Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 10, с. 689 – 694

Поверхностные высокодобротные моды в гетероструктурах “фотонный кристалл–пленка феррита-граната” для сенсорных применений

Д. О. Игнатьева[+*1)], *П. О. Капралов*[*], *Г. А. Князев*[+*], *С. К. Секацкий*[×], *Дж. Дитлер*[×], *М. Нюр-Е-Алам*[○], *М. Васильев*[○], *К. Аламех*[○], *В. И. Белотелов*[+*]

[+]*МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факульт́ет, 119991 Москва, Россия*

[*]*Российский квантовый центр, 143025 Москва, Россия*

[×]*Ecole Polytechnique Fé dérale de Lausanne, Laboratoire de Physique de la Matière Vivante, Institut de Physique, CH-1015 Lausanne, Switzerland*

[○]*Edith Cowan University, Electron Science Research Institute, 6027 Perth, Australia*

Поступила в редакцию 6 июня 2016 г.
После переработки 27 сентября 2016 г.

Представлен новый тип плазмонного сенсора, основанного на магнитофотонной плазмонной гетероструктре со сверхдобротным резонансом. Экспериментально показан магнитоплазмонный резонанс с угловой шириной 0.06 градусов, что соответствует добротности 700 и является рекордной величиной для магнитоплазмонных сенсоров. Продемонстрировано, что за счет возбуждения длиннопробежных плазмонов значительно возрастает по амплитуде экваториальный эффект Керра, что увеличивает чувствительность магнитоплазмонного сенсора к изменению показателя преломления до $1.8 \cdot 10^3$ %. Проведенный численный расчет показал, что дальнейшая оптимизация параметров магнитоплазмонной структуры позволит увеличить чувствительность до $5 \cdot 10^5$ %.

DOI: 10.7868/S0370274X16220057

Одними из самых чувствительных на сегодняшний день являются плазмонные сенсоры [1, 2]. Они регистрируют резонанс, связанный с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонных волн, свойства которых очень чувствительны к оптическим характеристикам сред, в которых они возбуждаются. Измерения оптического отклика структуры (коэффициента отражения) и его изменения при вариации показателя преломления окружающей среды дают возможность проводить очень точные измерения концентрации анализируемого вещества в растворах жидкостей или газовых смесях. Селективность при этом обеспечивается нанесением на поверхность сенсора специальных адсорбирующих покрытий. Плазмонные сенсоры успешно применяются во многих областях, включая контроль качества еды, экологический мониторинг и т.д. Однако для ряда приложений чувствительности имеющихся в настоящее время сенсоров оказывается недостаточно, и важной задачей является усовершенствование сенсоров, увеличение их чувствительности и разрешения – минимального изменения показателя преломления исследуемого вещества, детектируемого сенсором.

Существует два подхода, которые на сегодняшний день представляются наиболее перспективными для увеличения чувствительности магнитоплазмонных сенсоров. Первый подход состоит в возбуждении длиннопробежных мод в плазмонных структурах, за счет чего значительно возрастает добротность резонансов и отклик сенсора на изменения показателя преломления окружающей среды [3–7]. Первоначально для этой цели были использованы симметричные структуры типа диэлектрик–металл–диэлектрик с тонким металлическим слоем, однако для большинства биологических и химических задач требуется исследовать жидкости и газы, обладающие показателем преломления, намного ниже, чем показатели преломления твердых диэлектриков. Поэтому для возбуждения длиннопробежных мод на границе с такими средами было предложено использовать фотонно-кристаллические структуры, эффективный импеданс которых подбирается равным импедансу исследуемой среды [8].

Второй подход состоит в замене оптических измерений магнитооптическими. В этом случае вместо

1)e-mail: ignatyeva@physics.msu.ru

спектров отражения измеряются спектры магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК) в плазмонных структурах [11–16]. ЭЭК заключается в изменении коэффициента отражения структуры при ее перемагничивании в противоположном направлении при экваториальной ориентации магнитного поля (перпендикулярно плоскости падения излучения). Возникновение этого эффекта в плазмонных структурах связано с эффектом магнитооптической невзаимности. Данный эффект проявляется в различии постоянных распространения плазмон-поляритонов, распространяющихся в противоположных направлениях в структурах, которые намагничены экваториально [17, 18]. За счет металлических слоев магнитооптический отклик структуры вблизи плазмонных резонансов значительно усиливается [19–23]. Магнитоплазмонные резонансы обладают большей добротностью по сравнению с оптическими, что позволяет увеличить чувствительность плазмонных сенсоров в несколько раз.

