

# Высокодобротные резонансы Фано в изогнутом волноводном резонаторе с зеркалами с пространственно неоднородным коэффициентом отражения

А.В. Дышлюк<sup>1,2,3</sup>, О.Б. Витрик<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИАПУ ДВО РАН, 690041, Россия, г. Владивосток, ул. Радио, д. 5;

<sup>2</sup> Дальневосточный федеральный университет, 690091, Россия, г. Владивосток, ул. Суханова, д. 8;

<sup>3</sup> Владивостокский государственный университет экономики и сервиса, 690014, Россия, г. Владивосток, ул. Гоголя, д. 41

## Аннотация

Продemonстрированы высокодобротные резонансы Фано, а также эффекты, подобные электромагнитно-индуцированной прозрачности, возникающие в изогнутом волноводном резонаторе Фабри–Перо с зеркалами с переменным коэффициентом отражения. Показано, что данные эффекты возникают в результате связи фундаментальной моды сердцевины изогнутого световода с оболочечными модами шепчущей галереи. Исследовано влияние основных геометрических параметров резонатора на особенности в его спектрах отражения и пропускания. Полученные результаты могут найти применение при создании новых функциональных элементов фотоники на основе изогнутых волноводов, в частности, высокочувствительных портативных рефрактометров для био- и хемосенсорных систем, а также оптических датчиков механических воздействий.

**Ключевые слова:** резонансы Фано, электромагнитноиндуцированная прозрачность, изогнутый световод, мода шепчущей галереи, оптическая рефрактометрия.

**Цитирование:** Дышлюк, А.В. Высокодобротные резонансы Фано в изогнутом волноводном резонаторе с зеркалами с пространственно неоднородным коэффициентом отражения / А.В. Дышлюк, О.Б. Витрик // Компьютерная оптика. – 2023. – Т. 47, № 2. – С. 215–223. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1183.

**Citation:** Dyshlyuk AV, Vitrik OB. High-Q tunable Fano resonances in the curved waveguide resonator with mirrors with spatially variable reflectivity. Computer Optics 2023; 47(2): 215–223. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1183.

## Введение

В настоящее время резонансы Фано и связанные с ними эффекты, аналогичные расщеплению Ауслера–Таунса и электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1–3], активно исследуются в таких областях, как оптика [2, 4–6], нанофотоника [2, 7–9], плазмоника [6, 10], квантовая электроника [11], метаматериалы [2, 6], а также оптические био- и хемосенсорные технологии [12–14]. Интерес к данным явлениям обусловлен широкими возможностями по управлению формой спектрального отклика резонансных систем, что позволяет адаптировать его под конкретные задачи и приложения. В частности, резкие перепады от максимальных до практически нулевых значений в спектрах пропускания, отражения, поглощения или рассеяния, связанные с высокодобротными резонансами Фано и режимами, подобными ЭИП, позволяют создавать сенсорные и коммутирующие устройства с очень высокими разрешением и селективностью [2, 6, 12–16].

В работах [17–18] были впервые продемонстрированы перестраиваемые резонансы Фано и расщепление резонансных линий, аналогичное эффекту Ауслера–Таунса, возникающие в изогнутом волноводном резонаторе Фабри–Перо вследствие связи фундаментальной моды (ФМ) сердцевины и оболочечной моды шепчущей галереи (МШГ) изогнутого световода. Продemonстрированные эффекты, однако, приво-

дят к сравнительно гладкой картине расщепления резонансных линий без резких перепадов и острых спектральных особенностей, которые были бы перспективны для практических применений. В работе [18] высказано предположение, что для получения таких особенностей требуется применение в составе резонатора пространственно неоднородных зеркал с изменяющимся коэффициентом отражения, обеспечивающих высокую добротность МШГ-резонанса и низкую добротность ФМ-резонанса. В настоящей статье на примере упрощенной планарной геометрии будет впервые (насколько нам известно) показано, что использование таких зеркал в составе изогнутого волноводного резонатора действительно приводит к возникновению в его спектрах острых резонансов Фано и узкополосных симметричных контуров, характерных для эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности. Благодаря тому, что данные резонансные явления возникают вследствие связи ФМ с оболочечной МШГ, постоянная распространения которой зависит от радиуса изгиба световода и показателя преломления внешней среды (поле МШГ проникает во внешнюю среду в виде эванесцентной волны), они открывают перспективы создания новых высокоэффективных сенсорных устройств, например, оптических датчиков механических воздействий или портативных волноводных рефрактометров для био- и хемосенсорики.

Статья построена следующим образом. Вначале обсуждается связь между фундаментальной модой сердцевинной и оболочечными модами шепчущей галереи, возникающая в изогнутом одномодовом световоде. Затем будет показано, что вследствие этой связи резонатор Фабри–Перо, образованный участком такого световода с зеркалами на торцах, работает как система двух связанных ФМ- и МШГ-субрезонаторов, что позволяет получить в его спектрах симметричные и асимметричные узкополосные резонансные контуры, которые могут быть положены в основу работы датчиков показателя преломления или механических воздействий. После этого будет исследовано влияние основных геометрических параметров резонатора на положение, форму и контрастность данных резонансных контуров, установлено, чем ограничивается последняя и как достичь ее наибольших значений.

**Объект и методология исследования**

Схематическое изображение изогнутого планарного волновода приведено на рис. 1е. Его параметры выбраны близкими к параметрам стандартного одномодового волоконного волновода без полимерного покрытия, на воздухе:  $n_1 = 1,4504$ ,  $d_1 = 4$  мкм,  $n_2 = 1,4447$ ,  $d_2 = 125$  мкм,  $n_3 = 1$ . Вследствие полного

внутреннего отражения на границе между оболочкой и внешней средой световедущими свойствами в этом волноводе обладает не только сердцевина, но и оболочка. Для описания процессов распространения света по такому комбинированному световоду можно использовать два различных подхода [20]. Первый, более строгий, состоит в разложении направляемого излучения по не взаимодействующим друг с другом модам всего многослойного изогнутого световода (МИС), рассматриваемого как единое целое. Все расчетные результаты в настоящей работе получены именно этим методом, при помощи коммерческого программного обеспечения для численного моделирования волноводных устройств Ansys Lumerical MODE.

