

## ЛАЗЕРНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ И БРЭГГОВСКИЕ РЕШЕТКИ

# Численное моделирование волоконного отражательного фильтра на основе металлодиэлектрической дифракционной структуры с повышенной лучевой стойкостью

В.С.Терентьев, В.А.Симонов

С помощью численного моделирования показана возможность изготовления полностью волоконного отражательного многолучевого двухзеркального интерферометра на основе металлодиэлектрической дифракционной структуры в переднем зеркале. Для расчетов использовался метод собственных мод одномодового волокна с двойной оболочкой. Расчеты показали, что при использовании металлического слоя в структуре переднего зеркала интерферометра и эффекта дифракции можно получить снижение омических потерь в десятки раз по сравнению со случаем сплошной тонкой металлической пленки.

**Ключевые слова:** отражательный волоконный интерферометр, дифракция, одномодовое волокно, собственные моды, частотная селекция в лазерах.

## 1. Введение

Способы селекции мод в лазерных резонаторах подразумевают использование оптических элементов, которые дискриминируют по потерям одни моды относительно других и таким образом делают возможным получение одночастотной генерации, которая очень важна во многих областях науки, например для спектроскопических исследований или в устройствах опроса оптических датчиков [1, 2]. В настоящей работе теоретически исследуется двухзеркальный многолучевой полностью волоконный отражательный интерферометр (ВОИ) [3, 4], подобный волоконному интерферометру Фабри–Перо (ВИФП), но с другими характеристиками зеркал (рис.1). Переднее зеркало ВОИ 31 содержит поглощающий или рассеивающий элемент и является по коэффициенту отражения с разных сторон асимметричным отражателем. Заднее зер-

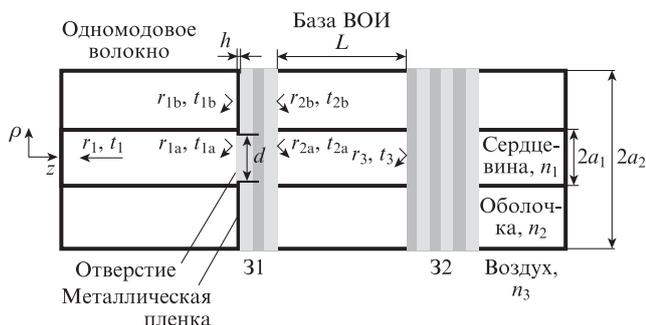


Рис.1. Оптическая схема ВОИ:

31 – переднее зеркало; 32 – заднее зеркало;  $n_1, n_2, n_3$  – показатели преломления сердцевины, оболочки и воздуха соответственно; остальные параметры см. разд. 2.

**В.С.Терентьев, В.А.Симонов.** Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; e-mail: terentyev@iae.nsk.su, simonovva@iae.sbras.ru

Поступила в редакцию 29 июля 2015 г., после доработки – 23 сентября 2015 г.

кало 32 должно иметь как можно более высокий коэффициент отражения. По-видимому, ВОИ на данный момент может рассматриваться как наиболее универсальный инструмент, позволяющий в лазерах с линейным резонатором получать узкополосную ( $\sim 100$  кГц) одночастотную генерацию одновременно с быстрой ( $\sim 1$  кГц) перестройкой длины волны в широкой спектральной области ( $\sim 100$  нм). Такие свойства обеспечиваются тем, что, во-первых, ВОИ работает в отраженном свете, т. е. имеет такой же «необращенный» профиль интерференционных полос в отражении, как у ВИФП в пропускании. Во-вторых, если ВОИ использовать в качестве одного из зеркал [5] резонатора лазера, то резонатор может быть укорочен до такой длины, когда в нем останется только одна мода генерации, выделенная по потерям. Кольцевые схемы селекции на основе ВИФП содержат достаточно длинный резонатор, в котором генерируется несколько мод одновременно. Линейные схемы с использованием волоконных брэгговских решеток и/или лазеров с распределенной обратной связью способны выделять одну моду, но для них характерен узкий диапазон перестройки спектра по сравнению с ВОИ при быстром сканировании пьезо-керамическим преобразователем, либо малая скорость перестройки при механическом растяжении (сжатии) [6]. Оптические системы, работающие в отраженном свете с количеством зеркал больше двух, например интерферометр Фокса–Смита [7], имеют более сложную конструкцию и технологию изготовления.

