

Метод изготовления волоконного отражательного интерферометра на основе металлодиэлектрической дифракционной структуры

В.С.Терентьев, В.А.Симонов, И.А.Лобач, С.А.Бабин

Представлен и экспериментально продемонстрирован новый метод изготовления в одномодовом волокне двухзеркально-волоконного отражательного интерферометра, состоящего из асимметричного входного зеркала с асимметричными коэффициентами отражения и высокоотражающего заднего зеркала. Входное зеркало выполнено на основе металлодиэлектрической дифракционной структуры в виде отверстия в пленке алюминия и диэлектрического многослойного покрытия, что дает асимметрию коэффициента отражения. Метод включает расчет энергетических коэффициентов алюминиевой пленки с отверстием, определение оптимального диаметра отверстия, способы изготовления отверстия, входного зеркала и резонатора с короткой волоконной базой. Продемонстрирован образец интерферометра, имеющий повышенную (как минимум на два порядка) лучевую стойкость по сравнению с вариантами на основе сплошной металлической пленки – не менее 100 мВт излучения в одномодовом волокне типа SMF-28e на длине волны 1550 нм.

Ключевые слова: волоконный отражательный интерферометр, алюминиевая пленка с отверстием, диэлектрическое интерференционное покрытие, дифракция.

1. Введение

Отражательный интерферометр (ОИ) является вариантом многолучевого двухзеркального интерферометра. Принципиальным отличием схемы резонатора ОИ от интерферометров Фабри–Перо (ИФП) или Жире–Турнуа является наличие потерь на входном зеркале. Это приводит к тому, что отражательная характеристика ОИ аналогична функции пропускания ИФП, что может быть применено для узкополосной фильтрации излучения в схемах на отражение. Кроме того, ОИ присущи и другие свойства ИФП: широко варьируется область свободной дисперсии (ОСД), аппаратная функция обладает высоким контрастом, имеется возможность быстро перестраивать пик отражения на всю ОСД. Эти и другие свойства позволяют использовать ОИ для селекции длин волн в лазерах [1]. Для волоконной оптики особую ценность представляет волоконный вариант ОИ, с помощью которого можно получать одночастотную либо многоволновую генерацию в волоконных или волноводных лазерах [2, 3], создавать перестраиваемые по длине волны когерентные источники в широком спектральном диапазоне. При должном развитии технологии, а также в зависимости от задач волоконный ОИ может составить конкуренцию современным технологиям селекции лазерного излучения, так как обладает гибкими характеристиками. Например, он может иметь одновременно сравнимую с волоконной брэгговской решеткой (ВБР) [4] степень фильтрации в отраженном свете, широкий диапазон перестройки излуче-

ния (до 100 нм на длине волны 1550 нм), превышающий максимально достижимый спектральный интервал перестройки ВБР (до 50 нм), а также высокую частоту сканирования (более 1 кГц). При удлинении базы в сочетании с ВБР с его помощью возможно получение компактных отражателей со сверхмалой шириной пика отражения (менее 1 пм), что практически труднодостижимо для ВБР [5]. Работая на отражение, ОИ может применяться в сверхкоротких (менее 1 мм) резонаторах лазерных диодов для получения одночастотной генерации с широкополосной быстрой спектральной перестройкой без использования микролинз [6]. Для волоконных приложений конструкция волоконного ОИ проще систем на основе кольцевых микрорезонаторов [7]. Управлять волоконным ОИ легче по сравнению с многорезонаторными устройствами на основе эффекта Вернье [8], так как имеется только один управляемый параметр (например, напряжение на пьезо-керамическом актюаторе), изменяющий набег фаз (расстояние) между зеркалами. Кроме того, аппаратная функция ОИ имеет высокий контраст во всей ОСД, что недостижимо при использовании метода Вернье. В частности, это приводит к появлению паразитных пиков, в которых может содержаться до половины всей энергии.

