

УДК 681.7.068.4

ПЛАНАРНЫЙ СЛАБОКОНТРАСТНЫЙ БРЭГГОВСКИЙ ВОЛНОВОД СО СТЕНКАМИ ИЗ ПЕРИОДИЧЕСКИ РАСПОЛОЖЕННЫХ ДЕЛЬТА-ФУНКЦИЙ

Р. М. Фещенко¹, А. В. Виноградов

Развита аналитическая теория планарных слабоконтрастных брэгговских световодов, основанная на представлении тонких размытых слоев дельта-функциями. Найдено дисперсионное уравнение для световода с малым числом слоев, оценены радиационные потери. Проведены численные расчеты потерь для световода с параметрами, близкими к реальному волокну, известному из литературы. Представленная модель является более реалистичной, чем модель с резкими границами слоев.

Несмотря на значительные успехи, достигнутые при использовании простых оптических волокон, основанных на полном внутреннем отражении, в волоконной оптике существует ряд нерешенных проблем. Они связаны с необходимостью уменьшения нелинейности, управления дисперсией и количеством распространяющихся в волокне мод, реализацией одномодового режима в волокнах с большим диаметром сердцевины. Последнее необходимо для создания мощных одномодовых волоконных лазеров [1]. Для решения обозначенных проблем необходим переход к использованию световодов сложной конструкции: микроструктурированных и брэгговских. Если первые из них хорошо известны и находят практические применения, то вторые только начинают развиваться.

Начало изучения брэгговских световодов было положено в работах [2, 3], где рассматривались световоды с поллой сердцевиной и большим скачком показателя преломления между слоями. В более современных работах [4, 5] получила распространение другая конструкция, где сердцевина состоит из материала с показателем преломления, немного

¹rusl@sci.lebedev.ru

меньшим (~ 0.001), чем в оболочке, а отражение обеспечивается структурой, состоящей из трех concentрических слоев с показателем преломления немного выше (~ 0.01), чем в оболочке. Было экспериментально показано, что в таком волокне существуют брэгговские моды с относительно малыми радиационными потерями [4, 5]. Дальнейшее развитие подобных слабоконтрастных брэгговских световодов требует развития их теории и методов расчета.

Ранние попытки построения аналитической теории брэгговских световодов связаны с использованием приближения, где все слои имеют резкие границы [2, 3]. Однако из измерений известно, что такое приближение далеко от реальности – слои размываются, и получают острые пики показателя преломления (см. рис. 2 и 8 в [5]). Развиваемая в настоящей работе теория основывается на представлении тонких размываемых слоев с помощью дельта-функций. На этой основе выводится и численно решается дисперсионное уравнение, находятся радиационные потери планарных слабоконтрастных брэгговских световодов.

Отражение от бесконечной периодической структуры, состоящей из дельта-функций. Рассмотрим отражение электромагнитной волны с s-поляризацией от планарной многослойной структуры с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(x)$ вида:

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_1 + \alpha \sum_{m=0}^{\infty} \delta(x - ml), \quad (1)$$

где ε_1 – диэлектрическая проницаемость среды в промежутках между дельта-функциями, l – период многослойной структуры, а $\alpha > 0$ – интеграл от дельта-функции. Электрическое поле удовлетворяет волновому уравнению:

$$E''(x) + k^2 (\varepsilon(x) - p^2) E(x) = 0, \quad (2)$$

где k – волновое число, а p – компонента волнового вектора вдоль волокна, отнесенная к k . Из (1) и (2) следует, что между дельта-функциями электрическое поле $E(x)$ может быть представлено в виде:

$$E(x) = C_{1m} e^{i\kappa(x-ml)} + C_{2m} e^{-i\kappa(x-ml)}, \quad (3)$$

где $\kappa = k\sqrt{\varepsilon_1 - p^2}$, $(m-1)l < x < ml$, $m = 1, 2, \dots$ и $x < 0$, $m = 0$. Коэффициенты C_{1m} и C_{2m} находятся из условия непрерывности поля на дельта-функциях, при следующих из (2) скачках производной. Коэффициент отражения от такой структуры равен:

