

Волоконные брэгговские решётки с наклонными штрихами и сенсоры на их основе

О.В. Бутов, К.А. Томышев, И.А. Нечепуренко, А.В. Дорофеев, С.А. Никитов

Представлены современные достижения и перспективы развития волоконной сенсорики на основе наклонных волоконных брэгговских решёток (НВБР), в том числе при наличии металлического (плазмонного) покрытия. Обсуждаются физические принципы возбуждения оболочечных мод в таких структурах, рассматриваются основные свойства НВБР. Особое внимание уделяется сенсорным применениям наклонных решёток, включая методы обработки данных. Описывается процесс изготовления наклонных волоконных брэгговских решёток, а также метод нанесения тонких металлических плёнок на боковую поверхность волоконного световода.

Ключевые слова: наклонная волоконная брэгговская решётка, волоконно-оптический сенсор, поверхностный плазмонный резонанс, теория связанных мод, методы обработки данных

PACS numbers: 07.60.Vg, 42.25. – p, 42.81.Pa

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039070>

Содержание

1. Введение (1385).
 2. Теория оптических волокон с наклонными брэгговскими решётками (1386).
 - 2.1. Взаимодействие мод через наклонную брэгговскую решётку.
 - 2.2. Взаимодействие мод в присутствии металлического покрытия.
 - 2.3. Теория связанных мод для расчёта спектров пропускания волокон с наклонными брэгговскими решётками.
 3. Методы изготовления наклонных брэгговских решёток и сенсоров на их основе (1391).
 4. Математическая обработка спектров волоконных сенсоров (1393).
 5. Сенсоры на основе наклонных волоконных брэгговских решёток (1395).
 6. Заключение (1397).
- Список литературы (1397).

О.В. Бутов^(1,а), К.А. Томышев^(1,б), И.А. Нечепуренко^(1,2,с),
А.В. Дорофеев^(1,2,3,д), С.А. Никитов^(1,4,5,е)

- ⁽¹⁾ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, стр. 7, 125009 Москва, Российская Федерация
- ⁽²⁾ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, ул. Сушёвская 22, 127030 Москва, Российская Федерация
- ⁽³⁾ Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, ул. Ижорская 13, 125412 Москва, Российская Федерация
- ⁽⁴⁾ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация
- ⁽⁵⁾ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, ул. Астраханская 89, 410012 Саратов, Российская Федерация
- E-mail: ^(а) obutov@mail.ru, ^(б) scatterdice@gmail.com, ^(с) nechepurenko@phystech.edu, ^(д) adorofoenko@ita.ru, ^(е) nikitov@cplire.ru

Статья поступила 25 июня 2021 г.,
после доработки 16 сентября 2021 г.

1. Введение

Зарождение эры волоконной оптики можно отнести к началу 1970-х годов, когда был разработан первый кварцевый световод с низкими потерями, что дало резкий толчок развитию оптической коммуникации [1]. Сегодня применение волоконно-оптических технологий выходит далеко за рамки телекоммуникации [2]. Создаются новые типы оптических волокон и устройств на их основе [3–7]. На основе оптических волокон активно развиваются волоконная сенсорики [8–12] и лазерная физика [13–22]. Импульс развитию указанных направлений дало в том числе открытие в 1978 г. фоточувствительности волоконных световодов [23], т.е. возможности перманентного изменения показателя преломления некоторых легированных кварцевых стёкол, составляющих основу сердцевины волоконных световодов, под действием высокоэнергетического оптического излучения. Эффект впервые был обнаружен при попытках передачи лазерного излучения видимого диапазона по оптическому волокну [23]. При длительной экспозиции световод переставал пропускать свет на данной длине волны, оставаясь прозрачным для остального диапазона. Причина этого явления заключалась в формировании в световоде стоячей волны — результата интерференции отражённой от торца световода волны с основным излучением лазера. Отражённая волна формировалась в световоде решётку с периодом, равным половине длины волны, что приводило к резонансному отражению. В дальнейшем такая структура получила название "волоконная брэгговская решётка" (ВБР) по аналогии с эффектом Брэгга – Вульфа [14, 24].

Позднее было показано, что наиболее эффективно запись брэгговских решёток происходит при воздействии лазерного излучения ультрафиолетового (УФ) диапазона, совпадающего с полосами поглощения примесных дефектов легированной сердцевины, и были разработаны методы формирования брэгговских решёток с помощью бокового облучения [25]. Для создания необходимой периодической структуры на сердцевине волоконного све-

товода формировалась интерференционная картина в свете луча лазера УФ-диапазона с помощью интерферометров или фазовых масок [14, 26–28]. Преимущества такого метода заключаются в формировании эффективной брэгговской решётки на коротком участке волоконного световода и в возможности записи решётки с требуемым значением периода посредством изменения угла сведения лучей интерферометра или применения фазовой маски с другим периодом.

Брэгговские решётки находят применение в качестве узкополосных оптических фильтров, используемых, например, при селекции оптических каналов [14, 29], в качестве зеркал резонаторов волоконных лазеров [13–21], а также в качестве датчиков физических величин [2, 30–37]. Действительно, при внешнем воздействии, таком как продольное механическое напряжение или нагрев, изменяются оптические свойства волоконной структуры, что приводит к изменению брэгговской длины волны отражения.

Таким образом, создание волоконных брэгговских решёток положило начало новому большому направлению в прикладной науке. В настоящее время датчики на основе брэгговских решёток активно используются в различных областях промышленности для контроля за ключевыми технологическими параметрами, состоянием элементов конструкций и сложных инженерных сооружений, в ряде применений вытесняя собой электрические аналоги.

Отдельного внимания заслуживают брэгговские решётки, штрихи которых расположены под углом к сечению волоконного световода. Такие структуры называют брэгговскими решётками с наклонными штрихами или наклонными волоконными брэгговскими решётками (НВБР). Интерес к подобным структурам связан с их способностью возбуждать оболочечные моды [38].

Открытие НВБР можно отнести к 1990-м годам [39–42], когда активно исследовались "классические" брэгговские решётки с прямыми штрихами, развивалась технология их производства, а круг задач, решаемых с их помощью, постоянно расширялся. Математическое описание основ работы НВБР было опубликовано [41] в 1996 г., а затем расширено [43, 44] в 2000–2001 гг., что положило начало многочисленным научным разработкам. Вскоре появились попытки использования НВБР для решения различных задач, таких как спектральная фильтрация [42], измерение поляризации оптического сигнала [45, 46] и компенсация поляризационных потерь [47]. Особый практический интерес вызвали сенсорные применения НВБР, обусловленные способностью оболочечных мод взаимодействовать с внешней средой, составляющей ближайшее окружение световода [48–61].

Настоящий обзор посвящён рассмотрению свойств, принципов работы и методов создания наклонных брэгговских решёток, а также созданию сенсоров на их основе и математическим методам обработки получаемых результатов.

2. Теория оптических волокон с наклонными брэгговскими решётками

2.1. Взаимодействие мод через наклонную брэгговскую решётку

Волоконные брэгговские решётки являются распространённым типом волоконных элементов. Существует мно-

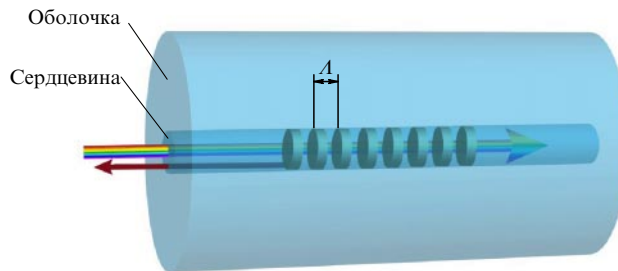


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Схематичное изображение структуры оптического волокна с прямой БРР.

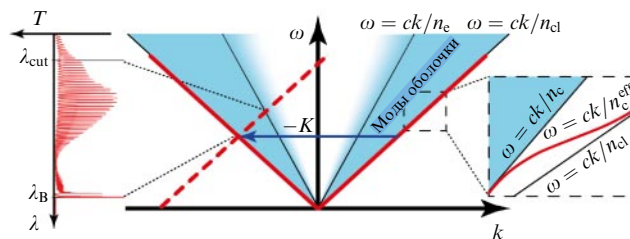


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Взаимодействие мод на языке дисперсионных кривых. Красным цветом показаны дисперсионные кривые сердцевины. В областях голубого цвета находятся дисперсионные кривые мод оболочки; светло-голубой цвет обозначает вытекание оболочечных мод во внешнее пространство.

жество разновидностей брэгговских решёток, а именно: решётки с постоянным и переменным периодом (чирпированные), решётки с переменной интенсивностью модуляции показателя преломления вдоль световода (аподизированные) [62]. Однако в большинстве случаев речь идёт о периодических волоконных решётках со штрихами, записанными равномерно по длине и строго перпендикулярно оси световода. Схематично структура такой брэгговской решётки представлена на рис. 1.

Особенностью брэгговской решётки является способность отражать свет в ограниченном спектральном диапазоне, называемом запрещённой зоной. Спектральное положение запрещённой зоны описывается законом Брэгга–Вульфа [63], согласно которому резонансная (брэгговская) длина волны λ_B определяется периодом решётки Λ и эффективным показателем преломления $n_c^{\text{eff}} = ck_c/\omega$ основной моды, распространяющейся по сердцевине волокна (соответствующие переменные обозначены нижним индексом "c"):

$$\lambda_B = n_c^{\text{eff}} 2\Lambda. \quad (1)$$

На рисунке 2 схематично представлены дисперсионные кривые различных мод волоконного световода, в том числе оболочечных мод, распространяющихся в оболочке волокна. Следует заметить, что основная мода распространяется по сердцевине и отражается от оболочки, поэтому её эффективный показатель преломления находится между показателями преломления материалов сердцевины (n_c) и оболочки (n_{cl}): $n_c < n_c^{\text{eff}} < n_{cl}$. Последнее неравенство означает, что дисперсионная кривая основной моды находится между световыми конусами $\omega = ck/n_c$ и $\omega = ck/n_{cl}$, соответствующими материалам сердцевины и оболочки. В большинстве стандартных оптических волокон показатели преломления сердцевины и оболочки очень близки, поэтому дисперсионная

кривая основной моды зажата между двумя близкими конусами (см. вставку на рис. 2).

Моды оболочки распространяются в сердцевине и оболочке, но испытывают полное внутреннее отражение от внешней среды с показателем преломления n_c . Поэтому их дисперсионные кривые находятся между световыми конусами, соответствующими внешней среде и стеклу. Из-за большого диаметра оболочки (125 мкм для стандартных волокон) дисперсионные кривые оболочечных мод располагаются очень часто и фактически заполняют закрашенную область на рис. 2. Такое приближение соответствует представлениям геометрической оптики, согласно которым моды рассматриваются как лучи, движущиеся по различным траекториям внутри оболочки. Однако заметим, что такое представление очень ограниченно описывает систему, так как в спектрах пропускания брэгговских решёток хорошо виден результат взаимодействия основной (сердцевинной) моды с отдельными оболочечными модами. Эту дискретность нельзя объяснить с точки зрения геометрической оптики.

