

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Цвета тонких пленок, антирезонансные явления в оптических системах и предельные потери собственных мод полых световодов

А.М. Желтиков

На основе волновой теории цветов тонких пленок получены простые, физически наглядные соотношения для количественного описания основных особенностей спектров пропускания полых световодов со сложной структурой оболочки. Обсуждается роль антирезонансных явлений в сложных оптических волноводных системах, проявляющихся в ослаблении связи между определенными группами собственных мод и позволяющих разработать набор эффективных мер для снижения оптических потерь и улучшения модового состава излучения в полых световодах. Показано, что наличие единственного антирезонансного слоя в оболочке волновода, работающего аналогично интерферометру Фабри–Перо, приводит к значительному снижению волноводных потерь и повышению эффективности подавления высших волноводных мод по сравнению со стандартными капиллярными волноводами со сплошной оболочкой. Для передачи оптических сигналов на большие расстояния, однако, требуются волноводные структуры с периодически структурированной антирезонансной оболочкой. Уровень потерь в таких волноводах экспоненциально убывает, а эффективность подавления высших мод экспоненциально повышается с ростом числа периодов оболочки.

PACS numbers: 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.65.Wi

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200806d.0619

Содержание

1. Введение: цвета тонких пленок и волноводная оптика (619).
 2. Полые микроструктурированные световоды в оптической физике (620).
 3. Оптико-геометрический метод расчета параметров полых световодов (621).
 4. Антирезонансные явления в полых световодах с оболочкой конечной толщины (622).
 5. Полый волновод с периодической оболочкой (623).
 6. Оптические элементы и устройства на основе полых световодов с антирезонансной оболочкой (625).
 7. Заключение (628).
- Список литературы (628).

1. Введение: цвета тонких пленок и волноводная оптика

Эффективность возбуждения резонансной системы определяется близостью частоты вынуждающей силы частотам собственных мод системы. Для широкого

класса оптических резонаторных структур, включая различные модификации эталона Фабри–Перо, резонансное возбуждение собственных мод соответствует максимальному пропусканию оптического сигнала T . В противоположном предельном режиме, т.е. в условиях значительной отстройки частоты светового поля от частот собственных мод оптического резонатора, может наблюдаться значительный рост отраженного сигнала, характеризуемого коэффициентом отражения $R = 1 - T$. Такой режим взаимодействия излучения с оптической системой часто называется антирезонансным.

Один из наиболее известных опытов, позволяющий проследить смену резонансного и антирезонансного режимов воздействия света на оптическую систему, связан с наблюдением цветов тонких пленок — явлением, описанным в работах Гука [1], Ньютона [2], Фабри и Перо [3], Майкельсона [4], Физо [5] и получившим последовательное объяснение с позиций волновой теории света в трудах Рэля [6]. Свет, прошедший через пленку, является результатом многолучевой интерференции элементарных волн (рис. 1а), прошедших через обе границы раздела сред и отраженных от границ пленки четное число раз. В отраженный свет дают вклад элементарные волны, дважды прошедшие через верхнюю границу пленки и отраженные от ее границ нечетное число раз, а также волна, возникающая в результате отражения первичной падающей волны от верхней границы пленки. Конструктивная и деструктивная интерференция отраженных и прошедших через пленку волн приводит к появлению цветных и темных полос в

А.М. Желтиков. Международный лазерный центр,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет,
Воробьевы горы, 119992 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 939-51-74. Факс (495) 939-31-13
E-mail: zheltikov@phys.msu.ru

Статья поступила 25 марта 2008 г.

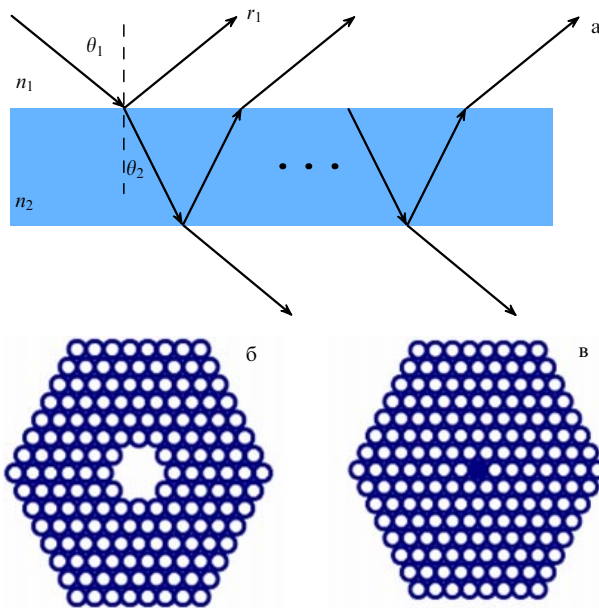


Рис. 1. (а) Многолучевая интерференция, приводящая к образованию цветов тонкой пленки. (б) Схема МС-световода с полостью сердцевинной и фотонно-кристаллической оболочкой. (в) Схема МС-световода с диэлектрической сердцевинной.

отраженном и прошедшем свете, названных Рэлеем [7] цветами ньютонова ряда.

Подобно лучу солнечного света, который при отражении от тонкой пленки кажется окрашенным в различные цвета, белый свет, прошедший через воздушное отверстие волновода со сложной структурой сердцевинной, часто приобретает ярко выраженную окраску, попутно заставляя оболочку волновода мерцать другим цветом. Это простое наблюдение позволяет понять фундаментальные свойства широкого класса сложных световодных структур, получающих все более широкое применение в оптических технологиях.

2. Полые микроструктурированные световоды в оптической физике

Микро- и наноструктурированные волноводные структуры играют все более значительную роль в оптической физике и все шире используются в современных оптических устройствах и лазерных системах [8–12]. Развитие технологии микроструктурированных (МС) волокон привело к возникновению нового направления волоконно-оптической лазерных систем, преобразователей частоты, генераторов широкополосного излучения и источников сверхкоротких световых импульсов (см. обзоры [13, 14]). Ключевые преимущества МС-волокон для нелинейно-оптического преобразования сверхкоротких световых импульсов связаны с возможностью активного формирования частотного профиля дисперсии [15] и пространственного профиля электромагнитного поля [9, 16] волноводных мод путем изменения структуры волокна. Высокоэффективные волоконно-оптические преобразователи частоты сверхкоротких импульсов [17] и источники излучения с широким непрерывным спектром (суперконтинуума) [13, 18–21], разработанные на основе МС-световодов, позволяют решать фундаментальные

задачи в области оптической метрологии [22–25] и оптики сверхкоротких лазерных импульсов [26], а также активно используются для целей лазерной биомедицины [27], нелинейной спектроскопии [28–30] и микроскопии [31–34]. МС-световоды наряду с планарными микро- и наноструктурированными связанными волноводными структурами [35, 36] с успехом применяются для создания новых сенсорных систем [37–40].

Широкие возможности в области оптических информационных технологий и физики сильных полей открываются в связи с созданием МС-световодов с полостью сердцевинной [9, 41–44] (рис. 1б). Волноводные структуры этого класса представляют особый интерес для решения задачи передачи оптических сигналов на большие расстояния в условиях предельно низких потерь и предельно малой оптической нелинейности. Полые МС-световоды используются для транспортировки мощных лазерных импульсов в лазерных системах биомедицинского назначения [45] и системах для лазерной обработки материалов [46]. Одновременно разрабатываются полые МС-световоды, обеспечивающие передачу мега- и гига-ваттных световых импульсов в солитонном режиме [47–50], а также полые волноводные структуры для эффективного нелинейно-оптического спектрального и временного преобразования сверхкоротких импульсов высокой пиковой мощности [51, 52].

Собственные моды полых световодов отличаются по своей природе и свойствам от собственных мод обычных волноводов, формируемых за счет явления полного внутреннего отражения. Ввиду того, что показатель преломления сердцевинной полых волноводов ниже показателя преломления оболочки, локализуемые в сердцевинной полого волновода моды являются модами утечки. Они оказываются связанными с модами оболочки, а их постоянные распространения имеют ненулевые мнимые части, характеризующие потери энергии, передаваемой по сердцевинной волокну. Для стандартных капиллярных полых световодов с оболочкой большой толщины величина этих потерь растет с уменьшением радиуса a полости сердцевинной волокна по закону [53] λ^2/a^3 , где λ — длина волны излучения. С учетом этого обстоятельства пригодными для практического применения оказываются лишь капиллярные световоды с большим диаметром сердцевинной, передающие лазерное излучение в существенно многомодовом режиме.

