

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ «АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ» СИБИРСКОГО
ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи
УДК 535.41

Симонов Виктор Александрович

**РАЗРАБОТКА И ПРИМЕНЕНИЕ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ
ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ НА ОСНОВЕ ТОНКОЙ
МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ ДЛЯ СЕЛЕКЦИИ МОД
ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ**

Специальность 01.04.05 —
«Оптика»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.
Терентьев Вадим Станиславович

Новосибирск — 2018

Оглавление

	Стр.
Список сокращений и условных обозначений	4
Введение	7
Глава 1. Теоретическое описание свойств отражательных интерферометров	18
1.1 Описание отражательного интерферометра в приближении плоских волн	18
1.2 Матричный метод расчёта многослойных структур с тонкой металлической плёнкой	23
1.3 Свойства отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки	28
1.4 Сопряжение объёмного интерферометра с волоконной оптикой . . .	33
1.5 Условия генерации на одной продольной моде в лазерном резонаторе с отражательным интерферометром	37
1.6 Выводы к первой главе	41
Глава 2. Объёмный вариант отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки и его применение для селекции излучения волоконных лазеров [70—72; 87; 88]	42
2.1 Изготовление и характеристика объёмного отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки [72]	42
2.2 Селекция длины волны волоконного лазера с кольцевым резонатором [70; 71; 87]	48
2.3 Селекция длины волны волоконного лазера с линейным резонатором [88]	50
2.4 Выводы ко второй главе	61
Глава 3. Волоконные варианты отражательных интерферометров на основе тонкой металлической плёнки [73; 74; 93—96]	62

	Стр.
3.1 Торцевой отражательный интерферометр на основе тонкой металлической плёнки [93]	62
3.2 Отражательный интерферометр на основе тонкой металлической плёнки со световедущей базой [73; 94]	67
3.3 Отражательный интерферометр с волоконной брэгговской решёткой как узкополосный фильтр [95]	76
3.4 Применение волоконного отражательного интерферометра для селекции мод волоконного лазера [74; 96]	82
3.5 Выводы к третьей главе	87
Заключение	89
Список литературы	90

Список сокращений и условных обозначений

ИФП	интерферометр Фабри-Перо
ОИ	отражательный интерферометр
ξ	приведённая поверхностная проводимость
ξ', ξ''	действительная и мнимая части приведённой поверхностной проводимости
ϵ, μ	диэлектрическая магнитная проницаемости
λ	длина волны
n	показатель преломления
k	волновой вектор
h	толщина слоя
χ	мнимая часть показателя преломления
\tilde{R}, \tilde{T}	коэффициенты отражения и пропускания ОИ
$\tilde{R}_{max}, \tilde{R}_{min}$	максимальный и минимальный коэффициенты отражения ОИ
F	резкость полос интерферометра
ВБР	волоконная брэгговская решётка
ВОИ	волоконный отражательный интерферометр
АЗ	асимметричное зеркало
ВИФП	волоконный интерферометр Фабри-Перо
$M, M_{1,2}$	зеркала интерферометра
$\rho_{1o,1i}$	амплитудный коэффициент отражения АЗ со стороны источника света и со стороны резонатора, соответственно
ρ_2	амплитудный коэффициент отражения заднего диэлектрического зеркала интерферометра
$\tau_{1o,1i}$	амплитудный коэффициент пропускания АЗ со стороны источника света и со стороны резонатора, соответственно
$\tau_{1,2}$	амплитудный коэффициент пропускания зеркал $M_{1,2}$
$R_{1o,1i,2}$	соответствующие энергетические коэффициенты отражения
$T_{1o,1i,1,2}$	соответствующие энергетические коэффициенты пропускания
$\Psi_{1o,1i,2}$	фаза амплитудного коэффициента отражения соответствующего зеркала
$\Phi_{1o,1i,1,2}$	фаза амплитудного коэффициента пропускания соответствующего зеркала

- o, i индексы, соответствующие сторонам АЗ, обращённым к источнику света и к резонатору, соответственно
- $\tilde{\rho}, \tilde{\tau}$ амплитудные коэффициенты отражения и пропускания интерферометра
- ψ набег фаз между зеркалами интерферометра
- φ фазовый параметр
- θ комбинированная фаза
- ОСД** область свободной дисперсии
- $\tilde{\Psi}$ фаза отражения интерферометра
- АФ** аппаратная функция
- М** характеристическая матрица
- Me индекс, обозначающий металлическую плёнку
- A коэффициент поглощения
- ВНОИ** волоконно-интегрированный отражательный интерферометр
- W радиус поля моды оптического волокна
- δW смещение луча
- $G_{max, min}$ максимальный и минимальный коэффициенты усиления лазерной среды
- WDM** wavelegth division multiplexor, спектрально-селективный ответвитель
- ВЦ** волоконный циркулятор
- ЛД** лазерный диод
- ФП** фотоприёмник
- ГС** генератор сигналов
- ВО** волоконный ответвитель
- ОСА** оптический спектроанализатор
- РН** регулятор напряжения
- АЦП** аналого-цифровой преобразователь
- НП** насыщающийся поглотитель
- АВ** активное волокно
- ТОИ** торцевой отражательный интерферометр
- ВС** волоконная сердцевина
- ИБС** источник белого света
- СЛД** суперлюминесцентный диод
- ВВ** волоконная втулка

ТМП	тонкая металлическая плёнка
ЦП	цилиндрическая пружина
ДИП	диэлектрическое интерференционное покрытие
ОВ	одномодовое оптическое волокно
ВИ	волоконный оптический изолятор
ПФ	перестраиваемый фильтр
ТВС	торцевое волоконное соединение
КП	контроллер поляризации
ПОУ	полупроводниковый оптический усилитель

Введение

Многолучевые интерферометры как класс приборов наиболее широко представлены интерферометрами Фабри-Перо (ИФП), которые вошли в оптику в конце XIX века в виде двух параллельных посеребрённых пластин [1] и к настоящему времени не только не утратили своей актуальности, но и, благодаря изобретению лазеров и последующему развитию оптической техники, пополнились новыми представителями: Жире-Турнуа, Фокса-Смита, Люммера [2; 3] и др. Интерферометры использовались в спектроскопии; измерении перемещений, неровностей и набегов фаз; для узкополосной фильтрации; простейший интерферометр Фабри-Перо осуществлял обратную связь в первых лазерных системах. Дальнейшее развитие техник возбуждения мод интерферометра и согласования с источником излучения привело к использованию резонаторов со сферическими зеркалами, кольцевых, неустойчивых, резонаторов с дифракционной решёткой вместо одного из зеркал, с неоднородными зеркалами в составе резонатора, волноводных резонаторов и т.д. В настоящее время многолучевые интерферометры нашли множество применений: для прецизионного анализа спектра, узкополосной селекции мод и выделения одиночных спектральных линий переходов, в качестве реперов для стабилизации частоты и измерения смещения линии генерации.

Расширение числа задач, которые можно решать с помощью интерферометров, способствовало появлению новых разновидностей. Так, возник интерес к многолучевым интерферометрам, работающим в отражённом свете, потому что внесение в резонатор элементов, работающих на отражение, удобнее в практической реализации, чем работающих на пропускание. Тем более, что такой элемент может сочетать в себе роль одного из зеркал. Кроме того, способность работать в отражённом свете даёт преимущества в задачах измерения перемещений и вибраций или неровностей, особенно для поверхностей непрозрачных объектов.

В одной из первых работ посвящённых теории многолучевых интерферометров Дж. Айри вывел выражение для амплитуды интенсивностей колец Ньютона через сумму амплитуд участвующих лучей [4]. Из неё следует, что для интерферометра Фабри-Перо исключение (или существенное подавление интенсивности) первого отражённого луча позволяет получить аппаратную функцию в отражении аналогичную таковой в пропускании («необращённую»). Позднее был продемонстрирован модифицированный вариант интерферометра Физо для исследования

поверхности непрозрачных объектов, в котором геометрически исключён первый отражённый луч [5; 6]. Такой интерферометр даёт в отражении светлые кольца Ньютона на тёмном фоне, как в пропускании для интерферометра Фабри-Перо при наклонном падении.

В 1906 г. М. Ами вывел общий вид зависимости коэффициента отражения для многолучевого интерферометра с потерями в зеркалах [7]. В зависимости от соотношения амплитуд и фаз энергетических коэффициентов зеркал также возможно получить профиль отражения подобный таковому для пропускания. Экспериментально эффект был показан для двух металлических зеркал [8], причём исследовалась зависимость от толщин обоих зеркал и их соотношений.

Позднее Ю. В. Троицкий и Н. Д. Голдина из ИАиЭ СО АН СССР показали, что помещение тонкой металлической плёнки в резонатор гелий-неонового (или другого типа) лазера в области перетяжки пучка позволяет селективировать по добротности продольные моды лазера [9—12]. Принцип заключается в том, что моды резонатора, узлы стоячих волн которых попадают в область расположения тонкой металлической плёнки, испытывают меньшие потери, чем те, у которых в области плёнки располагаются пучности. Так, авторы показывали что коэффициент поглощения для разных мод отличается примерно в 100 раз. Впоследствии, такая техника получила название «метод плёнки Троицкого». Результаты работы были подтверждены зарубежными исследователями [13], где в дополнение успешно применили модель проводящей поверхности для расчёта лазерного резонатора с тонкой металлической плёнкой [14].

Те же авторы показали эффект выделения одной продольной моды резонатора при помещении в область узла непоглощающего рассеивателя – двумерной амплитудно-фазовой решётки с малой глубиной модуляции фазы и амплитуды [15]. В области узла моды, где электрическое поле минимально, рассеяние резко падает, в то время как для других мод рассеянная энергия остаётся значительной. То же явление наблюдалось и для металлических амплитудных дифракционных решёток. Позднее были показаны условия на дифракционные структуры для полного исключения рассеяния в резонаторе стоячей волны за счёт интерференции [16] и продемонстрирована применимость непоглощающей дифракционной структуры [17] и металлической дифракционной решётки [18] для выделения одной продольной моды в резонаторе.

Эффект снижения отражения в оптической области при помощи согласованной металлической плёнки, помещённой перед зеркалом на расстоянии не крат-

ном чётному числу четвертей длины волны, впервые, на сколько известно автору, показан в [19]. Такой же эффект был продемонстрирован и для рассеивающей структуры, которая представляла собой тонкие пятна серебра, нанесённого через маску.

Позднее был показан метод расчёта параметров многолучевого отражательного интерферометра (ОИ) с поглощающим передним зеркалом [20; 21]. Показано, что характеристики такого интерферометра, в отличие от ИФП, определяются тремя независимыми параметрами – действительной и мнимой частями приведённой проводимости плёнки, которые выражаются через диэлектрическую проницаемость $\xi = \xi' + i\xi'' = i\varepsilon \frac{2\pi h}{\lambda}$ (h – толщина плёнки, λ – длина волны), и толщину компенсирующей диэлектрической вставки $l_{вст}$, примыкающей к плёнке со стороны резонатора – которые могут быть использованы для управления контрастом, резкостью и асимметрией интерференционной картины. Корректность метода подтверждена экспериментально [22]: коэффициенты отражения переднего зеркала с тонкой никелевой плёнкой с внешней стороны резонатора и изнутри составили 0,2% и 82%, соответственно, при расчётных 0,15% и 85%. В работе [23] проведён расчёт оптического резонатора с поглощающим или рассеивающим слоем, где выражен коэффициент отражения \tilde{R} через независимые параметры – проводимость ξ и толщину вставки $l_{вст}$. А в работе [24] показан ОИ с согласованным передним зеркалом на основе тонкой металлической плёнкой некоторые параметры которого превосходили соответствующие для ИФП. Так, при резкости полос около 10, авторы получили контраст равный примерно 200, при характерных для подобного ИФП значениях около 40. Кроме того, авторы отметили значительную асимметрию полос отражения такого интерферометра и снижение минимального коэффициента отражения при увеличении числа диэлектрических слоёв в согласованном зеркале. Подобным же образом рассмотрены варианты интерферометров с заменой чисто поглощающей плёнки на различные дифракционные структуры [25; 26]. В работе [27] представлен сканирующий отражательный интерферометр на металлической дифракционной решётке с параметрами $\tilde{R}_{max} = 0,35$, $\tilde{R}_{min} = 0,005$ и резкостью полос $F = 30$ в области 633 нм. Снижение поглощения и, как следствие, выделения энергии в виде тепла представлялось преимуществом такого подхода.

Сравнение рабочего спектрального диапазона отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки с таковым у ИФП показало [28], что ширина полосы ОИ по показателю резкости ниже примерно на 10%, но мак-

симальный коэффициент отражения возрастал к краям диапазона при одновременном росте «плато» между максимумами. Авторы применяли математический аппарат длинных линий для расчёта, при этом дисперсия диэлектриков и параметров плёнки не учитывались, а интерферометры не оптимизировались по широкополосности.

В то же время, отмечается значительный недостаток всех структур, содержащих металлические плёнки. Так как система поглощающая, то вся поглощённая энергия выделяется в виде тепла, что приводит к деградации плёнки и выходу оптического элемента из строя. Это наблюдалось как для непосредственно плёнок [29], так и для дифракционных решёток с применением металла [18]. Несмотря на очевидное отсутствие такого недостатка в селекторах и асимметричных зеркалах на основе полностью диэлектрических непоглощающих рассеивателей, тонкопленочные поглотители и металлические дифракционные решётки, очевидно, технологически проще и дешевле в производстве. Поэтому активно велись поиски способов оценить и, впоследствии, снизить тепловые нагрузки на селектор. Например, при рассмотрении плёнки как селектора продольных мод в резонаторе утверждается [30], что для уменьшения тепловых нагрузок следует стремиться к увеличению длины резонатора L и одновременному уменьшению произведения Fl^2 (где F – резкость полос интерферометра, а l – расстояние от плёнки до ближайшего зеркала), причём эта величина не может быть меньше некоторой предельной, которая определяется характером уширения линии усиления лазерной среды, при которой ещё возможен одночастотный режим. Минимальное выделение тепловой энергии ожидается при переходе от режима выделения одной моды к режиму сужения спектра генерации в среде с однородным характером усиления. Указывается, что вышесказанное справедливо для выделения мод резонатора, в случае же выделения длины волны лазера следует учитывать спектр усиления, особенно при выделении слабых резонансных линий. В этом случае плёнка должна вносить потери в генерацию сильной линии, и высокая тепловая нагрузка неизбежна.

Важным свойством ОИ на основе тонкой металлической плёнки оказалась возможность управления профилем интерференционных полос [31; 32]: помимо максимального и минимального коэффициентов отражения и резкости полос (как для ИФП) возможно варьировать направление асимметрии и наклон характеристики за счёт параметров плёнки (материала и толщины) и дополнительных нечетвертьволновых слоёв диэлектрика в составе переднего зеркала.

Основным элементом ОИ является переднее зеркало, резко асимметричное по отражению с разных сторон: низкий коэффициент отражения с внешней стороны и высокий – внутрь интерферометра. Именно за счёт этого удаётся получать «необращённую» (трансмиссионную) картину в отражении. Экспериментальная техника оптимизации изготовления таких зеркал [33] предполагает нанесение диэлектрических слоёв поверх тонкой металлической плёнки по экстремумам коэффициента отражения при одновременном оптическом контроле. Причём, первым наносится слой диэлектрика с меньшим показателем преломления, а затем с большим. Также расчёты показывают, что при «согласовании» – равенстве действительной части поверхностной проводимости тонкой металлической плёнки показателю преломления подложки ($Re[\xi] = n$) – коэффициент отражения в одну сторону устремляется к нулю при устремлении числа диэлектрических слоёв к бесконечности, а при «рассогласовании» минимум отражения конечен и может достигаться как на чётном, так и на нечётном слое.

Формирование «необращённой» картины в отражении при использовании асимметричного зеркала (АЗ) также было показано и для отражающего интерферометра Физо-Толанского [8; 34], который используется для контроля качества поверхностей путём наблюдения в отражённом свете полос равного наклона. Используя переднее зеркало с тонкой металлической плёнкой (Ni) и шестью слоями MgF_2 и ZnS авторы получили «необращённую» картину в отражении от исследуемого объекта – диэлектрического зеркала [35]. Основным недостатком такого подхода считается требование к монохроматичности зондирующего излучения, так как параметры плёнки перестают быть оптимальными при сильной отстройке. В работе [36] решалась похожая задача: учёт конечной толщины металлических тонкопленочных зеркал позволил учесть асимметрию в профиле отражения. Автор не ставил задачу получения «необращённой» картины.

Так или иначе, проблема интерферометров с тонкими металлическими плёнками, подобных Фабри-Перо, интересовала не только отечественных исследователей. Занимаясь ИФП, некоторые авторы пришли к проблеме интерферометра с поглощающими зеркалами из металлических плёнок конечной толщины на стеклянных подложках [37]. Аналитический и численный расчёты в работе показывают асимметрию полос и зависимость профиля от вносимой зеркалом фазы (от длины волны света и толщины плёнки).

В другой работе показан отражательно-пропускательный фильтр [38], аналогичный тонкопленочному ОИ. Авторы на базе тонкой плёнки хрома и низко-

добротного ИФП получили фильтр, имеющий схожие (невзаимные) аппаратные функции в отражении и пропускании со сравнимыми энергетическими параметрами. Важно, что в отличие от описанных ранее устройств, заднее зеркало такого интерферометра не должно быть высокоотражающим. Отношение $\frac{\tilde{R}_{max}}{\tilde{T}_{max}}$ регулируется отношением плотности переднего и заднего зеркал.

Стоит отметить и подобные тонкоплёночному ОИ металл-диэлектрические структуры, работающие как «идеальные» поглотители [39] или пропускающие фильтры [40]. Хотя, эти приборы не представлены как отражательные, основным их отличием является оптимизация параметров многослойной структуры под минимум или максимум пропускания, соответственно.

Для задач селекции продольных мод волоконных лазеров ОИ был впервые применён относительно недавно [41]. Авторы показали перестраиваемый в диапазоне 20 ГГц иттербиевый лазер с многомодовым спектром генерации шириной 6 ГГц на длине волны 1080 нм и мощностью 0,2 мВт на базе интерферометра с тонкой плёнкой Ni , переднее зеркало которого было сформировано на торце волокна, и задним объёмным вогнутым зеркалом.

Из-за малого размера поля моды в одномодовых волокнах проблема лучевой стойкости металлических плёнок встаёт особо остро. Результаты настоящей диссертации послужили основой для разработки модели металл-дифракционного ОИ, в котором часть потерь в переднем АЗ перераспределена в дифракционные за счёт наличия отверстия в металлической плёнке [42—44], лучевая стойкость которого по расчётам увеличена почти в 40 раз по сравнению с ОИ на основе сплошной тонкой металлической плёнки.

Полностью диэлектрический вариант ОИ на основе фазовой решётки был представлен существенно позже. В работе [45] показано полностью диэлектрическое согласованное асимметричное зеркало, изготовленное с помощью маски с шагом 50 мкм и скважностью 0,51, которое стало основой сканирующего интерферометра. Максимальный коэффициент отражения полученного ОИ на длине волны 633 нм составил 0,74, а резкость F – около 20. На основе такой конструкции позже предложен и рассчитан трехзеркальный интерферометр, в котором роль заднего зеркала выполняет интерферометр Фабри-Перо [46]. Особенность такой конструкции в том, что можно добиться двойного пика в отражении с провалом на центральной частоте резонанса до 0, при этом пропускание будет не нулевым.

Подобная аппаратная функция получалась и в ОИ, работающем в режиме независимых локальных интерферометров. В данном случае ОИ с тонкой плёнкой в составе переднего зеркала представлял собой «сдвоенный» интерферометр [47], что достигалось за счёт дополнительного диэлектрического слоя, нанесённого на многослойную структуру зеркала, обеспечивающего дополнительный фазовый набег для части пучка. Авторы утверждают, что варьируя фазовый набег можно получать различные формы аппаратной функции: от широкого пика с плоской вершиной до двойного пика с провалом до нуля.

Позднее рассмотрена модель полностью диэлектрического волоконного дифракционного ОИ [48], в котором роль зеркал выполняют волоконные брэгговские решётки (ВБР), а рассеивателя – вставка из волокна с сердцевинной меньшего диаметра. Подобраны такие параметры вставки – длина и диаметр световедущей сердцевинки, – чтобы максимизировать контраст и резкость полос. В работе [49] представлен расчёт параметров дифракционной вставки из оксида титана в сердцевине волокна для ОИ с многослойными диэлектрическими зеркалами и световедущей базой. Впервые необращённая аппаратная функция в отражении полностью диэлектрического интерферометра наблюдалась в ИФП с повреждённым зеркалом, но параметры интерференционной картины были достаточно низкими [50; 51]. Уже в [52] предложен способ внесения дифракционных потерь в переднее зеркало за счёт повреждения торца волокна, а аппаратная функция в отражении такого интерферометра имела параметры резкости 100 и контраста 60. Подобная же схема, в которой роль заднего зеркала также играет ВБР, а сформированный между двумя торцами низкодобротный резонатор одновременно является и рассеивателем, и передним зеркалом, реализована совсем недавно [53]. В работе использован подход к описанию аппаратной функции на основе интерференции Фано. Хотя статья подтверждает актуальность настоящей работы и показывает альтернативное математическое описание феномена, экспериментальные результаты достаточно скромны, например контраст картины не превышает 10 дБ, а ширина полосы отражения полностью соответствует исходной решётке.

В настоящее время одной из актуальных проблем волоконной оптики является создание перестраиваемых источников узкополосного излучения (≤ 1 пм), способных работать во всей области усиления лазерных сред, например, эрбиевых волокон (1520-1575 нм) [54]. При этом, не менее важными параметром является высокая частота сканирования (> 10 кГц). Такие устройства востребованы в основном для устройств опроса датчиков на основе волоконных брэгговских

решёток (ВБР) [55; 56]. Характеризовать степень селекции удобно в сравнении с ацетиленовым эталоном, который используется для точной привязки к длине волны. Характерная ширина резонансов поглощения в таких эталонах 10 пм [57]. Фильтры с шириной полосы меньше этой величины будем считать узкополосными.

Несмотря на то, что существуют коммерчески доступные волоконные интерферометры Фабри-Перо (ВИФП) [58; 59], обладающие высокой селективностью, возможностью быстрой перестройки с помощью пьезоактюаторов и сравнительно низкими вносимыми потерями, их применение возможно только в сложносоставной кольцевой схеме, так как такое устройство имеет узкие интерференционные полосы в пропускании. Так как ВИФП работает только в проходящем свете, его нельзя непосредственно применить, например, в случае, когда требуется селекция излучения в отражённом свете. Селекция мод в лазерах с линейным резонатором [41] имеет преимущества перед кольцевыми схемами для генерации на одной продольной моде из-за возможности существенно укоротить резонатор, если интерферометр селектирует излучение в отражённом свете. Использование для этой цели многозеркальных схем на основе ВИФП приводит к сложным конструкциям [60], кроме того, из-за большой длины резонатора трудно получать одночастотную генерацию в такой схеме.

Брэгговские решётки, используемые для селекции мод волоконных лазеров, хотя и позволяют получить достаточно большой диапазон перестройки, ограничены в скорости сканирования, так как перестройка возможна только за счёт растяжения/сжатия волокна или температурной подстройки [61; 62]. Кроме того, спектральная ширина таких фильтров составляет порядка 0,1 нм, что может не обеспечить условий для стабильной одномодовой генерации. Полностью волоконный ВИФП на основе ВБР может обладать высокой селектирующей способностью, но только в узком спектральном диапазоне. Это связано с методом изготовления ВБР, который не позволяет создавать в кварцевом волокне достаточно большую величину вариации коэффициента преломления. Использование чирпованных ВБР может расширить область работы до нескольких десятков нанометров, но не область свободной дисперсии, которая в этом случае также не превышает нескольких нанометров [63].

Волоконные лазеры с распределённой обратной связью способны генерировать одномодовое излучение, но скорость сканирования аналогична таковой у ВБР [64; 65]. Существует способ выделения узкой линии в пропускании за счёт

комбинации нескольких кольцевых резонаторов с разными длинами баз [66], которой иногда называют «эффект Вернье». Такие устройства обладают высокой селективностью и большой областью свободной дисперсии, но непрерывная перестройка длины волны в таких резонаторах представляет собой нетривиальную задачу. Метод совмещения объёмной дифракционной решётки и поворотного зеркала с волоконным световодом, по видимому, наиболее универсален. Он позволяет получать перестройку в широком диапазоне с большой скоростью, но требует точной юстировки и систем управления зеркалом [67; 68]. Кроме того, полоса отражения такого фильтра достаточно широкая и составляет несколько гигагерц.

Отражательный интерферометр (ОИ), обладающий всеми преимуществами ИФП, но имеющий «необращённый» профиль спектра отражения – узкие светлые полосы на тёмном фоне, – по видимому, является наиболее перспективным устройством для получения волоконного источника одночастотной генерации с возможностью быстрой (1 кГц) перестройки в широком диапазоне (1500-1600 нм). Можно сказать, что оптические свойства ОИ расширяют и дополняют свойства ИФП. В общем случае профиль интенсивности интерференционных полос ОИ асимметричен, но при специальном подборе параметров зеркал, ОИ формирует «трансмиссионную» картину, которая имеет симметричный профиль интенсивности, подобный профилю Эйри у ИФП в проходящем свете.

Работа в отражённом свете даёт преимущество ОИ при применении его в качестве дискриминатора мод для получения одночастотной генерации (одной продольной моды) в лазере с линейным резонатором по сравнению с методами, перечисленными выше. Во-первых, снижается до минимума количество компонентов в резонаторе лазера. Во-вторых, существует возможность укорачивать резонатор, тем самым увеличивать расстояние между собственными модами резонатора и, таким образом, достигать одночастотной генерации. Применение ОИ в волоконной оптике даёт возможность получать перестраиваемые в широком спектральном диапазоне (>100 нм) лазерные источники, генерирующие одну продольную моду. Подобные устройства уже нашли применение в объёмной оптике [26; 69], но в волоконной такое не показано.

Исходя из вышесказанного, **цель** данной работы состоит в разработке отражательных интерферометров на основе тонкой металлической плёнки для селекции мод волоконных лазеров.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. исследование применимости объёмного отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки для селекции мод волоконного лазера;
2. создание волоконного варианта отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки и исследование его свойств;
3. поиск методов повышения селективирующей способности волоконного отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки;
4. применение волоконного отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки для получения одночастотной генерации в волоконном лазере.

Научная новизна: в работе впервые получены волоконные варианты отражательных интерферометров на основе тонкой металлической плёнки. Представлен отражательный интерферометр с ВБР в качестве заднего зеркала, который позволяет получить узкополосную фильтрацию в отражении с полосой менее 100 МГц. Показана возможность применения отражательного интерферометра для селекции мод волоконного лазера. Определены параметры такого интерферометра, необходимые для получения одномодовой генерации в волоконном лазере. Получена генерация на одной продольной моде в волоконном лазере на основе полупроводникового оптического усилителя в линейной схеме резонатора с ВБР в качестве одного из зеркал и отражательным интерферометром в качестве другого.

Практическая значимость работы состоит в том, что изложенные в диссертации результаты, могут быть использованы для создания волоконных источников одномодового излучения с возможностью быстрой, плавной и широкополосной перестройки длины волны генерации в инфракрасном и других диапазонах. Предложенные волоконный и торцевой отражательные интерферометры могут использоваться как статичные спектральные фильтры и отражательные датчики. Отражательный интерферометр с ВБР в качестве заднего зеркала можно использовать для узкополосной фильтрации излучения в отражении и в качестве зеркала линейного лазерного резонатора для получения одночастотной генерации.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Объёмный отражательный интерферометр может быть применён для селекции и перестройки длины волны волоконного эрбиевого лазера, а так-

же получения генерации одномодового излучения в волоконных лазерах с кольцевым и линейным резонатором.

2. Волоконный отражательный интерферометр на основе асимметричного зеркала с тонкой металлической плёнкой в сочетании с диэлектрическим многослойным покрытием может быть изготовлен в одномодовом оптическом волокне.
3. Использование волоконной брэгговской решётки в качестве заднего зеркала отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки позволяет добиться узкополосной фильтрации излучения в отражении.
4. Волоконный отражательный интерферометр на базе тонкой металлической плёнки позволяет получить одночастотную генерацию в волоконном лазере с линейным резонатором.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

1. 49-я международная научная студенческая конференция «Студент и научно-технический прогресс», Новосибирск, 2011 [70];
2. Всероссийская конференция по волоконной оптике, Пермь, 2011 [71];
3. 50-я международная научная студенческая конференция «Студент и научно-технический прогресс», Новосибирск, 2012 [72];
4. 4th annual International Laser Physics Workshop, Шанхай, КНР, 2015 [73];
5. Российский семинар по волоконным лазерам, Новосибирск, 2016 [74];

Личный вклад. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причём вклад диссертанта был определяющий. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 11 печатных изданиях, 6 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 5 — в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 99 страниц, включая 42 рисунка и 0 таблиц. Список литературы содержит 109 наименований.

Глава 1. Теоретическое описание свойств отражательных интерферометров

В первой главе рассмотрено теоретическое описание свойств отражательных интерферометров. Для начала приведено описание многолучевого двухзеркального отражательного интерферометра в приближении плоских волн из которого выводятся условия на параметры зеркал для получения «необращённой» аппаратной функции в отражении. Приводится матричный метод расчёта многослойных систем для моделирования параметров зеркал и интерферометров, в том числе содержащих тонкие металлические плёнки. Приведены численные расчёты свойств асимметричного зеркала и ОИ в зависимости от толщины металлической плёнки и структуры диэлектрического многослойного покрытия. Параграф 1.4 посвящён вопросу сопряжения объёмного ОИ с волоконной оптической схемой, в частности, влиянию потерь на аппаратную функцию. Также приведены условия на ОИ и лазерный резонатор для получения генерации на одной продольной моде в лазере с линейной схемой.

1.1 Описание отражательного интерферометра в приближении плоских волн

Общий случай многолучевого двухзеркального интерферометра удобно рассмотреть в приближении плоских волн без учёта внутренней структуры зеркал, то есть принимая их толщину бесконечно малой. Рассмотрим интерферометр, подобный изображённому на Рисунке 1.1. Плоские зеркала M_1 и M_2 имеют соответствующие коэффициенты отражения и пропускания:

$$\begin{aligned} \rho_{1o} &= \sqrt{R_{1o}}e^{i\Psi_{1o}}, \rho_{1i} = \sqrt{R_{1i}}e^{i\Psi_{1i}}, \rho_2 = \sqrt{R_2}e^{i\Psi_2}, \\ \tau_{1o} &= \sqrt{T_{1o}}e^{i\Phi_{1o}}, \tau_{1i} = \sqrt{T_{1i}}e^{i\Phi_{1i}}, \tau_2 = \sqrt{T_2}e^{i\Phi_2}, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где ρ и τ – амплитудные коэффициенты, R и T – энергетические коэффициенты, а Ψ и Φ – фазы отражения и пропускания, соответственно; индексы 1, 2 соответствуют номеру зеркала, а o и i – направлению падающего луча: снаружи резонатора и

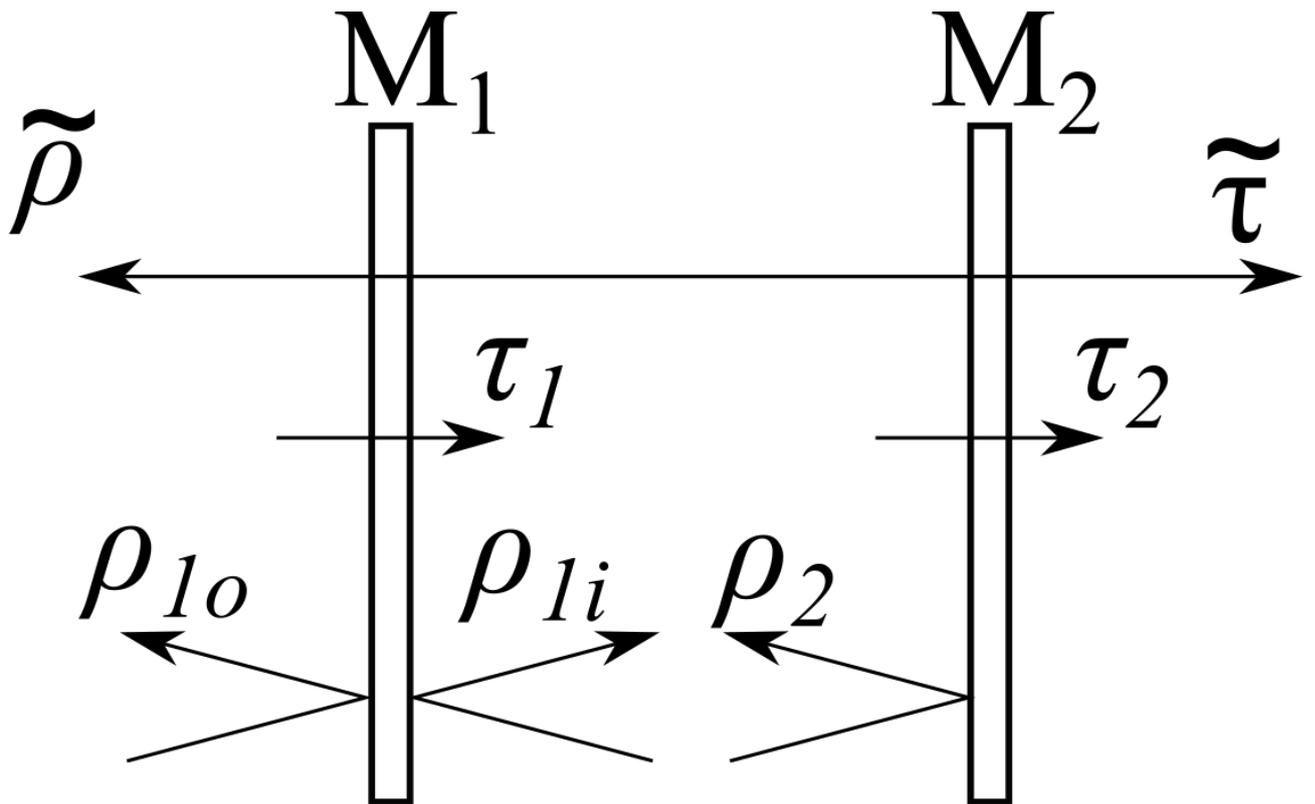


Рисунок 1.1 — Схема многолучевого двухзеркального интерферометра: M_1 и M_2 – зеркала интерферометра, $\rho_{1o,1i}$ – амплитудные коэффициенты отражения зеркала M_1 со стороны падения света и со стороны интерферометра, соответственно, и τ_1 – его пропускания, ρ_2 и τ_2 – коэффициенты отражения и пропускания зеркала M_2 , $\tilde{\tau}$ и $\tilde{\rho}$ – коэффициенты пропускания и отражения интерферометра, соответственно.