Во втором, приближенном, но интуитивно более понятном, подходе сердцевина и оболочка изогнутого волновода рассматриваются по отдельности. Сердцевина направляет единственную фундаментальную моду, а оболочка поддерживает множество мод шепчущей галереи. Моды сердцевины и оболочки в этом подходе могут взаимодействовать друг с другом: при совпадении постоянных распространения ФМ и одной из МШГ между ними может возникать связь, описываемая теорией связанных мод [20]. В настоящей работе этот подход используется для интерпретации численных результатов.

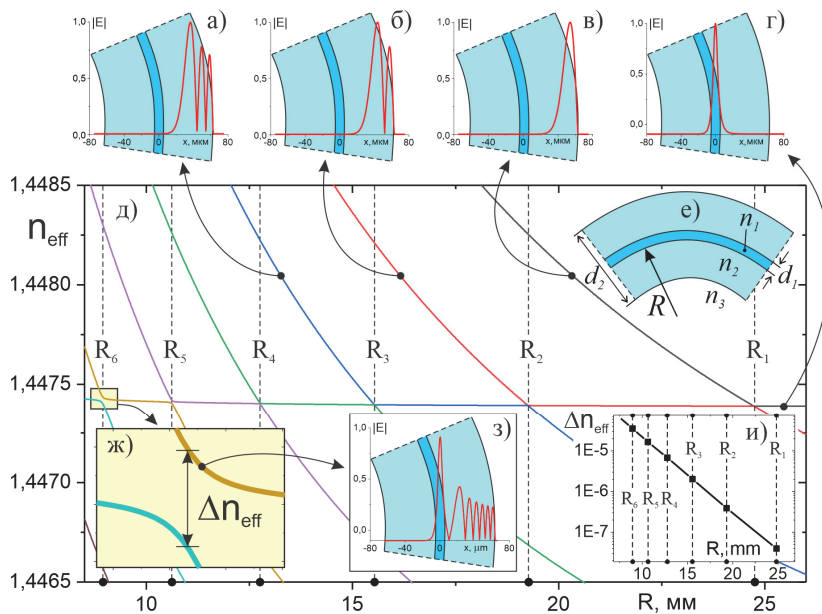


Рис. 1. Зависимости эффективных показателей преломления мод МИС от радиуса изгиба на фиксированной длине волны  $\lambda = 1555$  нм (д). На вставках: (а–е) – амплитудные профили мод МИС, рассчитанные при нерезонансных радиусах изгиба и совпадающие с профилями МШГ (а–в) и ФМ (г); (е) – схематическое изображение исследуемого изогнутого световода; (ж) – увеличенное изображение антипересечения дисперсионных зависимостей мод МИС в окрестности резонансного радиуса изгиба  $R_6$ ; (з) – амплитудный профиль одной из двух мод МИС вблизи резонансного радиуса изгиба, представляющий результат гибридизации ФМ и МШГ (вторая мода МИС имеет похожий профиль и на рисунке не показана); (и) – величина расщепления дисперсионных кривых  $\Delta n_{eff}$  в зависимости от резонансного значения радиуса изгиба ( $R_1 = 24,753$  мм,  $R_2 = 19,269$  мм,  $R_3 = 15,537$  мм,  $R_4 = 12,764$  мм,  $R_5 = 10,625$  мм,  $R_6 = 8,932$  мм)

На рис. 1 приведены результаты численного расчета зависимостей эффективных показателей преломления (ЭПП) мод МИС от радиуса изгиба световода на фиксированной длине волны 1555 нм. Как ЭПП,

так и профили мод МИС (рис. 1а–г) по большей части совпадают с ЭПП и профилями ФМ и МШГ, за исключением окрестностей некоторых резонансных радиусов изгиба  $R_n$  (где  $n$  – порядковый номер резо-

нанса). На данных радиусах изгиба, где ЭПП ФМ и МШГ становятся одинаковыми, в дисперсионных кривых мод МИС возникают характерные «антипересечения» [19] (рис. 1ж), а их профили представляют результат объединения или гибридизации ФМ и соответствующей МШГ (рис. 1з). Эти обстоятельства свидетельствуют о том, что в окрестности резонансных радиусов изгиба в изогнутом одномодовом световоде возникает связь между фундаментальной модой сердцевинной и оболочечными модами шепчущей галереи.

В теории волноводов связь мод принято подразделять на сильную или слабую в зависимости от того, совпадают или не совпадают постоянные распространения связанных мод [20]. Однако в настоящей работе интерес представляют только резонансные радиусы изгиба, вблизи которых ЭПП ФМ и МШГ практически одинаковы, поэтому силу связи между ними целесообразно характеризовать коэффициентом связи. Согласно теории связанных мод данный коэффициент вычисляется через интеграл перекрытия профилей ФМ и МШГ [20], а с точки зрения мод МИС он характеризуется величиной расщепления их дисперсионных кривых  $\Delta n_{eff}$  (рис. 1ж) в окрестности антипересечения [19–20]. График зависимости  $\Delta n_{eff}$  от резонансного значения радиуса изгиба приведен на рис. 1и. Как видно, с увеличением  $R_n$  величина  $\Delta n_{eff}$  и, следовательно, коэффициент связи между ФМ и МШГ уменьшаются экспоненциально. Как будет показано ниже, это обстоятельство оказывается важным для получения острых резонансных особенностей в спектрах отражения и пропускания резонатора Фабри–Перо, образованного участком изогнутого волновода с зеркалами на торцах.

Схематическое изображение такого волноводного резонатора приведено на рис. 2в. При возникновении связи между ФМ и МШГ его можно рассматривать как систему двух связанных ФМ- и МШГ-субрезонаторов, первый из которых возбуждается излучением фундаментальной моды в прямом подводящем участке (1), а второй получает энергию за счет связи с первым. Вывод излучения осуществляется из ФМ-субрезонатора посредством прямого выходного участка (5). Как показано в работах [17, 18], такая оптическая система аналогична механической системе двух связанных маятников  $P1$  и  $P2$ , осциллирующих в режиме вынужденных колебаний под действием гармонической силы, приложенной к одному из них (рис. 2г). Если маятники имеют одинаковые собственные частоты ( $\omega_1 = \omega_2$ ) и одинаковые потери ( $\gamma_1 = \gamma_2$ ), то в режиме сильной связи (при  $g \gg \gamma_1, \gamma_2$ ) в амплитудно-частотной характеристике маятника  $P1$  наблюдается симметричное расщепление резонансного контура, аналогичное эффекту Ауслера–Таунса [3]. Такое же расщепление резонансных линий возникает и в спектрах отражения и пропускания изогнутого волноводного резонатора Фабри–Перо при использовании в его составе сплошных однородных зеркал,

обеспечивающих одинаковые потери ФМ- и МШГ-субрезонаторов, при достаточно большой силе связи ФМ-МШГ (т.е. при достаточно малом резонансном радиусе изгиба) и достаточно высокой добротности ФМ- и МШГ-субрезонаторов [17, 18].