$$R = \frac{C_{20}}{C_{10}}. \quad (4)$$

Вектор $C_{l_m} = (C_{1m}, C_{2m})^T$ при трансляции влево на период l преобразуется с помощью матрицы перехода MT :

$$C_{l_{m-1}} = MTC_{l_m}, \quad (5)$$

где матрицы M и T – это матрицы прохождение через дельта-функцию и сдвига влево на расстояние l , соответственно. Можно показать, что:

$$MT = \frac{1}{\cos \varphi} \begin{pmatrix} e^{-i(l\kappa + \varphi)} & -ie^{i\kappa} \sin \varphi \\ ie^{-i\kappa} \sin \varphi & e^{i(l\kappa + \varphi)} \end{pmatrix}, \quad a = \frac{k^2 \alpha}{2\kappa}, \quad \operatorname{tg} \varphi = a, \quad 0 < |\varphi| < \frac{\pi}{2}. \quad (6)$$

Для бесконечной многослойной структуры в силу теоремы Блоха справедливо:

$$MTC_l = \mu C_l, \quad (7)$$

т.е. вектор столбец C_l является собственным вектором оператора MT . Собственные числа MT равны:

$$\mu_{1,2} = \tilde{A} \pm \sqrt{\tilde{A}^2 - 1}, \quad \tilde{A} = \frac{\cos(l\kappa + \varphi)}{\cos \varphi}, \quad (8)$$

а собственные векторы:

$$x_{l_1} = \begin{pmatrix} iae^{i\kappa} \\ \sqrt{1 + a^2} e^{-i(l\kappa + \varphi)} - \mu_1 \end{pmatrix}, \quad x_{l_2} = \begin{pmatrix} \sqrt{1 + a^2} e^{i(l\kappa + \varphi)} - \mu_2 \\ -iae^{-i\kappa} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Не ограничивая общности, положим теперь $|\mu_1| > 1$, а $|\mu_2| < 1$ (поскольку $|\mu_1 \mu_2| = |\det MT| = 1$). Тогда в соответствии с (4) и (9) коэффициент отражения от бесконечной многослойной структуры, составленной из дельта-функций, будет равен:

$$R = -e^{-i\kappa} [A \mp i\sqrt{1 - A^2}], \quad A = \frac{\sin(l\kappa + \varphi)}{\sin \varphi}, \quad (10)$$

где верхний знак (минус) выбирается, если $\cos(l\kappa + \varphi) > 0$, и нижний знак (плюс), если $\cos(l\kappa + \varphi) < 0$. Можно показать, что случай $\cos(l\kappa + \varphi) > 0$ отвечает четным брэгговским порядкам, а случай $\cos(l\kappa + \varphi) < 0$ – нечетным.

Будем считать, что $a \in \mathcal{R}$, т.е. поглощение в среде отсутствует. Тогда коэффициент отражения (10) равен по модулю 1, если $|A| \leq 1$. Границы этого интервала определяются уравнениями:

$$\sin(l\kappa + \varphi) = \pm \sin \varphi, \quad (11)$$

которые имеют следующие решения (относительно длины волны λ или параметра p):

$$2l\sqrt{\varepsilon_1 - p^2} = n\lambda, \quad 2l\sqrt{\varepsilon_1 - p^2} = \left(-\frac{2\varphi}{\pi} + n\right)\lambda. \quad (12)$$

Для центра полосы, т.е. для точки, где $A = 0$, можно получить:

$$2l\sqrt{\varepsilon_1 - p^2} = \lambda \left(-\frac{\varphi}{\pi} + n \right). \quad (13)$$

В формулах (12)–(13) $n = 1, 2, \dots$. Формулы (12)–(13) определяют полосы, нумеруемые числом n . Полоса с центром, определяемым уравнением (13), имеет границы, определяемые уравнением (12).

Заметим, что центры полос, определенные из условия (13), соответствуют минимумам абсолютной величины одного из собственных чисел (8): минимальное положительное значение одного из собственных чисел достигается в четных полосах, а минимальное по модулю отрицательное – в нечетных. Эти минимальные по абсолютной величине числа равны:

$$\mu_{\min} = \mp a \pm \sqrt{1 + a^2} = \pm \operatorname{ctg} \left(\frac{\varphi}{2} + \frac{\pi}{4} \right). \quad (14)$$

Минимальные значения соответствуют в силу уравнения (7) максимально быстрому затуханию электромагнитной волны в глубь структуры, т.е. наилучшему удержанию поля в световоде. Рассмотрим два частных случая.

