Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 8, с. 526 – 532 © 2021 г. 25 октября

Резонансное усиление поперечного магнитооптического эффекта в плазмонных гетероструктурах опал/кобальт/серебро

И. А. Колмычек[+1)], *А. М. Ромашкина*[+], *А. И. Майдыковский*[+], *С. А. Гусев*[*], *Н. С. Гусев*[*], *М. С. Сапожников*[*×], *В. Г. Голубев*[°], *Т. В. Мурзина*[+]

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

[*]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[×]*Государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603022 Н. Новгород, Россия*

[°]*Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 20 сентября 2021 г.
После переработки 22 сентября 2021 г.
Принята к публикации 22 сентября 2021 г.

Исследованы магнитооптические эффекты в металл-диэлектрических наноструктурированных материалах на основе пленок опала, покрытых тонкой пленкой кобальт/серебро, поверхность которых представляет собой плотноупакованные гексагональные решетки металлических нанополусфер и наноотверстий. Экспериментально и теоретически показано, что в такой системе возбуждается широкий спектр мод бегущих поверхностных плазмон-поляритонов, что приводит к резонансному усилению магнитооптического эффекта в геометрии Войта.

DOI: 10.31857/S1234567821200040

Формирование нанообъектов различного дизайна и исследование их оптических свойств является актуальной и важной с точки зрения возможных применений задачей. Фундаментальный интерес представляет изучение механизмов взаимодействия света с нано- и микроструктурами, тогда как поиск инновационных методов управления параметрами света (интенсивностью, поляризацией, фазой) перспективен для широкого круга приложений. Плазмонные структуры играют важную роль в задачах нанофотоники вследствие реализации в них специфических амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристик при взаимодействии с внешним электромагнитным полем и, как следствие, особых оптических свойств, не свойственных естественным материалам [1]. Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) – поверхностные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела металла и диэлектрика или вакуума [2–4]. Возбуждение ППП приводит к резонансному усилению амплитуды электромагнитного поля в субволновой окрестности поверхности металла, что перспективно как для создания сенсоров [5, 6], так и для усиления оптических [7–10] и нелинейно-оптических эффектов [11]. Длина волнового вектора ППП, определяемая диэлектрическими проницаемостями граничащих материалов, превышает величину волнового вектора световой волны в свободном пространстве, поэтому излучение, падающее на гладкую металлическую поверхность, не может напрямую возбудить плазмон-поляритон и необходимо использовать специальные оптические схемы, например, призменные (Кречмана, Отто). Однако периодическое структурирование металлической пленки позволяет возбуждать ППП за счет дифракции на ней падающего света; в этом случае условие квазисинхронизма (закон сохранения импульса) может быть выполнено за счет передачи части импульса в периодическую решетку [2, 12]. Этот подход привлекателен тем, что варьированием периода плазмонной решетки возможно подобрать положение ППП под требуемый спектральный диапазон.

Особый интерес представляют магнитоплазмонные структуры, в которых дисперсионными характеристиками ППП можно управлять за счет магнитного поля, модифицирующего оптический отклик среды [13–16]. Усиление магнитооптических эффектов вследствие возбуждения плазмон-поляритонов наблюдалось в 1D и 2D-периодических решетках различного дизайна [17–19], изготовленных методами литографии. В то же время, перспективным представляется использование альтернативных, более простых

1)e-mail: irisha@shg.ru

в реализации методов формирования высококачественных пространственно-периодических плазмонных структур для возбуждения ППП. Один из них состоит в напылении металла на поверхность коллоидного кристалла ПММА [20, 21] или искусственного опала [22]. Такая структура характеризуется периодическим поверхностным профилем металла с массивом отверстий, также образующих гексагональную решетку с периодом, пропорциональным размеру монодисперсных кремнеземных частиц, формирующих опаловую матрицу. Несомненными преимуществами такой метаповерхности является аномально высокое пропускание, обусловленное оптическим возбуждением ППП [23–26], а также возможность одновременной демонстрации фотоннокристаллических и плазмонных свойств [27, 28]. Если на поверхность опала или другого коллоидного кристалла нанести ферромагнитный металл, то такая структура будет демонстрировать магнитооптические свойства, наиболее ярко выраженные в спектральной окрестности ППП [29–31]. Минус такого подхода связан с относительной малой величиной добротности резонанса ППП в случае ферромагнитных металлов. Традиционное решение проблемы, а именно, сочетание в одной структуре ферромагнетика для гиротропии и благородного металла (золота или серебра) для возбуждения добротного резонанса, демонстрирует свою эффективность в магнитоплазмонных структурах различного дизайна [32–34], однако до настоящего времени не было реализовано для композитных структур опал + металл. В данной работе впервые исследованы оптические и магнитооптические свойства структуры опал/кобальт/серебро и проанализирована роль поверхностных плазмон-поляритонов в формировании наблюдаемых эффектов.