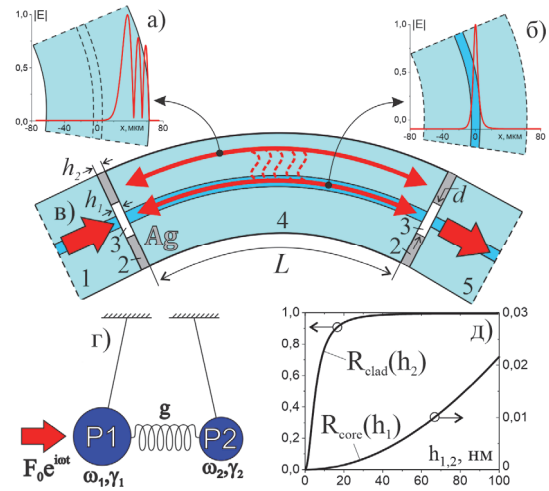


Рис. 2. Схематическое изображение изогнутого волноводного резонатора с неоднородными зеркалами в виде слоев серебра с отверстиями в области сердцевинной световода (в): 1 – прямой подводящий участок световода, 2 – серебряные зеркала, 3 – воздушный зазор в области сердцевинной световода, 4 – участок изогнутого световода, 5 – прямой выходной участок световода. На вставках: (а, б) – амплитудные профили ФМ и МШГ, между которыми возникает связь при  $R \sim R_3 = 15,537$  мм,  $\lambda = 1555$  нм; (г) – механическая аналогия изогнутого волноводного резонатора в виде двух связанных маятников, осциллирующих в режиме вынужденных колебаний под действием гармонической силы, приложенной к одному из них; (д) – расчетные энергетические коэффициенты отражения света от воздушного зазора в области сердцевинной ( $R_{core}$ ) и от слоя серебра в оболочке ( $R_{clad}$ ) в зависимости от толщин  $h_1$  и  $h_2$

Расщепление резонансных линий, возникающее в режиме сильной связи ФМ- и МШГ-субрезонаторов и аналогичное эффекту Ауслера–Таунса, однако, не приводит к резким перепадам и узкополосным резонансным особенностям в спектрах, которые были бы перспективны для практических применений. Для получения таких особенностей в механической системе связанных маятников, например, острого асимметричного резонанса Фано или узкого симметричного провала в широком резонансном контуре, характерного для эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности, нужно, во-первых, чтобы потери маятника  $P2$  были существенно меньше потерь маятника  $P1$  ( $\gamma_2 \ll \gamma_1$ ); во-вторых, чтобы коэффициент связи между ними был много меньше коэффициента затухания первого маятника ( $g \ll \gamma_1$ ), что соответствует режиму слабой связи [3]. Для исследуемого изогнутого резонатора условия получения узкополосных спектральных особенностей можно переформулировать следующим образом: во-первых, добротность МШГ-субрезонатора должна быть существенно выше доб-

ротности ФМ-субрезонатора. Во-вторых, сила связи между ФМ и МШГ и добротность ФМ-субрезонатора должны быть достаточно малы. Этим условиям легко удовлетворить при помощи пространственно неоднородных зеркал на торцах резонатора, обеспечивающих высокий коэффициент отражения в оболочке и низкий – в области сердцевинки световода, в сочетании с достаточно большим резонансным радиусом изгиба, гарантирующим режим слабой связи ФМ- и МШГ-субрезонаторов.

В данной работе зеркала с переменным коэффициентом отражения реализованы наиболее простым способом в виде оптически толстых слоев серебра ( $\epsilon_{Ag} \approx -130 + 3,3i$  при  $\lambda \sim 1555$  нм [21]) на торцах резонатора с отверстиями в области сердцевинки (рис. 2в). Энергетический коэффициент отражения для излучения в оболочке  $R_{clad}$ , рассчитанный в зависимости от толщины слоя серебра  $h_2$ , приведен на рис. 2д. Как видно, он быстро увеличивается с ростом  $h_2$  и при  $h_2 \geq 50$  нм уже мало отличается от 100%. Отверстие в металле в области сердцевинки представляет слабоотражающее интерференционное зеркало, образованное двумя торцами световода с воздушным зазором между ними. Расчетная зависимость коэффициента отражения такого зеркала  $R_{core}$  от толщины зазора  $h_1$  также приведена на рис. 2д. Как видно, он увеличивается с ростом  $h_1$  гораздо медленнее, чем  $R_{clad}$ , и даже при  $h_1 = 100$  нм достигает лишь  $\sim 2\%$ . Таким образом, если принять для простоты  $h_1 = h_2$ , то при толщине такого комбинированного зеркала в несколько десятков нанометров имеем  $R_{clad} \gg R_{core}$ , что обеспечивает выполнение первого из указанных выше условий и в сочетании с выбором достаточно большого радиуса изгиба позволяет рассчитывать на возникновение острых резонансных особенностей в спектрах отражения и пропускания изогнутого волноводного резонатора.

### Численные результаты и их обсуждение

Спектры отражения и пропускания исследуемого резонатора, рассчитанные для четырех радиусов изгиба в окрестности резонансного значения  $R_3 = 15,537$  мм при  $h_1 = h_2 = 100$  нм, приведены на рис. 3. Как видно из рис. 3а, на фоне слабовыраженной синусоидальной модуляции, порождаемой низкодобротным ФМ-субрезонатором, в спектрах действительно возникают острые асимметричные резонансы Фано. Эти резонансы наблюдаются на собственных длинах волн МШГ-субрезонатора и похожи по форме на резонансы Фано в АЧХ маятника  $P1$  в механической колебательной системе. Отметим, что такая асимметричная форма резонанса характерна для случая, когда собственные частоты связанных маятников различаются [2]. Это справедливо и для связанных субрезонаторов: как видно из рис. 3а, положение резонансов Фано не совпадает с максимумами синусоидальной модуляции коэффициента пропускания, то есть собственные длины волн ФМ- и МШГ-

субрезонаторов различаются несмотря на то, что постоянные распространения соответствующих связанных мод на данном радиусе изгиба в точности совпадают. Это объясняется следующим. Резонансные длины волн данных субрезонаторов определяются из условия кратности набега фазы соответствующих мод за обход резонатора двум  $\pi$ , с учетом сдвига фазы при отражении от зеркал. Сдвиги фазы при отражении от слоя серебра в оболочке и от воздушного зазора в области сердцевинки существенно различаются, что и объясняет различие собственных длин волн ФМ- и МШГ-субрезонаторов.