- Пусть параметр a мал. В этом случае:

$$\varphi \approx \frac{\pi}{\lambda} \frac{\alpha}{\sqrt{\varepsilon_1 - p^2}}. \quad (15)$$

Тогда для центра полосы можно получить из (13) выражение

$$2l\sqrt{\varepsilon_1 - p^2} = -\frac{\alpha}{\sqrt{\varepsilon_1 - p^2}} + n\lambda, \quad (16)$$

которое приблизительно совпадает с известным условием Брэгга, поскольку первое слагаемое в правой части мало. Для границ полос имеем из (12)

$$2l\sqrt{\varepsilon_1 - p^2} = \lambda n, \quad 2l\sqrt{\varepsilon_1 - p^2} = -\frac{2\alpha}{\sqrt{\varepsilon_1 - p^2}} + \lambda n. \quad (17)$$

- Пусть теперь $a \gg 1$. В этом случае для центра полосы имеем из (13)

$$2l\sqrt{\varepsilon_1 - p^2} = \lambda(-1/2 + n), \quad (18)$$

для границ полос получаем из (12)

$$2l\sqrt{\varepsilon_1 - p^2} = \lambda n, \quad 2l\sqrt{\varepsilon_1 - p^2} = \lambda(-1 + n). \quad (19)$$

Из формул (18) и (19) видно, что полосы смыкаются друг с другом, образуя сплошную зону, где $|R| = 1$.

Моды идеального слабоконтрастного брэгговского световода. Рассмотрим симметричный планарный волновод со следующей зависимостью диэлектрической проницаемости от x

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon_0, & |x| < \frac{d}{2}, \\ \varepsilon_1 + \alpha \sum_{m=0}^{\infty} \delta\left(|x| - b - \frac{d}{2} - ml\right), & |x| \geq \frac{d}{2}, \end{cases} \quad (20)$$

где d – толщина сердцевины волновода, а ε_0 – ее диэлектрическая проницаемость. Параметр b – расстояние от границы сердцевины до первой дельта-функции или т.н. фазовый параметр.

Будем далее рассматривать только симметричные моды, т.е. решения уравнения (2), для которых справедливо $E(-x) = E(x)$. Симметричные моды при прочих равных условиях лучше удерживаются световодом и, следовательно, представляют основной интерес. Тогда в сердцевине решение уравнения (2) можно записать как

$$E(x) = E_0 \cos(\eta x), \quad \eta = k\sqrt{\varepsilon_0 - p^2}, \quad |x| < \frac{d}{2}. \quad (21)$$

Дисперсионное уравнение в общем виде записывается, исходя из непрерывности логарифмической производной при $x = d/2$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\eta d}{2}\right) = -i \frac{\kappa}{\eta} \frac{1 - R \exp(2ib\kappa)}{1 + R \exp(2ib\kappa)}, \quad (22)$$

где R определяется формулой (10). Его можно преобразовать к виду:

$$\eta \operatorname{tg} \frac{\eta d}{2} = \kappa \operatorname{ctg} \left(b\kappa - \frac{l\kappa}{2} - \frac{\gamma}{2} + \frac{\pi}{4} \right), \quad \cos(l\kappa + \varphi) < 0, \quad (23)$$

$$\eta \operatorname{tg} \frac{\eta d}{2} = \kappa \operatorname{ctg} \left(b\kappa - \frac{l\kappa}{2} + \frac{\gamma}{2} - \frac{\pi}{4} \right), \quad \cos(l\kappa + \varphi) > 0, \quad (24)$$

где

$$\gamma = \arcsin \left(\frac{\sin(l\kappa + \varphi)}{\sin \varphi} \right), \quad -\frac{\pi}{2} < \gamma < \frac{\pi}{2}. \quad (25)$$

Как видно, параметр γ не всегда вещественен. Уравнения (23)–(24) в общем виде и при учете материальной дисперсии могут быть решены только численно.

