

ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ В ГРАДИЕНТНЫХ ВОЛНОВОДАХ С ИЗГИБАМИ МАЛЫХ РАДИУСОВ

Повышение интереса к исследованиям распространения света в изогнутых световодах обусловлено развитием волоконно-оптических линий связи и интегральной оптики.

На практике имеются не только прямые волноводы, во многих случаях они бывают изогнутыми, что приводит к трансформации энергии между модами. Перераспределение энергии между направляемыми модами влияет на межмодовую дисперсию и приводит к искажению передаваемого сигнала, а переход же энергии в моды излучения ведет к потерям.

Изогнутые световоды рассматривались в основном с целью изучения потерь на изгибах [1-4]. Анализ влияния малых отклонений оси градиентного волокна от прямой линии на связь между его модами приведен в [5].

Целью настоящей работы является исследование связи между модами многомодового световода с параболическим профилем показателя преломления при искривлении его оси по некоторому радиусу r .

Эффективный профиль показателя преломления

Рассмотрим плоский световод с параболическим профилем показателя преломления:

$$\begin{aligned} n^2(x) &= n_0^2 - \omega^2 x^2 & |x| \leq a \\ n^2(x) &= n_0^2 - \omega^2 a^2 = n_1^2 & |x| > a \end{aligned} \quad (1)$$

В [1] показано, что если световод (1) изогнут по радиусу r , то для исследования распространения света в нем можно рассматривать эквивалентный прямолинейный световод с эффективным профилем показателя преломления

$$n_{\text{эфф}}^2(x) = n^2(x) \left(1 + \frac{x}{r}\right)^2, \quad (2)$$

который удовлетворяет тому условию, что распределения поперечного поля в нем и в изогнутом световоде совпадают. На рис. 1 представлены профиль показателя преломления (1) и эффективный профиль показателя преломления (2), который удобно записать в виде

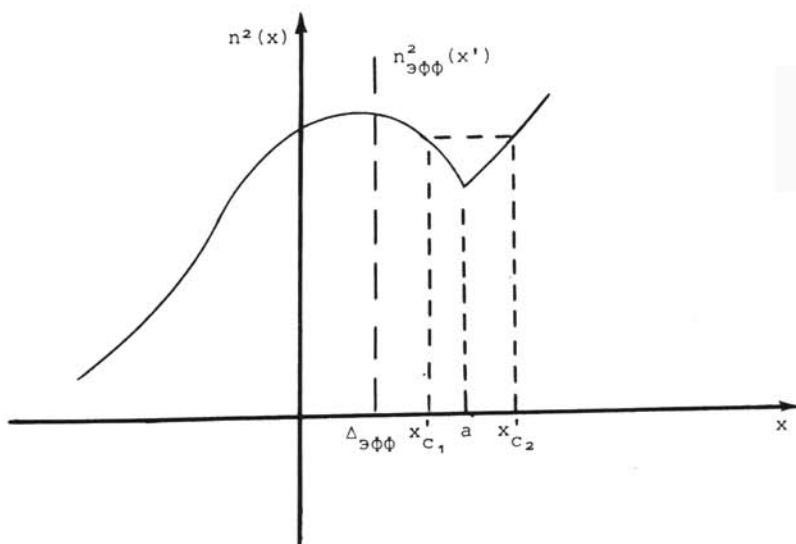
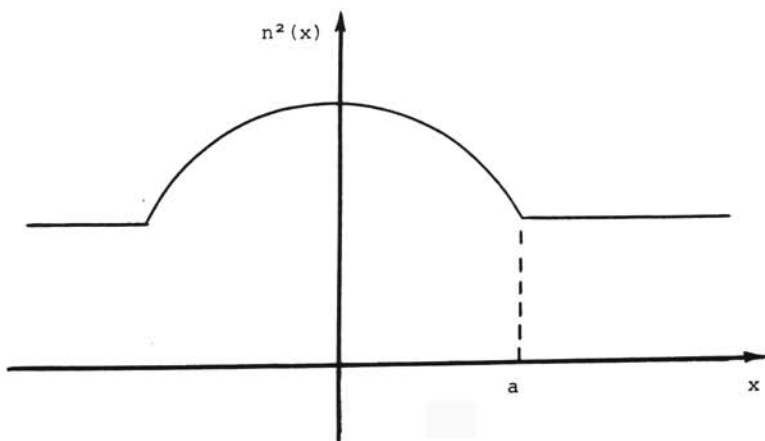