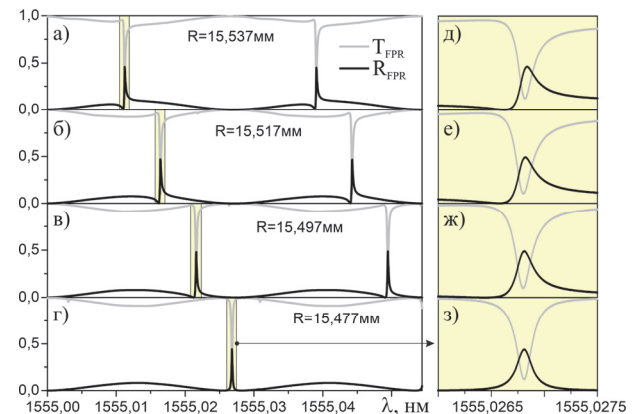


Рис. 3. Спектры отражения  $R_{FPR}(\lambda)$  и пропускания  $T_{FPR}(\lambda)$  изогнутого волноводного резонатора ( $R_{FPR}(\lambda) = P_R(\lambda)/P_0$ ,  $T_{FPR}(\lambda) = P_T(\lambda)/P_0$ , где  $P_0$  – мощность возбуждающей ФМ в подводящем участке 1 (см. рис. 2в),  $P_R(\lambda)$  – мощность отраженной ФМ в этом же участке,  $P_T(\lambda)$  – мощность прошедшей ФМ в выходном участке 5), рассчитанные при  $R = 15,537$  мм (а, д),  $R = 15,517$  мм (б, е),  $R = 15,497$  мм (в, ж) и  $R = 15,477$  мм (г, з),  $h_1 = h_2 = 100$  нм,  $d = 30$  мкм,  $L = 30$  мм. На вставках (д–з) резонансные особенности в спектрах показаны в увеличенном виде

Отметим, что вследствие сильной зависимости ЭПП мод шепчущей галереи от кривизны волновода, резонансные длины волн МШГ-субрезонатора можно перестраивать за счет тонкой подстройки радиуса изгиба в окрестности его резонансного значения. Это, как иллюстрируется рис. 3б–г, позволяет управлять положением и формой узкополосных резонансных контуров. В частности, при  $R = 15,477$  мм, как видно из рис. 3з, резонансы ФМ- и МШГ-субрезонаторов совмещаются, и в спектре пропускания всего изогнутого резонатора наблюдается узкий симметричный провал в широком резонансном контуре, характерный для эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности [2, 3]. Аналогичный провал возникает и в АЧХ возбуждаемого маятника в механической колебательной системе при  $\omega_1 = \omega_2$ ,  $\gamma_2 \ll \gamma_1$  и  $g \ll \gamma_1$  [3].

Сильная зависимость положения резонансов Фано от радиуса изгиба может быть положена в основу датчиков механических воздействий, приводящих к изменению кривизны резонатора. С другой стороны, и при постоянном радиусе изгиба, вследствие проникновения поля МШГ за пределы оболочки в виде

эванесцентной волны, их ЭПП и, соответственно, положение резонансов Фано в спектрах изогнутого резонатора будет зависеть от показателя преломления внешней среды, что открывает перспективы создания высокоточных волноводных рефрактометров. По своим метрологическим характеристикам такие сенсоры могут превзойти известные рефрактометры на основе изогнутых световодов [22–25] благодаря большой амплитуде и малой ширине наблюдаемых резонансных профилей (отношение данных величин, характеризующее контрастность резонансного контура, является одним из основных параметров, влияющих на разрешение рефрактометрических измерений [26]).

Спектры исследуемого резонатора являются периодическими, причем их период (свободная область дисперсии (*FSR*, free spectral range [27]), также как и характерная ширина спектральных особенностей в них, обратно пропорциональны длине резонатора. По этой причине более информативным параметром для оценки контрастности резонансных контуров Фано, чем их обратная полуширина  $1/W$ , является острота  $FSR/W$ , аналогичная остроте полос (finesse) обычного резонатора Фабри–Перо [27].

С учетом вышесказанного определим контрастность ( $S$ ) резонансных контуров Фано как произведение их амплитуды  $A$  (глубины провала в спектре пропускания) на остроту:  $S = A \cdot FSR / W$  (рис. 4б, е). Исходя из механической аналогии, можно предположить, что величина  $S$  в исследуемой оптической системе должна зависеть, главным образом, от добротности МШГ-субрезонатора, которая определяется его потерями и длиной, и от силы связи между ФМ и МШГ, которая, в свою очередь, зависит от величины  $R_n$  (рис. 1и). Проиллюстрируем влияние указанных факторов на контрастность и форму резонансных контуров в спектрах исследуемого резонатора.

Потери МШГ-субрезонатора можно подразделить на радиационные и диссипативные. Радиационные потери обусловлены излучением МШГ, выходящим из резонатора за счет пропускания света через металлические зеркала, дифракции на внутренних краях зеркал, а также туннелирования через поверхность оболочки во внешнюю среду из-за изгиба световода [20]. Потери на туннелирование, однако, как показывают расчеты, пренебрежимо малы при рассматриваемых в работе радиусах изгиба ( $R > 10$  мм), поэтому радиационные потери МШГ-субрезонатора связаны только с вытеканием излучения сквозь зеркала и дифракцией на их краях. Диссипативные потери также возникают в зеркалах и обусловлены поглощением света в серебре вследствие ненулевой мнимой части его диэлектрической проницаемости. Отметим, что поглощение света зеркалом в рабочем спектральном диапазоне очень мало и составляет согласно расчетам лишь  $\sim 0,65\%$ , независимо от толщины  $h_2$  (при  $h_2 \geq 60$  нм). Тем не менее, как будет показано ниже, при достаточно низких радиационных потерях погло-

щение становится главным фактором, ограничивающим добротность МШГ-субрезонатора, и оказывает решающее влияние на форму и контрастность резонансов Фано в спектрах исследуемого резонатора.