Взаимодействие мод волокна через брэгговскую решётку удобно представлять в терминах волновых чисел. Под волновым числом мы понимаем проекцию волнового вектора на ось световода. Будем рассматривать только эту проекцию, поскольку радиальная (т.е. перпендикулярная оси) проекция волнового вектора в световоде не определена. Дифракция на брэгговской решётке эффективна лишь в случае соблюдения условия фазового синхронизма, когда волновые числа взаимодействующих мод различаются на целое число постоянных обратной решётки $K = 2\pi/\Lambda$. Данная величина, очевидно, не зависит от показателя преломления и определяется только геометрией решётки, а значит, можно выделить различные виды взаимодействий волоконных мод через решётку [48]. Классическое брэгговское отражение возникает, когда волновые числа падающей и отражённой волн равны по модулю и противоположны по направлению, а брэгговское рассеяние конвертирует одну волну в другую: $k_c - K = -k_c$, откуда получаем условие Брэгга. Соответствующая частота отмечена горизонтальной стрелкой на рис. 2.

В случае, когда длина волны падающего излучения больше брэгговской, $\lambda > \lambda_B$, мода сердцевины не взаимодействует через решётку ни с какими другими модами. Действительно, дисперсионная кривая основной моды, перенесённая на постоянную обратной решётки (штриховая линия на рис. 2), не пересекает дисперсионные кривые других мод ниже частоты брэгговского резонанса, отмеченной горизонтальной стрелкой. В результате на указанных длинах волн не происходит рассеяния основной моды.

При длинах волн меньше брэгговской, $\lambda < \lambda_B$, штриховая линия на рис. 2 пересекает дисперсионные кривые оболочечных мод, так что эти моды могут возбуждаться за счёт дифракции на брэгговской решётке. Снизу диапазон длин волн ограничен условием отсечки, $\lambda > \lambda_{cut}$, соответствующим вытеканию поля оболочечных мод в окружающую среду. Тем не менее даже в области $\lambda < \lambda_{cut}$ ограниченное количество оболочечных мод, расположенных вблизи условия отсечки, характеризуется достаточно медленным вытеканием (светло-голубая область на рис. 2) и может взаимодействовать с модой сердцевины. Длину волны отсечки, как видно из рис. 2, можно вычис-

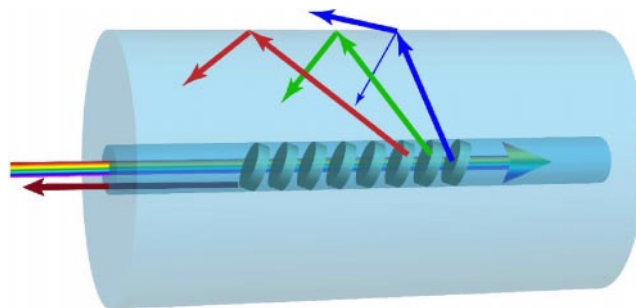


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Схематичное изображение структуры оптического волокна с наклонной ВБР и процесса рассеяния основной моды. Цветом условно показаны длины волн: красным — более длинные волны, синим — более короткие. Стрелка вне волокна означает вытекание.

лить из соотношения $\lambda_{cut} = \lambda_B(n_c + n_c)/(2n_c)$ (при вычислении принято $n_c = 1,448$ [64], $n_c = 1,317$ для воды [65]). Однако заметим, что в классической (прямой) брэгговской решётке (см. рис. 1) плоскость штрихов перпендикулярна оси световода и эффективное возбуждение оболочечных мод не происходит (см. подробнее раздел 2.3).

Эффективное возбуждение оболочечных мод реализуется с помощью наклонной волоконной брэгговской решётки. В НВБР вектор нормали к плоскости штрихов направлен под некоторым углом к оси световода (рис. 3). Интуитивно кажется ясным, что наклон штрихов приводит к рассеянию излучения из сердцевины в оболочку, однако такое заключение основывается на представлении о зеркальном отражении в рамках геометрической оптики. С точки зрения волновой оптики для взаимодействия мод сердцевины и оболочки требуется выполнение условия фазового синхронизма. Это условие с высокой точностью выполняется лишь в продольном направлении волокна, в котором решётка содержит большое число штрихов. В поперечном сечении решётка имеет всего несколько штрихов, не обеспечивая точного выполнения условия фазового синхронизма для радиальных волновых чисел. На языке геометрической оптики это соответствует возможности отражения от наклонных штрихов под различными углами (см. рис. 3). В терминах волновой оптики наклон штрихов приводит к увеличению поперечного интеграла перекрытия моды сердцевины и оболочечных мод (см. подробнее раздел 2.3).

При изменении длины волны условие фазового синхронизма в продольном направлении, $k - K = -k_{cl}$, выполняется для оболочечных мод с волновым числом k_{cl} . В результате спектр пропускания НВБР содержит спектральные провалы на длинах волн, соответствующих возбуждению этих оболочечных мод. На рисунке 4 приведён пример типичного спектра НВБР, погружённой в воду¹. Основной пик брэгговского отражения виден в правой

¹ Решётка записана в стандартном телекоммуникационном волокне Corning SMF-28 с помощью технологии, применяющей фазовую маску. Запись велась с использованием ArF-экцимерного лазера с длиной волны 193 нм. Период маски 1088 нм, время экспозиции около 5 мин. Волокно предварительно насыщалось водородом при давлении 100 атм и температуре 90 °C в течение 48 ч. Угол наклона штрихов, определяющий количество и спектральное положение пиков оболочечных мод, составлял 11,7°.

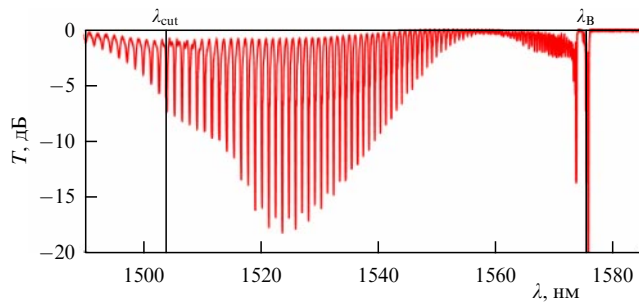


Рис. 4. Экспериментальные спектры пропускания НВБР для волокна, погружённого в воду. Вертикальными линиями показаны длины волн, соответствующие резонансному брэгговскому отражению (λ_B) и отсечке (λ_{cut}). Использованы данные, полученные авторами.

части спектра (длина волны λ_B), остальные пики соответствуют оболочечным модам. Оболочечные моды, попадающие внутрь светового конуса $\omega = ck/n_c$, вытекают в окружающее пространство. В результате в области $\lambda < \lambda_{cut}$ амплитуда пиков резко убывает.

Условие вытекания и, как следствие, длина волны отсечки λ_{cut} зависят от внешнего показателя преломления. Кроме того, даже для далёких от условия вытекания оболочечных мод наличие эванесцентного поля, выходящего из световода во внешнюю среду, приводит к зависимости их волновых чисел от показателя преломления внешней среды. Таким образом, при изменении показателя преломления в спектре НВБР наблюдается сдвиг длины волны отсечки λ_{cut} и смещаются частоты оболочечных резонансов. Это свойство НВБР используется для создания датчиков показателя преломления [48, 51, 55–61].

Практические применения наклонных решёток в сенсорики связаны с использованием функциональных покрытий. Такие покрытия наносятся на поверхность световода, что даёт возможность трансформировать изменение внешних факторов в изменение показателя преломления ближайшего окружения световода. Так, например, функционализация поверхности антителами и/или аптамерами позволяет создавать биосенсоры на основе НВБР [66]. В этом случае функциональное покрытие обеспечивает связывание биологического анализита с поверхностью сенсора. Другими примерами применения функциональных покрытий могут служить сенсоры относительной влажности [52, 67, 68], в конструкции которых используются покрытия из гигроскопичных материалов, и рН-сенсор с покрытием из полианилина [69]. В обоих случаях показатель преломления самого покрытия изменяется при изменении измеряемого параметра среды, что детектируется с помощью решётки.

2.2. Взаимодействие мод в присутствии металлического покрытия

Для дополнительного повышения разрешения датчиков на основе НВБР используется эффект плазмонного резонанса. Поверхностные плазмон-поляритоны представляют собой поверхностные волны, распространяющиеся вдоль границы металл/диэлектрик [70–73]. Волновое число плазмона существенно зависит от диэлектрической проницаемости материалов, на границе между которыми он возбуждается. Для электромагнитной волны, удовлетворяющей условию фазового синхронизма (т.е. близости волновых чисел) с плазмоном, наблюдается

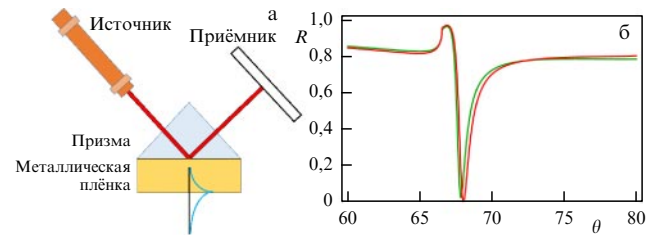


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Схема Кречмана: геометрия (а) и характерная зависимость коэффициента отражения R от угла падения θ (угловой спектр) и её смещение при изменении показателя преломления (б) [83].

эффект плазмонного резонанса, сопровождающийся резким возрастанием поглощения в металле. Классической схемой возбуждения плазмонного резонанса является схема Кречмана (рис. 5а) [74–78], в которой измеряется частотный или угловой спектр отражения тонкой (30–50 нм) металлической плёнки при падении луча через призму. В спектре отражения наблюдается плазмонный резонанс в виде резкого возрастания поглощения ("нарушенное полное внутреннее отражение") (рис. 5б).

Поверхностный плазмонный резонанс на плоских структурах широко используется в различных областях современной науки и техники. Высокая чувствительность длины волны поверхностного резонанса к изменениям показателя преломления диэлектрической среды (рис. 5б) явилась предпосылкой для создания высокочувствительных сенсоров [79, 80]. Функционализация металлической поверхности биологическими объектами позволила создать измерительные комплексы для биомедицинских применений [81, 82].

По аналогии со слоистыми системами нанесение металлического покрытия на поверхность световода может создать условия для возбуждения плазмонного резонанса. Для согласования волновых чисел моды световода и плазмона используются различные волоконные схемы. Большинство подобных схем требует изменения геометрии волокна, включая боковую полировку, травление и термическую перетяжку [49, 84–89], волоконные вставки [49, 90, 91], возбуждение плазмонов на торце волокна [49, 92–95], а также изгиб волокна [49, 91, 96].

Для практических приложений особый интерес представляют плазмонные сенсоры, не требующие изменения геометрии волокна. Такая возможность реализуется в волокнах на основе наклонных брэгговских решёток, покрытых тонким слоем металла [50, 97–108] (рис. 6). Как отмечалось выше, НВБР обеспечивает возбуждение серии оболочечных мод. В приближении геометрической оптики рассеянные на НВБР лучи с разными длинами волн падают под разными углами на поверхность световод/металлическая плёнка. Такая схема является, по сути, волоконным аналогом схемы Кречмана (см. рис. 6). Строго говоря, в области, где находятся дисперсионные кривые оболочечных мод, также проходит дисперсионная кривая плазмона, поле которого локализовано на границе металл/внешняя среда (рис. 7, пунктирная кривая). Согласование волновых чисел оболочечных мод и плазмонной моды приводит к их гибридизации и, как следствие, резкому падению интенсивности соответствующих оболочечных мод. Вследствие возрастания мнимой части волнового числа такие моды перестают вза-

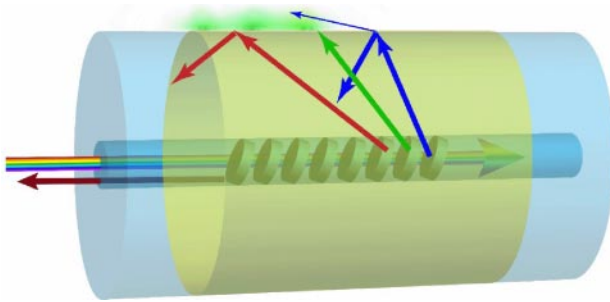


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Принцип возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов с помощью НВБР и процесс рассеяния основной моды. Цветом условно показаны длины волн: красным — более длинные волны, синим — более короткие. Зеленым облаком вне волокна изображён поверхностный плазмон-поляритон.

