

Структура границы сердцевина – оболочка и излучательные потери планарных брэгговских волноводов с поллой сердцевиной

А.В.Виноградов, А.Н.Митрофанов

Рассмотрен планарный брэгговский волновод с поллой сердцевиной. Приведены аналитические зависимости свойств мод волновода от его геометрических параметров. С помощью этих зависимостей найдены оптимальные параметры брэгговского волновода. Впервые рассмотрена зависимость свойств мод волновода от структуры внутренней границы его оболочки. Кроме того, рассмотрена зависимость излучательных потерь волновода от числа его слоев для практически интересных длин волн $\lambda = 1.55, 1.06$ и 0.245 мкм.

Ключевые слова: брэгговский волновод, излучательные потери, микроструктурированные оптические волокна.

1. Введение

Многослойные структуры широко используются в фундаментальной и прикладной физике. Брэгговские волноводы, то есть волноводы с многослойными стенками, привлекают внимание исследователей прежде всего богатым спектром мод, которым можно управлять, изменяя геометрию волновода: регулировать угол направляемой моды, смещать область нулевой дисперсии, создавать волноводы с увеличенной площадью моды, концентрировать поле моды в поллой сердцевине. Это приводит, в частности, к уменьшению нелинейных эффектов, изгибных и фундаментальных потерь, к увеличению лучевой прочности и т. п.

Указанные свойства стимулируют быстрое развитие технологии создания брэгговских волноводов. В настоящее время число слоев в периодической структуре может достигать нескольких тысяч [1–4], поэтому представляет интерес выяснить предельные возможности брэгговских волноводов с большим числом слоев. В настоящей работе с этой точки зрения будут рассмотрены излучательные потери (т. е. потери на вытекание) и возможность концентрации поля в сердцевине волновода. Существенный интерес представляют волноводы с поллой сердцевиной [5], которым уделяется особое внимание в настоящей работе. Анализ проводится на основе решений уравнений связанных волн, позволяющих дать полное описание структуры брэгговских мод и представляющих интерес для различных приложений. В частности, аналитическое решение дисперсионного уравнения даёт возможность подобрать параметры и геометрию волновода, обеспечивающие оптимальные свойства мод. Нами также исследовано влияние границы раздела сердцевина – оболочка на структуру поля в сердцевине и оболочке.

2. Дисперсионное уравнение и излучательные потери

Рассмотрим планарный брэгговский волновод с сердцевиной «радиусом» a (термин «радиус» используется для удобства по аналогии с цилиндрическим случаем) и диэлектрической проницаемостью ε_0 (рис.1). Оболочка «радиусом» b состоит из чередующихся слоев двух материалов равной толщины с диэлектрическими проницаемостями ε_{\min} и ε_{\max} . Брэгговские моды с хорошей точностью можно описать, заменив ступенчатый профиль диэлектрической проницаемости на рис.1 первым членом его фурье-разложения. Тогда диэлектрическая проницаемость такого волновода имеет вид

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon_0, & x < a, \\ \varepsilon + 2B \cos[2q(x-a) - \varphi], & a < x < b, \\ \varepsilon_1, & x > b, \end{cases} \quad (1)$$

где ε_0 – диэлектрическая проницаемость сердцевинки; ε – средняя диэлектрическая проницаемость слоистой обо-

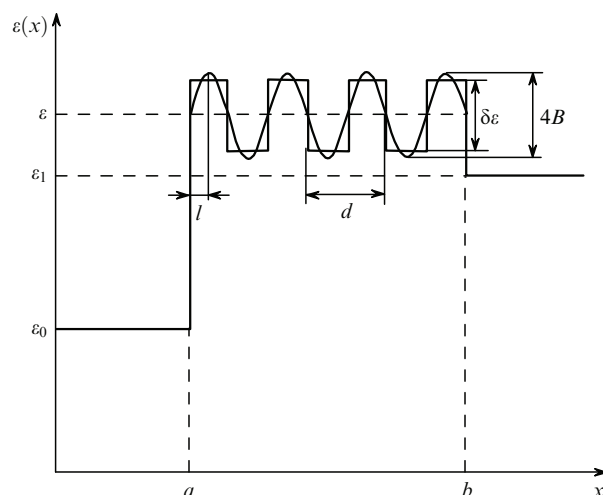


Рис.1. Поперечный профиль диэлектрической проницаемости волновода.