Технология МС-световодов позволяет разрешить противоречие между потерями и качеством модового состава полых волноводов. В самом общем виде методы снижения потерь и улучшения модового состава собственных мод полых световодов основаны на использовании явления оптического антирезонанса [13] — ослабления связи между модами, локализуемыми в сердцевинной волновода, и модами оболочки. В работах [55, 56] показано, что антирезонансные явления могут оказывать существенное влияние на свойства собственных мод МС-световодов различного типа и могут быть использованы [57] для снижения потерь в полых МС-волноводах (см. также обзор [13]). Антирезонансные режимы волноводного распространения в МС-световодах с полнотелой сердцевинной (рис. 1в) и заполненными аналитом (т.е. представляющим предмет анализа жидкофазным материалом) воздушными отверстиями оболочки, как показано в работе [58], могут быть использованы для создания новых сенсорных устройств.

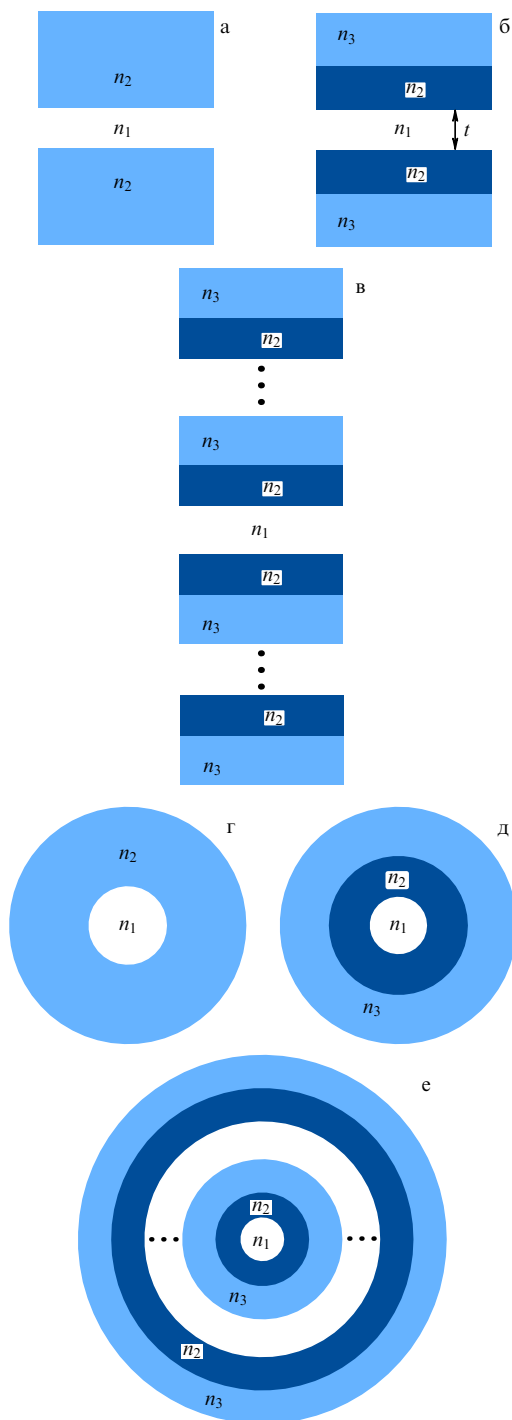


Рис. 2. Планарные (а–в) и цилиндрические (г–е) полые волноводы, образуемые волноводным слоем (сердцевиной) с показателем преломления n_1 и оболочкой с показателем преломления n_2 : (а, г) полые волноводы с бесконечной однородной оболочкой (материал с показателем преломления n_2), (б, д) полые волноводы с оболочкой конечной толщины, (в, е) полые волноводы с периодической оболочкой.

Основная цель настоящей работы — продемонстрировать возможность единого физически наглядного подхода для анализа свойств собственных мод полых волноводов со сложной структурой оболочки. Ниже на основе волновой теории цветов тонких пленок получены соотношения, позволяющие количественно описать основные особенности спектров пропускания таких вол-

новодных структур. Для анализа влияния антирезонансных явлений на свойства полых волноводов рассмотрены планарные (рис. 2а–в) и цилиндрические (рис. 2г–е) световодные структуры трех типов — полые волноводы с бесконечной однородной оболочкой (рис. 2а, г), полые волноводы с оболочкой конечной толщины (рис. 2б, д) и полые волноводы с периодической оболочкой (рис. 2в, е). В рамках развиваемого подхода показано, что наличие изолированного антирезонансного слоя в волноводах с оболочкой конечной толщины, работающего аналогично интерферометру Фабри–Перо, приводит к значительному снижению волноводных потерь и росту эффективности подавления высших волноводных мод по сравнению со стандартными капиллярными волноводами со сплошной оболочкой. Волноводы с уединенным антирезонансным слоем позволяют реализовать новые высокоэффективные биохимические сенсоры и преобразователи частоты мощных сверхкоротких лазерных импульсов. Однако для передачи оптических сигналов на большие расстояния уединенного антирезонансного слоя в оболочке волновода оказывается недостаточно. Для решения этой задачи требуются волноводные структуры с периодически структурированной антирезонансной оболочкой. Уровень потерь в таких волноводах экспоненциально убывает, а эффективность подавления высших мод экспоненциально повышается с ростом числа периодов антирезонансной оболочки.

3. Оптико-геометрический метод расчета параметров полых световодов

В этом разделе изложен простой метод расчета потерь полых волноводов общего вида, основанный на приближении геометрической оптики. Несмотря на свою простоту предлагаемый подход позволяет получить компактные выражения для коэффициента затухания α собственных мод полых волноводов различных типов, полностью совпадающие с выражениями для α , получаемыми на основе гораздо более сложного анализа уравнений для распределения поля в поперечном сечении волновода.

Рассмотрим полый волновод общего вида, состоящий из сердцевины с показателем преломления n_1 и однородной бесконечной оболочки с показателем преломления n_{cl} (рис. 2а, г). В рамках представлений геометрической оптики собственной моде волновода соответствует луч света, распространяющийся вдоль зигзагообразной траектории (рис. 3), точки излома которой соответствуют точкам частичного отражения луча от границы раздела между сердцевиной и оболочкой волновода. Затухание такой моды обусловлено неполным отражением излучения от границы раздела между сердцевиной и оболочкой. Коэффициент затухания α при этом может быть вычислен по формуле [59]

$$\exp(-\alpha L) = r^N, \quad (1)$$

где r — коэффициент отражения границы раздела,

$$N = \frac{L}{\tan \theta_1} \quad (2)$$

— число точек излома зигзагообразной траектории светового луча на длине L , θ_1 — угол, который световой

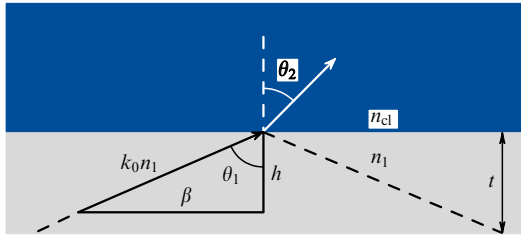


Рис. 3. Геометро-оптическая картина волноводного распространения излучения в пологом волноводе: n_1, n_{cl} — показатели преломления сердцевинки и оболочки, θ_1, θ_2 — углы, которые падающий и преломленный лучи образуют с нормалью к поверхности раздела сердцевинки и оболочки, t — поперечный размер сердцевинки, $\beta = (k_0 n_1^2 - h^2)^{1/2}$ — постоянная распространения волноводной моды, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны волноводной моды, h — собственное значение волноводной моды падения и преломления.

луч образует с нормалью к поверхности раздела между сердцевинкой и оболочкой (рис. 3).

Для волноводной моды с постоянной распространения $\beta = (k_0 n_1^2 - h^2)^{1/2}$, где $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны волноводной моды, h — собственное значение волноводной моды (см. рис. 2), имеем

$$\tan \theta_1 = \frac{\beta}{h}. \quad (3)$$

Для планарного волновода с толщиной центрального слоя (сердцевинки) t

$$h_m = \frac{\pi m}{t}, \quad (4)$$

где m — целое число.