При использовании поглощающей структуры (тонкой металлической пленки толщиной  $h \approx \lambda/20$ ) технология изготовления ВОИ достаточно проста. Ранее это было экспериментально продемонстрировано на примере ВОИ на торце волокна [8]. Данный вариант псевдоволоконного (база интерферометра не имела одномодовой световедущей сердцевины) ВОИ содержал в структуре переднего зеркала сплошную металлическую пленку. Лучевая стойкость такой структуры в одномодовом волокне очень небольшая, при мощности излучения 10–100 мВт из-за большой его интенсивности и омического поглощения пленка сильно нагревается и зеркало может деградиро-

вать. Существует возможность изготовления полностью дифракционного варианта ВОИ [9], в котором отсутствует проблема лучевой стойкости элементов, однако технологически реализовать его затруднительно, поскольку элементы интерферометра в настоящее время не могут быть сформированы непосредственно в волноводе без нарушения его целостности, т. к. при этом используются либо металлическая пленка, либо дифракционная микроструктура и диэлектрические слои для зеркал. На данный момент для изготовления элементов ВОИ можно стыковать торец подводящего волокна с зеркалом интерферометра, сформированного на торце волоконного резонатора, с фиксацией с помощью оптического клея внутри канала ферулы. Также существует метод импульсной сварки, позволяющий приварить два волокна друг к другу, но при этом зеркало может быть повреждено. Данные методы можно применять в том числе и для активных волокон, при этом основным критерием выбора волокон является совпадение диаметров их основных мод.

Цель настоящей работы состоит в демонстрации возможности использования дифракции света на металлической пленке с отверстием для увеличения лучевой стойкости переднего зеркала ВОИ по сравнению со случаем омического поглощения в сплошной металлической пленке. Полученные результаты позволяют создать полностью волоконный ВОИ с характеристиками в отраженном свете (резкость полос, контраст интерференционной картины, близкий к единице коэффициент отражения), сравнимыми с таковыми для ВИФП, работающего в проходящем свете.

## 2. Теория

Принципиальным отличием оптической схемы ВОИ на основе одномодового волокна (см. рис.1) от схемы объемного прототипа [3,4] является наличие световедущей сердцевины, которая подавляет все поперечные моды, кроме основной. Переднее зеркало ВОИ имеет сложную структуру: оно включает тонкую металлическую пленку с отверстием диаметром  $d$  и диэлектрическое многослойное покрытие, которое в общем случае может состоять из нечетвертьволновых слоев, что приводит к асимметрии коэффициентов отражения от него с двух сторон для основной моды излучения. В приближении нормального падения бегущей световой волны основной моды на зеркало можно ввести френелевские амплитудные коэффициенты отражения зеркала для поверхности, свободной от металлической пленки,  $r_{1a} = \sqrt{R_{1a}} \exp(i\Psi_{1a})$ , и от поверхности, покрытой металлом,  $r_{1b} = \sqrt{R_{1b}} \exp(i\Psi_{1b})$ . При падении света на это зеркало со стороны резонатора аналогично:  $r_{2a,2b} = \sqrt{R_{2a,2b}} \exp(i\Psi_{2a,2b})$ . При этом предполагается, что зеркало 31 взаимно по пропусканию, т.е.  $t_{1a,1b} = t_{2a,2b} = \sqrt{T_{1a,2a,1b,2b}} \exp(i\Phi_{1a,2a,1b,2b})$ , что характерно для обычных зеркал. Здесь введены энергетические коэффициенты отражения  $R_{pq}$  и пропускания  $T_{pq}$  с соответствующими фазами  $\Psi_{pq}$  и  $\Phi_{pq}$  ( $p = 1, 2, q = a, b$ ). Поскольку предполагается, что коэффициенты отражения от смежных зон не равны между собой, т.е.  $r_{1a,2a} \neq r_{1b,2b}$ , то на данной структуре будет происходить рассеяние света (дифракция) как в отраженном, так и в прошедшем свете. Интерес представляет только та часть световой энергии, которая содержится в основной моде волокна на большом расстоянии от интерферометра. Коэффициенты отражения и пропускания для данной моды будут отли-