Высокоупорядоченные пленки опала синтезировались методом жидкофазной коллоидной эпитаксии из водных и водно-спиртовых суспензий монодисперсных сферических частиц аморфного кремнезема [35, 36]. В качестве подложек использовались полированные с двух сторон пластинки плавленого кварца толщиной 0.5 мм. Частицы имели диаметр 520 нм, а среднеквадратическое отклонение их размеров не превышало 4 %. Толщины пленок составляли 10–15 монослоев плотноупакованных сферических частиц. Плоскость (111) гранецентрированной кубической упаковки сфер была ориентирована параллельно подложке. Выращенные опаловые пленки выдерживали длительный нагрев до 800 °C без изменения фотонно-кристаллических свойств и растрескивания. Затем на их поверхность методом магнетронного распыления был нанесен слой кобальта, эффективная толщина которого составила около $d_{\mathrm{Co}} = 50$ нм, а затем – слой серебра с эффективной толщиной $d_{\mathrm{Ag}} = 10$ нм (рис. 1a). Под эффективной здесь имеется в виду толщина пленки, осажденной в том же самом процессе напыления на плоской подложке. Для опала с развитым рельефом поверхности реальная средняя толщина слоя металла, покрывающего сферы SiO_2, примерно вдвое меньше. Таким образом, частицы SiO_2 были с одной стороны покрыты металлом, и образец можно рассматривать как двумерный периодический гексагональный массив наноотверстий между полусферами.

Характеризация магнитных свойств структуры была проведена путем измерения гистерезиса меридионального магнитооптического эффекта Керра, результаты представлены в работе [28]. Обнаружено, что поле насыщения при намагничивании в плоскости пленки составляет около 500 Гс, а при выключении внешнего магнитного поля наблюдается вихревое состояние намагниченности полусфер.

Оптические частотно-угловые спектры пропускания и отражения образца были измерены с использованием коллимированного пучка галогеновой лампы в качестве зондирующего излучения. Образец был помещен на гониометр, обеспечивающий точность определения угла падения около 1°. Прошедший (отраженный) через структуру свет детектировался спектрометром с разрешающей способностью около 1 нм. Магнитооптические измерения были проведены для внешнего поперечного магнитного поля с напряженностью около 1.5 кГс, которое является насыщающим в плоскости пленки для исследуемых структур (рис. 1a). Характеристикой эффекта является магнитный контраст, вычисляемый по формуле: $\rho(\theta,\lambda) = \frac{T_+(\theta,\lambda)-T_-(\theta,\lambda)}{T_+(\theta,\lambda)+T_-(\theta,\lambda)}$, где $T_+(\theta,\lambda)$ и $T_-(\theta,\lambda)$ – коэффициенты пропускания образца при противоположных направлениях внешнего магнитного поля. Эксперименты были проведены для двух азимутальных ориентаций образца относительно плоскости падения xOz – когда проекция волнового вектора на структуру $\mathbf{k}_x$ лежит вдоль одного из векторов обратной решетки $\mathbf{G}_1$ и $\mathbf{G}_2$ (рис. 1b) и вдоль биссектрисы угла между ними (рис. 2a).