Рассмотрим сначала роль радиационных потерь МШГ-субрезонатора, связанных с пропусканием света через зеркала. Коэффициент пропускания металлических зеркал, как следует из рис. 2д, быстро уменьшается с ростом толщины зеркала  $h_2$ , что должно приводить к повышению контрастности резонансов Фано вследствие увеличения добротности МШГ-субрезонатора. Для подтверждения этого предположения на рис. 4 представлены результаты расчета зависимости  $S(h_2)$ , а также спектров отражения и пропускания изогнутого волноводного резонатора при  $h_2 = 20, 40, 60$  и  $80$  нм (для наглядности коэффициент пропускания интерференционного зеркала в области сердцевины, определяющий радиационные потери ФМ-субрезонатора, оставлен неизменным за счет фиксированной толщины  $h_1 = 100$  нм).

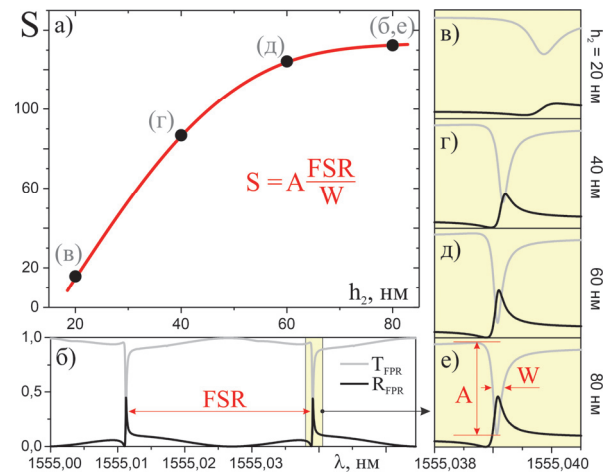


Рис. 4. Зависимость контрастности  $S$  резонансного контура ( $S = A \cdot FSR / W$ , где  $A = T_{max} - T_{min}$  – разница максимального и минимального значений коэффициента пропускания в окрестности резонанса,  $FSR$  – свободная область дисперсии,  $W$  – полная ширина провала по уровню  $(T_{max} + T_{min})/2$  от толщины металлических зеркал в оболочке (а); (б) – спектры отражения ( $R_{FPR}$ ) и пропускания ( $T_{FPR}$ ) изогнутого волноводного резонатора, рассчитанные при  $h_1 = 100$  нм,  $h_2 = 80$  нм,  $R = 15,537$  мм,  $d = 30$  мкм,  $L = 30$  мм. На вставках (в–е) резонансные особенности в спектрах показаны в увеличенном виде при  $h_2 = 20$  нм (в),  $h_2 = 40$  нм (г),  $h_2 = 60$  нм (д),  $h_2 = 80$  нм (е)

Как видно из рис. 4, при малых толщинах зеркал контрастность резонансного контура действительно монотонно возрастает с  $h_2$ , однако при  $h_2 \geq 60$  нм рост насыщается, и спектры, рассчитанные при  $h_2 = 60$  нм (рис. 4д) и  $80$  нм (рис. 4е), визуально уже мало отличаются друг от друга. Отметим, что минимум в резонансном провале спектра пропускания при  $h_2 \geq 60$  все еще не достигает нуля. В механической системе связанных осцилляторов (рис. 2е) тот факт, что резонансный минимум в АЧХ маятника  $P1$  не достигает нуля, указывает на ненулевые потери маятника  $P2$ .

Это позволяет сделать вывод, что при  $h_2 \geq 60$  нм у МШГ-субрезонатора все еще остаются некоторые ненулевые потери, которые, однако, уже не связаны с пропусканием света сквозь зеркала и могут быть обусловлены только дифракцией и/или поглощением света в зеркалах. При дальнейших расчетах мы используем заведомо большую толщину зеркал  $h_2 = 100$  нм, чтобы исключить влияние потерь на пропускание на добротность МШГ-субрезонатора.

Дифракционные потери МШГ-субрезонатора определяются тем, насколько сильно профиль МШГ ограничивается внутренним краем металлического зеркала, поэтому их величина зависит от размера отверстия в зеркале  $d$  и ширины профиля моды шепчущей галереи (рис. 5ж–к). Ширина профиля увеличивается с ростом порядка МШГ (рис. 1а–в), поэтому при фиксированном  $d$  дифракционные потери МШГ-субрезонатора будут более существенными при связи ФМ с МШГ более высоких порядков на меньших резонансных радиусах изгиба (рис. 1). Исходя из этих же соображений, следует ожидать, что при любом выбранном значении  $R_n$  дифракционные потери должны снижаться, а контрастность резонансного контура – увеличиваться с уменьшением  $d$  (рис. 5ж–к). Для подтверждения этого вывода ниже представлены результаты расчета зависимости  $S(d)$ , а также спектров отражения и пропускания изогнутого резонатора при  $d = 20, 30, 40$  и  $50$  мкм,  $R = R_3 = 15,537$  мм.

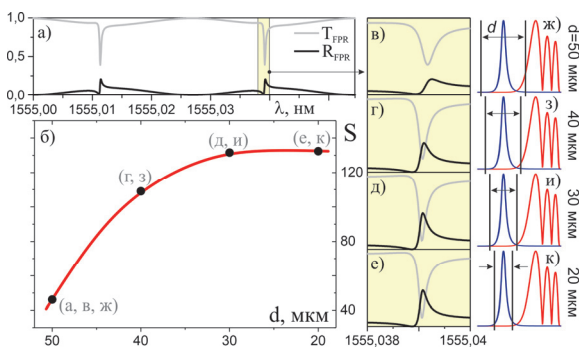


Рис. 5. Зависимость контрастности  $S$  резонансного контура от размера отверстия в металлических зеркалах (б). Спектры отражения и пропускания изогнутого волноводного резонатора, рассчитанные при  $d = 50$  мкм,  $R = 15,537$  мм,  $h_1 = h_2 = 100$  нм,  $L = 30$  мм (а). На вставках (в–е) резонансные особенности в спектрах показаны в увеличенном виде при  $d = 50$  мкм (в),  $d = 40$  мкм (з),  $d = 30$  мкм (д),  $d = 20$  мкм (е). На вставках (ж–к) показаны границы отверстия в зеркале для различных значений  $d$  на фоне амплитудных профилей рассматриваемых по отдельности связанных ФМ и МШГ

Как видно, контрастность резонансов Фано в спектрах исследуемого резонатора действительно монотонно возрастает с уменьшением размера отверстия, однако данная тенденция наблюдается лишь до тех пор, пока  $d \geq 30$  мкм. При меньших значениях  $d$  дифракционные потери уже не оказывают влияния на добротность МШГ-субрезонатора, что иллюстрируется резонансными контурами при  $d = 30$  (рис. 5д) и

20 мкм (рис. 5е), которые визуально практически не отличаются друг от друга. Отметим, что при  $d \lesssim 20$  мкм спектры резонатора начинают искажаться вследствие ограничения краями зеркала профиля фундаментальной моды. Поэтому при дальнейших расчетах размер отверстия в зеркалах принят равным 30 мкм (при  $R = 15,537$  мм), что практически исключает влияние дифракционных потерь на добротность МШГ-субрезонатора и в то же время позволяет избежать спектральных искажений.

