

Минимизация потерь и расчет оптических свойств брэгговских волоконных световодов с полой сердцевиной

Д. В. Богданович¹⁾

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 9 июля 2007 г.

С использованием генетического алгоритма разработан численный метод решения обратной задачи о нахождении геометрии многослойной оболочки брэгговского световода, обладающей для заданной моды наименьшими волноводными потерями. Для рассчитанных конструкций световодов апериодичность распределения координат границ слоев оболочки, обусловленная цилиндрической симметрией задачи, имеет место при условии $r_1 \leq \lambda$. Волноводные потери для TE_{01} , TM_{01} и HE_{11} мод подчиняются условию $\alpha_{TM_{01}} > \alpha_{HE_{11}} > \alpha_{TE_{01}}$. Из полученной для этих мод зависимости n_{eff} от радиуса сердцевины и числа слоев оболочки следует, что любое изменение структуры световода влечет за собой нарушение оптимального режима их распространения. Представлен брэгговский волоконный световод с полой сердцевиной, рассчитанный для TE_{01} моды и направляющий свет в одномодовом режиме, основная доля потерь в котором обусловлена материальным поглощением.

PACS: 42.81.Qb, 42.82.Et

В современной волоконной оптике широко исследуются и применяются волоконные световоды, работающие по принципу фотонных кристаллов и позволяющие благодаря отличному от полного внутреннего отражения механизму локализации света в сердцевине, в частности, снизить фундаментальные ограничения, свойственные традиционным кварцевым световодам [1, 2].

Одним из таких альтернативных световодов является брэгговский волоконный световод. Он представляет собой диэлектрический коаксиальный световод, многослойная оболочка которого является одномерным фотонным кристаллом. Свет в таком световоде распространяется в основном в полой сердцевине или сердцевине из материала с меньшим, чем у оболочки, показателем преломления. Это оказывается возможным, поскольку оболочка служит многослойным диэлектрическим зеркалом, работающим по принципу брэгговских резонансов. Благодаря этому, ряд свойств брэгговского световода значительно отличается от стандартных двухслойных световодов.

К потенциальным преимуществам брэгговских волоконных световодов с полой сердцевиной относятся низкие оптические потери, высокий порог возникновения нелинейных явлений, а также одномодовость в широком спектральном диапазоне и возможность возбуждения поляризационно-невырожденных мод.

Несмотря на то, что методы анализа свойств многослойных цилиндрических световодов были предло-

жены достаточно давно [3, 4] и на сегодняшний день имеется большое количество теоретических работ, посвященных данной проблеме, задача оптимизации световедущей структуры брэгговского световода на максимальное отражение света от многослойной оболочки остается нерешенной [5]. Кроме того, по аналогии с плоскопараллельным случаем, авторами исследуются структуры с эквидистантным распределением толщин слоев, что не учитывает в полной мере специфики задачи, обусловленной ее цилиндрической симметрией. Дело в том, что в цилиндрической геометрии компоненты электромагнитного поля выражаются цилиндрическими функциями с меняющимся пространственным периодом, что приводит к зависимости толщины слоев оболочки от радиальной координаты r . Только асимптотически, при сравнительно больших r , когда цилиндрические функции с хорошей точностью аппроксимируются тригонометрическими, коаксиальная структура многослойного диэлектрического зеркала становится периодической. В работе [6] было обращено на это внимание и проведена попытка оптимизации световедущей структуры по максимуму отражения света от оболочки. Однако авторы проводили оптимизацию структуры световода, последовательно добавляя слой за слоем, что не корректно. Дело в том, что волноводные характеристики брэгговского световода для фиксированной моды зависят от величин действительной и мнимой частей ее постоянной распространения β . Действительная часть β отвечает за дисперсионные характеристики моды, мнимая часть β – за ее по-

¹⁾ e-mail: denis.bogdanovich@gmail.com

тери. Величины мнимой и действительной частей β зависят от конструкции многослойной оболочки световода, любое изменение которой, например добавление дополнительного слоя, приводит к изменению β , что сказывается на распределении полей во всей структуре в целом. Таким образом, следует проводить процедуру минимизации потерь для структуры световода с уже фиксированным числом слоев оболочки. В этом смысле попытка оптимизации структуры брэгговского световода не была доведена ими до конца.