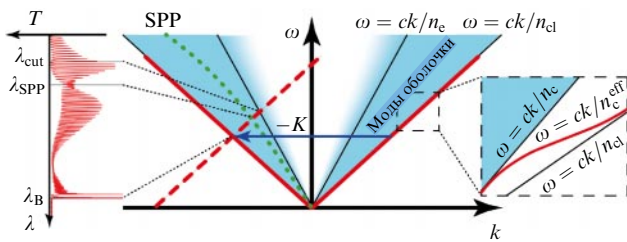


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Взаимодействие мод на языке дисперсионных кривых. Красными линиями показаны дисперсионные кривые сердцевинной моды. В областях голубого цвета находятся дисперсионные кривые мод оболочки; светло-голубой цвет обозначает вытекание оболочечных мод во внешнее пространство. Пунктирной зелёной линией показана дисперсионная кривая поверхностного плазмон-поляритона (Surface Plasmon-Polariton — SPP).

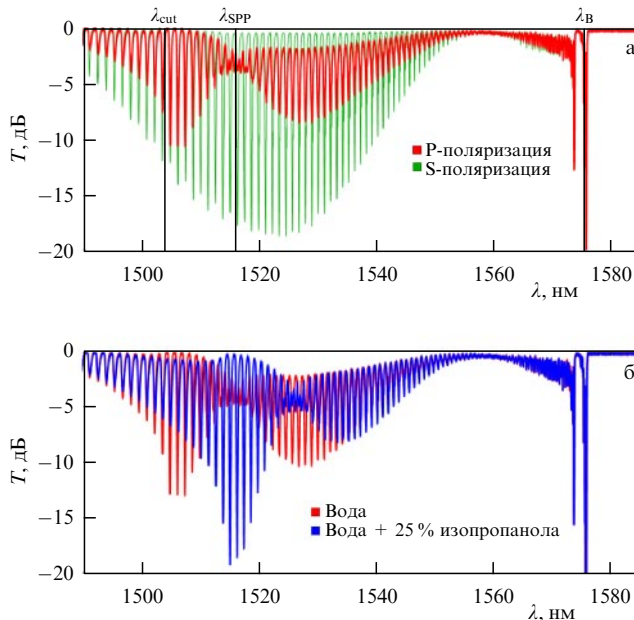


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Экспериментальные спектры пропускания НВБР: (а) при рассеянии волны на наклонной решётке в различных поляризациях — "плазмонной" (Р) и "неплазмонной" (S); (б) при рассеянии Р-поляризованной волны в волокне, находящемся в воде и 25%-ном растворе изопропанола. Вертикальными линиями показаны длины волн, соответствующие резонансному брэгговскому отражению (λ_B), поверхностному плазмону (λ_{SPP}) и отсечке (λ_{cut}). Используются данные, полученные авторами.

имодествовать с модой сердцевинной, и в спектре пропускания появляется характерная перетяжка (рис. 8) [49, 109].

Эта перетяжка возникает только при рассеянии Р-поляризованной волны, тогда как S-поляризация с плазмонами не взаимодействует (рис. 8а). В данном случае S- и Р-поляризации определяются направлением векторов электрического поля, соответственно перпендикулярным и параллельным плоскости продольного сечения световода, в которой наблюдается рассеяние.

Благодаря зависимости волнового числа плазмона от показателя преломления внешней среды волокно с НВБР и плазмонным покрытием оказывается высокочувствительным сенсором показателя преломления внешней среды (рис. 8б). Как правило, плазмонные сенсоры на основе НВБР демонстрируют на порядок большее разрешение по сравнению с таковыми у неплазмонных аналогов благодаря более чётко выраженному положению плазмонного резонанса на спектре [100, 109, 110], что делает их особенно перспективными для применения в задачах иммунного анализа, для проведения высокоточных физических и химических измерений.

2.3. Теория связанных мод для расчёта спектров пропускания волокон с наклонными брэгговскими решётками

Наиболее распространённым способом теоретического описания волн в световодах с брэгговскими решётками является теория связанных мод, которая позволяет записать систему дифференциальных уравнений для амплитуд мод "не возмущённого" решёткой световода [111, 112]. В этом подходе считаются известными распределения электрического и магнитного полей в модах, $\mathbf{e}_n(r, \varphi) \exp(ik_n z)$ и $\mathbf{h}_n(r, \varphi) \exp(ik_n z)$, где функции $\mathbf{e}_n(r, \varphi)$ и $\mathbf{h}_n(r, \varphi)$ описывают поперечные распределения полей, k_n — волновое число n -й моды, определяющее изменение поля вдоль оси световода z . Полные поля подчиняются уравнениям Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{E} = ik_0 \mathbf{H}, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -ik_0 (\varepsilon(r) + \delta\varepsilon(\mathbf{r})) \mathbf{E}, \quad (3)$$

где $\varepsilon(r)$ — распределение диэлектрической проницаемости в световоде без решётки, $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$ — возмущение диэлектрической проницаемости, которое описывает брэгговскую решётку (прямую или наклонную), $k_0 = \omega/c$ — волновое число в свободном пространстве. Разложим поле в световоде с решёткой по модам:

$$\mathbf{E} = \sum_n a_n(z) \mathbf{e}_n(r, \varphi) \exp(ik_n z), \quad (4)$$

$$\mathbf{H} = \sum_n a_n(z) \mathbf{h}_n(r, \varphi) \exp(ik_n z), \quad (5)$$

где зависимость $a_n(z)$ обусловлена наличием возмущения $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$. Поскольку поля мод подчиняются "невозмущённым" уравнениям Максвелла,

$$\nabla \times (\mathbf{e}_n \exp(ik_n z)) = ik_0 \mathbf{h}_n \exp(ik_n z), \quad (6)$$

$$\nabla \times (\mathbf{h}_n \exp(ik_n z)) = -ik_0 \varepsilon(r) \mathbf{e}_n \exp(ik_n z), \quad (7)$$

при подстановке разложения (4), (5) в уравнения (2), (3) взаимно уничтожаются все слагаемые, кроме содержащих возмущение $\delta\varepsilon(\mathbf{r})$ и пространственные производные

амплитуд $a_n(z)$:

$$\sum_n \nabla a_n(z) \times \mathbf{e}_n(r) \exp(ik_n z) = 0, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \sum_n \nabla a_n(z) \times \mathbf{h}_n(r) \exp(ik_n z) = \\ = -ik_0 \delta \varepsilon(\mathbf{r}) \sum_n a_n(z) \mathbf{e}_n(r) \exp(ik_n z). \end{aligned} \quad (9)$$

Чтобы получить уравнение для амплитуды моды $a_m(z)$ с некоторым номером m , воспользуемся ортогональностью мод, которая выражается соотношением [113]

$$\int (\mathbf{e}_n \times \mathbf{h}_m^* + \mathbf{e}_m^* \times \mathbf{h}_n) dS = 0, \quad (10)$$

где интеграл берётся по поперечному сечению, а элемент площади dS ориентирован вдоль оси световода. Скалярно умножим обе части уравнения (8) на $\mathbf{h}_m^*$, обе части уравнения (9) — на $\mathbf{e}_m^*$ и найдём разность полученных уравнений. Проводя циклическую перестановку аргументов в смешанных произведениях, получим

$$\begin{aligned} \sum_n \nabla a_n(z) (\mathbf{e}_n \times \mathbf{h}_m^*) + \sum_n \nabla a_n(z) (\mathbf{e}_m^* \times \mathbf{h}_n) \exp(ik_n z) = \\ = ik_0 \delta \varepsilon(\mathbf{r}) \sum_n a_n(z) \mathbf{e}_m^* \mathbf{e}_n \exp(ik_n z). \end{aligned} \quad (11)$$

Проинтегрируем обе части уравнения (11) по поперечному сечению и учтём, что $dS \nabla a_n(z) = dS (da_n/dz)$. В силу условия ортогональности (10) в левой части полученного уравнения остаётся только одно слагаемое, соответствующее $n = m$:

$$\begin{aligned} \frac{da_m}{dz} \int (\mathbf{e}_m \times \mathbf{h}_m^* + \mathbf{e}_m^* \times \mathbf{h}_m) dS = \\ = ik_0 \sum_n a_n(z) \left[\int \delta \varepsilon(\mathbf{r}) (\mathbf{e}_m^* \mathbf{e}_n) dS \right] \exp[i(k_n - k_m)z]. \end{aligned} \quad (12)$$

Заметим, что в левой части уравнения получился поток энергии, переносимый модой:

$$J_m = \frac{c}{16\pi} \int (\mathbf{e}_m \times \mathbf{h}_m^* + \mathbf{e}_m^* \times \mathbf{h}_m) dS, \quad (13)$$

который будет использоваться в качестве нормы. Обозначим коэффициент связи мод

$$w_{mn} = \frac{1}{8\pi} \int \delta \varepsilon(\mathbf{r}) (\mathbf{e}_m^* \mathbf{e}_n) dS. \quad (14)$$

Получим систему уравнений для амплитуд взаимодействующих мод в световоде:

$$J_m \frac{da_m}{dz} = \frac{ick_0}{2} \sum_n w_{mn} a_n(z) \exp[i(k_n - k_m)z]. \quad (15)$$

Волоконная брэгговская решётка соответствует малому возмущению диэлектрической проницаемости, периодическому вдоль оси волокна с периодом Λ : $\delta \varepsilon(\mathbf{r}) = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \varepsilon_l(x, y) \exp(iKlz)$, где $K = 2\pi/\Lambda$ — постоянная обратной решётки. Тогда коэффициент взаимодействия примет вид $w_{mn} = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} v_{lmn} \exp(iKlz)/(8\pi)$, где введено обозначение для поперечного перекрытия m -й и n -й мод через l -ю фурье-компоненту диэлектрической проницае-

мости брэгговской решётки:

$$v_{lmn} = \int \varepsilon_l (\mathbf{e}_m^* \mathbf{e}_n) dS. \quad (16)$$

Отсюда получим

$$J_m \frac{da_m}{dz} = \frac{ick_0}{2} \sum_n a_n(z) \sum_{l=-\infty}^{+\infty} v_{lmn} \exp[i(k_n - k_m + Kl)z]. \quad (17)$$

Для низкоконтрастных решёток, включающих в себя несколько тысяч штрихов, с высокой точностью можно считать, что резонансное взаимодействие возникает только между модами, отвечающими условию фазового синхронизма: $k_n - k_m + Kl = 0$ (подробнее см. ниже). В рассматриваемых здесь НВБР период решётки подбирается так, чтобы возникало резонансное взаимодействие между модой сердцевинной и модами оболочки (обозначим соответствующие переменные индексами "с" и n). Короткопериодные (брэгговские) решётки, рассматриваемые в настоящем обзоре, обеспечивают резонансное рассеяние моды сердцевинной с $k_c > 0$ в моду оболочки с $k_n < 0$:

$$k_n = k_c - K, \quad (18)$$

что соответствует рассеянию моды сердцевинной с $l = -1$ и моды оболочки с $l = 1$ в уравнениях (17). В результате сохранения только резонансных взаимодействий получаем систему уравнений для мод сердцевинной и оболочки:

$$\frac{2J_c}{c} \frac{da_c}{dz} = ik_0 \sum_n v_n a_n(z) \exp(-iq_n z), \quad (19)$$

$$\frac{2J_n}{c} \frac{da_n}{dz} = ik_0 v_n^* a_c(z) \exp(iq_n z), \quad (20)$$

где введено обозначение для коэффициентов взаимодействия мод сердцевинной и оболочки:

$$v_n = \int \varepsilon_{-1} \mathbf{e}_c^* \mathbf{e}_n dS, \quad (21)$$

$$v_n^* = \int \varepsilon_1 \mathbf{e}_c \mathbf{e}_n^* dS, \quad (22)$$

а расстройка волновых чисел обозначена как $q_n = k_c - k_n + K$. Для описания брэгговского пика среди оболочечных мод надо рассматривать также моду сердцевинной, распространяющуюся в отрицательном направлении. Система уравнений (19), (20) описывает волокно с наклонной брэгговской решёткой в рамках теории связанных мод.