чаться от коэффициентов отражения и пропускания областей вблизи поверхности зеркала 31. Обозначим их  $r_{1,2} = \sqrt{R_{1,2}} \exp(i\Psi_{1,2})$ ,  $t_1 = t_2 = \sqrt{T_{1,2}} \exp(i\Phi_{1,2})$  (здесь  $R_{1,2}$  – энергетические коэффициенты отражения с фазами отражения  $\Psi_{1,2}$ ,  $T_{1,2}$  – энергетические коэффициенты пропускания с фазами пропускания  $\Phi_{1,2}$ ). При этом очевидно, что эти коэффициенты должны быть некоторой функцией от параметров смежных областей:  $r_{1,2} = r_{1,2}(r_{1a,2a}, r_{1b,2b}, d)$ ,  $t_1 = t_1(t_{1a}, t_{1b}, d)$ . Заднее высокоотражающее зеркало резонатора 32 характеризуется коэффициентами отражения и пропускания  $r_3 = \sqrt{R_3} \exp(i\Psi_3)$ ,  $t_3 = \sqrt{T_3} \exp(i\Phi_3)$  ( $R_3 \approx 1$ ). База ВОИ длиной  $L$  состоит из того же волокна, что и внешнее волокно. Энергетические коэффициенты отражения и пропускания интерферометра выражаются следующим образом:

$$T = \frac{T_1 T_2}{1 + R_2 R_3 - 2\sqrt{R_2 R_3} \cos(2\psi)},$$

$$R = R_1 + \frac{-2R_3 T_1 \sqrt{R_1 R_2} \cos \vartheta + 2T_1 \sqrt{R_1 R_3} \cos(\vartheta + 2\psi)}{1 + R_3 R_2 - 2\cos(2\psi)\sqrt{R_3 R_2}} + \frac{R_3 T_1^2}{1 + R_3 R_2 - 2\cos(2\psi)\sqrt{R_3 R_2}},$$

$$\psi = \frac{2\pi L}{\lambda} - \frac{\Psi_3 + \Psi_2}{2}, \quad \vartheta = \Psi_1 + \Psi_2 - 2\Phi_1.$$

Как видно из (1), выражение для  $R$  более сложно, чем для  $T$ , оно состоит из трех слагаемых, которые описывают двухлучевую интерференцию света, отраженного от зеркала 31, и света, выходящего из интерферометра. Первые два слагаемых равны нулю или стремятся к нему, если  $R_1$  приближается к нулю, тогда существенно только третье слагаемое и выражение для  $R(\psi)$  с точностью до множителя будет совпадать с выражением для  $T(\psi)$ . Если же  $R_1 \neq 0$  и  $\vartheta \neq (2m + 1)\pi$  ( $m$  – целое число), что характерно для систем с потерями, то форма профиля  $R(\psi)$  асимметрична. В предельном случае при  $R_3 = 1$  и  $R_1 = 0$ :

$$T = 0, \quad R = \frac{T_1^2}{1 + R_2 - 2\cos(2\psi)\sqrt{R_2}}.$$

Так как зеркало 31 может вносить существенные потери омической или дифракционной природы для бегущей волны света со стороны металлической пленки, то сумма его энергетических коэффициентов отражения и пропускания может сильно отличаться от единицы. При этом для зеркал с одинаковыми коэффициентами отражения пропускание может быть разным (в том числе и нулевым) за счет изменения доли потерь. Для того чтобы максимальное значение  $R$  было близко к единице, коэффициент пропускания  $T_1$  должен иметь определенную величину, удовлетворяющую закону сохранения энергии. Теоретическое исследование показывает [10], что для рассматриваемой системы с дифракционными потерями  $T_1 = (1 - R_2)/2$ , а максимальный коэффициент отражения  $R_{\max} = (1 + \sqrt{R_2})^2/4$ . В отличие от теоретически возможного максимального пропускания ВИФП, равного единице, максимум отражения ВОИ всегда меньше единицы, однако если  $R_2$  близок к единице, то и  $R_{\max}$  стремится к единице.

