

УДК 535.016

А.В. Дышлюк, О.Б. Витрик, Ю.Н. Кульчин

Сверхчувствительный плазмон-поляритонный рефрактометр на основе нерегулярного металл-диэлектрического световода

Численно исследован новый тип плазмон-поляритонного рефрактометра на основе изогнутого одномодового световода с металлизированной оболочкой. Установлено, что при определенном сочетании радиуса изгиба световода и толщины металлической пленки реализуется сильная связь между фундаментальной и плазмон-поляритонной модами через посредство оболочечных мод шепчущей галереи. Показано, что данный эффект позволяет проводить измерения показателя преломления (ПП) внешней среды как в спектральном, так и в амплитудном режиме регистрации сигнала с разрешением до 10^{-8} ед. ПП.

Ключевые слова: лазеры, поверхностный плазмонный резонанс, биосенсорика, плазмон-поляритоны, прецизионная рефрактометрия.

Одним из магистральных направлений исследований в области биосенсорики являются оптические датчики на основе поверхностного плазмонного резонанса (ППР) [1–4]. Благодаря высокой чувствительности и отсутствию необходимости использования флуоресцентных маркеров ППР-сенсоры стали важнейшим инструментом в исследованиях биомолекулярных взаимодействий и получили широкое применение для детектирования химических и биологических аналитов [1, 3, 4]. ППР-сенсоры используют плазмонные колебания, распространяющиеся вдоль границы раздела металл/диэлектрик, для измерения малых вариаций показателя преломления (ПП) диэлектрической среды вблизи границы раздела с разрешением 10^{-7} – 10^{-8} единиц показателя преломления (ЕПП) и менее. Как правило, ППР-рефрактометры создаются на основе призм (конфигурация Кречмана), дифракционных решеток, интегральных или волоконных световодов [4–6]. При этом использование волоконных световодов обеспечивает такие преимущества, как варьлируемая длина измерительной базы, отсутствие необходимости юстировки оптических элементов, а также возможность миниатюризации, проведения удаленных измерений и снижения стоимости биосенсорных систем [1, 5, 6]. Наилучшие результаты при создании волоконно-оптических ППР-рефрактометров достигаются в случае использования одномодовых световодов [1, 6]. Однако изготовление таких датчиков требует химического травления или механического удаления части оптической оболочки световода, что снижает их надежность и создает технологические трудности. Другим общим недостатком волоконно-оптических ППР-рефрактометров является, как правило, более низкое разрешение (10^{-5} – 10^{-6}) по сравнению с объемными системами, например, на основе конфигурации Кречмана [1]. Поэтому актуальной задачей представляется поиск новых принципов ППР-сенсоров на основе одномодовых волоконных световодов, которые были бы лишены указанных недостатков.

В работе [7] было показано, что ППР в одномодовом световоде может быть возбужден без нарушения целостности световода при напылении металлической пленки непосредственно на его оптическую оболочку. Взаимодействие распространяющейся по сердцевине фундаментальной моды (ФМ) с пленкой реализуется в этом случае опосредованно через оболочечные моды изогнутого ВС. Данный эффект может быть использован для создания прецизионных волоконно-оптических ППР-рефрактометров нового типа. Однако для корректного описания работы таких датчиков требуется детальный анализ процессов распространения направляемого излучения в деформированном одномодовом ВС с металлизированной оптической оболочкой, чему и посвящена настоящая работа.

Методология и результаты. Объектом исследования является стандартный одномодовый волоконный световод, состоящий из кварцевых сердцевины и оболочки и полимерного покрытия с показателями преломления соответственно $n_1 = 1,4504$, $n_2 = 1,4447$, $n_3 \sim 1,5$ и радиусами $\rho_1 = 4,15$ мкм, $\rho_2 = 62,5$ мкм, $\rho_3 = 125$ мкм. С центрального участка световода удаляется полимерное покрытие и на его оголенную кварцевую оболочку наносится тонкая пленка из серебра, после чего этот участок изгибается с постоянным радиусом кривизны. Изогнутый участок 2 помещается в среду с подлежащим измерению показателем преломления n_0 , который, как полагается, находится в

диапазоне 1,3–1,44. Излучение вводится и выводится из участка 2 через прямые отрезки того же световода с сохраненным полимерным покрытием – 1 и 3 (рис. 1). Анализ распространения света по такой структуре проводится численно методом разложения по направляемым модам (Eigenmode Expansion (EME)) [8]. Для упрощения расчетов цилиндрический волоконный световод со ступенчатым профилем ПП заменяется на эквивалентный планарный световод с эффективным градиентным профилем ПП – n'_1 , рассчитанным по методике эффективного показателя преломления (Effective Index Method) (см. рис. 1, вставка 1) [9]. Такая замена исключает из рассмотрения некоторые из мод участка 2, однако позволяет значительно сократить объем вычислений, не нарушая при этом физической сути рассматриваемых явлений [9].