В данной работе скомбинированы оба подхода и создана магнитофотонная плазмонная гетероструктура для сенсорных применений. Гетероструктура содержит фотонный кристалл, необходимый для реализации длиннопробежной моды в несимметричной структуре с газом в качестве анализируемого вещества, слой висмут-замещенного феррита-граната для создания магнитооптического отклика и золотую пленку, необходимую для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (рис. 1). Ранее аналогичный подход был успешно применен нами для создания магнитоплазмонного сенсора на базе кобальтовых пленок [24]. Использование магнитного диэлектрика вместо металла для получения магнитооптического отклика и благородного металла вместо ферромагнитного для возбуждения плазмонов дает возможность значительно увеличить добротность резонанса и чувствительность структуры по сравнению с магнитоплазмонными сенсорами с ферромагнитными металлами.

Принципиальной особенностью фотонно-кристаллических гетероструктур с магнитным диэлектриком является то, что в ней могут возбуждаться как плазмонные моды (при нанесении на структуру дополнительных металлических слоев), так и поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы магнитного слоя. В отличие от магнитоплазмонных длиннопробежных мод, изученных в работе [24], длиннопробежные магнитофотонные поверхностные моды ранее не исследовались. Таким образом, имея в виду будущие сенсорные применения, в работе ставилась

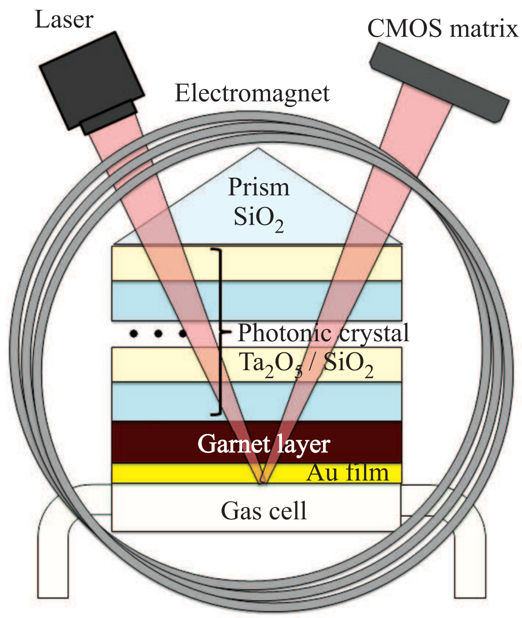

Рис. 1. (Цветной онлайн) Принципиальная схема магнитоплазмонного сенсора и плазмонной гетероструктуры

задача прямого и непосредственного сравнения характеристик, получаемых при использовании фотонных кристаллов как с тонким слоем золота, так и без него. Соответственно, использовался фотонный кристалл, рассчитанный для работы с p-поляризованным светом.

Параметры фотонного кристалла и магнитного диэлектрика – слоя висмут-замещенного феррита-граната – были подобраны для реализации длиннопробежной плазмон-поляритонной моды на границе золото–воздух для выбранной рабочей длины волны 790 нм (алгоритм подбора параметров описан в работе [8]). Фотонный кристалл нанесен на подложку из плавленного кварца методом магнетронного распыления и содержит 16 слоев пентаоксида тантала Ta_2O_5 толщиной 119.3 нм, чередующихся с 16 слоями кварца SiO_2 толщиной 164.7 нм. На фотонный кристалл был нанесен слой висмут-замещенного феррита-граната $Bi_{2.1}Dy_{0.9}Fe_{3.9}Ga_{1.1}O_{12}$ толщиной 125 нм, после чего произведен отжиг образца при температуре 600°C для перевода граната в ферромагнитную фазу. В результате отжига произошли небольшие изменения диэлектрических проницаемостей слоев структуры, которые были измерены путем анализа спектров пропускания структуры при нормальном падении света в спектральном диапазоне 500−900 нм. Диэлектрическая проницаемость гранатовой пленки после отжига составила $\varepsilon_g = 5.52 + 0.018i$, пентаоксида тантала $\varepsilon_{Ta_2O_5} = 4.6200 +$