изнутри, соответственно. Если считать систему взаимной, то:

$$\begin{aligned}\tau_{1o} &= \tau_{1i} = \tau_1, \\ T_{1o} &= T_{1i} = T_1, \\ \Phi_{1o} &= \Phi_{1i} = \Phi_1.\end{aligned}\tag{1.2}$$

Если на зеркало M_1 нормально падает плоская световая волна амплитудой B_0 , то можно найти прошедшее сквозь систему поле как сумму бесконечного ряда:

$$\begin{aligned}B_t &= B_0 \cdot (\tau_{1o}\tau_2e^{-i\psi} + \tau_{1o}\tau_2\rho_{1i}\rho_2e^{-3i\psi} + \tau_{1o}\tau_2(\rho_{1i}\rho_2)^2e^{-5i\psi} + \\ &+ \tau_{1o}\tau_2(\rho_{1i}\rho_2)^3e^{-7i\psi} + \dots),\end{aligned}\tag{1.3}$$

где $\psi = \frac{2\pi nL}{\lambda}$ – набег фаз за проход интерферометра, n – показатель преломления среды, L – расстояние между зеркалами, λ – длина волны падающего света в вакууме. Теперь можно вычислить амплитудный и энергетический коэффициенты пропускания всей структуры:

$$\tilde{\tau} = \frac{B_t}{B_0} = \frac{\tau_1\tau_2e^{-i\psi}}{1 - \rho_{1i}\rho_2e^{-2i\psi}},\tag{1.4}$$

$$\tilde{T} = |\tilde{\tau}|^2 = \frac{T_1T_2}{1 + R_{1i}R_2 - 2\sqrt{R_{1i}R_2}\cos(2\varphi)},\tag{1.5}$$

где $\varphi = \psi - \frac{\Psi_{1i} + \Psi_2}{2}$. Аналогично для отражённой волны:

$$B_r = B_0 \cdot (\rho_{1o} + \tau_1^2\rho_2e^{-2i\psi} + \tau_1^2\rho_2\rho_{1i}\rho_2e^{-4i\psi} + \tau_1^2\rho_2(\rho_{1i}\rho_2)^2e^{-6i\psi} + \dots),\tag{1.6}$$

$$\tilde{\rho} = \frac{B_r}{B_0} = \rho_{1o} + \frac{\tau_1^2\rho_2e^{-2i\psi}}{1 - \rho_{1i}\rho_2e^{-2i\psi}} = \rho_{1o} + \tilde{\tau}\frac{\tau_1\rho_2e^{-i\psi}}{\tau_2},\tag{1.7}$$

$$\tilde{R} = R_{1o} + T_1\frac{R_2T_1 + 2\sqrt{R_{1o}R_2}\cos(2\varphi + \theta) - 2R_2\sqrt{R_{1i}R_{1o}}\cos(\theta)}{R_{1i}R_2 - 2\cos(2\varphi)\sqrt{R_{1i}R_2} + 1},\tag{1.8}$$

где $\theta = \Psi_{1o} + \Psi_{1i} - 2\Phi_1$ – комбинированная фаза.

Формула (1.8) получена М. Ами [7]. Зависимость от длины волны падающего излучения при использовании отражательного интерферометра в качестве спектрального фильтра можно ввести в формулы (1.5) и (1.8) через переменную ψ . В общем случае, параметры R_i, T_i, Ψ_i, Φ_i зависят от длины волны, но в узком спектральном интервале этим можно пренебречь.

Из выражения (1.8) явно не очевиден «необращённый» характер интерференционных полос по отношению к пропусканию, но введённая асимметрия фаз

и коэффициентов отражения переднего зеркала позволяет увеличить число варьируемых параметров и расширить возможные наборы форм аппаратной функции. Кроме того, сложно аналитически оценить максимальное (\tilde{R}_{max}) и минимальные (\tilde{R}_{min}) значения итогового коэффициента отражения \tilde{R} , наклон характеристики $\frac{d\tilde{R}}{d\psi}$ и резкость полос F (отношение области свободной дисперсии к ширине пика отражения). Вдобавок, в общем случае поглощающего зеркала, фазы Ψ_{1o} , Ψ_{1i} и Φ_1 отличаются от таковых для непоглощающих диэлектрических многослойных структур, а величина θ не может быть измерена независимо. Для наглядности на Рисунке 1.2 приведены различные аппаратные функции: кривые 1 и 2 – отражение и пропускание ИФП, 3 соответствует «необращённой» аппаратной функции отражения ОИ, а 4 – «трансмиссионной», поскольку подобна таковой для пропускания ИФП.

Можно выделить два наглядных случая, когда аппаратная функция в отражении ОИ принимает «трансмиссионный» вид, подобно профилю 4 на Рисунке 1.2. Первый: $R_{1o} = 0$. Тогда \tilde{R} становится прямо пропорционально пропусканию \tilde{T} :

$$\tilde{R} = \tilde{T} \frac{R_2 T_1}{T_2} = \frac{R_2 T_1^2}{R_{1i} R_2 - 2 \cos(2\varphi) \sqrt{R_{1i} R_2} + 1}, \quad (1.9)$$

то есть, аппаратная функция в отражении получается абсолютно «необращённой» по отношению к пропусканию. Также, если предположить потери в переднем зеркале [45] такие, что

$$\begin{aligned} R_{1i} + T_1 &< 1, \\ T_1 &= \frac{1 - R_{1i}}{2}, \end{aligned} \quad (1.10)$$

то из (1.9) можно выразить максимальный и минимальный коэффициенты отражения:

$$\tilde{R}_{max} = \frac{(1 - R_{1i})^2 R_2}{4(1 - \sqrt{R_{1i} R_2})^2}, \quad \tilde{R}_{min} = \frac{(1 - R_{1i})^2 R_2}{4(1 + \sqrt{R_{1i} R_2})^2}, \quad (1.11)$$

и для резкости полос F :

$$F = \frac{\pi(R_{1i} R_2)^{1/4}}{1 - \sqrt{R_{1i} R_2}}, \quad (1.12)$$

Если же заднее зеркало M_2 – высокоотражающее ($R_2 \rightarrow 1$), то:

$$\tilde{T} = 0, \quad \tilde{R} = \frac{T_1^2}{1 - 2\sqrt{R_{1i}} \cos(2\psi) + R_{1i}}. \quad (1.13)$$

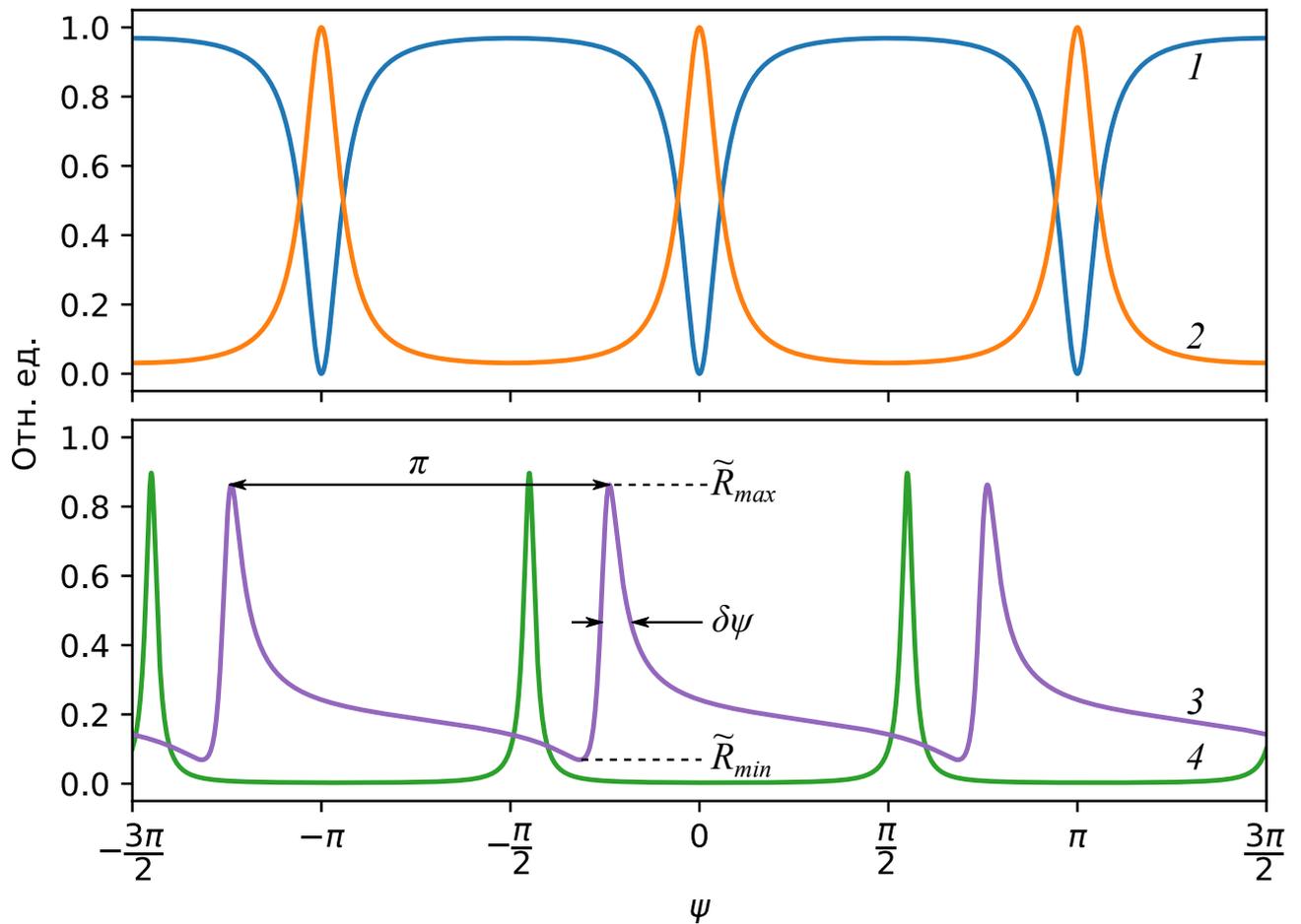


Рисунок 1.2 — Аппаратные функции: 1 – отражения ИФП; 2 – пропускания ИФП; 3 – отражения ОИ («необращённая»); 4 – отражения ОИ («трансмиссионная»); \tilde{R}_{max} и \tilde{R}_{min} – максимальная и минимальная величины коэффициента отражения; *ОСД* – область свободной дисперсии; $\delta\psi$ – ширина пика отражения.

Ключевыми условиями на получение «необращённой» формы аппаратной функции, подобной пропусканию для ИФП, являются:

$$0 \approx R_{1o} \ll R_{1i} < R_2 \rightarrow 1 \quad (1.14)$$

где стремление коэффициента отражения зеркал M_2 к единице необходимо для повышения максимального коэффициента отражения и резкости полос ОИ. Теоретическое максимальное значение \tilde{R}_{max} для рассматриваемой системы с потерями в предельном случае ($R_2 \rightarrow 1$ и $R_{1o} = 0$):

$$\tilde{R}_{max} = \frac{R_2(1 - R_{1i})^2}{(1 - \sqrt{R_{1i}R_2})^2} \xrightarrow{R_2 \rightarrow 1} \frac{(1 + \sqrt{R_{1i}})^2}{4}. \quad (1.15)$$

В отличие от теоретически возможного максимального пропускания ИФП равно единице, максимум отражения ОИ всегда меньше единицы $\tilde{R}_{max} < 1$, однако стремится к единице при $R_{1i} \rightarrow 1$. Фаза отражения ОИ имеет сравнительно простой вид:

$$\tilde{\Psi}(\psi) = \frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{\sin(2\psi)}{\cos(2\psi) - \sqrt{R_{1i}}} \right). \quad (1.16)$$

Второй случай: $\theta = m\pi$. Тогда (1.8) становится чётной функцией φ с экстремумами при $\varphi = m\pi$ и $\varphi = \frac{\pi}{2} + m\pi$. При $\theta \neq m\pi$ полосы будут асимметричны, подобно профилю 3 на Рисунке 1.2, а направление асимметрии будет зависеть от величины θ .

Теперь, когда получены условия на зеркала ОИ для получения «необращённой» АФ можно рассматривать структуры, в которых эти условия выполнимы.

1.2 Матричный метод расчёта многослойных структур с тонкой металлической плёнкой

В предыдущем пункте рассмотрены условия на зеркала ОИ для получения «необращённой» аппаратной функции (АФ) без учёта их внутренней структуры. В современной оптике зеркала для высокодобротных резонаторов представляют собой диэлектрические многослойные структуры, сформированные на подложке методами осаждения в вакууме. Матричный формализм является стандартным методом для моделирования параметров таких систем [75].

Среда, оптические свойства которой постоянны в плоскости, перпендикулярной фиксированному направлению, называется слоистой средой. Это свойство можно описать следующим образом:

$$\varepsilon = \varepsilon(z), \mu = \mu(z), \quad (1.17)$$

где z – ось декартовой системы координат – является выделенным направлением, а ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости соответственно. Для одного слоя такой среды толщиной h для случая нормального падения ($\Theta_1 = \Theta_l = \frac{\pi}{2}$) можно записать характеристическую матрицу вида [76]:

$$\mathbf{M}(h) = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kh) & \frac{i \sin(kh)}{u} \\ i u \sin(kh) & \cos(kh) \end{bmatrix}, \quad (1.18)$$

где

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} n, \quad (1.19)$$

$$u = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} n,$$

а m_{ij} – компоненты характеристической матрицы многослойной системы. Показанное выше справедливо для TE -поляризации падающего света. Если же исходное поле представляет собой TM -волну, в которой вектор магнитного поля перпендикулярен плоскости падения, то $u = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{1}{n}$. Для N слоёв, представленных последовательно матрицами $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2, \dots, \mathbf{M}_N$, итоговая матрица будет иметь вид:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \dots \cdot \mathbf{M}_N. \quad (1.20)$$

Коэффициенты отражения и пропускания для многослойной структуры на подложке с показателем преломления n_0 и внешней средой с n_L , согласно [76], будут равны

$$\rho = \frac{(m_{11} + m_{12}u_L)u_0 - (m_{21} + m_{22}u_L)}{(m_{11} + m_{12}u_L)u_0 + (m_{21} + m_{22}u_L)}, \quad (1.21)$$

$$\tau = \frac{2u_0}{(m_{11} + m_{12}u_L)u_0 + (m_{21} + m_{22}u_L)}.$$

Энергетические коэффициенты, выраженные через ρ и τ , будут иметь вид

$$R = |\rho|^2, T = \frac{u_N}{u_0} |\tau|^2. \quad (1.22)$$

Такое матричное представление многослойных систем позволяет описывать в том числе свойства тонких металлических плёнок ($h_{Me} \ll \lambda$). Таким образом, можно проводить расчёты параметров зеркал и интерферометров с тонкими металлическими поглощающими покрытиями в рамках единого подхода. Так, можно выразить характеристическую матрицу M_{Me} для тонкого металлического слоя при нормальном падении в соответствии с (1.18) через k_{Me} и n_{Me} , выраженными аналогично (1.19) через n_{Me} – показатель преломления металлической плёнки:

$$\mathbf{M}_{Me} = \begin{bmatrix} \cos(k_{Me}h_{Me}) & \frac{i \sin(k_{Me}h_{Me})}{u_{Me}} \\ i u_{Me} \sin(k_{Me}h_{Me}) & \cos(k_{Me}h_{Me}) \end{bmatrix}. \quad (1.23)$$

Так как толщина металлической плёнки много меньше длины волны, то можно провести разложение компонентов характеристической матрицы в ряд до первого порядка малости параметра h_{Me} для упрощения расчётов

$$\begin{aligned} \cos(h_{Me}k_{Me}) &\approx 1, \\ \sin(h_{Me}k_{Me}) &\approx h_{Me}k_{Me}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Подставив (1.19) и (1.24) в уравнение (1.18), мы получим матрицу для тонкой металлической плёнки \mathbf{M}_{Me} в явном виде:

$$\mathbf{M}_{Me} \approx \begin{bmatrix} 1 & \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{i2\pi h_{Me}}{\lambda} \\ \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{i2\pi h_{Me} n_{Me}^2}{\lambda} & 1 \end{bmatrix}, \quad (1.25)$$

Подставим в (1.25) выражение для показателя преломления металла $n_{Me} = n - i\chi$ и учтём, что металлическая плёнка тонкая, то есть $\frac{h_{Me}}{\lambda} \ll 1$:

$$\mathbf{M}_{Me} \approx \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{i2\pi h_{Me}}{\lambda} (n - i\chi)^2 & 1 \end{bmatrix}, \quad (1.26)$$

Воспользовавшись формулами Друде для тонких поглощающих плёнок:

$$\begin{aligned} \xi &= \xi' + i\xi'', \\ \xi' &= 2n\chi\delta, \\ \xi'' &= (n^2 - \chi^2)\delta, \\ \delta &= \frac{2\pi h_{Me}}{\lambda} \ll 1. \end{aligned} \quad (1.27)$$

получаем

$$M_{Me} \approx \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \xi & 1 \end{bmatrix}. \quad (1.28)$$

Величина $\xi = \xi' + i\xi''$ представляет собой поверхностную проводимость плёнки. Самый простой способ её определения заключается в измерении в рабочем диапазоне, например, энергетических коэффициентов отражения с обеих сторон (R_{1o} и R_{1i}) и пропускания (T_1), плёнки при нормальном падении (во избежание влияния зависимости от угла падения и поляризации):

$$\begin{aligned} R_{1o} &= \frac{(n - \xi' - 1)^2 + \xi''^2}{(n + \xi' + 1)^2 + \xi''^2}, \\ R_{1i} &= \frac{(n + \xi' - 1)^2 + \xi''^2}{(n + \xi' + 1)^2 + \xi''^2}, \\ T_1 &= \frac{4n}{(n + \xi' + 1)^2 + \xi''^2}. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Из (1.29) следует тождество Вольтерра $A_o = nA_i$, где n – показатель преломления подложки (вторую среду считаем воздухом с показателем преломления 1), а A_o и A_i – потери с соответствующих сторон. Тогда получим:

$$\xi' = \frac{nA_i}{T_1} \text{ или } \xi' = \frac{A_o}{T_1}. \quad (1.30)$$

Величина $|\xi''|$ определяется подстановкой (1.30) в одно из уравнений (1.29), но более точно, включая знак величины ξ'' , находится из наблюдения асимметрии интерференционных полос интерферометра в отражённом свете. Также можно определить величину ξ методом численного приближения аналитической зависимости отражения (спектральной или угловой) от тонкой плёнки в схемах Кречмана или Отто (нарушенное полное внутреннее отражение) к экспериментальным данным [77—79].

Так же, как и для диэлектрических структур, для металлических плёнок справедливы выражения для амплитудных коэффициентов отражения и пропускания (1.21) и выражающихся из них энергетических представлений (1.22).

Если использовать в качестве диэлектрической многослойной структуры последовательность четвертьволновых покрытий, то такое зеркало легко рассчитать, пользуясь формулами для характеристических матриц диэлектрических и металлических плёнок.

Коэффициент отражения такого зеркала можно получить в аналитическом виде. Воспользовавшись формулой для характеристической матрицы диэлектрического слоя (1.18) и правилом (1.20), выразим характеристическую матрицу двойного слоя из диэлектриков $n_{1,2}$ с толщинами $h_{1,2} = \frac{\lambda}{4n_{1,2}}$, получим:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 = \begin{bmatrix} 0 & i \\ iu_1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & i \\ iu_2 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{u_2}{u_1} & 0 \\ 0 & -\frac{u_1}{u_2} \end{bmatrix}, \quad (1.31)$$

а для N пар таких слоёв характеристическая матрица получится

$$\mathbf{M}_N = \mathbf{M}^N = \begin{bmatrix} -\frac{u_2}{u_1} & 0 \\ 0 & -\frac{u_1}{u_2} \end{bmatrix}^N = \begin{bmatrix} \left(-\frac{u_2}{u_1}\right)^N & 0 \\ 0 & \left(-\frac{u_1}{u_2}\right)^N \end{bmatrix}. \quad (1.32)$$

Домножив полученное выражение на характеристическую матрицу тонкого металлического слоя (1.28) получим

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \xi & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \left(-\frac{u_2}{u_1}\right)^N & 0 \\ 0 & \left(-\frac{u_1}{u_2}\right)^N \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \left(-\frac{u_2}{u_1}\right)^N & 0 \\ \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \xi \left(-\frac{u_2}{u_1}\right)^N & \left(-\frac{u_1}{u_2}\right)^N \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (1.33)$$

Коэффициент отражения такой многослойной структуры, согласно (1.21) и (1.22), получится

$$R_{1o} = \left| \frac{u_0 - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \xi - u_L \left(-\frac{u_1}{u_2}\right)^{2N}}{u_0 - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \xi + u_L \left(-\frac{u_1}{u_2}\right)^{2N}} \right|^2. \quad (1.34)$$

Полученное выражение (1.34) сложно занулить, потому что для металлов ξ – комплексная величина. Неочевидно, но использование слоёв с толщинами, не кратными четверти длины волны, позволяет обеспечить стремление R_{1o} к нулю [33], а также управлять формой полос и направлением асимметрии [31; 32].

Используя полученные формулы можно рассчитать различные параметры зеркала (амплитудные и энергетические коэффициенты отражения и пропускания) и интерферометра (аппаратную функцию, резкость и контраст полос).

На практике, параметры тонких плёнок сильно зависят от методов и условий формирования, то есть плёнки с одинаковой физической толщиной h_{Me} могут существенно отличаться друг от друга. Это происходит из-за формирования плёнки из кластеров или островков разных размеров, поэтому правильнее характеризовать их эффективной толщиной \bar{h}_{Me} и эффективным показателем преломления \bar{n}_{Me} . Так как эти параметры тонкой плёнки неизвестны в процессе её осаждения в вакуумной напылительной установке, то критерием остановки процесса напыления может служить условие согласования [48]:

$$Re[\xi] = n = \frac{n_a(1 - R_s - T_s)}{T_s} = \frac{n_s(1 - R_a - T_a)}{T_a} \quad (1.35)$$

где $\xi = i \frac{2\pi\bar{h}_{Me}\bar{n}_{Me}^2}{\lambda}$ – поверхностная проводимость тонкой металлической плёнки, $n_{a,s}$ – показатели преломления, $R_{a,s}$ и $T_{a,s}$ – коэффициенты отражения и пропускания, индексы a и s соответствуют воздуху и подложке, соответственно.

Если условие (1.35) не выполняется, то согласование плёнки с диэлектрической структурой пропадает, что приводит к искажению зависимости R_{1o} от толщины наносимого многослойного покрытия, то есть она перестаёт быть убывающей к нулю, а зависимость R_{1i} – возрастающей к единице [33].

1.3 Свойства отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки

На основе описанных выше методов расчёта свойств ОИ и параметров зеркал стоит рассмотреть некоторые свойства ОИ на основе тонкой металлической плёнки.

Для начала рассмотрим как меняется АФ в отражении интерферометра в зависимости от толщины металлической плёнки. Возьмём интерферометр с двумя параллельными диэлектрическими зеркалами, аналогичный изображённому на Рисунке 1.1, где зеркало M_1 состоит из трёх чередующихся пар четвертьволновых слоёв (MgF_2, ZnS), а зеркало M_2 – из пяти пар. Обрамляющая среда и база

для простоты будут воздушные. Добавляя никелевый слой различной толщины на зеркало M_1 со стороны источника света, посмотрим как будет трансформироваться АФ интерферометра. Так, взяв характеристические матрицы для металла (1.25), зеркал (1.31) и базы (1.18) (длина базы 10λ), можно с помощью (1.21) и (1.22) рассчитать коэффициент отражения интерферометра. Показатель преломления: $n_{MgF_2} = 1,37$ [80], $n_{ZnS} = 2,27$ [81] $n_{Ni} = 3,44 - i6,75$ [82].

На Рисунке 1.3 показаны аппаратные функции в отражении для толщин металлической плёнки от 0 до 15 нм, для удобства на рисунке они сдвинуты друг относительно по фазе. Качественно видно, как АФ трансформируется в «необращённую», а максимальный контраст достигается при толщине плёнки в диапазоне от 5 до 15 нм. Так, для никеля толщиной 8 нм условие согласования (1.35) практически выполняется. На Рисунке 1.4 подробнее показаны зависимости \tilde{R} , \tilde{T} и A вблизи резонанса для описанного выше интерферометра с никелевой плёнкой толщиной 8 нм.

Интересно посмотреть за счёт чего тонкая металлическая плёнка меняет свойства интерферометра, то есть как она влияет на распределение интенсивности электро-магнитного поля в резонаторе. На Рисунке 1.5 представлено распределения поля внутри резонатора в точке \tilde{R}_{max} (обозначена на Рисунке 1.4). В месте расположения плёнки находится минимум интенсивности, и омические потери близки к минимальным. Плёнка в ОИ работает аналогично «плёнке Троицкого» внутри резонатора. В интерферометре же накапливается большое количество энергии.

На Рисунке 1.6 показано распределение интенсивности в ОИ в точке максимальных потерь A_{max} (Рисунок 1.4). Интенсивность поля в области плёнки уже значительная, что приводит к большому поглощению света. Но в резонаторе все еще накапливается энергия. Это связано с тем, что максимум потерь и максимум пропускания интерферометра не совпадают по фазе ($\tilde{T}(A_{max}) \sim 0,031$), как видно из Рисунка 1.4. Коэффициент отражения также не минимальный и составляет $\tilde{R}(A_{max}) \sim 0,027$.

Тем не менее, средний уровень подложки остаётся довольно высоким, а форма профиля асимметричной. Как уже отмечалось, для получения «трансмиссионной» аппаратной функции в отражении необходимо чтобы коэффициент отражения R_{1o} переднего зеркала стремился к нулю. Полезно проследить как параметры АЗ меняются в процессе его формирования. На Рисунке 1.7 промоделированы коэффициенты отражения R_{1o} и R_{1i} , а также пропускания T_1 в процессе

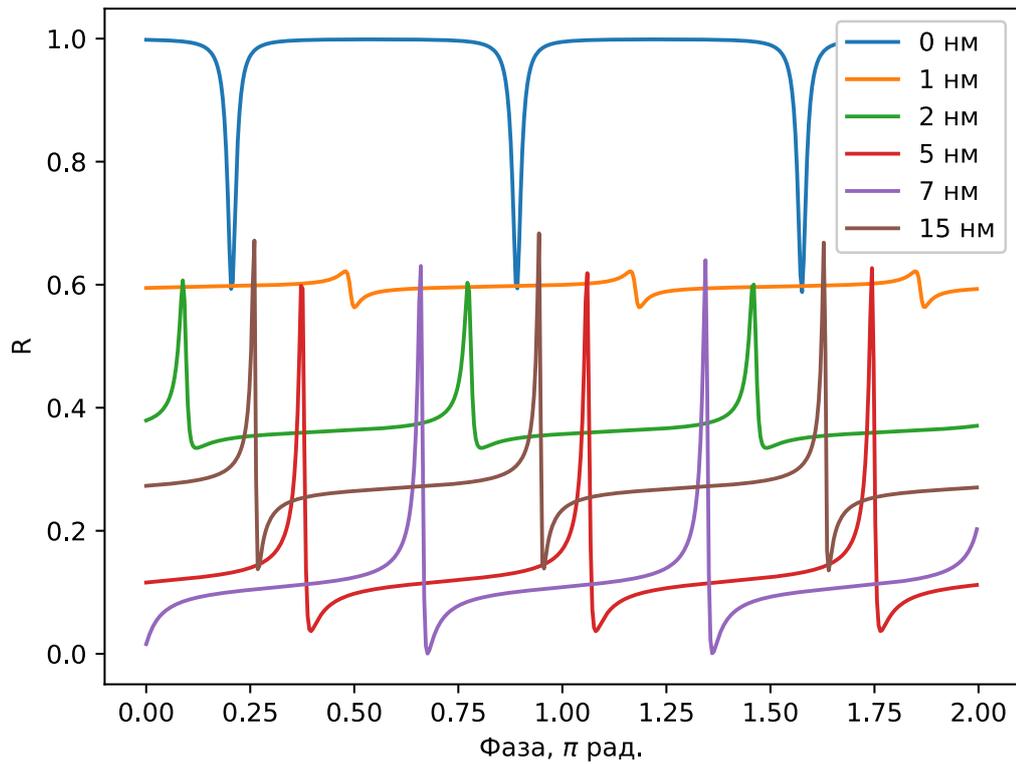


Рисунок 1.3 — Аппаратная функция интерферометра в отражении в зависимости от толщины металлической плёнки.

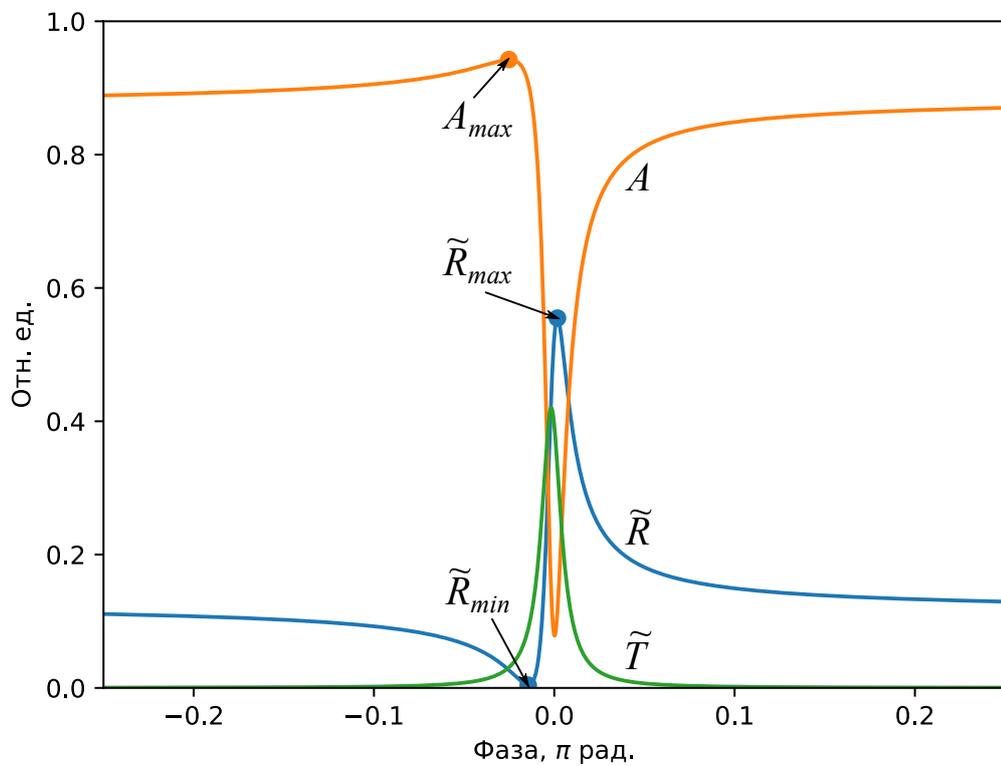


Рисунок 1.4 — Расчётные зависимости \tilde{R} , \tilde{T} и A вблизи резонанса для интерферометра с никелевой плёнкой толщиной 8 нм и четвертьволновой многослойной структурой.