Рис. 1

$$n^2_{\text{эфф}}(x') = n_0'^2 - \omega'^2 x'^2 - \left(1 + \sqrt{1 + 8 \frac{n_0^2}{\omega^2 r^2}} \right) \frac{\omega^2}{r} x'^3 - \frac{\omega^2}{r^2} x'^4, \quad |x| \leq a \quad (3)$$

$$n^2_{\text{эфф}}(x') = n_1^2 \left(1 + \frac{x' - \Delta_{\text{эфф}}}{r} \right) \quad |x| > a,$$

где:

$$x' = x + \Delta_{\text{эфф}};$$

$$\Delta_{\text{эфф}} = \frac{r}{4} \left(1 + 8 \frac{n_0^2}{\omega^2 r^2} \right);$$

$$n_0' = n(\Delta_{\text{эфф}}) \left(1 + \frac{\Delta_{\text{эфф}}}{r} \right);$$

$$\omega' = \left[\omega^2 - \frac{n_0^2}{r^2} - 6\omega^2 \left(\frac{3 + \sqrt{1 + 8 \frac{n_0^2}{\omega^2 r^2}}}{4} \right) + 6\omega^2 \left(\frac{3 + \sqrt{1 + 8 \frac{n_0^2}{\omega^2 r^2}}}{4} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

Отсюда видно, что распространяющееся по волноводу излучение при искривлении его оси смещается к внешней границе волновода, причем величина смещения определяется значением $\Delta_{\text{эфф}}(r)$. При уменьшении радиуса изгиба глубина эффективного профиля показателя преломления уменьшается, что вызывает переход высших направляемых мод в моды излучения. При некотором критическом радиусе $r_{\text{кр}}$ все излучение покинет волновод. Величина $r_{\text{кр}}$ была оценена в работе [3]. Очевидно, что это соответствует случаю, когда $\Delta_{\text{эфф}}(r)$ становится равным полуширине волновода a .

При $|x'| \leq a - \Delta_{\text{эфф}} = a_{\text{эфф}}$

$$\left(1 + \sqrt{1 + 8 \frac{n_0^2}{\omega^2 r^2}}\right) \frac{\omega^2}{r} x'^3 + \frac{\omega^2}{r^2} x'^4 \ll 1 \quad (5)$$

и эффективный профиль показателя преломления эквивалентного прямолинейного световода в первом приближении можно аппроксимировать параболическим

$$n_{\text{эфф}}^2(x') = n_0'^2 - \omega'^2 x'^2. \quad (6)$$

Таким образом, исследование распространения света в изгибах световодов с параболическим профилем показателя преломления сводится к аналогичной задаче для несоосной стыковки волноводов с различными градиентными параметрами, которая была рассмотрена в работах [6, 7].

Известно, что в параксиальном приближении при параболическом поперечном распределении показателя преломления частота осцилляции траектории луча не зависит от его амплитуды и одинакова для всех лучей [5, 8]. То есть ячейка фазового пространства координат и импульсов, соответствующая входному пучку, перемещается без деформации границ. Для такого волновода на расстояниях, кратных периоду осцилляции траектории луча, распределение поперечного поля будет повторять начальное. Однако при учете непараксиальности, а также отклонения эффективного профиля показателя преломления от параболического частота осцилляции траектории луча будет зависеть от его амплитуды, что приводит к расфазированию лучей и усреднению их фаз на некотором расстоянии z_M . Фазовая ячейка при этом расплывается и переходит в кольцо в фазовом пространстве, которое при дальнейшем распространении излучения вдоль волновода не меняет своей формы (рис. 2). Однако на коротком начальном участке $z \ll z_M$ лучи в определенных сечениях окажутся сфазированными и поле будет повторять поле на входе.