$+ 0.0016i$, кварца $\varepsilon_{\mathrm{SiO_2}} = 2.1911 + 0.0007i$. Затем при помощи радиочастотного магнетронного распыления гранатовый слой был покрыт тонкой золотой пленкой толщиной 8 нм. Небольшая шероховатость поверхности золотой пленки учитывалась в расчетах путем увеличения эффективного значения мнимой части диэлектрической проницаемости золота, для данного образца диэлектрическая проницаемость составила $\varepsilon_{Au} = -24.1166 + 1.7238i$. Часть образца была оставлена не покрытой золотом.

Поверхностный плазмон-поляритон возбуждается p-поляризованным излучением лазерного диода с перестраиваемой длиной волны в диапазоне 780–790 нм, что позволяет подобрать оптимальную длину волны, соответствующую наибольшей чувствительности сенсора. Образец помещен внутрь электромагнита с переключаемой полярностью. Величина магнитного поля, создаваемого электромагнитом, была 240 мТл, в то время как измеренное магнитное поле насыщения для данного образца составило 120 мТл. При помощи CMOS-матрицы проводится измерение угловых спектров отражения образца для двух противоположных направлений намагниченности образца в экваториальной конфигурации, определяющих величину δ (ЭЭК):

$$\delta = \frac{R_+ - R_-}{\frac{1}{2}(R_+ + R_-)}. \tag{1}$$

Коэффициент отражения от магнитоплазмонной структуры может быть аппроксимирован Лоренцевской формой [9]:

$$R = 1 - \frac{4\Gamma_i\Gamma_{\mathrm{rad}}}{(k_x - \beta_0 - \Delta\beta_M)^2 + (\Gamma_i + \Gamma_{\mathrm{rad}})^2}, \tag{2}$$

где k_x – тангенциальная составляющая волнового вектора падающей волны, β_0 – действительная часть постоянной распространения плазмона в ненамагниченной структуре, а $\Delta\beta_M$ – ее изменение за счет намагниченности. Коэффициенты Γ_i и Γ_{rad} соответствуют компонентам мнимой части постоянной распространения $\beta_1 = \Gamma_i + \Gamma_{\mathrm{rad}}$, отвечающим за потери за счет поглощения и излучения, соответственно.

Величина ЭЭК, наблюдаемого в структуре, сложным образом зависит как от изменения дисперсии плазмона при перемагничивании структуры, так и от характеристик плазмонного резонанса. В приближении малого влияния магнитного поля ($\Delta\beta_M \ll \beta_0$, $\Delta\beta_M \ll \beta_1$) ЭЭК может быть рассчитан как:

$$\delta = \frac{-8\Delta\beta_M\Gamma_i\Gamma_{\mathrm{rad}}(k_x - \beta_0)}{((k_x - \beta_0)^2 + \frac{1}{4}\beta_1^2 - 4\Gamma_i\Gamma_{\mathrm{rad}})((k_x - \beta_0)^2 + \frac{1}{4}\beta_1^2)}. \tag{3}$$

С одной стороны, поле длиннопробежной моды в большей степени сосредоточено в диэлектрических слоях, что приводит к увеличению чувствительности дисперсии $\Delta\beta_M$ к намагниченности диэлектрика. Аналогичное усиление невзаимных эффектов было описано ранее в симметричных тонкослойных структурах типа диэлектрик–металл–диэлектрик [10]. С другой стороны, за счет преимущественного распределения поля моды в диэлектрических слоях значительно уменьшаются потери на поглощение в металле Γ_i, однако в то же время возрастают излучательные потери Γ_{rad}, которые достаточно малы за счет большой толщины фотонно-кристаллической структуры (более 4.5 мкм). Третьим фактором, увеличивающим величину ЭЭК, является существенное уменьшение ширины резонанса $2(\Gamma_i + \Gamma_{\mathrm{rad}})$.

Таким образом, при возбуждении длиннопробежной моды в магнитофотонной плазмонной гетероструктуре наблюдается значительное усиление ЭЭК, происходящее сразу за счет нескольких факторов.