А.В.Виноградов, А.Н.Митрофанов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: vinograd@sci.lebedev.ru, m.a.n.1985@mail.ru

Поступила в редакцию 7 апреля 2008 г.

лочки; $q = \pi/d$; $B = (\varepsilon_{\max} - \varepsilon_{\min})/\pi = \delta\varepsilon/\pi$; d – период структуры; l – расстояние от границы сердцевина–оболочка до середины первого слоя с максимальным показателем преломления; ε_1 – диэлектрическая проницаемость внешней оболочки; $\varphi = 2\pi l/d$ – фаза решётки, ассоциируемой с периодической оболочкой (параметр, характеризующий структуру границы сердцевина–оболочка).

Для мод, распространяющихся вдоль оси z , поле в волноводе (1) имеет вид $E(x, z) = u(x) \exp(ik\tilde{v}z)$, где \tilde{v} – эффективный показатель преломления, а k – волновое число. Мнимая часть $\text{Im } \tilde{v} > 0$ отвечает за потери.

Волновое уравнение

$$u''(x) + k^2[\varepsilon(x) - \tilde{v}^2]u(x) = 0 \tag{2}$$

имеет следующее решение [6]:

$$u(x) = \begin{cases} \cos[k(\varepsilon_0 - \tilde{v}^2)^{1/2}x], & x < a, \\ c_1 u_1(x) + c_2 u_2(x), & a < x < b, \\ T \exp[ik(\varepsilon_1 - \tilde{v}^2)^{1/2}x], & x > b. \end{cases} \tag{3}$$

Здесь

$$u_1(x) = \exp[-\tilde{\mu}(x-a)]\{\exp[iq(x-a)] + \tilde{r} \exp(i\varphi) \exp[-iq(x-a)]\}; \tag{4}$$

$$u_2(x) = \exp[\tilde{\mu}(x-a)]\{\tilde{r} \exp(-i\varphi) \exp[iq(x-a)] + \exp[-iq(x-a)]\};$$

$$\tilde{\mu} = \frac{Bk^2(1 - \tilde{D}^2)^{1/2}}{2q}; \quad \tilde{r} = i(1 - \tilde{D}^2)^{1/2} - \tilde{D}; \tag{5}$$

$$\tilde{D} = \frac{\varepsilon(\tilde{v}^2 + q^2/k^2)}{B};$$

c_1, c_2, T – комплексные константы.

При выводе решения (3) в области $a < x < b$ использовались метод связанных волн и приближение медленно меняющихся амплитуд (см. [6]), справедливые при

$$|\tilde{\mu}| \ll q, \quad B \ll \varepsilon - \varepsilon_0. \tag{6}$$

Для волноводов с полой сердцевиной условие (6) выполняется практически всегда. Именно при этом условии структура, состоящая из слоев одинаковой толщины (см. (1) и рис.1), является оптимальной с точки зрения излучательных потерь. Если же условие (6) не выполняется, то оптимальной является четвертьволновая структура (см. [7], [8]), в которой толщины слоев различны.

Сшивая найденные решения на границах $x = a$ и $x = b$, получаем дисперсионные уравнения:

$$k(\varepsilon_0 - \tilde{v}^2)^{1/2} \tan[k(\varepsilon_0 - \tilde{v}^2)^{1/2}a] = \frac{u'_1 + c_2 u'_2/c_1}{u_1 + c_2 u_2/c_1} \Big|_{x=a}, \tag{7}$$

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{ik(\varepsilon_1 - \tilde{v}^2)^{1/2}u_1 - u'_1}{ik(\varepsilon_1 - \tilde{v}^2)^{1/2}u_2 - u'_2} \Big|_{x=b}. \tag{8}$$

При $b \rightarrow \infty$ уравнения (2) и (7), (8) описывают брэгговский волновод с бесконечным числом слоев, рассмотренный для $\varphi = 0$ в работе [6]. При $\varphi \neq 0$ поле в волноводе имеет вид

$$u(x) = \cos kx(\varepsilon_0 - v^2)^{1/2}, \quad x < a,$$

$$u(x) = \frac{[(\varepsilon_0 - v^2)/(\varepsilon - v^2)]^{1/2} \exp(i\psi)}{2[\sin^2 \psi + \cos^2 \psi(\varepsilon_0 - v^2)/(\varepsilon - v^2)]^{1/2}} \times \exp[-\mu(x-a)]\{\exp(-i\psi) \exp[iq(x-a)] + \exp(i\psi) \exp[-iq(x-a)]\}, \quad x < a, \tag{9}$$