Для получения узкого пика в отраженном свете входное зеркало волоконного ОИ должно обладать большой асимметрией коэффициентов отражения (так называемое асимметричное зеркало) и конечным пропусканием. Это достигается внесением потерь в диэлектрическое многослойное зеркало с помощью тонкой металлической пленки, металлической или диэлектрической дифракционной структуры [5, 9, 10]. На данный момент для практических приложений на приемлемом уровне разработана только технология на основе тонкой металлической пленки, которая обладает существенным недостатком – низкой лучевой стойкостью (около 1 мВт на длине волны 1550 нм [5, 11]); это затрудняет применение пленок для селекции мод лазеров с большей мощностью. Расчеты показывают, что для существенного увеличения лучевой стойкости необходимо применение дифракционных структур на тор-

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

И.А.Лобач, С.А.Бабин. Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Коптюга, 1; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Поступила в редакцию 29 ноября 2018 г., после доработки – 18 января 2019 г.

це волокна с характерными размерами в несколько микрометров и высокой точностью изготовления [9, 10]. Для практической реализации требуется разработать технологичный метод изготовления таких рассеивающих структур и создать на их основе асимметричное зеркало ОИ [11].

Цель настоящей работы состоит в демонстрации нового метода изготовления волоконного металлодифракционного отражательного интерферометра (ВМДОИ) для спектральных диапазонов S, C и L (1460–1625 нм), которые особенно важны для оптической связи. Экспериментально показано, что порог лучевой стойкости разработанного ВМДОИ превышает 100 мВт непрерывного излучения на длине волны 1550 нм. При этом составным элементом ВМДОИ является асимметричное по коэффициентам отражения зеркало на основе алюминиевой пленки с отверстием и согласованным диэлектрическим многослойным покрытием.

2. Расчетная часть

Схема предлагаемого ВМДОИ представлена на рис.1. Его конструкция характерна для всех типов волоконных ОИ. Заднее зеркало 32 с коэффициентом отражения, близким к единице, сформировано на одном торце волоконной базы из одномодового волокна. Входное зеркало 31, расположенное на торце левого волокна, имеет более сложную металлодифрактическую структуру. В его состав всегда входит элемент, вносящий потери, который располагается со стороны падения света перед диэлектрическим многослойным покрытием. В общем случае это приводит к неравенству (асимметрии) коэффициентов отражения R_1 и R_2 в основную моду волокна (в частности, можно сделать $R_1 \ll R_2$). При этом слои диэлектрического покрытия зеркала 31 могут иметь оптическую толщину в четверть длины волны (как у обычного высокоотражающего зеркала [9]), что требует контроля процесса напыления – определения момента смены диэлектриков – по отражению от дополнительного волоконного «зеркала-свидетеля». Такой контроль усложняется в системах напыления с высокой пространственной неоднородностью, например в магнетронной системе. При этом невозможно добиться полного зануления коэффициента R_1 , хотя можно сделать его достаточно малым. По этой причине в настоящей работе использован другой метод контроля напыления – по величине коэффициента отражения R_1 непосредственно от зеркала 31. В этом случае слои диэлектри-

ков становятся нечетвертьволновыми [2], однако таким способом можно практически полностью занулить R_1 . Кроме того, в этом методе не требуется «зеркало-свидетель».

Большая асимметрия коэффициентов отражения зеркала 31 ($R_2 \gg R_1 \rightarrow 0$, коэффициент пропускания $T_1 > 0$) приводит к появлению «необращенной» спектральной зависимости ОИ в отраженном свете: узким пикам на темном фоне. Для доказательства рассмотрим выражение для амплитудного коэффициента отражения r в приближении плоских волн, которые достаточно хорошо описывают спектральные характеристики ВМДОИ:

$$r = r_1 + \frac{t_1 t_2 r_3 \exp(-i2\psi)}{1 - r_2 r_3 \exp(-i2\psi)}, \quad (1)$$

где амплитудные коэффициенты зеркал $r_j = \sqrt{R_j} \exp(i\Psi_j)$, $t_j = \sqrt{T_j} \exp(i\Phi_j)$, $t_1 \equiv t_2$ ($j = 1, 2$ – для разных сторон зеркала 31, $j = 3$ – для 32) выражаются через энергетические коэффициенты отражения R_j и пропускания T_j в основную моду волокна и их фазы Ψ_j и Φ_j ; $\psi = 2\pi L n / \lambda$; L – длина волоконного отрезка между 31 и 32; n – эффективный коэффициент преломления основной моды волокна. Из выражения (1) следует, что при $R_1 \rightarrow 0$ коэффициент отражения $R = |r|^2$ стремится к функции, подобной функции пропускания ИФП, а при $R_1 > 0$ форма аппаратной функции становится асимметричной, если комбинация фаз $\Psi_1 + \Psi_2 - 2\Phi_1 \neq m\pi$ (m – целое число).

