

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 535.015, 535.417, 681.787

СИГНАЛ ВНЕШНЕГО ВОЛОКОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ–ПЕРО ПРИ ИЗГИБЕ НАРУЖНОЙ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗАЗОРА ИНТЕРФЕРОМЕТРА¹

©2026 г. Е. Ю. Евдокименко, Л. Б. Лиокумович*, А. А. Маркварт,
А. В. Петров, Н. А. Ушаков

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
Российская Федерация, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29*

**E-mail: leonid@spbstu.ru*

Поступила в редакцию 20.04.2026

После доработки 13.05.2026

Принята к публикации 22.06.2026

Статья посвящена анализу внешнего волоконного интерферометра Фабри–Перо (ВВИФП) как чувствительного элемента измерителей на основе спектральной интерферометрии. Рассмотрен вопрос о ключевых параметрах сигнала ВВИФП в случае изгиба внешней границы зазора интерферометра. Подробно рассмотрен метод расчета при представлении излучения в зазоре интерферометра в виде гауссова пучка и в предположении сферической отражающей границы зазора. Получены относительно простые явные аналитические выражения для расчета сигнала ВВИФП. Сделан краткий анализ характера сигнала ВВИФП и его особенностей с учетом влияния изгиба границы зазора. Проведены эксперименты с использованием в качестве внешней границы ВВИФП сферической стеклянной поверхности, которые продемонстрировали влияние изгиба на параметры сигнала ВВИФП и согласие с результатами расчетов по представленной аналитической модели.

Ключевые слова: внешний волоконный интерферометр Фабри–Перо, интерференционный сигнал, спектральный опрос интерферометра, гауссов пучок.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время активный интерес в области практических разработок миниатюрных волоконно-оптических датчиков вызывают устройства на основе так называемого внешнего волоконно-оптического интерферометра Фабри–Перо (ВВИФП) [1–5]. Принцип организации измерителя на основе ВВИФП иллюстрирует рис. 1а. В таком

¹ Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2026”, Россия, Пермь, 26–28 мая 2026 г.

интерферометре первое зеркало формируется торцом подводящего свет оптического волокна. В простейшем случае зазор ВВИФП заполнен однородным материалом, а толщина L обычно составляет от нескольких десятков микрон до единиц миллиметров. В большинстве случаев регистрируется свет, идущий от ВВИФП обратно по тому же волокну. Для опроса ВВИФП применяются методы спектральной интерферометрии [6–9], когда регистрируется зависимость интенсивности обратного света от длины волны λ , посредством обработки которой с высокой точностью фиксируются изменения L , связанные с измеряемым воздействием на интерферометр. Меняя тип и параметры конструкции, можно регулировать чувствительность смещения L к разным воздействиям (рис. 1б) [3–6]. Например, при заполнении зазора жестким материалом можно адаптировать конструкцию для измерения температуры. И наоборот, если зазор заполнен газом или вакуумирован, а с внешней стороны зазора находится относительно тонкая мембрана, то система будет адаптирована к измерению давления. Используя материалы и конструктивное исполнение ВВИФП, можно получать и более специфические виды датчиков, например, датчик влажности и т.д.

Рис. 1. Схема построения датчика на основе ВВИФП (а),

Системы на основе ВВИФП перспективны для создания миниатюрных датчиков (рис. 1в), прежде всего, датчиков температуры, давления в области медицины и других сферах. При разработке реальных датчиков такого типа важна возможность расчета ключевых параметров регистрируемого сигнала при заданных основных геометрических и оптических параметрах конструкции. В зазоре ВВИФП излучение претерпевает существенную расходимость и анализ принципиально отличается от случая традиционных схем Фабри–Перо с коллимированным светом. В случае ВВИФП обычно достаточно рассматривать только однократные отражения от границ зазора, поскольку отражения более высоких порядков дают относительно слабый вклад и, кроме того, согласно идеологии измерений на основе спектральной интерферометрии, отфильтровываются при обработке. Поэтому сигнал ВВИФП в основном соответствует сигналу двулучевой интерференции с постоянной составляющей и гармоническими интерферометрическими осцилляциями. Для анализа параметров сигнала ВВИФП, таких как уровень, контраст и др., развиты методы расчета на основе представления волны в зазоре интерферометра гауссовым пучком. Такой принцип расчета сигнала ВВИФП и анализ его свойств представлены в публикациях [10–12]. При этом подразумевается, что границы зазора интерферометра, формирующие зеркала схемы, являются плоскими и чаще всего перпендикулярными оси системы.

Однако в реальных конструкциях может возникать изгиб внешней границы зазора ВВИФП. Это может быть результатом паразитных эффектов при изготовлении, когда изгиб появляется из-за технологии создания зазора, или может возникнуть разница статического

давления внутри зазора и во внешнем пространстве (рис. 2а). Также рассматривается использование в подобных схемах шариковых микролинз, микросфер и других подобных объектов (рис. 2б) [13, 14]. Поэтому возникает вопрос о сигнале ВВИФП при изгибе отражающей границы. Тем не менее большое количество публикаций по тематике ВВИФП, растущее в последнее время, в большей степени связано с вопросами о технологиях реализации конструкций и методах обработки сигнала, а также с представлением прогресса в характеристиках таких систем и устройств. Публикаций, развивающих методы расчета сигнала ВВИФП и посвященных построению простых, но адекватных моделей, мало. В известных нам публикациях не представлены аналитические модели сигнала, учитывающие изгиб границ зазора интерферометра. Этот вопрос поднят только в нашей работе [15], но там принцип учета изгиба описан очень кратко и не получен явный вид итоговых аналитических выражений, сделаны расчеты не для сигнала ВВИФП, а только для относительного изменения прошедшей зазор волны, не представлены эксперименты.

Рис. 2. Изгиб внешней границы зазора ВВИФП в случае технологических причин или разности статического давления внутри и снаружи корпуса (а), и ...

В настоящей статье рассмотрены метод аналитического расчета сигнала ВВИФП и анализ его свойств с учетом изгиба внешней границы зазора интерферометра. Для этого подробно рассматривается подход, позволяющий сформировать систему явных аналитических выражений для такого расчета. Влияние изгиба на сигнал ВВИФП, получаемое при вычислениях по полученным формулам, подтверждено проведенными экспериментами.

2. ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ АНАЛИТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СИГНАЛА ВВИФП

Использование ВВИФП в измерительных системах спектральной интерферометрии подразумевает, что измеряется зависимость $I(\lambda)$ в некотором диапазоне длин волн λ , где I – интенсивность света, отраженного от интерферометра, нормированная на интенсивность света, поступающего к интерферометру. Осцилляции зависимости $I(\lambda)$ связаны с интерференцией волн, отраженных от ВВИФП обратно в подводящий световод, поэтому будем называть зависимость $I(\lambda)$ интерференционным сигналом или просто сигналом ВВИФП. Зависимость $I(\lambda)$ формально представляет собой спектральную (в шкале длин волн) передаточную характеристику ВВИФП по мощности. Однако измеренная зависимость $I(\lambda)$ обычно подвергается различным алгоритмам обработки, в том числе методами частотной фильтрации. Это также соответствует трактовке $I(\lambda)$ как сигнала ВВИФП.

При учете однократных отражений рассматривается интерференция только двух волн: волны I_0 , отраженной от внутренней границы зазора интерферометра (т.е. поверхности торца

волокна), и волны I_1 , отраженной от внешней границы зазора. В этом случае нормированная интенсивность света I имеет обычный для двухлучевой интерференции вид

$$I(\lambda) = I_{\Sigma} + I_m \cos(\Delta\varphi), \quad (1)$$

где $I_{\Sigma} = I_0 + I_1$, $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_0$ – разность фаз волн I_0 и I_1 , а $I_m = 2\sqrt{I_0 I_1}$ – амплитуда интерференционной компоненты.