Золотой слой плазмонной гетероструктуры находится в контакте с анализируемым веществом в газовой ячейке. Изменение состава анализируемого вещества, и, как следствие, его показателя преломления, приводит к сдвигу резонансов в спектрах отражения и ЭЭК. Для демонстрации работы структуры как сенсора были проведены эксперименты, в которых в качестве анализируемых газов выступали воздух с показателем преломления $n = 1.000292$ и гелий с показателем преломления $n = 1.000035$.

Угловые спектры отражения и ЭЭК, полученные в результате эксперимента и численного моделирования, изображены на рис. 2. Благодаря возбуждению длиннопробежной моды существенно возрастает добротность резонанса. Ширина оптического резонанса составила $\Delta\theta_{SPR} = 0.13°$, что соответствует добротности $Q_{SPR} = \theta_{SPR}/\Delta\theta_{SPR} = 335$. Магнитооптический резонанс имеет в два раза меньшую ширину $\Delta\theta_\delta = 0.06°$ и большую добротность $Q_\delta = 700$. Аппроксимация экспериментальных кривых показывает, что при изменении показателя преломления анализируемого газа n происходит сдвиг плазмонного резонанса, равный $\partial\theta_{SPR}/\partial n = 46°$. При этом чувствительность коэффициента отражения к изменению показателя преломления исследуемой среды для фиксированного угла $\theta_R = 44.186°$ составляет $\partial R/\partial n = 2.5 \cdot 10^4\,\%$, а чувствительность ЭЭК равна $\partial\delta/\partial n = 1.8 \cdot 10^3\,\%$ для угла $\theta_\delta = 44.218°$. Небольшое различие оптимальных рабочих углов сенсоров при измерении коэффициента отражения θ_R и ЭЭК θ_δ обусловлено тем, что ЭЭК пропорционален производной коэффициента отражения и мак-

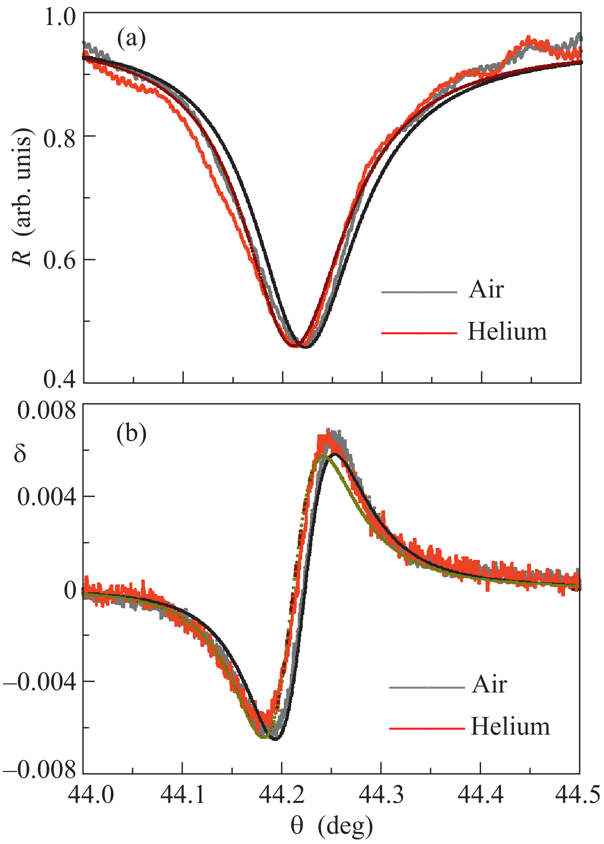

Рис. 2. (Цветной онлайн) Угловые спектры отражения (a) и (b) ЭЭК для образца магнитофотонной плазмонной гетероструктуры, полученные при заполнении газовой ячейки воздухом (черные кривые) и гелием (красные кривые). Результаты численного моделирования спектров структуры изображены линиями темного цвета

симален на склоне спектра отражения, а не в его минимуме.

Чувствительность к изменению показателя преломления исследуемого газа у плазмонного резонанса получилась в 12 раз выше, чем чувствительность резонанса в спектре ЭЭК. Однако даже в этом случае измерения ЭЭК оказываются более точными и имеют большее разрешение по вариации показателя преломления исследуемого вещества Δn. Это связано с различием в соотношении сигнал–шум для спектров отражения и ЭЭК.