Для повышения лучевой стойкости необходимо вместо сплошной пленки использовать дифракционную структуру, чтобы перераспределить наибольшую часть потерь – из потерь на поглощение в потери на рассеяние. Наиболее простой структурой для этих целей является центрально-симметричное относительно оси одномодового волокна отверстие определенного диаметра в непрозрачной металлической пленке на торце, на которую нанесено согласованное по длине волны диэлектрическое покрытие [9]. Для волокна типа SMF-28e характерные диаметры отверстия составляют 6–7 мкм, металл пленки должен быть высокоотражающим на длине волны 1550 нм (это, например, алюминий, серебро или золото). Поскольку слои диэлектрика наносятся поверх пленки с отверстием, толщина слоя металла должна быть как можно меньше, чтобы смещение диэлектрических слоев (см. рис.1), приводящее к снижению коэффициента отражения R_2 из-за дифракции, было минимальным.

Высокий коэффициент отражения металлической пленки необходим, чтобы минимизировать в пленке омические потери световой энергии. Так, для слоя алюминия толщиной 30 нм коэффициент поглощения (на 1550 нм) для бегущей волны света составляет около 5% согласно [12], что существенно ниже поглощения сплошной тонкой пленки из никеля, которая обычно используется в волоконном ОИ с поглощающей пленкой. Для свободной пленки никеля омические потери составляют примерно 30%, а в структуре высокоотражающего асимметричного зеркала они могут превышать 90%. Если центр круглого отверстия совпадает с точкой максимальной интенсивности основной моды, то на область металлической пленки попадают спадающие крылья распределения интенсивности моды, в итоге лучевая стойкость такого зеркала может увеличиться на несколько порядков.

Существует несколько методов изготовления отверстий с размерами в несколько микрометров. Наиболее точный из них – это лазерная и другие виды литографий

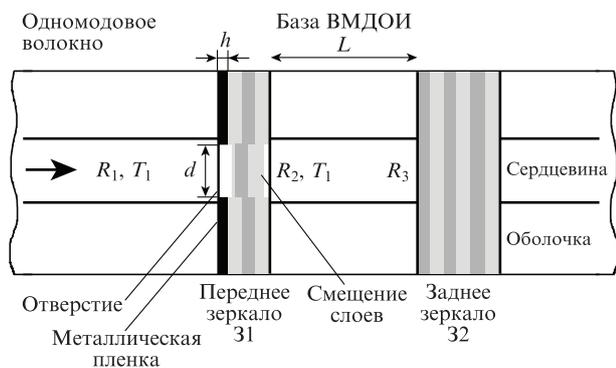


Рис.1. Оптическая схема ВМДОИ:

R_1, R_2, T_1 – коэффициенты отражения и пропускания в основную моду волокна для зеркала 31; R_3 – коэффициент отражения для зеркала 32; L – волоконная база; h – толщина металлической пленки; d – диаметр отверстия.

[13], с помощью которых можно изготовить отверстия заданной и правильной формы, в том числе и некруглой. Используя метод фемтосекундной абляции, который не требует химических реактивов, можно изготовить круглые отверстия [14]. Самым простым является метод лазерного термического испарения [15], главным недостатком которого принято считать образование характерных «бортиков» из расплава или оксида металла по периметру отверстия, что может оказывать влияние на работу ОИ. Метод термического лазерного испарения алюминия был выбран из-за его наибольшей практической доступности и простоты.