Если для указанных двух волн ввести комплексные амплитуды E_0 и E_1 , нормированные на амплитуду волны на входе в интерферометр, то $I_0 = |E_0|^2$, $I_1 = |E_1|^2$, $I_m = 2|E_0 E_1|$, а также $\varphi_0 = \arg(E_0)$ и $\varphi_1 = \arg(E_1)$. Величина E_0 определяется отражением от поверхности торца волокна. Анализ величины E_1 более сложен, поскольку соответствующая волна проходит через зазор интерферометра в прямом и обратном направлениях, претерпевая дифракционную расходимость и потери, а затем вводится в волокно с дополнительными потерями и сдвигом фазы. Для построения аналитической модели сигнала $I(\lambda)$ будем использовать общепринятый подход анализа ВВИФП с одномодовым волокном, использующий представление волны в зазоре интерферометра в виде гауссова пучка. Ряд необходимых выражений, описывающих такой пучок, приведен в Приложении. Возможность применения формализма гауссовых пучков обоснована тем, что поперечное распределение поля основной моды волокна достаточно близко к экспоненциальному, и в рамках данного подхода полагается таковым. Также подразумевается выполнение условий параксиального приближения, а границы зазора полагаются перпендикулярными оси пучка. Поэтому распространение и отражение волн I_0 и I_1 может рассматриваться без учета состояния поляризации света. В результате излучение, распространяющееся от торца волокна к внешней границе зазора интерферометра, описывается гауссовым пучком с перетяжкой на торце волокна. Радиус перетяжки $w_f = \text{MFD}/2$, где MFD – диаметр модового пятна волоконного световода. После отражения излучение возвращается к торцу волокна, сохраняя свойства гауссова пучка, который имеет радиус W и кривизну R . Далее часть излучения захватывается волокном в виде основной моды с нормированной интенсивностью I_1 , распространяющейся в волокне в направлении от ВВИФП обратно к опросному устройству. Ввод излучения гауссова пучка в световод количественно описывается комплексным коэффициентом захвата η , который задается интегралом перекрытия полей гауссова пучка и моды волокна (интеграл перекрытия приведен и рассмотрен в Приложении).

С учетом сказанного можно записать амплитуды интерферирующих волн в виде

$$|E_0| = \sqrt{R_0}, \quad |E_1| = K_{\eta} T_0 (1 - \alpha) \sqrt{R_1}, \quad (2)$$

где R_0 и R_1 – коэффициенты отражения (по мощности) внутренней отражающей поверхности зазора интерферометра (т.е. поверхности торца волокна) и внешней отражающей поверхности

зазора, $T_0 = (1 - R_0)$ – коэффициент пропускания (по мощности) поверхности торца волокна, α – коэффициент поглощения оптической мощности при распространении света в зазоре в обоих направлениях, который определяется свойствами материала в зазоре. Коэффициент $K_\eta = |\eta|$ учитывает снижение амплитуды волны I_1 при вводе в световод.

Фазу волны, подходящей к интерферометру, примем за нуль. Тогда φ_0 – сдвиг фазы волны I_0 при отражении от торца световода. Он зависит от заполняющего зазор материала и наличия дополнительных отражающих покрытий. Фазовая задержка φ_1 , которую приобретает волна I_1 , целесообразно представить суммой составляющих:

$$\varphi_1 = \varphi_L + \varphi_G + \varphi_\eta + \varphi_{R1}. \quad (3)$$

Первое слагаемое $\varphi_L = -4\pi L n_1 / \lambda$ – это основная фазовая задержка волны I_1 при проходе через зазор интерферометра толщиной L в прямом и обратном направлениях, где n_1 – коэффициент преломления среды в зазоре. Слагаемое φ_{R1} характеризует сдвиг фазы волны I_1 при отражении от внешней границы зазора интерферометра, оно зависит от того, как сформирована эта граница. Фазы φ_G и φ_η – следствие расходимости излучения, а также его ввода в волокно. С учетом принятой модели гауссова пучка, φ_G – это фаза Гюи отраженного гауссова пучка, а $\varphi_\eta = -\arg(\eta)$.

Будем считать обе границы зазора интерферометра плоскими и перпендикулярными оси системы, совпадающей с осью волокна у входа в ВВИФП (рис. 3). Тогда гауссов пучок, проходя через зазор и отражаясь от его внешней границы, не изменит параметров, кроме направления. На торец световода поступает пучок с радиусом перетяжки w_f и расстоянием от перетяжки $2L$. Для такого пучка, согласно представленному в Приложении анализу, получается достаточно простой результат:

$$K_\eta = \frac{1}{\sqrt{1 + (L/r_1)^2}}, \quad \varphi_\eta = -\arctg\left(\frac{L}{r \left[1 + 2(L/r_1)^2\right]}\right), \quad (4)$$

где $r_1 = \pi n_1 w_f^2 / \lambda$ – рэлеевская длина гауссова пучка в зазоре ВВИФП. Фаза Гюи пучка в этом случае будет определяться выражением $\varphi_G = \arctg(2L/r_1)$.

Рис. 3. Распространение гауссова пучка в зазоре ВВИФП с плоскими границами.

Таким образом, если границы зазора плоские и ортогональны оси, то приведенные выражения (1)–(4) формируют аналитическую модель для расчета зависимости сигнала $I(\lambda)$ при условии, что заданы значения R_0 , R_1 и n_1 или выражения для их расчета с учетом λ .

Определенные простые выражения для R_0 и R_1 можно указать для случая, когда границы зазора интерферометра – это непосредственно границы диэлектрических сред, формирующих структуру ВВИФП. Первая из них – это кварц с показателем преломления n_0 ,

из которого сделан стандартный волоконный световод. Вторая среда – материал с коэффициентом преломления n_1 , заполняющий зазор. Третья – материал с показателем преломления n_2 , следующий за внешним краем зазора. Тогда коэффициенты отражения R_0 и R_1 можно рассчитать на основе формул Френеля:

$$R_0 = (n_0 - n_1)^2 / (n_0 + n_1)^2, R_1 = (n_1 - n_2)^2 / (n_1 + n_2)^2. \quad (5)$$

Мы имеем $\varphi_0 = 0$ при $n_0 > n_1$ и $\varphi_1 = 0$ при $n_1 > n_2$. При обратных отношениях показателей преломления фазы равны π .

Рассмотрим кратко ключевые особенности сигнала $I(\lambda)$. При спектральном опросе ВВИФП и измерении $I(\lambda)$ длина волны меняется в некотором диапазоне $\Delta\lambda$ с центром λ_0 . На практике $\Delta\lambda/\lambda_0$ обычно меньше 10%. Тогда в окрестности λ_0 можно принять приближение $1/\lambda \approx -\lambda/\lambda_0^2 + 2/\lambda_0$ и записать $\varphi_L \approx -(4\pi L n_1 / \lambda_0^2) \lambda + 8\pi L n_1 / \lambda_0$. Обычно $L \gg \lambda$, и при сдвиге λ фаза φ_L получает большое приращение, практически пропорциональное смещению λ . Поэтому зависимость $I(\lambda)$ будет иметь квазигармоническую составляющую $I_m \cos(\Delta\varphi)$. То, что линейность приращения φ_L от λ – это приближение, существенно проявляется при спектральном анализе зависимости $I(\lambda)$. Для преодоления этой проблемы можно провести замену аргумента λ в измеренной зависимости на частоту оптического излучения ν , и с учетом равенства $\nu = c/\lambda$ преобразовать $I(\lambda)$ в $I(\nu)$. В таком случае $\varphi_L(\nu) = -4\pi L n_1 \nu / c$ и приращение $\varphi_L(\nu)$ будет действительно пропорционально приращению аргумента, при этом оно будет формировать гармонические колебания $\cos[\varphi_L(\nu)]$. Скорость изменения фазы можно характеризовать величинами $\Omega_\lambda = d\varphi_L/d\lambda$ или $\Omega_\nu = d\varphi_L/d\nu$, которые имеют смысл “частот” для гармонических осцилляций от длины волны или оптической частоты.