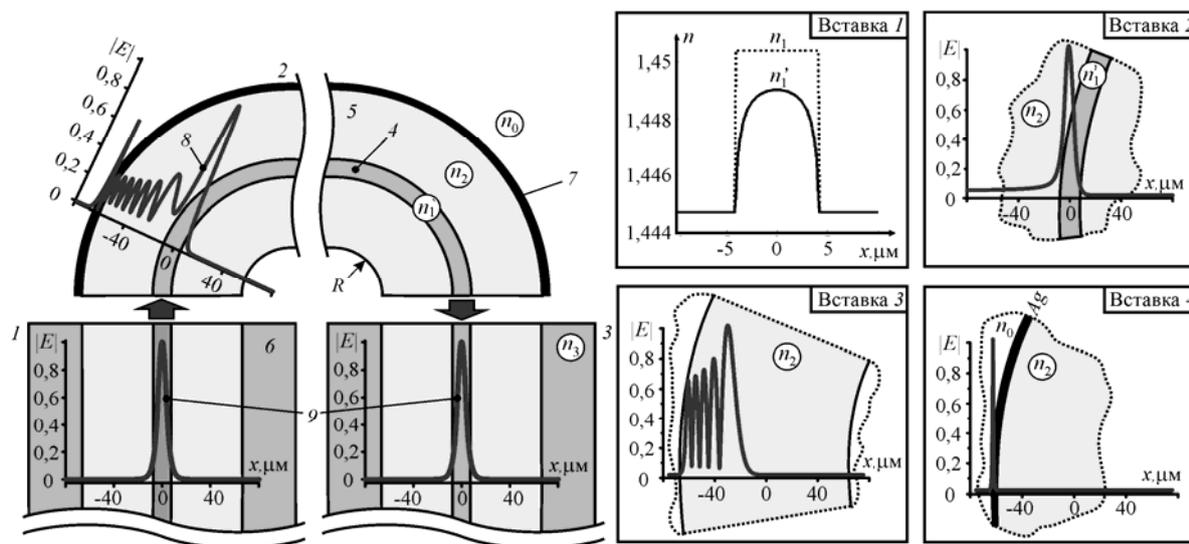


Рис. 1. Схема исследуемой структуры и ее моды: 1 – прямой участок световода на входе; 2 – изогнутый участок; 3 – прямой участок на выходе; 4 – сердцевина световода; 5 – оболочка световода; 6 – полимерное покрытие; 7 – металлическая пленка; 8 – профиль одной из двух мод изогнутого участка, ответственных за взаимодействие направляемого по сердцевине излучения с поверхностными плазмон-поляритонными волнами; 9 – профиль амплитуды электрического поля фундаментальной моды участков 1 и 3. Вставка 1 – профиль ПП стандартного одномодового световода (n_1) и эффективный градиентный профиль эквивалентного планарного световода (n'_1). Вставка 2 – профиль фундаментальной моды изогнутого ОМ световода с бесконечной оболочкой. Вставка 3 – профиль оболочечной моды шепчущей галереи. Вставка 4 – профиль симметричной плазмон-поляритонной моды, направляемой вдоль границы металлической пленки с внешней средой

Результаты расчетов показывают, что, как и следовало ожидать, направляемое излучение в участках 1 и 3 представлено единственной фундаментальной модой (см. рис. 1, кривая 9). В то же время, металлизированный участок 2 поддерживает большое число мод, однако основное влияние на процессы взаимодействия направляемого излучения с плазмон-поляритонными волнами в металлической пленке оказывают только две из них, профили которых содержат на границе металл – внешняя среда выраженный пик, соответствующий случаю возбуждения плазмон-поляритонных волн, а в сердцевине подобны профилю ФМ прямого световода, что предполагает их высокую эффективность возбуждения фундаментальной модой участка 1. Характерный профиль амплитуды электрического поля одной из этих мод приведен на рис. 1, кривая 8.