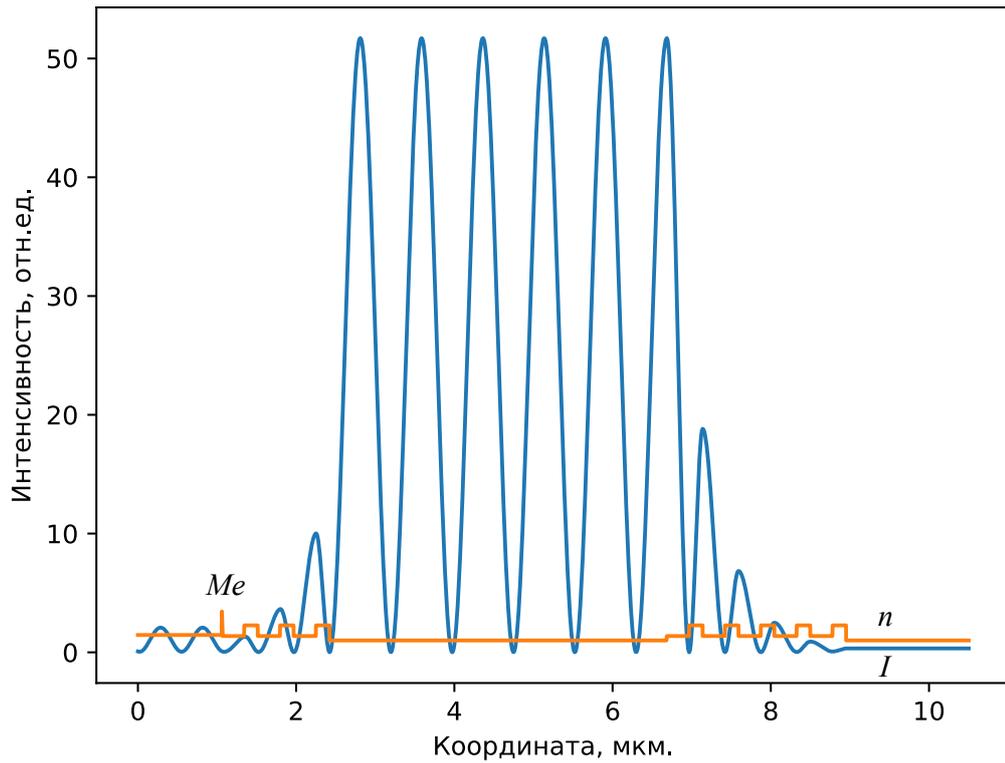


Рисунок 1.5 — Расчётное распределение интенсивности в ОИ в точке \tilde{R}_{max} .

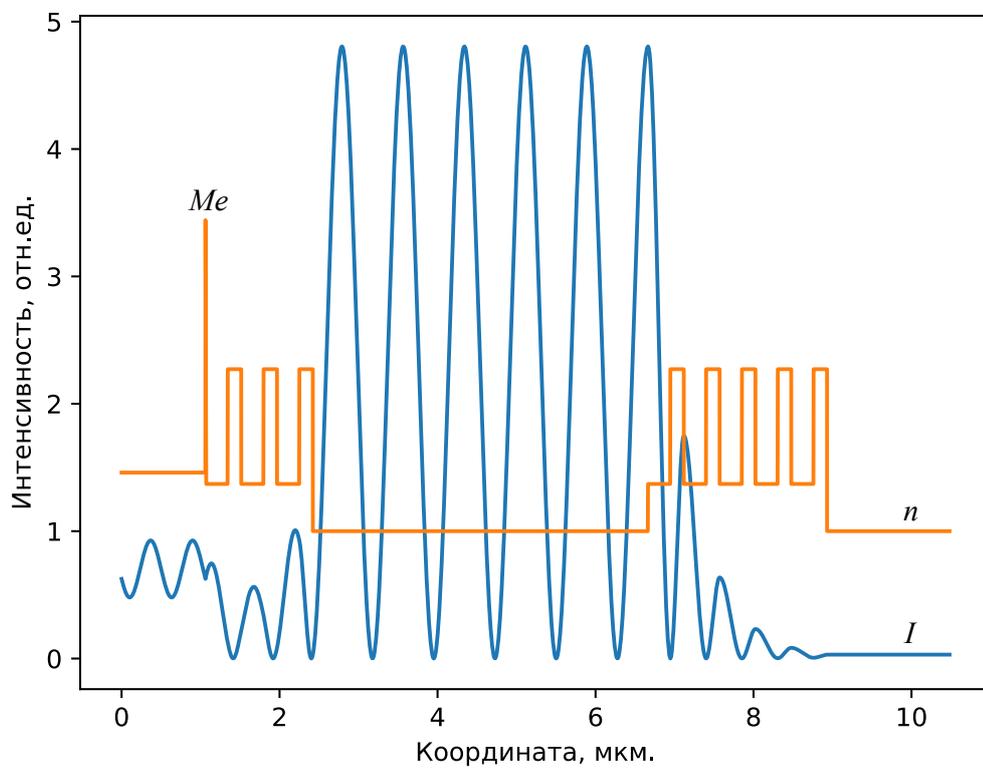


Рисунок 1.6 — Расчётное распределение интенсивности в ОИ в точке A_{max} .

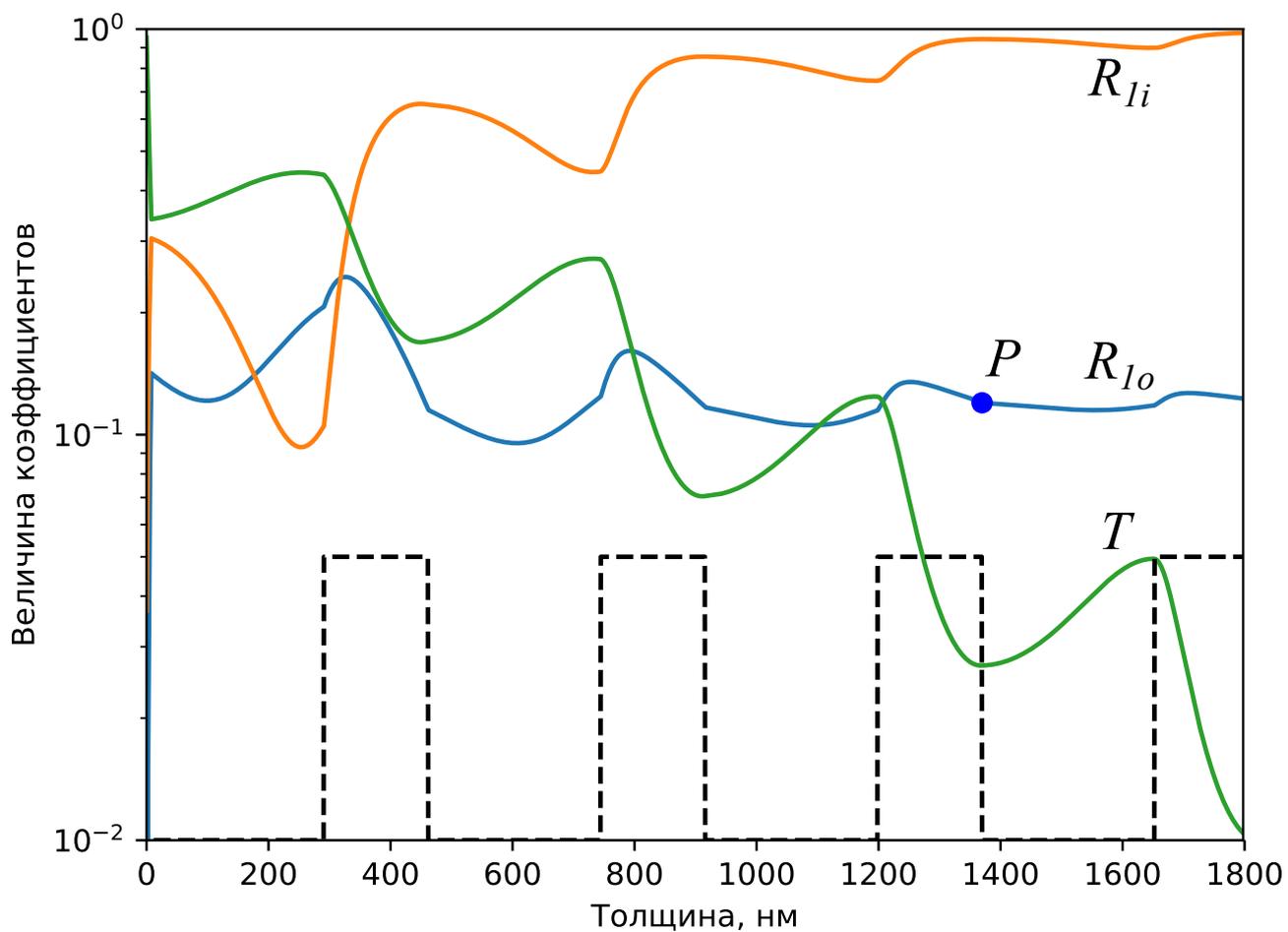


Рисунок 1.7 — Расчёт коэффициентов отражения $R_{1o,1i}$ и пропускания T_1 в процессе формирования четвертьволнового многослойного покрытия асимметричного зеркала.

напыления диэлектрического многослойного покрытия. Толщина плёнки Ni взята 8 нм ($R_{1o} = 0,14$), а материал и число слоёв – как описано выше.

Рассматриваемому зеркалу с тремя парами слоёв на рисунке соответствует точка P . Расчётные коэффициенты таковы: $R_{1o} = 0,12$, $R_{1i} = 0,945$ и $T_1 = 0,027$. Коэффициент R_{1o} незначительно снизился по сравнению с таковым для плёнки без диэлектрического покрытия. Из графика видно, что в точках смены диэлектриков происходит излом зависимости R_{1o} , а по мере увеличения числа слоёв коэффициент отражения колеблется вблизи величины 0,13. При этом минимум $R_{1o} = 0,095$ достигается на третьем слое.

Очевидно, что такое зеркало не является оптимальным, по крайней мере для селекции излучения, из-за высокого коэффициента отражения R_{1o} . Решение этой проблемы предложено Н.Н. Каменевым и Ю.В. Троицким в [33]. Смену диэлектриков следует производить в экстремумах коэффициента отражения R_{1o} . Для иллюстрации данной идеи на Рисунке 1.8 представлено моделирование коэффициентов зеркала при формировании такого многослойного покрытия. Для удобства материалы в расчёте использованы те же, толщина металлической плёнки так же 8 нм.

Из Рисунка 1.8 видно, что R_{1o} монотонно убывает на каждом чётном слое. Для зеркала, имеющего три пары слоёв (точка P), расчётные коэффициенты будут равны $R_{1o} = 0,0036$, $R_{1i} = 0,87$ и $T_1 = 0,064$. Теперь следует сравнить аппаратные функции в отражении для ОИ с четвертьволновым и оптимизированным передними зеркалами (заднее зеркало четвертьволновое, 5 пар диэлектрических слоёв).

На Рисунке 1.9 расчётные аппаратные функции (1 – для четвертьволнового зеркала, 2 – для оптимизированного). Как видно, средний уровень фона для ОИ с оптимизированным зеркалом сильно уменьшился, а также увеличился максимальный коэффициент отражения. Тем не менее, резкость полос немного снизилась. Это связано со снижением коэффициента отражения R_{1i} и согласуется с приближенной формулой (1.12).

1.4 Сопряжение объёмного интерферометра с волоконной оптикой

Объёмные варианты ОИ давно известны и применялись в том числе для селекции линий генерации газовых лазеров. Поэтому для начала стоит исследовать

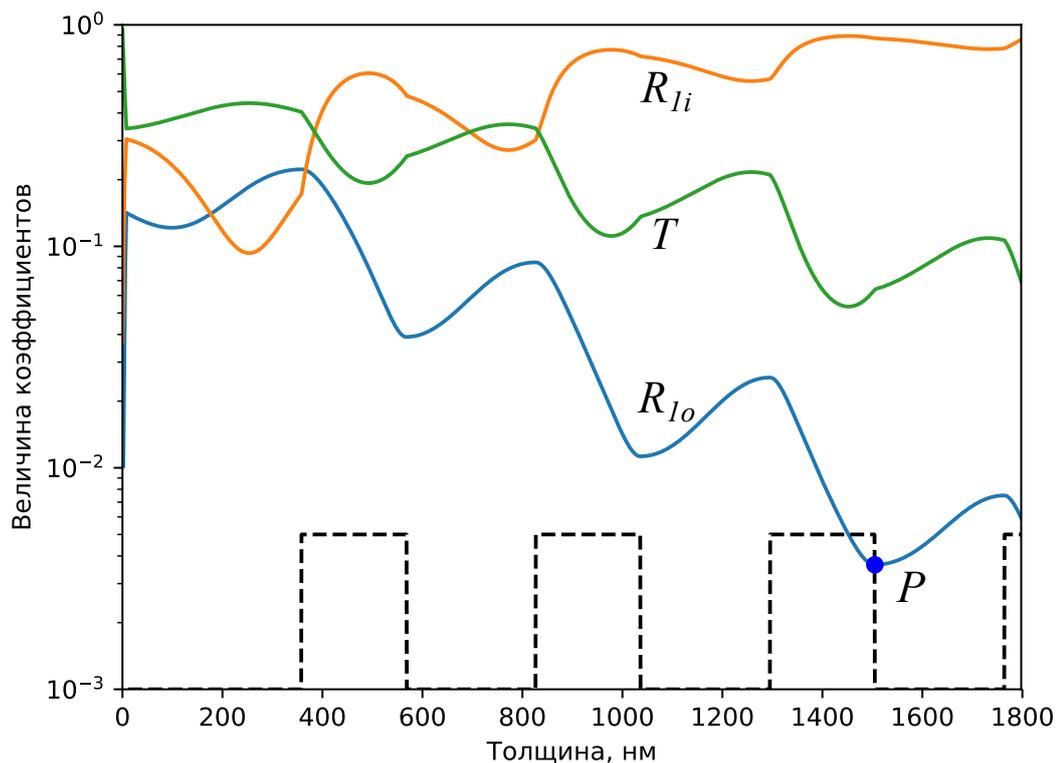


Рисунок 1.8 — Расчёт коэффициентов отражения $R_{1o,1i}$ и пропускания T_1 в процессе формирования оптимизированного многослойного покрытия асимметричного зеркала.

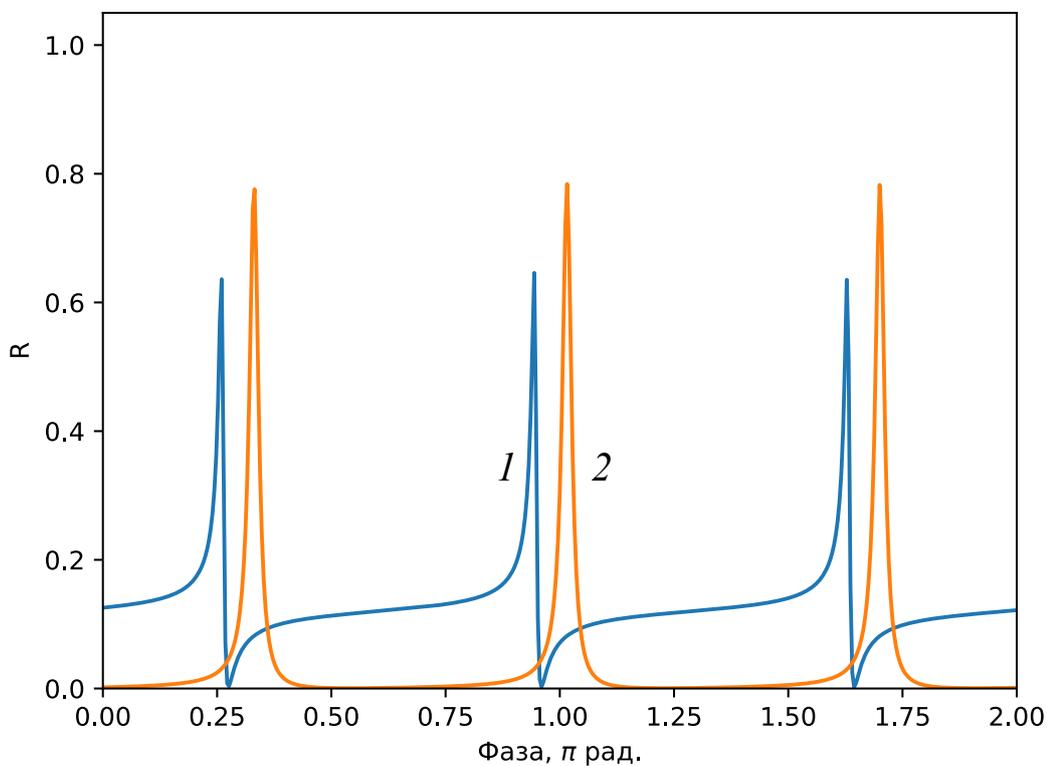


Рисунок 1.9 — Расчётные аппаратные функции для ОИ с четвертьволновым АЗ и оптимизированным АЗ (задние зеркала одинаковые).

применимость именно объёмных вариантов ОИ для задач волоконной оптики. Так возникает задача рассмотреть объёмный ОИ, сопряжённый с оптическим волокном или волоконно-интегрированный отражательный интерферометр (ВИОИ).

Особенностью сопряжения волоконной и объёмной оптики являются неизбежные потери при заведении излучения в оптическое волокно. С помощью коллиматорной линзы нетрудно завести свет, распространяющийся в свободном пространстве, в многомодовое оптическое волокно, но гораздо сложнее это сделать в случае одномодового волокна. Направляемая мода такого оптического волокна очень близка к гауссовской TEM_{00} моде свободного пространства (для перетяжки теоретически интеграл перекрытия составляет более 99,5%). В реальности, сколлимированные пучки на выходе волоконных лазеров могут иметь критерий $M^2 < 1,1$ [83].

Но основные потери возникают из-за неоптимального взаимного положения световода и интерферометра, а также сопрягающей коллимационной линзы. Для вычисления аппаратной функции ВИОИ в таком случае (Рисунок 1.10) можно воспользоваться методом суммирования полей световых пучков, отражённых от интерферометра, с учётом заведения в волокно. Аппаратная функция ОИ описывается формулой Ами (1.8) и должна быть такой же при идеальном заведении излучения в волокно. В случае разъюстировки зеркал, лучи, не попадающие в апертуру световедущей области волокна, исключаются из оптической системы, а при неполном перекрытии возбуждают моду волокна лишь частично. Если представить основную моду HE_{11} оптического волокна через аналитическую аппроксимацию гауссовским TEM_{00} профилем $e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2}}$ [84], то, при нормальном падении света на торец волокна, можно вычислить амплитудный коэффициент K заведения для пучка, частично перекрывающегося со световедущей апертурой волокна (смещение только по оси x):

$$K(\delta W) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}W} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{w^2}} e^{-\frac{(x-\delta W)^2}{w^2}} dx = e^{-\frac{\delta W^2}{2W^2}} \quad (1.36)$$

где δW - величина децентровки апертур пучка и световедущей области волокна. В экспериментах используется волокно марки $SMF-28e$ у которого, согласно спецификации, диаметр поля моды $W = 5,3$ мкм для длины волны 1550 нм. Для получения аппаратной функции интерферометра необходимо амплитуду каждого пучка, отражённого от ОИ, умножать дополнительно на коэффициент K , учитывая, что каждый последующий пучок при разъюстировке отклоняется на больший угол пропорционально своему номеру. Пусть нулевой пучок точно совмещён с

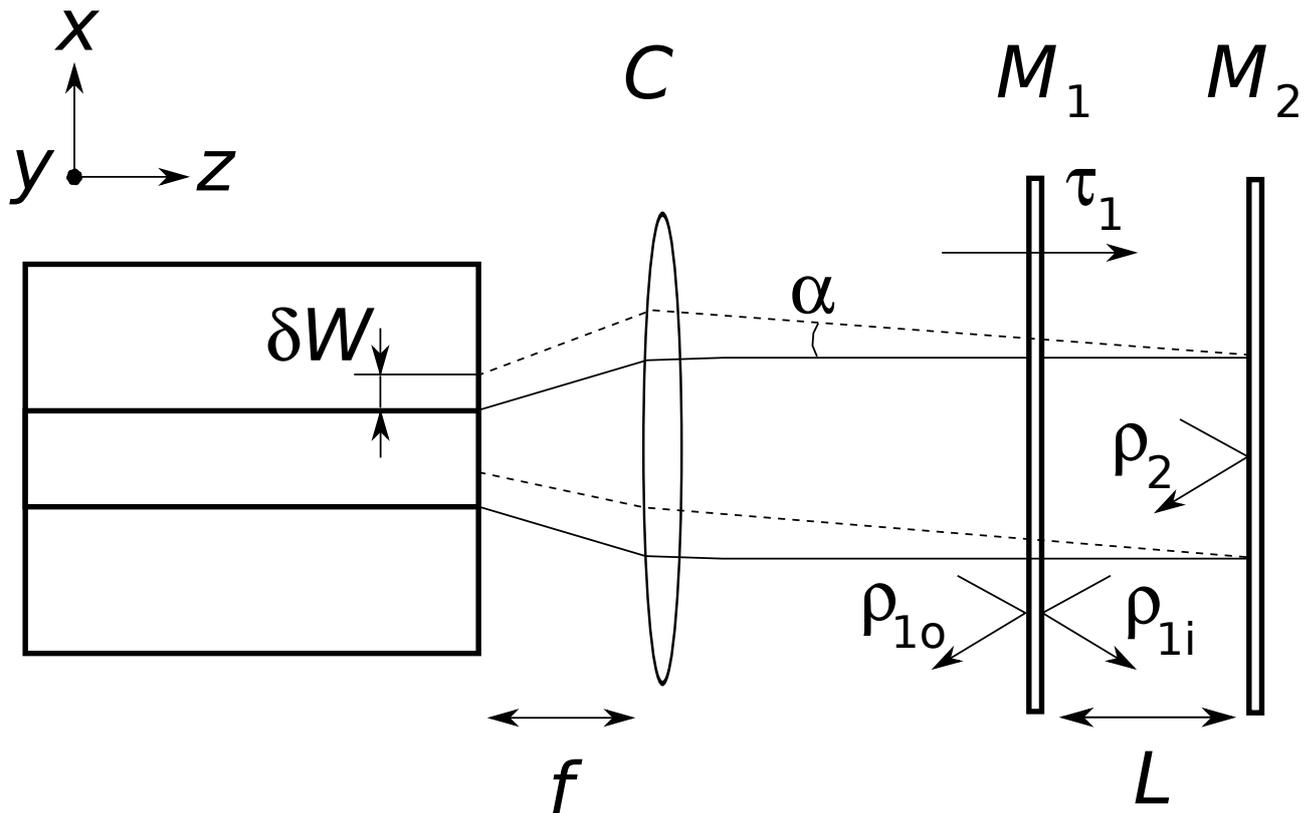


Рисунок 1.10 — Схема сопряжения объёмного ОИ с оптическим волокном: $M_{1,2}$ — зеркала интерферометра; $\rho_{1o,1i}$, τ_1 — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания зеркала M_1 , соответственно; ρ_2 — коэффициент отражения зеркала M_2 ; L — расстояние между зеркалами; f — фокусное расстояние коллиматорной линзы C ; α — угол отклонения.

центром волокна, тогда отклонение последующих пучков будет нарастать линейно как $m\delta W$, где m - номер пучка, в результате с учётом формулы (1.36) и, считая углы падения пучков нормальными, выражение (1.7) преобразуется в:

$$\tilde{\rho}(\psi) = \rho_{1o} + \tau_1^2 \rho_2 e^{-2i\psi} \sum_{m=0}^{\infty} (\rho_{1i} \rho_2 e^{-2i\psi})^m e^{-\frac{(m+1)^2 \delta W^2}{2W^2}}. \quad (1.37)$$

Абсолютное значение δW определяется чувствительностью угловых подвижек (предельный малый угол α) и фокальным расстоянием линзы f : $\delta W \approx f\alpha$. Дополнительный по сравнению с классической формулой множитель $e^{-\frac{(m+1)^2 \delta W^2}{2W^2}} < 1$ в результате снижает максимальный коэффициент отражения и резкость полос ВИОИ. Следует принимать во внимание этот факт при расчётах аппаратной функции отражения интерферометра и при анализе результатов экспериментов.

Для примера на Рисунке 1.11 изображён расчётный профиль аппаратной функции ВИОИ (энергетический коэффициент отражения $\tilde{R} = |\tilde{\rho}|^2$) для случая $\delta W = 0$ (сплошная линия) и $\delta W = 0,05W$ (пунктирная линия). Остальные параметры, взятые для расчёта (в соответствии с (1.37) и 1.8): $R_{1o} = 0,11$, $\Psi_{1o} = 2,21$, $R_{1i} = 0,86$, $\Psi_{1i} = 3,11$, $T_1 = 0,063$, $\Phi_1 = 0,26$, $R_2 = 1,0$, $\Psi_2 = \pi$. Расчётная резкость полос F аппаратной функции на Рисунок 1.11, соответствующая данным параметрам равна 30 (сплошная) и около 20 (пунктир). Максимальный коэффициент отражения ВИОИ снижается при разъюстировке и степень снижения при одинаковых δW тем больше, чем выше эффективное число интерферирующих пучков.

1.5 Условия генерации на одной продольной моде в лазерном резонаторе с отражательным интерферометром

В заключении главы рассмотрим условия на ОИ и резонатор волоконного лазера, при которых лазерная генерация будет происходить на одной продольной моде (для одномодового оптического волокна).

Условия для генерации на одной продольной моде в волоконных лазерах можно получить из аналитической модели [85]. Они заключаются в том, что должны быть выполнены условия генерации только для одной моды в пределах контура усиления активной среды лазера, а для всех остальных мод потери в резонаторе должны превышать усиление. В случае газовых лазеров с малым коэффициентом

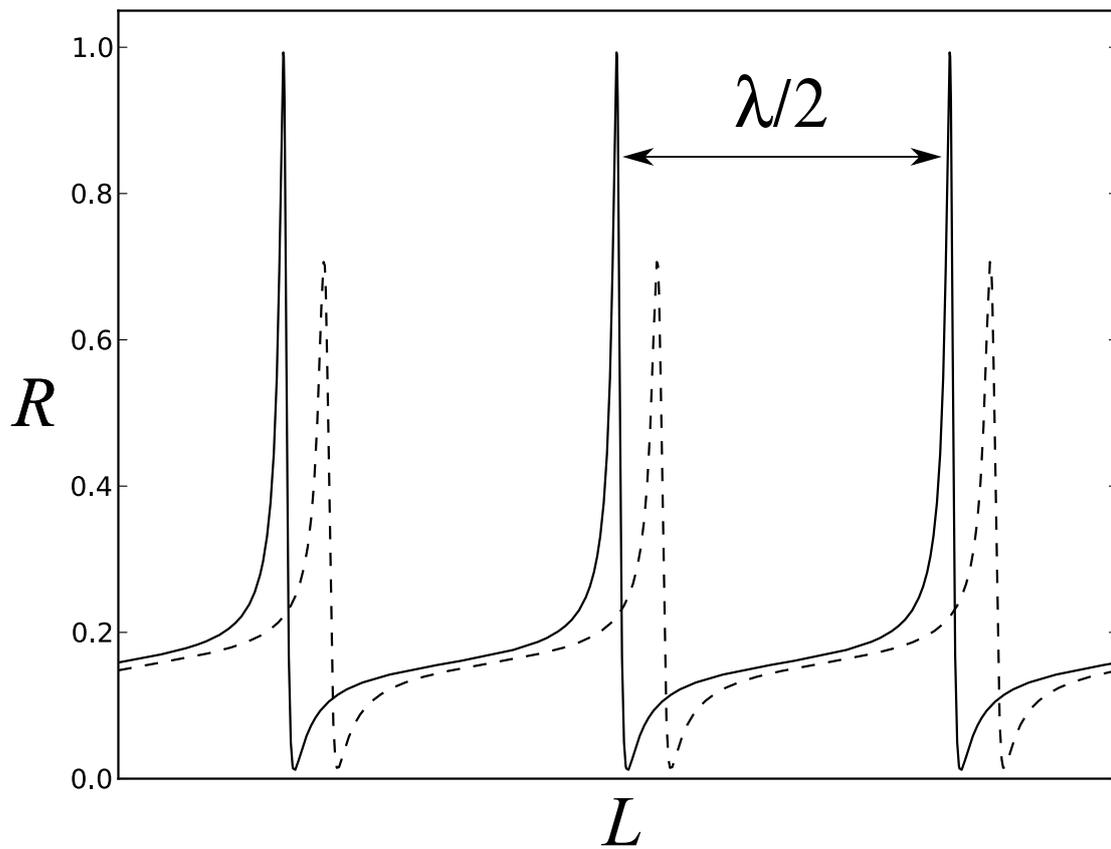


Рисунок 1.11 — Расчётные профили коэффициента отражения ВИОИ: для $\delta W = 0$ (сплошная кривая), для $\delta W = 0,05$ (пунктирная кривая).

усиления даже малая дискриминация мод по потерям создаёт условия для генерации на одной продольной моде [86]. Можно воспользоваться этой же методикой и для твердотельных лазеров, которые обладают высоким коэффициентом усиления в широком спектральном интервале. Условия на собственные частоты резонатора лазера получаются из уравнения фазового согласования световых волн:

$$2 \left(\frac{2\pi L_l n}{\lambda} - \frac{\Psi_M + \tilde{\Psi}(\lambda)}{2} \right) = 2\pi m, \quad (1.38)$$

где Ψ_M - фаза отражения выходного зеркала резонатора лазера, а $\tilde{\Psi}$ - фаза отражения ОИ (1.16), $m > 0$ целое. В пространстве частот $\nu = \frac{c}{\lambda}$ рассмотрим две соседние продольные моды такого лазерного резонатора с индексами m и $m + 1$ и частотами $\nu_m = \nu_0$, $\nu_{m+1} = \nu_0 + \delta\nu$, $\frac{\delta\nu}{\nu_0} \ll 1$, где ν_0 - частота резонанса ОИ, $\delta\nu$ - частотный интервал между модами резонатора лазера. Вычтем соответствующие им уравнения (1.38) друг из друга и разложим до первого порядка по малому параметру $\frac{\delta\nu}{\nu_0}$:

$$\delta\nu \approx \frac{c}{2L_n} \frac{1 + R_2 - 2 \cos(2\psi_0) \sqrt{R_2}}{[1 + L/L_l] + R_2 - [2 + L/L_l] \cos(2\psi_0) \sqrt{R_2}}, \quad (1.39)$$

где $\psi_0 = \frac{2\pi n L \nu_0}{c} = \pi$ - фаза резонанса ОИ, L - длина ОИ, L_l - длина резонатора лазера. Так как $\frac{L}{L_l} \ll 1$, далее разложим формулу (1.39) по этому малому параметру:

$$\delta\nu \approx \frac{c}{2L_l n} \left(1 - \frac{L}{L_l} \frac{1}{1 - \sqrt{R_2}} \right). \quad (1.40)$$

Формула (1.40) показывает, что частоты собственных мод сгущены вокруг частоты резонанса селектора по сравнению со случаем невозмущённых резонаторов [86], что характерно для многозеркальных интерферометров типа Фабри-Перо. Мера этого сгущения определяется соотношением длин резонаторов и резкостью полос ОИ, а условия генерации только на одной частоте в пределах области свободной дисперсии могут быть следующие:

$$\begin{aligned} G_{max}^2 T_l^2 R_M \tilde{R}_{max} &\geq 1, \\ G_{max}^2 T_l^2 R_M R_{\delta\nu} &< 1, \\ G_{max}^2 \tilde{R}_{min} &< G_{min}^2 \tilde{R}_{max} \geq 1, \end{aligned} \quad (1.41)$$

где $G_{max,min}$ – экстремумы спектрального профиля максимального усиления лазера в пределах области свободной дисперсии ОИ, R_M – коэффициент отражения выходного зеркала резонатора, T_L – пропускание резонатора лазера на один проход, $\tilde{R}_{max} = \tilde{R}(\psi_0)$, $\tilde{R}_{min} = \tilde{R}(\psi_0 + \pi/2)$ – максимальный и минимальный коэффициенты отражения ОИ, $R_{\delta\nu} = \tilde{R}(\psi_0 + \delta\psi)$, $\delta\psi = 2\pi n L \frac{\delta\nu}{c}$. Неравенства (1.41) накладывают ограничения на характеристики аппаратной функции. Они записаны в предположении независимости от длины волны произведения $R_M T_L^2$ в области свободной дисперсии ОИ. Первое неравенство требует как можно более высоких значений \tilde{R}_{max} , второе – степени селекции, т.е. резкости полос F , а последнее – высокого контраста $\frac{\tilde{R}_{max}}{\tilde{R}_{min}}$.