Однако есть и другие причины, вызывающие отклонение зависимости $I(\lambda)$, а также и $I(\nu)$ от строгого соответствия сумме статической и гармонической составляющих, $I_\pm + I_m \cos(\Delta\varphi)$. Выражения для K_η , φ_η и φ_G включают параметр r_G , который напрямую зависит от λ . Также в зависимости от λ меняется MFD световода и вместе с ним радиус перетяжки w_f , тоже входящий в выражение для r_G . В случае использования отражающих покрытий от λ могут зависеть компоненты φ_0 и φ_{R1} . Величина K_η входит множителем в выражение для $|E_1|$, и ее изменение в зависимости от λ приведет к тому, что $I_\pm$ и I_m будут меняться в зависимости от длины волны. Если R_0 и R_1 задаются выражениями (5), то они могут зависеть от λ вследствие дисперсионного изменения n_0 , n_1 и n_2 и также влиять на I_0 , I_1 и I_m . От длины волны может зависеть и коэффициент поглощения света в зазоре α .

В результате не только φ_L , но и другие слагаемые разности фаз $\Delta\varphi$ меняются при смещении λ , искажая гармонический характер интерференционной компоненты сигнала. Но

вследствие малости $\Delta\lambda$ изменения φ_η и φ_G обычно очень незначительны по сравнению с приращением φ_L . Влияние смещения λ на изменение I_- и I_m на практике дает их незначительные линейные смещения, не превышающие единиц процентов.

Малость влияния упомянутых механизмов искажения характера зависимости $I(\lambda)$ от простой суммы гармонического колебания с постоянной составляющей не означает, что они не должны или не могут учитываться в рамках рассматриваемой модели. Напротив, формально они учитываются в прямых расчетах $I(\lambda)$ по выражениям (1)–(4), если известны все необходимые свойства материалов и покрытий. Но описанные незначительные искажения почти не меняют общего характера зависимости $I(\lambda)$, очень близкого к сумме статической и гармонической компонент. Поэтому если необходимо упростить расчет или сделать приближенные оценки параметров сигнала $I(\lambda)$, например его уровня, или контраста колебаний, то можно полагать, что $I_0 \approx I_0(\lambda_0)$, $I_1 \approx I_1(\lambda_0)$, а $\Delta\varphi \approx -(4\pi L n_1 / \lambda_0^2) \lambda$.

Рассмотренный расчет $I(\lambda)$ не учитывает волны, переотраженные от границ зазора. Учет дополнительных волн от вторичных отражений от границ добавит дополнительные гармонические компоненты в сигнал $I(\lambda)$. Поэтому измеренные зависимости могут оказаться сложнее, чем расчетные. Но в подходах спектральной интерферометрии обычно основная гармоническая компонента сигнала выделяется частотной фильтрацией, а остальные исключаются. Кроме того, обычно $R_1 \ll 1$, а волна I_1 существенно ослабляется вследствие малости K_η , и влияние переотражений мало. Поэтому усложнение расчетной модели для учета переотраженных волн обычно нецелесообразно. Более важным представляется развитие описанного подхода для построения модели ВВИФП, зазор которого состоит из двух или нескольких слоев, что рассмотрено в работе [12].

В заключение первого раздела следует отметить, что в целом приведенные выше расчетные выражения и описание свойств сигнала $I(\lambda)$ в той или иной степени представлены в публикациях, касающихся аналитических исследований применения ВВИФП. Однако описание всех этих вопросов важно, чтобы обоснованно и понятно представить расширение модели расчета $I(\lambda)$ на случай изогнутой внешней границы зазора интерферометра.

3. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СИГНАЛА ОДНОСЛОЙНОГО ВВИФП ПРИ ИЗОГНУТОЙ ВНЕШНЕЙ ГРАНИЦЕ ЗАЗОРА ИНТЕРФЕРОМЕТРА

На базе приведенного в первой части подробного описания метода расчета сигнала ВВИФП для плоских границ зазора интерферометра рассмотрим главный для данной работы вопрос – возможность расчета $I(\lambda)$ с учетом изгиба внешней границы зазора. Будем полагать, что внешняя граница зазора интерферометра, как и ранее, имеет коэффициент отражения R_1 , но изогнута, и в области оси системы может рассматриваться как сферическое зеркало, как

показано на рис. 4. Ось зазора, как и ранее, полагается перпендикулярной поверхности зеркала. Кривизна характеризуется радиусом кривизны R_M а направление изгиба задается знаком R_M : положительные значения соответствуют изгибу внешней границы зазора в направлении от торца световода, а отрицательные – изгибу в сторону торца световода. При таких условиях можно в полной мере применить анализ сигнала ВВИФП в рамках рассмотренного выше формализма параксиального приближения и распространения в зазоре интерферометра гауссова пучка. Но теперь необходимо учесть, что при отражении от зеркала не только произойдет изменение направления распространения пучка на противоположное, но также изменятся ключевые параметры пучка. После отражения от изогнутой границы излучение будет эквивалентно излучению пучка, который имеет перетяжку на расстоянии L_G от торца световода ($L_G > 0$ соответствуют положению перетяжки на оси системы со стороны зазора интерферометра, а $L_G < 0$ – положению со стороны волокна) и радиус перетяжки w_G . Эквивалентность подразумевает, что параметры L_G и w_G формально характеризуют поле гауссова пучка на любом расстоянии от этого торца волокна, причем с обеих сторон от торца. Однако фактически такое поле присутствует только в пределах между границами зазора интерферометра. Для анализа преобразования гауссова пучка при отражении от сферического зеркала можно применить общепринятый в таких случаях подход, использующий комплексный параметр гауссова пучка и закон $ABCD$ [16].

Рис. 4. Распространение гауссова пучка в зазоре ВВИФП с изгибом внешней границы зазора при изгибе

Комплексный параметр q гауссова пучка с рэлеевской длиной r вводится в виде $q = z + jr$, где z – расстояние от перетяжки до данного сечения. Значение q , указанное для некоторого сечения z , однозначно определяет все параметры пучка. Закон $ABCD$ позволяет определить изменение параметра q пучка, прошедшего через аксиально-симметричную систему оптических элементов, если известна лучевая матрица этой системы $\mathbf{M}$. Если на входе системы гауссов пучок имеет комплексный параметр q_{in} , то на выходе пучок имеет комплексный параметр q_{out} , задаваемый соотношением

$$q_{out} = (Aq_{in} + B)/(Cq_{in} + D), \quad (6)$$

где вещественные коэффициенты A , B , C и D – элементы лучевой матрицы системы $\mathbf{M}$.

В рассматриваемом случае система, через которую распространяется волна I_1 , включает зазор интерферометра (при прохождении в прямом направлении), затем сферическое зеркало и еще раз зазор (при проходе волны в обратном направлении). Лучевая матрица $\mathbf{M}_L$ однородной среды толщиной L и матрица $\mathbf{M}_M$ для сферического зеркала с радиусом кривизны R_M имеют простой известный вид [16]

$$\mathbf{M}_L = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M}_M = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_M & 1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Поскольку лучевая матрица системы элементов определяется произведением матриц отдельных элементов, полное прохождение волны I_1 через зазор и обратно описывается лучевой матрицей $\mathbf{M} = \mathbf{M}_L \mathbf{M}_M \mathbf{M}_L$. Если найти такое произведение, то с учетом формулы (7) получим

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 - 2L/R_M & 2L(1 - L/R_M) \\ -2/R_M & 1 - 2L/R_M \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Торец волоконного световода соответствует перетяжке гауссова пучка, входящего в зазор интерферометра, поэтому комплексный параметр следует записать в виде $q_1 = jr_1$, где r_1 – рэлеевская длина этого пучка, $r_1 = \pi n_1 w_f^2 / \lambda$. Комплексный параметр q_G гауссова пучка, пришедшего обратно к торцу волокна после отражения от изогнутого зеркала, согласно формулам (7) и (8), можно найти по выражению

$$q_G = \frac{2L(1 - L/R_M) + jr_1(1 - 2L/R_M)}{(1 - 2L/R_M) - j2r_1/R_M}. \quad (9)$$

С учетом определения комплексного параметра гауссова пучка значению q_G несложно найти характеризующие его параметры, а именно, расстояние до перетяжки L_G и радиус перетяжки w_G , согласно соотношениям

$$L_G = \text{Re}(q_G), \quad w_G = [\text{Im}(q_G)\lambda/\pi n_1]^{1/2}, \quad (10)$$

где учтена связь рэлеевской длины и радиуса перетяжки пучка.