В спектрах отражения уровень шума относительно высок $R_N = 5\cdot10^{-3}$, в то время как измерение ЭЭК, в котором присутствует разность двух коэффициентов отражения при противоположной ориентации магнитного поля, позволяет уменьшить уровень шума до $\delta_N = 1.6\cdot10^{-4}$. К большой величине шума в спектре отражения приводят несколько причин, среди которых наличие паразитной интерференции в оптическом тракте, а также необходимость нормировки оптического спектра. В то же время для измерения ЭЭК абсолютная величина интенсивности отраженного сигнала не имеет значения. Благодаря этому магнитооптические измерения являются более точными по сравнению с оптическими и позволяют детектировать минимальные изменения показателя преломления, равные $\Delta n_\delta = 9\cdot10^{-6}$ и $\Delta n_R = 2\cdot10^{-5}$ соответственно. Дальнейшая оптимизация установки может позволить уменьшить уровень шумов в несколько раз и достичь еще более высокого разрешения детектируемых изменений показателя преломления.

Для сравнения проведены сенсорные измерения также для части образца, не покрытой золотой пленкой. Спектры отражения и ЭЭК приведены на

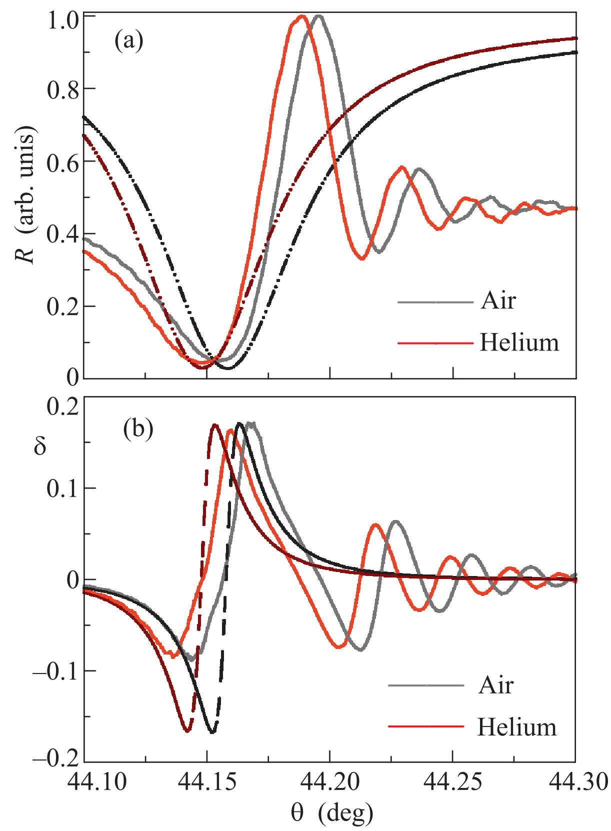

Рис. 3. (Цветной онлайн) Угловые спектры отражения (a) и (b) ЭЭК для образца магнитофотонной гетероструктуры без золотого слоя, полученные при заполнении газовой ячейки воздухом (черные кривые) и гелием (красные кривые). Результаты численного моделирования спектров структуры (без учета интерференционных эффектов) изображены линиями темного цвета

рис. 3. Резонанс, наблюдаемый для такой структуры, связан с возбуждением поверхностной волны удер-

Таблица 1. Основные характеристики образцов магнитофотонных структур

Характеристика	Изготовленный образец с золотом	Изготовленный образец без золота	Идеальный образец с золотом	Идеальный образец без золота
Ширина плазмонного резонанса, град.	0.13	0.05	0.018	**0.007**
Ширина резонанса ЭЭК, град.	0.06	0.02	0.005	**0.001**
Добротность	700	2200	8700	**43000**
Чувствительность по коэффициенту отражения, %	$2.5 \cdot 10^4$	$7.2 \cdot 10^4$	$2.3 \cdot 10^5$	$\mathbf{3.7 \cdot 10^5}$
Чувствит. по ЭЭК, %	$1.8 \cdot 10^3$	$2.4 \cdot 10^5$	$\mathbf{5 \cdot 10^5}$	$1.5 \cdot 10^5$

