

06;07

Тепловая фокусировка излучения в оптических волокнах

© А.Г. Глуценко, В.М. Петропавловский

Поволжская государственная академия телекоммуникаций
и информатики, Самара
E-mail: Petropavlovsky-Vlad@yandex.ru,

В окончательной редакции 30 января 2007 г.

Рассмотрены оптические свойства волокон при внешнем тепловом воздействии. Показано, что в градиентных волокнах механизм периодического пробоя может быть объяснен эффектом фокусировки излучения до интенсивностей, которые могут привести к повреждению материала сердцевины.

PACS: 42.81.Qb, 42.81.-i, 42.25.Bs

Из практики эксплуатации оптических волокон известен эффект периодического точечного разрушения протяженного участка световода при попадании в кабель молнии [1,2]. Как показано в [3], преобладающим механизмом возникновения повреждений в волокне является тепловой механизм. При нагреве выше 1050°C резко (на несколько порядков) возрастает показатель поглощения. Однако данный механизм не объясняет периодического характера разрушения волокна. Оно может возникнуть потому, что из-за нагрева изменяется показатель преломления волокна и в сердцевине возникает тепловая линза. Интенсивность излучения резко возрастает. Совместное увеличение показателя поглощения и интенсивности света вызывает значительный рост выделяемого тепла, что может привести к разрушению волокна.

Распространение тепловой волны. Считаем, что в начальный момент времени $t = 0$ по периметру оболочки волокна радиусом b внешним источником выделяется энергия с интенсивностью теплового импульса на единицу длины Q . Изменение температуры в среде подчиняется дифференциальному уравнению, получающемуся из уравнения

теплового баланса. В сферических координатах оно имеет вид

$$\frac{\partial(\Delta T)}{\partial t} = D \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(\Delta T)}{\partial r} + \frac{\partial^2(\Delta T)}{\partial r^2} \right), \quad (1)$$

где ΔT — рост температуры среды, r — радиальная координата, D — коэффициент температуропроводности, $D = k/(c\rho)$, k — коэффициент теплопроводности, c — удельная теплоемкость, ρ — плотность вещества.

Для вышеописанного случая решение (1) имеет вид [4]:

$$\Delta T(r, t) = \frac{Q}{4\pi Dt} \exp\left(-\frac{r^2 + b^2}{4Dt}\right) I_0\left(\frac{rb}{2Dt}\right), \quad (2)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя. Рост температуры приводит к изменению показателя преломления среды $\Delta n - (\partial n/\partial T)\Delta T$. В обычных волокнах, в частности в кварце, показатель преломления n уменьшается, т. е. $n/T < 0$.

В градиентных волокнах показатель преломления медленно уменьшается от оси к краю сердцевины [3]:

$$n(r) = \begin{cases} n_0 \left(1 - \Delta \frac{r^2}{a^2} \right), & r \leq a, \\ n_0(1 - \Delta), & r > a, \end{cases} \quad (3)$$

где a — радиус сердцевины волокна, Δ — полное относительное изменение показателя преломления сердцевины $\Delta = (n_0 - n(a))/n_0$. Тогда в линейном приближении тепловое воздействие на показатель преломления волокна может быть представлено в виде (рис. 1):

$$n(r, t) = \begin{cases} n_0 \left(1 - \Delta \frac{r^2}{a^2} \right) \left(1 + \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T(r, t) \right), & r \leq a, \\ n_0(1 - \Delta) \left(1 + \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T(r, t) \right), & r > a. \end{cases} \quad (4)$$

Распространение оптического излучения в волокне с градиентом показателя преломления. Траектория луча, распространяющегося в градиентном волокне, описывается выражением [5]:

$$r = r_0 \cos\left(\sqrt{2\Delta} \frac{z}{a}\right) + r_0 \frac{a}{\sqrt{2\Delta}} \sin\left(\sqrt{2\Delta} \frac{z}{a}\right), \quad (5)$$