Полученные выражения позволяют получить полную аналитическую модель (систему аналитических выражений) для расчета сигнала $I(\lambda)$. Полагается, что известны значения R_0 , R_1 , n_1 , w_f или выражения для их расчета с учетом λ . Тогда для заданных L , R_M и выбранного значения λ на основе формулы (9) производится расчет q_G с учетом равенства $r_1 = \pi n_1 w_f^2 / \lambda$. Далее согласно формуле (10) для отраженного пучка, возбуждающего волоконный световод, вычисляются L_G и w_G . С учетом этих двух параметров можно рассчитать фазу Гюи $\varphi_G = \arctg(L_G/r_G)$ и на основе (П.5) найти комплексный коэффициент захвата η , а также $K_\eta = |\eta|$ и $\varphi_\eta = -\arg(\eta)$. И окончательно, используя найденные значения параметров K_η , φ_G и φ_η в выражениях (2) и (3), по общему выражению (1) можно найти I для заданного значения λ . Далее, повторяя расчет с изменением значения λ , можно рассчитать искомую зависимость $I(\lambda)$.

Согласование выражений для сферической границы зазора с выражениями для плоской границы связано с пределом $R_M \rightarrow \infty$. Из формулы (9) очевидно следует, что при этом $q_G \rightarrow 2L + jr_1$. Такой параметр пучка соответствует равенствам $L_G = 2L$ и $w_G = w_f$, что,

очевидно эквивалентно результату рассмотрения для плоских границ зазора. С другой стороны, это можно рассматривать как результат преобразование матрицы $\mathbf{M}_R$ с ростом R_M в единичную матрицу, когда лучевая матрица системы $\mathbf{M}$ станет матрицей однородного слоя толщиной $2L$.

Нетрудно видеть, что расчет, учитывающий изгиб внешней границы зазора, отличается только в части нахождения K_η , φ_η и φ_G . При отсутствии изгиба следует использовать K_η и φ_η , определяемые из формулы (4) и $\varphi_G = \arctg(2L/r_1)$. Для учета изгиба следует использовать формулы (9) и (10) для определения L_G и w_G , а затем рассчитать $\varphi_G = \arctg(L_G/r_G)$ и с применением формулы (П.5) найти K_η и φ_η . Остальной расчет не меняется. Хотя в случае изгиба вместо одного простого выражения надо применить три, все они имеют явный аналитический вид, и расчет с учетом изгиба не становится более сложным. Если границы зазора ВВИФП образованы границами диэлектрических сред, то как для плоской, так для изогнутой границ коэффициенты отражения задаются формулами (5).

4. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ИЗГИБА ВНЕШНЕЙ ГРАНИЦЫ ЗАЗОРА ВВИФП. РАСЧЕТЫ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В разд. 2 дано подробное описание метода расчета зависимости $I(\lambda)$ с учетом радиуса изгиба R_M внешней границы зазора ВВИФП. Из приведенного анализа следует, что при изгибе сигнал ВВИФП также будет иметь структуру (1) с постоянной составляющей и осциллирующей интерференционной компонентами, причем “частота” осцилляций Ω_λ не изменится, хотя незначительные фазовые добавки от φ_G и φ_η будут меняться. Наиболее явными изменениями в параметрах сигнала будут возможные изменения значений I_- и I_m .

Изменения параметров сигнала ВВИФП при изгибе внешней границы зазора по физическому смыслу связаны с трансформацией гауссова пучка, поступающего на торец волокна после отражения от поверхности изогнутой границы, что иллюстрирует рис. 4. Такой пучок характеризуется эквивалентными значениями L_G и w_G и радиусом W_G на торце волокна. Без изгиба $L_G = 2L$, $w_G = w_f$ и $W_G = W_{G0}$. Интуитивно следует ожидать простого проявления изгиба границы, что поясняет рис. 4. Если граница зазора изогнута “внутрь” ($R_M < 0$), то следует ожидать снижения радиуса перетяжки пучка, уменьшения расстояния до перетяжки и увеличения радиуса пучка на торце: $w_G < w_f$, $L_G < 2L$ (рис. 4а). Как следствие, должен увеличиваться радиус пучка W_G и снижаться коэффициент захвата, что дает уменьшение I_1 и соответствующее снижение I_- и I_m . Если граница зазора изогнута “наружу” ($R_M > 0$), то изменения противоположны: $w_G > w_f$, $L_G > 2L$ (рис. 4б). Поэтому радиус пучка W_G снижается, коэффициент захвата увеличивается, растет уровень волны I_1 и, соответственно, увеличиваются I_- и I_m .

Однако такое простое влияние изгиба характерно для ситуации, когда $|L/R_M| \ll 1$. Причем при выполнении такого условия, как показывают расчеты K_η в работе [14], влияние изгиба относительно невелико, в пределах примерно до 30%. Более существенные изменения могут происходить, когда $|L/R_M| \approx 1$ или $|L/R_M| > 1$. Но в этом случае указанные выше соотношения между параметрами пучка L_G , w_G , W_G при изогнутой или плоской поверхности внешнего зеркала могут измениться. В случае $R_M < 0$ это связано с двумя моментами. Во-первых, приближение эквивалентного положения перетяжки к границе зазора на расстояние около r_G соответствует специфическому характеру гауссова пучка вблизи перетяжки. Во-вторых, при росте $|L/R_M|$ радиус перетяжки w_G уменьшается и может стать равным λ_0 или меньше. А в этом случае нарушаются условия параксиального приближения, и полученные соотношения могут не выполняться, поскольку получены именно в предположении такого приближения. Если $R_M > 0$, то особенности трансформации отраженного пучка при росте L/R_M еще сложнее. Пучок может иметь не просто меньшую расходимость, чем при ровной границе. Он может стать сходящимся с положением перетяжки как внутри зазора, так и ее эквивалентным положением вне зазора со стороны его внутренней границы.

Анализ сложной трансформации гауссова пучка в зазоре ВВИФП при его отражении от изогнутой внешней границы зазора при относительно больших отношениях $|L/R_M|$ важен для понимания изменений ключевых параметров сигнала $I(\lambda)$, но он не входит в задачи настоящей работы, которая, прежде всего, предусматривает описание аналитического метода расчета $I(\lambda)$ с учетом изгиба, который позволяет, с одной стороны, анализировать влияние R_M на сигнал и, с другой стороны, применять этот метод при разработке или изучении практических конструкций ВВИФП.

В порядке проверки рассмотренной методики аналитического расчета и иллюстрации влияния изгиба границы зазора ВВИФП приведем результаты экспериментов и их сравнение с расчетами. Относительно простые измерения можно было организовать при использовании схемы ВВИФП с воздушным зазором, когда за торцом подводящего волоконного световода на расстоянии L устанавливался стеклянный шарик с известным диаметром D . При этом в расчетах следует использовать равенство $R_M = -D/2$.

Измерения были проведены для двух образцов сфер. Первый образец – шарик из чистого кварца с диаметром $D_1 = 2 \pm 0.003$ мм. Второй образец был существенно более миниатюрный, однако в этом случае не было точных данных ни по марке стекла, ни по точности сферичности поверхности. Визуальная оценка (с микроскопом) диаметра составила $D_2 = 0.546$ мм.

Схема для проведения экспериментов показана на рис. 5. Для измерений использовался интеррогатор NI PXIe 4844, который позволял регистрировать передаточную частотную

характеристику отраженного света в диапазоне длин волн 1510–1590 нм с шагом 4 пм (с аппаратным разрешением около 40 пм). К интеррогатору был подключен отрезок стандартного одномодового оптического волокна, внешний конец которого заканчивался плоским торцом (за счет применения стандартного скалывателя). Световод был зафиксирован на моторизованном трехкоординатном микропозиционере Avesta TS86-SM2-XYZ-R, который позволял с высокой точностью перемещать торец волокна как по вертикали (т.е. менять L), так и в горизонтальной плоскости. Горизонтальное перемещение позволяло выставить торец волокна напротив вершины поверхности стеклянного шарика, что контролировалось по достижению максимального уровня интерференционного сигнала. Для нормировки использовался сигнал, полученный при отражении только от торца световода, когда других отражающих поверхностей не было.

