

09

## **Возбуждение поверхностного плазмонного резонанса в изогнутом одномодовом световоде с металлизированной оболочкой: численное моделирование**

© Ю.Н. Кульчин<sup>1,2</sup>, О.Б. Витрик<sup>1,2</sup>, А.В. Дышлюк<sup>1,2</sup>,  
С.О. Гурбатов<sup>2</sup>, Lu Guohui<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

<sup>2</sup> Институт автоматки и процессов управления ДВО РАН,  
Владивосток, Россия

<sup>3</sup> Heilongjiang university, 74 Xuefu Road, Nangang District, Harbin, China  
E-mail: anton\_dys@iacp.dvo.ru

Поступило в Редакцию 26 июня 2014 г.

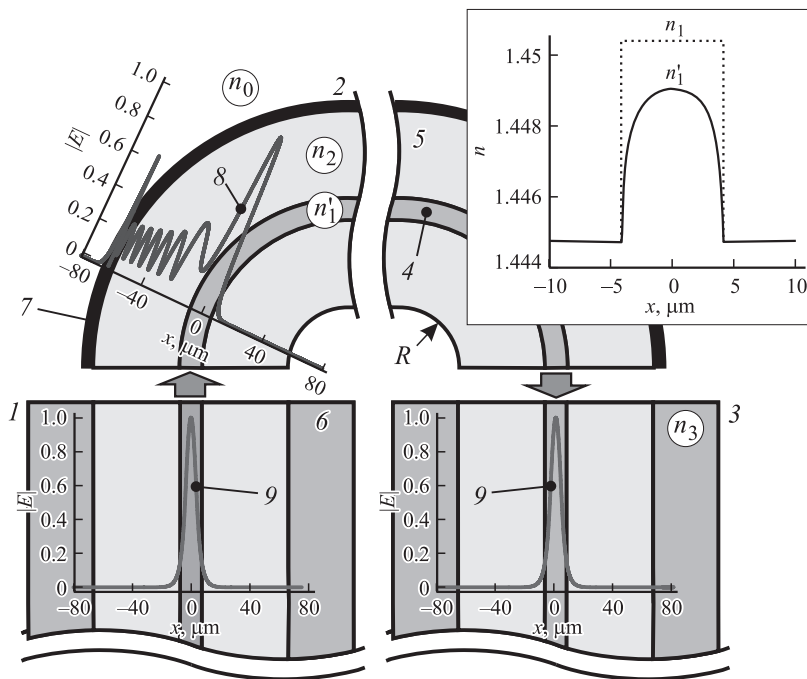
Численно исследованы процессы распространения направляемого излучения в деформированном одномодовом волоконном световоде с металлизированной оптической оболочкой. Определены оптимальные условия, при которых реализуется эффективная передача энергии направляемого излучения поверхностным плазмон-поляритонным волнам, распространяющимся вдоль границы раздела металл/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  $10^{-8}$ .

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 (RIU — refractive index unit) и менее. Как правило, ППР-рефрактометры создаются на основе призм (конфигурация Кречмана), дифракционных решеток, интегральных или волоконных световодов [4–6]. При этом последний вариант обеспечивает такие преимущества, как варьируемая 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 волоконного световода (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 данная работа.

Объектом исследования является стандартный одномодовый ВС, 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  $\rho_1 = 4.15$ ,  $\rho_2 = 62.5$ ,  $\rho_3 = 125 \mu\text{m}$ . 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



**Рис. 1.** Оптическая 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 (профиль второй моды подобен данному и на рисунке не приведен); 9 — профиль амплитуды электрического поля фундаментальной моды участков 1 и 3. На вставке — профиль ПП стандартного одномодового световода ( $n_1$ ) и эффективный градиентный профиль эквивалентного планарного световода ( $n'_1$ ).

участок 2 (рис. 1) 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. Анализ распространения света по такой структуре