Для расчета коэффициентов отражения и пропускания для бегущей волны можно воспользоваться теорией собственных мод оптического волокна [11]. Для этого до-

статочно рассмотреть простую систему, содержащую только световедущее ядро и оболочку бесконечного радиуса. Однако, чтобы показать эффект рассеяния на данной структуре, нужно находить непрерывный спектр мод рассеянного излучения, что представляет собой весьма нетривиальную задачу [12]. Поэтому более наглядно рассматривать систему с двойной оболочкой, состоящую из одномодового волокна, в котором помимо световедущего ядра есть оболочка конечного радиуса, и из внешней бесконечной среды (воздуха), что наиболее близко к реальности [9]. Тогда, если радиус оболочки велик настолько, что ее параметр нормированной частоты  $V_2 = 2\pi a_2 \times (\lambda \sqrt{n_2^2 - n_3^2})^{-1}$  (см. рис. 1) намного превышает 2.4, то в оболочке существует большое количество собственных (оболочечных) мод, в которые может распределиться значительная часть световой энергии.

Пусть ВОИ имеет аппаратную функцию, подобную профилю  $R$  из (2), и в металлической пленке отсутствует отверстие ( $d = 0$ ). Тогда толщина такой пленки должна быть  $\sim 10-20$  нм, в этом случае она в свободном состоянии обладает омическим поглощением  $\sim 30\%$  для бегущей световой волны. При включении в структуру зеркала поглощение в пленке существенно возрастает, что приводит к низкой лучевой стойкости всей структуры [3]. Для уменьшения омических потерь в пленке можно увеличить ее толщину и использовать высокоотражающие металлы. Например, у более толстых пленок ( $h > 30$  нм) пропускание падает почти до нуля, а коэффициент отражения в случае высокоотражающих металлов, таких как Au, Ag, Al, значительно увеличивается. В результате омические потери снижаются в десятки раз.

Если в асимметричном зеркале на основе тонкой металлической пленки с  $R_1 = 0$  изменить ее толщину, то различие коэффициентов отражения для излучений, падающих на него с разных сторон, будет уменьшаться, т.е. нарушится условие согласования и значения коэффициентов отражения будут сближаться ( $R_1 \rightarrow R_2$ ). Поэтому для сплошной пленки делать такую операцию нецелесообразно. Однако если омические потери перераспределить в потери на рассеяние (дифракцию), увеличив толщину металла, то асимметрия коэффициентов отражения ( $R_1 \rightarrow 0$ ,  $R_2 \rightarrow 1$ ) может быть сохранена. Это возможно, во-первых, потому, что с точки зрения уравнений (1) вид потерь неважен. Во-вторых, при отражении от металлов свет получает иной набег фаз, чем от диэлектрического четвертьволнового многослойного покрытия. Таким образом, если образуются две смежные высокоотражающие области, поразному сдвигающие фазы отраженных волн, то порождается дифракция в дальней зоне, как от дифракционной решетки. В случае объемного варианта ВОИ на основе дифракции [10] доли площадей этих областей должны быть равны между собой, как и коэффициенты отражения, а сдвиг фаз отраженных волн ( $\Psi_{1a} - \Psi_{1b}$ ) должен равняться  $\pi$ . Тогда интерферометр с таким передним зеркалом может иметь аппаратную функцию в отражении вида (2). При этом расчеты делаются на основе приближения плоских волн.