Рис. 5. Схема для проведения экспериментов с ВВИФП, имеющем сферическую внешнюю границу интерферометра.

Постоянная составляющая измеренного сигнала I_r (здесь и далее нижний индекс «г» указывает на измеренные величины в отличие от аналогичных расчетных величин) определялась как среднее значение $I_r(\lambda)$, а для нахождения амплитуды интерференционных колебаний $I_{\text{гм}}$ использовалась спектральная обработка измеренного сигнала. За счет анализа спектра сигнала $I_r(\lambda)$ снижалось влияние шумов и паразитных осцилляций, в том числе связанных с отражением света от противоположной стороны шарика и подложки. При этом зависимость $I_r(\lambda)$ пересчитывалась в зависимость $I_r(\nu)$, к которой уже применялось преобразование Фурье. Также использовались такие типовые приемы, как взвешивающее окно и удлинение выборки нулевыми отсчетами, что позволило более точно определить амплитуды и частоты Ω_ν спектральных компонент измеренных осцилляций. Значение $I_{\text{гм}}$ находилось как амплитуда основной компоненты в спектре сигнала ВВИФП соответствующей частоты Ω_ν , значение которой связано с L . Поскольку, как уже упоминалось, $\phi_L(\nu) = -4\pi L n_1 \nu / c$, то для воздушного зазора $\Omega_\nu = 4\pi L / c$.

Моторизованный микропозиционер Avesta TS86-SM2-XYZ-R с редуктором и шаговым двигателем обеспечивает перемещение с шагом 71 нм и высокую воспроизводимость. Но большой диапазон изменения L (0.5–4 мм для первого образца стеклянного шарика и 0.2–2 мм для второго образца) соответствовал очень большому числу шагов, что могло приводить к накоплению даже незначительной погрешности смещения. При этом относительно большое изменение L требовало дополнительной горизонтальной подстройки. Кроме того, поскольку исходное значение L при установке волокна и шарика на подвижке точно неизвестно, нужна калибровка с учетом какого-либо достаточно точного метода определения начального значения расстояния. С учетом сказанного использовать для

контроля L данные системы управления микропозиционером было проблематично. Проще и надежнее было определить L по частоте Ω_v , основной компоненты в спектре зависимости $I_r(v)$, поскольку $L = \Omega_v c / 4\pi$. При этом точность в основном ограничивалась спектральным разрешением, задаваемым конечным диапазоном перестройки длины волны, она составляла около 5 мкм. Такой точности вполне достаточно для анализа зависимостей постоянной составляющей и амплитуды колебаний сигнала ВВИФП от длины зазора, менявшейся в диапазоне до нескольких миллиметров.

В результате измерений были получены зависимости $I_{r=}$ и I_{rm} для двух образцов стеклянных шариков при диапазонах изменения $|L/R_M|$ примерно 0.5–4 для D_1 (далее уровень сигнала становился слишком низок) и 0.5–8 для D_2 . Для сравнения результатов измерений и теоретического рассмотрения были сделаны вычисления $I_{=}$ и I_m по представленной выше системе формул. Расчеты делались для $\lambda_0 = 1.55$ мкм. При этом полагалось, что $MFD = 10.4$ мкм. Коэффициент отражения от границ стекло/воздух был выбран с учетом того, что для $\lambda_0 = 1.55$ мкм коэффициент преломления кварца $n_0 = n_2 = 1.444$, поэтому в соответствии с формулой (5) выполнялось условие $R_1 = R_2 = 0.033$ (коэффициент преломления воздуха n_1 принят равным единице). Затухание в зазоре было принято нулевым.

Следует отметить, что для выбранного диапазона, когда $L > 0.5 |R_M|$, выполняется условие $I_0 \gg I_1$ и поэтому $I_{=}$ $\approx I_0$. С ростом L это соотношение становится практически строгим равенством. Стабильность значения $I_{r=}$ имела место и для экспериментального сигнала (были флуктуации $I_{r=}$ на уровне единиц процентов). Поскольку для калибровки использовался как раз расчетной уровень I_0 , согласованность зависимостей $I_{r=}$ и $I_{=}$ не очень информативна. В данном случае более наглядно сопоставление зависимости относительно уровня амплитуды интерференционной компоненты $I_m(L)/I_0$, полученной при расчетах, и аналогичной зависимости $I_{rm}(L)/I_0$, полученной по результатам измерений. Еще более наглядно сравнить эти результаты также с расчетами для тех же значений L , но при плоской границе зазора ($R_M \rightarrow \infty$), а также построить для разных стеклянных шариков графики для нормированного аргумента $|L/R_M| = 2L/D$. Такие графики приведены на рис. 6.

Рис. 6. Зависимости I_m/I_0 от $2L/D$ для образца стеклянного шарика №1 (а), и

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная аналитическая модель для расчета сигнала ВВИФП с учетом изгиба внешней поверхности зазора интерферометра включает набор из нескольких относительно простых явных выражений для расчета ключевых параметров сигнала, таких как $I_{=}(λ_0)$, $I_m(λ_0)$, $Ω_{\lambda}$ или непосредственно зависимости $I(λ)$. Модель учитывает только две волны при однократных отражениях от границ зазора интерферометра, поэтому реальные сигналы могут

быть более сложными, однако при спектральной интерферометрии выделяется и обрабатывается именно основная интерференционная компонента колебаний, которая учитывается в представленной модели. Также следует учитывать, что приближением модели является представление о сферичности изогнутой поверхности вблизи оси системы, ее ортогональности этой оси.

Полученные экспериментальные зависимости показывают, что для отдельных значений длины зазора измеренный уровень сигнала может заметно отличаться от расчетного значения. Это может быть связано как с приближенностью аналитической модели, так и со сложностью обеспечения необходимого соответствия всех параметров при измерениях. Например, подбор положения торца волокна строго над вершиной сферической поверхности обеспечивался ручным управлением (манипулятором микропозиционера) с визуальным контролем максимума сигнала, не было контроля каких-то неровностей или неоднородностей сферической поверхности и т.п. Тем не менее, поскольку измерения были проведены в достаточно большом диапазоне изменения L и значительном изменении уровня интерференционного сигнала, общий характер измеренной зависимости, безусловно, демонстрирует согласие расчетных и измеренных уровней сигнала ВВИФП. Более того, эта согласованность сохраняется при $L/|R_M| > 1$, когда не происходит строгого выполнения условий параксиального приближения, подразумеваемого при теоретическом рассмотрении.

Таким образом, можно заключить, что представлена относительно простая аналитическая модель для расчета сигнала ВВИФП, позволяющая делать адекватные приближенные оценки ключевых параметров сигнала $I(\lambda)$ с учетом изгиба внешней границы зазора интерферометра.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-72-10095, <https://rscf.ru/project/23-72-10095/>).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Модель гауссова пучка, распространяющегося вдоль оси z с перетяжкой при $z = 0$, представляет следующую зависимость комплексной амплитуды волны E [15]:

$$E(z, \rho) = A_0 \frac{w_0}{W(z)} \exp \left[- \left(\frac{\rho}{W(z)} \right)^2 - jkz - j \frac{k \cdot \rho^2}{2R(z)} + j\varphi_G(z) \right], \quad (\text{П.1})$$

где ρ – поперечное смещение от оси, $k = 2\pi n/\lambda$ – волновое число (n – показатель преломления среды, λ – длина волны излучения в вакууме), A_0 – амплитуда пучка, W – радиус пучка;

$w_0 = W(0)$ – радиус пучка в перетяжке, соответствующий минимальному значению $W(z)$, R – радиус кривизны волнового фронта пучка, φ_G – фаза Гюи. Используя параметр $r = \pi n w_0^2 / \lambda$, называемый рэлеевской длиной пучка, зависимости W , R и φ_G от z можно записать в виде

$$W(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{r}\right)^2}, \quad R(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{r}{z}\right)^2\right], \quad \varphi_G(z) = \arctg\left(\frac{z}{r}\right). \quad (\text{П.2})$$

