

ОПТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД ИЗ ДИЭЛЕКТРИКА
С НЕЛИНЕЙНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТЬЮ

Н. Н. Ахмедиев, К. О. Болтарь и В. М. Елеонский

Рассмотрены волноводные свойства диэлектрической пластинки с нелинейной проницаемостью. Получены дисперсионные соотношения для волноводных мод в случаях самофокусирующей и самодефокусирующей сред, найдена зависимость постоянных распространения мод от потока энергии в волноводе. Показано, что в волноводе с самофокусирующей средой увеличение потока энергии приводит к появлению дополнительных мод, а в волноводе с самодефокусирующей средой — к уменьшению числа мод.

В ряде работ [1-4] исследовались оптические свойства диэлектрической пластинки с нелинейной проницаемостью. Рассматривалось пропускание и отражение пластинки при падении света снаружи. Задача о волноводном распространении света в нелинейном слое решалась ранее [5] в приближении малых амплитуд волн для волновода с плавным изменением показателя преломления в поперечном сечении. Было показано, в частности, что с ростом амплитуды волны постоянные распространения мод уменьшаются в случае самодефокусирующего слоя и увеличиваются в случае самофокусирующего слоя. При этом возможен срыв волноводного распространения или появление дополнительных мод. В данной работе получены дисперсионные соотношения для волновода с прямоугольным поперечным сечением без ограничений, накладываемых на амплитуду волн. Численным методом найдены решения дисперсионных уравнений и построена зависимость постоянных распространения от потока энергии в волноводе.

Для простоты мы ограничимся случаем распространения TE мод в симметричном волноводе, когда среды по обеим сторонам пластинки одинаковы. Декартову систему координат расположим так, чтобы ось z была перпендикулярна слою, и начало координат находилось в середине слоя. Диэлектрическую проницаемость слоя зададим в виде $\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_2 |E|^2$, где E — амплитуда электрического поля. Решение уравнений Максвелла будем искать в виде волн, распространяющейся вдоль оси x , а именно в виде $E_y = E(z) e^{ik_x x - i\omega t}$. На практике это может быть реализовано, например, при возбуждении волновода с помощью призмы методом нарушенного полного внутреннего отражения.

В этом случае волновое уравнение в слое примет вид

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + k_0^2 p^2 E_y + \epsilon_2 k_0^2 |E_y|^2 E_y = 0,$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c}$, $p = \sqrt{\epsilon_0 - n_x^2}$, $n_x = \frac{k_x}{k_0}$.

За пределами пластинки среда является линейной с показателем преломления n_1 , так что решение волнового уравнения имеет вид

$$E_y = \begin{cases} A \exp(-k_0 \gamma z), & \text{при } z > \frac{d}{2}, \\ A \exp(k_0 \gamma z), & \text{при } z < -\frac{d}{2}, \end{cases}$$

где $\gamma = \sqrt{n_x^2 - n_1^2}$, A — амплитуда, d — толщина пластинки.

Рассмотрим сначала случай самодефокусирующей среды $\epsilon_2 < 0$. В этом случае четное решение уравнения (1) имеет вид

$$E_y(z) = \sqrt{\frac{2}{|\epsilon_2|}} k\alpha \frac{cn(k_0\alpha z)}{dn(k_0\alpha z)}, \quad (3)$$

где k — модуль эллиптических функций, $\alpha = p/\sqrt{1+k^2}$. Приравнявая поля E_y и их производные по z на границах пленки $z = \pm d/2$, получим дисперсионное соотношение для четных мод

$$(1 - k^2) \frac{sn(u)}{dn(u)} = \frac{\gamma}{\alpha} cn(u), \quad (4)$$

где $u = k_0\alpha d/2$. Дисперсионное соотношение, как мы видим, не зависит явно от параметра нелинейности ϵ_2 , однако зависит от модуля эллиптических функций, который связан с потоком энергии в волноводе.