Ввиду того, что приемлемый уровень потерь в пологом волноводе обеспечивается для собственных мод, соответствующих режиму скользкого падения на границу раздела между сердцевинкой и оболочкой, полагаем $h \ll k_0 n_1$ и преобразуем выражение (2) к виду

$$N \approx \frac{\lambda m}{2t^2 n_1} L. \quad (5)$$

Коэффициент отражения в выражении (1) определяется согласно формулам Френеля, которые при выполнении условия $h \ll k_0 n_1$ приводят к следующему соотношению:

$$r_F \approx 1 - 4 \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_{cl} \cos \theta_2} \approx 1 - \frac{2}{(n_{cl}^2 - n_1^2)^{1/2}} \frac{\lambda m}{t}, \quad (6)$$

где θ_2 — угол, который преломленный луч образует с нормалью к поверхности раздела (рис. 3).

Логарифмируя формулу (1) и используя соотношение $\ln(1 + \xi) \approx \xi$, верное для малых ξ , запишем

$$\alpha_m \approx \frac{1}{(n_{cl}^2 - n_1^2)^{1/2}} \frac{(\lambda m)^2}{t^3 n_1}. \quad (7)$$

Полученное на основе простых оптико-геометрических соображений выражение (7) полностью совпадает с результатом более строгого анализа характеристического уравнения для комплексных постоянных распространения собственных мод планарного пологого волновода [53]. Коэффициент затухания собственных мод цилиндрического пологого волновода диаметром t (рис. 2г) может быть определен путем умножения выражения (7)

на фактор $(2u_l/\pi m)^2$, где u_l — предельное значение собственного значения собственной моды цилиндрического волновода (для основной моды, $l = 0$, $J_0(u_0) = 0$).

Из формулы (7) следует, что коэффициент затухания собственной моды пологого волновода изменяется пропорционально квадрату длины волны излучения и обратно пропорционально третьей степени поперечного размера волноводного слоя (сердцевинки). Для высших волноводных мод, как следует из выражения (7), коэффициент затухания растет пропорционально квадрату индекса волноводной моды m . Это обстоятельство позволяет осуществлять фильтрацию основной волноводной моды и подавление мод высшего порядка за счет выбора длины волновода L , удовлетворяющей условию $\alpha_2^{-1} < L < \alpha_1^{-1}$. Для заполненных газом полых волноводов с кварцевой оболочкой ($n_1 \approx 1$, $n_{cl} \approx 1,45$) формула (7) приводит к следующему результату для характерной длины ослабления основной моды: $l_1 = \alpha_1^{-1} \approx t^3/\lambda^2$. Таким образом, для полых волноводов с большим размером сердцевинки ($t = 100\lambda = 100$ мкм) имеем $l_1 \approx 1$ м. Такие волноводы с успехом используются в схемах компрессии мощных сверхкоротких лазерных импульсов [60, 61]. При $t = 10\lambda = 10$ мкм получаем $l_1 \approx 1$ мм. Приведенные оценки показывают, что полые волноводные структуры на основе плавленого кварца оказываются непригодными для передачи оптических сигналов на большие расстояния. В следующих разделах показано, что антирезонансная структура оболочки пологого волновода позволяет значительно снизить потери и улучшить модовый состав излучения, передаваемого по пологому волноводу.

4. Антирезонансные явления в полых световодах с оболочкой конечной толщины

Рассмотрим теперь волноводную структуру с полой сердцевинкой с показателем преломления n_1 и толщиной t и оболочкой, содержащей слой конечной толщины d с показателем преломления n_2 (рис. 2б, д). Для простоты будем предполагать, что за пределами этого слоя оболочки показатель преломления среды n_3 близок к показателю преломления сердцевинки n_1 . С физической точки зрения отличие пологого волновода с оболочкой конечной толщины (рис. 2б, д) от пологого волновода с бесконечной оболочкой (рис. 2а, г) связано с отражением излучения от внешней границы оболочки. Возникающая при этом интерференция полей, отраженных от границ оболочки, может приводить, как показано ниже, к существенному снижению потерь пологого волновода. Для расчета коэффициента отражения от границы раздела между сердцевинкой и оболочкой в выражении (1) воспользуемся хорошо известным результатом для коэффициента отражения интерферометра Фабри–Перо:

$$r \approx r_{FP} = \frac{F \sin^2(\delta/2)}{1 + F \sin^2(\delta/2)}. \quad (8)$$

Здесь

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} dn_2 \left\{ 1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{h}{\beta} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

$$F = \frac{4r_F}{(1 - r_F)^2}, \quad (10)$$

где r_F — коэффициент отражения, вычисляемый по формулам Френеля (6).

В режиме скользящего падения ($\theta_1 \ll 1$, $h \ll \beta$) выражения (9) и (10) принимают вид

$$\delta \approx \frac{4\pi}{\lambda} d(n_2^2 - n_1^2)^{1/2}, \quad (11)$$

$$F \approx \frac{t^2}{\lambda^2} (n_2^2 - n_1^2). \quad (12)$$

Сплошной линией на рис. 4 представлен спектр пропускания $T(\lambda) = \exp(-\alpha L)$ для основной собственной моды ($m = 1$) планарного полого волновода рассматриваемого типа, рассчитанный с использованием формул (1), (5), (8)–(10). Показатель преломления оболочки волновода определялся по формуле Селлмейера для плавленого кварца. Другие параметры волновода выбирались следующим образом: $n_1 = 1$, $t = 10$ мкм, $d = 0,5$ мкм, $L = 2$ см.

При выполнении равенства

$$\lambda_l = \frac{2d}{l} (n_2^2 - n_1^2)^{1/2}, \quad (13)$$

где l — целое число, обеспечиваются условия резонансного возбуждения мод оболочки волновода, идентичных модам интерферометра Фабри–Перо. В этом режиме мода сердцевины оказывается резонансно связана с модами сердцевины и испытывает сильное затухание. Таким образом, при выполнении условия (13) в спектре пропускания волновода наблюдаются ярко выраженные минимумы (см. рис. 4).

При выполнении условия

$$\lambda_j = \frac{4d}{2j+1} (n_2^2 - n_1^2)^{1/2}, \quad (14)$$

где j — целое число, связь между модами сердцевины и оболочки оказывается минимальной. Моды интерферометра Фабри–Перо, образующего оболочку рассматриваемого волновода, при выполнении равенства (14) анти-

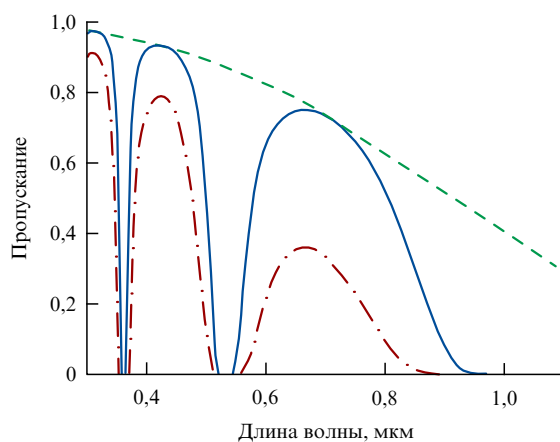


Рис. 4. Спектр пропускания планарного (сплошная линия) и цилиндрического (штрихпунктирная линия) полого волновода с единственным антирезонансным слоем в оболочке. Для планарного волновода расчеты выполнены с использованием формул (1), (5), (8)–(10) (сплошная линия), а также по формуле (15) (штриховая линия). Показатель преломления оболочки волновода рассчитан с помощью формулы Селлмейера для плавленого кварца. Показатель преломления сердцевины $n_1 = 1$. Поперечный размер сердцевины волновода $t = 10$ мкм, толщина антирезонансного слоя $d = 0,5$ мкм, длина волновода $L = 2$ см.

резонансны модам сердцевины. Пропускание волновода при этих условиях достигает максимума (см. рис. 4) (см. также [55, 56]).

Подстановка выражения (8) в формулу (1) при выполнении условия (14) с учетом выражений (6) и (10) приводит к следующему результату:

$$\alpha_m^{\text{ar}} \approx \frac{1}{2(n_2^2 - n_1^2)} \frac{(\lambda m)^3}{t^4 n_1}. \quad (15)$$

Формула (15) совпадает с выражением для коэффициента потерь планарного волновода с оболочкой конечной толщины, полученным путем анализа характеристического уравнения для собственных значений волноводных мод структуры [62, 63]. Из выражения (15) видно, что коэффициент потерь полого волновода с антирезонансной оболочкой изменяется пропорционально третьей степени длины волны излучения и обратно пропорционально четвертой степени поперечного размера сердцевины. Коэффициент пропускания для такого волновода показан штриховой линией на рис. 4. Для высших волноводных мод, как следует из выражения (15), коэффициент затухания растет пропорционально третьей степени индекса волноводной моды m . Таким образом, антирезонансная оболочка волновода приводит к значительному (по порядку величины в λ/m раз) снижению потерь собственных мод волновода по сравнению с потерями полого волновода со сплошной бесконечной оболочкой. Благодаря зависимости $\alpha_m^{\text{ar}} \propto m^3$ антирезонансная оболочка волновода обеспечивает также существенно более высокую, по сравнению с бесконечной оболочкой, эффективность подавления высших волноводных мод (ср. формулы (7) и (15)).