В интерферометре, схема которого приведена на рис. 1, на переднее зеркало падает световое поле с неоднородной амплитудой, поэтому диаметр отверстия, при котором в отражении получится  $R_1 = 0$ , необходимо находить численно. Для нахождения коэффициентов отражения и пропускания зеркала 31 можно применить метод разложения светового поля по собственным модам волокна:

$$\begin{aligned} t_{im} &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (t_{ip} \mathbf{E}_{11} \times \mathbf{H}_{1m}^*)_z \rho d\rho d\varphi, \\ r_{im} &= \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (r_{ip} \mathbf{E}_{11} \times \mathbf{H}_{1m}^*)_z \rho d\rho d\varphi, \\ r_{ip} &= \begin{cases} r_{ia}, \rho \leq a_1 \\ r_{ib}, \rho > a_1 \end{cases}, \quad t_{ip} = \begin{cases} t_{ia}, \rho \leq a_1 \\ t_{ib}, \rho > a_1 \end{cases}, \\ \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (\mathbf{E}_{\nu n} \times \mathbf{H}_{\mu m}^*)_z \rho d\rho d\varphi &= \delta_{\nu\mu} \delta_{nm}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $i = 1, 2$ ; интегралы перекрытия рассчитываются в смысле вектора Умова–Пойнтинга [13];  $\mathbf{E}_{\nu n}$ ,  $\mathbf{H}_{\mu m}$  – векторы напряженностей электрического и магнитного полей соответственно;  $\nu, \mu$  – угловые, а  $n, m$  – радиальные индексы мод полей;  $r_{ip}$ ,  $t_{ip}$  – радиальные распределения коэффициентов отражения и пропускания; подынтегральные выражения с индексом  $z$  –  $z$ -компоненты векторных произведений. Угловой индекс полей положен равным единице, что обусловлено аксиальной симметрией геометрии рассматриваемой оптической системы, а моды с иными угловыми индексами не возбуждаются, т.е. их интегралы перекрытия по углу  $\varphi$  равны нулю из-за разных угловых индексов, т.к.  $r_{ip}$ ,  $t_{ip}$  не зависят от угла. Из (3) следует, что  $R_i \equiv R_{i1} = |r_{i1}|^2$ ,  $T_i \equiv T_{i1} = |t_{i1}|^2$ ,  $i = 1, 2$ .

### 3. Расчет

Проведем численное моделирование конкретной системы на основе характеристик одномодового волокна типа SMF-28e @ Corning [14]. Поскольку реальное волокно не полностью соответствует выбранной оптической схеме, например тем, что переходная область между сердцевинной и оболочкой не резкая, изменим один из параметров – числовую апертуру NA на длине волны 1550 нм, – таким образом, чтобы диаметр моды по уровню интенсивности  $e^{-2}$  MFD стал равным  $10.4 \pm 0.5$  мкм, а эффективный коэффициент преломления для основной моды  $n_{\text{eff}}$  составлял 1.4682. Тогда параметры примут следующие значения:  $NA = 0.115$ ,  $n_1 = 1.471$ ,  $n_2 = (n_1^2 - NA^2)^{1/2} = 1.4665$ ,  $n_3 = 1$ ,  $MFD = 9.9$  мкм,  $a_1 = 4.1$  мкм (см. рис. 1). Из-за малости разности  $|n_{1,2} - n_{\text{eff}}|$  угол падения моды на переднее зеркало можно считать равным нулю.

Структура зеркал ВОИ различна. Зеркало 32 может состоять из большого числа ( $\sim 30$ ) четвертьволновых диэлектрических слоев с коэффициентами преломления  $n_{\text{high}} = 2.35$  ( $\text{TiO}_2$ ),  $n_{\text{low}} = 1.46$  ( $\text{SiO}_2$ ), что обеспечивает большой коэффициент отражения, очень близкий к максимальному ( $> 99.9\%$ ). Структура зеркала 31 содержит четвертьволновое покрытие с меньшим количеством слоев, чтобы коэффициент отражения был ниже, чем у зеркала 32, и обеспечивался близкий к единице коэффициент отражения интерферометра. Пусть на входной поверхности зеркала 31 нанесена металлическая пленка алюминия толщиной  $h = 30$  нм. С учетом коэффициента преломления алюминия  $n_{\text{Al}}$  на длине волны 1550 нм, равного  $1.51 - 15.23i$  [15], при данной толщине пленки и ограничивающих ее средах с одинаковыми коэффициентами преломления  $n_1$  получим коэффициенты отражения  $R_{\text{Al}} = 0.95$ , пропускания  $T_{\text{Al}} = 0.00356$ , омического поглощения  $A_{\text{Al}}^{\text{ohm}} = 1 - R_{\text{Al}} - T_{\text{Al}} = 0.0445$ . Для более толстых слоев алюминия потери  $A_{\text{Al}}^{\text{ohm}}$  незначительно изменяются в основном из-за уменьшения пропускания, поэтому можно использовать и бо-