Это явление можно использовать при конструировании фильтра мод, работающего в режиме согласования, при котором конечные ширины мод и лучей постоянны, а конечные траектории центров мод и лучей имеют такой же функциональный вид, как начальные. Согласование достигается периодически с периодом, равным периоду осцилляции луча в изгибе, причем длина изогнутого участка l должна удовлетворять условию $l \ll z_M$.

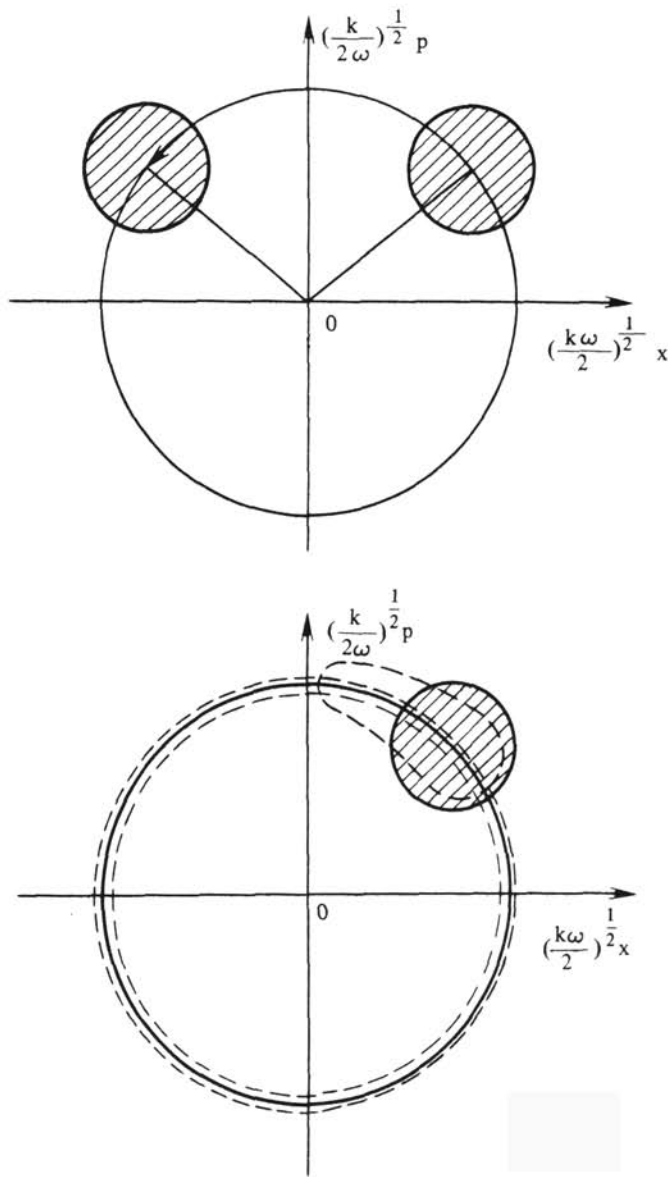


Рис. 2

На расстояниях $z \gg z_M$ информация о фазах лучей теряется и поле удобно описывать с помощью мод, коэффициенты связи между которыми определяют модовый состав конечного излучения.

Коэффициенты связи между модами

Для исследования коэффициентов связи между модами воспользуемся результатами работ [6,7].