Рассмотрим возбуждение одномодового волоконного световода гауссовым пучком в случае, если ось пучка совпадает с осью световода. В рамках принятого подхода поперечное распределение поля основной моды также полагают гауссовым: $E_f(\rho) = \exp[-\rho^2/w_f^2]$ с радиусом w_f , равным половине диаметра модового пятна волокна. Распределение поля пучка, падающего на торец световода, запишем в виде

$$E_G(\rho) = A_{G0} \exp[-(\rho/W_G)^2 + j\pi n_1 \rho^2 / (\lambda R_G)].$$

Комплексный коэффициент захвата η , задающий отношение комплексных амплитуд возбуждающего пучка и возбужденной моды световода в условиях параксиального приближения (когда можно пренебречь рассогласованием направлений векторов напряженности электрического поля в излучении моды и возбуждающем излучении), определяется нормированным интегралом перекрытия полей [9–12, 17]

$$\eta = \frac{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_f(\rho) E_G^*(\rho) \rho d\rho d\varphi}{\sqrt{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} |E_f(\rho)|^2 \rho d\rho d\varphi} \sqrt{\int_0^\infty \int_0^{2\pi} |E_G(\rho)|^2 \rho d\rho d\varphi}}. \quad (\text{П.3})$$

Модуль коэффициента захвата $|\eta|$ задает уменьшение амплитуды волны, введенной в волоконный световод, относительно A_{G0} . Аргумент коэффициента захвата $\arg(\eta)$ задает дополнительное приращение фазы волны, возбужденной в световоде, из-за рассогласования искривленного фронта пучка E_G и плоского фронта пучка моды E_f . Отметим, что принятое распределение $E_G(\rho)$ не включает фазового набег волны при распространении пучка до торца световода и фазу Гюи. Очевидно, что при включении в $E_G(\rho)$ эти фазы, не зависящие от ρ , выносятся из-под интеграла и остаются слагаемыми к аргументу. Поэтому проще и нагляднее рассматривать эти фазы отдельно вне связи с η .

Если полагать, что параметры w_f , W_G и R_G известны, то для указанных выше распределений $E_f(\rho)$ и $E_G(\rho)$ интегралы в формуле (П.3) оказываются достаточно простыми. Они дают простое аналитическое выражение для η , имеющее вид

$$\eta = \frac{2w_f W_G}{w_f^2 + W_G^2} \cdot \left(1 - j \frac{\pi n}{\lambda R_G} \frac{w_f^2 W_G^2}{w_f^2 + W_G^2}\right)^{-1}. \quad (\text{П.4})$$

Если возбуждающий световод гауссов пучок имеет перетяжку w_G на расстоянии L_G от торца, то, согласно формуле (П.2), получим

$$W_G = w_G[1+(L_G/r_G)^2]^{1/2}, \quad R_G = w_G[1+(r_G/L_G)^2],$$

где $r_G = \pi n w_{0G}^2 / \lambda$. Для таких W_G и R_G выражение (П.4) для η преобразуется к виду

$$\eta = \frac{2(w_G^2/w_f^2)\sqrt{1+(L_G/r_G)^2}}{\left[1+(L_G/r_G)^2 + (w_G^2/w_f^2)^2\right] \cdot \left[1 - j(L_G/r_G)(w_G^2/w_f^2)^2\right]}. \quad (\text{П.5})$$

Отметим, что задача о возбуждении одномодового световода в случае, когда возбуждающее излучение представлено гауссовым пучком, а поле моды – гауссовым распределением, рассмотрена в литературе, причем изначально в контексте анализа потерь при стыковке одномодовых световодов. В известных нам публикациях рассматривается описанный выше интеграл перекрытия, однако не приводятся непосредственно выражения для комплексного коэффициента захвата η , а приводятся выражения для $|\eta|^2$. Вероятно, это обусловлено тем, что $|\eta|^2$ характеризует потери мощности при переходе излучения из одного световода в другой. Например, часто упоминаемая работа [17] содержит выражение, которое в принятых здесь обозначениях имеет вид

$$|\eta|^2 = \frac{4(4Z^2 + w_f^2/w_G^2)}{\left[4Z^2 + (w_f^2 + w_G^2)/w_G^2\right]^2 + 4Z^2 w_G^2/w_f^2}, \quad (\text{П.6})$$

где $Z = L_G \cdot (2\pi n_1 w_f w_G / \lambda)^{-1}$. Это выражение позволяет найти K_η , что и используется в ряде публикаций, рассматривающих сигнал ВВИФП. Подчеркнем, что если найти $|\eta|^2$ из формулы (П.5), то можно показать, что получится выражение, эквивалентное выражению (П.6). Однако, в отличие от выражения (П.6), выражение (П.5) позволяет найти еще и φ_η .

В контексте ВВИФП особый интерес представляет случай $w_G = w_f$, который соответствует плоским границам зазора интерферометра. В этом случае выражение (П.5) для η упрощается, а выражения для $K_\eta = |\eta|$ и $\varphi_\eta = -\arg(\eta)$ сводятся к совсем простым формам в виде (4). В относительно немногочисленных публикациях по ВВИФП, содержащих или использующих аналитическое описание сигнала интерферометра (таких как работы [10–12]), рассматриваются плоские границы зазора, и обычно приводятся и используются именно такое выражение для K_η . При этом иногда выражение для φ_η не указывается, а иногда без понятных оснований указываются выражения, отличные от выражения (4). Впрочем, для анализа интерференционного сигнала $I(\lambda)$ обычно наиболее важен значительный вклад в $\Delta\varphi$ за счет φ_L , а незначительный сдвиг φ_η на свойства сигнала влияет слабо. Поэтому использование ошибочных выражений для φ_η может не повлиять на основные результаты анализа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu Q., Zhou X. Photonic Sens. 2011. V. 1. № 1. P. 72.
<https://doi.org/10.1007/s13320-010-0017-9>.
2. Rao Y.-J. Opt. Fiber Technol. 2006 V. 12. № 3. P. 227.
<https://doi.org/10.1016/j.yofte.2006.03.004>
3. Fang Z., Chin K. K., Qu R., Cai H. Fundamentals of Optical Fiber Sensors: Fang/Optical Fiber Sensors. New York: John Wiley & Sons, 2012. <https://doi.org/10.1002/9781118381717>
4. Pevec S., Donlagić D. Opt. Eng. 2019 V. 58. № 7. P. 072009.
<https://doi.org/10.1117/1.oe.58.7.072009>.
5. Li Y., Liu B., Xiao S., et al. Opt. Lasers Eng. 2026 V. 198. P. 109482.
<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2025.109482>.
6. Xu F., Ren D., Shi X., et al. Opt. Lett. 2012 V. 37. № 2. P. 133.
<https://doi.org/10.1364/ol.37.000133>.
7. Han M., Zhang Y., Shen F., et al. Opt. Lett. 2004 V. 29. № 15. P. 1736.
<https://doi.org/10.1364/ol.29.001736>.
8. Zhang Y., Huang J., Lan X., et al. Opt. Eng. 2014 V. 53. № 6. P. 067101.
<https://doi.org/10.1117/1.OE.53.6.067101>.
9. Ushakov N., Liokumovich L. IEEE Phot. Technol. Lett. 2019 V. 31. № 18. P. 1041. .
<https://doi.org/10.1109/LPT.2019.2934093>
10. Wilkinson P.R., Pratt J.R. Appl. Opt. 2011 V. 50. № 23. P. 4671.
<https://doi.org/10.1364/AO.50.004671>.
11. Ushakov N., Liokumovich L. Appl. Opt. 2014 V. 53. № 23. P. 5092.
<https://doi.org/10.1364/AO.53.005092>.
12. Лиокумович Л.Б., Ушаков Н.А., Маркварт А.А., Евдокименко Е.Ю. Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. 2022 Т. 15. № 4. С. 129. <https://doi.org/10.18721/JPM.15410>
13. Ranjbar Naeinia O.R., Latifi H., Zibaiia M.I. Proc. of SPIE. 2015 V. 9634. P. 963472.
<https://doi.org/10.1117/12.2193754>.
14. Babinska M., Władzinski A., Talaýka T., Szczerska M. Photonics Letters of Poland. 2025. V. 17. № 1. P. 20. <https://doi.org/10.4302/plp.v17i1.1320>
15. Liokumovich L., Evdokimenko E., Shevchenko D. Proc. EExPolytech 2024. P. 439.
<https://doi.org/10.1109/EExPolytech62224.2024.10755760>.
16. Ходгсон Н., Вебер Х. Лазерные резонаторы и распространение пучков. Основы, современные понятия и прикладные. Москва: ДМК Пресс, Додэка-XXI, 2017.