Решение задачи оптимизации позволяет прояснить механизм распространения света в многослойных диэлектрических структурах и на практике создавать структуры с характеристиками, существенно превышающими существующие на сегодняшний день образцы, а так же по-новому взглянуть на возможность применения брэгговских волоконных световодов во многих практических приложениях.

Использованная в работе теоретическая модель брэгговского световода предполагает локализацию в области полой сердцевины световода несобственных мод, то есть мод, эффективный показатель преломления $n_{\text{eff}} = \lambda \operatorname{Re} \beta / 2\pi$ которых меньше наименьшего показателя преломления материала световода [3]. При этом задача состоит не в том, чтобы искать распределение поля в световоде с конкретной световедущей структурой, как это делается в большинстве теоретических исследований, а наоборот, найти структуру световода, поле в которой, помимо удовлетворения обычным граничным условиям, должно быть максимально локализовано в оптически наименее плотной сердцевине. Поскольку в рассматриваемом типе световодов с реально конечным количеством слоев оболочки можно говорить лишь о частичной локализации света в полой сердцевине, то, помимо материальных, будут иметь место потери на вытекание электромагнитной энергии в радиальном направлении. Поэтому, в общем случае, постоянная распространения β является комплексной величиной. Продольные компоненты полей направляемых мод E_z и H_z для заданных значений углового момента m выражаются посредством функций Бесселя $J_m(k_j r)$ и Ханкеля первого рода $H_m^{(1)}(k_j r)$, где $k_j^2 = \epsilon_j \omega^2 / c^2 - \beta^2 = (2\pi n_j / \lambda)^2 - \beta^2$; k_j – поперечные компоненты волновых чисел в слоях с разными значениями показателя преломления $n_j = \sqrt{\epsilon_j}$, λ – длина волны излучения в вакууме. Компоненты полей мод в слоях оболочки связаны между собой с помощью матрицы перехода, равный нуль определитель которой для всей оболочки является дисперсионным уравнением, определяющим связь β с λ при известных

координатах границ слоев оболочки. Для заданных значений λ , r_1 , Δn и N из всех возможных решений дисперсионного уравнения для желаемой моды необходимо выбрать те, что соответствуют брэгговскому механизму локализации света (то есть $n_{\text{eff}} < 1.0$ для световода с полой сердцевиной) и обладают при этом минимально возможным значением $\operatorname{Im} \beta$. Сформулированная в таком виде обратная электродинамическая задача сводится к нахождению нуля функции $N + 2$ числа неизвестных, где N – число координат границ слоев оболочки световода, 2 – мнимая и действительная части постоянной распространения β .

Найдение нуля функции многих переменных силами одних только интегро-дифференциальных методов является отдельной самостоятельной задачей, поэтому нами был разработан численный метод [7], представляющий комбинацию генетического алгоритма [8] – метода эволюционного моделирования, чрезвычайно эффективного в задачах оптимизации, с методом многомерной минимизации [9] – безградиентным методом, полезным в случаях, когда нет возможности записать явный вид производной функции многих переменных. Генетический алгоритм, генерируя большие количества возможных решений на исследуемом пространстве, используя теорию селекции, скрещивал наилучшие из них и конструировал, таким образом, из исходного материала наилучшее решение, тем самым эффективно производя поиск глобального минимума исследуемой функции. Достоинством генетического алгоритма является способность находить решение без знания “рельефа” исследуемой многомерной поверхности и выходить из областей локальных экстремумов, однако доведение найденного решения до требуемой точности может занимать продолжительное время, поэтому найденное генетическим алгоритмом решение использовалось в качестве начального значения в методе многомерной минимизации и быстро доводилось до необходимой точности.