где

$$r = i(1 - D^2)^{1/2} - D = \exp(i\chi); \quad \mu = \frac{Bk^2(1 - D^2)^{1/2}}{2q}; \tag{10}$$

$$D = \frac{[\varepsilon - (v^2 + q^2/k^2)]}{B}; \quad \psi(v) = \frac{\varphi + \chi(v)}{2};$$

$$\chi = \arccos(-D).$$

Эффективный показатель преломления v находится из дисперсионного уравнения (см. [6]):

$$k(\varepsilon_0 - v^2)^{1/2} \tan [ka(\varepsilon_0 - v^2)^{1/2}] = -\frac{u'_1}{u_1} \Big|_{x=a} = -q \tan \psi(v), \tag{11}$$

которое может быть получено из (7), (8) при $b \rightarrow \infty$. В этом случае в отличие от (4), (5) величины v, μ и D становятся вещественными. В частности, μ приобретает смысл затухания поля в оболочку, а D определяет положение мод относительно центра полосы брэгговского отражения, соответствующего $D = 0$.

Дисперсионное уравнение (11) можно записать также в следующем виде:

$$a = \frac{1}{k[q^2/k^2 - (\varepsilon - \varepsilon_0) + DB]^{1/2}} \left(\pi n - \arctan \left\{ \frac{q}{k[q^2/k^2 - (\varepsilon - \varepsilon_0) + DB]^{1/2}} \tan \frac{\varphi + \chi(D)}{2} \right\} \right), \tag{12}$$

где n – количество нулей функции $u(x)$ в области $x < a$.

Уравнение (12) в отличие от (11) определяет «красстройку» D , связанную с эффективным показателем преломления v согласно (10).

Решение дисперсионного уравнения (7) для конечного b будем искать в виде $\tilde{v} = v + \delta v$, причем $\delta v \rightarrow 0$ при $b \rightarrow \infty$. Тогда для достаточно больших b из (7), (8) получаем:

$$\text{Im } \delta v = \frac{B}{v} \left(\frac{\varepsilon - v^2}{\varepsilon_1 - v^2} \right)^{1/2} (1 - D^2)^2 \times \exp \left[-\frac{\pi B}{\varepsilon - v^2} N(1 - D^2)^{1/2} \right] \left\{ 1 + \frac{B(1 - D^2)^{3/2}}{\varepsilon_0 - v^2} \times \left[qa \left(\sin^2 \psi + \frac{\varepsilon_0 - v^2}{\varepsilon - v^2} \cos^2 \psi \right) - \frac{\sin 2\psi}{2} \right] \right\}^{-1} \tag{13}$$

$$\times \left\{ \cos^2 \left[q(b-a) + \frac{\chi}{2} \right] + \frac{\varepsilon - v^2}{\varepsilon_1 - v^2} \sin^2 \left[q(b-a) + \frac{\chi}{2} \right] \right\}^{-1},$$

$$\delta v \ll v,$$

где N – число периодов структуры оболочки. Для полой сердцевины и $\varepsilon_1 \approx \varepsilon$ в (13) член $(\varepsilon - v^2)/(\varepsilon_1 - v^2)$ примерно равен единице. Тогда последняя фигурная скобка в (13) равна единице.

Отметим, что формула (13) справедлива только в случае $c_2/c_1 \ll 1$. Это соотношение выполняется, когда показатель степени экспоненты в (13) достаточно велик:

$$\frac{\pi B}{\varepsilon - v^2} N(1 - D^2)^{1/2} \gg 1. \quad (14)$$

Потери в дБ на единицу длины могут быть оценены как

$$\kappa = \frac{2k \operatorname{Im} \delta v}{\ln 10}. \quad (15)$$

3. Свойства мод. Оптимизация

В настоящем разделе определим параметры брэгговского волновода (включая период структуры, фазу, радиус), оптимизирующие его оптические свойства (затухание поля в оболочке, концентрацию поля в сердцевине, значение поля на границе сердцевины и оболочки, излучательные потери), а также установим критерий одномодовости (т.е. найдём максимальный радиус, при котором волновод остается одномодовым). При этом оказывается, что достаточно рассмотреть волновод с бесконечным числом слоев в оболочке ($N = \infty$). Это касается всех оптических свойств, кроме потерь на вытекание, которые в случае бесконечного числа слоев отсутствуют. Однако, как было показано в разд.2, потери на вытекание при достаточно большом числе слоев также могут быть выражены через параметры волновода с бесконечными стенками (см. (13)).