живаемой в магнитном слое, с одной стороны, за счет запрещенной зоны фотонного кристалла, а с другой стороны – за счет эффекта полного внутреннего отражения на границе феррит-гранат–воздух. Длина пробега такой волны существенно превышает ширину возбуждающего ее лазерного пучка ($w = 30$ мкм), вследствие чего, как в оптическом, так и в магнитооптическом спектрах наблюдаются осцилляции. Данные осцилляции вызваны интерференцией излучения, отраженного от структуры, с переизлученным в результате возбуждения поверхностной волны [25]. Подобные типы спектров характерны для поверхностных волн со сверхвысокой длиной пробега и ранее наблюдались как для поверхностных волн в фотонных кристаллах, так и для длиннопробежных плазмон-поляритонов [7, 26, 27].

Ширина оптического резонанса составила $0.05°$, что соответствует добротности 890, магнитооптический резонанс имеет еще меньшую ширину $0.02°$ и добротность 2200. При изменении показателя преломления исследуемого газа происходит сдвиг резонанса на $\partial\theta/\partial n = 39°$, что дает чувствительность к изменению коэффициента преломления исследуемой среды $\partial R/\partial n = 7.2 \cdot 10^4\,\%$ при фиксированном угле $\theta_R = 44.1270°$ для коэффициента отражения и чувствительность $\partial\delta/\partial n = 2.4 \cdot 10^5\,\%$ при $\theta_\delta = 44.1470°$ для магнитооптических измерений.

Расчеты показывают, что для идеального магнитоплазмонного образца с оптимальными параметрами ширина резонанса отражения равна $0.018°$, добротность $2.4 \cdot 10^3$, в то время как магнитооптический резонанс имеет ширину, равную $0.005°$ и добротность $8.7 \cdot 10^3$. Чувствительность резонанса отражения к изменению показателя преломления составляет $\partial R/\partial n = 2.3 \cdot 10^5\,\%$, а магнитооптического резонанса $\partial\delta/\partial n = 5 \cdot 10^5\,\%$. В идеальном образце без золотой пленки резонансы имеют меньшую ширину: $\Delta\theta_{SPR} = 0.007°$ и $\Delta\theta_\delta = 0.001°$ и большую добротность $Q_{SPR} = 6.2 \cdot 10^3$, $Q_\delta = 4.3 \cdot 10^4$. Однако возбуждение плазмон-поляритона в идеальном образце с золотой пленкой дает более глубокий резонанс в отражении с минимальным значением коэффициента отражения $R_{\min} = 0.17\,\%$ по сравнению со случаем без золотой пленки, где $R_{\min} = 1.7\,\%$. Большая глубина оптического резонанса приводит также и к усилению ЭЭК в плазмонном образце: $\delta_{\max} = 62\,\%$ по сравнению с образцом без пленки, в котором $\delta_{\max} = 19\,\%$. В результате чего, по сравнению с идеальным магнитоплазмонным образцом, чувствительность идеального образца без золотого покрытия оказывается выше для оптических измерений и составляет $\partial R/\partial n = 3.7 \cdot 10^5\,\%$, однако в несколько раз ниже – для магнитооптических $\partial\delta/\partial n = 1.5 \cdot 10^5\,\%$.

Основные характеристики, измеренные для реально изготовленных сенсорных структур, а также рассчитанные для образцов с оптимальными параметрами, приведены в табл. 1.

Таким образом, возбуждение длиннопробежных плазмон-поляритонных мод в магнитоплазмонной гетероструктуре значительно улучшает добротность резонансов. За счет этого эффект магнитооптической невзаимности проявляется сильнее, что приводит к увеличению амплитуды экваториального эффекта Керра. В то же время увеличивается и концентрация энергии поверхностной волны в исследуемом веществе, что дает значительное увеличение чувствительности как оптических, так и магнитооптических резонансов к изменению показателя преломления анализируемого вещества. В идеальной структуре чувствительность магнитооптических измерений в 2.5 раза превышает чувствительность оптических измерений. Кроме того, магнитооптические измерения обеспечивают более низкий уровень шумов, поэтому проведение измерений ЭЭК в магнитофотонной плазмонной гетероструктуре с высокодобротными модами позволяет значительно повысить разрешение сенсора. Продемонстрирована работа структуры в качестве сенсора на примере воздуха и гелия в качестве анализируемых веществ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 14-32-00010).