Выражение для коэффициента затухания собственных мод цилиндрического полого волновода диаметром t (рис. 2д) можно получить, умножив коэффициент потерь для планарного полого волновода на фактор $(2u_l/\pi m)^3$, где u_l — предельное значение собственного значения собственной моды цилиндрического волновода. Рассчитанный спектр пропускания полого волновода, имеющего вид цилиндра с внутренним диаметром $t = 10$ мкм и внешним диаметром 11 мкм, для $n_1 = 1$ и $L = 2$ см представлен штрихпунктирной линией на рис. 4.

Несмотря на существенное уменьшение потерь по сравнению с полым волноводом со сплошной бесконечной оболочкой, уровень потерь, обеспечиваемый кварцевыми полыми волноводами с единственным антирезонансным слоем и поперечным размером сердцевины порядка нескольких длин волн излучения, недостаточно низок для передачи оптических сигналов на большие расстояния. В самом деле, полагая $n_1 \approx 1$, $n_2 \approx 1,45$, $t = 10\lambda = 10$ мкм, из выражения (15) получаем $l_1^{\text{ar}} = (\alpha_1^{\text{ar}})^{-1} \approx 2$ см. При $t = 30\lambda = 10$ мкм значение l_1^{ar} достигает 1,6 м, что по-прежнему недостаточно для передачи оптического излучения на большие расстояния. В разделе 5 показано, что полые волноводы с периодической оболочкой позволяют решить задачу передачи оптических сигналов на большие расстояния.

5. Полый волновод с периодической оболочкой

Рассмотрим полый волновод с оболочкой в виде периодически чередующихся плоских (рис. 2в) или цилиндрических (рис. 2е) слоев с показателями преломления n_1 и n_2 и

толщинами a и b . Оболочка такого вида образует одномерный фотонный кристалл (ФК). Характерные особенности ФК-структур связаны с наличием частотных интервалов, в которых деструктивная интерференция световых волн, прошедших через границы раздела образующих периодическую структуру элементарных ячеек (плоских или цилиндрических слоев в рассматриваемом здесь случае), приводит к гашению поля в структуре. В области таких частотных интервалов, называемых фотонными запрещенными зонами (ФЗЗ), ФК-структура обладает высокой отражательной способностью. Это свойство периодических структур позволяет достичь низкого уровня потерь для мод полых волноводов с коаксиальной брэгговской [64, 65] или двумерно-периодической [41–44] оболочкой.

Для анализа свойств планарных и коаксиальных брэгговских волноводов имеются хорошо разработанные численные подходы [65, 66], а также приближенные полуаналитические методы [67–69], основанные на использовании техники передаточных матриц. Однако в настоящей работе, руководствуясь общей задачей нашего исследования, мы изучим свойства собственных мод полых волноводов с брэгговской оболочкой на основе полученных в предыдущих разделах соотношений, связывающих геометрико-оптические параметры волноводных мод с величиной потерь через коэффициенты отражения от структурированной оболочки. Коэффициент отражения от границы раздела между сердцевиной и периодически структурированной оболочкой рассчитывается с помощью метода передаточных матриц. Для планарной ФК-структуры (рис. 2в) результат такого расчета записывается в виде [59]

$$r = r_{\text{PBG}} = \frac{G}{G + (\sin K\Lambda / \sin MK\Lambda)^2}, \quad (16)$$

где $\Lambda = a + b$ — период структуры оболочки, M — число периодов в оболочке,

$$G = \frac{r_1}{1 - r_1}, \quad (17)$$

$$r_1 = \left| \frac{C}{A} \right|^2 \quad (18)$$

— коэффициент отражения от элементарной ячейки ФК-структуры,

$$K = \frac{1}{\Lambda} \arccos \frac{A + D}{2} \quad (19)$$

— брэгговское волновое число для поля внутри периодической структуры,

$$A = \exp(ik_1a) \left[\cos k_2b + \frac{i}{2} \left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2} \right) \sin k_2b \right], \quad (20)$$

$$C = \frac{i}{2} \exp(ik_1a) \left(\frac{k_1}{k_2} - \frac{k_2}{k_1} \right) \sin k_2b, \quad (21)$$

$$D = \exp(-ik_1a) \left[\cos k_2b - \frac{i}{2} \left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2} \right) \sin k_2b \right] \quad (22)$$

— элементы передаточной матрицы для слоистой структуры оболочки,

$$k_i = 2\pi\lambda^{-1}n_i \cos \theta_i, \quad i = 1, 2.$$

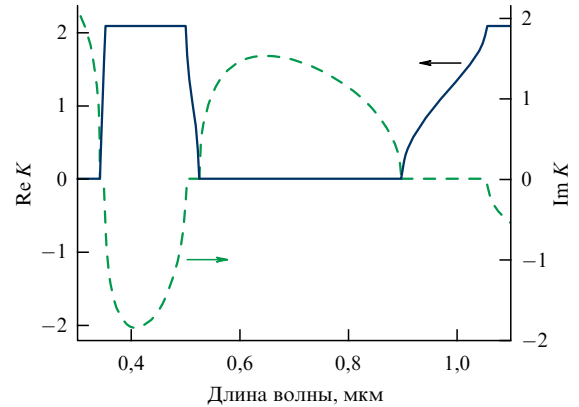


Рис. 5. Спектр действительной (сплошная линия) и мнимой (штриховая линия) части брэгговского волнового числа K для периодической оболочки волновода с $a = 1$ мкм, $b = 0,5$ мкм, $n_1 = 1$, $n_2 = 1,45$.

Как следует из выражений (19)–(22), внутри ФЗЗ, границы которых определяются условием $K\Lambda = \pi l$, где l — целое число, брэгговские волновые числа K становятся мнимыми (рис. 5):

$$K = \frac{\pi l}{\Lambda} + iK'. \quad (23)$$

Здесь K' — мнимая часть брэгговского волнового числа [59].

Как следует из выражения (23), в области ФЗЗ поле в оболочке волновода экспоненциально затухает по мере удаления от границы периодической структуры. Структура оболочки при этом оказывается антирезонансной собственным модам, локализуемым в сердцевине волновода в смысле отсутствия разрешенных действительных значений брэгговского волнового числа K (см. рис. 5)

В случае $1 - r_1 \ll 1$ удобно записать выражение (16) в виде

$$r_{\text{PBG}} = 1 - \frac{1 - r_1}{r_1} \left(\frac{\sin K\Lambda}{\sin MK\Lambda} \right)^2. \quad (24)$$

Выражение (24) наглядно демонстрирует роль периодической структуры, позволяющей обеспечить высокую отражательную способность оболочки волновода.

При $M = 1$ выражение (16) приводится к виду $r_{\text{PBG}} = r_1 \approx r_{\text{FP}}$. Спектр пропускания для основной собственной моды полого волновода при этом с высокой точностью совпадает со спектром пропускания полого волновода с единственным антирезонансным слоем в оболочке (штриховая линия на рис. 6). Сплошной и штриховой линиями на рис. 6 представлены спектры пропускания для основной собственной моды ($m = 1$) полого волновода с периодической оболочкой с $t = 10$ мкм, $a = 1$ мкм, $b = 0,5$ мкм, $n_1 = 1$, $n_2 = 1,45$ для трех значений M , рассчитанные с использованием формул (1), (5), (16)–(22). Как следует из приведенных результатов, периодическая структура оболочки позволяет значительно снизить потери собственных мод полого волновода по сравнению с потерями полого волновода с единственным антирезонансным слоем в оболочке.