В связи с этим рассмотрим более подробно структуру мод брэгговского волновода с бесконечным числом слоев ($N = \infty$). Будем следовать при этом работе [6], где рассмотрен случай $\varphi = 0$. Дисперсионное уравнение и формула для нахождения полей мод волновода с $\varphi \neq 0$ приведены в разд.2 (см. (9) и (11)). В принципе, они позволяют определить все его оптические свойства. Скорость затухания поля в оболочку μ и излучательные потери определяются выражениями (10) и (13).

Из формулы (9) легко получить также выражения для поля на границе сердцевина – оболочка:

$$u(a) = \left(\frac{\varepsilon_0 - v^2}{\varepsilon - v^2} \right)^{1/2} \cos \frac{\varphi + \chi(v)}{2} \left[\sin^2 \frac{\varphi + \chi(v)}{2} + \frac{\varepsilon_0 - v^2}{\varepsilon - v^2} \cos^2 \frac{\varphi + \chi(v)}{2} \right]^{-1/2} \exp \left[i \frac{\varphi + \chi(v)}{2} \right] \quad (16)$$

и для концентрации поля в сердцевине

$$\Gamma = \frac{1}{1 + A}, \quad (17)$$

где

$$A = \frac{\int_a^\infty |u(x)|^2 dx}{\int_0^a |u(x)|^2 dx} = \frac{\varepsilon_0 - v^2}{\varepsilon - v^2} \left\{ 2\mu a \left[\sin^2 \frac{\varphi + \chi(v)}{2} + \frac{\varepsilon_0 - v^2}{\varepsilon - v^2} \cos^2 \frac{\varphi + \chi(v)}{2} \right] \left[1 + \frac{\sin 2ka(\varepsilon_0 - v^2)^{1/2}}{2ka(\varepsilon_0 - v^2)^{1/2}} \right] \right\}^{-1}$$

– отношение энергии поля в оболочке к энергии поля в сердцевине.

Таким образом, формулы (10), (13), (16), (17) описывают основные оптические свойства волноводных мод.

Если мода находится в центре запрещенной зоны, т.е. расстройка $D = 0$ ($\chi(v) = \pi/2$), то скорость вытекания поля в оболочку μ оказывается максимальной (см. (10)). Такая мода называется центральной. Из формул (13) и (17) легко убедиться, что центральная мода наиболее выгодна также с точки зрения излучательных потерь и концентрации поля в сердцевине. Условие $D = 0$ означает, что эффективный показатель преломления

$$v = \left(\varepsilon - \frac{q^2}{k^2} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

В силу дисперсионного уравнения (11) это приводит к связи между геометрическими параметрами волновода:

$$a = \frac{1}{k \left[q^2/k^2 - (\varepsilon - \varepsilon_0) \right]^{1/2}} \times \left(\pi n - \arctan \left\{ \frac{q}{k \left[q^2/k^2 - (\varepsilon - \varepsilon_0) \right]^{1/2}} \tan \left(\frac{\varphi}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right\} \right). \quad (19)$$

Следующим по значимости параметром для оптимизации волновода является фаза φ , которая характеризует структуру границы между сердцевинной и оболочкой (см. (1) и рис.1). Анализируя выражение (17) для центральной моды, легко убедиться, что максимальная концентрация поля достигается при $\varphi = \pi/2$, когда показатель преломления первого слоя максимален, а его толщина равна половине периода структуры. Отметим, что в этом случае поле на границе сердцевина – оболочка обращается в нуль. Это обстоятельство можно использовать при проектировании волокна для минимизации потерь, которые связаны с рассеянием света на поверхностных неоднородностях сердцевины, остающихся после вытяжки волокна [5].