Из-за омических потерь моды участка 2 не подчиняются сопряженной формулировке условия ортогональности [10, 11]. Поэтому при анализе переходных явлений на границе между участками 1 и 2 коэффициенты возбуждения мод второго участка вычисляются в соответствии со следующим выражением:

$$a_p = N_p^{-1} \int \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_p \cdot \mathbf{z} \, dx, \quad (1)$$

в котором используется более общая, чем для мод без потерь, несопряженная формулировка критерия ортогональности: $\int \mathbf{E}_p \times \mathbf{H}_q \cdot \mathbf{z} \, dx = \delta_{pq} N_p$ [11]. В данных выражениях \mathbf{E}_1 – электрическое поле ФМ участка 1; N_p , \mathbf{E}_p , \mathbf{H}_p – соответственно нормировка, электрическое и магнитное поле мод второго участка; δ_{pq} – символ Кронекера; \mathbf{z} – единичный вектор в направлении оси световода. При вычисле-

нии коэффициента возбуждения ФМ участка 3 используется выражение, аналогичное (1). В результате такого расчета найдено отношение мощностей ФМ, направляемых участками 3 и 1, которое представляет коэффициент пропускания всей структуры. Зависимость этого коэффициента от длины волны приведена на рис. 2, а для случая, когда световод изогнут в виде полной петли, т.е. длина изогнутого участка составляет $L = 2\pi R$, где R – радиус изгиба световода. Как и следовало ожидать, в спектре пропускания исследуемой структуры имеется провал, означающий возбуждение ППР. Результаты моделирования показывают, что резонансная длина волны провала λ_{SPR} попадает в окно прозрачности кварца, когда радиус изгиба рассматриваемой структуры оставляет ~ 7 мм.

Глубина провала, а также спектральная избирательность и чувствительность длины волны ППР к показателю преломления внешней среды ($d\lambda_{SPR}/dn_0$) сильно зависят от толщины металлической пленки d , причем наиболее высокие значения указанных параметров достигаются при $d = 30$ нм. Это иллюстрируется рис. 2, а, на котором приведены результаты расчета спектра пропускания для двух значений n_0 (1,4216 и 1,4226) при $d = 20, 30$ и 40 нм, $R = 7,1$ мм. На вставке к рис. 2, а представлены результаты расчета зависимости резонансной длины волны от показателя преломления внешней среды в случае оптимальной толщины пленки $d = 30$ нм. Видно, что эта зависимость близка к линейной, причем величина $d\lambda_{SPR}/dn_0$ достигает ~ 20 мкм/ЕПП, что превышает спектральную чувствительность многих известных волоконно-оптических ППР-сенсоров, и лишь незначительно уступает наиболее чувствительным из них [1, 2, 5]. Спектральная ширина провала в этом случае оказывается значительно меньше, чем в известных ВО ППР-рефрактометрах (~ 3 нм по уровню 3 дБ от максимального ослабления, кривая 3 на рис. 2, а), что обеспечивает потенциальную возможность дополнительного увеличения разрешения в режиме спектральной регистрации сигнала о ПП внешней среды.

Дальнейший анализ показывает, что для чувствительного элемента на основе исследуемой структуры весьма перспективным является также амплитудный режим регистрации сигналов о ПП внешней среды. На рис. 2, б приведена зависимость коэффициента пропускания изогнутого участка от величины n_0 , рассчитанная для фиксированной длины волны $\lambda = 1,66$ мкм при $d = 30$ нм.