На границах фотонных запрещенных зон имеем $K\Lambda = \pi l$, где l — целое число. Выражение для коэффи-

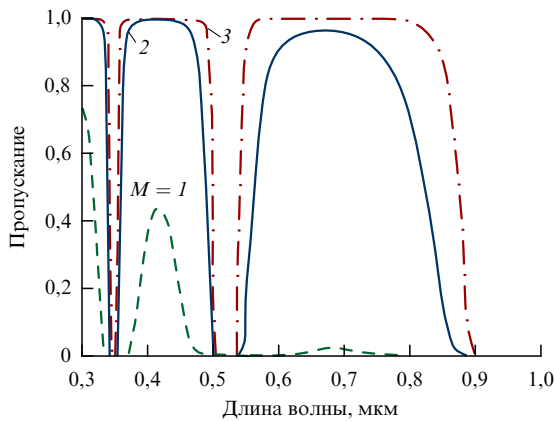


Рис. 6. Спектр пропускания полого волновода с периодической оболочкой с $t = 10$ мкм, $a = 1$ мкм, $b = 0,5$ мкм, $n_1 = 1$, $n_2 = 1,45$, $M = 1$ (штриховая линия), 2 (сплошная линия), 3 (штрихпунктирная линия).

коэффициента отражения от периодической оболочки при этом принимает вид

$$r_{\text{PBG}} = \frac{r_1}{r_1 + (1 - r_1)/M^2}. \quad (25)$$

При выполнении условия $1 - r_1 \ll 1$ имеем

$$r_{\text{PBG}} \approx 1 - \frac{1}{M^2} \frac{1 - r_1}{r_1}. \quad (26)$$

С учетом выражения (18) коэффициент затухания собственных мод волновода при этом может быть записан как

$$\alpha_m^{\text{PBG}} \approx \frac{1}{2(n_2^2 - n_1^2)} \frac{(\lambda m)^3}{t^4 n_1} \frac{1}{M^2}. \quad (27)$$

В области ФЗЗ формула (16) преобразуется к виду

$$r = r_{\text{PBG}} = \frac{G}{G + (\sinh KA / \sinh MKA)^2}. \quad (28)$$

При выполнении условий $1 - r_1 \ll 1$ и $M \gg 1$ выражение (28) приводит к следующему результату:

$$r_{\text{PBG}} \approx 1 - \frac{1 - r_1}{r_1} \exp[-2(M - 1)K'A]. \quad (29)$$

Подставляя (29) в формулу (1) с учетом выражения (18), получаем

$$\alpha_m^{\text{PBG}} \approx \frac{1}{2(n_2^2 - n_1^2)} \frac{(\lambda m)^3}{t^4 n_1} \exp[-2(M - 1)K'A]. \quad (30)$$

Как видно из формул (27) и (30), увеличение числа слоев в периодической структуре приводит к быстрому уменьшению волноводных потерь в области ФЗЗ периодической структуры оболочки (см. также рис. 6). В центре ФЗЗ в условиях, когда оптическая связь волноводных мод сердцевины и оболочки осуществляется путем туннелирования светового поля через протяженную антирезонансную структуру оболочки, потери волновода убывают экспоненциально с ростом числа слоев в оболочке.

Уровень потерь, обеспечиваемый кварцевыми полыми волноводами с периодической оболочкой, оказывается достаточно низким для передачи оптических сигналов на большие расстояния. В частности, для кварцевых волноводных структур при $t = 10\lambda$ для основной волноводной моды ($m = 1$) при $M \geq 4$ выполняется стандартное требование, накладываемое на световоды, проектируемые для передачи оптической информации на большие расстояния: $I_1^{\text{PBG}} = (\alpha_1^{\text{PBG}})^{-1}$.

6. Оптические элементы и устройства на основе полых световодов с антирезонансной оболочкой

Воспользуемся полученными выше результатами для анализа свойств полых микроструктурированных световодов и кратко остановимся на приложениях, основанных на таких волноводах оптических систем.

Характерные изображения полых волноводов с МС-оболочкой [42, 66, 70, 71] представлены на рис. 7. Для волноводов этого класса наиболее важную роль играет ближайшая к сердцевине часть оболочки в пределах кольца толщиной 1–2 мкм. Сплошной линией на рис. 8 показан характерный спектр пропускания, измеренный для такой волноводной структуры. Отличительной чертой представленного спектра пропускания является наличие последовательности ярко выраженных максимумов и минимумов, положение которых с высокой точностью описывается в рамках модели полого световода с кольцевой оболочкой (штриховая линия на рис. 8). Последовательность максимумов и минимумов в спектре пропускания волновода рассматриваемого типа соответствует ньютоновскому ряду цветов тонкой пленки, роль которой в рассматриваемой волноводной структуре играет ограничивающее сердцевину стеклянное кольцо (см. рис. 7).

Для волноводной структуры, представленной на вставке к рис. 9 [72, 73], характерно антирезонансное ослабление связи между локализуемой в полой сердцевине модой поля и протяженной оболочкой, имеющей вид двумерной периодической структуры. Спектр пропускания такой структуры представлен на рис. 9. Величина оптических потерь для полых волноводов этого типа существенно ниже потерь полых волноводов с единственным антирезонансным слоем оболочки. Современный уровень технологий МС-световодов [57] позволяет снизить потери полых волокон до уровня 1 дБ км⁻¹.

Полые волноводы этого типа позволяют сформировать устойчивые изолированные пространственные направляемые моды мощных сверхкоротких световых импульсов [9, 13, 44], осуществить эффективные нелинейно-оптические преобразования таких полей [47, 74–78], а также сформировать мощные перестраиваемые по частоте оптические солитоны [47, 48, 79]. Полые ФК-световоды с низкой нелинейностью и активно формируемым профилем дисперсии все более широко используются в качестве компенсаторов дисперсии и компрессоров в мощных волоконных лазерных системах [80–82]. Световоды этого класса открывают также широкие возможности для передачи нано- и пикосекундных импульсов высокой мощности для биомедицинских [45] и технологических [46] приложений. В настоящее время активно ведутся исследования, направленные на созда-

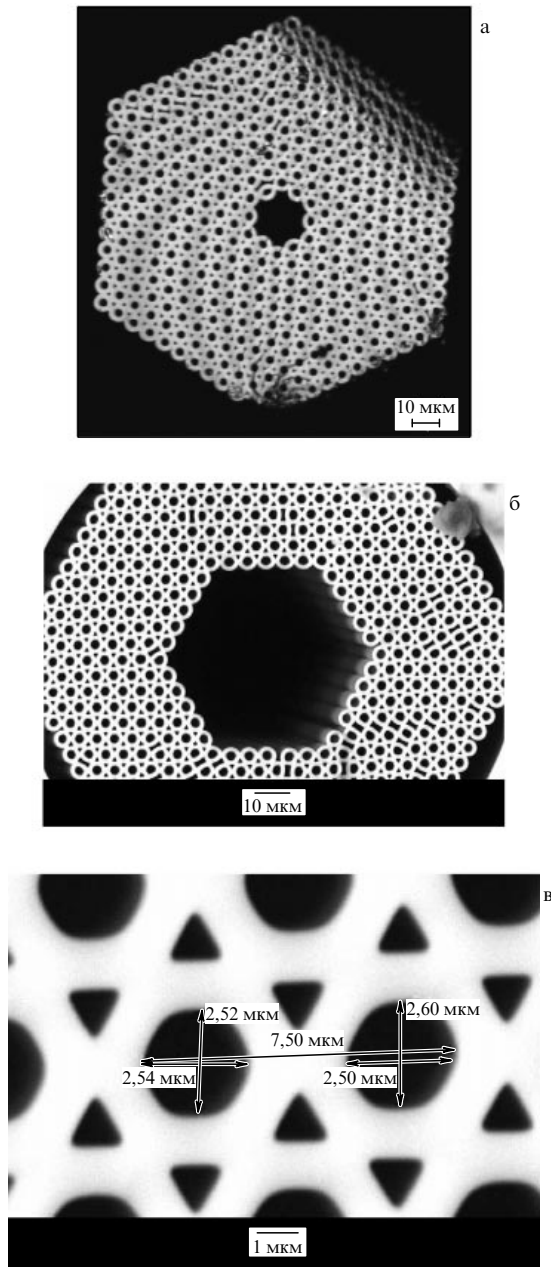


Рис. 7. Изображения поперечного сечения полых волокон с микроструктурированной оболочкой: (а, б) общий вид, (в) детали оболочки.

ние на основе полых ФК-волокон нового типа оптических эндоскопов [83].