Для рассмотренной оптимальной структуры границы оболочки ($\varphi = \pi/2$) соотношение (19) (для первой моды) принимает вид

$$a = \frac{\pi}{2k \left[q^2/k^2 - (\varepsilon - \varepsilon_0) \right]^{1/2}}. \quad (20)$$

Далее, для доли энергии поля в оболочке и излучательных потерь из (17) и (13) получаем

$$A = \frac{\pi^2 q^2}{4q^3 a^3 B k^2}, \quad (21)$$

$$\operatorname{Im} \delta v = \frac{B}{(\varepsilon - q^2/k^2)^{1/2} (\varepsilon_1 - \varepsilon + q^2/k^2)^{1/2} k} \times \frac{\exp(-\pi B k^2 N / q^2)}{1 + 1/A}, \quad (22)$$

где радиус a определяется выражением (20).

Найдем максимальный радиус одномодового волновода, у которого первая мода является центральной. Радиус волновода a (20) и константа распространения v (18) при фиксированных значениях λ , ε , ε_0 зависят только от отношения q/k . В общем случае область существования моды определяется неравенствами $-1 < D < 1$ и $0 < v^2 < \varepsilon_0$. Если зафиксировать параметры q , λ , ε , ε_0 и увеличивать радиус a , то мода может появиться либо при $v = 0$ (и достаточно больших B), либо при $D = 1$.

Радиус, при котором появляется вторая мода (при $D = 1$),

$$a = \frac{1}{k[q^2/k^2 - (\varepsilon - \varepsilon_0) + B]^{1/2}} \times \left(\pi + \arctan \left\{ \frac{q}{k[q^2/k^2 - (\varepsilon - \varepsilon_0) + B]^{1/2}} \right\} \right). \quad (23)$$

Одновременное выполнение условий (20) и (23) дает нам максимальный радиус и период $d = \pi/q$ одномодового волновода, у которого первая мода является центральной.

При $B \ll 1$ можно записать:

$$\frac{q^2}{k^2} - (\varepsilon - \varepsilon_0) = \frac{B}{8}, \quad (24)$$

$$v^2 = \varepsilon_0 - \frac{B}{8}, \quad (25)$$

$$qa = \pi \left[\frac{2(\varepsilon - \varepsilon_0 + B/8)}{B} \right]^{1/2}. \quad (26)$$

При этом формулы для доли поля в оболочке (21) и оценки излучательных потерь (22) приобретают вид

$$A = \frac{1}{8\pi} \left[\frac{B}{2(\varepsilon - \varepsilon_0)} \right]^{1/2}, \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \text{Im } \delta v &\approx \frac{B \exp[-\pi BN/(\varepsilon - v^2)]}{1 + Bqa/(\varepsilon_0 - v^2)} \\ &\approx \frac{B^{3/2} \exp[-\pi BN/(\varepsilon - \varepsilon_0)]}{8\pi [2(\varepsilon - \varepsilon_0)]^{1/2}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Полученные выражения (27), (28) определяют долю энергии поля в оболочке и излучательные потери для оптимальной конструкции одномодового волновода.

4. Зависимость свойств мод от структуры внутренней границы волновода

Оболочка брэгговского волновода является периодической решёткой показателя преломления. Естественный, но пока малоизученный, вопрос: в какой степени свойства волновода зависят от фазы этой решётки? Полученные выше формулы (10), (13), (16), (17) для физических характеристик мод волновода (скорость затухания поля в оболочку, излучательные потери, значение поля на границе, доля энергии поля в оболочке) позволяют от-

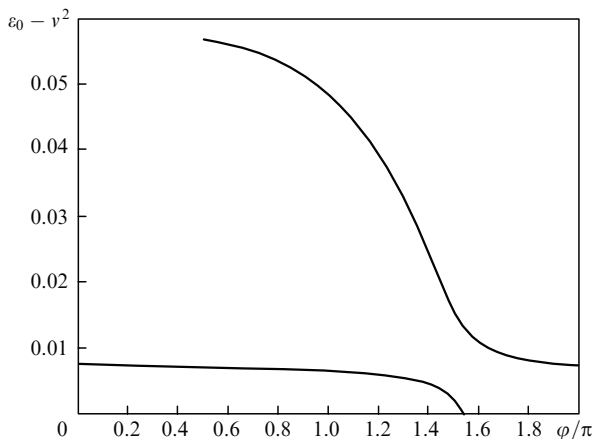


Рис.2. Зависимость величины $\varepsilon_0 - v^2$ от фазы φ .