Рассмотрим теперь несколько частных случаев. Случай малого a здесь не представляет интереса, поскольку в реальных волокнах число периодов невелико и, следовательно, волновод будет плохо удерживать поле.

- Пусть $a \gg 1$. Как уже отмечалось, это соответствует $\varphi \approx \pi/2$ и, следовательно, $\sin \varphi \approx \pm 1$ и $A \approx \sin(l\kappa + \pi/2)$. Можно показать, что уравнения (23) и (24) сводятся к одному уравнению

$$\eta \operatorname{tg} \frac{\eta d}{2} = \kappa \operatorname{ctg}(b\kappa). \quad (26)$$

В наиболее простом случае, когда $b = 0$, уравнение (26) упрощается

$$\eta \operatorname{tg} \frac{\eta d}{2} = \infty \Leftrightarrow \eta = \frac{\pi}{d} + \frac{2\pi m}{d}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (27)$$

Формулу (27) с учетом определения η можно переписать как

$$\varepsilon_0 - p^2 = \left(\frac{\lambda}{d}\right)^2 \left(\frac{1}{2} + m\right)^2. \quad (28)$$

Выражение (28) можно использовать для классификации брэгговских мод. Первой считается мода с $m = 0$. При условии $a \gg 1$, как отмечалось выше, брэгговские полосы отражения разных порядков сливаются, а моды существуют при всех значениях m и определяются формулой (28). При конечном a (28) определяет моды лишь приближенно, а решения дисперсионного уравнения (23–24) существуют не при всех m , а только если $m_n < m < m'_n$, где числа m_n и m'_n определяют границы области существования мод в n -м брэгговском порядке.

- Пусть теперь $\varepsilon_0 - p^2 \ll |\varepsilon_1 - \varepsilon_0|$. Тогда можно считать, что κ не зависит от p и

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}. \quad (29)$$

Следовательно в уравнениях (23) и (24) правая часть не зависит от η и они легко решаются.

Рассмотрим пример с параметрами, близкими к реальному волокну (см. [5], рис. 8а) $\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = 2n\Delta n = 3 \cdot 10^{-3}$, $l = 7$ мкм, $d = 40$ мкм, $\alpha = 1.5 \cdot 10^{-2}$ мкм и $\lambda = 1$ мкм. Для основной моды из (28) имеем $\varepsilon_0 - p^2 \approx \lambda^2/(4d^2) \approx 2 \cdot 10^{-4} \ll |\varepsilon_1 - \varepsilon_0|$. Далее получаем $a = \pi\alpha\lambda^{-1}(\varepsilon_1 - \varepsilon_0)^{-1/2} \approx 0.86$ и $\varphi \approx 0.71$. Также $l\kappa + \varphi \approx 3.12 \approx \pi$ и $\cos(3.12) < 0$. Тогда $A \approx 0.037$ и $\tilde{A} \approx -1.31$. Следовательно $\gamma \approx 0.037$, и работает уравнение (23). Теперь можно оценить правую часть уравнения (23). Она получается равной

$$\frac{\kappa}{\eta} \operatorname{ctg} \left(b\kappa - \frac{l\kappa}{2} - \frac{\gamma}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \approx -14.62, \quad (30)$$

т.е. приближение большого a также хорошо выполняется. Минимальное по модулю собственное значение равно

$$\mu_{\min} = \tilde{A} + \sqrt{\tilde{A}^2 - 1} \approx -0.45. \quad (31)$$

Уравнения (23) и (24) можно использовать для определения оптимального l для заданной длины волны λ . Это значение соответствует равенству бесконечности правой части в уравнениях (23) и (24). Отсюда получается:

$$\cos(2b\kappa - l\kappa) \sin \varphi = \sin(l\kappa + \varphi). \quad (32)$$

Это уравнение может быть решено численно. При $b = 0$ оно переходит в

$$\sin l\kappa = 0 \Leftrightarrow l = \frac{\pi m'}{\kappa}, \quad m' = 1, 2, \dots \quad (33)$$

которое при условии $\varepsilon_0 - p^2 \ll |\varepsilon_1 - \varepsilon_0|$ прямо определяет l .