Полученные частотно-угловые спектры пропускания представлены на рис. 1c, d и 2b, c. Все они демонстрируют максимум на длине волны около 680 нм при нормальном падении света на структуру. Спектры, измеренные для p-поляризованного излучения накачки, имеют V-образную форму области высокого пропускания, причем угол наклона "ветвей"

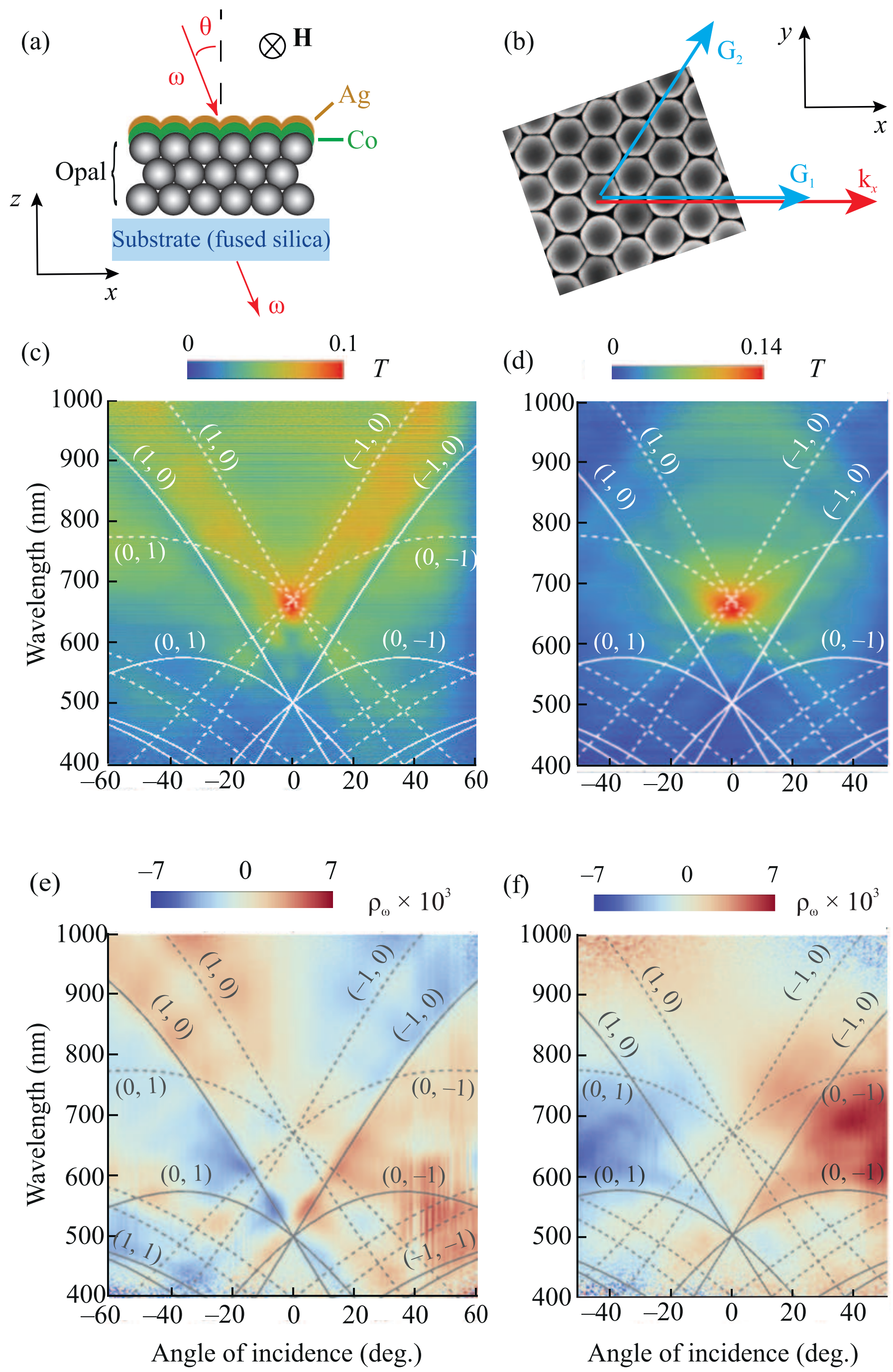

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема гетероструктуры и ход луча при исследовании ее магнитооптического отклика в геометрии Войта; (b) – азимутальное положение структуры относительно плоскости падения xOz, магнитное поле приложено вдоль оси Oy; (c), (d) – частотно-угловые спектры пропускания при p- и s-поляризованном излучении накачки, соответственно; (e), (f) – частотно-угловые спектры магнитного контраста при p- и s-поляризованном излучении накачки соответственно

меняется при азимутальном повороте образца (см. рис. 1c и 2b), что будет обсуждено ниже. При s-поляризованном излучении накачки ярко выражен только максимум при $\theta = 0°$.