Благодаря своей интерференционной природе максимумы и минимумы в спектре пропускания полых микроструктурированных световодов характеризуются высокой чувствительностью к толщине кольцевой структуры, ограничивающей полую сердцевину волновода. Это обстоятельство позволяет предложить волноводы такого типа в качестве эффективных биохимических сенсоров. Ниже рассмотрены два типа сенсоров, основанных на использовании полых световодов с кольцевой оболочкой. Сенсоры первого типа предназначены для регистрации тонких слоев биомолекул, иммобилизуемых на поверхности оболочки. Сенсоры второго типа позволяют зарегистрировать малые изменения показателя

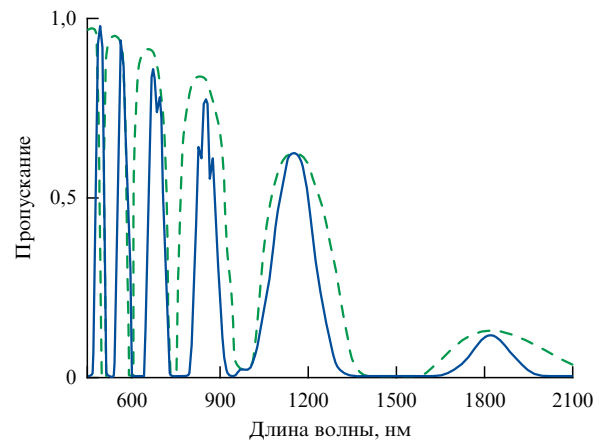


Рис. 8. Спектр пропускания полого световода со структурой, показанной на рис. 7а: сплошная линия — экспериментальные данные, штриховая линия — результат расчетов по формулам (1), (5), (8)–(10) для $t = 20$ мкм, $d = 1,4$ мкм.

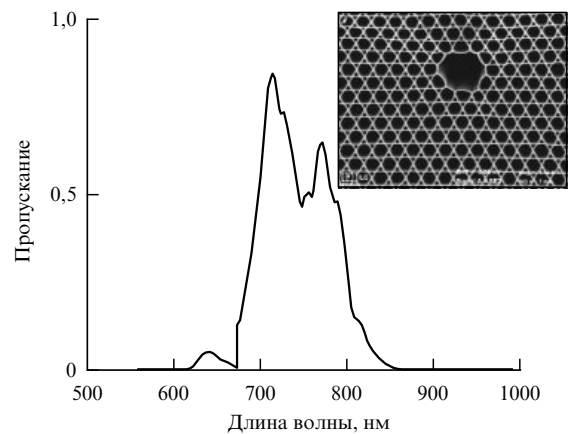


Рис. 9. Спектр пропускания полого световода со структурой поперечного сечения, показанной на вставке.

теля преломления аналита, заполняющего воздушные отверстия волноводной структуры.

Принцип действия волноводного сенсора первого типа иллюстрируется на рис. 10. Образование слоя биомолекул на поверхности кольцевой оболочки полого световода в результате биохимических процессов в растворе аналита, заполняющего воздушные отверстия волновода (см. вставку на рис. 10), приводит к сдвигу минимума в спектре пропускания волновода (см. рис. 10). При разработке сенсоров слоев биомолекул, содержащих ДНК, необходимо принимать во внимание, что прямая иммобилизация молекул ДНК на поверхности плавленого кварца оказывается невозможной из-за того, что поверхность кварца несет отрицательный заряд, а молекулы ДНК содержат отрицательно заряженные фосфатные группы. Для иммобилизации молекул ДНК часто используется поли-L-лизин [40], который содержит положительно заряженные аминогруппы, способствующие образованию молекулярного монослоя на отрицательно заряженной поверхности кварца. Формирование такого слоя позволяет иммобилизовать молекулы ДНК на поверхности кварцевой оболочки волновода (см. вставку на рис. 10) с образованием слоя толщиной порядка 10 нм с

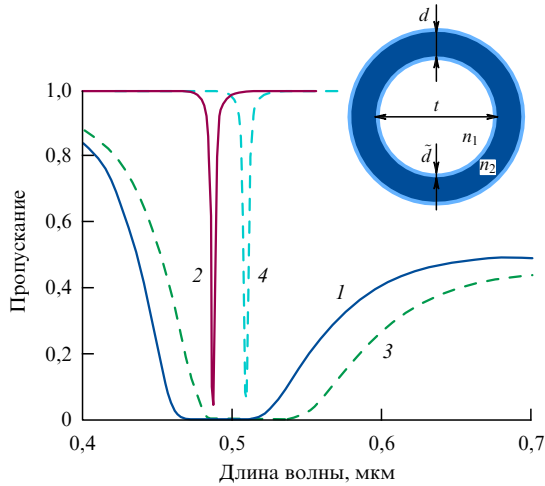


Рис. 10. Спектры пропускания полого цилиндрического волновода (показан на вставке), заполненного аналитом с показателем преломления $n_1 = 1,33$ в отсутствие (1, 2) и при наличии (3, 4) слоя биомолекул толщиной 10 нм. Толщина оболочки волновода $d = 400$ нм, показатель преломления оболочки $n_2 = 1,46$. Поперечный размер сердцевины волновода $t = 15$ мкм (1, 3), 100 мкм (2, 4).

показателем преломления 1,45–1,48 [40], близким к показателю преломления кварца. Образование такого слоя в растворе, введенном в воздушные отверстия волноводной структуры, может быть зарегистрировано по спектральному сдвигу полос пропускания полого волновода с кольцевой оболочкой (см. рис. 10).

Ключевым параметром, определяющим чувствительность биохимического сенсора, основанного на регистрации сдвига минимума в спектре пропускания полого световода с антирезонансной оболочкой (см. рис. 10), является фактор F , задаваемый выражением (10). По физическому смыслу этот фактор определяет резкость интерференционной картины ньютоновских полос, формируемых модами Фабри–Перо кольцевой оболочки волновода. Для собственных мод полого цилиндрического волновода, соответствующих режиму скользящего падения на границу раздела между сердцевиной и оболочкой ($\theta_1 \ll 1$, $h \ll \beta$), фактор F вычисляется согласно формуле (12). Как следует из этого выражения, при большом отношении t/λ спектр пропускания полого волновода характеризуется наличием узких провалов, соответствующих резонансному возбуждению мод Фабри–Перо в кольцевой оболочке волновода. В таком режиме обеспечивается возможность регистрации сверхтонких слоев, формируемых на оболочке волновода в результате биохимических процессов.

Предположим, что в результате иммобилизации ДНК на монослой поли-L-лизина на обеих поверхностях оболочки волновода образуется слой толщиной \tilde{d} (см. вставку на рис. 10) с показателем преломления, близким к показателю преломления оболочки. При этом можно считать, что толщина оболочки полого волновода увеличилась на $2\tilde{d}$. В окрестности резонанса (13) с модами Фабри–Перо кольцевой оболочки, обеспечивающего минимум пропускания волновода, имеем [84] $\delta/2 = \pi l + \xi/2$, где $\xi \approx 8\pi\tilde{d}l^{-1}(n_2^2 - n_1^2)^{1/2}$ — малый параметр, так что $\sin^2(\delta/2) \approx \xi^2/4$. Минимальный сдвиг минимума в спектре пропускания волновода, который еще может быть зарегистрирован, определим равным

спектральной ширине $\delta\lambda$ минимума пропускания, которая может быть найдена в приближенном виде из соотношения $F \sin^2(\delta/2) \approx F\xi^2/4 = 1$.

Таким образом, приходим к следующему соотношению для минимальной регистрируемой толщины слоя биомолекул, формирующегося на поверхности оболочки волновода: $\tilde{d}_m \approx [4\pi t(n_2^2 - n_1^2)]^{-1} \lambda^2$. Для полого волновода, заполненного аналитом с показателем преломления $n_1 \approx 1,33$ и имеющего оболочку с показателем преломления $n_2 \approx 1,46$ (см. вставку на рис. 10), минимальная регистрируемая толщина слоя иммобилизуемых биомолекул составляет $\tilde{d}_m \approx 0,13\lambda^2/t$. При $\lambda = 0,5$ мкм, $t = 100$ мкм имеем $\tilde{d}_m \approx 0,3$ нм.

Для волновода с $n_1 \approx 1,33$, $n_2 \approx 1,46$ и толщиной невозмущенной оболочки $d = 400$ нм минимум пропускания, соответствующий $l = 1$, наблюдается на длине волны $\lambda_1 \approx 480$ нм (кривые 1 и 3 на рис. 10). Формирование слоя иммобилизованных ДНК молекул толщиной $\tilde{d} \approx 10$ нм на обеих поверхностях оболочки световода приводит к сдвигу минимума пропускания световода на $\Delta\lambda = 4\tilde{d}(n_2^2 - n_1^2)^{1/2} \approx 24$ нм (см. рис. 10).