Моды при конечном числе слоев. Радиационные потери. Рассмотрим симметричный планарный волновод, содержащий конечное число слоев дельта-функций, со следующей зависимостью диэлектрической проницаемости от x

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon_0, & |x| < \frac{d}{2}, \\ \varepsilon_1 + \alpha \sum_{m=0}^N \delta(|x| - b - \frac{d}{2} - ml), & \frac{d}{2} \leq |x| \leq \frac{d}{2} + (N-1)l + b, \\ \varepsilon_1, & |x| > \frac{d}{2} + (N-1)l + b, \end{cases} \quad (34)$$

где N – число дельта-функций. Тогда дисперсионное уравнение для симметричных мод запишется в виде, аналогичном (22):

$$\eta \operatorname{tg} \left(\frac{\eta d}{2} \right) = -i\kappa \frac{1 - R_N \exp(2ib\kappa)}{1 + R_N \exp(2ib\kappa)}, \quad (35)$$

где R_N – это коэффициент отражения от конечной периодической структуры, содержащей N дельта-функций. Этот коэффициент отражения может быть определен с помощью матрицы перехода **MT**. N -я степень от **MT** равна:

$$(\mathbf{MT})^N = \frac{1}{\tilde{R} - R} \begin{pmatrix} \tilde{R}\mu_1^N - R\mu_2^N & -(\mu_1^N - \mu_2^N) \\ R\tilde{R}(\mu_1^N - \mu_2^N) & \tilde{R}\mu_2^N - R\mu_1^N \end{pmatrix}, \quad (36)$$

где

$$\tilde{R} = -e^{-i\kappa} (A \pm i\sqrt{1 - A^2}). \quad (37)$$

Как и раньше считается, что $|\mu_1| > 1$ и $|\mu_2| < 1$, верхний знак (плюс) выбирается, если $\cos(l\kappa + \varphi) > 0$, и нижний знак (минус), если $\cos(l\kappa + \varphi) < 0$. Формула для коэффициента отражения R_N выглядит как (см. (4))

$$R_N = R\tilde{R} \frac{1 - \xi^N}{\tilde{R} - R\xi^N}, \quad \xi = \frac{\mu_2}{\mu_1}, \quad (38)$$

причем это выражение при $N \rightarrow \infty$ стремится к R , т.к. $|\mu_2/\mu_1| < 1$. Рассмотрим теперь случай, когда фазовый параметр $b = 0$. Тогда дисперсионное уравнение (35) принимает вид

$$\eta \operatorname{tg} \left(\frac{\eta d}{2} \right) = -i\kappa \frac{1-R}{1+R} \frac{1 - \xi^N \frac{R}{\tilde{R}} \frac{1 - \tilde{R}}{1 - R}}{1 - \xi^N \frac{R}{\tilde{R}} \frac{1 + \tilde{R}}{1 + R}}. \quad (39)$$

При выполнении условия $|\xi^N| \ll 1$, уравнение (39) можно приближенно написать как

$$\eta \operatorname{tg} \left(\frac{\eta d}{2} \right) \approx -i\kappa \frac{1-R}{1+R} \left[1 + \xi^N \frac{2R(\tilde{R} - R)}{\tilde{R}(1 - R^2)} \right]. \quad (40)$$

Уравнение (40) приводит к поправке к величине η бесконечной структуры, полученной из (21), которая в дальнейшем будет обозначаться $\delta\eta$. Поскольку коэффициент отражения R_N всегда меньше по модулю 1, то эта поправка будет иметь отрицательную мнимую часть $\delta\eta''$, соответствующую затуханию волны в волноводе из-за утечки излучения в окружающее пространство.