Для оценки оптических параметров алюминиевой пленки и степени ее согласования с диэлектрическим многослойным покрытием перед экспериментами нами проводились расчеты оптических параметров пленки по методу [9]. Был вычислен интеграл перекрытия поля основной моды волокна с пространственным распределением коэффициентов отражения и пропускания зеркала в виде металлической (Al) пленки с отверстием на торце волокна и найдены коэффициенты отражения R_1^{Al} и пропускания T_1^{Al} такой структуры для основной моды волокна. На рис.2 приведены расчетные зависимости этих коэффициентов для алюминиевой пленки толщиной 30 нм на торце волокна SMF-28e от диаметра отверстия d в ней на длине волны 1550 нм. При увеличении d коэффициенты отражения снижаются, причем R_1^{Al} – до нуля (пунктирная линия 4) при $d = 10.3$ мкм, т.е. при диаметре отверстия, практически равном диаметру основной моды (10.4 мкм). Таким образом, задавая коэффициент отражения R_1^{Al} , можно с некоторой точностью определять диаметр отверстия, необходимый для нанесения согласованного диэлектрического покрытия и создания асимметричного зеркала З1. Кроме зависимости коэффициента пропускания T_1^{Al} для основной моды, на рис.2 также показан интегральный по всем модам коэффициент пропускания T_f^{Al} , по которому тоже можно определять диаметр отверстия путем фиксирования фотодетектором доли проходящего сквозь отверстие света.

Вертикальными линиями 1,2,3 на рис.2 обозначены диаметры, для которых построены графики поведения энергетических коэффициентов R_1, R_2 и T_1 зеркала З1 (рис.3) в процессе нанесения на пленку с отверстием диэлектрических пленок из оксидов титана (TiO_2) и кремния (SiO_2). Смена диэлектриков контролировалась по экстремумам R_1 , которые не всегда совпадают с экстремумами T_1 . На рис.3,а показан случай оптимального согласования ($d = 6$ мкм), когда коэффициент R_1 убывает с увеличе-

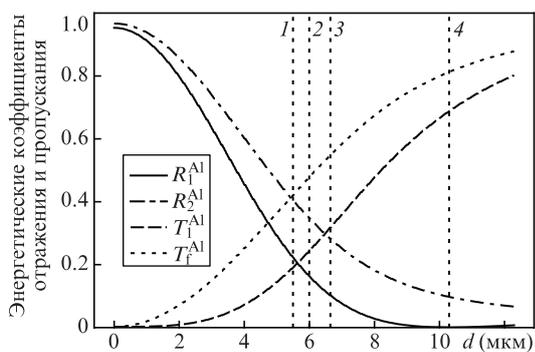


Рис.2. Зависимости энергетических коэффициентов алюминиевой пленки на торце волокна от диаметра отверстия d на длине волны 1550 нм (толщина пленки – 30 нм). Вертикальные пунктирные линии соответствуют $d = 5.5$ (1), 6 (2), 6.65 (3) и 10.3 мкм (4).