Волноводный сенсор второго типа предназначен для регистрации малых изменений показателя преломления аналита, заполняющего воздушные отверстия волноводной структуры. Изменение показателя преломления аналита на малую величину δn приводит к сдвигу минимума в спектре пропускания полого волновода с кольцевой оболочкой (рис. 11). Величина этого сдвига $\Delta\lambda$ может быть найдена [84] дифференцированием выражения (13) по n_1 . Эта операция приводит к следующему результату: $\delta\lambda = 2dm^{-1}n_1(n_2^2 - n_1^2)^{1/2}\delta n$. Для малого изменения показателя преломления аналита в окрестности резонанса (13) с модами Фабри–Перо кольцевой оболочки, обеспечивающего минимум пропускания волновода, имеем $\delta/2 = \pi l + \zeta/2$, где $\zeta \approx -4\pi d\lambda^{-1}n_1\delta n(n_2^2 - n_1^2)^{-1/2}$ — малый параметр, так что $\sin^2(\delta/2) \approx \zeta^2/4$. Минимальное изменение показателя преломления, которое может быть зарегистрировано с помощью такого сенсора, определяется параметром F и находится из уравнения $F \sin^2(\delta/2) \approx F\xi^2/4 = 1$. Решение этого уравнения с учетом выражения (12) приводит к следующему результату: $|\delta n| \approx \lambda^2(2\pi n_1 d t)^{-1}$.

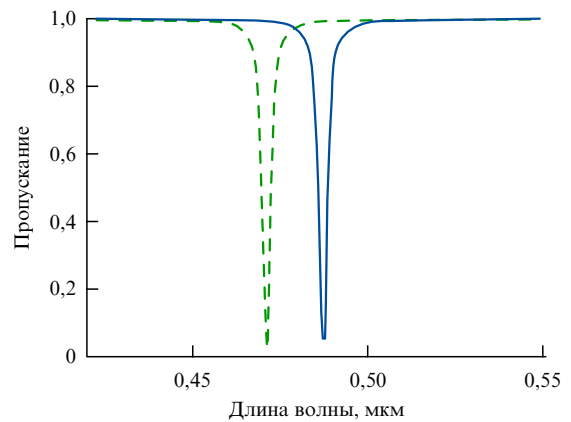


Рис. 11. Спектры пропускания полого цилиндрического волновода, заполненного аналитом с показателем преломления $n_1 = 1,33$ (сплошная линия) и $n_1 = 1,34$ (штриховая линия). Толщина оболочки волновода $d = 400$ нм, показатель преломления оболочки $n_2 = 1,46$. Поперечный размер сердцевины волновода $t = 100$ мкм.

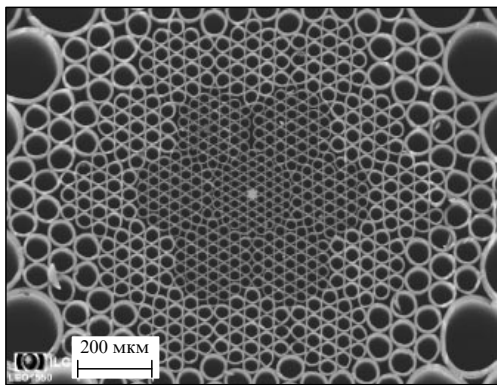


Рис. 12. Поперечное сечение волноводной структуры, состоящей из системы полых волноводов, позволяющей осуществить параллельное детектирование различных биохимических процессов в растворе на платформе единого чипа.

Для $n_1 = 1,33$, $\lambda = 0,5$ мкм, $d = 0,4$ мкм, $t = 100$ мкм имеем $|\delta n| \approx 7 \times 10^{-4}$. Важно отметить, что, в отличие от многих интегральных антирезонансных волноводных сенсоров [36], рассматриваемый тип сенсора не требует для измерений внешнего интерферометра, так как интерферометр Фабри–Перо по сути встроен в оболочку волновода, являющегося основой сенсорного устройства.

На рисунке 12 показана структура, интегрирующая полые волноводы с кольцевой оболочкой, диаметр которых увеличивается от центра структуры к ее краям [85]. Центральная секция представляет собой набор полых световодов с кольцевой оболочкой с внешним диаметром около 10 мкм. Эта часть структуры окружена шестью секциями, состоящими из полых световодов с внешним диаметром около 200 мкм. Подобная система полых световодов позволяет осуществить параллельное детектирование различных биохимических процессов в растворе на платформе единого чипа.

Представленные на рис. 13 результаты измерений иллюстрируют сдвиг спектра пропускания при изменении толщины оболочки полого волновода со структурой поперечного сечения, показанной на рис. 7а. Результаты

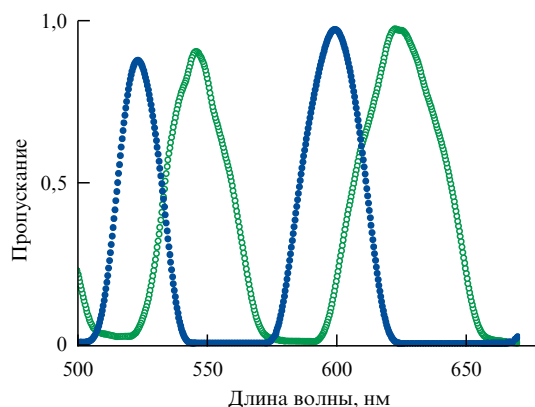


Рис. 13. Спектры пропускания полых микроструктурированных световодов с различной толщиной кольцевой структуры, ограничивающей полую сердцевину волновода.

этих экспериментов указывают на высокую чувствительность спектров пропускания полых микроструктурированных световодов к изменению толщины кольцевой структуры, ограничивающей полую сердцевину волновода.

7. Заключение

В настоящей работе на основе волновой теории цветов тонких пленок получены простые, физически наглядные соотношения для количественного описания основных особенностей спектров пропускания полых световодов со сложной структурой оболочки. Показано, что антирезонансная структура оболочки позволяет значительно снизить уровень потерь и повысить эффективность подавления высших волноводных мод по сравнению со стандартными капиллярными волноводами со сплошной оболочкой. Волноводы с единственным антирезонансным слоем оболочки, работающим аналогично интерферометру Фабри–Перо, позволяют реализовать новые высокоэффективные биохимические сенсоры и преобразователи частоты мощных сверхкоротких лазерных импульсов. Однако для передачи оптических сигналов на большие расстояния требуются волноводные структуры с периодически структурированной антирезонансной оболочкой. Оптическая связь волноводных мод сердцевин и оболочки в таких волокнах осуществляется туннелированием светового поля через протяженную антирезонансную структуру оболочки. Как следствие, уровень потерь экспоненциально убывает, а эффективность подавления высших мод экспоненциально повышается с ростом числа периодов антирезонансной оболочки.

Автор сердечно признателен А.Б. Федотову, Д.А. Сидорову-Бирюкову (физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова), А.А. Иванову, М.В. Алфимову (Центр фотохимии РАН), Ф. Расселлу (Университет Эрлангена и Нюрнберга), А. Балтушке (Венский технологический университет), Ф. Краусу (Институт квантовой оптики им. М. Планка, Гархинг), Р. Майлсу, М. Шнейдеру (Принстонский университет), Д. фон дер Линде, А.П. Тарасевичу (Университет Эссена и Дуйсбурга), Дж. Найту (Университет г. Бас), Д. Риду (Университет Хериотта–Ватта, Эдинбург), В.С. Шевандину, К.В. Дукельскому (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова), В.И. Белоглазову, Н.Б. Скибиной, А.В. Щербакову (Институт технологии и обработки стеклянных структур, Саратов) за полезные обсуждения, поддержку и плодотворное сотрудничество.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 06-02-16880, 07-02-12175, 06-02-39011, 07-02-91215, № 05-02-90566-ННС и Федеральной целевой научнотехнической программы РФ (контракт 02.513.11.3040).