Суммарные радиационные потери МШГ-субрезонатора, таким образом, при  $d = 30$  мкм и  $h_2 = 100$  нм оказываются пренебрежимо малы, однако даже в их отсутствие минимум в резонансном провале, как видно из рис. 4е и 5д, е, все еще не достигает 0. Это указывает на заметную роль малого, но отличного от нуля поглощения света в металлических зеркалах. Наиболее ярко влияние этих диссипативных потерь можно проиллюстрировать на примере зависимости контрастности резонансного контура от длины резонатора  $L$ .

Величина  $L$  влияет на добротности обоих связанных субрезонаторов, которые возрастают  $\sim L$ , а также на свободную область дисперсии, которая входит в определение контрастности  $S$ . Эти обстоятельства делают зависимость  $S(L)$  несколько более сложной, чем приведенные выше зависимости  $S(h_2)$  и  $S(d)$ . Результаты расчета  $S(L)$  для трех резонансных радиусов изгиба, а также спектры отражения и пропускания исследуемого резонатора при  $L = 5, 20$  и  $80$  мм,  $R = 15,537$  мм приведены на рис. 6.

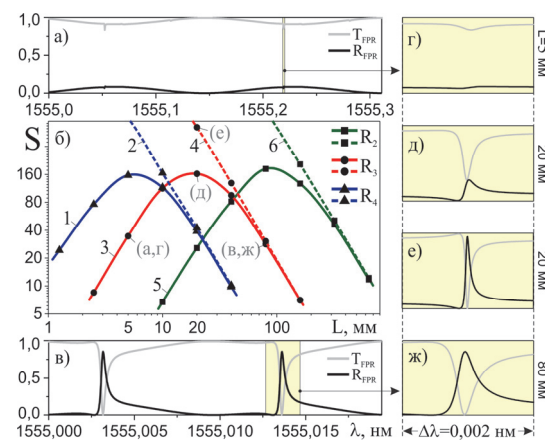


Рис. 6. Зависимости контрастности  $S$  резонансных контуров от длины резонатора (б), рассчитанные при  $h_1 = h_2 = 100$  нм и  $R = R_4 = 12,764$  мм,  $d = 24$  мкм (1, 2),  $R = R_3 = 15,537$  мм,  $d = 30$  мкм (3, 4) и  $R = R_2 = 19,269$  мм,  $d = 34$  мкм (5, 6). Сплошные кривые 1, 3, 5 получены при использовании обычного серебра, а пунктирные линии 2, 4, 6 – при использовании идеализированного серебра без потерь с действительной диэлектрической проницаемостью  $\tilde{\epsilon}_{Ag} = -130 + 0i$ . На вставках (а, в, з, д, ж) приведены спектры отражения и пропускания изогнутого волноводного резонатора при использовании обычного серебра и  $L = 5$  мм (а, з),  $L = 20$  мм (д) и  $L = 80$  мм (в, ж). На вставке (е) показан увеличенный вид резонансного контура при использовании серебра без потерь и  $L = 20$  мм

Графики 3 и 4 на рис. 6б соответствуют зависимости  $S(L)$ , рассчитанной при  $R=15,537$  мм для двух случаев: при использовании в качестве материала зеркал обычного серебра (сплошная кривая 3) и идеализированного серебра с действительной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{Ag} = -130 + 0i$  (пунктирная линия 4). Во втором случае диссипативные потери в зеркалах отсутствуют и суммарные потери МШГ-субрезонатора можно считать нулевыми. Глубина резонансного провала в этом случае достигает максимально возможного единичного значения при любом  $L$  (в качестве примера на рис. 6е показан резонансный контур в увеличенном виде при  $L=20$  мкм), и изменение  $S(L)$  связано исключительно с изменением ширины резонанса и свободной области дисперсии. С уменьшением  $L$  область свободной дисперсии увеличивается, а ширина резонанса Фано, напротив, как видно из сравнения рис. 6е и 6ж, уменьшается. Последняя тенденция обусловлена снижением добротности ФМ-субрезонатора и аналогична сужению резонансного провала в АЧХ маятника  $P1$  в механической системе с ростом  $\gamma_1$  при  $\gamma_2=0$ ,  $g \ll \gamma_1$ . Вследствие этих двух тенденций с уменьшением длины резонатора контрастность резонансных контуров Фано монотонно и неограниченно возрастает (пунктирная линия 4 на рис. 6б).

При наличии у МШГ-субрезонатора диссипативных потерь рост  $S$  с уменьшением  $L$  хоть и наблюдается при больших значениях  $L$ , но не является неограниченным (сплошная кривая 3 на рис. 6б): величина  $S$  достигает максимального значения при некоторой оптимальной длине резонатора ( $S \approx 160$  при  $L_{opt} \approx 20$  мм), после чего монотонно падает. Это падение возникает из-за резкого уменьшения глубины резонансного провала при малых значениях  $L$  (рис. 6а, з), которое обусловлено низкими добротностями МШГ- и ФМ-субрезонаторов и аналогично уменьшению амплитуды резонанса Фано в механической системе связанных маятников с ростом  $\gamma_2$  и  $\gamma_1$  при  $0 < \gamma_2 \ll \gamma_1$  и  $g \ll \gamma_1$ .

В общем случае высота локального максимума зависимости  $S(L)$  будет тем больше, а величина  $L_{opt}$  тем меньше, чем ближе к нулю суммарные потери МШГ-субрезонатора. В рассматриваемом случае эти потери являются диссипативными и не поддаются дальнейшему снижению. Более того, в выбранном спектральном диапазоне из всех широкодоступных металлов серебро уже имеет наименьшую мнимую часть диэлектрической проницаемости и, соответственно, минимальные диссипативные потери. Дальнейшее снижение потерь МШГ-субрезонатора и повышение контрастности резонансных контуров возможны при использовании вместо металлических зеркал многослойных диэлектрических. На практике, однако, по мере приближения физических потерь МШГ-субрезонатора к нулю возникает необходимость учитывать также его малые, но неизбежные потери, обу-

словленные технологическими ограничениями при изготовлении. Таким образом, реально достижимое максимальное значение  $S$  с учетом как физических, так и технологических ограничений представляет предмет отдельного исследования.