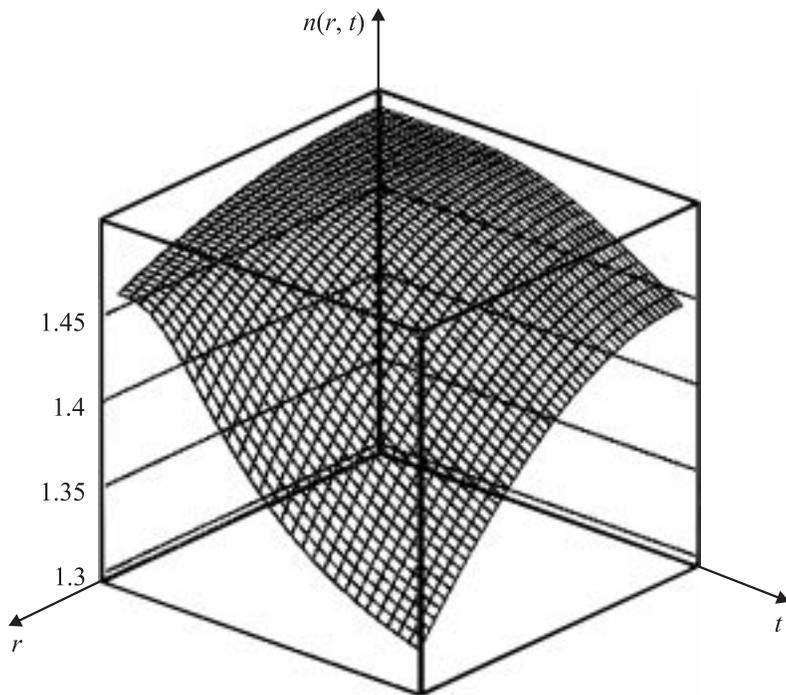


Рис. 1. Изменение показателя преломления сердцевины волокна в зависимости от времени.

из которого следует, что, при распространении оптического излучения по волокну происходит его периодическая „фокусировка“. Рассмотрим свет с гауссовым распределением интенсивности по сечению —

$$I(r) = I_0 \exp(-r^2/w^2),$$

где w — характерный размер гауссова пучка, I_0 — интенсивность на оси пучка. Для описания его распространения удобно использовать комплексный параметр пучка q , который вводится следующим образом:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi w^2}, \quad (6)$$

R — радиус кривизны волнового фронта. Разделяя действительную и мнимую части, выразим w в виде соотношения

$$w = -\frac{\pi}{\lambda \operatorname{Im}\left(\frac{1}{q}\right)}. \quad (7)$$

Предположим, на входе в среду мы имеем плоскую волну ($R = \infty$), т.е. $q_1 = i\pi w^2/\lambda$. В фокусе фронт волны тоже будет плоским — $q_2 = i\pi v^2/\lambda$, где v — размер новой перетяжки. Параметры q_2 и q_1 связаны между собой через параметры лучевой матрицы среды

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}. \quad (8)$$

Матрица среды с квадратичным распределением показателя преломления имеет вид

$$M = \begin{bmatrix} AB \\ CD \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\left(\sqrt{2\Delta} \frac{z}{a}\right) & \frac{a}{\sqrt{2\Delta}} \sin\left(\sqrt{2\Delta} \frac{z}{a}\right) \\ -\frac{\sqrt{2\Delta}}{a} \sin\left(\sqrt{2\Delta} \frac{z}{a}\right) & \cos\left(\sqrt{2\Delta} \frac{z}{a}\right) \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Подставив q_1 , q_2 и элементы матрицы (9) в (8), получаем уравнение

$$\frac{i\pi v^2}{\lambda} = \frac{\frac{i\pi w^2}{\lambda} \cos\left(\sqrt{2\Delta} \frac{z}{a}\right) + \frac{a}{\sqrt{2\Delta}} \sin\left(\sqrt{2\Delta} \frac{z}{a}\right)}{-\frac{i\pi w^2}{\lambda} \frac{a}{\sqrt{2\Delta}} \sin\left(\sqrt{2\Delta} \frac{z}{a}\right) + \cos\left(\sqrt{2\Delta} \frac{z}{a}\right)}, \quad (10)$$

откуда получаем размер пучка в перетяжке $v = (\lambda a)/(\pi w^2 \sqrt{2\Delta})$ и координаты перетяжек $z_m = 2\pi m a/\sqrt{2\Delta}$ (m — целое число), что соответствует расстоянию между перетяжками ~ 5 mm.