Для оценок, в приближении $L \ll L_L$, можно считать собственные моды данного трёхзеркального резонатора невозмущёнными, т.е. $\delta\nu = \frac{c}{2L_L n}$. Тогда из (1.41) можно получить условие на резкость полос F :

$$F > \frac{\sqrt{G_{max}^2 T_L^2 R_M - 1} L_L}{\pi} \frac{L}{L} \quad (1.42)$$

Квадратный корень в числителе при определённых условиях может иметь значение меньше единицы и ослаблять требования к F , что характерно для газовых лазеров с низкими коэффициентами усиления.

Также возможна перестройка длины волны генерации лазера за счёт изменения длины базы отражательного интерферометра: при изменении L на ΔL должна изменяться длина волны максимального отражения ОИ. Поэтому для плавной перестройки длины волны и для обеспечения наилучшей её селективности, длина резонатора лазера должна быть изменена кратно на $\Delta L_L = \Delta L \frac{L_L}{L}$.

При пространственно симметричной структуре селектора волоконного типа, предложенного в [48], возможна одновременная генерация двух ортогональных поляризационных мод. Метод волоконного ОИ в принципе позволяет включение и поляризационного селектора в структуру переднего зеркала, если требуется выделить одну поляризацию.

1.6 Выводы к первой главе

В главе показаны теоретические основы для формирования ОИ, в частности, условия на амплитудные и фазовые параметры зеркал интерферометра для получения «необращённой» формы аппаратной функции. Приведён матричный метод моделирования зеркал с тонкой металлической плёнкой для ОИ. Показаны расчёты параметров асимметричного зеркала и ОИ от толщины металлической плёнки и структуры многослойного диэлектрического покрытия. Рассмотрено влияние условий сопряжения объёмного ОИ с волоконной оптической системой на итоговые параметры аппаратной функции. Наконец, рассмотрены условия на параметры ОИ и лазерного резонатора для получения генерации на одной продольной моде в волоконном лазере с линейной схемой.

Глава 2. Объёмный вариант отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки и его применение для селекции излучения волоконных лазеров [70—72; 87; 88]

Основной целью данной главы является исследование применимости отражательных интерферометров в волоконной оптике. Для этого предлагается использовать ВИОИ – объёмный вариант ОИ и схему сопряжения с волоконно-оптическим лазерным резонатором. Такой подход позволяет качественно проверить работу металл-диэлектрического зеркала в диапазоне длин волн 1500-1600 нм, а также спектральные свойства самого ОИ в том числе в процессе сканирования его базы.

В начале главы описаны методы изготовления и характеристики ВИОИ. Далее приведены результаты использования ВИОИ для селекции излучения волоконного эрбиевого лазера с кольцевым резонатором, а в конце – для селекции мод лазера с линейным резонатором.

2.1 Изготовление и характеристика объёмного отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки [72]

Процесс изготовления объёмного ОИ достаточно прост: так как конструктивно объёмный вариант представляет собой аналог ИФП, то необходимо изготовить и отъюстировать два зеркала. Заднее зеркало M_2 является четвертьволновым с многослойной структурой (29 слоёв (TiO_2 , SiO_2) на кварцевой подложке) с коэффициентом отражения $> 99.8\%$ в спектральном интервале 1500-1600 нм. Метод его изготовления не представляет трудностей, если контролировать в процессе напыления коэффициент отражения покрытия или пропускания по экстремумам на одной длине волны или в широком спектральном диапазоне. Интерес представляет процесс изготовления зеркала M_1 с асимметричным коэффициентом отражения (асимметричного зеркала, АЗ). Для получения оптимальных параметров ОИ необходимо контролировать энергетические коэффициенты отражения и пропускания металлической плёнки Me в процессе изготовления. Если наносить плёнку с произвольными параметрами, то можно получить нежелательное снижение коэффи-

циента отражения ОИ (если плёнка недостаточно тонкая), либо низкий контраст интерференционных полос, что снизит эффективность селекции мод лазера.

В связи с тем, что покрытие, которое наносится на подложку, является поглощающим, то в нём часть излучения выделяется в виде тепла. При определённой мощности излучения плёнка интенсивно нагревается и испаряется в области большей интенсивности света, что приводит к неправильному определению параметров плёнки. Если мощность излучения ниже пороговой, то влияние тепловых эффектов становится незначительным, и можно измерять параметры поглощающих покрытий с достаточной точностью.

Для определения пороговой мощности, при которой тонкая металлическая плёнка испаряется с торца волокна, были проведены эксперименты по определению лучевой стойкости тонкой никелевой плёнки. Для этого излучение волоконного иттербиевого (Yb^{3+}) лазера направлялось на плёнку через волоконно-оптический циркулятор, при этом регистрировались отражение от плёнки и опорный сигнал лазера. При превышении мощности излучения над пороговой ожидалось резкое уменьшение коэффициента отражения. Измеренная пороговая мощность составила 1,2 мВт, что соответствует плотности мощности 12 Вт/мм².

Переднее зеркало M_1 изготавливалось по стандартной методике [3] с контролем по пропусканию. На кварцевую подложку методом резистивного напыления в вакууме наносилась тонкая никелевая плёнка (в расчётах толщина принималась равной 14,5 нм, $n_{Ni} = 2,89 - i5,08$ [89]). Нанесённая плёнка отражала со стороны кварцевой подложки 15% света. Из условий согласования (1.35) следует, что нанесение плёнки никеля необходимо остановить, когда $R_{1o} = R_s = 0,14$. Тем же методом на никелевую плёнку были нанесены четыре слоя диэлектриков (MgF_2, ZnS)² с оптической толщиной $\frac{\lambda}{4}$. Энергетические коэффициенты изготовленного зеркала имели следующую величину ($\lambda = 1550$ нм): $R_{1o} = 0,06$, $R_{1i} = 0,71$, $T_1 = 0,13$. Расчётная резкость полос F , соответствующая данным величинам и плотному заднему зеркалу M_2 , около 18,3.

В эксперименте компоненты волоконно-интегрированного ОИ юстировались линейными и угловыми подвижками (аналогично Рисунку 1.10), последние обеспечивали точность угла подстройки как минимум $\alpha_{min} = 30$ мкрад. Фокальное расстояние коллиматорной линзы $f = 7,5$ мм. Таким образом, $\delta W_{min} = 0,045W$. Волокно было центрировано относительно апертуры линзы с помощью керамической втулки, а торец волокна можно было подстраивать с помощью линейной (вдоль оптической оси) микроподвижки. Линза и зеркало M_1 имели две

угловые микроподвижки, а зеркало M_2 – ещё и линейную (вдоль оптической оси). Расстояние между торцом волокна и коллиматорной линзой выбиралось по максимуму интенсивности профиля аппаратной функции отражения (Рисунок 2.1). Для исследования свойств и настройки (юстировки) ОИ, использовался кольцевой волоконный лазер, генерирующий на длине волны 1550 нм (Рисунок 2.2). Длина волны лазера стабилизировалась по пику отражения волоконной брэгговской решётки (ВБР). На выходе *Out* лазера размещалась система из волоконного циркулятора *ВЦ*, ВИОИ и фотоприёмника *ФП*, последний измерял интенсивность отражённого от интерферометра света. Так как частота света, падающего на ВИОИ была постоянной, то сканируя заднее зеркало ОИ вдоль оптической оси системы, т.е. изменяя набег фаз $\psi = \frac{2\pi L}{\lambda}$ между зеркалами, можно наблюдать аппаратную функцию в отражении и юстировать зеркала.

Экспериментальные аппаратные функции ВИОИ представлены на Рисунке 2.1. Два профиля коэффициента отражения ОИ (\tilde{R}) в зависимости от расстояния между зеркалами L записаны с помощью цифрового осциллографа *Tektronix TDS 3032B*. Для уменьшения влияния цифровых шумов осциллографа, к линейной развёртке по оси абсцисс была применена численная процедура аппроксимации полиномом третьей степени. Профиль 1 имеет ярко выраженную асимметрию, подобно расчётному профилю на Рисунке 1.11. Профиль 2 – с малой степенью асимметрии – подобный аппаратной функции ИФП в пропускании. Оба профиля специально смещены друг относительно друга для лучшего визуального сравнения, в эксперименте максимумы этих профилей совпадали друг с другом по фазе. В отражении ОИ наблюдались оба профиля, причём один переходил в другой скачкообразно. Из теории отражательных интерферометров известно, что аппаратная функция в отражении ОИ стремится к симметричной, если уменьшается коэффициент отражения нулевого луча: $R_{1o} \rightarrow 0$. Эффект скачкообразного изменения формы профиля отражения ОИ не может быть объяснён потерями на сопряжение ОИ и волоконной схемы с помощью формулы (1.37). Можно предположить полное отсечение моды, возбуждаемой нулевым отражённым лучом ОИ, при распространении по волоконной оптической системе, т.е. $R_{1o} \equiv 0$. В данном конкретном случае волоконная система действует избирательно только на нулевой луч, то включая, то исключая его из оптической системы. Максимальный коэффициент отражения ОИ по расчётам достигал 83%, что является хорошим результатом. При переходе к симметричному профилю коэффициент отражения снижался на величину порядка 5-10%, что согласуется с расчётами. Предполагает-

ся, что при изготовлении ОИ с симметричным или «трансмиссионным» профилем отражения (подобно профилю 2) [27; 45], можно избавиться от данного паразитного эффекта изменения формы профиля и добиться уменьшения максимального коэффициента отражения. Профиль 2 имеет больший контраст чем профиль 1, что полезно при селекции излучения с точки зрения дискриминации мод по добротности резонатора. Резкость полос ВИОИ $F = 14,5$, что близко к величине 18,3 из расчётов для измеренных параметров зеркала M_1 , но меньше расчётной (на Рисунке 1.11) в 2 раза. Более низкое значение резкости полос ОИ приводит к меньшей чувствительности всей системы ОИ к разъюстировке (максимальный коэффициент отражения на Рисунке 2.1 больше, чем для пунктирного профиля на Рисунке 1.11). Контраст (отношение $\frac{\tilde{R}_{max}}{\tilde{R}_{min}}$) составил 7,5 дБ для асимметричной и 17,5 дБ для симметричной аппаратных функций.

Данный прототип ОИ имел конструктивные несовершенства, которые можно устранить для улучшения его характеристик. Они заключаются в потерях света при обратном заведении в волокно и снижении максимального коэффициента отражения. Торцы волокна были изготовлены с помощью скалывателя *Fujikura CT-30* и не просветлялись, что давало паразитное отражение на уровне как минимум 3%. Параметры скола (плоскостность, угол) точно не определялись, лучшим вариантом была бы, по-видимому, процедура полировки и просветления заклеенного волокна в центрирующей втулке. Также, выбор материала тонкопленочного многослойного покрытия, способов его изготовления и параметры тонкой металлической плёнки могут улучшить характеристики ОИ. Для создания интерференционной картины с резкостью полос порядка 100 необходимо использовать подложки с лучшей плоскостностью, которая в данном случае составляла $\lambda/2$ для обоих зеркал.

Область свободной дисперсии (ОСД) интерферометра измерялась с помощью волоконного источника усиленного спонтанного излучения (Er^{3+}) (Рисунок 2.3). Широкополосное излучение заводилось в интерферометр через циркулятор для исключения влияния ВИОИ на источник излучения и обеспечения возможности регистрации отражённого излучения. Для регистрации спектральных характеристик использовался волоконно-оптический анализатор спектра *Yokogawa AQ6370* (ОСА). На Рисунке 2.4 приведены два нормированных профиля спектрального распределения интенсивности суперлюминесценции активной среды лазера в подпороговом режиме генерации с ОИ и без него. Рисунок

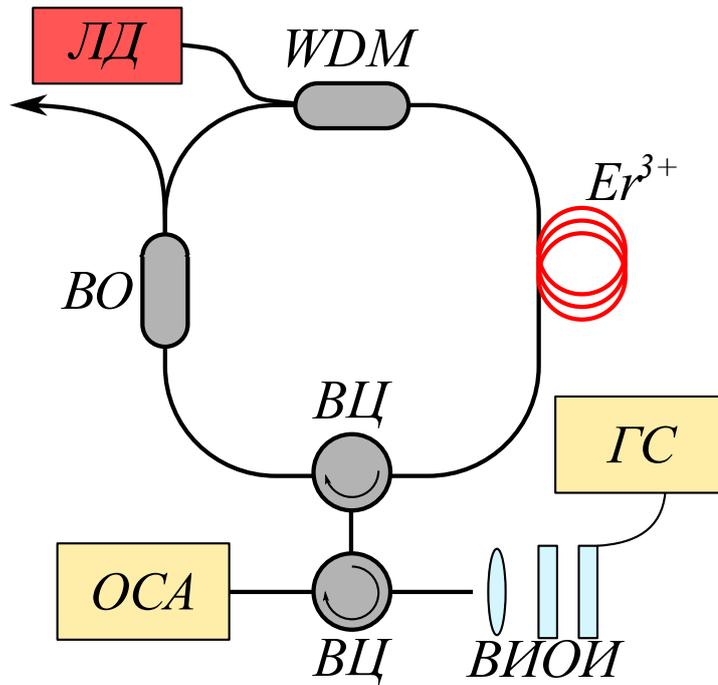


Рисунок 2.3 — Схема измерения ОСД ВГОИ: кольцевой резонатор с активным волокном, легированным эрбием Er^{3+} ; ЛД – лазерный диод накачки на 980 нм; WDM – спектрально-селективный ответвитель; ВЦ – волоконно-оптические циркуляторы; ВО – волоконный ответвитель 95%/5%; ВГОИ; ГС – генератор электрических сигналов; ОСА – оптический спектроанализатор.

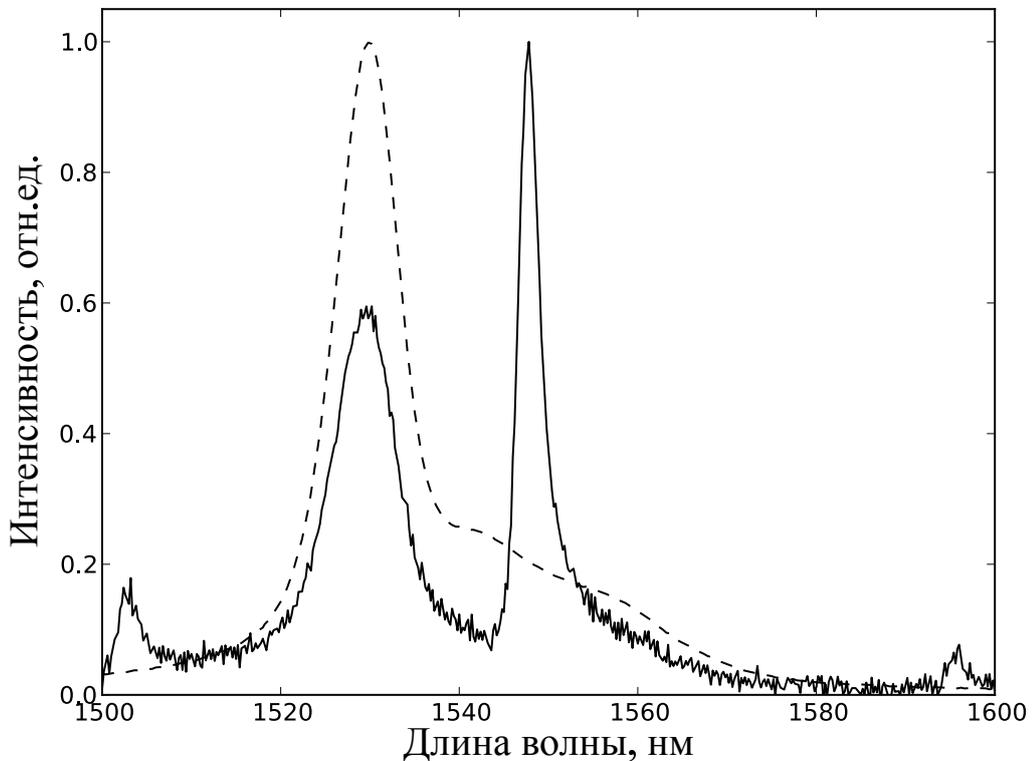


Рисунок 2.4 — Спектральное распределение интенсивности суперлюминесценции активной среды лазера в подпороговом режиме генерации: без ВГОИ (пунктирная линия), с ВГОИ (сплошная линия).

показывает, какую степень спектральной селективности вносит ОИ в резонаторе лазера. Пики отражения плавно перестраиваются при изменении расстояния между зеркалами. Для области свободной дисперсии порядка 50-100 нм на длине волны $\lambda = 1550$ нм, необходимо поверхности плоских зеркал ВИОИ расположить на расстоянии $12 < L < 24$ мкм. Минимальное расстояние L , на которое удалось сблизить зеркала данного образца составило 25 мкм. Дальнейшее сближение приводило ко взаимному касанию кромок зеркал и юстировка всей системы сильно усложнялась. Диаметр подложек составлял 2 см, а падающего пучка – 1 мм. В целях упрощения юстировки и увеличения области свободной дисперсии ОИ, диаметр подложек следует уменьшить до 5-10 мм. Сближение зеркал также приводило к уменьшению потерь на рассеяние и увеличению коэффициента заведения в волокно.

2.2 Селекция длины волны волоконного лазера с кольцевым резонатором [70; 71; 87]

Схема установки для селекции длины волны излучения волоконного лазера с кольцевым резонатором представлена на Рисунке 2.5. Длина резонатора составила 15 м, в т.ч. 5 м легированного Er^{3+} волокна. Накачка от лазерного диода на длине волны 980 нм производилась через спектрально-селективный волоконный ответвитель (*WDM*). Излучение распространялось в направлении по часовой стрелке. Обратное распространение пресекалось волоконным циркулятором (*BC*), который излучение из входного порта направлял в средний волоконный порт, а отражённый свет из среднего порта направлял в выходной порт – в направлении волоконного ответвителя (*BO*). *BO* имел коэффициент ответвления 5%, эта часть излучения шла на выход лазера. Такая схема позволяет получить в резонаторе бегущую волну и эффективно снимать инверсию активной среды. Генерируемое лазером излучение фиксировалось волоконным оптическим спектроанализатором *Yokogawa AQ6370* (*OCA*). Существенным недостатком используемой схемы лазера является отсутствие контроллера поляризации в резонаторе, который бы подстраивал поляризацию излучения для стабилизации осцилляций [90].

В данной конфигурации удалось получить перестройку длины волны излучения волоконного кольцевого лазера в спектральном диапазоне 1520-1566 нм

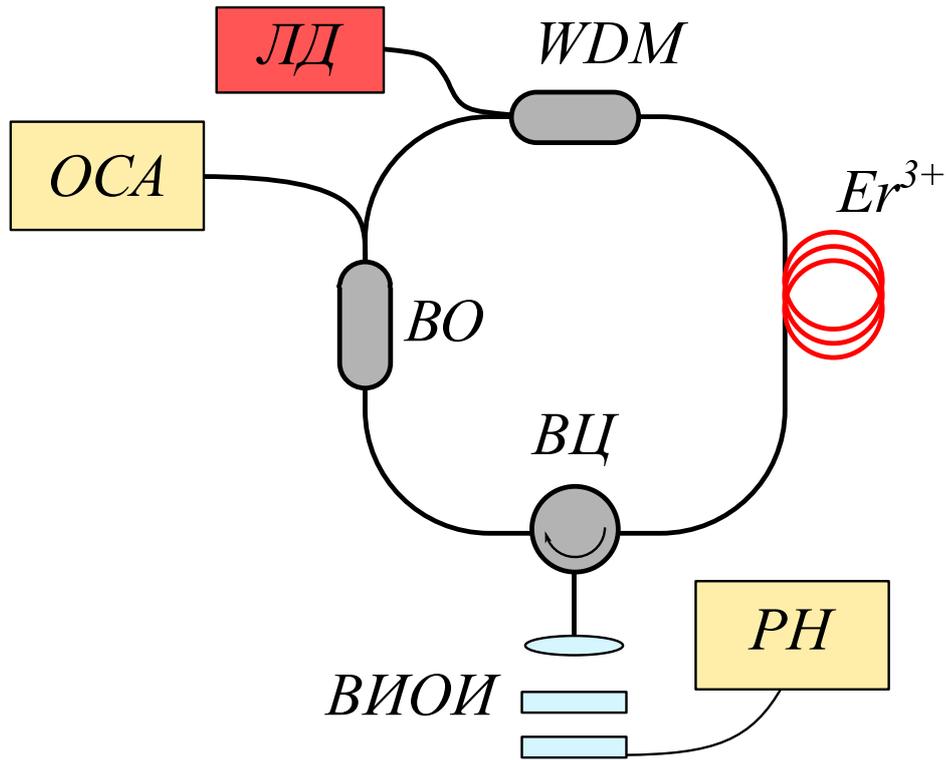


Рисунок 2.5 — Схема волоконного кольцевого лазера для перестройки длины волны: *ЛД* – лазерный диод накачки на 980 нм; *WDM* – спектрально-селективный ответвитель; *ВЦ* – волоконно-оптический циркулятор; *ВО* – волоконный ответвитель 95%/5%; *ВИОИ*; *РН* – регулятор напряжения; *ОСА* – оптический спектроанализатор.

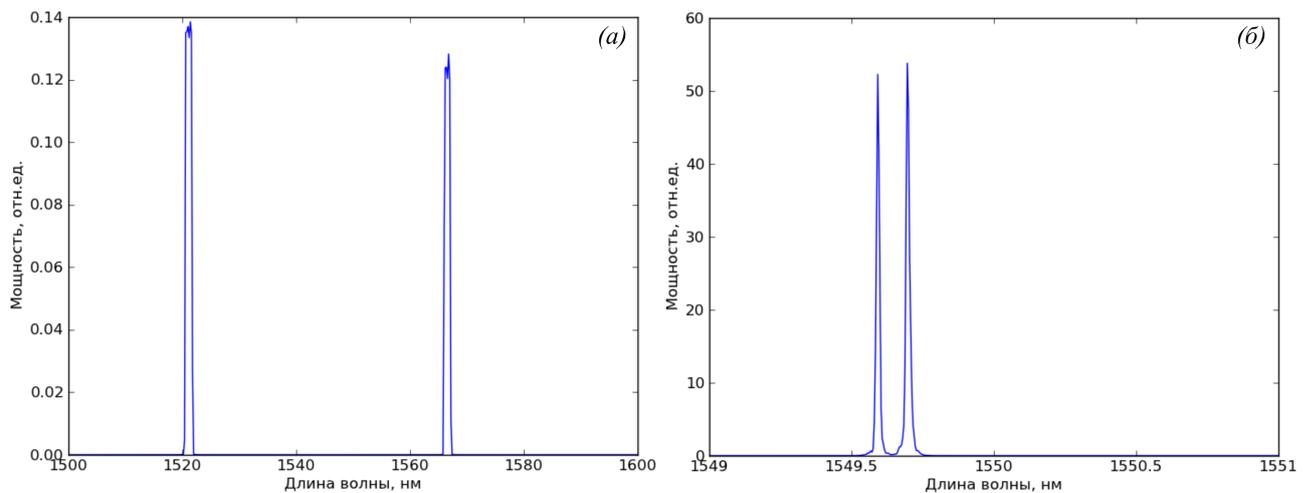


Рисунок 2.6 — Генерация лазера на краях диапазона перестройки (а) и компоненты линии генерации (б).

(46 нм) с использованием ВИОИ, описанным в п. 2.1. Для крайних положений длины волн генерации зафиксированы с помощью ОСА (Рисунок 2.6(а)). Мощность генерации лазера составила порядка 1 мВт. Дальнейшее повышение мощности может быть сопряжено с риском повреждения плёнки из-за нагрева.

Спектральная ширина линии генерации лазера составляла не более 0,02 нм (Рисунок 2.6(б)), что является пределом разрешающей способности ОСА. Была замечена нестабильность модового состава лазера при перестройке: на короткое время лазер мог переходить в режим генерации двух частот с интервалом порядка 0,1-0,2 нм. Подобные эффекты могут быть связаны с низкой избирательной способностью данного конкретного образца ВИОИ, низкочастотными колебаниями интерферометра из-за эффектов теплового расширения и нестабильности источника постоянного напряжения пьезоактюатора, а также паразитных интерференций на волоконных компонентах. Для более детального изучения данной проблемы спектральный контур отражения ВИОИ (см. Рисунок 2.7, около 1550 нм) был рассмотрен при большем спектральном разрешении. На линии профиля можно увидеть наложенные на него паразитные периодические колебания малой амплитуды (5% от полной амплитуды, периодом порядка 0,15 нм). При плавной перестройке базы ОИ генерация будет идти преимущественно на этих пиках, которые спектрально статичны.

2.3 Селекция длины волны волоконного лазера с линейным резонатором [88]

Для демонстрации перестройки длины волны с помощью ВИОИ в эрбиевом волоконном лазере с линейным резонатором было изготовлено новое переднее АЗ, а сам интерферометр и система сопряжения юстированы заново.

В отличие от ОИ использованных в пп. 2.1, 2.2, АЗ было изготовлено согласованным (в соответствии с условием согласования (1.35)) с контролем коэффициента отражения R_{1o} в процессе формирования. Для непрерывной регистрации энергетических коэффициентов реализована волоконно-оптическая система контроля для установки резистивного распыления в вакууме (Рисунок 2.8). Источником света является лазерный диод с длиной волны излучения 1550 нм с характерной шириной спектра не более 5 нм. Излучение лазера проходит через

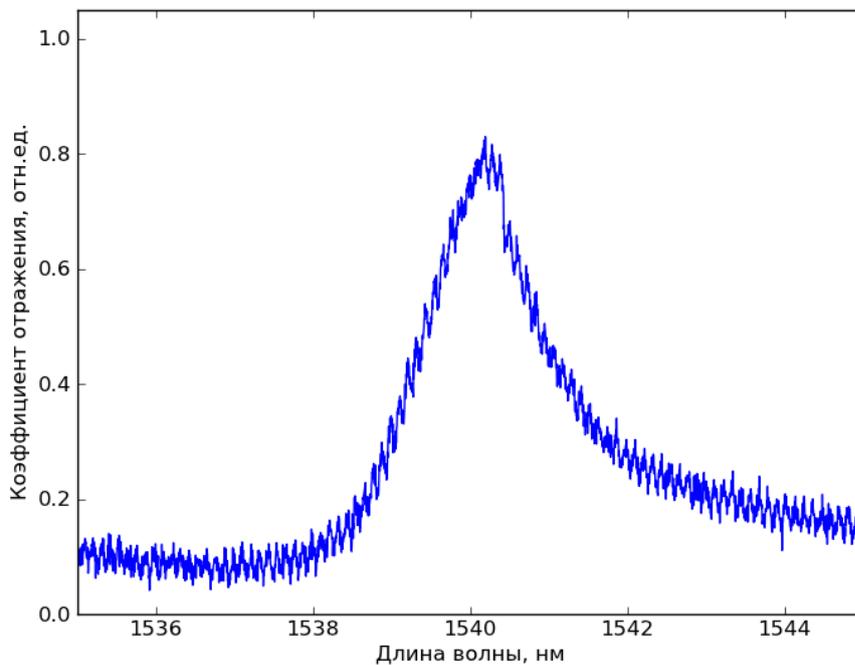


Рисунок 2.7 — Спектр паразитной модуляции коэффициента отражения в высоком разрешении.

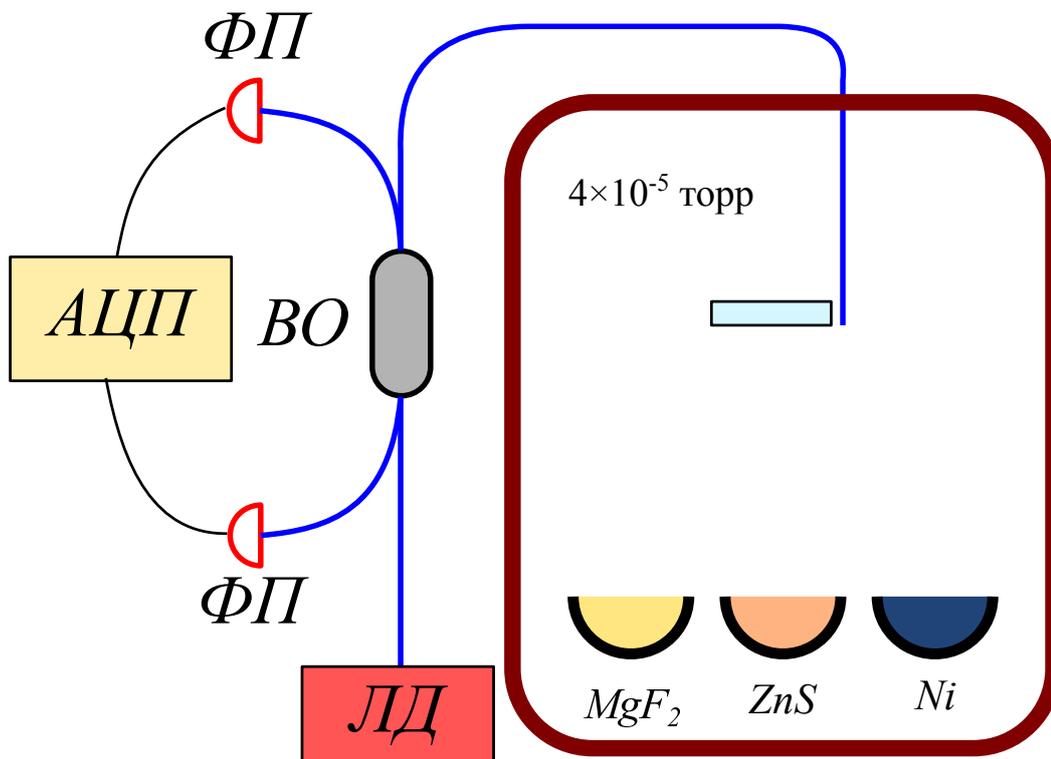


Рисунок 2.8 — Схема установки резистивного распыления с волоконно-оптической системой контроля коэффициента отражения: ЛД – лазерный диод на 1550 нм; ФП – фотоприёмники, подключённые к ПК через АЦП; ВО – волоконно-оптический ответвитель 50%/50%; вакуумная камера; тигли с распыляемыми материалами.

волоконный ответвитель $ВО$ с коэффициентом деления 95%/5%: часть излучения играет роль опорного сигнала для компенсации влияния собственных шумов лазера на измерения, вторая по оптическому волокну заводится в вакуумную камеру. Скол торца волокна является «свидетелем», который помещается вблизи подложки, на которую наносится многослойное отражающее покрытие, либо сам может являться подложкой. Отражённое от торца (или от нанесённого на торец покрытия) излучение снова проходит через ответвитель и регистрируется фотоприёмником. Сигналы с обоих фотоприемников оцифровываются с помощью АЦП и передаются на ПК для обработки и визуализации.

Для подавления влияния фоновой засветки и иных шумов, излучение лазерного диода модулируется ступенчатым сигналом с частотой 400 Гц и скважностью 50%. Сигнал, оцифрованный АЦП, обрабатывается ПК с помощью процедуры преобразования Фурье на заданной частоте – 400 Гц. Данный метод позволяет с высокой точностью вычислять амплитуду сигнала по крайней мере 10 раз в секунду.

Такая волоконная схема может применяться в системах нанесения плёнок, где оптический контроль затруднён. Например, при катодном методе нанесения мощное электромагнитное поле и плазма не дают возможность использовать в камере для контроля объёмную оптику или механические и электронные методы регистрации (регистрирующие изменение собственной частоты колебания свидетеля из-за массы нанесённого материала). С помощью такой системы можно осуществлять широкополосную засветку для контроля по побочным спектральным резонансам или для формирования сложных оптических фильтров.