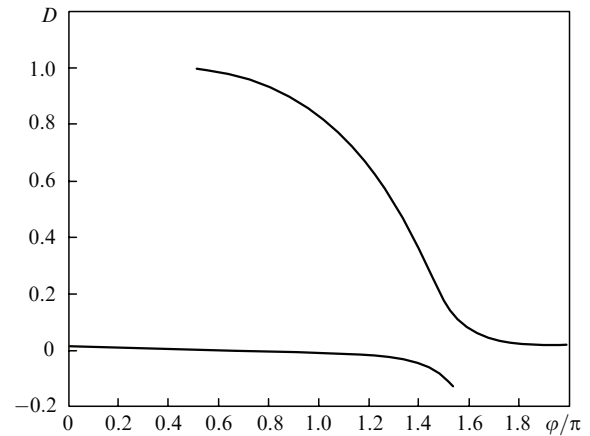


Рис.3. Зависимость расстройки D от фазы φ .

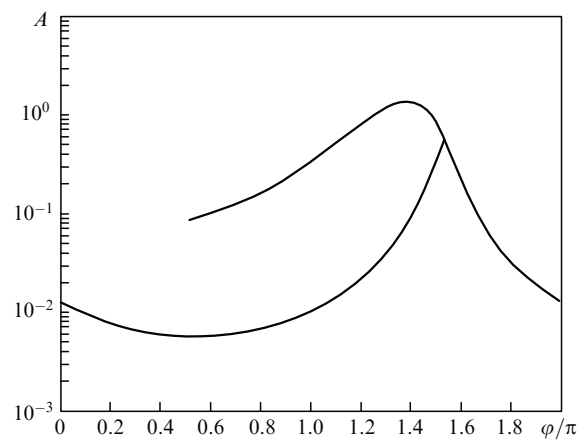


Рис.4. Зависимость доли энергии поля в оболочке A от фазы φ .

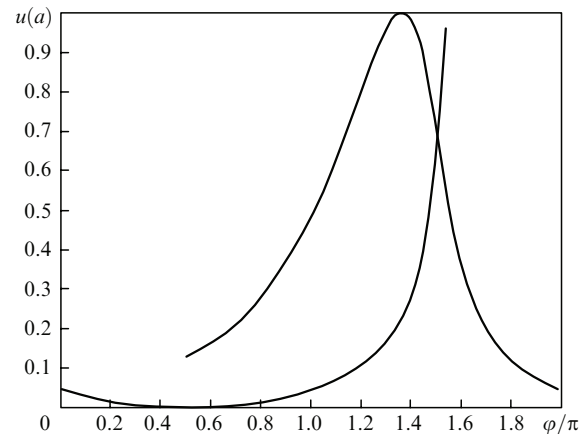


Рис.5. Зависимость величины поля на границе сердцевина – оболочка $u(a)$ от фазы φ .

ветить на этот вопрос, поскольку содержат зависимость от фазы φ .

Рассмотрим волновод, у которого период структуры и радиус сердцевинки подобраны так, что для $\varphi = \pi/2$ первая мода является центральной, а вторая мода находится на пороге возникновения (см. разд.3, формулы (24), (26)). Теперь, оставляя фиксированными период структуры и радиус сердцевинки волновода, проследим зависимость свойств мод от фазы φ .

Каждую моду можно характеризовать эффективным показателем преломления v либо расстройкой от центра полосы брэгговского отражения D (см. (10)). Зависимо-

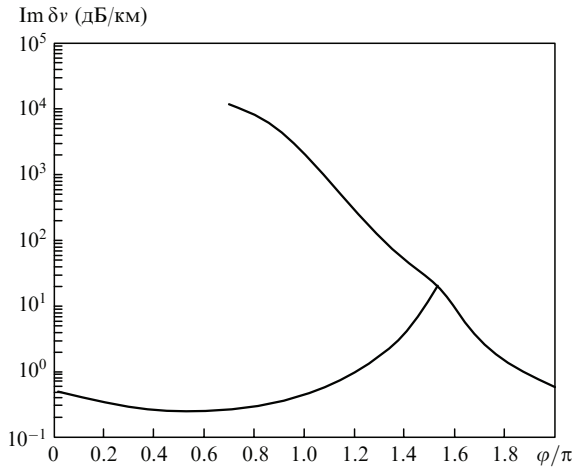


Рис.6. Зависимость излучательных потерь $\text{Im } \delta\nu$ от фазы φ ; число слоёв $N = 150$, $\varepsilon_1 = 2.6$, $\varepsilon = 2.56$, $B = 0.05$.