На рис.1а на примере структуры, обладающей $r_1 = 0.5 \text{ мкм}$, $n_0 = 1.0$, $n_1 = 1.449$, $n_2 = 1.14$, рассчитанной на минимум потерь для TE_{01} моды на $\lambda = 1.55 \text{ мкм}$, продемонстрировано, как цилиндрическая симметрия задачи сказывается на распределении границ слоев получаемых структур. При $r \leq \lambda$ значения аргументов цилиндрических функций $\operatorname{Re} k_j r$ не лежат в области их асимптотического поведения и распределение толщин слоев структуры брэгговского световода апериодично. При $r > \lambda$, когда значения $\operatorname{Re} k_j r$ находятся в области асимптотики, для оптимизированной структуры брэгговского световода будет сохраняться периодичность толщин

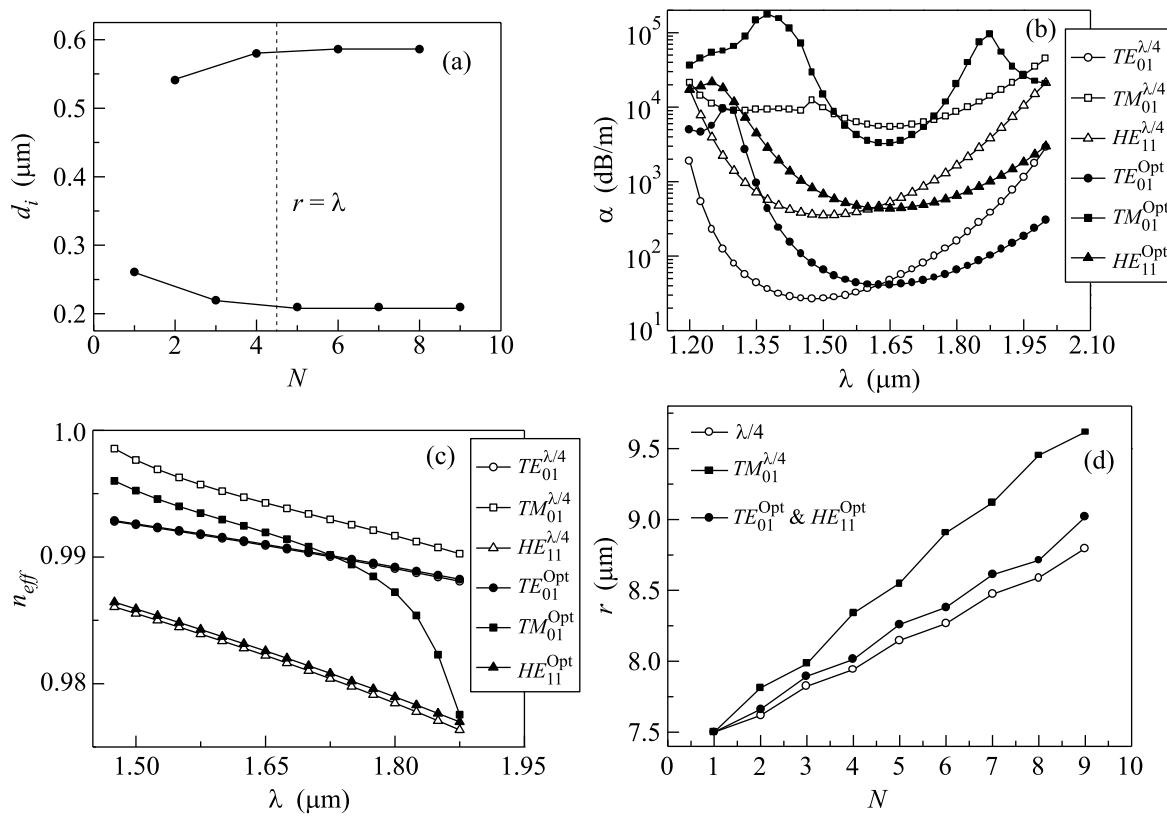


Рис.1. (а) Распределение толщин слоев d_i структуры брэгговского световода, оптимизированной для TE_{01} моды при $r_1 = 0.5$ мкм, $\lambda = 1.55$ мкм, $n_0 = 1.0$, $n_1 = 1.449$, $n_2 = 1.14$, $N = 10$; расчет зависимости волноводных потерь α (б) и эффективного показателя преломления моды n_{eff} (с) от длины волны λ и распределение координат границ слоев r_i (д) четвертьволновой и оптимизированных для TE_{01} , TM_{01} и HE_{11} мод структур при $n_0 = 1.0$, $n_1 = 3.5$, $n_2 = 2.0$, $r_1 = 7.5$ мкм, $N = 8$

слоев. При выполнении условия $r_1 > \lambda$ оптимизация брэгговского световода на практике сводится к расчету периода структуры и относительных толщин слоев в нем.

