райт Э. Волоконная оптика. – М.: Кудиц-образ, 2006.
2. Томаси У. Электронные системы связи. – М.: Техносфера, 2007.
3. Убайдуллаев Р. Р. Волоконно-оптические сети. – М., ИТЦ Эко – Трендз, 2000.



4. *Стерлинг Д.* Техническое руководство по волоконной оптике. – М.: Лори, 1998.
5. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. – М., Наука, 1982.
6. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. – М., Наука, 1971.