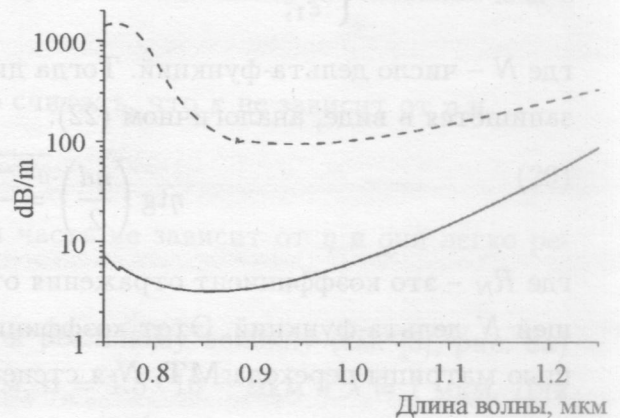
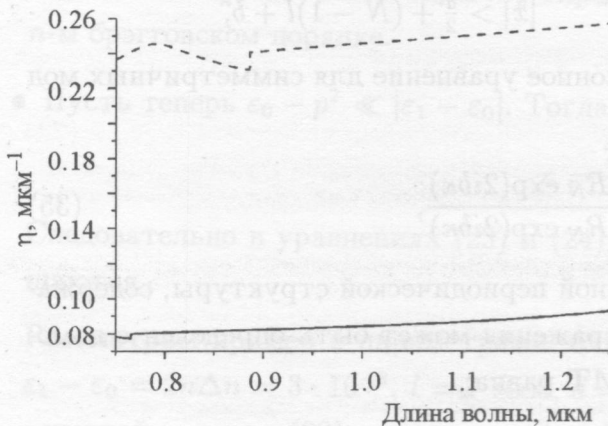


Рис. 1. Вещественные части η для первой (сплошная линия) и второй (пунктирная линия) мод планарного брэгговского волновода.

Рис. 2. Коэффициенты затухания для первой (сплошная линия) и второй (пунктирная линия) мод планарного брэгговского волновода.

Считая в первом приближении, что κ не зависит от η , для поправки $\delta\eta$ и ее мнимой части $\delta\eta''$ можно теперь получить:

$$\delta\eta \approx -\frac{2\pi}{2m+1} \frac{1}{\kappa d^2} \frac{1-R}{1+R} \left[1 - \xi^N \frac{2R(\tilde{R} - R)}{\tilde{R}(1 - R^2)} \right], \quad (41)$$

$$\delta\eta'' \approx \frac{2\pi}{2m+1} \frac{\xi^N}{\kappa d^2} \operatorname{Re} \left[\frac{2R(\tilde{R} - R)}{\tilde{R}(1-R)^2} \right], \quad (42)$$

где m – порядковый номер моды как определено выше. В точке точного резонанса, когда $R = \pm i \exp(-i\kappa l)$ и $A = 0$, имеем

$$\operatorname{Re} \left[\frac{2R(\tilde{R} - R)}{\tilde{R}(1-R)^2} \right] = -2 < 0, \quad (43)$$

т.е. мнимая часть поправки отрицательна, как и следует из общих соображений.

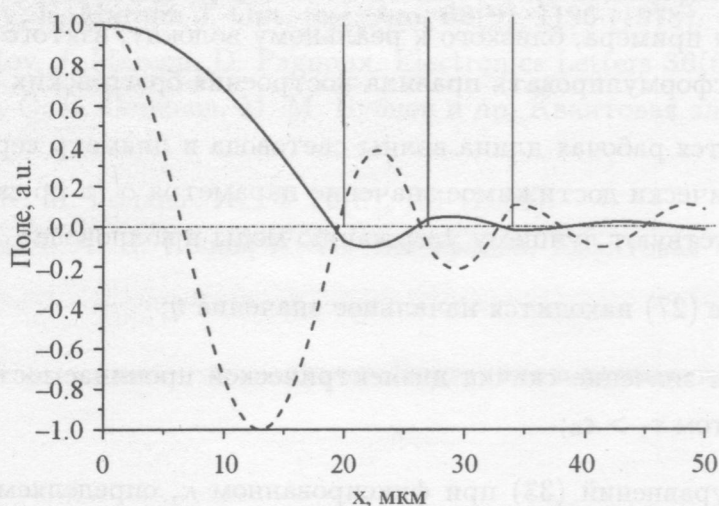


Рис. 3. Поля для первой (сплошная линия) и второй (пунктирная линия) мод планарного брэгговского волновода. Вертикальные линии отмечают расположение дельта-функций. Длина волны $\lambda = 0,9$ мкм соответствует минимуму потерь на рис. 2.