На рис.1б представлен результат процедуры оптимизации структуры брэгговского световода, обладающего $N = 8$, $\Delta n = 1.5$, $r_1 = 5$ мкм для низших поперечных TE_{01} , TM_{01} и гибридной HE_{11} мод при $\lambda = 1.65$ мкм и сравнение волноводных свойств полученных структур со свойствами структуры, обладающей теми же параметрами, но с оптическими толщинами слоев, равными четверти длины волны, являющейся оптимальной для максимума отражения в прямоугольной геометрии. Видно, что имеет место сдвиг брэгговского резонанса на расчетную длину волны для оптимизированной структуры. Волноводные потери для мод распределились следующим образом: $\alpha_{TE_{01}} < \alpha_{HE_{11}} < \alpha_{TM_{01}}$, при этом имеет место брэгговский механизм локализации излучения, то есть для всех мод выполняется условие $n_{\text{eff}} < 1.0$

(рис.1с). Согласно указанной выше зависимости для асимптотического поведения аргументов цилиндрических функций, рассчитанные оптимальные структуры имеют эквидистантное распределение границ слоев оболочки с большим, чем у четвертьволновой структуры, периодом (рис.1д). Структуры, оптимальные для распространения TE_{01} и HE_{11} мод, совпали, что обусловлено быстрым затуханием по мере распространения по световоду TM компоненты HE_{11} моды.

Зависимости волноводных потерь α мод от числа слоев N и радиуса воздушной сердцевины r_1 в структурах, оптимизированных для соответствующих мод, имеют вид $\alpha \sim \Delta^N$ и $\alpha \sim (\ln r_1)^{-\gamma}$, где Δ и $\gamma = f(r_1, \Delta n, N)$ для каждой моды, и принимают в зависимости от конструкции световода различные значения. Таким образом, были уточнены опубликованные другими исследователями данные о том, что зависимость $\alpha(r_1)$ имеет вид $\alpha \sim r_1^{-\gamma}$ и величины Δ и γ являются константами для соответствующих мод