Из (3) следует, что, дважды дифференцируя n по r , Δ можно представить в виде

$$\Delta = -\frac{a^2}{2} \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \frac{1}{n_0}.$$

Приведем численные оценки. Обычно в градиентных волокнах $\Delta \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$, что соответствует минимальному размеру пучка 15–50 μm . В случае нагрева оболочки волокна до $T \sim 1000$ К Δ может составить 0.2 \div 0.3 и характерный размер пучка уменьшится до 3–5 μm . Распределение интенсивности света в волокне показано на рис. 2.

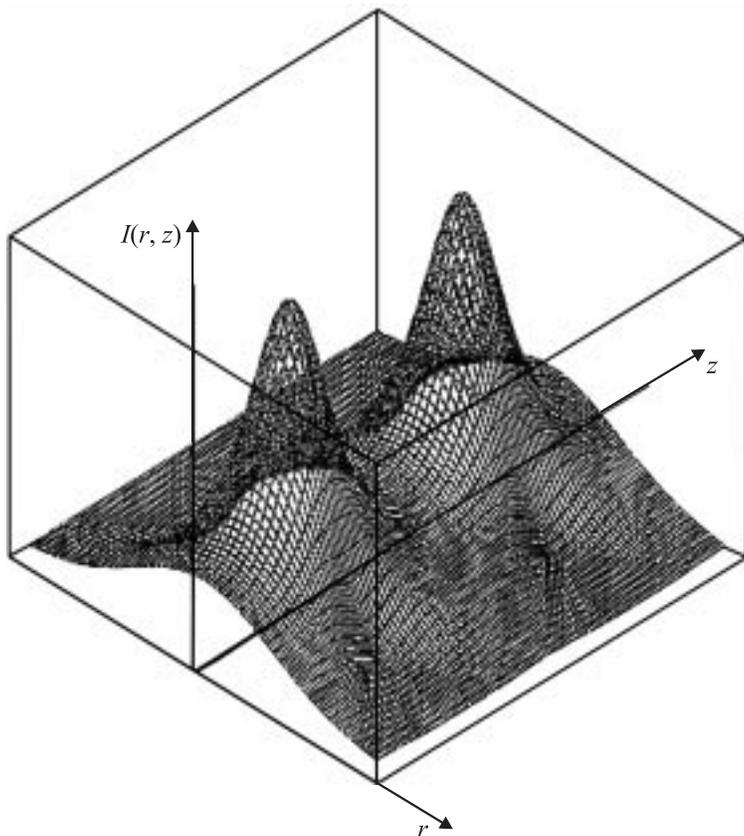


Рис. 2. Распределение интенсивности волны вдоль оси волокна (z) и в перпендикулярном направлении (r).

Возрастание интенсивности, определяемое уменьшением размера пучка ($I = P/(\pi w^2)$), может привести к тепловому или электрическому пробое материала волокна. Поскольку такое возрастание происходит периодически (рис. 2), через одинаковые интервалы, то периодически будет происходить и пробой волокна.

Установлено, что сильный нагрев наружного слоя оболочки волокна может привести к резкому уменьшению показателя преломления обо-

лочки и внешней части волокна. Изменение параметров волокна приводит к фокусировке света, направляемого этим волокном. Интенсивность на оси периодически возрастает в десятки раз, что при достаточно высоких мощностях излучения может привести к периодическому пробою и разрушению волокна.

Список литературы

- [1] *Hand D.P., Russell P.St.J.* // Opt. Lett. 1988. V. 13. Iss. 9. P. 767.
- [2] *Бухетов И.А., Дианов Е.М.* // УФН. 2005. Т. 175. № 1. С. 100–104.
- [3] *Бирюков А.С., Дианов Е.М.* // Квантовая электроника. 2000. Т. 30. № 6. С. 559–564.
- [4] *Carlslaw H.S., Jaeger J.S.* Operational Methods in Applied Mathematics. New York, 1963. P. 181–183.
- [5] *Гауэр Дж.* Оптические системы связи. М.: Мир, 1989. С. 125.