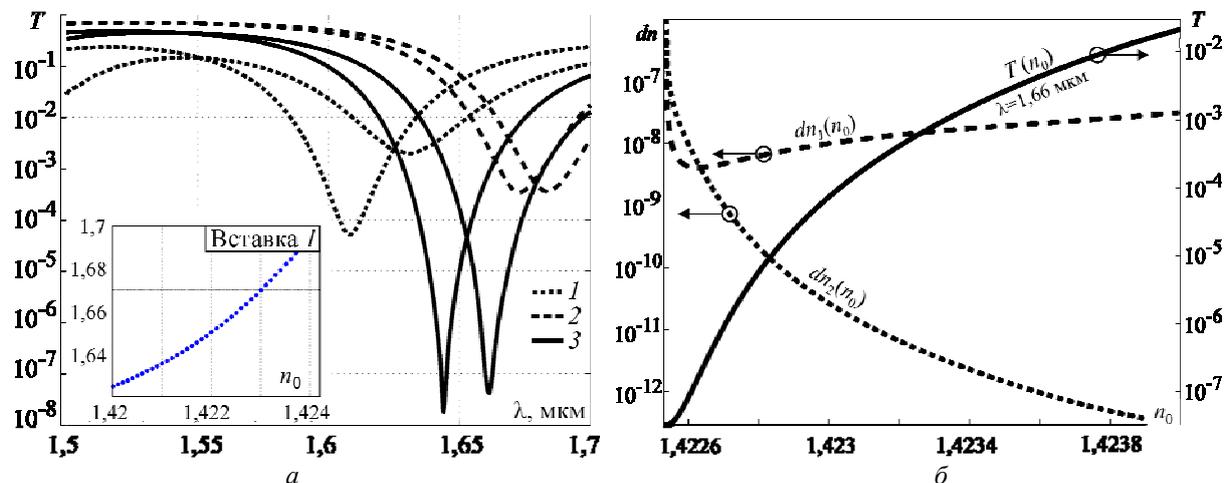


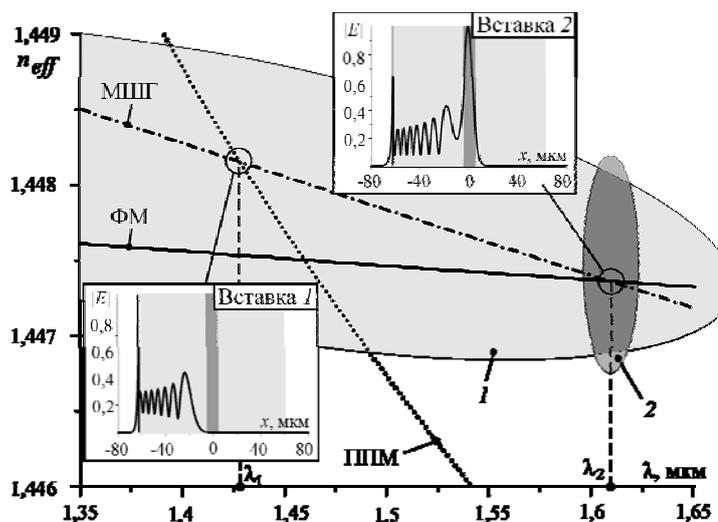
Рис. 2. Результаты расчета коэффициента пропускания исследуемой структуры: а – спектры пропускания, рассчитанные для двух значений n_0 (1,4216 и 1,4226) при толщинах пленки $d = 20$ нм (1), 30 нм (3) и 40 нм (2). Вставка 1 – зависимость длины волны ППР от показателя преломления внешней среды при $d = 30$ нм; б – зависимости коэффициента пропускания на длине волны $\lambda = 1,66$ мкм, а также величин dn_1 и dn_2 от показателя преломления внешней среды

Как видно из рис. 2, при изменении ПП внешней среды имеет место экстремально большое изменение коэффициента ослабления направляемого излучения, которое достигает ~ 60 дБ при изменении n_0 на $\sim 1,5 \times 10^{-3}$.

Обсуждение и интерпретация результатов. Для пояснения процессов, приводящих к формированию узкого провала в спектре пропускания исследуемой структуры и столь высокой амплитудной чувствительности, удобно воспользоваться теорией связанных мод, в рамках которой моды участка 2 можно рассматривать как результат связи трех мод: фундаментальной моды изогнутого световода с бесконечной оболочкой (рис. 1, вставка 2); оболочечной моды шепчущей галереи

(МШГ), направляемой вдоль изогнутой границы оптическая оболочка – внешняя среда (см. рис. 1, вставка 3) и симметричной плазмон-поляритонной моды (ППМ), направляемой вдоль границы раздела металл – внешняя среда (см. рис. 1, вставка 4).