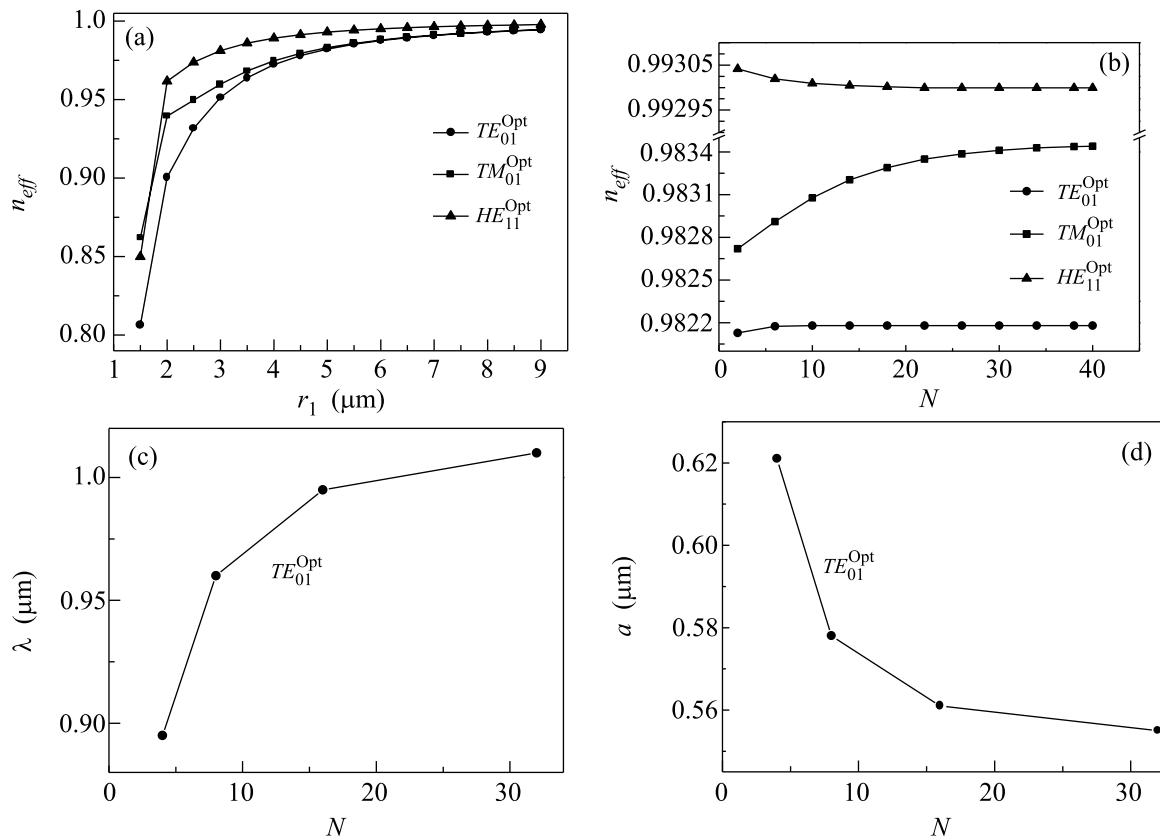


Рис.2. Зависимость эффективного показателя преломления n_{eff} от числа слоев N при $r_1 = 5 \mu\text{мм}$ (а) и радиуса сердцевины r_1 при $N = 40$ (б) для TE_{01} , TM_{01} и HE_{11} мод при $n_0 = 1.0$, $n_1 = 1.449$, $n_2 = 1.14$, $\lambda = 1.55 \mu\text{мм}$; зависимость значения резонансной λ от N для TE_{01} моды при неизменном периоде структуры (с) и зависимость периода $a = d_1 + d_2$ оптимальной для TE_{01} моды структуры от N при фиксированном значении резонансной λ (д) при $r_1 = 1.3278 \mu\text{мм}$, $n_0 = 1.0$, $n_1 = 1.49$, $n_2 = 1.17$

[10, 11]. Представленные на рис.2а и 2б зависимости n_{eff} от r_1 , N подтверждают предположение о том, что любое изменение структуры брэгговского световода влечет за собой нарушение режима оптимального распространения. Если фиксировать период структуры и увеличивать число слоев N , это приведет к сдвигу резонансной длины волны (рис.2с), и наоборот, при фиксированной длине волны добавление слоев будет приводить к изменению периода получаемой структуры, обладающей наименьшими потерями при заданном N (рис.2д).

Характер поведения волноводных потерь в зависимости от величины показателя преломления материала сердцевины при различных значениях показателя преломления внешнего полубесконечного слоя оболочки может быть разным. В случае, когда последний слой обладает показателем преломления n_2 , увеличение n_0 приводит к уменьшению потерь и при $n_0 \geq n_2$ к резкому их снижению, при этом брэгговский механизм локализации света меняется на полное

внутреннее отражение (ПВО). В случае, когда последний слой обладает показателем преломления n_1 , увеличение n_0 приводит к уменьшению потерь, но затем вызывает их рост из-за нарушения условия брэгговского отражения (рис.3а). И в том, и другом случае по мере увеличения n_0 моды из несобственных становятся собственными с $n_{eff} > n_0$ (рис.3б), но если в первом случае они сосредоточены в области сердцевины, то во втором случае распространяются в оптически более плотных слоях за счет ПВО.

Примером практического применения метода оптимизации структуры брэгговского световода может служить расчет световода с полой сердцевиной, выполненный полностью из кварцевого стекла, слои с низким значением показателя преломления в котором представляют собой набор отверстий, заполненных воздухом (таблица). Световод такой конструкции удобен в производстве тем, что обеспечивает высокий контраст показателей преломления без необходимости подбора материалов со сходными коэф-