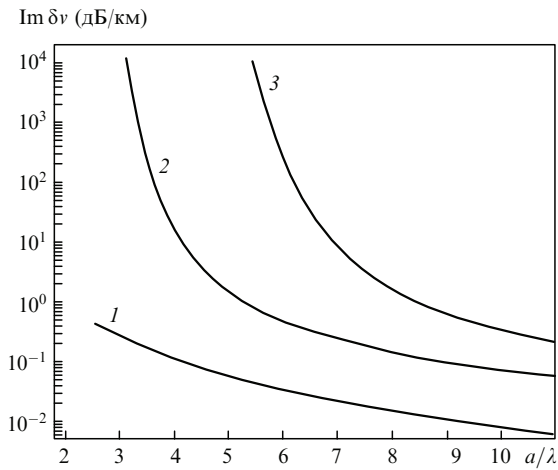


Рис.7. Зависимость излучательных потерь $\text{Im } \delta\nu$ от радиуса сердцевин a , нормированного на длину волны; 1, 2, 3 – номера мод. Параметры те же, что и на рис.6.

сти этих величин от фазы φ изображены на рис.2 и 3 (все расчеты на рис.2–7 проведены для $\lambda = 1.55$ мкм). Видно, что волновод при различных фазах φ может быть как одномодовым, так и двухмодовым. Также видно, что мода ограничена с одной стороны условием $v^2 = \varepsilon_0$, а с другой стороны – условием $D = 1$. На рис.4–6 изображены зависимости различных свойств мод от фазы. Видно, что эти свойства мод сильно изменяются при изменении фазы.

Как и следовало ожидать, равенство нулю поля на границе сердцевин и оболочки, минимум доли энергии поля в оболочке и минимум излучательных потерь достигаются при одинаковых значениях фазы решетки показателя преломления в оболочке $\varphi = \pi/2$.

5. Дискриминация мод по потерям

В разд.4 мы рассматривали волновод, у которого радиус сердцевин и период структуры оболочки были подобраны таким образом, что при фазе $\varphi = \pi/2$ первая мода являлась центральной, а вторая мода находилась на пороге возникновения. Из рис.6 видно, что вблизи этого порога отношение потерь первой и второй моды для такого волновода составляет $\sim 10^{-4}$. Очевидно, что при увеличении радиуса сердцевин a потери первой моды будут уменьшаться, а отношение потерь первой и второй мод возрастать. Тем не менее, в некотором интервале радиусов оно остается много меньше 1, обеспечивая дискриминацию мод по потерям, как это продемонстрировано на рис.7. Видно, что на пороге возникновения третьей моды ($a/\lambda = 5.5$) отношение потерь первой и второй мод составляет 0.07. Для многих приложений такой волновод может рассматриваться как одномодовый или квазиодномодовый.

6. Зависимость излучательных потерь от модуляции и числа слоев показателя преломления в оболочке

В разд.4 показано, что свойства волновода существенно зависят от фазы и минимальные излучательные потери достигаются при $\varphi = \pi/2$. На практике минимальный уровень излучательных потерь брэгговского волновода определяется максимальным числом слоёв (периодов N), допускаемым современной технологией. Естественно, минимально необходимое число слоёв связано с модуляцией показателя преломления δn (или B). Формулы, полученные в разд.2, легко позволяют найти излучательные потери в практических интересных случаях. На рис.8 представлены потери квазиодномодового волновода, рассчитанные согласно (13), (15), для длин волн $\lambda = 1.55, 10.6, 0.245$ мкм как функция числа слоёв и глубины модуляции показателя преломления.

Из рис.8 видно, что брэгговский волновод с полый сердцевинной имеет потери втрое ниже достигнутой в настоящее время в оптической связи величины 0.15 дБ/км