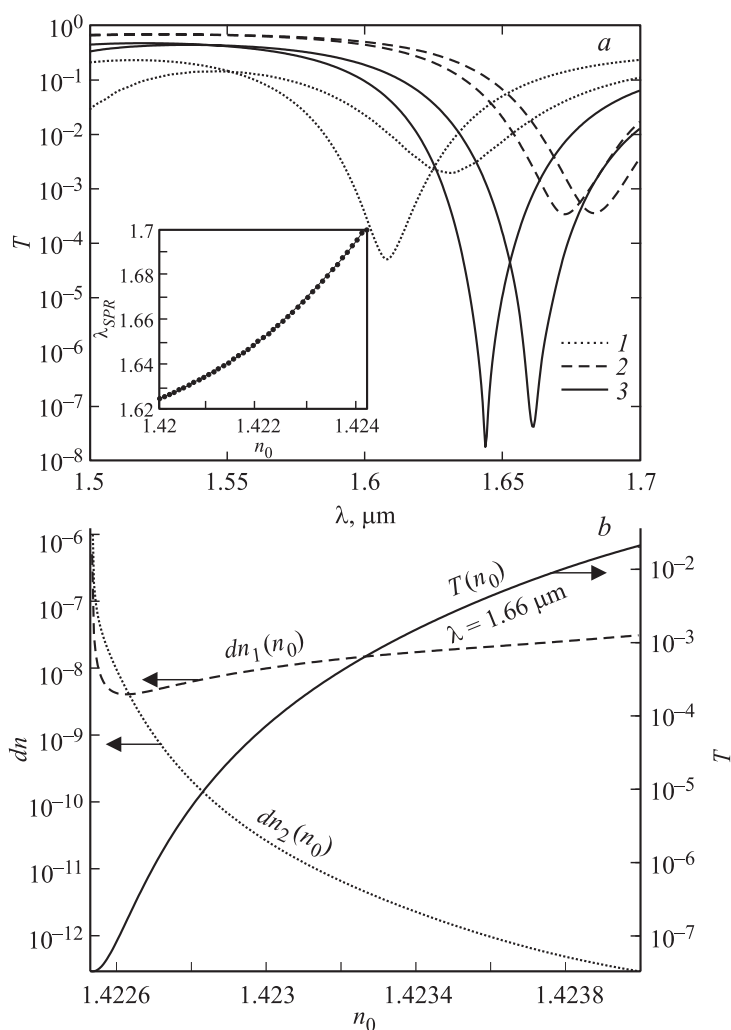
проводится численно методом разложения по направляемым модам (Eigenmode Expansion (EME)) [8]. Для упрощения расчетов цилиндрический волоконный световод со ступенчатым профилем ПП заменяется на эквивалентный планарный световод с эффективным градиентным профилем ПП  $n'_1$ , рассчитанным по методике эффективного показателя преломления (Effective Index Method) (рис. 1, вставка) [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].

Результаты расчетов показывают, что, как и следовало ожидать, направляемое излучение в участках 1 и 3 представлено единственной фундаментальной модой (рис. 1, кривая 9). Металлизированный участок 2 способен поддерживать большое число мод, однако с заметной эффективностью возбуждаются лишь две из них, профили которых в области сердцевины изогнутого световода подобны профилю ФМ участка 1. На длине волны плазмонного резонанса в профилях данных мод появляется выраженный пик на границе металл–внешняя среда, а их потери существенно (на 15–20 dB) увеличиваются. Характерный профиль амплитуды электрического поля одной из этих мод приведен на рис. 1, кривая 8.

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

$$a_p = \frac{1}{N_p} \int \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_p \cdot \mathbf{z} dx,$$

где  $\mathbf{E}_1$  — электрическое поле ФМ участка 1;  $N_p$ ,  $\mathbf{E}_p$ ,  $\mathbf{H}_p$  — соответственно нормировка, электрическое и магнитное поля мод второго участка;  $p$ ,  $q$  — индексы, нумерующие моды второго участка,  $\delta_{pq}$  — символ Кронекера,  $\mathbf{z}$  — единичный вектор в направлении оси световода. При вычислении коэффициента возбуждения ФМ участка 3 используется аналогичное выражение. В результате такого расчета найдено отношение мощностей ФМ, направляемых участками 3 и 1, которое представляет коэффициент пропускания всей структуры. Зависимость



**Рис. 2.** Результаты расчета коэффициента пропускания исследуемой структуры: *a* — спектры пропускания, рассчитанные для двух значений  $n_0$  (1.4216 и 1.4226) при толщинах пленки  $d$ , nm: 1 — 20, 2 — 40, 3 — 30. На вставке — зависимость длины волны ППР от показателя преломления внешней среды при  $d = 30$  nm; *b* — зависимости коэффициента пропускания на длине волны  $\lambda = 1.66 \mu\text{m}$ , а также величин  $dn_1$  и  $dn_2$  от показателя преломления внешней среды.

этого коэффициента от длины волны приведена на рис. 2, *a* 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 резонансной длиной волны провала  $\lambda_{SPR}$  можно управлять, варьируя радиус изгиба рассматриваемой структуры. Например, при  $R = 7.5$  мм длина волны  $\lambda_{SPR}$  попадает в стандартный телекоммуникационный С-диапазон (1530–1565 нм). Однако возможности метода мы решили продемонстрировать для *U*-диапазона (1625–1675 нм), в который  $\lambda_{SPR}$  попадает при  $R = 7.1$  мм, так как чувствительность резонансной длины волны ППР к показателю преломления внешней среды ( $d\lambda_{SPR}/dn_0$ ) в этом случае оказывается несколько выше (на 10–15%).