Коэффициенты связи $W_{n'}^m$ между модами изогнутого участка $|n'\rangle$ и начальными модами $|m\rangle$ определяются квадратами модулей интегралов перекрытия $T_{n'}^m = \langle n' | m \rangle$, выражения для которых были получены в [6,7]. Для рассматриваемой задачи

$$T_{n'}^m = T_0^o (m! n'!)^{-\frac{1}{2}} H_{mn'}(\sigma, \tau) \quad (7)$$

$$T_0^o = \left(\frac{2\sqrt{\omega\omega'}}{\omega + \omega'} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left\{ -\frac{k}{2} \frac{\omega\omega'}{\omega + \omega'} \Delta_{\text{эфф}}^2 \right\},$$

где:

$$\sigma = \frac{\omega'}{\omega + \omega'} (2k\omega)^{\frac{1}{2}} \Delta_{\text{эфф}}; \quad (8)$$

$$\tau = -\frac{\omega}{\omega + \omega'} (2k\omega')^{\frac{1}{2}} \Delta_{\text{эфф}}$$

H_{mn} (σ, τ) - полиномы Эрмита от двух переменных [9].

Полезными при вычислениях могут оказаться рекуррентные соотношения для интегралов перекрытия:

$$T_{m+1}^{n'} = \frac{\eta}{\xi} \left(\frac{m}{m+1} \right)^{\frac{1}{2}} T_{m-1}^{n'} + \frac{1}{\xi} \left(\frac{n'}{m+1} \right)^{\frac{1}{2}} T_m^{n'-1} + \frac{1}{\xi} \frac{\delta}{\sqrt{m+1}} \frac{\omega'}{\omega} T_m^{n'}, \quad (9a)$$

$$T_m^{n'+1} = -\frac{\eta}{\xi} \left(\frac{n'}{n'+1} \right)^{\frac{1}{2}} T_m^{n'-1} + \frac{1}{\xi} \left(\frac{m}{n'+1} \right)^{\frac{1}{2}} T_{m-1}^{n'} - \frac{1}{\xi} \frac{\delta}{\sqrt{n'+1}} T_m^{n'}, \quad (9б)$$

$$T_{m+1}^{n'} = \frac{\xi}{\eta} \left(\frac{m}{m+1} \right)^{\frac{1}{2}} T_{m-1}^{n'} - \frac{1}{\eta} \left(\frac{n'+1}{m+1} \right)^{\frac{1}{2}} T_m^{n'+1} - \frac{1}{\eta} \frac{\delta}{\sqrt{m+1}} \left(\frac{\omega'}{\omega} \right)^{\frac{1}{2}} T_m^{n'}, \quad (9в)$$

$$T_m^{n'+1} = -\frac{\xi}{\eta} \left(\frac{n'}{n'+1} \right)^{\frac{1}{2}} T_m^{n'-1} + \frac{1}{\eta} \left(\frac{m+1}{n'+1} \right)^{\frac{1}{2}} T_{m+1}^{n'} - \frac{1}{\eta} \frac{\delta}{\sqrt{n'+1}} T_m^{n'}, \quad (9г)$$

где

$$\xi = \frac{\omega + \omega'}{2\sqrt{\omega\omega'}}; \quad \eta = \frac{\omega - \omega'}{2\sqrt{\omega\omega'}}; \quad \delta = \left(\frac{k\omega}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \Delta_{\text{эфф}}. \quad (9д)$$

Коэффициенты связи между модами начального и конечного прямолинейных участков волновода при длине изогнутого участка будут определяться выражением

$$W_n^{m''} = \sum_l W_n^{l'} W_l^{m''}, \quad (10)$$

где:

$W_n^{l'}$ - коэффициенты связи между модами начального прямолинейного и изогнутого участков волновода, определяемые из выражения (7);

$W_l^{m''}$ - коэффициенты связи между модами изогнутого и конечного прямолинейного участков волновода, которые можно рассчитывать при помощи (7), переменяя ω и ω' местами и положив

$$\Delta_{\text{эфф}} = \left(1 - \sqrt{1 + 8 \frac{n_0^2}{\omega^2 r^2}} \right) r/4.$$

Суммирование в (10) ведется по всем направляемым модам изогнутого участка.