Заметим, что резонансное взаимодействие мод при условии фазового синхронизма описывается системой (19), (20). Проинтегрируем уравнение (20) от начала решётки, $z = 0$, до её конца, $z = L$. Учтём, что оболочечная мода возникает вследствие рассеяния моды сердцевинной решёткой и бежит навстречу, в результате амплитуда $a_n(z)$ равна нулю на правой границе решётки:

$$a_n(0) = -\frac{ick_0 v_n^*}{2J_n} \int_0^L a_c(z') \exp(iq_n z') dz'. \quad (23)$$

Поскольку осциллирующий множитель $\exp(iq_n z')$ уменьшает интеграл от медленно меняющейся амплитуды

$a_c(z')$, при условии фазового синхронизма $q_n = 0$ возникает резонанс.

Система (19), (20) позволяет описывать как чисто диэлектрические, так и плазмонные волоконные сенсоры с наклонными брэгговскими решётками. Во втором случае моды оболочки должны рассчитываться с учётом их гибридизации с плазмоном металлического слоя.

Заметим, что величина поперечного интеграла перекрытия (16) существенно зависит от угла наклона решётки. В частности, для прямой решётки ε_1 близко к константе внутри сердцевины, в результате интеграл перекрытия (16) близок к нулю вследствие ортогональности мод. С другой стороны, при наличии штрихов в поперечном сечении решётки это условие существенно нарушается и возникает взаимодействие [48]. Однако наличие двух-трёх штрихов в поперечном сечении не позволяет говорить о фазовом синхронизме в поперечном направлении. С некоторой степенью точности можно говорить, что наклон решётки позволяет "отразить моду из сердцевины в оболочку". Приближённый характер поперечного фазового синхронизма приводит к возникновению огибающей спектра пропускания [110, 112]. Решение системы уравнений, описывающей связанные моды, подробно исследовано в диссертации [112].

3. Методы изготовления наклонных брэгговских решёток и сенсоров на их основе

Как отмечалось во введении, для записи брэгговских решёток, как правило, используется излучение лазеров УФ-диапазона [14, 26–28]. Условно методы изготовления брэгговских решёток можно разделить на два типа: метод записи с помощью интерферометров и метод с применением фазовых масок. Методики записи брэгговских решёток с помощью интерферометров различных конструкций описаны в работах [25, 114, 115]. Здесь мы подробнее рассмотрим схему записи с применением фазовой маски [116], поскольку общий принцип записи идентичен, но применение фазовой маски обычно оказывается более практичным методом записи НВБР.

Схематично метод записи стандартных брэгговских решёток с помощью фазовой маски показан на рис. 9. Фазовая маска является периодической структурой в виде штрихов на плоскости. Штрихи представляют собой канавки с заданной глубиной, зависящей от длины волны используемого для записи лазерного излучения. Канавки создают фазовый сдвиг проходящей сквозь них волны на π по отношению к излучению, прошедшему через основную толщину фазовой маски. Это приводит к дифракции падающего лазерного излучения с образованием преимущественно $+1$ и -1 порядков дифракции и с последующим формированием при их взаимодействии интерференционной картины за плоскостью маски. При помещении в данную область фоточувствительного световода в максимумах интерференционной картины изменяется показатель преломления, формируя таким образом брэгговскую решётку с периодом, равным половине периода фазовой маски (см. рис. 9). Фазовые маски позволяют применять относительно низкокогерентное излучение, например, эксимерных лазеров. Рассматриваемый метод не требует ни большой временной когерентности, ни пространственной когерентности, поскольку, как правило, маска устанавливается в непосредственной близости от световода.

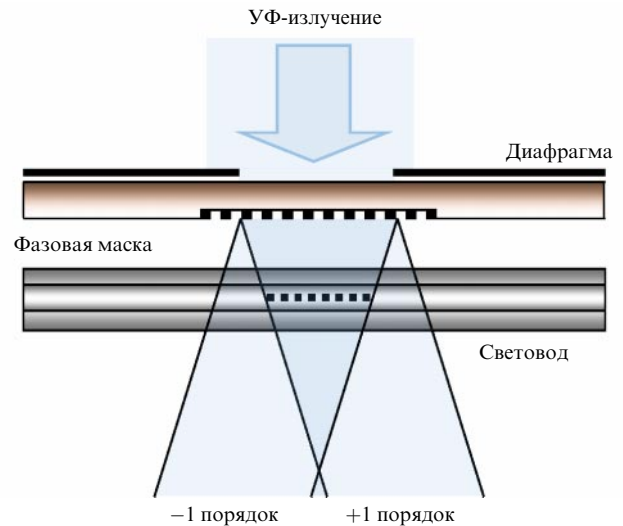


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Метод записи брэгговской решётки с помощью фазовой маски.

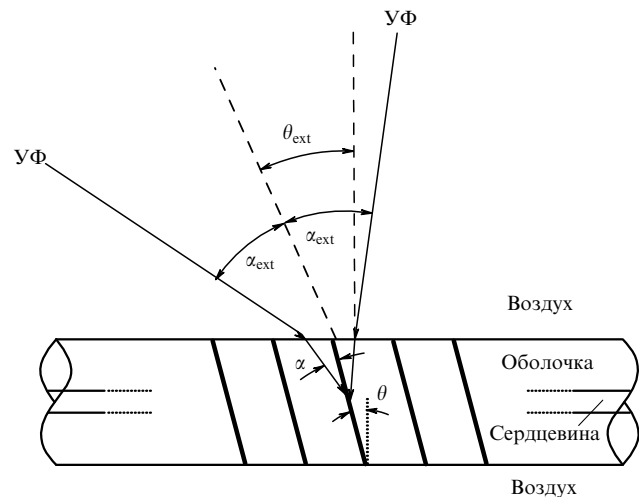


Рис. 10. Принцип записи НВБР посредством изменения угла падения излучения на световод [41].

Фиксированный период фазовой маски не позволяет записывать брэгговские решётки на различные длины волн, что может иногда рассматриваться как недостаток. С другой стороны, методика с применением фазовых масок является более воспроизводимой, а запись брэгговских решёток не требует привлечения сложных схем виброизоляции и стабилизации оптической схемы. Такой метод является более практичным при серийном производстве брэгговских решёток и сенсоров на их основе.

Метод изготовления НВБР основан на создании в сердцевине волоконного световода наклонной интерференционной картины. Наклон можно получить при падении интерферирующих лучей под разными углами к поверхности световода. Принцип расчёта угла наклона штрихов результирующей решётки наглядно демонстрирует рис. 10 [41].

Конечный угол наклона штрихов решётки может быть рассчитан по формуле

$$\theta = \arcsin\left(\frac{\sin \theta_{\text{ext}}}{n}\right) \approx \frac{\theta_{\text{ext}}}{n}. \quad (24)$$

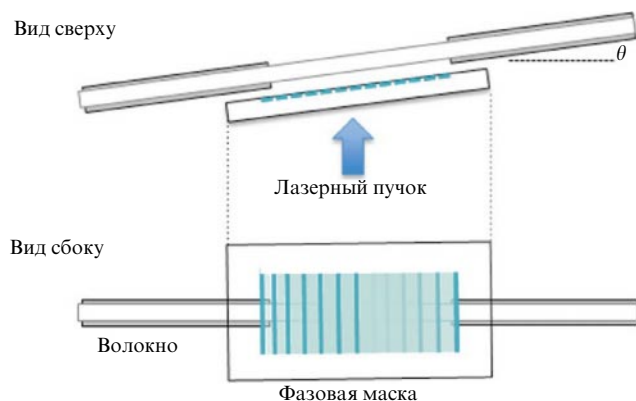


Рис. 11. Запись НВБР посредством поворота системы маска – волокно относительно направления излучения [109].

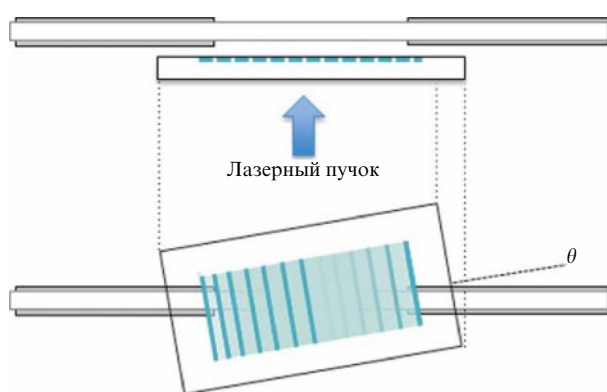


Рис. 12. Запись НВБР посредством поворота маски относительно оси волоконного световода [109].

В случае записи брэгговской решётки с помощью фазовой маски такой наклон может быть обеспечен поворотом системы маска – волокно относительно направления падающего на маску излучения (рис. 11) [109].

Альтернативным вариантом записи является запись с помощью фазовой маски, повернутой относительно оси волокна, как показано на рис. 12 [109]. При этом ось волоконного световода остаётся перпендикулярной оси оптического излучения лазера. Очевидно, что такую же схему записи можно осуществить и с помощью пространственных интерферометров соответствующим поворотом световода относительно штрихов интерференционной картины.

Стандартные телекоммуникационные волоконные световоды со сравнительно низким уровнем легирования обладают малой фоточувствительностью, что препятствует эффективной записи брэгговских решёток. Для решения данной проблемы часто используют метод насыщения световода молекулярным водородом под высоким (порядка 100–150 атм) давлением. Под воздействием УФ-излучения водород вступает во взаимодействие с германием, присутствующим в сердцевине телекоммуникационного световода, образуя новые центры, эффективно меняющие средний показатель преломления облучённого участка [117].