В спектре отражения наблюдается область максимального значения коэффициента $R(\theta, \lambda)$ вблизи длин волн 600–800 нм, для которых коэффициент отражения достигает значения 0.15 (рис. 2d).

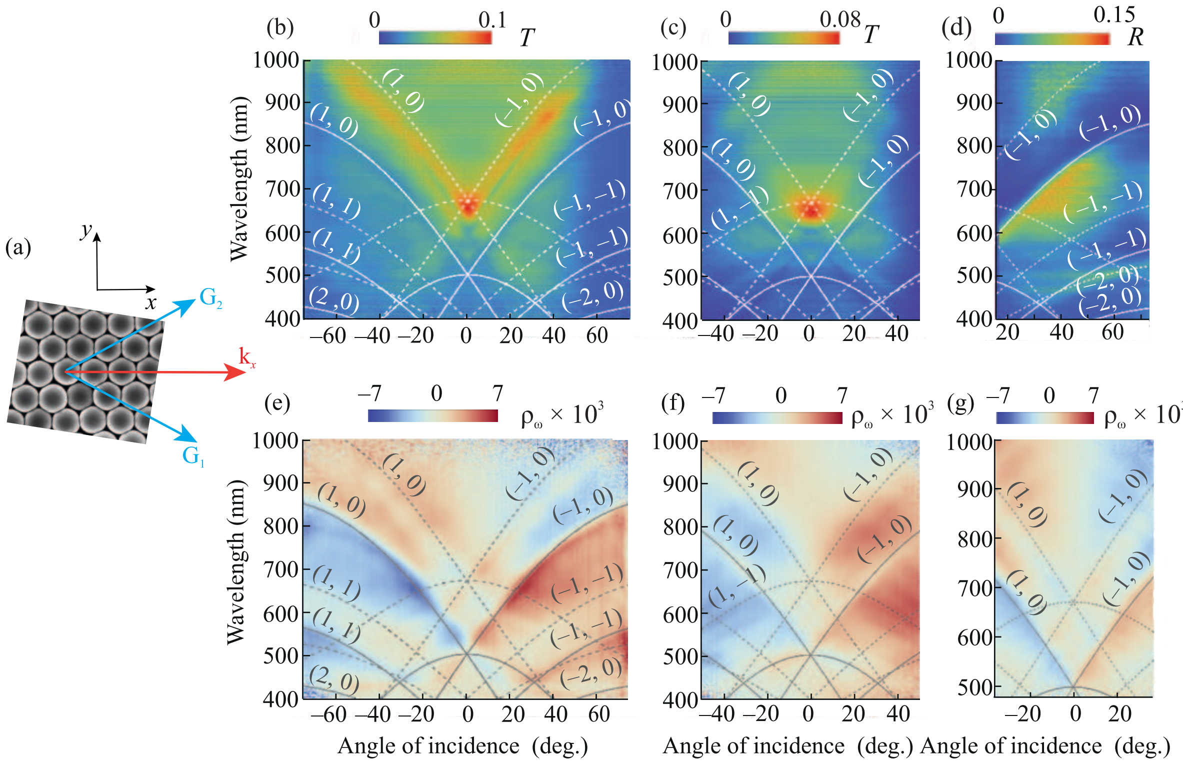

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Азимутальное положение структуры относительно плоскости падения xOz, магнитное поле приложено вдоль оси Oy; (b), (c) – частотно-угловые спектры пропускания гетероструктуры опал/кобальт/серебро при p- и s-поляризованном излучении накачки, соответственно; (d) – частотно-угловой спектр отражения, p-поляризованное излучение накачки; (e), (f) – частотно-угловые спектры магнитного контраста при p- и s-поляризованном излучении накачки, соответственно; (g) – спектр магнитного контраста аналогичной структуры без серебра, p-поляризованное излучение накачки

Частотно-угловые спектры магнитного контраста (рис. 1e, f и 2e, f) демонстрируют сложное знакопеременное поведение, максимальная величина $\rho(\theta, \lambda)$ составляет $6.5 \cdot 10^{-3}$. Следует отметить, что $\rho(\theta, \lambda)$ является нечетной функцией угла падения (т.е. меняет знак при смене θ на $-\theta$), что характерно для магнитооптического эффекта в геометрии Войта [37].