Нечетное решение уравнения (1) имеет вид

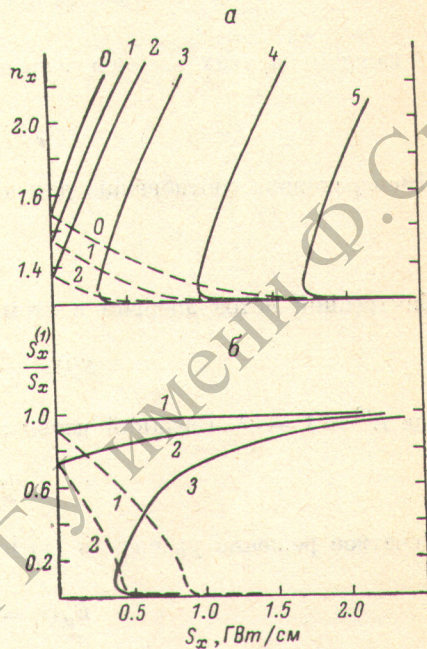
$$E_y(z) = \sqrt{\frac{2}{|\epsilon_2|}} kasn(k_0\alpha z). \quad (5)$$

Дисперсионное соотношение в этом случае примет вид

$$\frac{cnudnu}{snu} = -\frac{\gamma}{\alpha}. \quad (6)$$

Величина потока энергии в волноводе рассчитывается по формуле

$$\|S_x = \frac{cn_x}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_y^2(z) dz \quad (7)$$



Зависимость (а) волнового числа заданной моды и (б) отношения внутреннего потока энергии к полному потоку от полного потока энергии для двух случаев.

$\epsilon_2 > 0$ (сплошная линия), $\epsilon_2 < 0$ (штриховая). Цифрами над кривыми обозначены номера мод. Для расчетов выбраны следующие параметры: $n_1=1$, $n_0=1.5$, $d/\lambda=1.2$, $|\epsilon_2|=10^{-11}$ см²/эрг.

и состоит из потока внутренней $S_x^{(1)}$ (в пластинке) и внешней $S_x^{(2)}$ (за пределами пластинки) энергий.

Для четных мод внутренний поток энергии равен

$$S_x^{(1)} = \frac{cn_x k^2 \alpha}{2\pi |\epsilon_2| k_0} \left\{ \frac{cnusnu}{dnu} + \frac{1}{k^2} [u - E(amu)] \right\}, \quad (8)$$

где E — неполный эллиптический интеграл второго рода, am — функция амплитуды Якоби. Внешний поток энергии равен

$$S_x^{(2)} = \frac{cn_x k^2 \alpha^2}{4\pi |\epsilon_2| k_0 \gamma} \frac{cn^2 u}{dn^2 u}. \quad (9)$$

Для нечетных мод внутренней и внешней потоки энергии равны

$$S_x^{(1)} = \frac{cn_x \alpha}{2\pi |\epsilon_2| k_0} [u - E(amu)], \quad (10)$$

$$S_x^{(2)} = \frac{cn_x k^2 \alpha^2}{4\pi |\epsilon_2| k_0 \gamma} sn^2 u. \quad (11)$$

Дисперсионные соотношения решались численным методом. Для каждого k можно найти величину постоянной распространения n_x и потока энергии S_x и таким образом построить зависимость постоянной распространения от S_x . На рисунке, а штриховыми линиями изображены кривые, построенные таким образом для четных и нечетных мод с помощью приведенных выше формул. На рисунке, б построена

зависимость отношения $S_x^{(1)}/S_x$ от полного потока энергии. Из этих рисунков видно, что в случае самофокусирующей среды с увеличением S_x постоянные распространения для всех мод стремятся к своему нижнему пределу n_1 , а внутренний поток энергии уменьшается по сравнению с внешним. Иначе говоря, моды «выталкиваются» из волновода. Нулевая мода ведет себя так же, однако из-за симметричности волновода полного выталкивания моды не происходит. Таким образом, для высших мод данный волновод является ограничителем мощности сверху.