Как отмечалось в разделе 2, в ряде случаев для работы брэгговской решётки в качестве сенсора боковая поверхность световода должна быть функционализирована. В роли функционализированной поверхности могут выступать покрытия, чувствительные к определённым

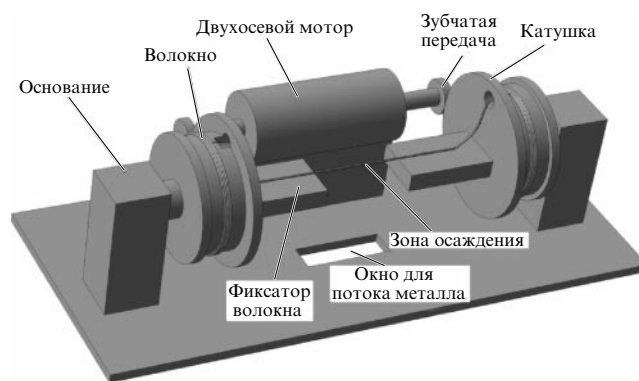


Рис. 13. Схема вращающего механизма для покрытия волокна слоем металла.

ным параметрам внешней среды, таким как влажность, наличие примесей, газов и др. В случае биосенсоров в качестве функционализированной поверхности могут служить антитела к детектируемым антигенам. Спектр методов функционализации поверхности крайне велик и зависит от типа и материала покрытия. Однако металлизацию внешней поверхности световода, которая позволяет наблюдать и использовать в сенсорике эффект поверхностного плазмонного резонанса, стоит рассмотреть отдельно.

Для изготовления плазмонных волоконных сенсоров необходимо на боковой поверхности волокна в области НВБР нанести слой плазмонного металла, как правило золота. Золото является химически инертным материалом, что обуславливает стабильность работы сенсорного элемента в течение длительного времени. Типичная толщина золотого слоя на поверхности световода, обеспечивающая наиболее эффективное взаимодействие оболочечных мод с плазмоном, для плазмонного сенсора порядка 35–50 нм. Обычно напыление металлических плёнок указанной толщины производится методом магнетронного или термического распыления в вакууме. Объект для нанесения помещается на пути потока испаряемого металла. Однако в случае световода слой необходимо наносить на его боковую цилиндрическую поверхность. Как правило, эта задача решается последовательным нанесением слоя металла с двух сторон световода [100]. Слой получается крайне неравномерным по окружности волокна и, несмотря на то что в некоторых работах демонстрируется возможность работы плазмонных сенсоров с неравномерным слоем [100], такая технология существенно ограничивает возможности серийного производства плазмонных сенсоров с воспроизводимыми характеристиками на основе НВБР.

Задача равномерного нанесения слоя может быть решена посредством реализации осевого вращения участка волоконного световода над испарителем металла. Брэгговская решётка может находиться в центре протяжённого участка волоконного световода, что усложняет задачу вращения. Конструкция механизма, обеспечивающая вращение, предложена в работах [105, 107] (рис. 13).

На основании механизма установлен двухосевой мотор, синхронно вращающий две катушки через зубчатую передачу. Катушки снабжены фиксаторами волокна. Такой механизм позволяет вращать участок волокна, на который проводится напыление, вокруг его оси. Напы-

ляемый участок может находиться в центре длинного отрезка волоконного световода. Концы световода могут быть намотаны на боковые катушки. Испаряемый металл проходит через окно в нижней части основания, под которым находятся испарители. Период вращения волокна многократно меньше времени испарения металла, что обеспечивает нанесение равномерного слоя на боковую поверхность световода.

4. Математическая обработка спектров волоконных сенсоров

При использовании НВБР в качестве чувствительного элемента при изготовлении различных сенсоров становится актуальным вопрос анализа спектральных характеристик решётки. Совершенно очевидно, что точность работы сенсора непосредственно связана с точностью результатов этого анализа. Сенсоры на основе НВБР имеют довольно сложный спектр пропускания, и его математическая обработка представляет собой нетривиальную задачу.

В литературе встречается множество различных подходов к анализу спектров НВБР. Так, например, в ряде работ предлагается учитывать падение интенсивности пиков мод оболочки относительно некоторого заранее заданного уровня в качестве индикации отсечки [118] (рис. 14). В данном примере за положение длины волны отсечки принимается пересечение нормированного спектра и постоянного уровня 0,3 дБ. Общая точность метода составляет порядка 10^{-3} единиц показателя преломления (Refractive Index Unit — RIU), достигая уровня $2,5 \times 10^{-5}$ в случае малых изменений. При этом чувствительность варьируется в диапазоне от 300 до 1000 нм RIU⁻¹.

В других работах используется изменение положения одного или нескольких отдельных спектральных пиков [55] (рис. 15). В статье [118] исследуется зависимость расстояния между одним из пиков, соответствующих модам оболочки, и брэгговским пиком от внешнего показателя преломления. Заявлена точность на уровне 10^{-4} RIU при крайне невысокой и нелинейной чувствительности метода (от 20 до 3900 пм RIU⁻¹).

Следует учитывать, что подобные методы не подходят в качестве универсального алгоритма, позволяющего обрабатывать показания различных сенсоров в различных диапазонах длин волн. Более того, их точность существенно ограничена частотой следования и амплитудой пиков в спектре.

Одним из наиболее удачных методов обработки сигналов рефрактометра на основе НВБР можно считать способ, предложенный в работе [119] (рис. 16). Этот способ использует множество спектральных пиков, что позволяет получать высокую точность измерений (до $\pm 5 \times 10^{-5}$). Однако данный метод является достаточно сложным и требует проведения трудоёмкой процедуры калибровки для каждого образца сенсора. Кроме того, метод никак не учитывает положения отсечки, изменение которого является значительно более заметным эффектом, чем используемые в работе [119] сдвиги длин волн отдельных пиков.

Ещё одним удачным методом обработки спектральных характеристик может служить поиск положения отсечки с помощью построения огибающих спектра [120] (рис. 17). Преимуществом подобного подхода является использование большого объёма спектральной информа-

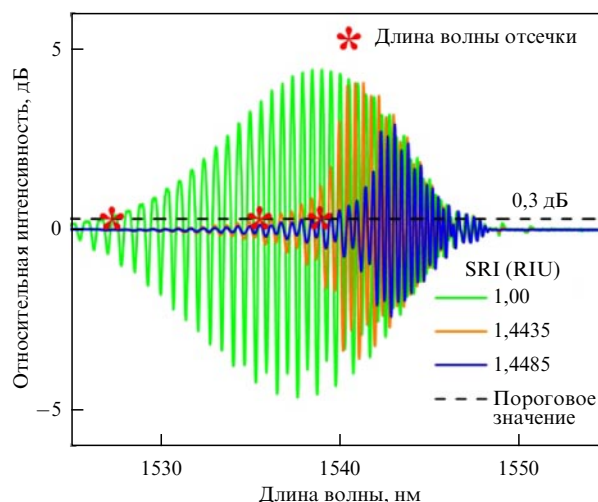


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Определение положения длины волны отсечки по интенсивности спектральных пиков [118]. SRI (Surrounding Refractive Index) — показатель преломления окружающей среды, RIU (Refractive Index Units) — единица показателя преломления.

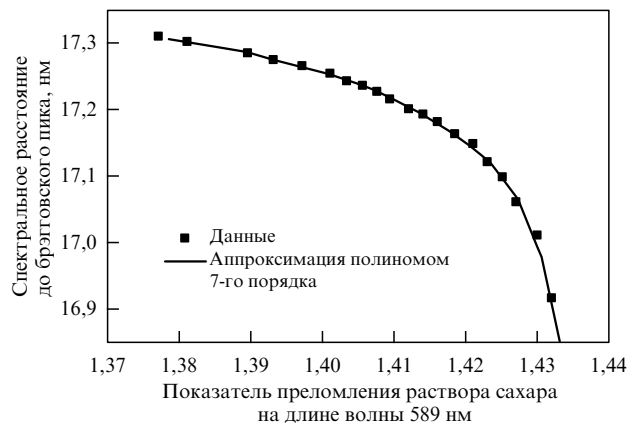


Рис. 15. Зависимость расстояния между спектральными пиками от внешнего показателя преломления [55].

ции, тогда как другие алгоритмы имеют дело лишь с отдельными спектральными участками. Закономерно, что точность работы данного метода значительно выше — позволяет достичь разрешения на уровне $3,7 \times 10^{-5}$ RIU при проведении относительных измерений, причём не требуется дополнительной процедуры калибровки.

Отдельную задачу представляет анализ спектров плазмонных сенсоров на основе НВБР. Спектры пропускания таких сенсоров (см. рис. 8) имеют довольно сложную структуру с множеством локальных экстремумов. Однако ни один из этих экстремумов не является прямым отображением резонанса на спектре. Напротив, множество точек экстремумов формирует в совокупности картину огибающей характеристики, которая и реагирует на изменения положения плазмонного резонанса. По этой причине определение положения резонанса также является нетривиальной задачей, требующей отдельного рассмотрения. Как и в предыдущем случае, точность определения положения резонанса на спектре волоконного сенсора во многом будет определять точность самого сенсора. Так, в работах [97, 100, 109, 121–124] основным методом определения смещения резонанса является анализ параметров одного или двух спект-

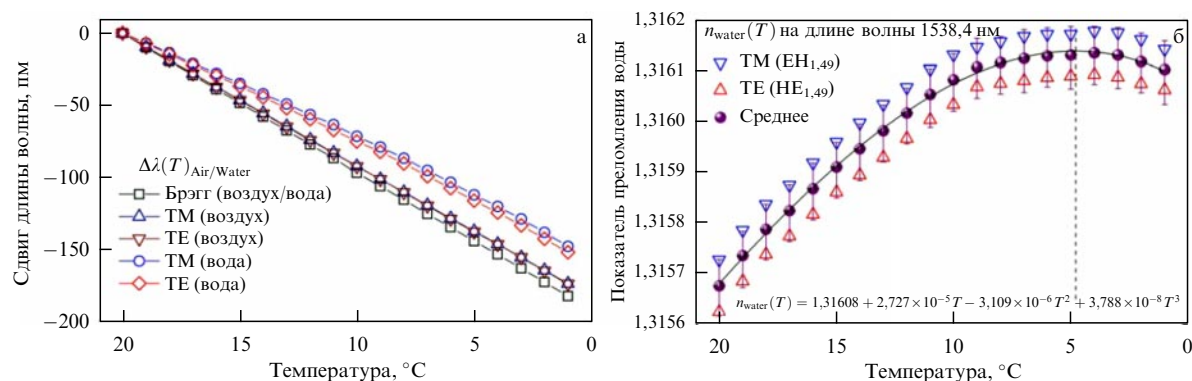


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Результаты обработки сигнала волоконного рефрактометра на основе НВБР на примере измерения показателя преломления воды при изменении температуры: (а) спектральные смещения брэгговского пика и пиков, соответствующих модам оболочки, (б) зависимость показателя преломления воды от температуры [119].

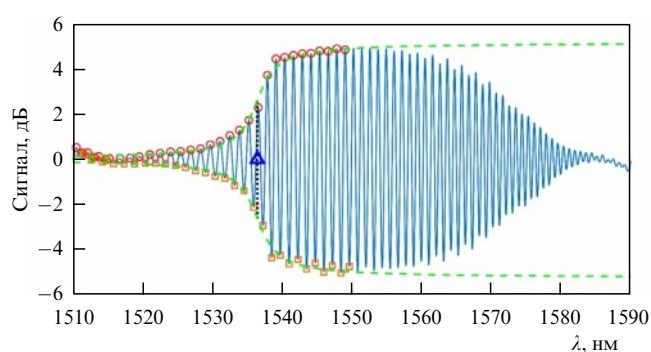


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Использование огибающих спектра при поиске положения отсечки [120].