Спектры отражения ВИОИ при разных базах представлены на Рисунке 2.9. Нижний профиль соответствует базе ОИ в $L = 60$ мкм, средний – 24 мкм, верхний – 12 мкм. Профили нормированы на максимальное значение в пределах спектрального интервала. Наилучшее значение резкости интерференционных полос $F = 40$, максимальный коэффициент отражения $\tilde{R}_{max} \approx 0,5$, что говорит о значительных потерях света при сопряжении объёмной и волоконной оптики, отношение максимального к минимальному коэффициенту отражения $\frac{\tilde{R}_{max}}{\tilde{R}_{min}} = 40$. Сближение зеркал ОИ позволяло получать область свободной дисперсии до 120 нм ($L \approx 10^{-5}$ мкм), которая ограничивается спектральной шириной коэффициента отражения зеркал, как и для ИФП. Минимальный коэффициент отражения, который порождался остаточным отражением от торца волокна в системе заведения

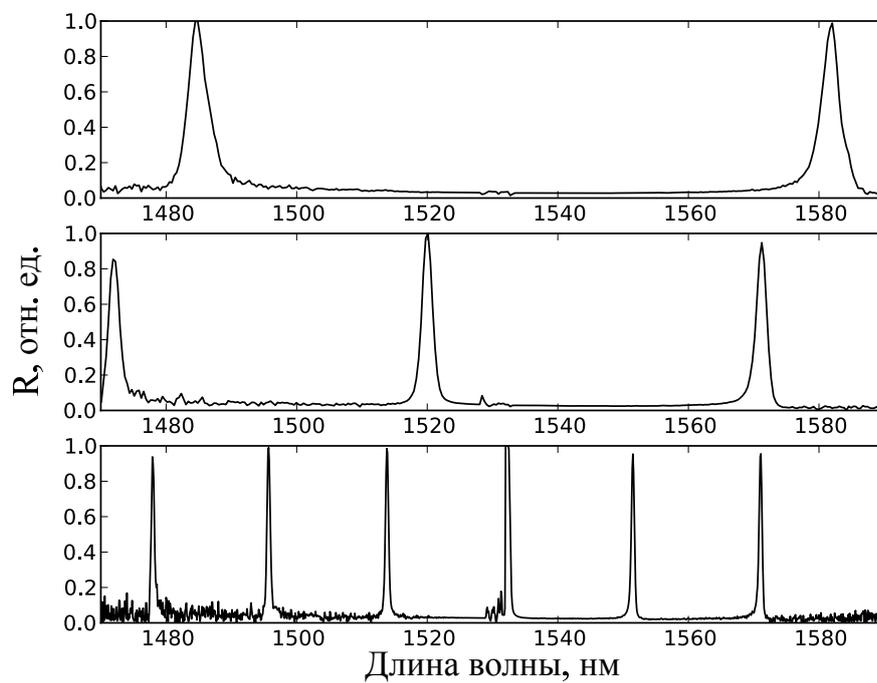


Рисунок 2.9 — Нормированный спектр отражения ОИ при освещении спонтанным излучением лазера в режиме усиления спонтанной эмиссии для $L = 12, 24$ и 60 мкм.

(Рисунок 1.10), имел сравнительно высокое значение $\tilde{R}_{min} = 0,025$ и однозначно влиял на ширину спектральной области перестройки изучения лазера. Проблема контраста в данном случае возникает из-за технологического несовершенства процесса изготовления составных частей ВИОИ. Теоретически же ОИ может иметь идеальный контраст, что принципиально недоступно для ИФП [3]. Частота перестройки максимального коэффициента отражения ВИОИ по спектру в данной схеме достигала 500 Гц.

В лазере (Рисунок 2.10) накачка производилась лазерным одномодовым диодом *ЛД* на длине волны 980 нм с максимальной мощностью 150 мВт через спектрально-селективный ответвитель *WDM*, который располагался внутри резонатора. Общая длина резонатора $L_{рез.} = 10$ м, длина активного участка, состоящего из волокна легированного Er^{3+} *AB* – 4,5 м. Пассивная часть резонатора состояла из волокна *SMF-28e*. Так как волокна имеют различный диаметр основной моды, то в местах сварок (обозначены крестиками) всегда присутствовали спектрально зависимые потери около 0,5 дБ, что снижало добротность резонатора. Эти потери удваивались, когда для стабилизации длины волны генерации использовался насыщающийся поглотитель *НП*, который представлял собой ненакачиваемый отрезок активного волокна длиной 12 см. Из резонатора излучение выводилось с помощью волоконного ответвителя *ВО* с коэффициентом ответвления 20%. Торцевое зеркало *М* – спектрально широкополосное с коэффициентом отражения 70%.

В схеме лазера (Рисунок 2.10), когда пик отражения ВИОИ перестраивался по спектру более чем на 20 нм, появлялась паразитная генерация около длины волны максимального усиления среды (1530 нм), что было обусловлено низким контрастом профиля аппаратной функции ОИ. С учётом эффекта паразитной генерации выбиралась оптимальная база интерферометра, при которой получался максимальный диапазон перестройки и степень селекции излучения, что соответствует области свободной дисперсии 20 нм (Рисунок 2.9, нижний спектр). При данной базе достигнута резкость полос 40, тогда как для меньших длин она падает до 30.

Излучение лазера носило многомодовый характер, что обусловлено большим количеством продольных мод, попадающих в спектральную область высокого коэффициента отражения ОИ. Число генерируемых мод можно оценить, если взять отношение области свободной дисперсии ОИ и резонатора лазера и разде-

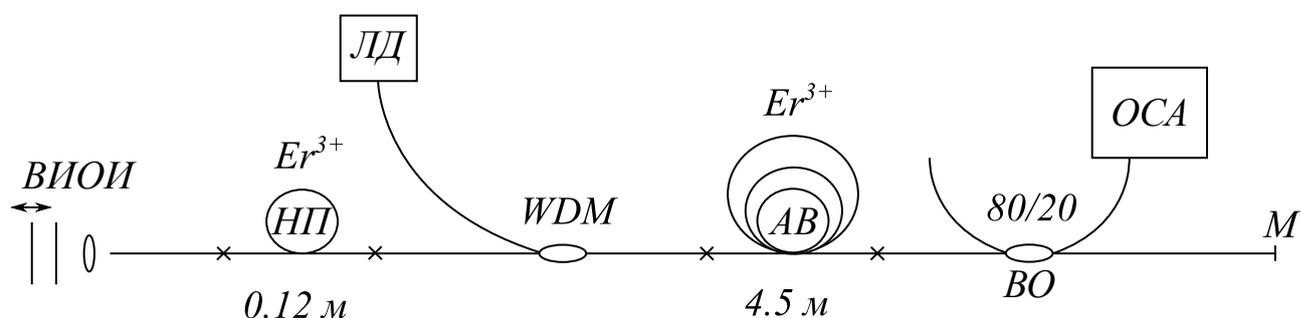


Рисунок 2.10 — Схема волоконного лазера с линейным резонатором: ВИОИ – волоконно-интегрированный ОИ; НП – насыщающийся поглотитель (длиной 0,12 м); ЛД – одномодовый лазерный диод накачки (980 нм, 150 мВт); WDM – спектрально-селективный ответвитель; АВ – активное эрбиевое волокно (длиной 4,5 м); ВО – волоконный ответвитель (коэффициент деления 20%); ОСА – оптический спектроанализатор; М – диэлектрическое зеркало (коэффициент отражения 70%).

лить на резкость F :

$$N_{\text{мод}} \sim \frac{L_{\text{рез.}} n}{LF} \quad (2.1)$$

где n – коэффициент преломления вещества волокна. В данном случае $N_{\text{мод}} \sim 10^3$, что приводит к конкуренции продольных мод между собой. Это вызывает нестабильность длины волны излучения лазера от времени, например, в следствие эффекта выжигания пространственных дыр в активной среде. На Рисунке 2.11 показаны спектральные профили генерации лазера, полученные с помощью ОСА (в схеме на Рисунке 2.10). Профили представлены для трёх диапазонов в пределах области перестройки: 1525,5 нм, 1533 нм и 1542 нм, причём для каждого диапазона построено по два профиля, чтобы показать характерную нестабильность спектра. Генерация продольных мод происходила в диапазоне 0,1 нм. Для лазеров с линейным резонатором для уменьшения нестабильности генерации из-за эффекта выжигания пространственных дыр усиления обычно применяют насыщающийся поглотитель *НП*. В данном случае это не приводило к существенному сужению спектра генерации лазера, однако при этом улучшалась временная стабильность генерации. Одновременно происходило сужение спектрального диапазона перестройки излучения, снижение мощности и эффективности генерации лазера. Спектры на Рисунке 2.11 получены без насыщающегося поглотителя в схеме лазера. Отдельная мода генерации изображается характерным профилем с шириной на полувысоте равной минимальному спектральному разрешению спектроанализатора – 20 пм. Возможна генерация на нескольких модах внутри этого интервала, что не разрешается спектроанализатором. Согласно выражению (1.42) для получения лазерной генерации на одной продольной моде в конфигурации рассмотренного лазера требуется резкость интерференционных полос $F > 10^4$.

Максимальный диапазон перестройки, которого удалось достичь без насыщающегося поглотителя, составил около 20 нм. Соответствующая этому интервалу (области свободной дисперсии) база ОИ равна 60 мкм, а спектральная ширина пика на полувысоте – 0,5 нм. Большого диапазона перестройки добиться не удалось по причине недостаточного контраста профиля аппаратной функции интерферометра. Как один из вариантов получения большего диапазона перестройки можно было бы управлять добротностью резонатора с помощью спектральных свойств зеркала M и таким образом эффективно уменьшить влияние контраста профиля максимального усиления активной среды в пределах области свободной дисперсии ВИОИ. Максимальная дифференциальная эффективность лазера со-

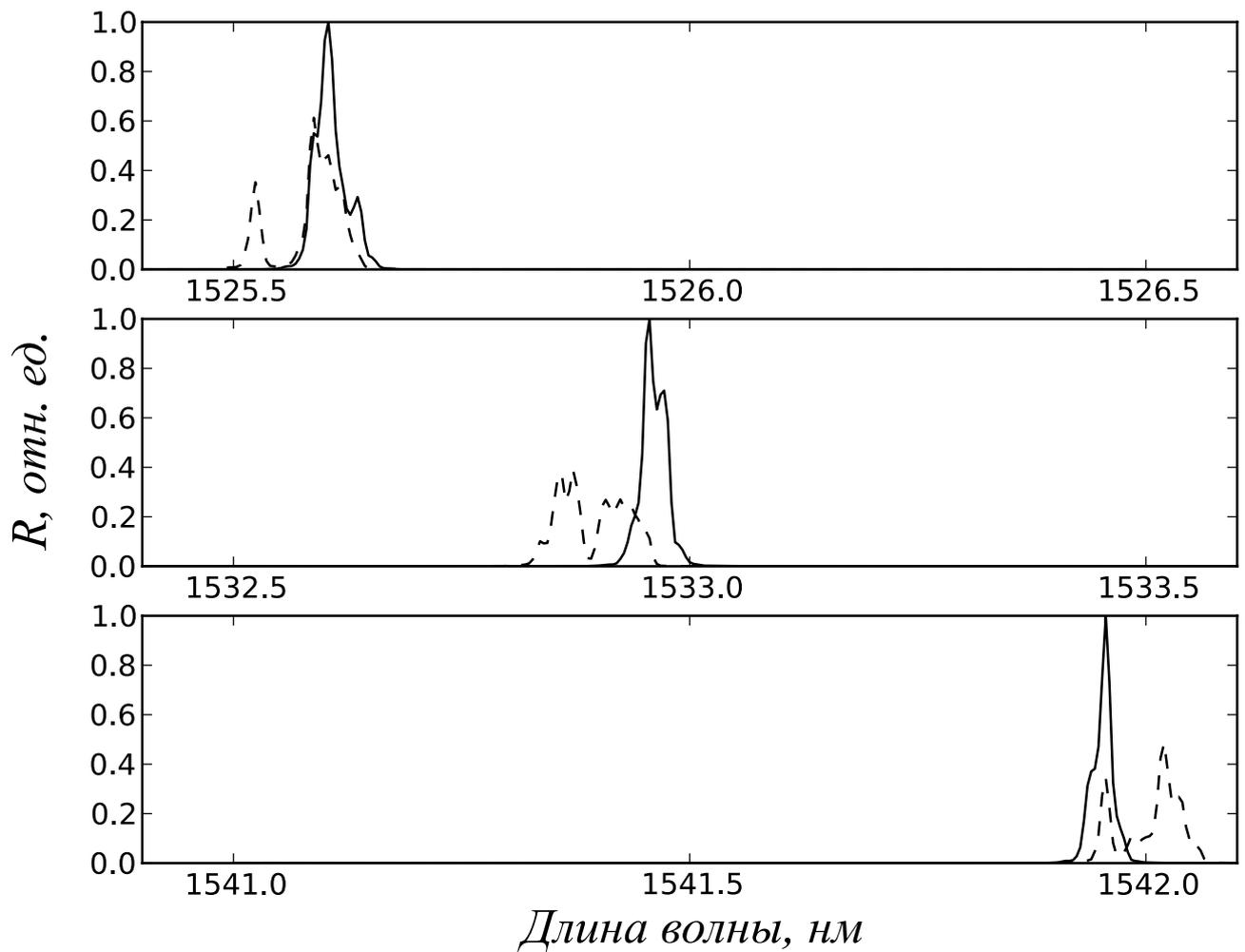


Рисунок 2.11 — Спектры генерации лазера для трёх диапазонов (показаны два спектра в каждом диапазоне).

ставила величину около 5%. Мощность генерации с одного порта ответвителя – до 1 мВт в зависимости от мощности накачки.

Для сравнения был проведён приближенный расчёт дифференциальной эффективности эрбиевого лазера на основе аналитической модели для редкоземельных волоконных лазеров и усилителей [85]. Выражения для дифференциальной эффективности следующие:

$$\eta = \frac{\eta_q A_{r2} (1 - R_M) P_s^{IS}}{T_{eff} P_s^{CS}} \left[1 - (G_{max} A_r R)^{-\delta} \right]. \quad (2.2)$$

Здесь $\eta_q = \frac{\lambda_p}{\lambda_s}$ – квантовая эффективность; $A_{r1,r2}$ – потери на проход резонатора в сторону 1 и 2, соответственно, а $A_r = A_{r1} A_{r2}$ – потери на полный обход; $R_{ВИОИ,М}$ – коэффициенты отражения ВИОИ и выходного зеркала резонатора, а $R = \sqrt{R_{ВИОИ} R_M}$ – эффективный коэффициент отражения; $T_{eff} = (1 - A_{r2}^2 R_M) + (1 - A_{r1}^2 R_{ВИОИ}) \frac{A_{r2}^2 R_M}{A_r R}$ – эффективное пропускание на выходе лазерного резонатора; $\delta = \frac{P_s^{CS}}{P_p^{IS}}$ – отношение мощностей насыщения. Мощности насыщения характеризуют: P_s^{CS} – как поглощение накачки насыщается от мощности накачки, P_s^{IS} – насыщение поглощения сигнала от мощности сигнала, а P_p^{IS} – как поглощение сигнала насыщается от мощности накачки. Они выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} P_p^{IS} &= \frac{S_{eff} \beta_{2e}}{\Gamma_p \eta_p \tau_2} \frac{1}{\sigma_p^a + \beta_{3e} \sigma_p^e}, \\ P_s^{CS} &= \frac{S_{eff} \beta_{2e}}{\Gamma_s \eta_p \tau_2} \frac{1}{\sigma_s^a + \beta_{2e} \sigma_s^e}, \\ P_s^{IS} &= \frac{S_{eff}}{\Gamma_s} \frac{1}{\tau_2} \frac{1}{\sigma_s^a + \sigma_s^e}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Здесь $S_{eff} = \pi b^2$ – эффективная площадь сечения волокна, заполненная активными ионами (b – радиус заполненной активными ионами части волокна); $\Gamma_{p,s} = 1 - \exp\left[\frac{-2b^2}{W^2}\right]$ – интеграл перекрытия для накачки (p) и сигнала (s) (W – радиус поля моды); β_{ie} – отношение числа ионов на i -м уровне к общему числу возбуждённых ионов, так $\beta_{2e} = (1 + \frac{\tau_{32}}{\tau_2})^{-1}$ и $\beta_{3e} = \frac{\tau_{32}}{\tau_2} \beta_{2e}$; $\eta_p = \frac{\tau_3}{\tau_{32}}$ – эффективность накачки. Время τ_{32} характеризует общее время для излучательных и безизлучательных переходов с возбуждённого на метастабильный уровень в трехуровневой системе, а τ_2 – время распада метастабильного состояния. $\sigma_{p,s}^a$ и $\sigma_{p,s}^e$ –

сечения поглощения и испускания для накачки (p) и сигнала (s), соответственно. Параметр G_{max} в (2.2) выражается следующим образом:

$$G_{max} = \exp \left[\left(\frac{\alpha_p}{\delta} - \alpha_s \right) L \right], \quad (2.4)$$

где $\alpha_{p,s}$ – коэффициенты поглощения малого сигнала накачки (p) и сигнала (s), а L – длина резонатора.

Поглощение излучения слабого сигнала $\alpha_{p,s}$ были измерено экспериментально: 3 дБ/м для сигнала (1530 нм), для накачки 4,3 дБ/м (980 нм). Спектральные распределения сечений поглощения и испускания накачки и сигнальной волны взяты из работы [54] для волокна типа *Al/P-Silica*. Также на их основе рассчитывались спектральные зависимости мощностей насыщения накачки и сигнала, которые нормировались на экспериментально измеренные величины на длинах волн 980 нм и 1547 нм.

Расчётная зависимость дифференциальной эффективности от длины волны показана на Рисунке 2.12. Расчёты показывают хорошее соответствие с экспериментальными результатами: основные характеристики лазера такие, как дифференциальная эффективность генерации и диапазон перестройки совпадали по порядку величины при потерях, параметрах активной среды, элементов схемы и накачки, которые были измерены экспериментально. Это рассматривается как обоснование применимости данной теории для расчёта характеристик селектора для получения генерации на одной продольной моде в лазере с коротким резонатором.

В линейной схеме, по сравнению с кольцевой (п. 2.2), становится возможным исключить из резонатора часть оптических элементов. В предельном случае схема лазера (Рисунок 2.13), может содержать только спектрально-селективный волоконный ответвитель *WDM*, ОИ и выходное зеркало M . Накачку по световедущей сердцевине можно заводить не внутри резонатора, а извне, через зеркало. Генерация излучения может выводиться через *WDM*. Это позволит существенно укоротить резонатор и увеличить частотное расстояние между собственными модами. Если селектор будет обладать достаточной остротой селекции, то возможна генерация только на одной собственной частоте резонатора в пределах контура усиления волоконного лазера.

Использованный в экспериментах ВИОИ не может быть использован в такой схеме из-за невозможности укоротить резонатор меньше фокусного расстояния коллиматора. Предполагается, что в такой схеме селектором может являться волоконный вариант ОИ. Спектральные свойства зеркал M и $M_{1,2}$ должны

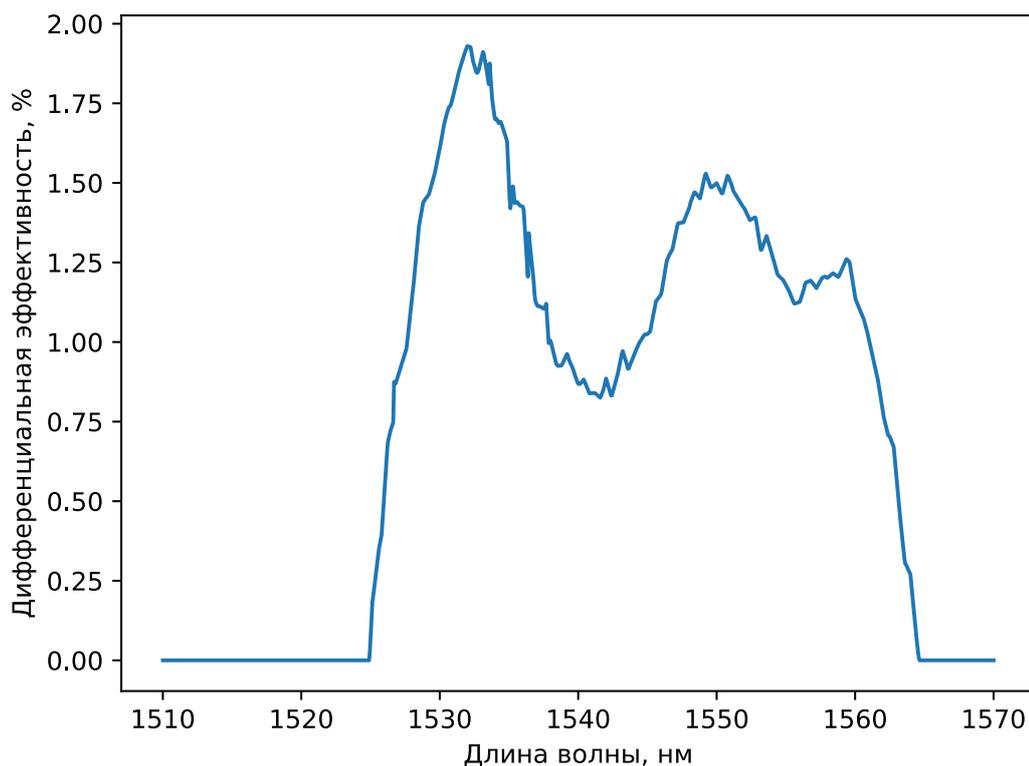


Рисунок 2.12 — Зависимость дифференциальной эффективности от длины волны для лазера с линейным резонатором и ВИОИ в качестве зеркала.

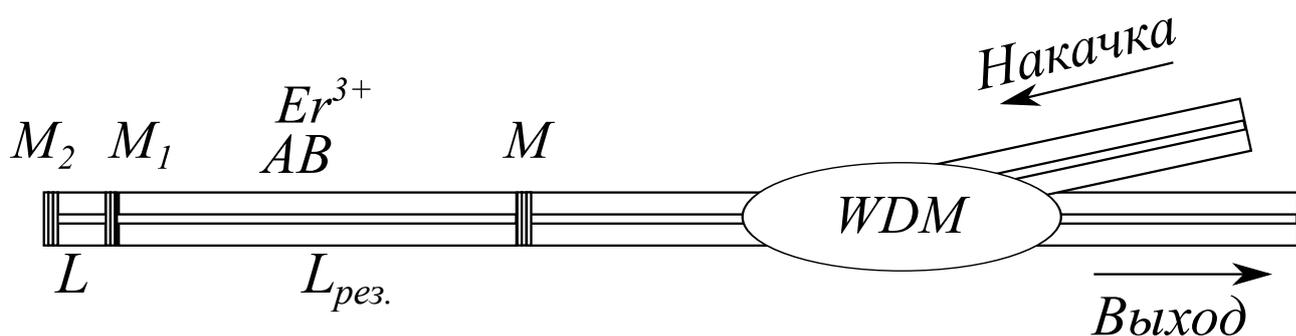


Рисунок 2.13 — Схема волоконного лазера с коротким линейным резонатором: WDM – спектрально-селективный разветвитель; M – зеркало резонатора лазера; M_1 – переднее зеркало ОИ (асимметричное по коэффициентам отражения); M_2 – заднее высокоотражающее зеркало ОИ; $L_{рез.}$ – длина резонатора лазера; L – база ОИ.

обеспечивать необходимые для генерации условия. Желательно, чтобы зеркала были спектрально широкополосными и высокоотражающими. Для изготовления волоконного резонатора ОИ с изменяемой базой могут быть использованы методы, применяемые для изготовления резонаторов волоконных Фабри-Перо, например [91; 92]. Расчёты по (1.42) показывают, что при длине резонатора $L_{рез.} = 0,1$ м и базы ОИ $L = 10^{-4}$ м можно получить одномодовую генерацию при резкости в диапазоне $F \sim 10^2-10^3$. При этом область свободной дисперсии в кварцевом волокне, то есть область перестройки длины волны генерации будет около 7,5 нм. Если использовать волокна с высоким коэффициентом усиления, например *EDFC-980-HP* (80 дБ/м на длине волны 1530 нм), или брать другие спектральные диапазоны, где возможны большие коэффициенты усиления, то можно ещё больше укоротить резонатор, уменьшить требование к F и увеличить диапазон перестройки свыше 50 нм. Метод ОИ также может быть применён в полупроводниковых лазерах, имеющих короткий резонатор меньше миллиметра. Необходимая для этого резкость может быть $F < 10^2$.

2.4 Выводы ко второй главе

В результате объёмный вариант ОИ, сопряжённый с волоконной схемой (ВИОИ), применён для селекции длины волны генерации волоконных лазеров в кольцевой и линейной схемах.

В кольцевой схеме область перестройки составила 46 нм (1520-1566 нм) при характерной мощности порядка 1 мВт, полоса генерации составила примерно 0,1 нм, мгновенная ширина отдельных линий не более 0,02 нм.

В линейной схеме область перестройки составила 20 нм, полоса генерации – примерно 0,1 нм мгновенная ширина отдельных линий $\leq 0,02$ нм.

Существенное влияние на спектр генерации влияют спектральные особенности элементов лазерного резонатора и схема сопряжения волоконного лазера с ВИОИ. Предполагается, что минимизация количества элементов и более компактное, в идеальном случае – волоконное, исполнение ОИ позволят избавиться от паразитных интерференционных эффектов и получить в волоконном лазере генерацию на одной продольной моде с возможностью перестройки длины волны.

Глава 3. Волоконные варианты отражательных интерферометров на основе тонкой металлической плёнки [73; 74; 93—96]

В предыдущей главе продемонстрирован волоконно-интегрированный вариант ОИ, в котором объёмный интерферометр, состоящий из двух плоских зеркал, сопрягался с одномодовым волокном с помощью коллиматора. Значительные потери при заведении в волокно и необходимость дополнительного просветления торца волокна приводили к ухудшению параметров интерферометра: степени селекции и контраста спектрального профиля аппаратной функции. Основной целью данной главы является создание полностью волоконного варианта отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки.

Для начала описан вариант ОИ, изготовленный на торце оптического волокна, как промежуточный шаг между объёмным и волоконным исполнением. Далее представлен волоконный ОИ на основе тонкой металлической плёнки со световедущей базой, метод его изготовления и характеристики. Предложено использовать узкополосную ВБР в качестве заднего зеркала ОИ, что позволяет получить узкополосную фильтрацию в отражении. В конце показано применение такого волоконного ОИ для селекции длины волны волоконного лазера с линейным резонатором.

3.1 Торцевой отражательный интерферометр на основе тонкой металлической плёнки [93]

Как шаг к экспериментальной реализации полностью волоконного ОИ в одномодовом волокне были проведены эксперименты по исследованию свойств и технологии изготовления ОИ, сформированного на торце одномодового волокна типа *SMF-28e*. На Рисунке 3.1 приводится структура многослойного покрытия, образующего торцевой отражательный интерферометр (ТОИ), которое нанесено методом термического напыления в вакууме (см. п. 2.1) на торец одномодового волокна (*BC* – волноводная сердцевина). Оно состоит из тонкой (около 10 нм) никелевой плёнки (*Ni*) и диэлектрического многослойного покрытия из двух материалов (*MgF₂*, *ZnS*). Оптическая толщина диэлектрических слоёв незначительно

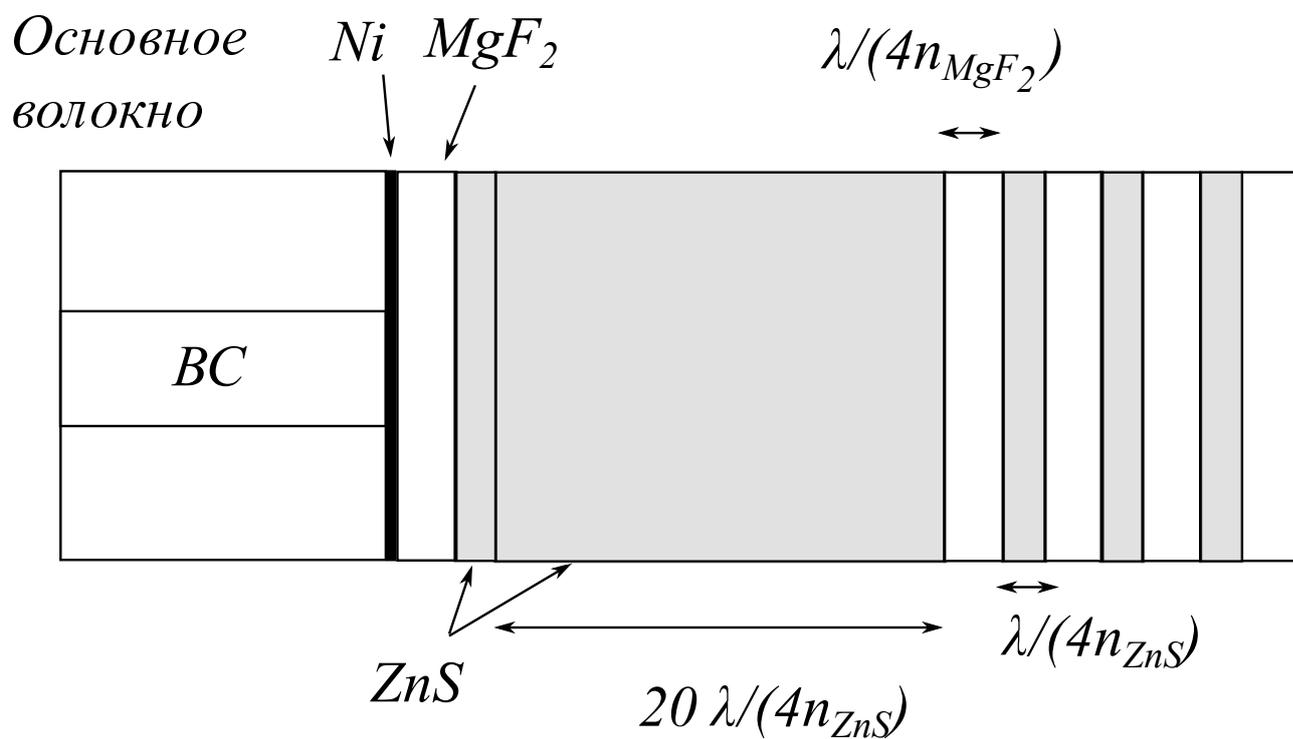


Рисунок 3.1 — Схема отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки, сформированного на торце одномодового волокна.

отличалась от кратной $\lambda/4$, так как нанесение велось при оптическом контроле по экстремумам отражения со стороны плёнки Ni [3].

Никелевая плёнка и первые два слоя составляют переднее зеркало ТОИ, имеющее свойство асимметричности по коэффициенту отражения с разных сторон. База ТОИ состоит из более толстого слоя ZnS с оптической толщиной $20\lambda/4$. Далее формировалось заднее зеркало из шести слоёв $(ZnS, MgF_2)^3$. Теоретически рассчитанный спектр отражения такого ОИ в приближении плоских волн и бездисперсионности сред, входящих в его состав, представлен на Рисунке 3.2 (пунктирная линия). Из-за того, что заднее зеркало недостаточно плотное, теоретический максимальный коэффициент отражения ТОИ меньше единицы (около 0,9). Есть и другие факторы, приводящие к снижению максимального коэффициента отражения. Они связаны со свойствами материалов и структурой покрытия ТОИ (Рисунок 3.1). Например, данное покрытие не имеет световедущей сердцевины, но представляет собой многомодовый волновод, что, из-за несогласованности собственных мод, может приводить к снижению коэффициента отражения интерферометра, уменьшению добротности его резонатора.