Рис. 3 Дисперсионные зависимости ФМ изогнутого световода с бесконечной оболочкой, МШГ и ППМ: 1 – схематическое изображение спектральной области эффективной связи МШГ-ППМ; 2 – область, в которой реализуется связь ФМ-МШГ. Вставка 1 – профиль моды участка 2 на длине волны $\lambda_1 \cong 1,43$ мкм, которую можно интерпретировать как результат связи МШГ-ППМ. Вставка 2 – профиль моды участка 2 на длине волны $\lambda_2 \cong 1,61$ мкм, которую можно интерпретировать как результат связи ФМ-МШГ-ППМ



На рис. 3 приведены дисперсионные зависимости для этих мод при $n_0 = 1,421$. Как видно из рис. 3, на длине волны $\lambda_1 \cong 1,43$ мкм постоянные распространения МШГ и ППМ совпадают, что означает возникновение между ними резонансной связи. Как показывают расчеты, оптимальная толщина металлической пленки $d = 30$ нм соответствует случаю, когда условия сильной связи ППМ–МШГ сохраняются в широком спектральном диапазоне в окрестности длины волны λ_1 (область 1 на рис. 3), в том числе и на длине волны $\lambda_2 \cong 1,61$ мкм, где возникает резонансная связь между ФМ изогнутого световода и МШГ. Именно вблизи длины волны λ_2 в модовом спектре участка 2 появляются две моды с характерным профилем, изображенным на рис. 1 (кривая 8), которые можно интерпретировать как результат связи ФМ–МШГ–ППМ. Расчеты показывают, что сильная связь ФМ–МШГ реализуется в гораздо более узком спектральном диапазоне, чем связь МШГ–ППМ (область 2 на рис. 3), и именно это обуславливает узость провала в спектре пропускания исследуемой структуры вблизи λ_2 , где происходит эффективная передача энергии направляемого излучения поверхностным плазмонам-поляритонам через посредство МШГ. При достаточно большой длине изогнутого участка, например равной длине полной петли, вносимое им ослабление и соответственно глубина провала достигают значительных величин. При изменении показателя преломления внешней среды изменяется постоянная распространения ППМ, что нарушает условия связи хотя бы для двух из трех мод – ФМ, МШГ и ППМ и приводит к резкому уменьшению затухания света с длиной волны λ_2 на выходе исследуемой структуры. Это и обуславливает ее высокую амплитудную чувствительность к ПП внешней среды.

В режиме амплитудной регистрации минимальное измеряемое изменение величины n_0 определяется уровнем шумов измерительной системы. Если в первом приближении полагать, что шумы измерительной системы обусловлены двумя факторами – шумами лазера и собственными шумами фотоприемника, то порог чувствительности dn можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$dn = dn_1 + dn_2 = \frac{P_{III1}}{P_0} T \frac{dn_0}{dT} + \frac{P_{III2}}{P_0} \frac{dn_0}{dT},$$

где P_{III1} – эквивалентная мощность шума лазера; P_0 – мощность излучения лазера; T – коэффициент пропускания; P_{III2} – эквивалентная мощность темного шума фотоприемника. На рис. 2, б приведены результаты расчета зависимостей dn_1 и dn_2 от показателя преломления внешней среды, выполненные с использованием типичных для лабораторного оборудования значений P_0, P_{III1}, P_{III2} . Как видно из рис. 2, б, доминирующий вклад в величину dn вносит слагаемое dn_1 , определяемое шумами лазера, при этом минимальное регистрируемое изменение ПП находится на уровне $\sim 10^{-8}$. При использовании стандартных схем подавления шумов амплитудно-модулированных оптических сигналов (например, применение опорного канала, модуляции источника излучения в сочетании с узкополосной фильтрацией сигнала фотоприемника и т.п.) величина dn_1 может быть существенно понижена, что открывает перспективы получения еще более высокого разрешения.