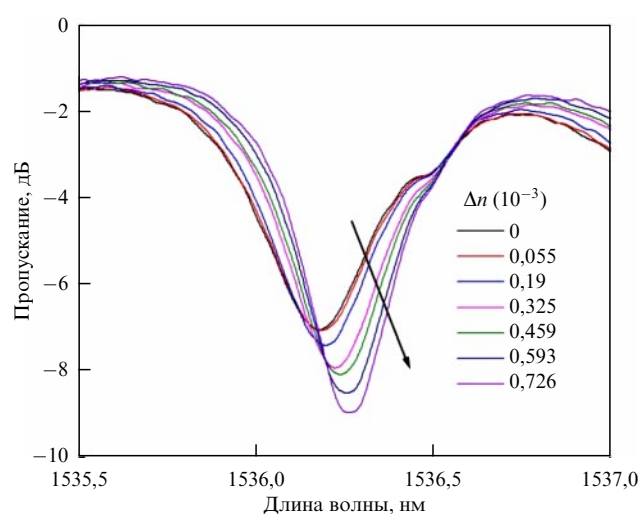


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Обработка сигнала плазмонного сенсора с помощью измерения амплитуды и длины волны отдельного спектрального пика [109].

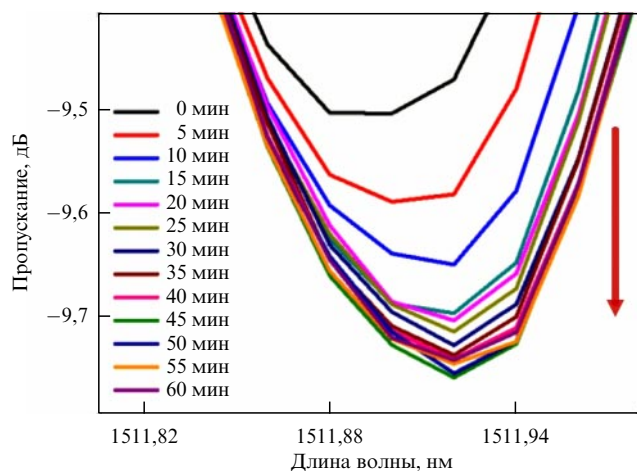


Рис. 18. (В цвете онлайн.) Обработка сигнала плазмонного сенсора с помощью измерения амплитуды отдельного спектрального пика [97].

ральных пиков решётки, лежащих вблизи резонансной длины волны. Причём измеряемыми параметрами являются амплитуда отдельного пика (рис. 18), его собственное положение на спектре или совокупность этих двух параметров (рис. 19). Важно отметить, что основное изменение указанных параметров наблюдается вблизи плазмонного резонанса [50]. Недостатками метода являются сильное влияние шумов при анализе отдельного спектрального пика, а также малая величина спектрального сдвига, не позволяющая проводить анализ с достаточно высокой точностью.

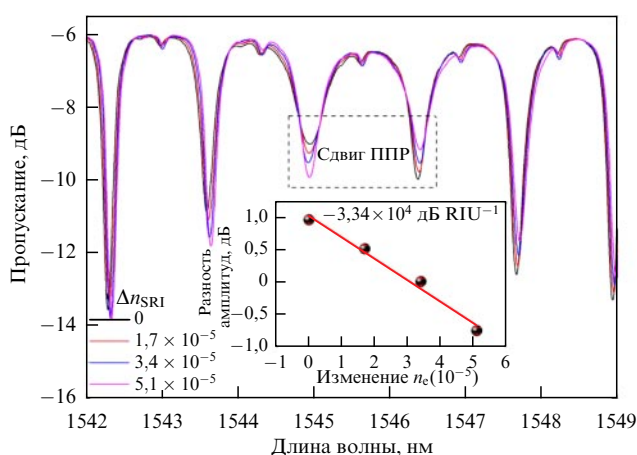


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Оценка сдвига поверхностного плазмонного резонанса (ППР) по дифференциальному изменению амплитуды двух соседних пиков [100].

Улучшенным вариантом алгоритма является сравнительный анализ интенсивности двух выделенных пиков (рис. 20). В этом случае выбираются пики с наибольшей амплитудой изменений в рабочем диапазоне сенсора, расположенные по разные стороны спектральной пере-

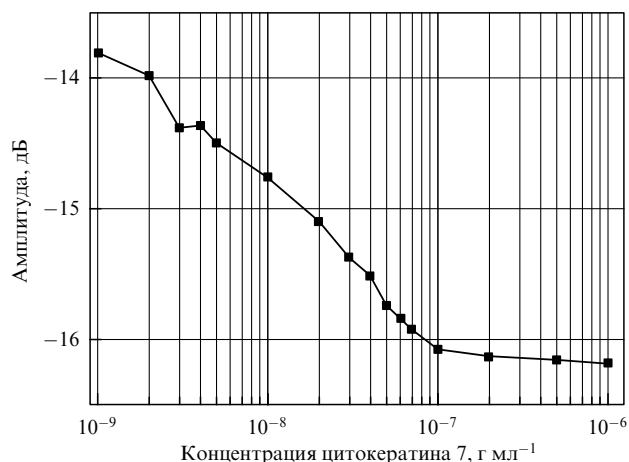


Рис. 21. Зависимость изменения амплитуды отдельного пика от концентрации аналита [122].

тяжки плазмонного резонанса, что даёт возможность получить максимальный наклон характеристики чувствительности сенсора, т.е. наибольший отклик на малое изменение параметров внешней среды.

Действительно, при малых изменениях показателя преломления внешней среды (не более 5×10^{-5}) рассматриваемые методы могут давать относительно высокие разрешение и предел обнаружения, вплоть до 3×10^{-6} [100, 109]. С другой стороны, применение таких методов при больших изменениях показателя преломления может приводить к значительным ошибкам, поскольку возникает необходимость в переходе на другие спектральные пики по мере изменения длины волны плазмонного резонанса. Кривая чувствительности рассматриваемых методов даже при малом динамическом диапазоне существенно отличается от линейной зависимости (рис. 21). Как следствие, нарушается монотонность в показаниях сенсора, а сам метод оказывается не универсальным.

Ввиду индивидуальных спектральных характеристик каждого сенсора амплитудный метод анализа требует индивидуальной калибровки, причём для каждого диапазона измерений. Кроме того, методы определения интенсивности отдельных спектральных пиков могут показывать ограниченные точность и воспроизводимость ещё и вследствие наличия спектральных шумов как источника, так и приёмника зондирующего излучения.

Значительно более перспективными представляются методы, основанные на поиске непосредственно области резонанса на спектре. Один из таких методов основан на анализе огибающих спектра с последующим определением положения "перетяжки". Так, в работе [106] анализируется возможность применения многопараметрических кривых с последующим поиском их экстремумов. Для нормировки и уменьшения спектральных шумов сам спектр подвергается предварительной полосовой фильтрации с помощью преобразований Фурье. Ключевой особенностью применения метода параметрических кривых является использование для анализа не одного-двух спектральных пиков, а всего эффективного набора верхних и нижних максимумов спектра, что позволяет существенно повысить точность анализа (рис. 22).

В данном случае верхняя и нижняя огибающие представляют собой 6-параметрические кривые (бирюзовые кривые на рис. 22), аппроксимирующие множество

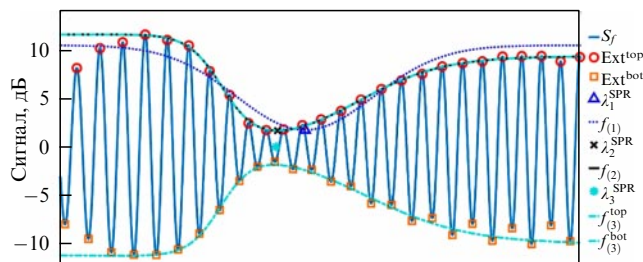


Рис. 22. (В цвете онлайн.) Анализ спектра плазмонного сенсора с помощью огибающих [106]. Обозначения: S_f — спектральная кривая, Ext^{top} — верхние экстремумы, Ext^{bot} — нижние экстремумы, λ_1^{SPR} — оценка положения резонанса методом 1, минимум огибающей номер 1, $f_{(1)}$ — огибающая номер 1 (параболического типа), λ_2^{SPR} — оценка положения резонанса методом 2, минимум огибающей номер 2, $f_{(2)}$ — огибающая номер 2 (6-параметрическая биэкспоненциальная), λ_3^{SPR} — оценка положения резонанса методом 3, усреднённое положение экстремумов огибающих номер 3, $f_{(3)}^{\text{top}}$ — верхняя огибающая номер 3 (6-параметрическая биэкспоненциальная), $f_{(3)}^{\text{bot}}$ — нижняя огибающая номер 3 (6-параметрическая биэкспоненциальная).

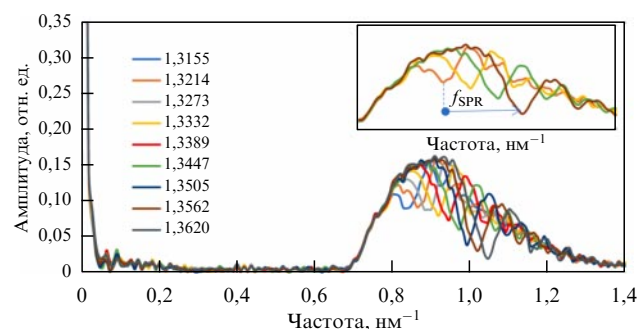


Рис. 23. (В цвете онлайн.) Фурье-образ спектра плазмонного сенсора при различных значениях внешнего показателя преломления [125]; f_{SPR} — частота ППР.

локальных максимумов (красные окружности) и минимумов (оранжевые квадраты) соответственно. За положение резонанса принимается длина волны, представляющая собой среднее значение между минимумом верхней огибающей и максимумом нижней. Такой подход позволяет получить высокое разрешение по показателю преломления внешней среды (около 3×10^{-6} RIU) при широком диапазоне измеряемых значений (не менее 5×10^{-2}).

Ещё одним интересным решением представляются анализ Фурье-образа спектра и поиск положения резонанса непосредственно на нём [125]. Действительно, так как характерная "перетяжка" уменьшает интенсивность нескольких спектральных пиков, а сами пики при этом имеют переменную частоту следования в спектре, на Фурье-образе плазмонный резонанс проявится в виде характерного спектрального провала (рис. 23).

Такой метод анализа выглядит перспективным благодаря использованию всего массива спектральной информации, с одной стороны, и относительной простоте проводимых вычислений, с другой.

5. Сенсоры на основе наклонных волоконных брэгговских решёток

Отдельного внимания заслуживает вопрос использования датчиков на основе НВБР в биосенсорике. Экология

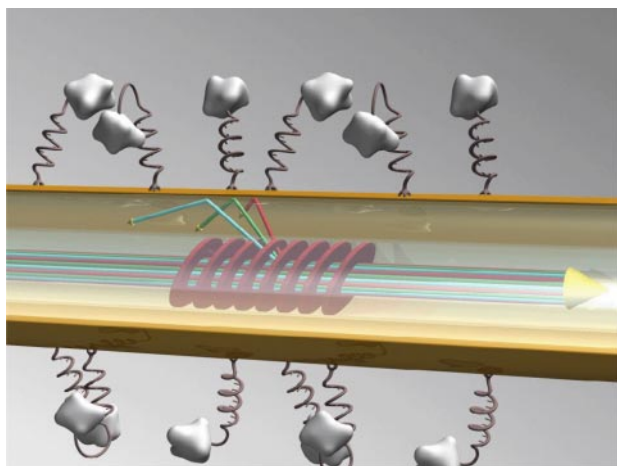


Рис. 24. (В цвете онлайн.) Принцип работы функционализированной поверхности биосенсора [109].