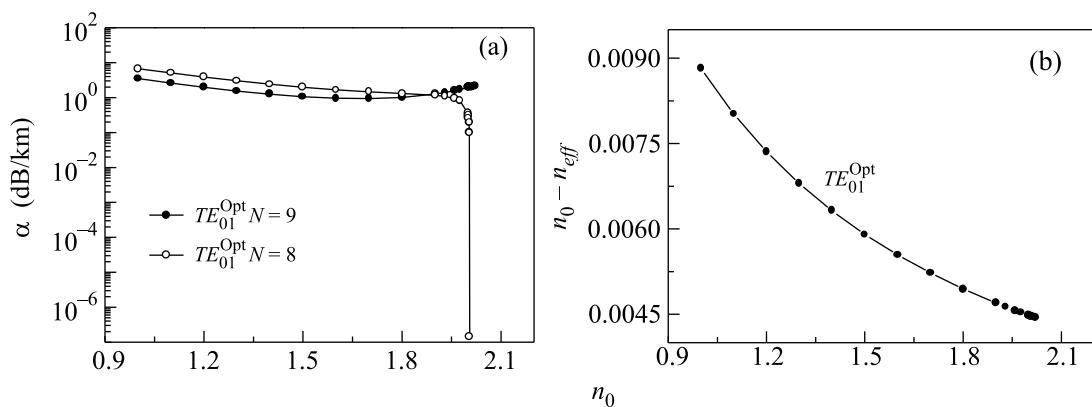


Рис.3. Зависимость потерь α (а) и эффективного показателя преломления n_{eff} (б) от величины показателя преломления n_0 сердцевины для структуры, оптимизированной на TE_{01} моду при $n_1 = 3.5$ и $n_2 = 2.0$, $r_1 = 7.5$ мкм, $\lambda = 1.65$ мкм

фициентами температурного расширения. В зависимости от величины доли воздуха показатель преломления оптически менее плотных слоев можно варьировать в широких пределах. Структура световода оптимизирована для TE_{01} моды и демонстрирует на $\lambda = 1.55$ мкм волноводные потери, меньшие, чем у традиционных телекоммуникационных световодов. Тем самым продемонстрирована возможность создания одномодового брэгговского световода, основная доля потерь в котором обусловлена лишь материальным поглощением.

Значения n_{eff} и волноводных потерь α для TE_{01} , TE_{02} , TM_{01} и HE_{11} мод в структуре с $n_0 = 1.0$, $n_1 = 1.449$ и $n_2 = 1.14$, $r_1 = 5.0$ мкм с толщинами оптически более плотных слоев $d_1 = 3.933 \cdot 10^{-7}$ м, менее плотных $d_2 = 6.412 \cdot 10^{-7}$ м и $N = 40$, оптимизированной для TE_{01} моды при $\lambda = 1.55$ мкм

	TE_{01}	TE_{02}	TM_{01}	HE_{11}
n_{eff}	0.98218	0.940425	0.993	0.98304
α (dB/km)	$4.53 \cdot 10^{-4}$	418.923	738.44	50.85

Таким образом, можно утверждать, что предлагаемый подход к расчету характеристик брэгговских волоконных световодов позволяет прояснить механизм распространения света в многослойных цилиндрических структурах и открывает новые возможности для будущих теоретических и эксперименталь-

ных исследований брэгговских световодов в различных областях науки и практики.

1. R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight et al., *Science* **285**, 1537 (1999).
2. P. Russell, *Science* **299**, 358 (2003).
3. P. Yeh, A. Yariv, and E. Marom, *J. Opt. Soc. Am.* **68**, 1196 (1978).
4. W. C. Chew, *Waves and fields in inhomogeneous media*, Chapter 3, Van Nostrand Reinhold, New York, 1990.
5. А. С. Бирюков, Д. В. Богданович, Е. М. Дианов, *Фотон-экспресс* **6**, 72 (2005).
6. В. В. Николаев, Г. С. Соколовский, М. А. Калитеевский, *Физика и техника полупроводников* **33**, 174 (1999).
7. Д. В. Богданович, *Сборник трудов международной научно-технической конференции “Наука и образование – 2007”*, Мурманск, 2007, стр. 101.
8. Л. А. Гладков, В. В. Курейчик, В. М. Курейчик, *Генетические алгоритмы*, под ред. Курейчика В. М., 2-е изд., испр. и доп., М.: Физматлит, 2006.
9. W. H. Press et al., *Numerical recipes in Fortran 77: the art of scientific computing*, 2nd ed., Cambridge University Press, 1997. Р. 406–413.
10. Y. Xu, G. X. Ouyang, R. K. Lee et al., *J. Lightwave Technol.* **20**, 428 (2002).
11. S. G. Johnson, M. Ibanescu, M. Skorobogatiy et al., *Opt. Exp.* **9**, 748 (2001).