Рассмотрим теперь случай самофокусирующей среды $\epsilon_2 > 0$. В этом случае волновое уравнение (1) допускает две возможности

$$1) n_x < n_0, \quad \alpha = \frac{p}{\sqrt{1-2k^2}}, \quad 0 < k^2 < 1/2; \quad 2) n_x > n_0, \quad p^2 < 0, \quad p^2 = -q^2, \quad \alpha = \frac{q}{\sqrt{2k^2-1}}, \\ \frac{1}{2} < k^2 < 1.$$

В каждом из этих случаев четное решение уравнения (1) имеет вид

$$E_y(z) = \sqrt{\frac{2}{\epsilon_2}} k \alpha c n(k_0 a z). \quad (12)$$

Дисперсионное соотношение для четных мод

$$\frac{snudnu}{cnu} = \frac{\gamma}{\alpha}. \quad (13)$$

Внутренний поток энергии в этом случае равен

$$S_x^{(1)} = \frac{cn_x \alpha}{2\pi \epsilon_2 k_0} [E(am u) - k'^2 u], \quad (14)$$

где $k'^2 = 1 - k^2$. Внешний поток энергии

$$S_x^{(2)} = \frac{cn_x k^2 \alpha^2}{4\pi \epsilon_2 k_0 \gamma} cn^2 u. \quad (15)$$

Нечетное решение уравнения (1) в рассматриваемом случае имеет вид

$$E_y(z) = \sqrt{\frac{2}{\epsilon_2}} k k' \alpha \frac{sn(k_0 a z)}{dn(k_0 a z)}. \quad (16)$$

С помощью этого решения находим дисперсионное соотношение для нечетных мод

$$\frac{cnu}{snudnu} = -\frac{\gamma}{\alpha}. \quad (17)$$

Внутренний и внешний потоки энергии равны

$$S_x^{(1)} = \frac{cn_x k^2 \alpha}{2\pi \epsilon_2 k_0} \left\{ \frac{1}{k^2} [E(am u) - k'^2 u] - \frac{snucnu}{dnu} \right\}, \quad (18)$$

$$S_x^{(2)} = \frac{cn_x k^2 k'^2 \alpha^2}{4\pi \epsilon_2 k_0 \gamma} \frac{sn^2 u}{dn^2 u}. \quad (19)$$

Как и в предыдущем случае, с помощью этих формул мы построили кривые зависимости постоянной распространения, а также отношения внутреннего потока энергии к полному потоку энергии от полного потока. Эти кривые изображены на рисунке сплошными линиями. Из этого рисунка видно, что в случае самофокусирующей среды при увеличении S_x волновые числа для всех мод неограниченно возрастают, а внутренний поток энергии возрастает по сравнению с внешним. В этом случае моды «затягиваются» в волновод. При выбранных нами параметрах высшие моды, начиная с третьей, существуют только при достаточно больших интенсивностях. Поэтому для указанных мод волновод является ограничителем мощности снизу. При достаточно малой толщине волновода все моды за исключением нулевой будут появляться при конечной интенсивности волны.

Для параметров волновода, указанных в подписи к рисунку, характерные пороговые потоки энергии, при которых происходит срыв волноводного пространства, составляют ~ 0.5 ГВт/см (мощность на единицу ширины волновода). Однако эти мощности можно уменьшить на несколько порядков подбором показателей преломления сред при неизменном ϵ_2 . Пороговые мощности будут заведомо меньше в случае, чаще всего реализуемом в интегральной оптике, когда различие в показателях преломления несущего слоя и подложки составляет $\sim 10^{-2}$.

Литература

- [1] F. S. Felber, J. H. Marburger. Appl. Phys. Lett., 28, 731, 1976.
- [2] J. H. Marburger, F. S. Felber. Phys. Rev., A17, 335, 1978.
- [3] Н. Н. Розанов. Письма ЖТФ, 3, 583, 1977.
- [4] P. W. Smith, J. P. Hermann. Appl. Phys. Lett., 35, 846, 1979.
- [5] В. М. Елеонский, В. П. Силин. ЖЭТФ, 66, 146, 1974.

Поступило в Редакцию 23 июня 1980 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф.Скоринны