и медицина приобретают всё большую значимость в современном мире, постоянно повышая требования к количеству и качеству измерительных комплексов и устройств. Особую популярность приобретают биохимические плазмонные датчики, используемые при проведении иммунного анализа [49, 84, 92, 98, 105, 122, 126, 127]. В частности, существует множество работ, демонстрирующих потенциальную эффективность плазмонных датчиков на основе НВБР в качестве биосенсоров, особенно при функционализации поверхности аптамерами или антителами [49, 109, 110, 122, 128, 129]. На основе планарных схем, таких как схема Кречмана, уже существуют и активно используются аналитические комплексы [81]. В сфере развития биосенсорики волоконная оптика предоставляет ряд принципиальных преимуществ, таких как компактность и мобильность.

Как правило, от биосенсоров требуется решение задачи определения наличия и концентрации определённых биомолекул в растворе. Принцип действия большинства подобных сенсоров основан на адсорбции биомолекул на чувствительную поверхность, что изменяет локальный показатель преломления вблизи поверхности сенсора. Поверхность сенсора может быть функционализирована антителами или аптамерами, обеспечивающими специфичность связывания к молекулам определённого аналита [122, 130]. В результате такой сенсор, помещённый в биологический раствор, будет адсорбировать на своей поверхности только искомые биомолекулы (рис. 24).

Как правило, процесс активной адсорбции биомолекул на поверхность сенсора занимает определённое время (несколько минут, реже — несколько десятков минут). После заполнения всей активной поверхности процесс выходит на насыщение, а сигнал сенсора — на новый постоянный уровень. Причём время выхода на такой уровень может коррелировать с уровнем концентрации биомолекул в растворе, что может использоваться для определения этой концентрации [97, 105, 109]. Так, например, в работе [97] исследовался уровень концентрации белка аквапорина-2 (AQP2), являющегося биомаркером заболеваний почек. Поверхность сенсора была функционализирована соответствующими антителами. У больных крыс уровень белка в моче был выше, что отразилось в показаниях плазмонного сенсора (рис. 25, красная кри-

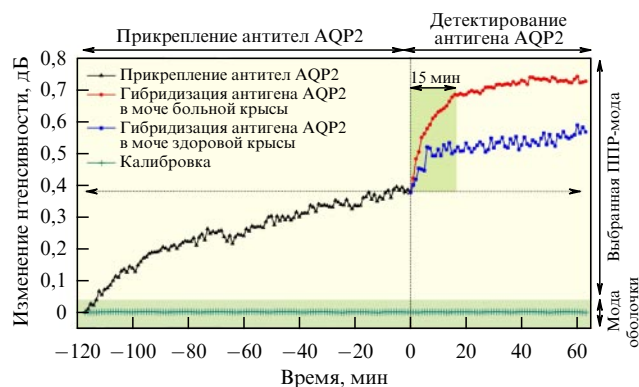


Рис. 25. (В цвете онлайн.) Результат процесса функционализации поверхности и адсорбции биомолекул на поверхность сенсора в виде временной зависимости [97].

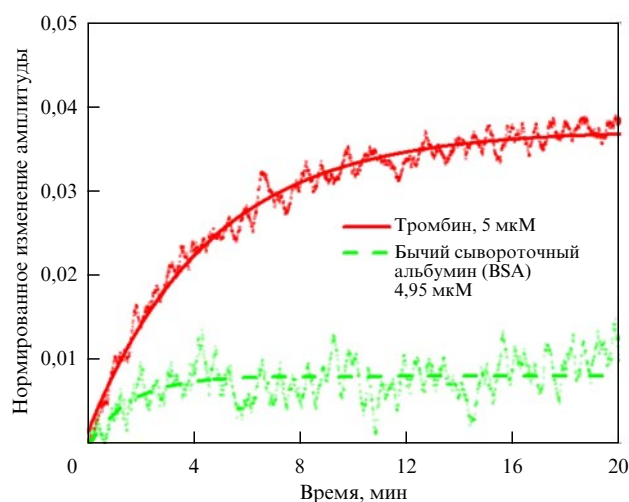


Рис. 26. Результат процесса адсорбции биомолекул на поверхность сенсора в виде временной зависимости [109].

вая). В работе [109] функционализация поверхности осуществлялась с помощью аптамеров, специфичных к тромбину. В реакции сенсора на концентрацию тромбина в растворе на уровне 5 мкМ наблюдается схожая динамика с характерным временем порядка 10 мин [109] (рис. 26). В работе [105] показана корреляция времени реакции плазмонного сенсора с концентрацией раствора.

Широкие перспективы открывает возможность инкорпорации волоконного биосенсора в канал микрофлюидного чипа. Сам чип представляет собой малоразмерную ячейку из химически инертного материала с узкими каналами, обеспечивающими движение потока исследуемой жидкости. Разработка таких ячеек инспирирована популярным концептом "лаборатории на чипе", который заключается в проведении всех необходимых измерений в одном миниатюрном устройстве, не требующем больших объемов исходного аналита (несколько микролитров). На рисунке 27 схематично представлен микрофлюидный чип со встроенным волоконным сенсором.

Подобные конструкции позволяют обеспечивать движение исследуемой жидкости, оградить область проведения измерения от влияния внешней среды, при этом фиксируют сам чувствительный элемент и уменьшают вероятность внесения ошибок, связанных с поляризационной нестабильностью.

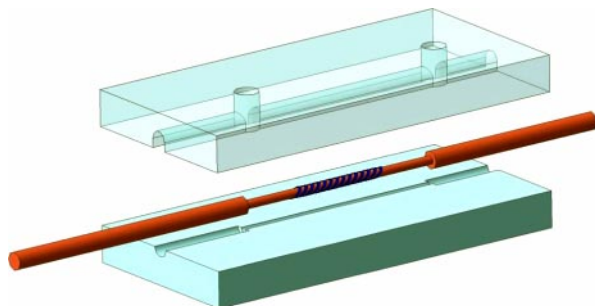


Рис. 27. (В цвете онлайн.) Схематическое изображение микрофлюидного чипа со встроенным волоконным сенсором [53].

6. Заключение

Развитие оптоволоконной архитектуры требует интеграции различных устройств в оптические волокна. Важным классом таких устройств являются сенсоры. В настоящем обзоре описаны волоконные сенсоры, изготавливаемые на основе брэгговских решёток с наклонными штрихами. Такие структуры позволяют обеспечить хорошо контролируемое взаимодействие основной моды волокна с модами сердцевин, свойства которых зависят от параметров окружающей среды.

На основе наклонных брэгговских решёток активно исследуются высокочувствительные плазмонные сенсоры. Функционализация поверхности таких сенсоров позволяет значительно расширить спектр их применения. В частности, активно ведутся разработки химических и физических сенсоров на основе НВБР, сенсоров для обнаружения биологических объектов в анализах, систем для проведения иммунного анализа.

К настоящему времени изготовление брэгговских решёток с наклонными штрихами освоено на высоком уровне. Однако для коммерческих реализаций волоконных сенсоров на основе БР необходимо решить ряд задач, среди которых обеспечение стабильности параметров этих структур, а также улучшение методов обработки выходных данных — сложно устроенного спектра пропускания такого сенсора. Так, уже сейчас для обработки сигналов сенсоров на основе НВБР предложен ряд алгоритмов, позволяющих надёжно выделять определённые особенности спектра пропускания: длину волны отсечки, спектральную огибающую, описывающую плазмонный резонанс, сдвиги частот оболочечных мод. К настоящему моменту приходит осознание важности применения мощных алгоритмов обработки при анализе данных различных оптических сенсоров. Высокие требования к точности и сложности обрабатываемых данных обуславливают необходимость использования нейросетей и методов машинного обучения [131, 132]. Вероятно, дальнейшая работа по волоконным сенсорам на основе НВБР пойдёт в этом направлении.

Благодарности. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 20-17-50123).

Список литературы

1. Kapron F P, Keck D B, Maurer R D *Appl. Phys. Lett.* **17** 423 (1970)
2. Гуляев Ю и др. *Фотон-экспресс* (6) 114 (2005)
3. Желтиков А М *УФН* **170** 1203 (2000); Zheltikov A M *Phys. Usp.* **43** 1125 (2000)

4. Желтиков А М *УФН* **177** 737 (2007); Zheltikov A M *Phys. Usp.* **50** 705 (2007)
5. Дианов Е М, Крюков П Г *Квантовая электроника* **31** 877 (2001); Dianov E M, Kryukov P G *Quantum Electron.* **31** 877 (2001)
6. Волошин В В и др. *Радиотехника и электроника* **54** 890 (2009); Voloshin V V et al. *J. Commun. Technol. Electron.* **54** 847 (2009)
7. Попов С М и др. *Квантовая электроника* **49** 1127 (2019); Popov S M et al. *Quantum Electron.* **49** 1127 (2019)
8. Butov O V, Dianov E M, Golant K M *Meas. Sci. Technol.* **17** 975 (2006)
9. Ramakrishnan M et al. *Sensors* **16** 99 (2016)
10. Ye X W, Su Y H, Han J P *Sci. World J.* **2014** 652329 (2014)
11. Yatsev V A, Zotov A M, Butov O V *Results Phys.* **19** 103485 (2020)
12. Tomyshev K A et al. *Proc. SPIE* **10323** 103235K (2017)
13. Дианов Е М *УФН* **174** 1139 (2004); Dianov E M *Phys. Usp.* **47** 1065 (2004)
14. Kashyap R *Fiber Bragg Gratings* (Burlington, MA: Academic Press, 2010)
15. Wikszak E et al. *Opt. Lett.* **31** 2390 (2006)
16. Баган В А, Никитов С А, Чаморовский Ю К *Успехи современной радиоэлектроники* (5) 65 (2010)
17. Smirnov A M et al. *ACS Photon.* **5** 5038 (2018)
18. Butov O V et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **34** A43 (2017)
19. Rybaltovsky A A et al. *Results Phys.* **16** 102832 (2020)
20. Smirnov A M, Butov O V *Opt. Lett.* **46** 86 (2021)
21. Nepochenko I A, Dorofeenko A V, Butov O V *Opt. Express* **29** 13657 (2021)
22. Popov S M et al. *Results Phys.* **9** 806 (2018)
23. Hill K O et al. *Appl. Phys. Lett.* **32** 647 (1978)
24. Bragg W L *Scientia* **23** 153 (1929)
25. Meltz G, Morey W W, Glenn W H *Opt. Lett.* **14** 823 (1989)
26. Othanos A *Rev. Sci. Instrum.* **68** 4309 (1997)
27. Васильев С А и др. *Квантовая электроника* **35** 1085 (2005); Vasil'ev S A et al. *Quantum Electron.* **35** 1085 (2005)
28. Hill K O, Meltz G J. *Lightwave Technol.* **15** 1263 (1997)
29. Butov O V et al. *Журн. прикладной спектроскопии* **83** (6-16) 661 (2016)
30. Krohn D A, MacDougall T, Mendez A *Fiber Optic Sensors: Fundamentals and Applications* (Bellingham, WA: SPIE Press, 2014)
31. Butov O V et al. *Sensors* **19** 4228 (2019)
32. Butov O et al., in *Optical Fiber Sensors. Proc. TuB6 Optical Society of America* (2006)
33. Butov O V et al. *Proc. SPIE* **9157** 91570X (2014)
34. Rao Y-J *Opt. Lasers Eng.* **31** 297 (1999)
35. Moyo P et al. *Eng. Struct.* **27** 1828 (2005)
36. Qiao X et al. *Sensors* **17** 429 (2017)
37. Kinet D et al. *Sensors* **14** 7394 (2014)
38. Иванов О В, Никитов С А, Гуляев Ю В *УФН* **176** 175 (2006); Ivanov O V, Nikitov S A, Gulyaev Yu V *Phys. Usp.* **49** 167 (2006)
39. Meltz G, Morey W, Glenn W, in *Optical Fiber Communication Conf.. Proc. TUG1 Optical Society of America* (1990)
40. Kashyap R, Wyatt R, Campbell R *Electron. Lett.* **29** 154 (1993)
41. Erdogan T, Sipe J E J. *Opt. Soc. Am. A* **13** 296 (1996)
42. Liu Y, Zhang L, Bennion I *Meas. Sci. Technol.* **10** L1 (1999)
43. Lee K S, Erdogan T *Appl. Opt.* **39** 1394 (2000)
44. Li Y, Froggatt M, Erdogan T J. *Lightwave Technol.* **19** 1580 (2001)
45. Westbrook P, Strasser T, Erdogan T *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 1352 (2000)
46. Zhou K et al. *Opt. Lett.* **30** 1285 (2005)
47. Mihailov S et al. *Electron. Lett.* **37** 284 (2001)
48. Albert J, Shao L Y, Caucheteur C *Laser Photon. Rev.* **7** 83 (2013)
49. Caucheteur C, Guo T, Albert J *Analyt. Bioanalyt. Chem.* **407** 3883 (2015)
50. Caucheteur C et al. *Opt. Express* **19** 1656 (2011)
51. Dong X et al. *Photon. Sensors* **1** 6 (2011)
52. Chiu Y-D, Wu C-W, Chiang C-C *Sensors* **17** 2129 (2017)
53. Tomyshev K A et al. *Phys. Status Solidi A* **216** 1800541 (2019)
54. Dolzhenko E I, Tomyshev K, Butov O V *Proc. SPIE* **11772** 117720S (2021)
55. Chan C-F et al. *Appl. Opt.* **46** 1142 (2007)
56. Laffont G, Ferdinand P *Meas. Sci. Technol.* **12** 765 (2001)
57. Guo T et al. *Opt. Express* **17** 5736 (2009)
58. Miao Y-p, Liu B *Opt. Fiber Technol.* **15** 233 (2009)
59. Cai Z et al. *Opt. Express* **23** 20971 (2015)
60. Zheng J et al. *Opt. Commun.* **312** 106 (2014)
61. Caucheteur C et al., in *Proc. SPIE* **5855** 451 (2005)
62. Giles C J. *Lightwave Technol.* **15** 1391 (1997)
63. Yariv A, Yeh P *Optical Waves in Crystals* (New York: Wiley, 1984); Пер. на русск. яз.: Яри́в А, Юх П *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987)