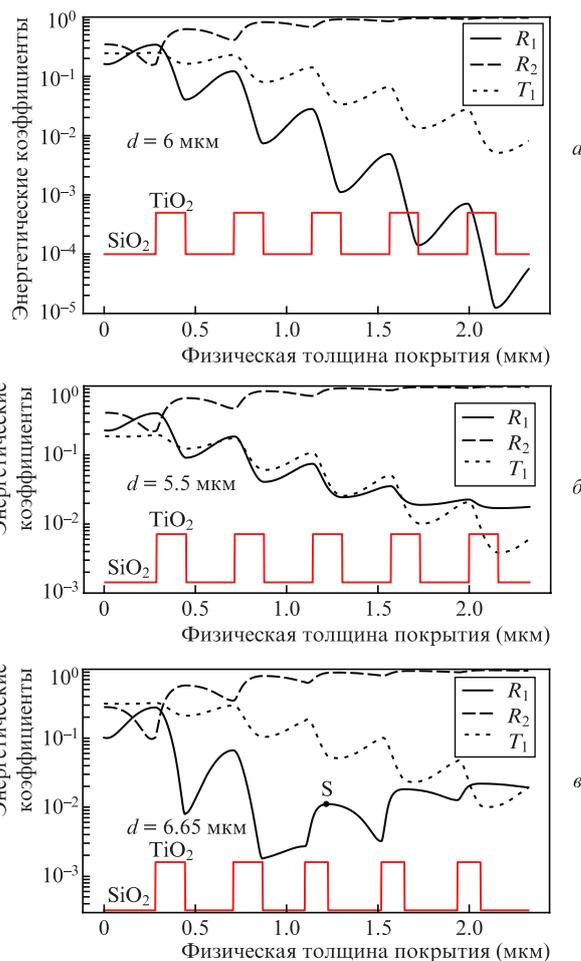


Рис.3. Моделирование процесса напыления диэлектрического многослойного покрытия на алюминиевую пленку толщиной 30 нм для $d = 6$ (а), 5.5 (б) и 6.65 мкм (в). Линией в виде меандра показаны области напыления диэлектриков с высоким (TiO_2) и низким (SiO_2) показателями преломления.

нием толщины покрытия до пренебрежимо малых (менее 10^{-4}) значений. В случае асимметричного зеркала на основе сплошной пленки такое значение R_1 соответствует оптимальной толщине никелевой пленки около 10 нм [16]. Если диаметр отверстия меньше оптимального ($d = 5.5$ мкм), R_1 убывает и стремится к определенному предельному значению (около 10^{-2}); это соответствует толщине сплошной пленки никеля больше оптимальной (10–20 нм). Если же диаметр d больше оптимального (6.65 мкм, рис.3,в), то зависимость R_1 от толщины покрытия имеет излом в определенной точке, после которой она перестает быть убывающей (эквивалентно случаю более тонкой сплошной пленки, 5–10 нм). Во всех трех случаях коэффициент пропускания T_1 падает, а R_2 приближается к единице; при этом выполняется условие $R_1 \ll R_2$, поэтому в зависимости от задачи пригодным может быть некий конечный диапазон диаметров вблизи оптимального.

3. Экспериментальная реализация метода

Метод изготовления ВМДОИ можно разделить на три этапа. На первом торцы волоконных втулок с закрепленными в них волокнами полировались и помещались в вакуумную магнетронную установку, где напылялась алюминиевая пленка толщиной около 30 нм. Напыление проводилось в стабилизированном по напряжению импульс-

ном магнетронном разряде с коэффициентом заполнения 10% при напряжении 1000 В, токе 0.3 А, частоте следования импульсов 29 кГц и давлении аргона 10^{-3} мм рт. ст.

На втором этапе изготавливались отверстия в пленках, а также проводилась проверка их лучевой стойкости на установке (рис.4,а) при использовании непрерывного волоконного Er^{3+} -лазера с длиной волны генерации, задаваемой ВБР, 1600 нм. Ток лазерного диода накачки повышался так, чтобы получаемое малое отверстие находилось в пространственной области вблизи максимальной интенсивности моды. К сожалению, шумы различной природы (электронные, акустические), влияющие на стабильность интенсивности излучения волоконного лазера, приводили к резкому и слабоконтролируемому испарению пленки с образованием отверстия диаметром от 8 до 10 мкм. С помощью измерителя мощности Coherent PowerMax PS10 (ФД1 на рис.4,а) определялись мощность прошедшего через пленку излучения и коэффициент пропускания пленки T_{P1} (соответствует T_i^{Al} на рис.2), а с помощью измерителя Thorlabs S122B (ФД2) – мощность отраженного в основную моду волокна излучения и коэффициент отражения R_{P2} (соответствует R_i^{Al} на рис.2).

На рис.4,б показаны характерные для всех пленок зависимости коэффициентов T_{P1} и R_{P2} от мощности Er^{3+} -лазера. Видно, что при увеличении мощности свыше 250–260 мВт характер зависимости существенно меняется (чаще всего из-за быстрого испарения пленки), но иногда (в диапазоне мощностей 250–320 мВт) наблюдается их медленное изменение. В этом случае образовывалось отверстие малого (около 2 мкм) диаметра (см. рис.2). После неконтролируемого образования отверстия большего диаметра (более 8 мкм) можно было плавно увеличивать его диаметр, увеличивая мощность излучения свыше 320 мВт. Однако при этом увеличивалась площадь переходной области вокруг отверстия, состоящей из рассеивающих свет образований из расплавленного металла и/или его окислов, что характерно для термического метода испарения [15]. Диаметр и форма отверстий контролировались микроскопом, измененные значения диаметра соответствовали зависимости $R_i^{\text{Al}}(d)$, показанной на рис.2.