Для оценки потерь на расходимость в несветоведущей базе можно воспользоваться приближением из [97]. Так, коэффициент заведения обратно в волокно для пучка, который вышел из этого волокна и отразился от заднего зеркала интерферометра будет:

$$Z(D) = \frac{2D}{nkW^2}, T(D) = \frac{4(4Z(D)^2 + 1)}{(4Z(D)^2 + 2)^2 + 4Z(D)^2}, \quad (3.1)$$

где D – длина базы, n – показатель преломления базы, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновой вектор, W – радиус поля моды волокна. С учётом данного выражения можно преобразовать (1.7) в следующее:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho} &= \rho_{1o} + \tau_1^2 \rho_2 e^{-2i\psi} \sqrt{T(D)} + \tau_1^2 \rho_2 \rho_{1i} \rho_2 e^{-4i\psi} \sqrt{T(2D)} + \\ &\quad + \tau_1^2 \rho_2 (\rho_{1i} \rho_2)^2 e^{-6i\psi} \sqrt{T(3D)} + \dots = \\ &= \rho_{1o} + \tau_1^2 \rho_2 e^{-2i\psi} \sum_{j=0}^{\infty} [\rho_{1i} \rho_2 e^{-2i\psi}]^j \sqrt{T((j+1)D)} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Воспользовавшись (3.2) и (1.22) можно построить зависимость максимального коэффициента отражения от длины базы. На Рисунке 3.3 кривая I построена для параметров зеркал и плёнки аналогичных расчётной АФ на Рисунке 3.2, изменялась

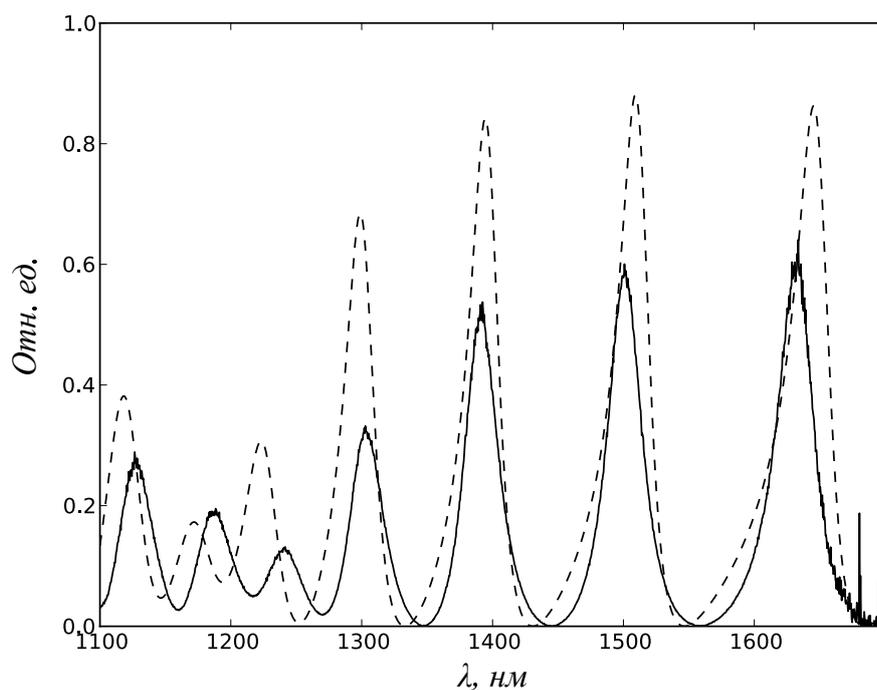


Рисунок 3.2 — Расчётные коэффициенты отражения ТОИ в приближении плоских волн. Пунктирная линия - расчётный профиль, сплошная линия - экспериментально измеренный профиль.

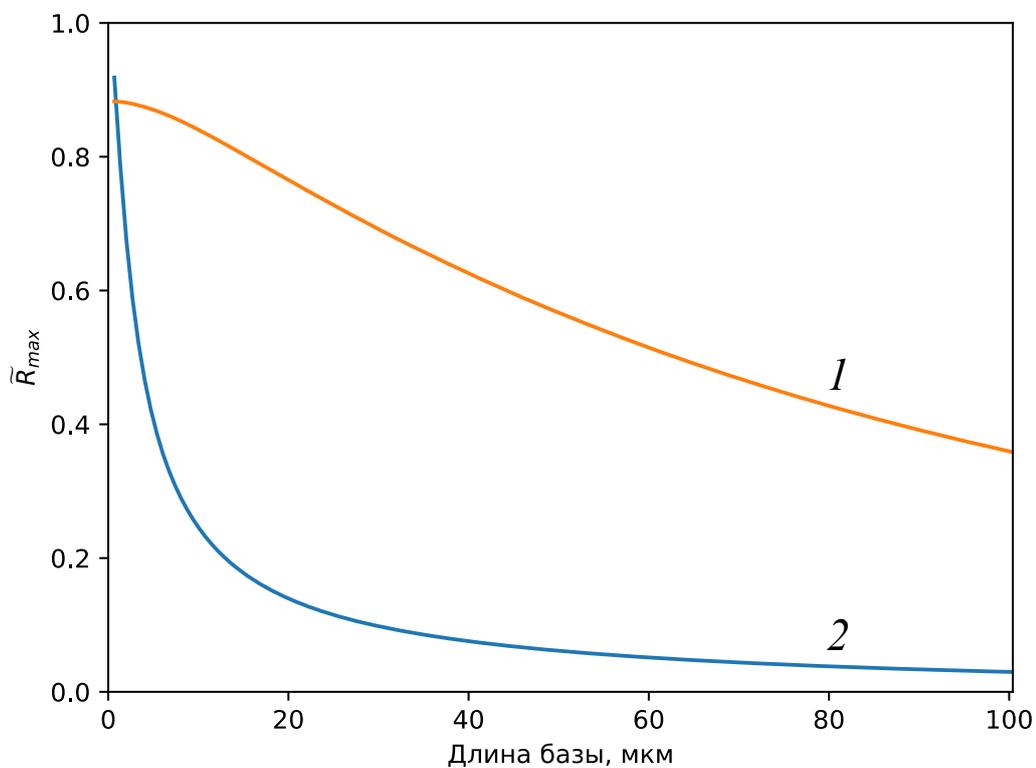


Рисунок 3.3 — Расчётное изменение коэффициента отражения ТОИ от длины несветоведущей базы.

только длина базы интерферометра D . Профиль 2 построен для высокодобротного резонатора с параметрами $R_{1o} = 0,036$, $R_{1i} = 0,87$, $T_1 = 0,064$ и $R_2 = 1$, что соответствует резкости полос около 45. Взята сумма ряда до сотого слагаемого, что превышает эффективное число интерферирующих лучей. Видно, что коэффициент отражения для более добротного интерферометра быстрее падает с ростом базы. Так, коэффициент отражения для низкодобротного ОИ (профиль 1) снижается в два раза при базе 75 мкм, а высокодобротный (профиль 2) – при около 4 мкм.

В данной схеме ТОИ является статичным фильтром. Однако существует технология, с помощью которой можно его перестраивать по спектру, если расколоть базу из ZnS на две части или использовать базу на основе воздушного промежутка [98].

Вся структура покрытия формировалась за один сеанс вакуумного напыления. Оптический контроль процесса нанесения слоёв осуществлялся по отражению от торца волокна как описано в п. 2.1. Коэффициент отражения Ni плёнки со стороны волокна составил около 0,1. Следующие два слоя диэлектриков (MgF_2, ZnS) наносились по экстремумам коэффициента отражения. Удалось подавить коэффициент отражения до величины менее 0,001. Далее формировалась база ТОИ из 20 четвертьволновых слоёв ZnS . Затем наносилось заднее зеркало из 6 слоёв. Итоговый коэффициент отражения заднего зеркала равен 0,81. На Рисунке 3.2 (сплошная линия) представлен спектр отражения ТОИ. В сравнении с расчётным профилем (пунктирная линия) имеется хорошее совпадение спектров отражения как по области свободной дисперсии, так и по фазе, и по относительным амплитудам максимумов. Совпадают и резкости полос, которые имеют величину $F \approx 3,5$. Максимальный коэффициент отражения отличается от расчётного, но возможна ошибка до 10 % из-за нормировки по отражению от сколотого торца волокна. Контраст профиля аппаратной функции составил около 30 дБ. Отличия максимального коэффициента отражения экспериментального образца от расчёта по (3.2) (профиль 1 на Рисунке 3.3) могут возникать из-за рассеяния на неровностях сколотого торца и поглощения в диэлектрических слоях из-за несовершенства техники напыления.

Для увеличения степени селекции необходимо повышать добротность резонатора, увеличивая коэффициенты отражения зеркал. Для дальнейшего увеличения добротности, по-видимому, требуется наличие световедущей сердцевины в структуре ТОИ, чтобы уменьшить потери за счёт рассогласования с модами ос-

новного одномодового волокна. Сердцевину представляется возможным сформировать методом модуляции коэффициента преломления в резонаторе ТОИ вдоль его оптической оси фотомодификацией фемтосекундными лазерными импульсами [99], либо использовать микрорезонатор, на основе короткого отрезка из основного волокна [100].

3.2 Отражательный интерферометр на основе тонкой металлической плёнки со световедущей базой [73; 94]

Для повышения качественных параметров ОИ – \tilde{R}_{max} , $\frac{\tilde{R}_{max}}{\tilde{R}_{min}}$, F – и дальнейшей его интеграции в волоконную оптику предлагается новая конструкция волоконного отражательного многолучевого интерферометра (ВОИ), который представляет собой двухзеркальный резонатор, аналогичный волоконному интерферометру Фабри-Перо (ВИФП) (Рисунок 3.4).

Хотя здесь рассматривается волоконный вариант отражательного интерферометра, в силу симметрии задачи формулу его аппаратной функции можно считать с большой точностью эквивалентной таковой для объёмного варианта в приближении плоских волн (1.5) и (1.8), если предположить, что взаимодействие основной моды с зеркалами ВОИ не приводит к заметному рассеянию, то есть образованию высших направляемых мод или мод рассеяния. В данном случае изменяется амплитуда поля только основной моды волокна.

Поэтому для моделирования параметров ВОИ можно использовать ранее описанный метод для объёмного варианта отражательного интерферометра (см. п. 2.1). На Рисунке 3.6 процесс нанесения смоделирован на примере плёнки никеля ($n_{Ni} = 3,44 - i6,74$ [82]). Коэффициент преломления взят для массивного вещества на длине волны 1,55 мкм. Стоит отметить, что оптические свойства тонких металлических плёнок, т.е. слоёв, у которых эффективная толщина $\bar{h}_{Me} \ll \lambda$ ($\bar{h}_{Me} \leq 20$ нм) очень сильно зависят от условий их изготовления, но несмотря на это, расчёты можно считать качественно верными.

Затем на плёнку наносятся диэлектрические слои, подобно описанному в п. 2.1, причём слой с высоким показателем преломления приводит одновременно к уменьшению R_{1o} и увеличению R_{1i} , а слой с низким показателем прелом-

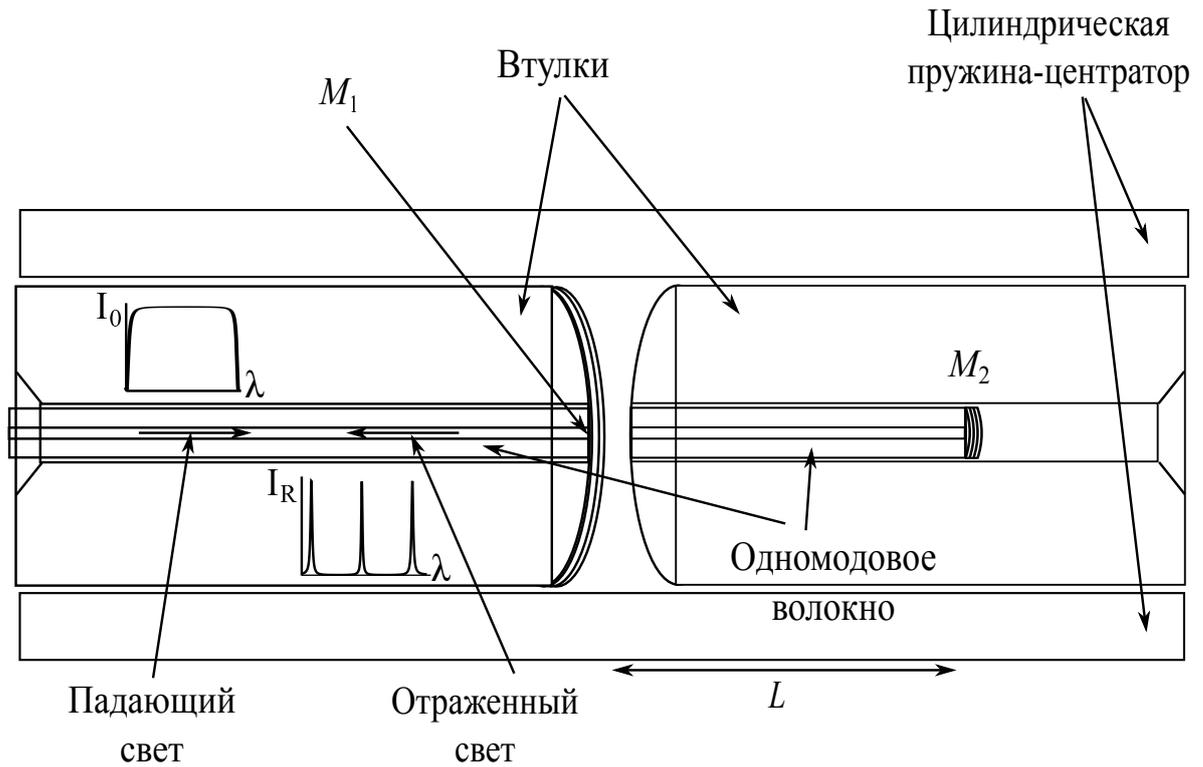


Рисунок 3.4 — Общая схема ВОИ: I_0 — спектральное распределение интенсивности падающего, I_R — отражённого излучения; L — база интерферометра, $M_{1,2}$ — зеркала резонатора.

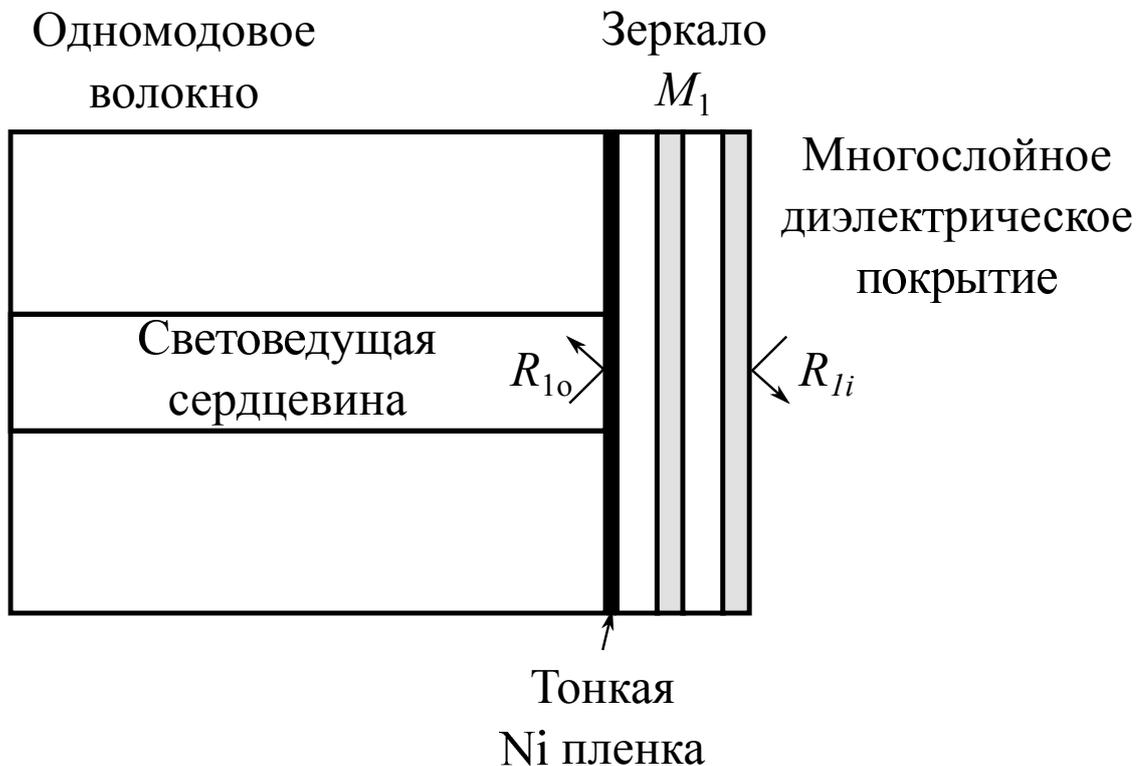


Рисунок 3.5 — Структура переднего зеркала.

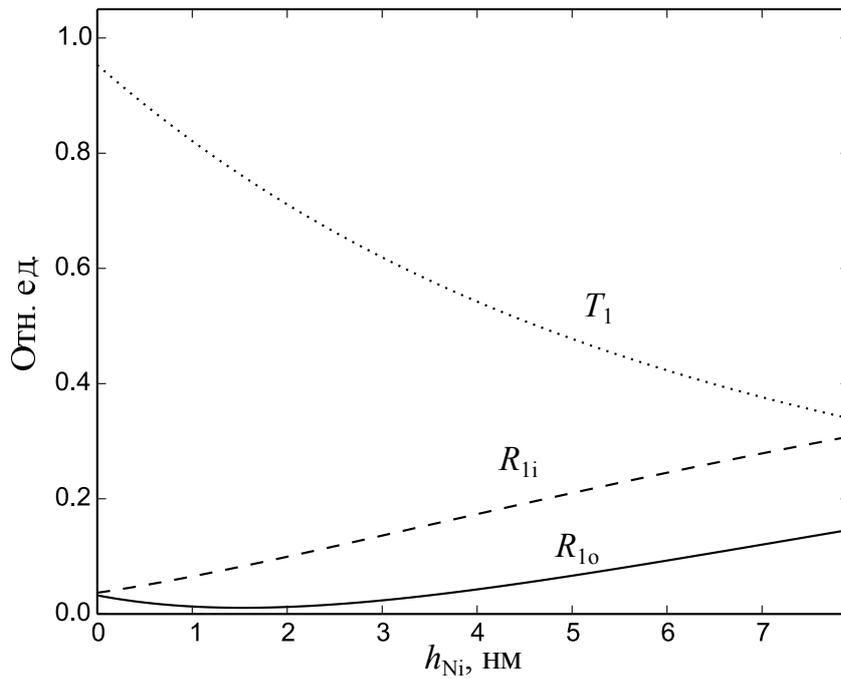


Рисунок 3.6 — Моделирование изменения энергетических коэффициентов зеркала M_1 в процессе напыления Ni -плёнки на торец кварцевого волокна

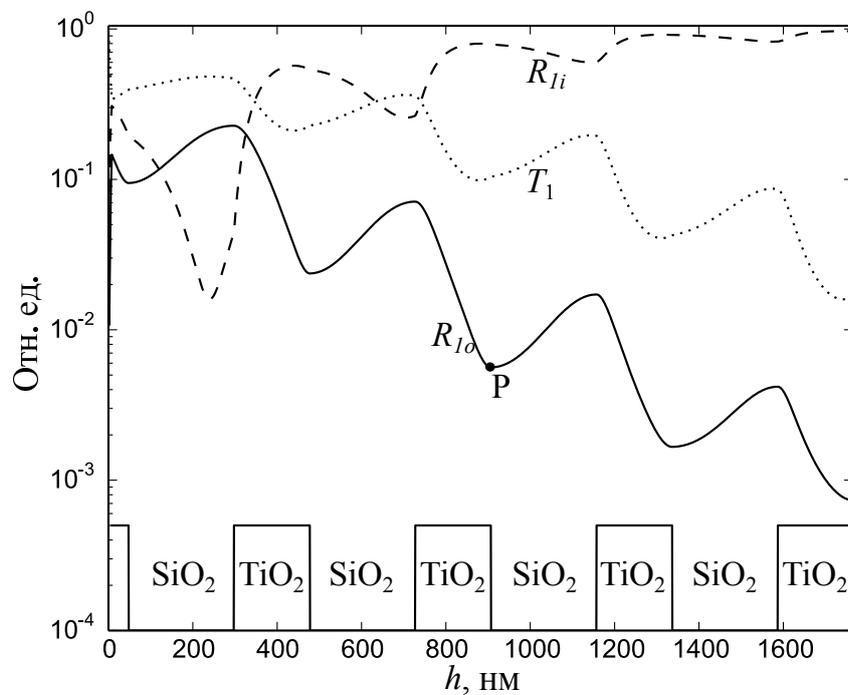


Рисунок 3.7 — Моделирование изменения энергетических коэффициентов зеркала M_1 в процессе напыления нанесение диэлектрических слоёв на плёнку Ni . P – точка, соответствующая прекращению нанесения слоёв в эксперименте.

ления действует наоборот. Расчёт энергетических коэффициентов зеркала приведён на Рисунке 3.7 для диэлектрических покрытий TiO_2 ($n_H = 2,43$ [101]) и SiO_2 ($n_L = 1,47$ [102]). Нанесение ведётся по экстремумам R_{1o} и оптические толщины слоёв диэлектриков получаются немного отличными от четверти длины волны, что приводит к изломам зависимостей R_{1i} и T_1 в точках смены диэлектриков. После девяти экстремумов расчётные коэффициенты зеркала M_1 равны: $R_{1o} = 7 \cdot 10^{-4}$, $R_{1i} = 0,966$, $T_1 = 0,017$. Если предположить, что заднее зеркало ВОИ M_2 высокоотражающее – $R_2 \equiv 1$, – то резкость полос резонатора может достигать $F = 182$. Очевидно, что увеличивая R_{1i} можно повышать резкость полос и дальше.

В качестве основания для формирования асимметричного металл-диэлектрического зеркала использовался торец оптического волокна *SMF-28e*. Волокно было предварительно клеено с помощью канадского бальзама в керамическую втулку с внутренним диаметром 125,5 мкм, а затем отполировано для получения оптически ровной поверхности торца. Полировка производилась с помощью полировальных плёнок с алмазным абразивом и характерным размером гранул от 30 мкм до 1 мкм, финишная полировка производилась с помощью алмазной пасты *АСМ 1/0 НОМГ* с содержанием алмаза 2,0 карата (размер гранул <50 нм). Затем торец втулки очищался от остатков органических соединений ацетоном и изопропиловым спиртом, после чего помещался в вакуумную камеру для дальнейшего напыления.

В отличие от экспериментов, представленных в Гл. 2 и п. 3.1, данная многослойная структура асимметричного зеркала формировалась методом магнетронного напыления в вакууме. Изначально объём камеры откачивался до давления 10^{-5} торр. Затем производилась очистка мишеней в атмосфере аргона при давлении $6 \cdot 10^{-3}$ торр в режиме стабилизации разряда по мощности при 0,5 кВт. Структура зеркала состояла из тонкого слоя никеля (Ni), и пяти последовательных слоёв TiO_2 , SiO_2 , TiO_2 , SiO_2 , TiO_2 (Рисунок 3.7). Перед нанесением каждого диэлектрического слоя мишени дополнительно отжигались в атмосфере аргона для удаления оксидов с поверхности. Параметры структуры на торце контролировались по отражению излучения лазерного диода на 1550 нм (аналогично п. 2.1). Никель напылялся при давлении аргона $4 \cdot 10^{-3}$ торр до достижения коэффициента отражения $R_{1o} = 0,14$, чтобы выполнить условие согласования (1.35). Затем наносились диэлектрические слои в атмосфере аргона и кислорода ($p_{Ar} = 3 \cdot 10^{-3}$ торр, $p_{O_2} = 1 \cdot 10^{-3}$ торр) в режиме стабилизации разряда по мощности при 0,5 кВт

до достижения экстремума коэффициента отражения (минимума для TiO_2 и максимума для SiO_2). Результирующий коэффициент отражения зеркала составил $R_{10} = 0,002$. На расчётном графике на Рисунке 3.7 момент остановки нанесения соответствует точке P .

Заднее диэлектрическое зеркало интерферометра также формировалось методом магнетронного напыления в вакууме. Оно состояло из 10 слоёв $(SiO_2, TiO_2)^5$, где первый слой SiO_2 выполнял роль подслоя для улучшения адгезии к поверхности волокна и втулки. Вместе с задним зеркалом напылялось второе зеркало, обладающее идентичными характеристиками. Впоследствии оно использовалось для оценки эффективного отражения заднего зеркала.

База интерферометра формировалась из отрезка волокна, на которое нанесено заднее зеркало. Для этого волокно с зеркалом заводилось в пустую керамическую втулку на нужную глубину, заклеивалось на канадский бальзам, затем обламывалось. Торец полученной втулки с зеркалом внутри полировался как описано выше до достижения длины базы $L \approx 26$ мкм. Длина базы контролировалась по ОСД интерферометра, образованного при физическом контакте с высокоотражающим зеркалом, а также измерением длины втулки с помощью микрометра в процессе полировки. В итоге был сформирован резонатор интерферометра, схематично показанный на Рисунке 3.4.

Изготовленный интерферометр исследовался на установке, показанной на Рисунке 3.8. В качестве широкополосного источника излучения использовались галогеновая лампа (ИБС) или суперлюминесцентный диод (СЛД). Свет от широкополосного источника проходил в среднее плечо волоконного циркулятора (ВЦ) и через механическое волоконное соединение BC_1-BC_2 типа FC/PC . Далее свет отражался от ВОИ, снова проходил через BC_1-BC_2 и попадал на ОСА. Для нормировки и учёта пропускания циркулятора использовался спектр отражения от торца BC_1 ($\approx 3,5\%$). При таком способе не учитывались потери на механическом соединении BC_1-BC_2 , которые могут быть на уровне нескольких процентов (что занижает максимальный коэффициент отражения ВОИ).

Так как в состав переднего зеркала M_1 входит поглощающая плёнка, а интенсивность света в одномодовом волокне сравнительно высока, то существует вероятность повреждения переднего зеркала вследствие перегрева, вызванного омическим поглощением световой энергии. Поэтому измерения проводились сначала с помощью ИБС *Yokogawa AQ4305*, который имеет интегральную по спектру мощность в одномодовом волокне *SMF-28e* менее 10 мкВт. Низкая мощность

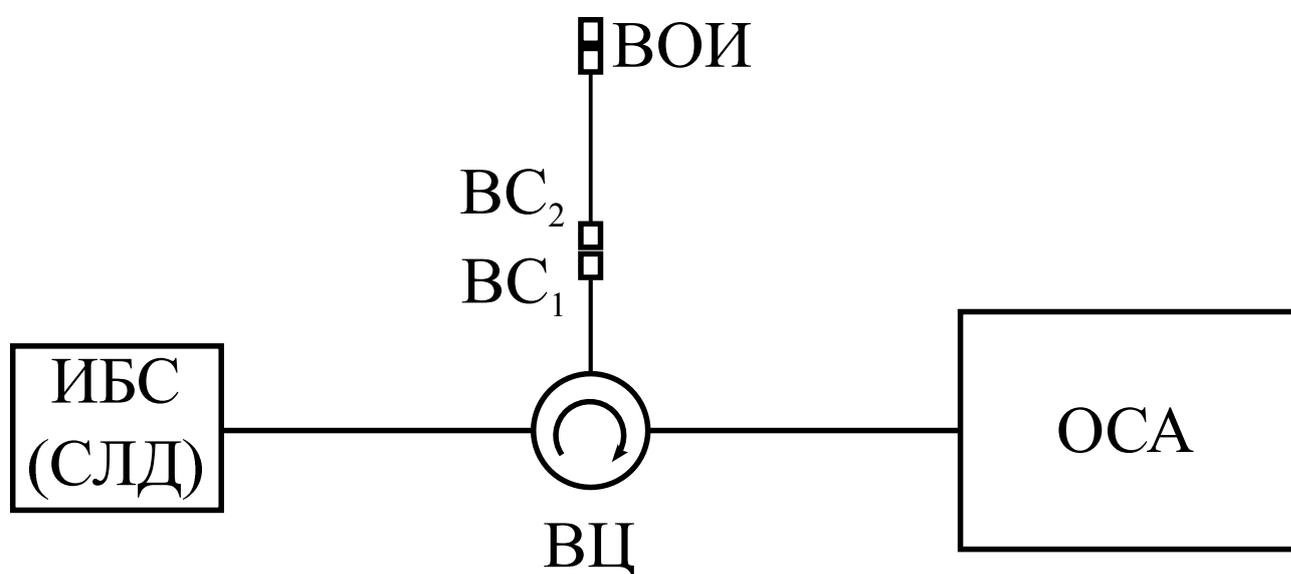


Рисунок 3.8 — Установка для измерения спектра отражения ВОИ. ИБС – источник белого света (суперлюминесцентный диод), ВЦ – волоконный циркулятор, ВС₁ и ВС₂ – волоконные торцы, ОСА – оптический спектроанализатор.

ИБС не позволяла измерить контраст, так как отражённый сигнал *ВОИ* в минимуме отражения находился в области шумов и нестабильности нулевого уровня *ОСА*. После того, как была подтверждена работоспособность *ВОИ* в белом свете *ИБС*, были проведены измерения при освещении *СЛД*. Излучение диода имеет спектральное распределение с максимумом на 1550 нм и 50 нм ширины на полувысоте, а интегральная мощность диода составляет около 2,5 мВт.

Так как та часть плёнки *Ni*, которая облучается светом, имеет очень малую массу, то время повышения её температуры и деградация всего зеркала должно быть мало. Однако, спектр отражения оставался стабилен всё время измерения (около получаса).

Измеренный спектр отражения *ВОИ* в диапазоне 1450-1650 нм показан линией на Рисунке 3.9. Область свободной дисперсии *ВОИ* – около 32 нм, длина базы – примерно 26 мкм кварца. Величина *ОСД* резонатора была выбрана с учётом ширины спектра *СЛД*, чтобы в рассматриваемый спектральный интервал попадало несколько пиков отражения. Максимальный коэффициент отражения *ВОИ* составил около 0,6. Спектральная ширина пиков, измеренная по уровню половины максимального коэффициента отражения равна 2,1 нм, резкость полос $F = 15$. Эти параметры соответствуют расчёту, выполненному по формулам (1.8) при $R_{1o} = 0$, $R_{1i} = 0,7$, $R_2 = 0,945$: здесь R_{1i} не измерялось напрямую, а подобрано численно для обеспечения заданной резкости, а R_2 определено из эксперимента, как описано выше. Контраст спектральной аппаратной функции *ВОИ* важен с точки зрения внесения потерь в резонатор лазера для подавляемых мод. Отношение максимума к минимуму отражения $\frac{\tilde{R}_{max}}{\tilde{R}_{min}}$ около длины волны 1550 нм составляет 700, что почти на порядок отличается от оценки по формуле (1.11), согласно которой $\frac{\tilde{R}_{max}}{\tilde{R}_{min}} = 94,36$. В отличие от *ИФП*, аппаратная функция *ОИ* асимметрична, что обусловлено отличием фаз отражения переднего зеркала M_1 от стандартных значений для непоглощающего зеркала (фазовый параметр $\theta \neq (2m + 1)\pi$). Следует заметить, что минимальный коэффициент отражения *ОИ* теоретически может быть равным нулю, что принципиально невозможно для минимума пропускания *ИФП*.

Пунктиром на Рисунке 3.9 показан расчётный график в приближении плоских волн для многослойной структуры, моделирующий экспериментально изготовленный *ОИ*. Структура $[h_{Ni}, H_1, L_1, H_2, L_2, H_3, L, (L_4, H_4)^5]$, в которую входит толщина металла $h_{Ni} = 8$ нм, толщины оксида титана $H_{1,2,3}$ и кварца $L_{1,2}$, взя-

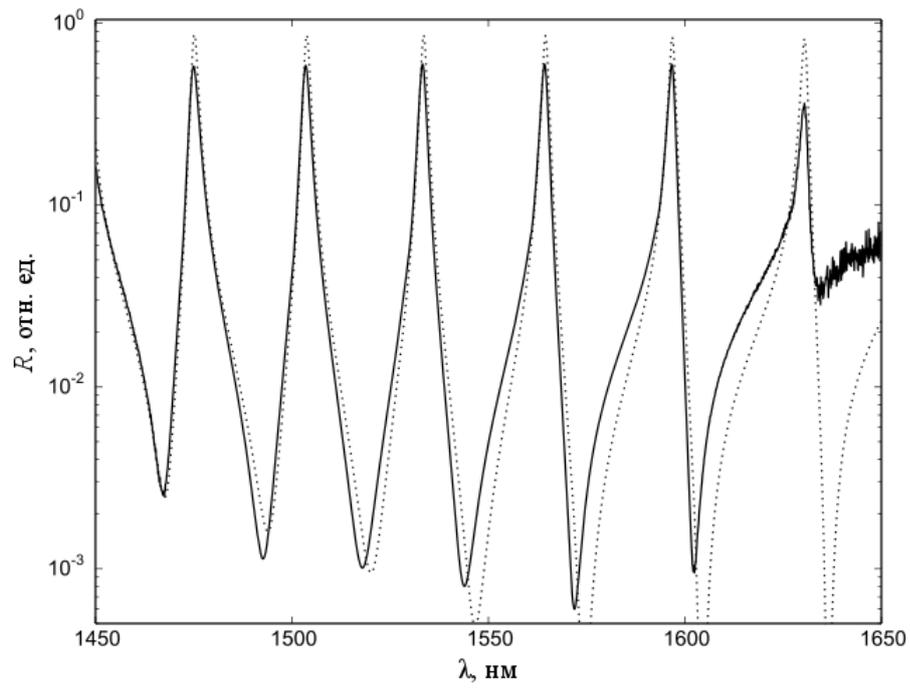


Рисунок 3.9 — Спектр отражения ВОИ: линия — эксперимент, пунктир — расчёт.