Список литературы

1. Hooke R *Micrographia: or, Some Physiological Descriptions of Minute Bodies Made by Magnifying Glasses* (London: J. Martyn and J. Allestry, 1665)
2. Newton I *Optics: or, A Treatise of the Reflections, Refractions, Inflections and Colours of Light* (London: Smith and Walford, 1704)
3. Perot A, Fabry C *Ann. Chim. Phys.* **16** 289 (1899)
4. Michelson A A *Philos. Mag.* **13** 236 (1882)
5. Fizeau A H C.R. *Acad. Sci.* **66** 934 (1868)
6. Rayleigh J W *Philos. Mag.* **28** 200 (1889)
7. Rayleigh J W, in *Encyclopedia Britannica* 9th ed. (New York, 1888)

8. Knight J C et al. *Science* **282** 1476 (1998)
9. Russell P *Science* **299** 358 (2003)
10. Knight J C *Nature* **424** 847 (2003)
11. Желтиков А М УФН **170** 1203 (2000) [Zheltikov A M *Phys. Usp.* **43** 1125 (2000)]
12. Желтиков А М *Оптика микроструктурированных волокон* (М.: Наука, 2004)
13. Russell P St J J. *Lightwave Technol.* **24** 4729 (2006)
14. Желтиков А М УФН **177** 737 (2007) [Zheltikov A M *Phys. Usp.* **50** 705 (2007)]
15. Reeves W H et al. *Nature* **424** 511 (2003)
16. Fedotov A B, Zheltikov A M, Tarasevitch A P, von der Linde D *Appl. Phys. B* **73** 181 (2001)
17. Желтиков А М УФН **174** 73 (2004) [Zheltikov A M *Phys. Usp.* **47** 69 (2004)]
18. Ranka J K, Windeler R S, Stentz A J *Opt. Lett.* **25** 796 (2000)
19. Zheltikov A M (Ed.) "Supercontinuum Generation" *Appl. Phys. B* **77** (Special Iss., 2/3) (2003)
20. Желтиков А М УФН **176** 623 (2006) [Zheltikov A M *Phys. Usp.* **49** 605 (2006)]
21. Dudley J M, Genty G, Coen S *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135 (2006)
22. Jones D J et al. *Science* **288** 635 (2000)
23. Holzwarth R et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 2264 (2000)
24. Diddams S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102 (2000)
25. Udem Th, Holzwarth R, Hänsch T W *Nature* **416** 233 (2002)
26. Serebryannikov E E et al. *Phys. Rev. E* **72** 056603 (2005)
27. Hartl I et al. *Opt. Lett.* **26** 608 (2001)
28. Konorov S O et al. *Phys. Rev. E* **70** 057601 (2004)
29. Ivanov A A, Alfimov M V, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **31** 3330 (2006)
30. Sidorov-Biryukov D A, Serebryannikov E E, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **31** 2323 (2006)
31. Paulsen H N et al. *Opt. Lett.* **28** 1123 (2003)
32. Kano H, Hamaguchi H *Opt. Express* **13** 1322 (2005)
33. Andresen E R et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 1934 (2005)
34. von Vacano B, Wohlleben W, Motzkus M *Opt. Lett.* **31** 413 (2006)
35. Quigley G R, Harris R D, Wilkinson J S *Appl. Opt.* **38** 6036 (1999)
36. Prieto F et al. *J. Lightwave Technol.* **19** 75 (2001)
37. Monro T M et al. *Meas. Sci. Technol.* **12** 854 (2001)
38. Myaing M T et al. *Opt. Lett.* **28** 1224 (2003)
39. Konorov S, Zheltikov A, Scalora M *Opt. Express* **13** 3454 (2005)
40. Rindorf L et al. *Opt. Express* **14** 8224 (2006)
41. Cregan R F et al. *Science* **285** 1537 (1999)
42. Коноров С О и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 401 (2002) [Konorov S O et al. *JETP Lett.* **76** 341 (2002)]
43. Smith C M et al. *Nature* **424** 657 (2003)
44. Желтиков А М УФН **174** 1301 (2004) [Zheltikov A M *Phys. Usp.* **47** 1205 (2004)]
45. Konorov S O et al. *Appl. Opt.* **43** 2251 (2004)
46. Konorov S O et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 1375 (2003)
47. Ouzounov D G et al. *Science* **301** 1702 (2003)
48. Ouzounov D G et al. *Opt. Express* **13** 6153 (2005)
49. Bessonov A D, Zheltikov A M *Phys. Rev. E* **73** 066618 (2006)
50. Serebryannikov E E, Zheltikov A M *Phys. Rev. A* **76** 013820 (2007)
51. Konorov S O et al. *Phys. Rev. E* **70** 066625 (2004)
52. Fedotov A B, Serebryannikov E E, Zheltikov A M *Phys. Rev. A* (in press)
53. Marcantili E A J, Schmeltzer R A *Bell Syst. Tech. J.* **43** 1783 (1964)
54. Желтиков А М УФН **172** 743 (2002) [Zheltikov A M *Phys. Usp.* **45** 687 (2002)]
55. Litchinitser N M et al. *Opt. Lett.* **27** 1592 (2002)
56. Litchinitser N M et al. *Opt. Express* **11** 1243 (2003)
57. Roberts P et al. *Opt. Express* **13** 236 (2005)
58. Litchinitser N M, Poliakov E *Appl. Phys. B* **81** 347 (2005)
59. Yariv A, Yeh P *Optical Waves in Crystals* (New York: Wiley, 1984)
60. Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793 (1996)
61. Nisoli M et al. *Opt. Lett.* **22** 522 (1997)
62. Miyagi M, Nishida S *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **28** 398 (1980)
63. Miyagi M, Nishida S *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **28** 536 (1980)
64. Ibanescu M et al. *Science* **289** 415 (2000)
65. Johnson S et al. *Opt. Express* **9** 748 (2001)
66. Коноров С О и др. *ЖЭТФ* **123** 975 (2003) [Konorov S O et al. *JETP* **96** 857 (2003)]
67. Yeh P, Yariv A, Marom E *J. Opt. Soc. Am.* **68** 1196 (1978)
68. Xu Y, Lee R K, Yariv A *Opt. Lett.* **25** 1756 (2000)
69. Xu Y et al. *J. Lightwave Technol.* **20** 428 (2002)
70. Konorov S O et al. *Phys. Rev. A* **70** 023807 (2004)
71. Konorov S O et al. *Phys. Rev. E* **71** 057603 (2005)
72. Konorov S O et al. *Laser Phys. Lett.* **1** 548 (2004)
73. Fedotov I V, Fedotov A B, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **31** 2604 (2006)
74. Benabid F et al. *Science* **298** 399 (2002)
75. Konorov S O, Fedotov A B, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **28** 1448 (2003)
76. Benabid F et al. *Nature* **434** 488 (2005)
77. Fedotov A B et al. *Phys. Rev. A* **70** 045802 (2004)
78. Zheltikov A M *Nature Mater.* **4** 267 (2005)
79. Ivanov A A, Podshivalov A A, Zheltikov A M *Opt. Lett.* **31** 3318 (2006)
80. Limpert J et al. *Opt. Express* **11** 3332 (2003)
81. de Matos C J S et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 103901 (2004)
82. Limpert J et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **12** 233 (2006)
83. Flusberg B A et al. *Opt. Lett.* **30** 2272 (2005)
84. Zheltikov A M *Appl. Opt.* **47** 474 (2008)
85. Федотов А Б, Белоглазов В И, Желтиков А М *Российские нанотехнологии* **3** (1–2) 61 (2008) [Fedotov A B, Beloglazov V I, Zheltikov A M *Nanotechnol. Russ.* **3** 58 (2008)]

Colors of thin films, antiresonance phenomena in optical systems, and the limiting loss of modes in hollow waveguides

A.M. Zheltikov

Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University,
Vorob'evy gory, 119992 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 939-5174. Fax (7-495) 939-3113
E-mail: zheltikov@phys.msu.ru

The wave-theory description of colors of thin films is applied to derive simple and physically instructive relations for a quantitative understanding of transmission spectra of hollow waveguides with a complicated structure of cladding. The role of antiresonance phenomena in complex optical waveguide systems is discussed. These phenomena reduce the coupling between certain groups of waveguide modes, helping to lower the optical loss and to improve the beam quality of light fields transmitted through hollow waveguides. A single Fabry–Perot-cavity-type antiresonance layer in a waveguide cladding is shown to substantially reduce the loss of a hollow waveguide relative to standard, capillary-type waveguides with a solid cladding, enabling an efficient suppression of high-order modes in such systems. However, a long-distance transmission of optical signals requires waveguide structures with a periodic antiresonance cladding. The loss in such structures exponentially decreases, while the efficiency of suppression of high-order modes exponentially grows with the number of layers in the waveguide cladding.

PACS numbers: 42.65.Dr, 42.65.Ky, 42.65.Re, 42.65.Wi

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200806d.0619

Bibliography — 85 references

Received 25 March 2008

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **178** (6) 619–629 (2008)

Physics–Uspekhi **51** (6) (2008)