64. Butov O V et al. *Opt. Commun.* **213** 301 (2002)
65. Hale G M, Querry M R *Appl. Opt.* **12** 555 (1973)
66. Syabekova M et al. *Biosensors Bioelectron.* **146** 111765 (2019)
67. Miao Y et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21** 441 (2009)
68. Dolzhenko E I, Tomyshev K, Butov O V *Phys. Status Solidi RRL* **14** 2000435 (2020)
69. Aldaba A L et al. *Sensors Actuators B* **254** 1087 (2018)
70. Maier S A *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer, 2007)
71. Brongersma M L, Kik P G *Surface Plasmon Nanophotonics* (New York: Springer, 2007)
72. Sarid D, Challener W A *Modern Introduction to Surface Plasmons: Theory, Mathematica Modeling and Applications* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010)
73. Астапенко В А *Электромагнитные процессы в среде, наноплазмоника и метаматериалы* (Долгопрудный: ИД Интеллект, 2012)
74. Kretschmann E, Raether H Z. *Naturforschung A* **23** 2135 (1968)
75. Agranovich V M, Mills D L *Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces* (Amsterdam: North-Holland, 1982)
76. Raether H *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Berlin: Springer, 1988)
77. Shalaev V M, Kawata S (Eds) *Nanophotonics with Surface Plasmons* (Advances in Nano-Optics and Nano-Photonics, Vol. 2) (Amsterdam: Elsevier, 2007)
78. Vinogradov A P et al. *Phys. Rev. B* **97** 235407 (2018)
79. Homola J, Yee S S, Gauglitz G *Sensors Actuators B* **54** 3 (1999)
80. Homola J, Piliarik M, in *Surface Plasmon Resonance Based Sensors* (Ed. J Homola) (Berlin: Springer, 2006) p. 45
81. Rich R L, Myszk D G J. *Mol. Recognition* **18** 431 (2005)
82. Naimushin A N et al. *Biosensors Bioelectron.* **17** 573 (2002)
83. Нечепуренко И А и др. *Журн. радиоэлектроники* (4) 1 (2015) <http://jre.cplire.ru/jre/apr15/11/text.pdf>
84. Lin H-Y et al. *Sensors Actuators A* **138** 299 (2007)
85. Gentleman D J, Booksh K S *Talanta* **68** 504 (2006)
86. Dwivedi Y S, Sharma A K, Gupta B D *Plasmonics* **3** 79 (2008)
87. Lin H-Y et al. *Opt. Express* **20** 21693 (2012)
88. Navarrete M-C et al. *Sensors Actuators B Chemical* **190** 881 (2014)
89. Verma R K, Sharma A K, Gupta B D *Opt. Commun.* **281** 1486 (2008)
90. Iga M, Seki A, Watanabe K *Sensors Actuators B* **101** 368 (2004)
91. Takagi K et al. *Sensors Actuators A* **161** 1 (2010)
92. Lin Y et al. *Sensors* **10** 9397 (2010)
93. Nguyen H et al. *Appl. Phys. Lett.* **103** 193116 (2013)
94. Consales M et al. *ACS Nano* **6** 3163 (2012)
95. Jeong H-H et al. *Opt. Eng.* **50** 124405 (2011)
96. Sai V V R, Kundu T, Mukherji S *Biosensors Bioelectron.* **24** 2804 (2009)
97. Han L et al. *J. Lightwave Technol.* **35** 3360 (2017)
98. Marquez-Cruz V, Albert J J. *Lightwave Technol.* **33** 3363 (2015)
99. Baiad M D et al. *Opt. Lett.* **38** 4911 (2013)
100. Feng D et al. *Opt. Express* **24** 16456 (2016)
101. Shao L-Y, Shevchenko Y, Albert J *Opt. Express* **18** 11464 (2010)
102. Shevchenko Y Y, Albert J *Opt. Lett.* **32** 211 (2007)
103. Caucheteur C, Voisin V, Albert J *Opt. Express* **21** 3055 (2013)
104. Voisin V et al. *Appl. Opt.* **50** 4257 (2011)
105. Tomyshev K A et al. *J. Appl. Phys.* **124** 113106 (2018)
106. Manuylovich E, Tomyshev K, Butov O V *Sensors* **19** 4245 (2019)
107. Tomyshev K, Tazhetdinova D, Butov O, in *2017 Progress in Electromagnetics Research Symp.-Spring (PIERS)* (2017)
108. Ortega-Gomez A et al. *Opt. Express* **29** 18469 (2021)
109. Albert J et al. *Methods* **63** 239 (2013)
110. Guo T et al. *Biosensors Bioelectron.* **78** 221 (2016)
111. Snyder A W J. *Opt. Soc. Am.* **62** 1267 (1972)
112. Bialiyev A "Tilted fibre Bragg grating sensors with resonant nano-scale coatings. Simulation of optical properties", Doctoral Thesis (München: GRIN Verlag, 2015)
113. Chen C-L *Foundations for Guided-Wave Optics* (Hoboken, NJ: Wiley-Interscience, 2007)
114. Patrick H, Gilbert S L *Opt. Lett.* **18** 1484 (1993)
115. Askins C G et al. *Opt. Lett.* **19** 147 (1994)
116. Hill K O et al. *Appl. Phys. Lett.* **62** 1035 (1993)
117. Lemaire P J et al. *Electron. Lett.* **29** 1191 (1993)
118. Pham X et al. *J. Appl. Phys.* **123** 174501 (2018)
119. Zhou W, Zhou Y, Albert J *Laser Photon. Rev.* **11** 1600157 (2017)
120. Tomyshev K et al. *Sensors Actuators A* **308** 112016 (2020)
121. Yuan Y et al. *Analyt. Chem.* **88** 7609 (2016)
122. Ribaut C et al. *Biosensors Bioelectron.* **77** 315 (2016)
123. Ribaut C et al. *Biosensors Bioelectron.* **92** 449 (2017)
124. Shevchenko Y et al. *Opt. Lett.* **35** 637 (2010)
125. Udos W et al. *Optik* **219** 164970 (2020)
126. Cao Y et al. *Appl. Spectrom. Rev.* **50** 499 (2015)
127. Riboh J C et al. *J. Phys. Chem. B* **107** 1772 (2003)
128. Lobry M et al. *Biomed. Opt. Express* **11** 4862 (2020)
129. Leitão C et al. *IEEE Sensors J.* **21** 3028 (2020)
130. Ricciardi A et al. *Analyst* **140** 8068 (2015)
131. Kornienko V V et al. *IEEE Sensors J.* **20** 6954 (2020)
132. Chubchev E D et al. *J. Lightwave Technol.* **40** 3046 (2022)

Tilted fiber Bragg gratings and their sensing applications

O.V. Butov^(1,a), K.A. Tomyshev^(1,b), I.A. Nечepurenko^(1,2,c), A.V. Dorofeenko^(1,2,3,d), S.A. Nikitov^(1,4,5,e)

⁽¹⁾ Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, ul. Mokhovaya 11, str. 7, 125009 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Dukhov Research Institute of Automatics, ul. Sushchevskaya 22, 127030 Moscow, Russian Federation

⁽³⁾ Institute for Theoretical and Applied Electrodynamics, Russian Academy of Sciences, ul. Izorskaya 13, 125412 Moscow, Russian Federation

⁽⁴⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

⁽⁵⁾ Chernyshevskii Saratov State University, ul. Astrakhanskaya 83, 410012 Saratov, Russian Federation

E-mail: ^(a) obutov@mail.ru, ^(b) scatterdice@gmail.com, ^(c) nechepurenko@phystech.edu, ^(d) adorofeenko@itae.ru, ^(e) nikitov@cplire.ru

The review covers current achievements and prospects for the development of optical fiber sensorics associated with tilted fiber Bragg gratings (TFBGs), including metal-coated (plasmonic) sensors. The physical nature of the excitation of cladding modes in such structures is discussed, and the main properties of TFBGs are considered. Special attention is devoted to sensing applications of TFBGs, including data processing methods for TFBG sensing systems. The process of fabricating tilted fiber Bragg gratings is described, as is the method of thin metal film deposition onto the side surface of the fiber.

Keywords: tilted fiber Bragg grating, optical fiber sensor, surface plasmon resonance, coupled mode theory, data processing

PACS numbers: 07.60.Vg, **42.25** – p, 42.81.Pa

Bibliography — 132 references

Received 25 June 2021, revised 16 September 2021

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192** (12) 1385–1398 (2022)

Physics – Uspekhi **65** (12) (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039070>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.09.039070>