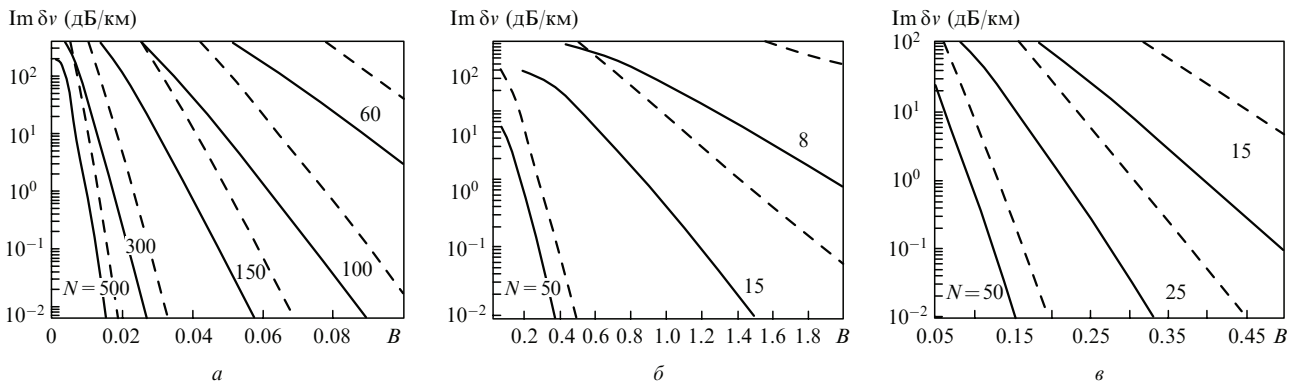


Рис.8. Зависимость излучательных потерь от глубины модуляции показателя преломления для первой (сплошная линия) и второй (штриховая линия) мод на пороге возникновения третьей моды при различном числе периодов структуры N и при длинах волн $\lambda = 1.55$ (а), 10.6 (б), 0.245 мкм (в); $\varepsilon_1 = 2.6$, $\varepsilon = 2.56$.

при $\delta n \approx B \approx 0.05$ и числе периодов $N = 150$. Для излучения CO_2 -лазера и эксимерных лазеров практический интерес представляют потери менее 0.5 дБ/м. Как видно из рис.8, в случае излучения CO_2 -лазера полые брэгговские световоды имеют потери такого порядка при $\delta n \approx \pi B / (2n) \approx 0.6$ и числе периодов $N = 15$. Следовательно, для эксимерного излучения на рис.8 подобные потери достигаются при модуляции $\delta n \approx B \approx 0.25$ и числе периодов $N = 25$.

Однако следует иметь в виду, что даже при $N = \infty$ в брэгговском волноводе с полый сердцевинной остаются потери, связанные с фундаментальным поглощением поля. Как показано в [6], они ограничивают потери на уровне $\sim 10^{-3}$ дБ/км для длины волны $\lambda = 1.55$ мкм.

7. Выводы

Таким образом, в работе получены явные зависимости оптических свойств брэгговского волновода от его геометрических параметров. В частности, рассмотрены излучательные потери, соотношение энергии поля моды в сердцевине и оболочке, величина поля на границе сердцевина – оболочка и скорость затухания поля в оболочку. Впервые установлена связь оптических свойств со структурой внутренней границы брэгговской оболочки. Показано, что первый слой оптимальной структуры обладает

максимальным показателем преломления, а его толщина равна половине периода структуры.

В качестве примера рассмотрены излучательные потери брэгговских волноводов для излучения на длинах волн $\lambda = 1.55, 10.6$ и 0.245 мкм при различной глубине модуляции показателя преломления и числе слоев оболочки.

Авторы благодарны Е.М.Дианову и К.М.Голанту за обсуждение. Работа поддержана РФФИ (грант № 07-02-01244).

1. Bugaev E.A., Feshenko R.M., Vinogradov A.V., Voronov D.L., Tokarev V.A., Petukhov V.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5974**, F-1-F-8 (2005).
2. Schroer C.G. *Phys. Rev.*, **74**, 033405 (2006).
3. Kang H.C., Maser J., Stephenson G.B., Liu C., Conley R., Macrander A.T., Vogt S. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 127401 (2006).
4. Golant K.M., Lavrishchev S.V., Popov A.V., Artyukov I.A., Feshchenko R.M., Mitrofanov A.N., Vinogradov A.V. *Appl. Opt.*, **46**, 5964 (2007).
5. Бирюков А.С., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **37** (4), 379 (2007).
6. Vinogradov A.V., Mitrofanov A.N., Popov A.V., Fedin M.A. *J. Russian Laser Res.*, **28** (6), 576 (2007).
7. Fevrier S., Viale S., Gerome F., et al. *Electron. Lett.*, **39**, 1240 (2003).
8. Прокопович Д.В., Попов А.В., Виноградов А.В. *Квантовая электроника*, **37** (9), 873 (2007).