Чтобы изготовить отверстия с диаметрами в области 6 мкм, ограниченной линиями 1 и 3 (на рис.2), необходимо уменьшить диаметр моды падающего излучения. Для этого использовался иттербиевый волоконный лазер с длиной волны генерации 1080 нм и волокно XP1060 (Nuferrn) с диаметром основной моды (ДОМ) 6.3 мкм. Для обеспечения аксиальной симметрии отверстия в пленке, нанесенной на торец волокна SMF-28е, применялась схема, приведенная на рис.4,в. В воздушном промежутке между волокнами SMF-28е и XP1060 (см. вставку) распространялась основная гауссова мода свободного пространства, выходящий пучок излучения расширялся, при этом размер пятна на пленке можно было прецизионно варьировать, изменяя расстояние L_t между торцами волокон. Расстояние L_t контролировалось анализатором оптических спектров (АОС) Yokogawa AQ6370 по спектру отражения со стороны торца XP1060 при освещении суперлюминесцентным диодом ($\lambda = 1550$ нм) по формуле $L_t = \lambda^2 / (2\Delta\lambda_t) = 18.4$ мкм, где $\Delta\lambda_t = 65.2$ нм – ОСД (расстояние между пиками пропускания). Мощность излучения, при которой пленка выгорала, составила около 200 мВт. Таким образом, было получено отверстие диаметром 6.7 мкм с коэффициентом отражения $R_i^{\text{Al}} = 0.1$, что примерно соответствует линии 3 на рис.2. Для получения оптимального диаметра

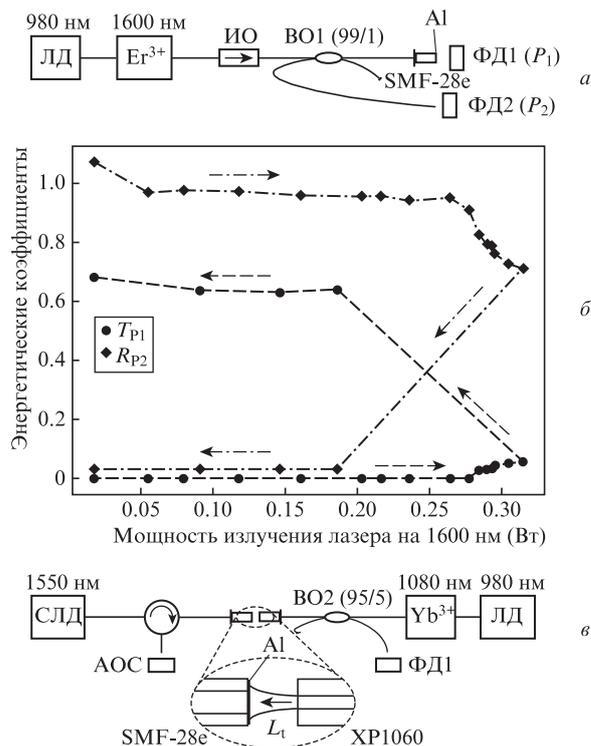


Рис.4. Экспериментальная реализация метода термического испарения алюминиевой пленки: а – схема измерения лучевой стойкости пленки (ЛД – лазерный диод накачки, ИО – оптический изолятор, ВО1 – волоконный ответвитель 99/1 (1550 нм), ФД1 и ФД2 – измерители мощностей P_1 и P_2); б – зависимости коэффициентов пропускания T_{P1} и отражения пленки R_{P2} от мощности излучения лазера (стрелками показана последовательность изменения мощности эрбиевого лазера); в – схема изготовления отверстия в пленке с помощью волоконного Yb^{3+} -лазера (1080 нм) (СЛД – суперлюминесцентный диод (1550 нм), ВО2 – волоконный ответвитель 95/5 (1060 нм), АОС – оптический спектроанализатор).