тые из расчёта для Рисунок 3.6, и соответствующие толщинам слоёв до третьего минимума R_{1o} (точка P), $L = 26$ мкм – база ОИ из кварца, $L_4 = \frac{\lambda_0}{4n_L}$, $H_4 = \frac{\lambda_0}{4n_H}$ – четвертьволновые слои заднего зеркала (10 слоёв), $\lambda_0 = 1550$ нм. При моделировании не учитывалась дисперсионная зависимость материалов структуры. Коэффициент отражения R_2 заднего зеркала получился ближе к единице, чем экспериментально определённый, что может быть объяснено погрешностями в определении интерференционных максимумов при нанесении многослойного покрытия. Также в расчётах $R_{1i} = 0,77$ выше, чем в эксперименте, поэтому максимальный коэффициент отражения и резкость полос получились выше – 0,86 и 21,8 соответственно. База ОИ в данном моделировании выбиралась приближением ОСД к экспериментальным данным. Несмотря на вероятное отличие параметров экспериментально изготовленной плёнки и диэлектрических слоёв от расчётных получается хорошее качественное совпадение расчётного профиля с экспериментальным, в том числе их изгибов и перегибов.

Отличие расчётов от эксперимента можно объяснить неучтенной дисперсией материалов, дополнительными потерями в резонаторе, связанными с несоосностью световедущих сердцевин в месте стыка торцов зеркала M_1 и торца резонатора (см. Рисунок 3.4), снижением коэффициентов отражения, связанным с ошибкой в контроле максимумов и минимумов при нанесение диэлектрических покрытий, а также паразитным рассеянием при некачественной полировке торцов.

Для улучшения параметров ВОИ необходимо уменьшить потери в резонаторе. Для этого требуется заднее зеркало M_2 с близким к единице коэффициентом отражения и переднее зеркало M_1 с высоким отражением R_{1i} , чего технологически несложно достигнуть, увеличив количество слоёв в многослойных покрытиях.

Как следует из схемы ВОИ (Рисунок 3.4), чтобы обеспечивать непрерывную перестройку максимального коэффициента отражения в пределах области свободной дисперсии, можно изменять длину резонатора на $\lambda_0/2$ с помощью пьезокерамического актюатора. Характерные частоты сканирования в такой схеме для ВИФП до 2 кГц.

3.3 Отражательный интерферометр с волоконной брэгговской решёткой как узкополосный фильтр [95]

Одним из вариантов получения спектрально узкого пика отражения для задач узкополосной фильтрации света или внутрирезонаторной одночастотной селекции излучения лазеров с волоконными/волноводными резонаторами с помощью ВОИ является замена в конструкции (Рисунок 3.4) заднего зеркала M_2 на высокоотражающую ВБР, записанную методом УФ-модификации, как предложено на Рисунке 3.10. Преимущества данного метода состоят в относительной простоте и доступности технологии, обеспечивающей достаточно высокие добротности ($Q \approx 10^6$) отражательного фильтра.

В правом OB сформирована ВБР, на расстоянии L_B от торца. R_2 – коэффициент отражения ВБР, при этом отражение на границе торец-воздух не учитывается. ВБР имеет длину $L_{ВБР}$, которая при заданной вариации коэффициента преломления сердцевины влияет на ширину спектра и коэффициент отражения $R_{ВБР}(\lambda)$, а также на максимум $R_{ВБР} = R_{ВБР}(\lambda_{ВБР})$ на брэгговской длине волны $\lambda_{ВБР}$ (Рисунок 3.11). При подстановке $R_2 = R_{ВБР}$ в (1.7) и согласовании длины воздушного промежутка $L_{ВП}$, в спектре отражения интерферометра можно получить один центральный высокий пик со значением \tilde{R}_{max} в максимуме на длине волны $\lambda_{ВБР}$ и два побочных меньших пика на длинах волн $\lambda_{ВБР} \pm \Delta\lambda$, как показано на Рисунке 3.11. Степень фильтрации излучения $\delta\lambda$ (спектральную ширину пика на полувысоте) можно определить через резкость полос F , и допустимую область свободной дисперсии $\Delta\lambda$ (т.е. такую оптическую длину базы интерферометра $L \approx \frac{\lambda_{ВБР}^2}{2\Delta\lambda}$, при которой величина побочных пиков много меньше центрального):

$$\delta\lambda = \frac{\Delta\lambda}{F}. \quad (3.3)$$

Таким образом, для повышения степени фильтрации требуются как можно большая резкость полос F (практически реально получить $F \sim 10^2 - 10^3$), максимально высокое значение коэффициента отражения ВБР ($R_{ВБР} \rightarrow 1$) и как можно меньшая $\Delta\lambda$. Последняя определяется спектральной шириной ВБР, в том числе и формой её спектра, а также условиями задачи, где применяется данный фильтр, т.е. условиями на допустимое отношение между максимумами центрального и соседних пиков.

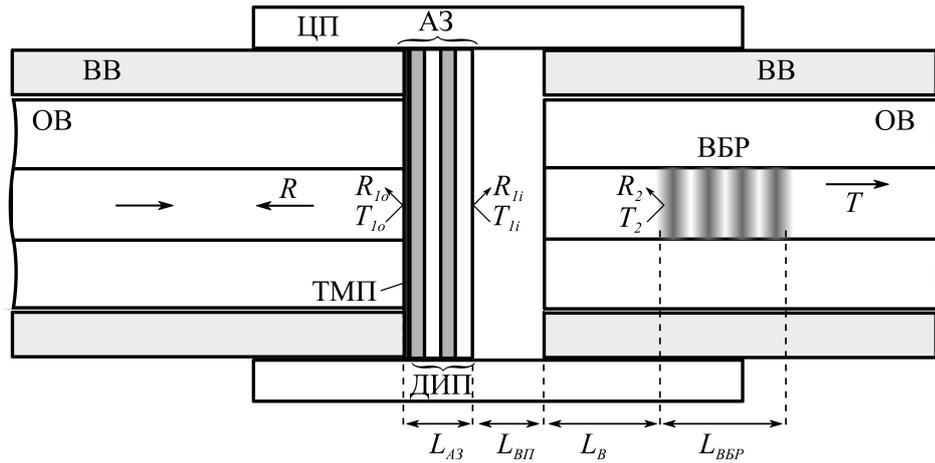


Рисунок 3.10 — Схема отражательного узкополосного резонатора: *ОВ* – одномодовое оптическое волокно; *ВВ* – волоконная втулка; *ЦП* – цилиндрическая пружина; *ТМП* – тонкая металлическая плёнка; *ДИП* – диэлектрическое интерференционное покрытие; *АЗ* – асимметричное по коэффициентам отражения зеркало; $R_{1o,1i,2}$, $T_{1o,1i,2}$ – коэффициенты отражения и пропускания зеркал; L_{AZ} , $L_{ВП}$, L_B и $L_{ВБР}$ – длины соответствующих участков базы.

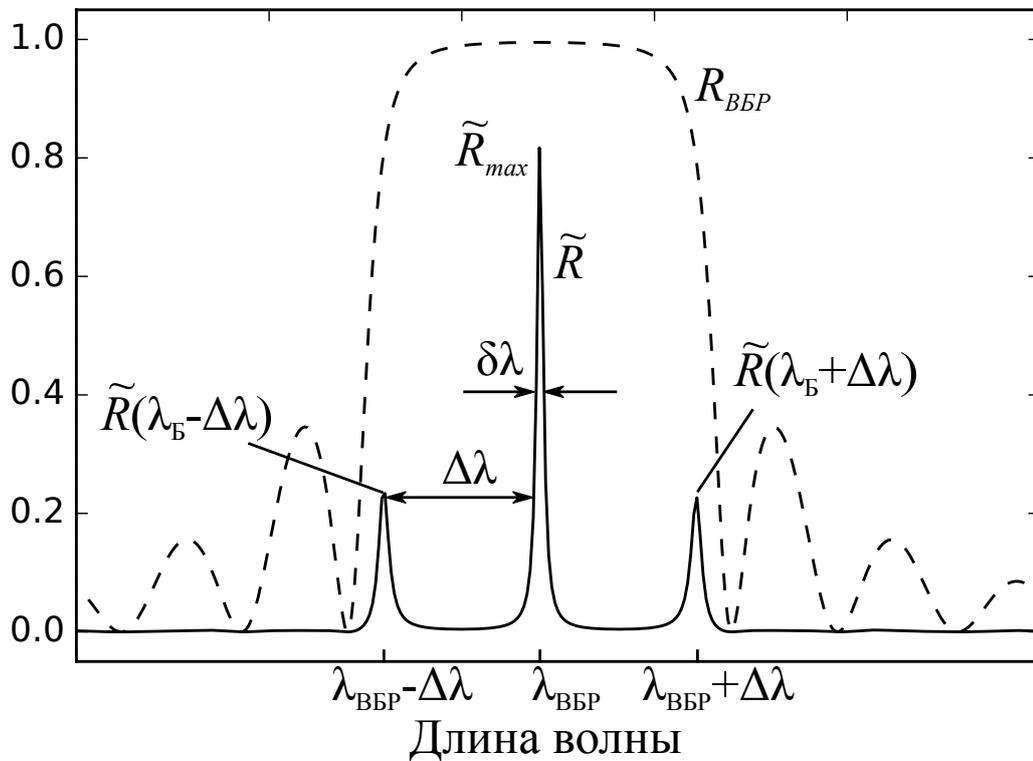


Рисунок 3.11 — Спектры отражения фильтра (\tilde{R}) и ВБР ($R_{ВБР}$): \tilde{R}_{max} – максимальный коэффициент отражения; $\delta\lambda$ – ширина на полувысоте; $\Delta\lambda$ – область свободной дисперсии фильтра.

Асимметричное зеркало изготавливалось методом, аналогичным описанному выше. Заднее зеркало (ВБР) сформировано в сердцевине одномодового волокна типа *SMF-28e* методом лазерной УФ-записи (длина волны излучения ≈ 244 нм) через фазовую маску, закреплённую на моторизированном линейном трансляторе [103]. Решётка имела однородный профиль показателя преломления почти на всём протяжении, так как волоконный световод равномерно перемещался через область перекрытия (интерференции) дифрагирующих пучков.

Для формирования базы резонатора волокно скалывалось на расстоянии 1,5 см от края изготовленной ВБР, а затем заклеивалась и полировалась аналогично тому, как описывалось выше для заднего зеркала интерферометра. Спектр отражения и пропускания ВБР изменился несущественно по сравнению со спектром до заклейки. На Рисунке 3.12 представлены спектры отражения и пропускания ВБР, измеренные с помощью ОСА *Yokogawa AQ6370*. Центральная длина волны – 1555,7 нм. Значение спектральной ширины на полувысоте составило 235 пм. Величина глубины провала в спектре пропускания -25,5 дБ ($2,8 \cdot 10^{-3}$). Вычисление параметров данной ВБР [104; 105] в приближении однородной решётки дало оценку $L_{\text{ЭФФ}} = 1,33$ мм при $L_{\text{ВБР}} = 9,7$ мм.

На Рисунке 3.13 представлена схема экспериментальной установки по измерению характеристик интерферометра. Источником света служил суперлюминесцентный диод (СЛД) с центральной длиной волны 1530 нм, спектральной шириной на полувысоте 45 нм и мощностью 20 мВт, затем располагался волоконный оптический изолятор (ВИ). Волоконный циркулятор (ВЦ) направлял излучение из входного порта в средний. Для предотвращения деградации асимметричного зеркала из-за высокой интенсивности света использовался механически перестраиваемый фильтр (ПФ) Фабри-Перо со спектральной шириной 1 нм, который настраивался на центральную длину волны ВБР. После ПФ располагалось торцевое волоконное соединение типа *FC/PC* (ТВС) и далее отражательный интерферометр (АЗ и ВБР). Величина полной световой мощности, идущей на АЗ, измерялась после ПФ при разомкнутом ТВС и составляла 120 мкВт. Отражённый свет направлялся ВЦ в выходной порт через контроллер поляризации (КП) на оптический спектроанализатор *Apex 2050A* (ОСА) с разрешающей способностью 0,04 пм.

На Рисунке 3.14(а) показан спектр отражения ВБР ($R_{\text{ВБР}}$) в узком спектральном интервале ± 200 пм относительно максимума одного из пиков отражения интерферометра (\tilde{R}).

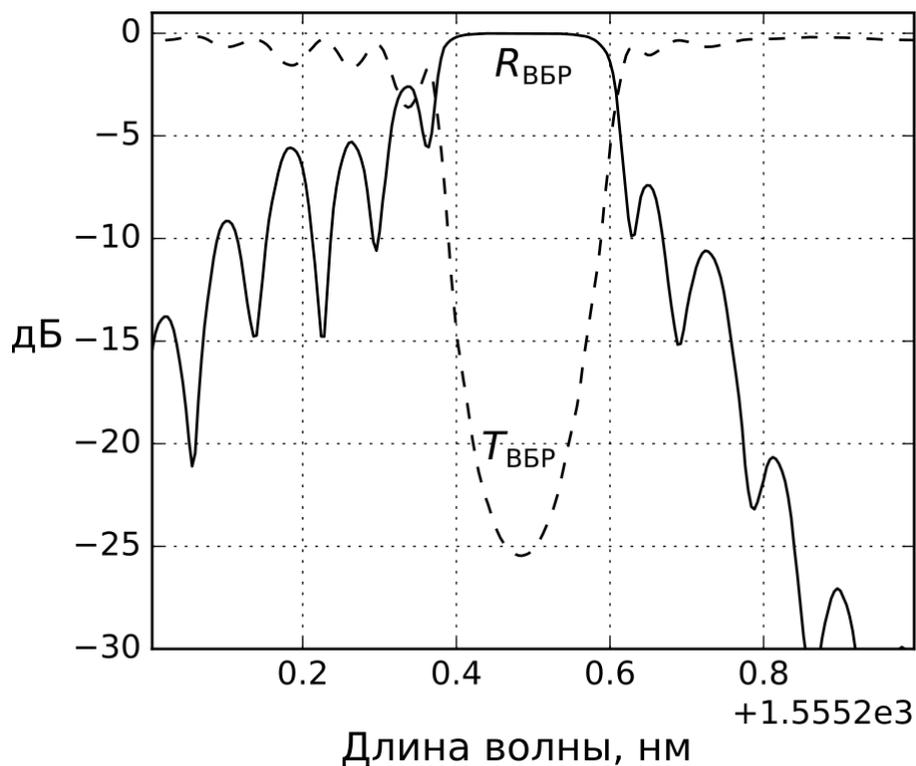


Рисунок 3.12 — Спектры отражения (R_{VBR}) и пропускания (T_{VBR}) ВБР

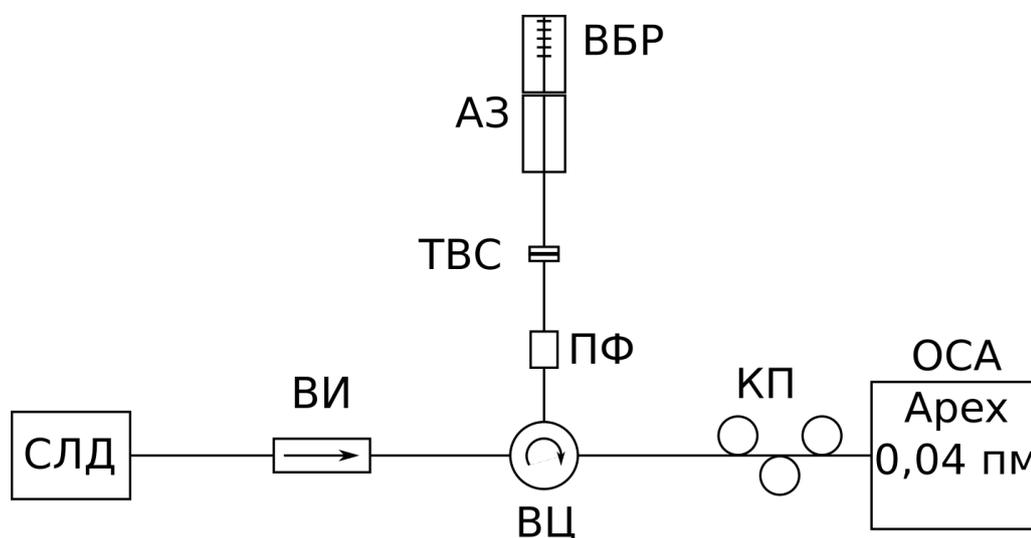


Рисунок 3.13 — Схема измерительного стенда: *СЛД* – суперлюминесцентный диод; *ВИ* – оптический изолятор; *ВЦ* – циркулятор; *ПФ* – перестраиваемый фильтр; *ТВС* – торцевое волоконное соединение типа *FC/PC*; *АЗ* – асимметричное зеркало; *КП* – контроллер поляризации; *ОСА* – оптический спектроанализатор *Apex AP2050A*.

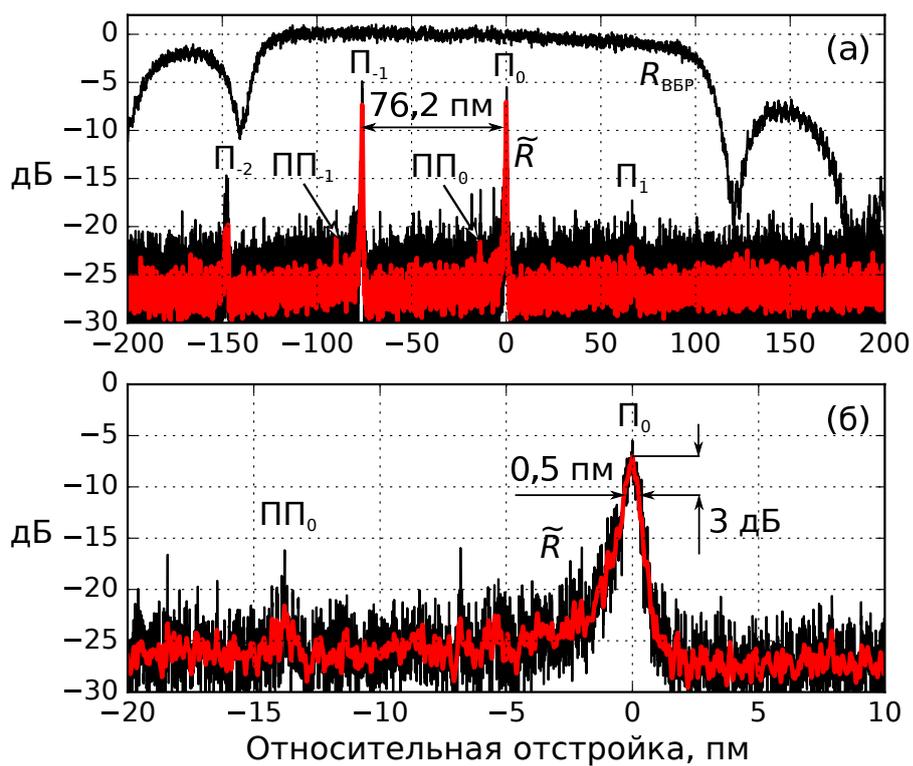


Рисунок 3.14 — Спектры отражения отражательного интерферометра (а), также пик Π_0 ($\lambda = 1556,116$ нм) в малом интервале длин волн (б). Серая линия – гауссово сглаживание; Π_i – пики отражения фильтра; $\Pi\Pi_i$ – поляризационные пики ($i = -2, -1, 0, 1$).

Спектр ВБР измерялся при стыке втулок ВБР и ТВС, при этом, по-видимому, ВБР была деформирована из-за искривления волокна и смещена на несколько десятков пикометров в сторону больших длин волн. Этим можно объяснить несоответствие положения пиков отражения интерферометра и ВБР. Максимальный коэффициент отражения интерферометра определялся по отношению максимума интенсивности пика P_0 к интенсивности отражения ВБР $R_{ВБР}$ на длине волны максимума пика: $\tilde{R}_{max} = 0,21$ (-6,8 дБ), аналогичный результат получается, если определять \tilde{R}_{max} по отношению к среднему уровню фона, величина которого должна быть на уровне $R_{10} \sim 2 \cdot 10^{-3}$.

Спектр отражения интерферометра \tilde{R} имеет четыре различных пика (P_{-2} , P_{-1} , P_0 , P_1). Два высоких центральных пика (P_{-1} , P_0) имеют примерно одинаковую интенсивность в максимуме, спектральное расстояние между ними – $\Delta\lambda = 76,2$ пм, что соответствует: $L_{ВП} \sim 5$ мкм и $L_B \sim 9,4$ мм (при $L_{ЭФФ} = 1,33$ мм). Более подробно пик P_0 показан на Рисунке 3.14(б). Ширина по уровню -3 дБ составила $\delta\lambda = 0,5$ пм ($\delta\nu \approx 62$ МГц, $Q \sim 3 \cdot 10^6$), что соответствует $F \sim 150$. Второй высокий пик P_{-1} имеет ширину около 0,6 пм. Параметры данного интерферометра сравнимы по порядку величины с узкополосным отражателем на основе кольцевого резонатора галереи шепчущих мод [106], отражение в котором порождается рассеянием на неоднородностях стенок резонатора [107]. Форма профиля обоих пиков асимметричная. Кроме этого, два высоких пика имеют ещё и два побочных поляризационных пика ($ПП_{-1}$, $ПП_0$), расположенных рядом с ними, которые можно подавить с помощью $КП$ (по-видимому, их возникновение связано с внутренней поляризационной зависимостью ОСА, а не двулучепреломлением в структуре интерферометра). Два боковых пика (P_{-2} , P_1) имеют гораздо меньшую интенсивность и большую спектральную ширину, что объясняется снижением отражения ВБР на краях полосы резонанса. В связи с малым уровнем интенсивности света, графики получились достаточно шумными, поэтому производилось гауссово сглаживание ($\sigma = 5$) исходных данных. Контраст интерферометра, определяемый отношением максимального коэффициента отражения к минимальному, как видно из Рисунка 3.14(а), составляет около 20 дБ (может быть ограничен чувствительностью ОСА), при этом разница между максимумами пиков P_0 и P_{-2} около 13 дБ.

Уменьшая длину волоконного участка базы L_B , можно добиться того, что в пределах полосы отражения ВБР останется только один пик, при этом логично предположить пропорциональное уменьшение ширины фильтра. Однако, ес-

ли уменьшить ширину спектра отражения ВБР до 50 пм с сохранением близкого к единице коэффициента отражения, что практически достижимо для УФ-метода записи, то длину базы и степень фильтрации можно увеличить. Также можно увеличить и добротность резонатора за счёт повышения коэффициентов отражения зеркал. Оценочно можно предположить, что с использованием вышеописанного метода возможно получение фильтрации на уровне 0,1 пм (12 МГц на 1550 нм) за счёт уменьшения спектральной ширины ВБР в 3-4 раза и повышения резкости полос в 2-3 раза. Следует заметить, что в данной схеме нетрудно изменять длину волны селекции путём замены правой втулки с ВБР (Рисунок 3.10) на другую для получения фильтрации в заданной точке спектрального диапазона (в пределах рабочей полосы АЗ). С помощью пьезокерамического преобразователя можно прецизионно перестраивать $L_{ВП}$, чтобы плавно сканировать длину волны максимума отражения интерферометра в пределах его области свободной дисперсии и полосы отражения ВБР.

3.4 Применение волоконного отражательного интерферометра для селекции мод волоконного лазера [74; 96]

В данном параграфе демонстрируется метод получения генерации на одной продольной моде в волоконном лазере с линейным резонатором, в котором в качестве усиливающей среды использован полупроводниковый оптический усилитель, а зеркала резонатора представляют собой волоконную брэгговскую решётку и волоконный многолучевой отражательный интерферометр.

Используемый в эксперименте ВОИ аналогичен представленному в п. 3.2 (Рисунок 3.4) и выполнен на основе одномодового волокна и элементов микрооптики: керамических втулок и центрирующей пружины. Переднее зеркало M_1 (Рисунок 3.5) включает тонкую никелевую плёнку толщиной много меньше длины волны (10-20 нм) и согласованное с ней диэлектрическое многослойное покрытие. При этом зеркало сильно асимметрично по коэффициенту отражения $0 \approx R_{1o} \ll R_{1i}$.

Заднее зеркало M_2 имеет коэффициент отражения R_2 близкий к единице, причём $R_2 > R_{1i}$. Был изготовлен ВОИ со спектральной аппаратной функцией отражения, показанной на Рисунке 3.15(б) для спектрального диапазона 25 нм и на

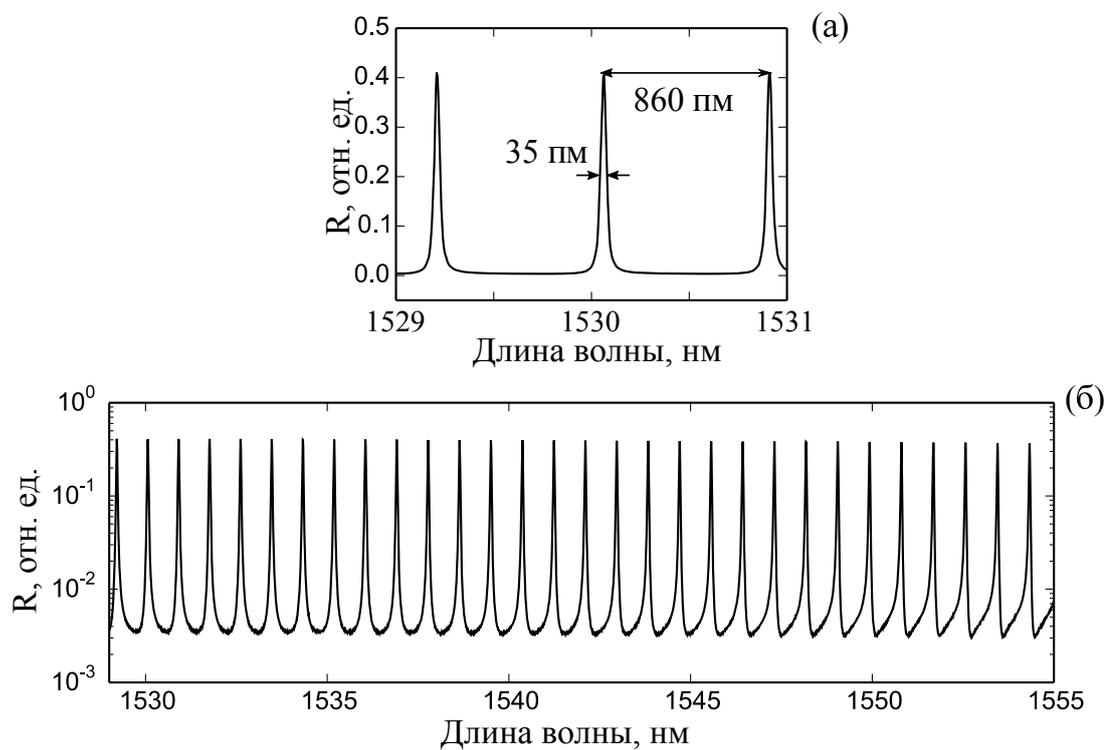


Рисунок 3.15 — Спектр отражения волоконного ОИ: (а) в диапазоне 1529-1531 нм; (б) в диапазоне 1530-1550 нм.

Рисунке 3.15(а) для диапазона 3 нм. ОСД ВОИ на длине волны 1530 нм составила 0,86 нм, резкость полос около 25, селективирующая способность – 0,035 нм (ширина на половине максимума).

Схема лазера показана на Рисунке 3.16. Она включает минимальное количество компонентов. Активным элементом является полупроводниковый оптический усилитель (ПООУ) *Nolatech SOA-1550* со следующими характеристиками: центральная длина волны 1524,8 нм; ширина полосы усиления на полувысоте 33,6 нм; поляризационная чувствительность 5 дБ. Выходные волокна были максимально укорочены, заклеены в волоконные втулки *ВВ* с внутренним диаметром 125,5 мкм и отполированы (аналогично п. 3.2). Волоконная брэгговская решётка (ВБР) также была заклеена во втулку и состыкована с ответной втулкой лазерного резонатора, как показано на Рисунке 3.4. Спектральная ширина ВБР составляет 0,9 нм. С другой стороны присоединялся ВОИ. После выходного зеркала резонатора (ВБР) ставился волоконный оптический изолятор (ВИ) на длину волны 1550 нм. Длины резонатора лазера варьировались и составляли $L_{рез} = 2,2; 0,7; 0,19$ и $0,135$ м. При укорачивании резонатора стабильность генерации одной продольной моды улучшалась и падала зависимость от температурных эффектов. Подробные измерения характеристик лазера проведены для длины $L_{рез} = 0,135$ м. База ВОИ $L = 0,93$ мм была подобрана так, чтобы ОСД соответствовала спектральной ширине ВБР, что обеспечивало бы генерацию на одной продольной моде.

Спектры генерации лазера измерялась с помощью оптического спектроанализатора (ОСА) *Yokogawa AQ6370* с максимальным разрешением 0,02 нм. На Рисунке 3.17(а) показан выходной спектр в режиме, когда генерация только началась при токе накачки 94 мА (подпороговый режим). Видны пики отражения ВОИ на фоне свечения активной среды лазера. Генерация начинается в месте наибольшей добротности резонатора. Она достигала значений мощности в 1 мВт при токе 155 мА с характерным контрастом сигнала к шумовой подложке 45-50 дБ (Рисунок 3.17(б)).

Модовый состав излучения исследовался с помощью волоконного эталона Фабри-Перо с областью свободной дисперсии 1 ГГц (8 пм на длине волны 1550 нм) и разрешающей способностью 25 МГц. База эталона перестраивалась с помощью пьезокерамического актюатора на область свободной дисперсии. На Рисунке 3.18(а) приводится зависимость пропускания эталона от времени (линейно по приложенному напряжению на пьезокерамику). Было установлено, что в

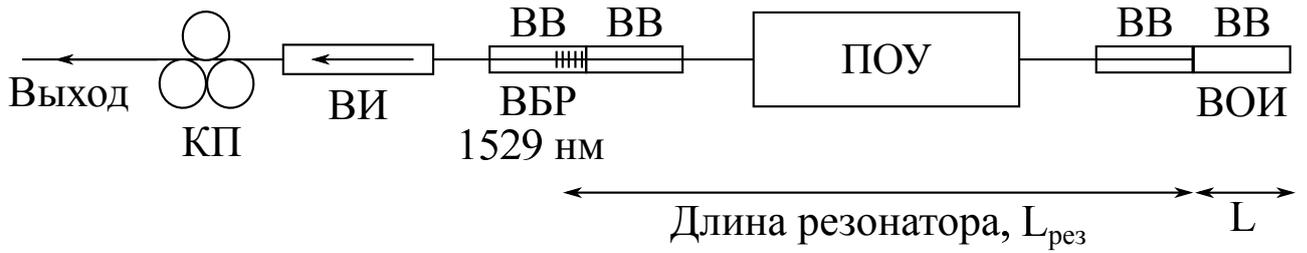


Рисунок 3.16 — Схема лазера

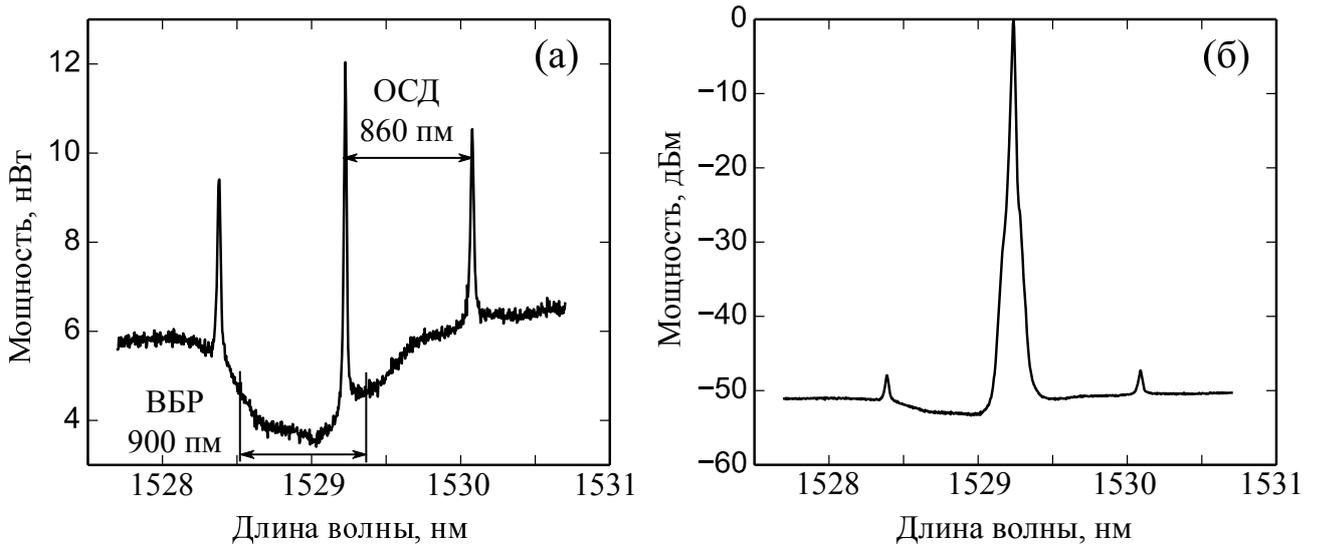


Рисунок 3.17 — Спектр излучения ПОУ в резонаторе, где заднее зеркало – ОИ, а переднее – ВБР: (а) при токе накачки вблизи порогового значения (94 мА); (б) в режиме лазерной генерации при токе накачки 155 мА.