Заключение. Таким образом, в работе численно исследованы процессы возбуждения поверхностных плазмон-поляритонных волн в металлическом покрытии изогнутого одномодового световода. Показано, что при оптимальном сочетании радиуса изгиба световода и толщины металлической пленки реализуется эффективная связь между фундаментальной модой, распространяющейся по сердцевине, и симметричной плазмон-поляритонной модой, распространяющейся вдоль поверхности металлической пленки, нанесенной на оптическую оболочку световода, через посредство моды шепчущей галереи, направляемой вдоль изогнутой границы раздела оптическая оболочка – внешняя среда. Показано, что данный эффект позволяет проводить измерения показателя преломления внешней среды как в спектральном, так и в амплитудном режиме регистрации сигнала с разрешением до 10^{-8} единиц показателя преломления.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по Постановлению П218, договор № 02.G25.31.0116 от 14.08.2014 между открытым акционерным обществом «Центр судоремонта «Дальзавод»» и Министерством образования и науки Российской Федерации, грантами ДВО РАН (12-I-P24-02; Программа «Дальний Восток») и РФФИ (№14.02.31558).

Литература

1. Guo X. Surface plasmon resonance based biosensor technique: a review // J. Biophotonics. – 2012. – № 5(7). – P. 483–501.
2. Yong C. Review of surface plasmon resonance and localized surface plasmon resonance sensor / C. Yong, M. Hai // Photonic Sensors. – 2012. – Vol. 2, № 1. – P. 37–49.
3. Zijlstra P. Optical detection of single non-absorbing molecules using the surface plasmon resonance of a gold nanorod / P. Zijlstra, P.M.R. Paulo, M. Orrit // Nature Nanotechnology. – 2012. – № 7. – P. 379–382.
4. Xiao G. Photonic Sensing: Principles and Applications for Safety and Security Monitoring / G. Xiao, W.J. Bock. – Wiley. – 2012. – 227 p.
5. Homola J. Surface Plasmon Resonance Based Sensors. Springer Series on Chemical Sensors and Biosensors. – Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 2006. – 251 p.
6. Gupta B.D. Surface plasmon resonance-based fiber optic sensors: principle, probe designs, and some applications / B.D. Gupta, R.K. Verma // J. Sensors. – 2009. – № 1. – P. 1–12.
7. Conditions for surface plasmon resonance excitation by whispering gallery modes in a bent single mode optical fiber for the development of novel refractometric sensors / Yu.N. Kulchin, O.B. Vitrik, A.V. Dyshlyuk, Zh. Zhou // Laser Physics. – 2013. – Vol. 23, № 8. – P. 085105–08109.
8. Gallagher D. Photonics CAD Matures // LEOS newsletter. – 2008. – № 1. – P. 8–14.
9. Chiang K.S. Analysis of optical fibers by the effective-index method // Applied Optics. – 1986. – Vol. 25, № 3. – P. 348–354.
10. Снайдер А. Теория оптических волноводов / А. Снайдер, Дж. Лав. – М.: Радио и связь, 1987. – 656 с.
11. Sammut R. Leaky modes on a dielectric waveguide: orthogonality and excitation / R. Sammut, A.W. Snyder // Applied Optics. – 1976. – Vol. 15, № 4. – P. 1040–1044.

Дышлюк Антон Владимирович

Канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник лаборатории №21
Института автоматизации и процессов управления (ИАПУ) ДВО РАН,
доцент каф. теоретической и экспериментальной физики (КТЭФ)
Дальневосточного федерального университета (ДВФУ), Владивосток
Тел.: 8-902-556-73-80
Эл. почта: anton_dys@iacp.dvo.ru

Витрик Олег Борисович

Д-р физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник лаборатории №21 ИАПУ ДВО РАН, профессор КТЭФ ДВФУ
Тел.: 8-902-523-91-63
Эл. почта: oleg_vitrik@mail.ru

Кульчин Юрий Николаевич

Академик РАН, д-р физ.-мат. наук, директор ИАПУ ДВО РАН

Тел.: 8 (423-2) 231-04-39

Эл. почта: director@iacp.dvo.ru

Dyshlyuk A.V., Vitrik O.B., Kulchin Yu.N.

Ultrasensitive SPR-refractometer based on irregular metal-dielectric optical waveguide

A novel type of surface plasmon resonance (SPR) – based refractometer built around a bent single mode optical fiber with metalized cladding is studied numerically. Strong coupling between the fundamental and surface plasmon modes is shown to occur through the meditation of cladding modes at certain combinations of fiber bend radius and metal film thickness. This effect is demonstrated to enable precision refractive index measurement both in spectral and intensity-modulated modes with a resolution down to 10^{-8} .

Keywords: Lasers, surface plasmon resonance, biosensing, plasmon-polaritons, precision refractometry.