отверстия (6 мкм) необходимо уменьшить диаметр моды падающего излучения, например, заменив волокно XP1060 на волокно 780HP (Thorlabs), у которого ДОМ равен 5.9 мкм на 1080 нм, или на любое другое, имеющее меньший ДОМ. Однако очевидно, что для достижения большей лучевой стойкости выгоднее иметь отверстия больших диаметров.

На третьем этапе на торец волокна наносилось диэлектрическое покрытие. При этом наблюдалась зависимость R_1 от толщины покрытия, соответствующая расчетной на рис.3,в. В точке S процесс напыления был остановлен. Измеренный коэффициент отражения в этой точке R_1^S составил 0.002 (расчетное значение равно примерно 10^{-2}). Контроль процесса напыления проводился на длине волны 1529.4 нм.

В отдельной волоконной втулке формировалась база ВМДОИ, состоящая из отрезка волокна длиной $L = 38$ мкм и нанесенного на торец зеркала 32. Последнее содержало 13 четвертьволновых слоев из TiO_2 и SiO_2 . Максимум спектрального отражения зеркала 32 был на 1529.4 нм, а его коэффициент отражения R_3 принимался равным 0.99.

4. Результаты экспериментов

Спектр отражения изготовленного интерферометра, измеренный с помощью АОС со спектральным разрешением 20 пм, показан на рис.5. ОСД интерферометра $\Delta\lambda = 21.8$ нм, резкость полос равна 30.2, отсюда по формуле (1)

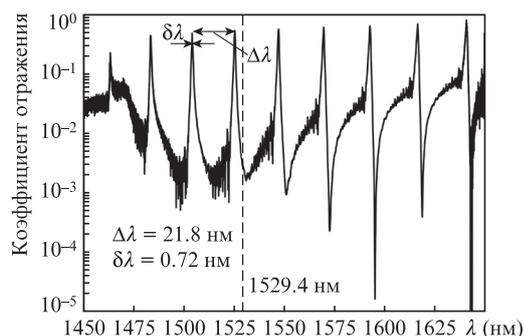


Рис.5. Спектр отражения ВМДОИ: $\Delta\lambda$ – ОСД интерферометра; $\delta\lambda$ – спектральная ширина на полувысоте пика отражения.

имеем коэффициент отражения $R_2^S = 0.82$, что приблизительно соответствует его расчетному значению 0.88 (см. рис.3). Максимальный коэффициент отражения составил 0.5 вблизи $\lambda \approx 1529.4$ нм. В области более длинных волн максимальное значение R_2 повышается за счет увеличения коэффициента отражения R_1 , при этом растет и асимметрия формы пиков аппаратной функции. На длине волны 1595 нм достигается сверхнизкое ($\sim 10^{-5}$) отражение (оно может быть и меньше, но спектр ограничен разрешающей способностью АОС). В принципе, коэффициент отражения может быть даже равным нулю вследствие полной деструктивной интерференции двух волн (см. формулу (1)), что невозможно для ИФП в режиме пропускания. Отметим, что минимум коэффициента отражения, отвечающий оптимальному согласованию, сдвинут от длины волны 1529.4 нм в коротковолновую область на несколько нанометров. Это может быть следствием того, что при напылении диэлектриков поверхность торца соприкасается с плазмой газового разряда магнетрона и ее температура в приповерхностной области может составлять сотни градусов Цельсия. Нельзя исключить и влияние разброса толщин наносимых диэлектрических слоев. Аппаратная функция интерферометра является достаточно широкополосной, такой интерферометр можно применять для селекции длин волн лазеров как минимум в спектральной области 1500–1600 нм (см. рис.5).

Для регистрации спектра отражения использовался суперлюминесцентный диод с длиной волны излучения 1550 нм и интегральной мощностью 7.5 мВт, что убедительно демонстрирует существенное повышение лучевой стойкости ВМДОИ по сравнению с вариантами на основе тонкой металлической пленки. Предельную лучевую стойкость интерферометра можно оценить с помощью рис.4,б, на котором показано, что алюминиевая пленка начинает плавиться при мощностях падающего излучения 200–250 мВт в спектральном диапазоне 1500–1600 нм.