Используя вид коэффициентов связи, нетрудно показать, что непрерывное и достаточно медленное ($\frac{d \Delta_{\text{эфф}}}{dz} \ll 1$) изменение радиуса изгиба не вызывает перераспределения энергии между модами. Это явление дает другую возможность использования изогнутого волокна в качестве фильтра мод, работающего в режиме согласования. Такой фильтр будет состоять из волокна, изогнутого по спирали, причем число направляемых мод будет определяться наименьшим радиусом кривизны спирали.

Потери

Потери в изгибах волноводов вызываются перераспределением энергии между модами волновода, в результате которого часть энергии направляемых мод переходит в моды излучения. Если по начальному прямолинейному участку волновода распространяется пучок света с энергией P_0 , то энергию направляемого излучения на конечном прямолинейном участке можно оценить по формуле

$$P_{\text{ост}} = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N P_m W_m^{n}, \quad (11)$$

где:

M - число начальных возбужденных мод;

N - число направляемых мод данного волновода;

P_m - энергия m -й начальной моды, причем $\sum_{m=0}^M P_m = P_0$.

Для реальных световодов с градиентным параметром $\omega \sim 7 \cdot 10^{-3} \text{ мкм}^{-1}$ и шириной $2a \sim 60 \text{ мкм}$ количественная оценка показывает, что перераспределение энергии, а следовательно, и потери становятся существенным при радиусах $r \sim 2 \cdot 10^4 \text{ мкм}$. При дальнейшем уменьшении радиуса изгиба потери быстро увеличиваются, и при радиусах порядка $r \sim 2 \cdot 10^2 \text{ мкм}$ все излучение покидает волновод.

Другой вид потерь обусловлен туннелированием волны через внешнюю границу световода и рассмотрен в [4]. Потери энергии на туннелирование в данной моде зависят от показателя преломления внешней среды и возрастают с увеличением порядкового номера моды. Это дает возможность использовать изогнутые волноводы в качестве перестраиваемых рефрантометров, чувствительность которых можно менять путем измерения на выходе волновода энергий различных мод. На практике выделение из пучка света, получаемого на выходе волновода, данной поперечной моды можно осуществить с помощью пространственных фильтров, синтезируемых на ЭВМ [10, 11].

Л и т е р а т у р а

1. Н e i b l u m M., H a r r i s J.H. - IEEE J. QE, 1975, vol. 11, p. 75.
 2. M a r c u s e D. - J. Opt. Soc. Amer., 1976, vol. 66, p. 311.
 3. М о р ш н е в С.К., Ф р а н ц е с с о н А.В. - Квантовая электроника, 1982, т. 9, № 2.
 4. W i n k l e r C., L o v e J.D., G h a t a k A.K. - Opt. Quantum El., 1979, vol. 11, p. 173-183.
 5. У н г е р X.Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. - М.: Мир, 1980.
 6. K r i v o s h l y k o v S.G., S i s s a k i a n I.N. - Opt. Quantum El., 1979, vol. 11, p. 393.
 7. К р и в о ш л ы к о в С.Г., С и с а к я н И.Н. - Квантовая электроника, 1980, т. 7, № 3.
 8. А д а м с М. Введение в теорию оптических волноводов. - М.: Мир, 1984.
 9. Б е й т м е н Г., Э р д е й н А. Высшие трансцендентные функции. - М.: Наука, 1974, т. 2.
 10. Г о л у б М.А., К а р п е е в С.В., К р и в о ш л ы к о в С.Г., П р о х о р о в А.М., С и с а к я н И.Н., С о й ф е р В.А. - Квантовая электроника, 1983, т. 10, с. 1700.
 11. Г о л у б М.А., К а р п е е в С.В., К р и в о ш л ы к о в С.Г., П р о х о р о в А.М., С и с а к я н И.Н., С о й ф е р В.А. - Квантовая электроника, 1984, т. 11, с. 1869.
-