лее толстые слои. Количество четвертьволновых диэлектрических слоев выберем равным восьми (по четыре слоя SiO<sub>2</sub> и TiO<sub>2</sub>), чтобы продемонстрировать случай высокодобротного резонатора.

Омические и дифракционные потери зеркала 31 определялись по формулам

$$A_{1,2}^{\text{ohm}} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (\mathbf{E}_{11} \times \mathbf{H}_{11}^*)_{\phi} (1 - |r_{1\rho,2\rho}|^2 - |t_{1\rho}|^2) \rho d\rho d\phi, \quad (4)$$

$$A_{1,2}^{\text{dif}} = A_{1,2} - A_{1,2}^{\text{ohm}},$$

что соответствует интегральным по площади омическим потерям при прохождении нормально падающей световой волны через металлическую пленку с отверстием. Дифракционные потери определялись из закона сохранения энергии путем вычитания омических потерь из полных. Полные потери определялись по формуле  $A_{1,2} = 1 - R_{1,2} - T_{1,2}$ . По формулам (3), (4) построены зависимости коэффициентов отражения, пропускания и поглощения зеркала 31 от диаметра отверстия  $d$  в алюминиевой пленке (рис.2). При  $d = 0$  коэффициент пропускания зеркала 31 практически равен нулю, чему способствует наличие еще и высокоотражающего диэлектрического покрытия. С увеличением диаметра отверстия, вследствие дифракции, значение  $R_1$  сильно уменьшается и доходит до 0.006. При этом коэффициент отражения  $R_2$  уменьшается незначительно (до 0.957, что близко к значению коэффициента отражения диэлектрического многослойного покрытия), а коэффициент пропускания  $T_1$  вырастает до 0.021. Диаметр отверстия, соответствующий минимуму отражения,  $d_{\text{min}} = 0.735 \cdot 2a_1$ . На рис.2,б,в приведены зависимости от  $d$  омических и дифракционных потерь для зеркала 31. При  $d = 0$  полные коэффициенты поглощения равны омическим:  $A_{1,2} = A_{1,2}^{\text{ohm}}$ . По мере роста  $d$  коэффициенты омического поглощения уменьшаются, т. к. уменьшается доля световой энергии, проходящей через пленку,

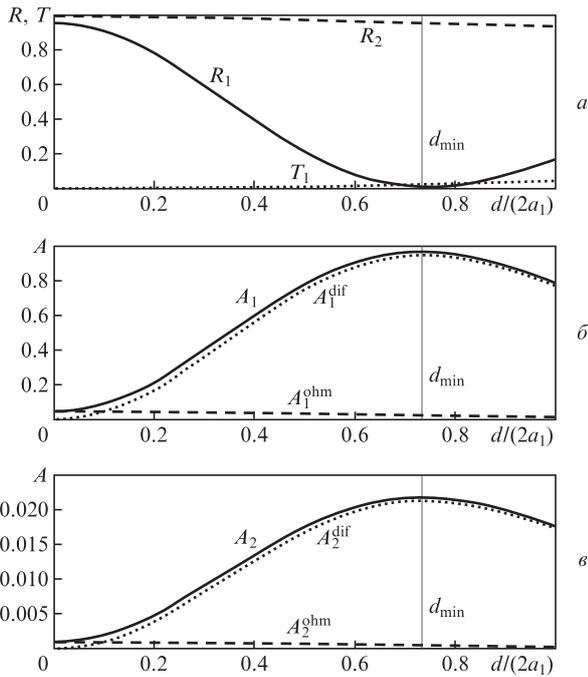


Рис.2. Энергетические коэффициенты отражения  $R_{1,2}$ , пропускания  $T_1$  и поглощения  $A_{1,2} = A_{1,2}^{\text{ohm}} + A_{1,2}^{\text{dif}}$  зеркала 31 в зависимости от диаметра  $d$  отверстия в металлической пленке.