Помимо добротностей МШГ- и ФМ-субрезонаторов, влияние которых рассматривалось до сих пор, контрастность резонансов Фано зависит также от коэффициента связи между субрезонаторами, который уменьшается с ростом резонансного радиуса изгиба (рис. 1и). Для иллюстрации влияния радиуса изгиба на рис. 6б приведены также зависимости  $S(L)$ , рассчитанные при  $R=R_2=19,269$  мм и  $R_4=12,764$  мм. Как видно, ослабление связи ФМ- и МШГ-резонаторов с ростом  $R$  приводит к сдвигу зависимости  $S(L)$  вправо. Максимальное значение  $S$ , как и характер зависимостей  $S(L)$  для случаев реального и идеализированного серебра, остаются при этом практически без изменений. В отсутствие диссипативных потерь (пунктирные линии 2, 4, 6) величина  $S$  увеличивается с ростом  $R$  при любом фиксированном значении  $L$  за счет сужения резонансного контура из-за ослабления связи ФМ и МШГ. Однако при наличии потерь на поглощение (сплошные кривые 1, 3, 5) это ослабление приводит также к резкому уменьшению глубины резонансного провала при малых значениях  $L$ . В совокупности эти две тенденции приводят к сдвигу зависимости  $S(L)$  и повышению оптимальной длины резонатора, которая составляет  $L_{opt} \approx 5, 20$  и  $100$  мм соответственно при  $R=12,764, 15,537$  и  $19,269$  мм.

Все представленные выше результаты получены для ТЕ-поляризации излучения в световоде. Расчеты для ТМ-поляризации дают аналогичные результаты, однако резонансные значения радиусов изгиба, на которых возникает связь между ФМ и МШГ, несколько отличаются вследствие поляризационной зависимости ЭПП фундаментальной моды и, главным образом, мод шепчущей галереи.

### Заключение

Таким образом, в настоящей работе впервые продемонстрированы перестраиваемые высокочастотные резонансы Фано, а также спектральные контуры, характерные для электромагнитно-индуцированной прозрачности, в спектрах отражения и пропускания изогнутого волноводного резонатора Фабри-Перо с зеркалами с пространственно неоднородным коэффициентом отражения. Исследовано влияние радиуса изгиба, толщины зеркал, размера отверстия и длины резонатора на положение, форму и контрастность узкополосных резонансных линий. Показано, что максимальная контрастность наблюдаемых резонансных контуров составляет  $S \approx 160$ , ограничена диссипативными потерями МШГ-субрезонатора и достигается на оптимальной длине резонатора, зависящей от его радиуса изгиба. Показано, что дальнейшее повышение кон-

трастности может быть достигнуто при использовании многослойных диэлектрических зеркал без поглощения.

Благодаря высокой контрастности продемонстрированных резонансных контуров, полученные в статье результаты могут быть востребованы при разработке новых высокоэффективных функциональных элементов фотоники, в особенности волноводных измерительных устройств. В частности, поскольку исследованные эффекты возникают в результате связи моды сердцевины с МШГ, постоянные распространения которых зависят от радиуса изгиба световода и показателя преломления внешней среды, они открывают перспективы создания новых высокочувствительных датчиков механических воздействий, а также портативных рефрактометров для био- и хемосенсорных применений. Дополнительным преимуществом в этом отношении является периодичность спектров резонатора Фабри–Перо, что позволяет повышать точность измерений за счет усреднения по большому количеству резонансных линий.

В заключение отметим, что исследованные в работе эффекты продемонстрированы на примере упрощенной двухмерной геометрии изогнутого планарного волновода. В трехмерном случае изогнутого волоконно-оптического резонатора Фабри–Перо следует ожидать схожих результатов. Резонансов Фано, однако, в спектрах отражения и пропускания такого резонатора будет значительно больше, поскольку оболочка изогнутого волоконного волновода поддерживает гораздо больше мод шепчущей галереи. Результаты исследования трехмерного случая будут представлены в следующей публикации.

### *Благодарности*

Работа поддержана грантом РФФИ №20-02-00556А.