5. Заключение

Описан метод изготовления волоконного отражательного интерферометра, выполненного в одномодовом волокне. Лучевая стойкость ВМДОИ составляет не менее 100 мВт на длине волны 1550 нм, что более чем на два порядка лучше, чем у отражательных интерферометров на основе тонкой металлической пленки. Конструкция предлагаемого интерферометра включает асимметричное по коэффициентам отражения зеркало на основе непрозрач-

ной алюминиевой пленки с отверстием и диэлектрического многослойного покрытия. Представлены методы расчета и изготовления отверстия в алюминиевой пленке, а также асимметричного зеркала. Мы полагаем, что использование более высокоотражающих металлов (серебро, золото) или излучения в других спектральных диапазонах, где металлы имеют большие коэффициенты отражения, позволит еще больше повысить лучевую стойкость интерферометра к непрерывному излучению.

Данный вариант интерферометра может быть применен для задач селекции излучения в волоконных (волноводных) лазерах, например для одночастотной или многоволновой селекции излучения в волоконных непрерывных лазерах с мощностью до 100 мВт, которые представляют интерес для систем опроса квазираспределенных линий датчиков на основе ВБР или для создания компактного лазерного спектроанализатора.

Полученные результаты подтверждают работоспособность дифракционного варианта волоконного отражательного интерферометра и дают уверенность в возможности создания асимметричного зеркала на основе полностью диэлектрических дифракционных структур, хотя для этого, по-видимому, потребуются использовать более сложные методы лазерной или электронно-лучевой литографии.

Авторы признательны В.П.Бессмельцеву за полезное обсуждение результатов работы.

Работа выполнена в рамках темы госзадания ИАиЭ СО РАН (№ АААА-А17-117062110026-3). Экспериментальные исследования выполнены на оборудовании Центра коллективного пользования «Спектроскопия и оптика» в Институте автоматики и электрометрии СО РАН.

1. Терентьев В.С., Симонов В.А. *Квантовая электроника*, **43**, 706 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 706 (2013)].
2. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. *Opt. Express*, **24**, 4512 (2016); DOI: 10.1364/OE.24.004512.
3. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. *Laser Phys. Lett.*, **14**, 25103 (2017); <http://dx.doi.org/10.1088/1612-202X/aa548e>.
4. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings* (Academic Press, 2010); <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-372579-0.00003-X>.
5. Терентьев В.С., Власов А.А., Абдуллина С.Р., Симонов В.А., Скворцов М.И., Бабин С.А. *Квантовая электроника*, **48**, 728 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 728 (2018)].
6. Mroziewicz B. *Opto-Electron. Rev.*, **16** (4), 347 (2008); DOI:10.2478/s11772-008-0045-9.
7. Gorajobi S.B., Murugan G.S., Zervas M.N. *Opt. Express*, **26**, 26339 (2018).
8. Wang R., Sprengel S., Vasiliev A., Boehm G., Campenhout J.V., Lepage G., Verheyen P., Baets R., Amann M.-C., Roelkens G. *Photon. Res.*, **6**, 858 (2018).
9. Терентьев В.С., Симонов В.А. *Квантовая электроника*, **46**, 142 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 142 (2016)].
10. Терентьев В.С., Симонов В.А. *Прикладная фотоника*, **4**, 107 (2017); DOI: 10.15593/2411-4367/2017.02.03.
11. Терентьев В.С., Симонов В.А., Бабин С.А. *Материалы Российского семинара по волоконным лазерам* (Новосибирск, 2018, 132).
12. Rakić A.D. *Appl. Opt.*, **34**, 4755 (1995).
13. Korolkov V.P., Nasyrov R.K., Sametov A.R., Suhil S.A. *Proc. SPIE*, **7957**, 795710 (2011).
14. Достовалов А.В., Терентьев В.С., Бессмельцев В.П. *Прикладная фотоника*, **4**, 22 (2017); DOI: 10.15593/2411-4367/2017.01.03
15. Maydan D. *Bell System Techn. J.*, **50**, 1761 (1971); DOI: 10.1002/j.1538-7305.1971.tb02581.x
16. Каменев Н.Н., Троицкий Ю.В. *Оптика и спектроскопия*, **54**, 725 (1983).