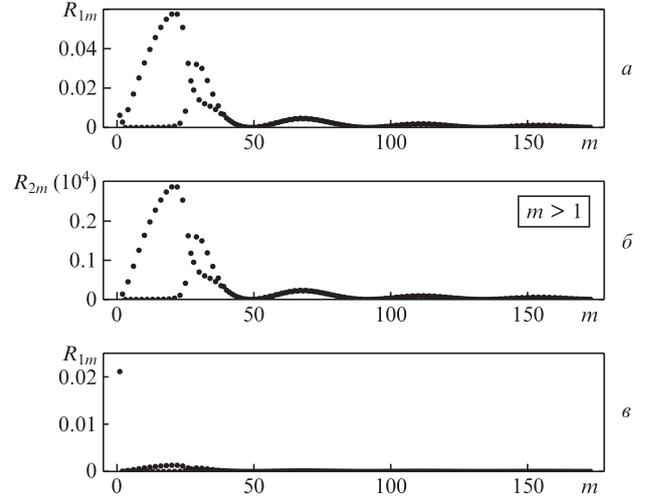


Рис.3. Коэффициенты отражения  $R_{1m,2m}$  и пропускания  $T_{1m}$  зеркала 31 для всех оболочечных мод; угловой индекс мод равен 1.

однако полные коэффициенты поглощения растут, причем вместе с ростом дифракционных потерь. При  $d = d_{\text{min}}$  имеем:  $A_1 = 0.972$ ,  $A_1^{\text{ohm}} = 0.023$ ,  $A_1^{\text{dif}} = 0.95$ ,  $A_2 = 0.022$ ,  $A_2^{\text{ohm}} = 0.0005$ ,  $A_2^{\text{dif}} = 0.0215$ . Отношение потерь на дифракцию к потерям на поглощение  $A_1^{\text{dif}}/A_1^{\text{ohm}} = 41.1$ . В составе ВОИ на основе сплошной пленки при минимальном коэффициенте отражения интерферометра практически вся падающая энергия должна поглощаться в пленке вследствие омических потерь [3], а в данном случае (при  $d = d_{\text{min}}$ ) поглотится в 43.4 раза меньше, что означает повышение лучевой стойкости зеркала 31.

Эффект рассеяния падающего излучения может быть продемонстрирован на примере учета оболочечных мод. На рис.3 приведено распределение энергетических коэффициентов отражения и пропускания во все оболочечные моды. Сумма энергий, содержащихся в высших модах без учета основной моды:  $\sum_{m=2}^N R_{1m} = 0.869$ ;  $\sum_{m=2}^N R_{2m} = 4.34 \times 10^{-4}$ ;  $\sum_{m=2}^N T_{1m} = 0.021$ . Поскольку  $\sum_{m=2}^N R_{1m} < A_1^{\text{dif}}$ , то часть рассеянной энергии (0.081) уходит в моды излучения, которые не учитываются в данном методе расчета.