### *References*

- [1] Fano U. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Phys Rev* 1961; 124(6): 1866.
- [2] Limonov MF, et al. Fano resonances in photonics. *Nat Photon* 2017; 11(9): 543-554.
- [3] Garrido Alzar CL, Martinez MAG, Nussenzeveig P. Classical analog of electromagnetically induced transparency. *Am J Phys* 2002; 70(1): 37-41.
- [4] Fan S, Suh W, Joannopoulos JD. Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators. *J Opt Soc Am A* 2003; 20(3): 569-572.
- [5] Wang F, et al. Fano-resonance-based Mach-Zehnder optical switch employing dual-bus coupled ring resonator as two-beam interferometer. *Opt Express* 2009; 17(9): 7708-7716.
- [6] Luk'yanchuk B, et al. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials. *Nat Mater* 2010; 9(9): 707.
- [7] Chong KE, et al. Observation of Fano resonances in all-dielectric nanoparticle oligomers. *Small* 2014; 10(10): 1985-1990.
- [8] Kuznetsov AI, et al. Optically resonant dielectric nanostructures. *Science* 2016; 354(6314): aag2472.
- [9] Miroshnichenko AE, Flach S, Kivshar YS. Fano resonances in nanoscale structures. *Rev Mod Phys* 2010; 82(3): 2257.
- [10] Rahmani M, Luk'yanchuk B, Hong M. Fano resonance in novel plasmonic nanostructures. *Laser Photonics Rev* 2013; 7(3): 329-349.
- [11] Yu Y, et al. Demonstration of a self-pulsing photonic crystal Fano laser. *Nat Photon* 2017; 11(2): 81.
- [12] Lu H, et al. Plasmonic nanosensor based on Fano resonance in waveguide-coupled resonators. *Opt Lett* 2012; 37(18): 3780-3782.
- [13] Zhang S, et al. Substrate-induced Fano resonances of a plasmonic nanocube: a route to increased-sensitivity localized surface plasmon resonance sensors revealed. *Nano Lett* 2011; 11(4): 1657-1663.
- [14] Cetin AE, Altug H. Fano resonant ring/disk plasmonic nanocavities on conducting substrates for advanced biosensing. *ACS Nano* 2012; 6(11): 9989-9995.
- [15] Wu C, et al. Fano-resonant asymmetric metamaterials for ultrasensitive spectroscopy and identification of molecular monolayers. *Nat Mater* 2012; 11(1): 69.
- [16] Singh R, et al. Ultrasensitive terahertz sensing with high-Q Fano resonances in metasurfaces. *Appl Phys Lett* 2014; 105(17): 171101.
- [17] Dyshlyuk AV. Tunable Fano-like resonances in a bent single-mode waveguide-based Fabry–Perot resonator. *Opt Lett* 2019; 44(2): 231-234.
- [18] Dyshlyuk AV, Eryusheva UA, Vitrik OB. Tunable Autler-Townes-like resonance splitting in a bent fiber-optic Fabry–Perot resonator: 3D modeling and experimental verification. *J Lightw Technol* 2020; 38(24): 6918-6923.
- [19] Novotny L. Strong coupling, energy splitting, and level crossings: A classical perspective. *Am J Phys* 2010; 78(11): 1199-1202.
- [20] Snyder AW, Love J. *Optical waveguide theory*. Berlin: Springer Science & Business Media; 2012.
- [21] Johnson PB, Christy RW. Optical constants of the noble metals. *Phys Rev B* 1972; 6(12): 4370.
- [22] Dyshlyuk AV, et al. Numerical and experimental investigation of surface plasmon resonance excitation using whispering gallery modes in bent metal-clad single-mode optical fiber. *J Lightw Technol* 2017; 35(24): 5425-5431.
- [23] Wang P, et al. Macrobending single-mode fiber-based refractometer. *Appl Opt* 2009; 48(31): 6044-6049.
- [24] Wang P, et al. A macrobending singlemode fiber refractive index sensor for low refractive index liquids. *Photonics Lett Pol* 2010; 2(2): 67-69.
- [25] Kulchin YN, Vitrik OB, Gurbatov SO. Effect of small variations in the refractive index of the ambient medium on the spectrum of a bent fibre-optic Fabry–Perot interferometer. *Quantum Electron* 2011; 41(9): 821.
- [26] Homola J. *Surface plasmon resonance based sensors*. Berlin, Heidelberg: Springer; 2006.
- [27] Svelto O, Hanna DC. *Principles of lasers*. New York: Plenum Press; 1998.

### *Сведения об авторах*

**Дышлюк Антон Владимирович**, к.ф.-м.н., 1981 года рождения, в 2003 году окончил Дальневосточный государственный технический университет по специальности «Радиосвязь, радиовещание и телевидение», рабо-



---

тает доцентом в Дальневосточном федеральном университете и Владивостокском государственном университете экономики и сервиса, а также старшим научным сотрудником в ИАПУ ДВО РАН. Область научных интересов: волоконная оптика, квантовая электроника, волоконно-оптические датчики и измерительные системы на их основе, биосенсорика, плазмоника, нанофотоника. E-mail: [anton\\_dys@mail.ru](mailto:anton_dys@mail.ru).

**Витрик Олег Борисович**, профессор, д.ф.-м.н., 1963 года рождения, в 1986 году окончил Московский инженерно-физический институт по специальности «Физика твердого тела». В настоящее время главный научный сотрудник ИАПУ ДВО РАН, а также профессор Дальневосточного федерального университета. Область научных интересов: нанооптика, плазмоника, волоконная оптика, волоконно-оптические датчики и информационно-измерительные системы. E-mail: [oleg\\_vitrik@mail.ru](mailto:oleg_vitrik@mail.ru).

---

ГРНТИ: 29.31.15, 29.31.29

Поступила в редакцию 27 июня 2022 г. Окончательный вариант – 9 ноября 2022 г.

---

---

# High-Q tunable Fano resonances in the curved waveguide resonator with mirrors with spatially variable reflectivity

A.V. Dyshlyuk<sup>1,2,3</sup>, O.B. Vitrik<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> IACP FEB RAS, 690041, Russia, Vladivostok, Radio Str. 5;

<sup>2</sup> Far Eastern Federal University, 690091, Russia, Vladivostok, Sukhanova Str. 8;

<sup>3</sup> Vladivostok State University of Economics and Service, 690014, Russia, Vladivostok, Gogolya Str. 41

## Abstract

High-Q Fano resonances are demonstrated, as well as effects similar to electromagnetically induced transparency arising in a curved Fabry-Perot waveguide resonator with variable-reflection mirrors. It is shown that these effects arise as a result of coupling the fundamental mode of the bent waveguide core with whispering gallery cladding modes. An influence of the main geometrical parameters of the resonator on the resonance features in its reflection and transmission spectra is studied. The results obtained can be used in the creation of new functional elements of photonics based on curved waveguides, in particular, highly sensitive portable refractometers for bio- and chemosensory systems, as well as optical sensors of mechanical effects.

**Keywords:** Fano resonance, electromagnetically induced transparency, bent waveguide, whispering gallery mode, optical refractometry.

**Citation:** Dyshlyuk AV, Vitrik OB. High-Q tunable Fano resonances in the curved waveguide resonator with mirrors with spatially variable reflectivity. *Computer Optics* 2023; 47(2): 215-223. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1183.

**Acknowledgements:** This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research under project No. 20-02-00556A.

---

## Authors' information

**Anton Vladimirovich Dyshlyuk** (b. 1981), Ph.D., graduated from Far Eastern State Technical University in 2003, majoring in Radio Communications, Radio Broadcasting and Television. Currently he works as the senior researcher at the Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS. Research interests include fiber optics, quantum electronics, fiber optic sensors and measuring systems, biosensing, plasmonics, nanophotonics. E-mail: [anton\\_dys@mail.ru](mailto:anton_dys@mail.ru).

**Oleg Borisovich Vitrik**, (b. 1963), Dr.Sc., Professor, graduated from Moscow Engineering Physics Institute in 1986, majoring in Solid State Physics. Currently he works as the principal researcher at the Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS. Research interests include nanooptics, plasmonics, fiber optics, fiber optic sensors and measuring systems. E-mail: [oleg\\_vitrik@mail.ru](mailto:oleg_vitrik@mail.ru).

---

*Received June 27, 2022. The final version – November 9, 2022.*

---