Глубина провала, а также спектральная избирательность и чувствительность  $d\lambda_{SPR}/dn_0$  сильно зависят от толщины металлической пленки  $d$ , причем наиболее высокие значения указанных параметров достигаются при  $d = 30$  нм. Это иллюстрируется рис. 2, *a*, на котором приведены результаты расчета спектра пропускания для двух значений  $n_0$  (1.4216 и 1.4226) при  $d = 20, 30$  и 40 нм. На вставке к рис. 2, *a* представлены результаты расчета зависимости резонансной длины волны от показателя преломления внешней среды для оптимальной толщины пленки  $d = 30$  нм. Видно, что эта зависимость близка к линейной, причем величина  $d\lambda_{SPR}/dn_0$  достигает  $\sim 20 \mu\text{m}/\text{RIU}$ , что превышает спектральную чувствительность многих известных волоконно-оптических ППР-сенсоров и лишь незначительно уступает наиболее чувствительным из них [1,2,5]. Отметим также, что спектральная ширина провала в этом случае оказывается значительно меньше, чем в известных ВО ППР-рефрактометрах ( $\sim 3$  нм по уровню 3 dB от максимального ослабления, кривая 3 на рис. 2, *a*), 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, *b* представлена зависимость коэффициента пропускания изогнутого участка от величины  $n_0$ , рассчитанная для фиксированной длины волны  $\lambda = 1.66 \mu\text{m}$  при  $d = 30$  нм. Как видно из рисунка, изменение ПП внешней среды приводит к экстремально большому изменению

коэффициента ослабления направляемого излучения, которое достигает  $\sim 60$  dB при изменении  $n_0$  на  $\sim 1.5 \cdot 10^{-3}$ .

В амплитудном режиме приема сигнала минимальное регистрируемое изменение величины  $n_0$  определяется уровнем шумов измерительной системы. Если в первом приближении полагать, что шумы измерительной системы обусловлены двумя факторами — шумами интенсивности лазера и собственными шумами фотоприемника, то порог чувствительности  $dn$  можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$dn = dn_1 + dn_2 = \frac{P_{N1}}{P_0} T \frac{dn_0}{dT} + \frac{P_{N2}}{P_0} \frac{dn_0}{dT},$$

где  $P_{N1}$  — эквивалентная мощность шума лазера,  $P_0$  — мощность излучения лазера,  $T$  — коэффициент пропускания,  $P_{N2}$  — эквивалентная мощность темнового шума фотоприемника. Данная оценка справедлива в предположении, что используется стабилизированный по частоте лазер, спектральная ширина линии излучения которого много меньше ширины провала в спектре пропускания исследуемой структуры. На рис. 2, *b* приведены результаты расчета зависимостей величин  $dn_1$  и  $dn_2$  от показателя преломления внешней среды, выполненные с использованием типичных для лабораторного оборудования значений  $P_0$ ,  $P_{N1}$ ,  $P_{N2}$ . Как видно из рисунка, 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, использование 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.

Таким образом, в работе численно исследованы процессы распространения направляемого излучения в изогнутом одномодовом световоде с металлизированной оптической оболочкой. Показано, что при оптимальном сочетании радиуса изгиба световода и толщины металлической пленки реализуется эффективная передача энергии направляемого по сердцевине излучения поверхностным плазмон-поляритонным волнам, распространяющимся вдоль границы раздела металл/внешняя среда, через посредство оболочечной моды шепчущей галереи. Это 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. Использование стандартных схем подавления шумов амплитудно-модулированных оптических сигналов открывает перспективы получения еще более высокого разрешения.

Работа поддержана грантами РФФИ и ДВО РАН: 14-02-31558-мол\_а, 14-III-B-02-018, 12-I-P24-02, ДВ № 4.6.

## Список литературы

- [1] *Guo X.* // *J. Biophotonics*. 2012. V. 5 (7). P. 483–501.
- [2] *Yong Chen, Hai Ming* // *Photonic Sensors*. 2012. V. 2 (1). P. 37–49.
- [3] *Peter Zijlstra, Pedro M.R. Paulo, Michel Orrit* // *Nature Nanotechnology*. 2012. V. 7. P. 379–382.
- [4] *Xiao G., Bock W.J.* (ed.). *Photonic Sensing: Principles and Applications for Safety and Security Monitoring*. Wiley, 2012. 336 p.
- [5] *Homola J.* *Surface Plasmon Resonance Based Sensors*. Springer Series on Chemical Sensors and Biosensors. Springer, 2006. 251 p.
- [6] *Gupta B.D., Verma R.K.* // *J. Sensors*. 2009. V 1. ID 979761. P. 1.
- [7] *Kulchin Yu.N., Vitrik O.B., Dyshlyuk A.V., Zhou Zh.* // *Laser Physics*. 2013. V. 23 (8). P. 085 105–085 109.
- [8] *Gallagher D.* *Photonics CAD Matures* // *LEOS newsletter*. 2008. P. 8–14.
- [9] *Chiang K.S.* // *Applied Optics*. 1986. V. 25 (3). P. 348–354.
- [10] *Снайдер А., Лав Дж.* *Теория оптических волноводов*. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [11] *Sammur R., Snyder A.W.* // *Applied Optics*. 1976. V. 15 (4). P. 1040–1044.