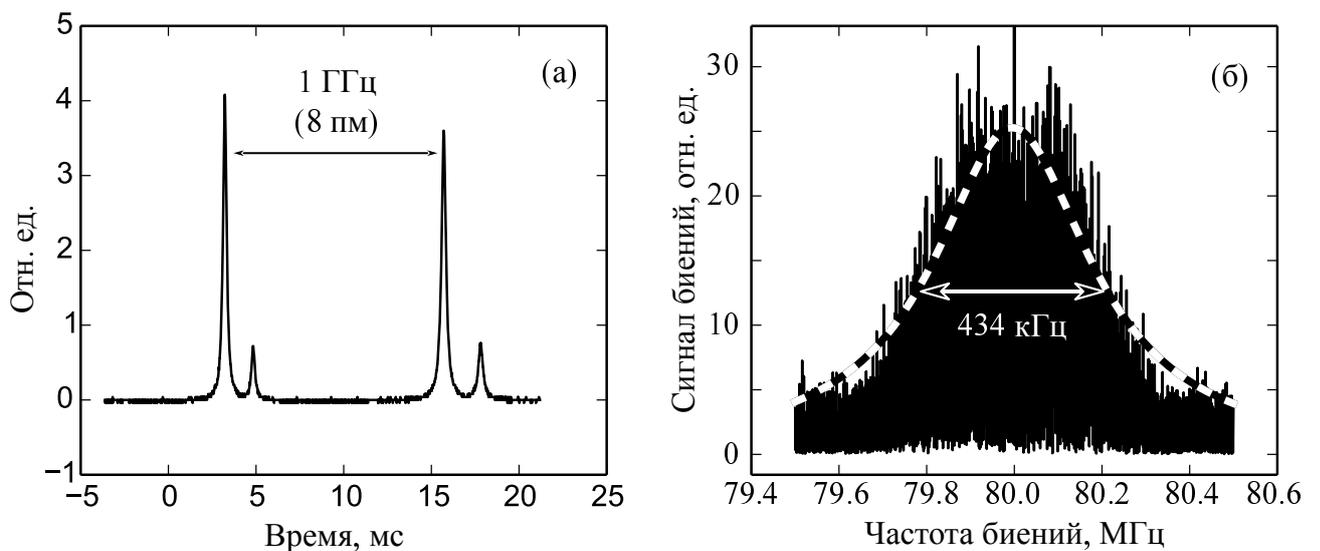


Рисунок 3.18 — Пропускание Фабри-Перо эталона при сканировании его базы (а). Радиочастотный спектр биений (б).

пределах области свободной дисперсии эталона генерируется только одна продольная мода при мощностях вплоть до 1 мВт. Пик меньшей амплитуды соответствует второй поляризационной моде эталона (проверялось на линейно поляризованном лазерном источнике). При температурной нестабильности резонатора можно было наблюдать плавную перестройку длины волны генерации, кратковременную генерацию на двух модах, либо скачок на соседнюю моду (для длины $L_{рез} = 135$ мм этот скачок равен 6 пм, т.е. чуть больше половины собственной ОСД эталона).

В то же время, прямое наблюдений спектра радиочастотных биений не показало резонансов в диапазоне 3-3000 МГц, кроме того, измерения с помощью ОСА показывают ширину спектра равную аппаратной функции прибора. Из этого следует, что в лазере генерируется только одна продольная линейно поляризованная мода.

Для оценки ширины спектра генерации использовался метод самогетеродинирования с задержкой [108]. Длина линии задержки составляла 10 км в одном из плечей интерферометра Маха-Цандера. В другом плече размещался амплитудный модулятор *Thorlabs LN81S-FC*, который модулировался с частотой 80 МГц с помощью генератора сигналов *Agilent 33250A*. Сигнал с интерферометра подавался на быстрый фотодетектор *Thorlabs DET08CFC/M*. Биения с фотодетектора измерялись радиочастотным спектроанализатором *Agilent EXA N9010A*. Результаты измерений представлены на Рисунке 3.18(б). Характерная спектральная ширина генерации составила около 217 кГц.

Поляризация излучения лазера измерялась на поляриметре *Thorlabs TXP 5004* после изолятора. Свет коллимировался и заводился в измерительную головку *PAN5710IR3*. Измеренная степень поляризации излучения составила 100 % при мощности -2 дБм, не зависела от тока накачки и была стабильна во времени. С помощью контроллера поляризации удавалось добиться соотношения осей поляризации >30 дБ. В подпороговом режиме генерации степень поляризации составляла около 95 %. Поляризованность излучения обусловлена свойствами усиливающей среды *ПОУ*.

Как показывает эксперимент, мощности порядка 1 мВт могут быть сгенерированы в данном лазере с поглощающей металлической плёнкой, благодаря тому, что в резонаторе лазера генерируется стоячая, а не бегущая световая волна. Соответствующая интенсивность бегущей волны составляет 1 кВт/см^2 , чего не сможет выдержать металлическая плёнка без повреждения [69]. В данном же случае,

узел стоячей волны лазерной генерации располагается в области металлической плёнки, что значительно снижает потери в ней, так как энерговыделение в плёнке квадратично по среднему полю. Таким образом, энерговыделение может быть ниже в сотни и тысячи раз по сравнению со случаем бегущей световой волны.

Ширина линии генерации может быть уменьшена за счёт укорочения длины резонатора (~ 1 см). В таком случае, сам резонатор может быть образован, например, коротким отрезком активного волокна. Так схема лазера становится похожа на лазеры с распределенным брэгговским отражателем [109], по сравнению с которыми лазер на основе ВОИ потенциально может быстро перестраиваться в широком диапазоне, ограниченном только спектральной областью отражения зеркал (~ 100 нм) и полосой усиления активной среды лазера. В представленном случае возможна ступенчатая перестройка шагами по 6 пм в пределах полосы отражения ВБР (~ 900 пм). Для плавной непрерывной перестройки необходимо одновременно подстраивать базу ВОИ и длину лазерного резонатора.

3.5 Выводы к третьей главе

Показана возможность создания отражательного волоконного интерферометра на торце волокна. При этом параметры полученного образца близки к расчётным: резкость полос $F = 3,5$, контраст $\frac{\tilde{R}_{max}}{\tilde{R}_{min}} = 30$ дБ, коэффициент отражения $\tilde{R}_{max} = 0,6$. Для дальнейшего увеличения добротности подобной схемы необходимо повышать коэффициенты отражения зеркал, но отсутствие световедущей сердцевины будет ограничивать максимально достижимые параметры ТОИ.

Создан экспериментальный образец волоконного отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки со световедущей базой. Для ВОИ с многослойным задним зеркалом резкость полос составила 15, контраст 700, а максимальный коэффициент отражения 0,6. Для варианта с высокоотражающей ВБР в качестве заднего зеркала получены добротность $Q \sim 3 \cdot 10^6$, что эквивалентно резкости 150, и контрастом не менее 20 дБ.

Показана применимость метода ВОИ для генерации одной продольной моды в волоконных лазерах на основе полупроводникового оптического усилителя. Изготовленный образец ВОИ имел спектральную ширину полосы отражения

отражения на полувысоте около 35 пм. Получена мощность генерация 1 мВт на длине волны 1524,29 нм с характерной шириной спектра 217 кГц и отношением сигнала к шумовой подложке свыше 45 дБ, 100% степенью поляризации. Результаты работы дают основание для создания быстроперестраиваемых в широком спектральном диапазоне узкополосных волоконных лазерных источников.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Объёмный отражательный интерферометр на основе тонкой металлической плёнки применён для селекции и перестройки длины волны излучения волоконных лазеров в области 1500-1600 нм: на 46 нм в схеме с кольцевым и 20 нм в схеме с линейным резонаторами.
2. Разработан торцевой вариант отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки без световедущей базы.
3. Разработан метод изготовления волоконного варианта отражательного интерферометра на основе тонкой металлической плёнки со световедущей базой.
4. При использовании ВБР в качестве заднего зеркала отражательного интерферометра получена узкополосная фильтрация с полосой отражения 0,5 пм (62 МГц).
5. Получена одночастотная генерация волоконного лазера с шириной линии 217 кГц в области 1550 нм на основе полупроводникового усилителя с использованием волоконного отражательного интерферометра.

При выполнении работы было использовано оборудование центра коллективного пользования «Оптика и спектроскопия» Института автоматики и электрометрии СО РАН.

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Терентьеву В.С. за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство. Также автор благодарит коллектив Лаборатории №17, особенно: заведующего лабораторией Бабина С.А. и Вольфа А.А. за мотивацию; Абдуллину С.Р., Власова А.А., Скворцова М.И. и Достовалова А.В. как соавторов работ. Автор выражает благодарность Симанчуку А.Э. за обсуждение диссертации. Кроме того, автор благодарит Лабораторию волоконных лазеров Физического факультета Новосибирского государственного университета и лично Ватника И.Д. за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы

1. *Fabry C., Perot A.* Theorie et applications d'une nouvelle methode de spectroscopie interferentielle // *Ann. Chim. Phys.* — 1899. — Т. 16, № 7. — С. 115.
2. *Скоков И. В.* Многолучевые интерферометры. — Москва : Машиностроение, 1969. — С. 248.
3. *Троцкий Ю. В.* Многолучевые интерферометры отраженного света. — Новосибирск : Наука, 1985. — С. 207.
4. *Airy G. B.* Maths. Tracts. — 2nd. — Cambridge, London : J. & J.J. Deighton; J.G. & F. Rivington, 1831. — С. 381.
5. *Bruce C. F.* Transmission-like Multiple-Beam Reflexion Interference Fringes // *Nature.* — 1951. — Т. 167, № 4245. — С. 398—399.
6. *Bruce C. F.* Transmission-Like Multiple Beam Reflection Interferometry // *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences.* — 1951. — Т. 4. — С. 117.
7. *Hamy M.* Sur les franges de reflexion des lames argentes // *J. de Phys.* — 1906. — Т. 5. — С. 789—809.
8. *Holden J.* Multiple-Beam Interferometry: Intensity Distribution in the Reflected System // *Proceedings of the Physical Society. Section B.* — 1949. — Т. 62, № 7. — С. 405—417.
9. *Троцкий Ю. В., Голдина Н. Д.* О выделении одного типа колебаний в оптическом резонаторе // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики.* — 1968. — Т. 7, № 2. — С. 49—52.
10. *Троцкий Ю. В.* Оптический резонатор с тонкой поглощающей пленкой в качестве селектора типов колебаний // *Оптика и спектроскопия.* — 1968. — Т. 25, № 4. — С. 557—564.
11. *Троцкий Ю. В., Хюппенен В. П.* Об одном методе селекции линий генерации в лазерах // *Оптика и спектроскопия.* — 1969. — Т. 26, № 5. — С. 858—860.

12. *Goldina N. D., Zakharov M. I., Troitsky Y. V.* Optical Resonator Using Anisotropic Metal Film for Mode Selection // *Applied Optics*. — 1972. — Т. 11, № 2. — С. 261.
13. *Smith P. W., Schneider M. V., Danielmeyer H. G.* High-Power Single-Frequency Lasers Using Thin Metal Film Mode-Selection Filters // *Bell System Technical Journal*. — 1969. — Т. 48, № 5. — С. 1405—1419.
14. *Schelkunoff S. A.* The Impedance Concept and Its Application to Problems of Reflection, Refraction, Shielding and Power Absorption // *Bell System Technical Journal*. — 1938. — Т. 17, № 1. — С. 17—48.
15. *Троицкий Ю. В., Голдина Н. Д.* Тонкий рассеивающий слой в поле стоячей волны оптических частот и его использование для селекции мод оптического резонатора // *Оптика и спектроскопия*. — 1968. — Т. 25, № 3. — С. 462—464.
16. *Троицкий Ю. В.* Тонкослойная дифракционная решетка в оптическом резонаторе стоячей волны // *Оптика и спектроскопия*. — 1969. — Т. 27, № 3. — С. 492—496.
17. *Голдина Н. Д., Троицкий Ю. В.* Эксперимент с непоглощающим дифракционным селектором продольных мод оптического резонатора // *Оптика и спектроскопия*. — 1970. — Т. 28, № 3. — С. 595—597.
18. *Голдина Н. Д., Кирин Ю. М., Троицкий Ю. В.* Сужение спектра излучения лазера на рубине при помощи дифракционного селектора // *Оптика и спектроскопия*. — 1970. — Т. 28, № 5. — С. 1005—1007.
19. *Троицкий Ю. В., Захаров М. И.* Об уменьшении отражения в оптической области спектра при помощи согласованных поглощающих пленок // *Радиотехника и электроника*. — 1970. — Т. 15, № 9. — С. 1992—1994.
20. *Троицкий Ю. В.* Расчет многолучевого отражающего интерферометра с согласованным передним зеркалом // *Оптика и спектроскопия*. — 1971. — Т. 30, № 3. — С. 544—549.
21. *Голдина Н. Д., Троицкий Ю. В.* Узкополосные фильтры в отраженном свете // *Оптика и спектроскопия*. — 1976. — Т. 40, № 5. — С. 935—938.
22. *Троицкий Ю. В.* Отражающий интерферометр на основе согласованной металлической пленки // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1970. — Т. 11, № 6. — С. 281—284.

23. *Захаров М. И., Троицкий Ю. В.* Расчет оптического резонатора с селекцией мод за счет поглощения и рассеяния света // Оптика и спектроскопия. — 1971. — Т. 30, № 3. — С. 490—495.
24. *Голдина Н. Д., Троицкий Ю. В.* Экспериментальное исследование многолучевого отражающего интерферометра с согласованным передним зеркалом // Оптика и спектроскопия. — 1971. — Т. 31, № 1. — С. 146—150.
25. *Бельтюгов В. Н., Троицкий Ю. В.* Выбор и расчет структуры диэлектрического дифракционного селектора // Квантовая электроника. — 1975. — Т. 2, № 2. — С. 391—396.
26. *Троицкий Ю. В.* Использование многолучевого фазового интерферометра для получения одночастотной генерации в лазерах // Квантовая электроника. — 1975. — Т. 2, № 11. — С. 2444—2451.
27. *Терентьев В. С., Троицкий Ю. В.* "Необращенные" интерференционные полосы при отражении света от интерферометра Фабри-Перо с асимметричным дифракционным зеркалом // Оптика и спектроскопия. — 2004. — Т. 97, № 2. — С. 328—333.
28. *Гутин М. А., Троицкий Ю. В.* Диапазонные свойства многолучевого отражающего интерферометра // Оптика и спектроскопия. — 1985. — Т. 58, № 2. — С. 441—444.
29. Выделение вращательных линий CO₂-лазера пленочным селектором в резонаторе / В. П. Автономов [и др.] // Квантовая электроника. — 1972. — Т. 3, № 9. — С. 112—115.
30. *Троицкий Ю. В.* Расчет выделения тепла в пленочном модовом селекторе одночастотного ОКГ // Автометрия. — 1974. — № 1. — С. 75—78.
31. *Троицкий Ю. В.* Управление профилем интерференционных полос в многолучевом отражающем интерферометре // Оптика и спектроскопия. — 1979. — Т. 46, № 4. — С. 738—749.
32. *Голдина Н. Д., Захаров М. И.* О возможности создания отражающего интерферометра с заданными характеристиками // Автометрия. — 1979. — № 1. — С. 95—103.
33. *Каменев Н. Н., Троицкий Ю. В.* Металлодиэлектрические зеркала с односторонним отражением // Оптика и спектроскопия. — 1983. — Т. 54, № 4. — С. 725—730.

34. *Tolansky S.* Multiple beam interferometry of surfaces and films. — Oxford University Press, 1949.
35. *Каменев Н. Н., Троицкий Ю. В.* Отражающий интерферометр Толанского с ”необращенным” распределением интенсивности в полосах // Автометрия. — 1985. — № 3. — С. 108—110.
36. *Abdelsalam D. G.* Numerical evaluation of the intensity distribution of a multiple-beam Fizeau fringe in reflection at finite number of beams collected // Optik. — 2012. — Т. 123, № 21. — С. 1938—1942.
37. *Monzón J. J., Sánchez-Soto L. L.* Reflected fringes in a Fabry–Perot interferometer with absorbing coatings // Journal of the Optical Society of America A. — 1995. — Т. 12, № 1. — С. 132.
38. Narrow band filters in both transmission and reflection with metal/dielectric thin films / W. Shen [и др.] // Optics Communications. — 2009. — Т. 282, № 2. — С. 242—246.
39. Experimental investigation of multiple near-perfect absorptions in sandwich structures containing thin metallic films / B. Liu [и др.] // Optics Express. — 2017. — Т. 25, № 12. — С. 13271.
40. Fabry-Perot based metal-dielectric multilayered filters and metamaterials / Y.-J. Jen [и др.] // Optics Express. — 2015. — Т. 23, № 26. — С. 33008.
41. *Babin S. A., Kablukov S. I., Terentiev V. S.* Reflection Interferometer Based on the Troitsky Thin Film for Frequency Selection in Fiber Lasers // Laser Physics. — 2008. — Т. 18, № 11. — С. 1241—1245.
42. *Терентьев В. С., Симонов В. А.* Отражательный волоконный интерферометр на основе тонкой металлической дифракционной структуры с повышенной лучевой стойкостью // Всероссийская конференция по волоконной оптике (Фотон-экспресс). — Пермь, 2015.
43. *Терентьев В. С., Симонов В. А.* Численное моделирование волоконного отражательного фильтра на основе металлодиэлектрической дифракционной структуры с повышенной лучевой стойкостью // Квантовая электроника. — 2016. — Т. 46, № 2. — С. 1—5.

44. *Терентьев В. С., Симонов В. А., Бабин С. А.* Изготовление рассеивающей металлической структуры с заданными оптическими характеристиками для волоконного отражательного интерферометра // *Материалы Российского семинара по волоконным лазерам.* — Новосибирск, 2018. — С. 132—133.
45. *Кольченко А. П., Терентьев В. С., Трошин Б. И.* Интерферометр с ”необращенной” аппаратной функцией в отраженном свете на основе фазовой решетки // *Оптика и спектроскопия.* — 2006. — Т. 101, № 4. — С. 674—676.
46. *Терентьев В. С., Трошин Б. И., Кольченко А. П.* Спектральные характеристики трехзеркальной интерференционной системы с ”необращенной” аппаратной функцией в отраженном свете // *Оптика и спектроскопия.* — 2007. — Т. 103, № 5. — С. 844—847.
47. *Терентьев В. С., Трошин Б. И.* Управление спектральной зависимостью выходного сигнала отражательного интерферометра с ”необращенной” аппаратной функцией // *Оптика и спектроскопия.* — 2008. — Т. 104, № 1. — С. 131—133.
48. *Терентьев В. С.* Численное моделирование волоконного отражательного дифракционного интерферометра // *Автометрия.* — 2012. — Т. 48, № 4. — С. 41—54.
49. *Терентьев В. С., Симонов В. А.* Метод моделирования асимметричного зеркала для дифракционного отражательного интерферометра в одномодовом волокне // *Прикладная фотоника.* — 2017. — Т. 4, № 2. — С. 107—120.
50. *Терентьев В. С., Симонов В. А.* Волоконный отражательный интерферометр на поврежденном зеркале // *Материалы Российского семинара по волоконным лазерам.* — Новосибирск, 2016. — С. 162—163.
51. *Терентьев В. С., Симонов В. А.* Волоконный отражательный интерферометр на основе диэлектрической дифракционной структуры для селекции мод волоконного лазера // *Прикладная фотоника.* — 2016. — Т. 3, № 3. — С. 321—330.
52. *Терентьев В. С., Симонов В. А.* Многолучевой волоконный отражательный интерферометр на основе полностью диэлектрической дифракционной структуры // *Квантовая электроника.* — 2017. — Т. 47, № 10. — С. 971—976.

53. Microcavity-coupled fiber Bragg grating with tunable reflection spectra and speed of light / L. Chen [и др.] // *Opt. Lett.* — 2018. — Т. 43, № 8. — С. 1662.
54. *W.J.Miniscalco*. Erbium-doped glasses for fiber amplifiers at 1500 nm // *Journal of Lightwave Technology*. — 1991. — Т. 9, № 2. — С. 234—250.
55. Fiber optic sensors for structural health monitoring of air platforms / H. Guo [и др.] // *Sensors*. — 2011. — Т. 11, № 4. — С. 3687—3705.
56. Experimental Method of Temperature and Strain Discrimination in Polymer Composite Material by Embedded Fiber-Optic Sensors Based on Femtosecond-Inscribed FBGs / V. V. Shishkin [и др.] // *Journal of Sensors*. — 2016. — Т. 2016. — С. 1—6.
57. *Swann W. C., Gilbert S. L.* Pressure-induced shift and broadening of 1510–1540-nm acetylene wavelength calibration lines // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2000. — Т. 17, № 7. — С. 1263.
58. All fiber, low threshold, widely tunable single-frequency, erbium-doped fiber ring laser with a tandem fiber Fabry–Perot filter / N. Park [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 1991. — Т. 59, № 19. — С. 2369.
59. Tunable erbium-doped fiber ring laser for applications of infrared absorption spectroscopy / H. Y. Ryu [и др.] // *Optics Communications*. — 2007. — Т. 275, № 2. — С. 379—384.
60. High-finesse cavity external optical feedback DFB laser with hertz relative linewidth / Y. Zhao [и др.] // *Optics Letters*. — 2012. — Т. 37, № 22. — С. 4729.
61. 40-nm-Wide Tunable Fiber Ring Laser With Single-Mode Operation Using a Highly Stretchable FBG / Y. W. Song [и др.] // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2001. — Т. 13, № 11. — С. 1167—1169.
62. Use of fiber Bragg grating (FBG) for stable and tunable erbium-doped fiber ring laser with single-longitudinal-mode (SLM) output / C.-H. Yeh [и др.] // *Laser Physics*. — 2015. — Т. 25, № 11. — С. 115101.
63. *Slavik R., Doucet S., LaRochelle S.* High-performance all-fiber Fabry-Perot filters with superimposed chirped Bragg gratings // *Journal of Lightwave Technology*. — 2003. — Т. 21, № 4. — С. 1059—1065.
64. Single frequency single polarization DFB fiber laser / S. A. Babin [и др.] // *Laser Physics Letters*. — 2007. — Т. 4, № 6. — С. 428—432.

65. Single-Frequency and Single-Polarization DFB Fiber Laser Based on Tapered FBG and Self-Injection Locking / B. Yin [и др.] // IEEE Photonics Journal. — 2015. — Т. 7, № 3. — С. 1—9.
66. Tunable single-mode slot waveguide quantum cascade lasers / B. Meng [и др.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Т. 104, № 20. — С. 201106.
67. High-speed MEMS swept-wavelength light source for FBG sensor system / T. Saitoh [и др.] // Proceedings of SPIE. Т. 5855. — 2005. — С. 146—149.
68. *Shirazi M. F., Jeon M., Kim J.* 850 nm centered wavelength-swept laser based on a wavelength selection galvo filter // Chin. Opt. Lett. — 2016. — Т. 14, № 1. — С. 11401.
69. *Jabczyński J. K., Peshko I. I., Firak J.* Single-frequency, thin-film-tuned, 0.6-W, diode-pumped Nd:YVO_4 laser // Applied Optics. — 1997. — Т. 36, № 12. — С. 2484.
70. *Симонов В. А.* Волоконно-интегрированный отражательный интерферометр с «необращенной» аппаратной функцией // Материалы 49-й международной научной студенческой конференции ”Студент и научно-технический прогресс”. Физика. — Новосибирск : НГУ, 2011. — С. 132.
71. *Терентьев В. С., Симонов В. А.* Широкополосная спектральная перестройка длины волны излучения волоконного лазера с помощью отражательно-интерферометра // Всероссийская конференция по волоконной оптике (Фотон-экспресс). — Пермь, 2011. — С. 230—231.
72. *Симонов В. А.* Волоконный отражательный интерферометр с изменяемым профилем аппаратной функции // Материалы 50-й международной научной студенческой конференции ”Студент и научно-технический прогресс”. Квантовая физика. — Новосибирск : НГУ, 2012. — С. 23.
73. *Terentyev V. S., Simonov V. A.* Fiber reflection interferometer in single-mode fiber // 24th annual International Laser Physics Workshop. — Shanghai, 2015.
74. *Терентьев В. С., Симонов В. А., Бабин С. А.* Генерация на одной продольной моде в волоконном лазере с отражательным интерферометром // Материалы Российского семинара по волоконным лазерам. — Новосибирск, 2016. — С. 236—237.
75. *Levesque L.* Propagation of Electromagnetic Waves in Thin Dielectric and Metallic Films // Electromagnetic Waves. — InTech, 2011. — Гл. 12.

76. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — Москва : Наука, 1973.
77. Терентьев В. С., Симонов В. А. Экспериментальный метод изготовления согласованной металл-диэлектрической структуры для сенсора на основе эффекта нарушения полного внутреннего отражения // Автометрия. — 2015. — Т. 51, № 6. — С. 89—98.
78. Голдина Н. Д., Терентьев В. С., Симонов В. А. Спектральные Свойства Сенсорной Металл-Диэлектрической Структуры // Оптика и спектроскопия. — 2016. — Т. 120, № 5. — С. 847—854.
79. Surface Plasmon Resonance Based Measurement of the Dielectric Function of a Thin Metal Film / R. Chlebus [и др.] // Sensors. — 2018. — Т. 18, № 11. — С. 3693.
80. Dodge M. J. Refractive properties of magnesium fluoride // Applied Optics. — 1984. — Т. 23, № 12. — С. 1980.
81. Debenham M. Refractive indices of zinc sulfide in the 0405–13- μm wavelength range // Applied Optics. — 1984. — Т. 23, № 14. — С. 2238.
82. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices / A. D. Rakić [и др.] // Applied Optics. — 1998. — Т. 37, № 22. — С. 5271.
83. Gundu K. M., Yarandi P. G., Mafi A. Beam-quality factor of single-mode gain-guided fiber lasers // Optics Letters. — 2010. — Т. 35, № 24. — С. 4124.
84. Agrawal G. P. Fiber-Optic Communication Systems. — WILEY-INTERSCIENCE, 2002.
85. Analytical Model for Rare-Earth-Dope Fiber Amplifiers and Lasers / C. Barnard [и др.] // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 1994. — Т. 30, № 8. — С. 1817—1830.
86. Троцкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах. — Новосибирск : Наука, 1975. — С. 159.
87. Терентьев В. С., Симонов В. А. О частотной селекции излучения волоконного лазера с отражательным интерферометром // Автометрия. — 2011. — Т. 47, № 4. — С. 41—48.
88. Терентьев В. С., Симонов В. А. Селекция излучения волоконного лазера с линейным резонатором с помощью отражательного интерферометра // Квантовая электроника. — 2013. — Т. 43, № 8. — С. 706—710.

89. *Шкляревский И. Н., Падалка В. Г.* Измерение оптических постоянных меди, золота, никеля в инфракрасной оптической области спектра // Оптика и спектроскопия. — 1959. — Т. 6. — С. 78—84.
90. *Yeh C.-H., Lin M.-C., Chi S.* A tunable erbium-doped fiber ring laser with power-equalized output // Optics Express. — 2006. — Т. 14, № 26. — С. 12828.
91. Fiber-optic tunable filter with a concave mirror / Y.Yeh [и др.] // Optics Letters. — 2012. — Т. 37, № 4. — С. 626—628.
92. Simple air-gap fiber Fabry-Perot interferometers based on fiber endface with Sn-microsphere overlay / C.-L. L. Lee [и др.] // Optics Communications. — 2012. — Т. 285, № 21/22. — С. 4395—4399.
93. *Terentiev V. S., Dostovalov A. V., Simonov V. A.* Reflection interferometers formed on the single-mode fiber tip // Laser Physics. — 2013. — Vol. 23, no. 8. — P. 085108.
94. *Terentyev V. S., Simonov V. A., Babin S. A.* Multiple-beam reflection interferometer formed in a single-mode fiber for applications in fiber lasers // Optics Express. — 2016. — Т. 24, № 5. — С. 4512.
95. Узкополосный волоконный отражатель на основе отражательного интерферометра с волоконной брэгговской решеткой / В. С. Терентьев [и др.] // Квантовая электроника. — 2018. — Т. 48, № 8. — С. 728—732.
96. *Terentyev V. S., Simonov V. A., Babin S. A.* Fiber-based multiple-beam reflection interferometer for single-longitudinal-mode generation in fiber laser based on semiconductor optical amplifier // Laser Physics Letters. — 2017. — Т. 14, № 2. — С. 025103.
97. *Marcuse D.* Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices // Bell System Technical Journal. — 1977. — Т. 56, № 5. — С. 703—718.
98. *Pevec S., Donlagic D.* Miniature all-fiber Fabry–Perot sensor for simultaneous measurement of pressure and temperature // Applied Optics. — 2012. — Т. 51, № 19. — С. 4536.
99. *Gattass R. R., Mazur E.* Femtosecond laser micromachining in transparent materials // Nature Photonics. — 2008. — Т. 2, № 4. — С. 219—225.

100. *Lee C. E., Atkins R. A., Taylor H. F.* Performance of a fiber-optic temperature sensor from -200 to 1050°C // *Optics Letters*. — 1988. — Т. 13, № 11. — С. 1038.
101. Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride. / J. Kischkat [и др.] // *Applied Optics*. — 2012. — Т. 51, № 28. — С. 6789—98.
102. *Gao L., Lemarchand F., Lequime M.* Exploitation of multiple incidences spectrometric measurements for thin film reverse engineering // *Optics Express*. — 2012. — Т. 20, № 14. — С. 15734.
103. *Абдуллина С. Р., Немов И. Н., Бабин С. А.* Метод подавления боковых резонансов в спектре волоконных брэгговских решёток за счёт поперечного сдвига фазовой маски относительно волоконного световода // *Квантовая электроника*. — 2012. — Т. 42, № 9. — С. 794—798.
104. Effective length of short Fabry-Perot cavity formed by uniform fiber Bragg gratings / Y. O. Barmenkov [и др.] // *Optics Express*. — 2006. — Т. 14, № 14. — С. 6394.
105. Волоконные решетки показателя преломления и их применения / С. А. Васильев [и др.] // *Квантовая электроника*. — 2005. — Т. 35, № 12. — С. 1085—1103.
106. Tunable narrowband fiber laser with feedback based on whispering gallery mode resonances of a cylindrical microresonator / E. Rivera-Pérez [и др.] // *Optics Letters*. — 2013. — Т. 38, № 10. — С. 1636.
107. *Gorodetsky M. L., Pryamikov A. D., Ilchenko V. S.* Rayleigh scattering in high-Q microspheres // *Journal of the Optical Society of America B*. — 2000. — Т. 17, № 6. — С. 1051.
108. *Peng Y.* A Novel Scheme for Hundred-Hertz Linewidth Measurements with the Self-Heterodyne Method // *Chinese Physics Letters*. — 2013. — Т. 30, № 8. — С. 084208.
109. Chirped and phase-sampled fiber Bragg grating for tunable DBR fiber laser / X. Xu [и др.] // *Optics Express*. — 2005. — Т. 13, № 10. — С. 3877.