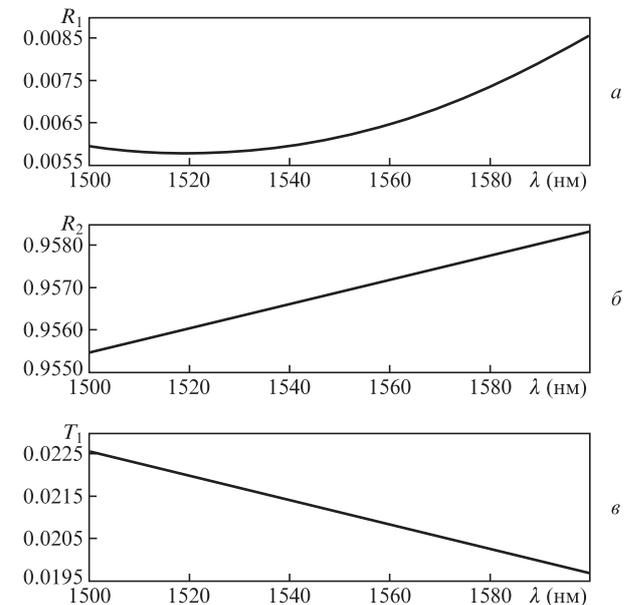


Рис.4. Спектральные зависимости энергетических коэффициентов зеркала 31 для основной моды.

Приведем расчет спектральных свойств энергетических коэффициентов переднего зеркала в диапазоне 1500–1600 нм в приближении отсутствия дисперсии у материалов зеркала в данном спектральном интервале (рис.4). Коэффициенты изменяются незначительно и согласно формуле (1) это не приведет к заметному искажению профиля аппаратной функции интерферометра  $R(\psi)$ . Это значит, что интерферометр существенно не изменит свои основные характеристики: резкость полос, контраст и максимальный коэффициент отражения в данном спектральном интервале – и будет пригоден для использования в качестве дискриминатора мод в волоконных лазерах.

#### 4. Заключение

Проведено численное моделирование волоконного отражательного интерферометра. Расчеты показали, что при наличии на зеркале алюминиевой пленки с отверстием лучевая стойкость переднего зеркала интерферометра повышается в 43 раза по сравнению с зеркалом со сплошной пленкой. Это дает возможность применять такой интерферометр в качестве фильтра частоты в лазерных резонаторах на основе одномодового волокна. Расчет проводился с использованием теории собственных мод одномодового волокна с двойной оболочкой. Рассмотренный отражательный интерферометр может применяться в качестве фильтра частоты в лазерах с коротким линейным резонатором в конфигурации работы [5] и в резонаторах одномодовых лазерных диодов на основе одномодового волокна с мощностью излучения порядка 1 мВт.

Поскольку величина омических потерь напрямую зависит от свойств толстого ( $h > 30$  нм) слоя металла, то очевидно, что с использованием более высокоотражающих металлов можно добиться дальнейшего снижения омических потерь в структуре переднего зеркала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 14-22-00118).

1. Lee B.G., Belkin M.A., Audet R., MacArthur J., Diehl L., Pflügl C., Capasso F., Oakley D.C., Chapman D., Napoleone A., Bour D., Corzine S., Höfler G., Faist J. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 231101 (2007).
2. Buric M., Falk J., Chen K.P. *Opt. Express*, **14** (6), 2178 (2006).
3. Троицкий Ю.В. *Многолучевые интерферометры отраженного света* (Новосибирск: Наука, 1985).
4. Терентьев В.С. *Автометрия*, **45** (6), 89 (2009).
5. Терентьев В.С., Симонов В.А. *Квантовая электроника*, **43** (8), 706 (2013).
6. Mao Q., Lit J.W.Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39** (10), 1252 (2003).
7. Barnsley P., Urquhart P., Millar C., Brierley M. *J. Opt. Soc. Am. A*, **5** (8), 1339 (1988).
8. Terentiev V.S., Dostovalov A.V., Simonov V.A. *Laser Phys.*, **23**, 085108 (2013).
9. Терентьев В.С. *Автометрия*, **48** (4), 41 (2012).
10. Кольченко А.П., Терентьев В.С., Трошин Б.И. *Оптика и спектроскопия*, **101** (4), 674 (2006).
11. Дианов Е.М., Прохоров А.М. *УФН*, **148** (2), 289 (1986).
12. Marcuse D. *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (San Diego: Academic Press, 1974).
13. Marcuse D. *Bell Syst. Techn. J.*, **56** (5), 703 (1977).
14. <http://www.corning.com/worldwide/en/products/communication-networks/products/fiber/smf-28e-ll.html>.
15. Rakić A.D., Djurišić A.B., Elazar J.M., Majewski M.L. *Appl. Opt.*, **37**, 5271 (1998).