1. J. Homola, Chem. Rev. **108**, 462 (2008).

2. J. N. Anker, W. P. Hall, O. Lyandres, N. C. Shah, J. Zhao, and R. P. Van Duyne, Nature Mater. **7**, 442 (2008).
3. R. Slavik and J. Homola, Sensor Actuator. B Chem. **123**, 10 (2007).
4. V.N. Konopsky, D. V. Basmanov, E. V. Alieva, D. I. Dolgy, E. D. Olshansky, S. K. Sekatskii, and G. Dietler, New J. Phys. **11**, 063049 (2009).
5. E. V. Alieva, V. N. Konopsky, D. V. Basmanov, S. K. Sekatskii, and G. Dietler, Opt. Commun. **309**, 148 (2013).
6. A. V. Baryshev, A. M. Merzlikin, and M. Inoue, J. Phys. D: Appl. Phys. **46**, 125107 (2013).
7. V. N. Konopsky and E. V. Alieva, Phys. Rev. Lett. **97**, 253904 (2006).
8. V. N. Konopsky, New J. Phys. **12**, 093006 (2010).
9. H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth Surfaces*, Springer, Berlin, Heidelberg (1988).
10. B. Sepulveda, L. M. Lechuga, and G. Armelles, J. Lightwave Technol. **24**, 945 (2006).
11. B. Sepulveda, A. Calle, L. M. Lechuga, and G. Armelles, Opt. Lett. **31**, 1085 (2006).
12. D. Regatos, D. Fariña, A. Calle, A. Cebollada, B. Sep?lveda, G. Armelles, and L. M. Lechuga, J. Appl. Phys. **108**, 054502 (2010).
13. N. Maccaferri, K. E. Gregorczyk, T. V. A. G. de Oliveira, M. Kataja, S. van Dijken, Z. Pirzadeh, A. Dmitriev, J. Åkerman, M. Knez, and P. Vavassori Nat. Commun. **6**, 6150 (2015).
14. S. David, C. Polonschii, C. Luculescu, M. Gheorghiu, S. Gäspär, and E. Gheorghiu, Biosens. Bioelectron. **63**, 525 (2015).
15. M. G. Manera, E. Ferreiro-Vila, J. M. Garcia-Martin, A. Garcia-Martin, and R. Rella, Biosens. Bioelectron. **58**, 114 (2014).
16. A. A. Grunin, I. R. Mukha, A. V. Chetvertukhin, and A. A. Fedyanin, J. Magn. Magn. Mater. (2016).
17. N. E. Khokhlov et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 095001 (2015).
18. N. A. Gusev, V. I. Belotelov, and A. K. Zvezdin, Opt. Lett. **39**, 4108 (2014).
19. B. L. Johnson and H. H. Shiau, J. Phys. Condens. Matter **20**, 335217 (2008).
20. V. V. Temnov, G. Armelles, U. Woggon, D. Guzatov, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J.-M. Garcia-Martin, T. Thomay, A. Leitenstorfer, and R. Bratschitsch, Nature Photon. **4**, 107 (2010).
21. V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, and A. N. Kalish, Phys. Rev. B **89**, 045118 (2014).
22. A. P. Sukhorukov, D. O. Ignatyeva, and A. N. Kalish, J. Infrared Millim Terahertz Waves **32**, 1223 (2011).
23. A. N. Kalish, D. O. Ignatyeva, V. I. Belotelov, L. E. Kreilkamp, I. A. Akimov, A. V. Gopal, M. Bayer, and A. P. Sukhorukov, Laser Physics **24**, 094006 (2014).
24. D. O. Ignatyeva, G. A. Knyazev, P. O. Kapralov, G. Dietler, S. K. Sekatskii, and V. I. Belotelov, Sci. Rep. **6**, 28077 (2016).
25. R. V. Andaloro, R. T. Deck, and H. J. Simon, J. Opt. Soc. Am. **22**, 1512 (2005).
26. V. N. Konopsky and E. V. Alieva, Opt. Lett. **34**, 479 (2009).
27. H. J. Simon, R. V. Andaloro, and R. T. Deck, Opt. Lett. **32**, 1590 (2007).