В качестве примера рассмотрим световод с параметрами, указанными выше, и $n_0 = \sqrt{\epsilon_0} = 1.45$. Для решения дисперсионного уравнения (39) возьмем в качестве начальных значения η , определяемые формулой (27), и решим уравнение (39) численно итерационным методом. Найденная вещественная часть η представлена на рис. 1. Коэффициент затухания волны в волноводе

$$dB = k \operatorname{Im} p = \operatorname{Im} \sqrt{k^2 \epsilon_0 - \eta^2} \quad (44)$$

представлен на рис. 2. Поля первой и второй брэгговских мод изображены на рис. 3.

Скачки на рис. 1 соответствуют границе первой брэгговской полосы отражения, где $A = -1$. Как видно из рис. 2, минимальное затухание для основной моды ≈ 3 dB/m.

Поля мод, начиная с третьей, не показаны, т.к. они не удерживаются световодом. Удерживаемые световодом моды 1 и 2 принадлежат первому брэгговскому порядку. Видно, что по порядку величины потери соответствуют измеренным в работе [5] (рис. 86). Разница (осцилляции потерь в эксперименте) обусловлена влиянием полимерной оболочки, которая здесь не учитывалась, а также тем, что измерения сделаны для волокна, а не планарного световода.

В работе была представлена точная аналитическая теория планарных слабоконтрастных брэгговских световодов со стенками, состоящими из дельта-функций, и предложена схема классификации брэгговских мод. Были рассчитаны затухание мод и другие параметры для примера, близкого к реальному волокну, взятого из литературы.

Теперь можно сформулировать правила построения брэгговских световодов:

1. Сначала выбирается рабочая длина волны световода и диаметр сердцевины d и определяется технологически достижимое значение параметра α (в представленной модели большие α соответствуют лучшему удержанию моды в волноводе);
2. Затем по формуле (27) находится начальное значение η ;
3. Далее выбирается значение скачка диэлектрической проницаемости такое, что $|\varepsilon_1 - \varepsilon_0| \gg \eta^2/k^2$, при этом $\varepsilon_1 > \varepsilon_0$;
4. Путем решения уравнений (33) при фиксированном κ , определяемом формулой (29), находится оптимальный период многослойной структуры l ;
5. Наконец η уточняется путем численного решения уравнений (23–24).

Найденный набор параметров полностью определяет структуру брэгговского световода. Например, параметры, использованные для расчета примера, оптимизированы для длин волн $0.9 < \lambda < 1.0$ мкм и диаметра сердцевины 40 мкм.

Представленная теория может использоваться для определения параметров как планарных световодов, так и для оценки параметров брэгговских волокон. Теория легко обобщается на случай световодов с более сложной структурой, например, если имеется полимерная оболочка. Дальнейшее развитие созданной модели возможно в направлении учета изгибных потерь. Построенная теория может быть полезной для расчетов свойств планарных гетероструктур, используемых в полупроводниковых лазерах.

Авторы выражают благодарность Ю.А. Успенскому, А.В. Попову за содержательные дискуссии по поводу теории оптических световодов. Работа выполнена при поддержке по программе фундаментальных исследований РАН «Фемтосекундная оптика и

новые оптические материалы”, подпрограмме “Новые оптические материалы”, а также при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) проект No 07-02-01244-а.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] P. Roy, P. Leproux, S. Fe'vrier, et al. High power fiber lasers and amplifiers **7**(2), 224 (2006).
- [2] P. Yeh, A. Yariv. Optics Communications **19**(3), 427 (1976).
- [3] P. Yeh, A. Yariv, E. Marom. J. Opt. Soc. Am. **68**(9), 1196 (1978).
- [4] F. Brechet, P. Roy, J. Marcou, D. Pagnoux. Electronics Letters **36**(6), 514 (2000).
- [5] М. Е. Лихачев, С. Л. Семенов, М. М. Бубнов и др. Квантовая электроника **36**, 581 (2006).
- [6] Е. И. Голант, К. М. Голант. ЖТФ **76**(8), 101 (2006).
- [7] Д. В. Прокопович, А. В. Попов, А. В. Виноградов. Квантовая электроника, 2007 (в печати).

Поступила в редакцию 11 апреля 2007 г.