17. *Marcuse D.* Bell Syst. Tech. J. 1977. V. 56. № 5. P. 703. <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1977.tb00534.x>.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Схема построения датчика на основе ВВИФП (а), адаптация конструкции ВВИФП к измерению температуры или давления (б) и внешний вид коммерческих датчиков такого типа от компании FISO Technologies (в)
- Рис. 2.** Изгиб внешней границы зазора ВВИФП в случае технологических причин или разности статического давления внутри и снаружи корпуса (а) и в случае применения микролинз и других подобных элементов (б)
- Рис. 3.** Распространение гауссова пучка в зазоре ВВИФП с плоскими границами
- Рис. 4.** Распространение гауссова пучка в зазоре ВВИФП с изгибом внешней границы зазора “внутрь” (а) и “наружу” (б)
- Рис. 5.** Схема для проведения экспериментов с ВВИФП, имеющим сферическую внешнюю границу интерферометра
- Рис. 6.** Зависимости I_m/I_0 от $2L/D$ для образца стеклянного шарика №1 (а) и образца №2 (б). Сплошные линии – расчет (синяя линия – расчет без учета изгиба, красная – с учетом изгиба). Результат измерений указан круглыми маркерами

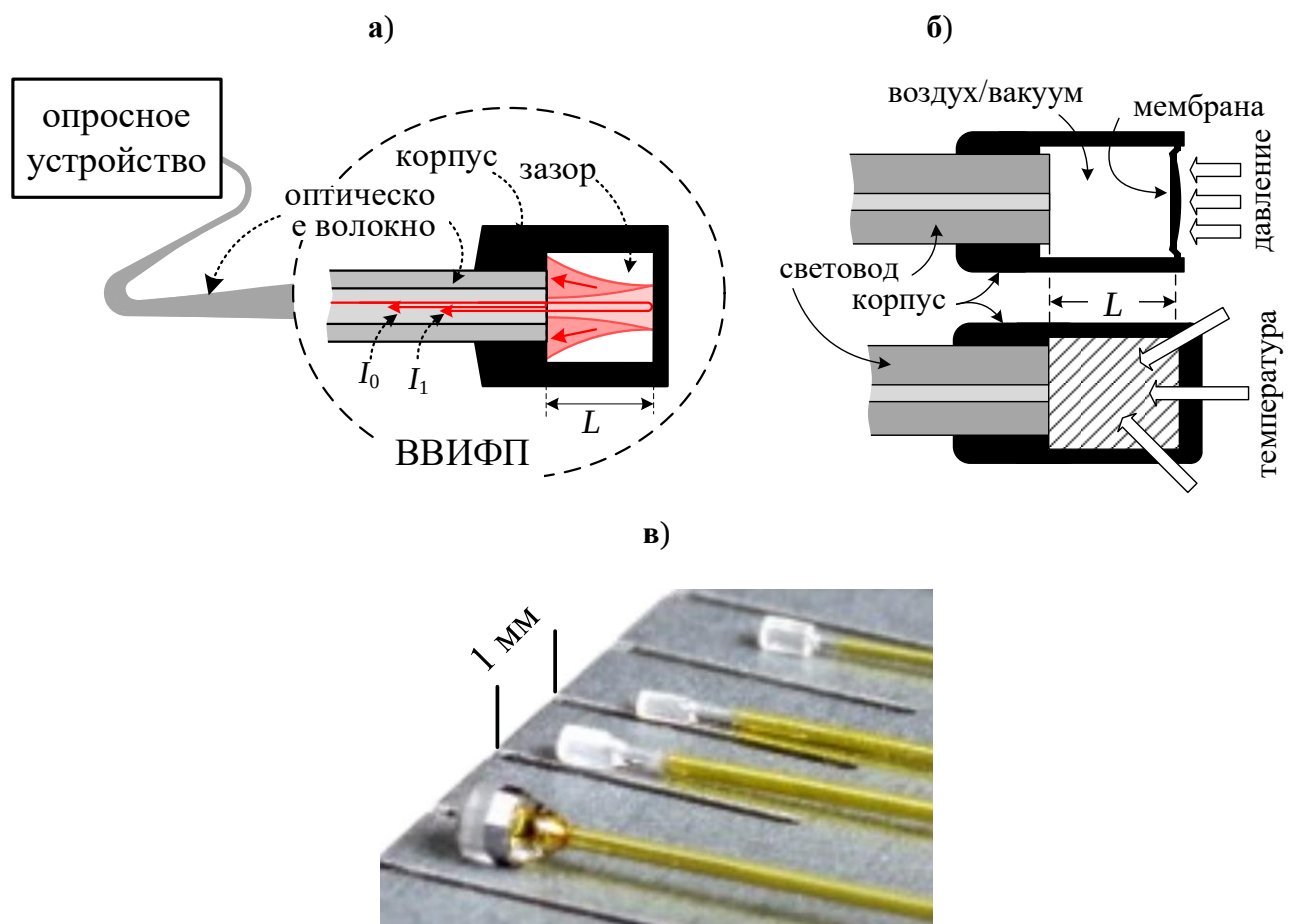


Рис. 1

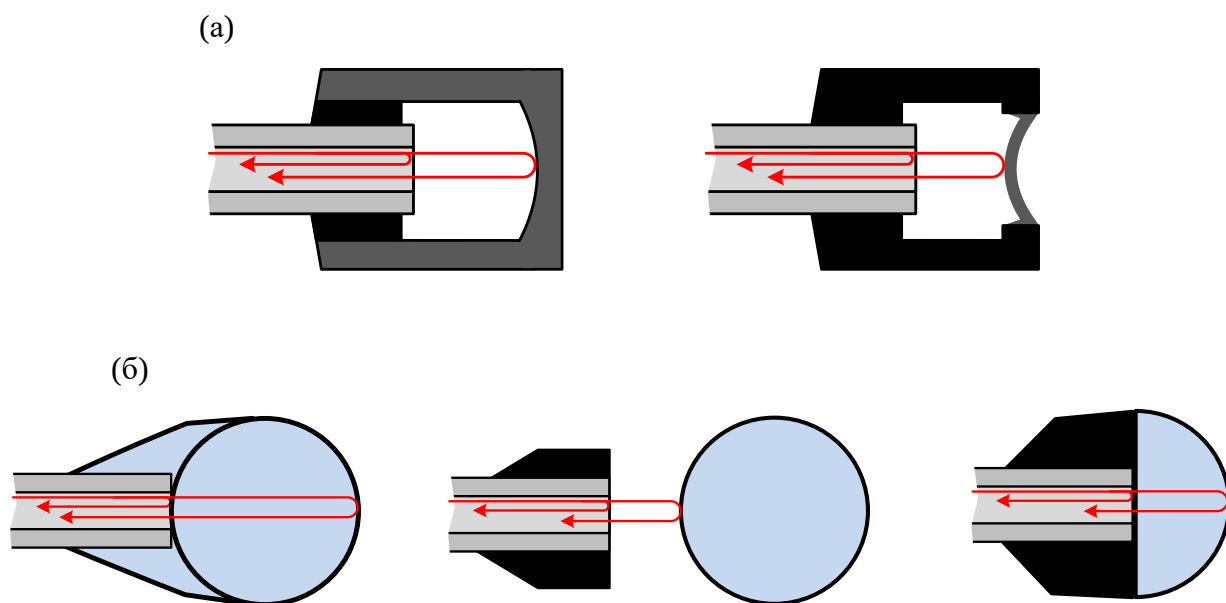


Рис. 2

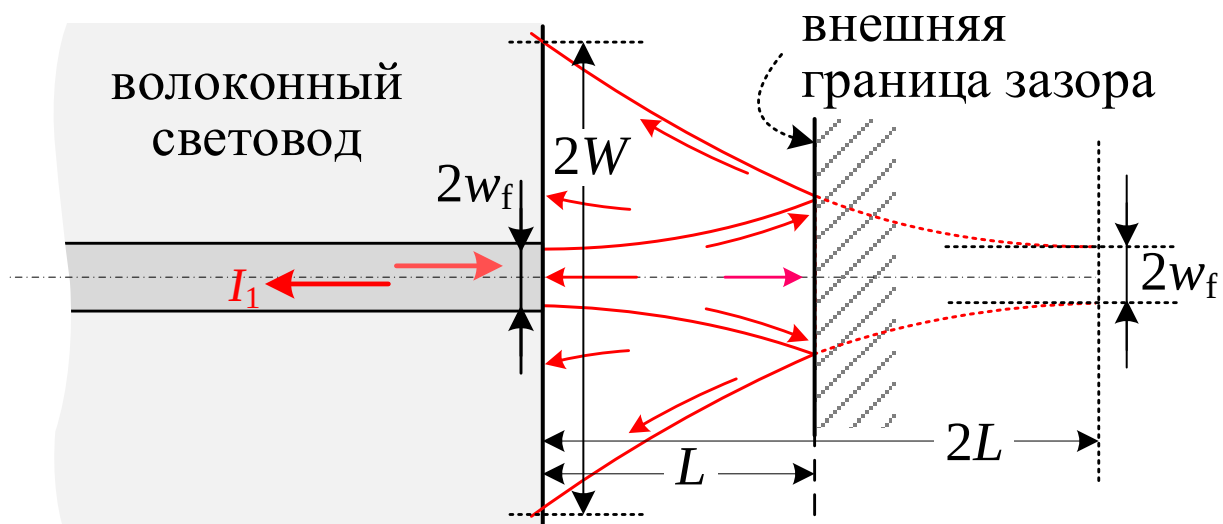


Рис. 3

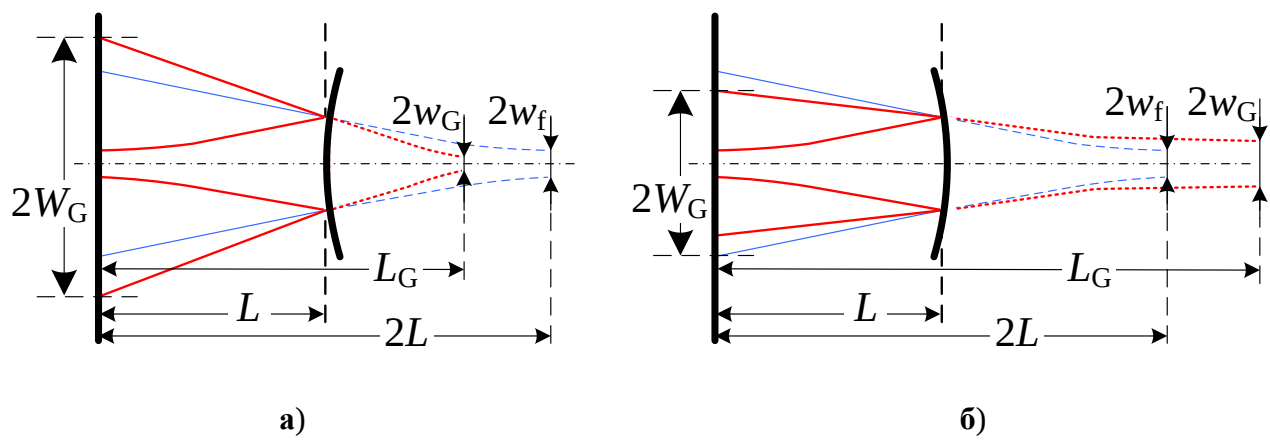


Рис. 4

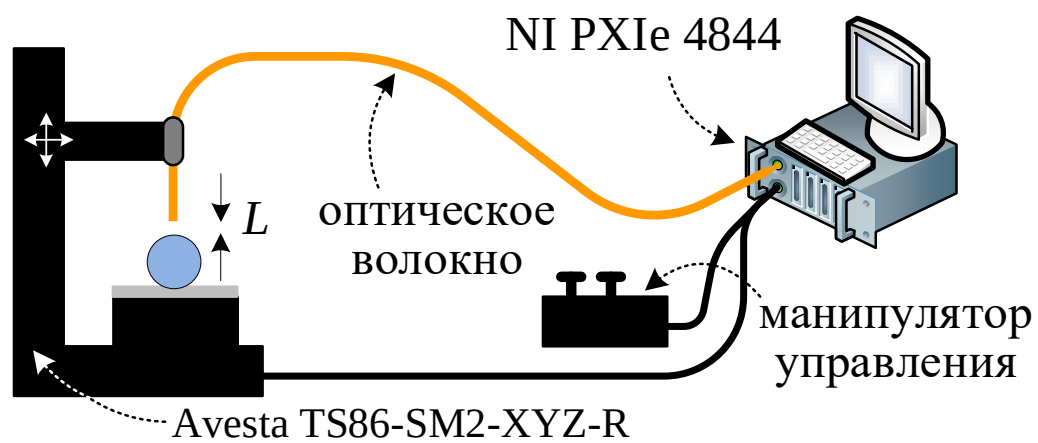
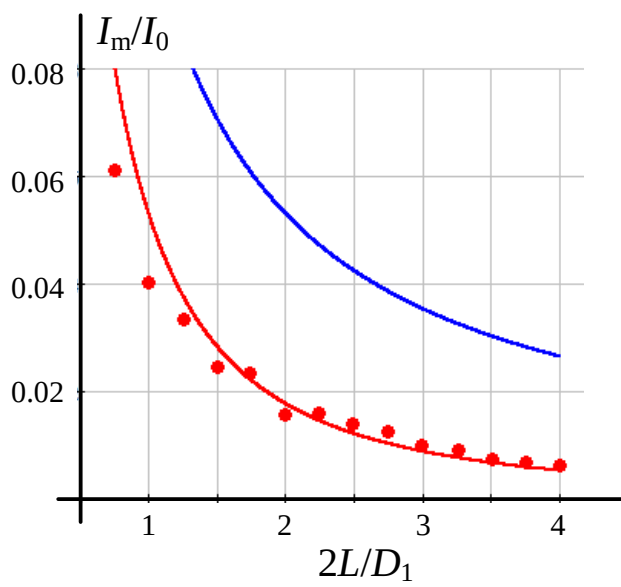
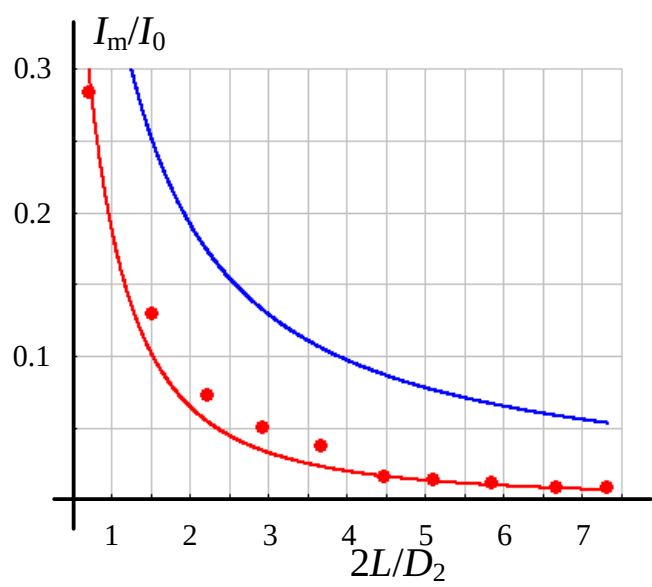


Рис. 5



a)



б)

Рис. 6.