Для расчетов дисперсионных кривых ППП была использована модель двумерной металлической решетки, граничащей с одной стороны с опалом, с другой – с воздухом. Закон сохранения импульса для волнового вектора ППП β в этом случае можно записать следующим образом [23]:

$$\beta = \mathbf{k}_x + m\mathbf{G}_1 + n\mathbf{G}_2, \tag{1}$$

где $\mathbf{k}_x$ – проекция волнового вектора на плоскость структуры, $|k_x| = k_x = k_0 \sin\theta$, $(m; n)$ – пара целых чисел, $|\mathbf{G}_1| = |\mathbf{G}_2| = G = \frac{4\pi}{\sqrt{3}d}$ – векторы обратной решетки для гексагонального массива с периодом d, оси координат указаны на рис. 1 a, b. Если проекция волнового вектора ориентирована вдоль одного из векторов обратной решетки (рис. 1b), т.е. $\mathbf{k}_x$ коллинеарен $\mathbf{G}_1$, то $\mathbf{G}_1 = G\mathbf{e}_x$, $\mathbf{G}_2 = G\mathbf{e}_x \cos(\pi/3) + G\mathbf{e}_y \sin(\pi/3)$ ($\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_y$ – орты вдоль соответствующих осей), а возведение в квадрат равенства (1) дает:

$$\beta^2 = \left(k_x + mG + \frac{nG}{2}\right)^2 + \left(\frac{nG\sqrt{3}}{2}\right)^2. \tag{2}$$

Если проекция плоскости падения ориентирована вдоль биссектрисы угла между векторами обратной решетки $\mathbf{G}_1$ и $\mathbf{G}_2$ (рис. 2a), то $\mathbf{G}_1 = G\mathbf{e}_x \cos(\pi/6) - G\mathbf{e}_y \sin(\pi/6)$, $\mathbf{G}_2 = G\mathbf{e}_x \cos(\pi/6) + G\mathbf{e}_y \sin(\pi/6)$, а возведение в квадрат равенства (1) дает:

$$\beta^2 = (k_x)^2 + G^2(m^2 + n^2 + mn) + \sqrt{3}Gk_x(m+n). \tag{3}$$

Таким образом, для различной ориентации плоскости падения зондирующего излучения относительно кристаллографических осей поверхностной металлической гексагональной решетки спектры ППП будут смещены друг относительно друга.

Толщины слоев металлов в наших образцах сравнимы с толщиной скин-слоя, т.е. с глубиной проникновения ППП, поэтому, строго говоря, Co/опал и Ag/воздух не являются двумя независимыми интерфейсами [38]. Однако для упрощения расчетов будем рассматривать их по отдельности. Кроме того, поскольку реальная толщина пленки серебра на поверхности сфер опала составляет около 5 нм, то ей можно пренебречь и рассчитывать дисперсионные кривые для интерфейсов Co/опал и Co/воздух по формуле [12]:

$$\beta = k_0\sqrt{\left|\frac{\epsilon_1\epsilon_i}{\epsilon_1+\epsilon_i}\right|}, \quad i=2,3, \tag{4}$$

где k_0 – модуль волнового вектора падающего света, ϵ_1, ϵ_2 и ϵ_3 – диэлектрические проницаемости кобальта [39], опала [40] и воздуха соответственно. В зависимости от геометрии эксперимента, были взяты выражения (2) или (3) для β, подставлены в (4) и в пакете Wolfram Mathematica построены дисперсионные кривые для ППП (рис. 1, 2). Каждой паре целых чисел $(m;n)$ соответствуют два плазмона, возбуждаемые на границах раздела опал/Co (пунктирные кривые) и Co/воздух (сплошные кривые).

Положение узлов пучков дисперсионных кривых не зависит от азимутальной ориентации образца и определяется выражением $|\beta| = G\sqrt{m^2+n^2+mn}$ [20, 24]. Видно, что в исследуемой спектральной области есть два узла в окрестности длин волн 500 и 680 нм, и соответствующие таким наборам чисел $(m;n)$, что $\sqrt{m^2+n^2+mn}=1$.

Сопоставляя экспериментальные и расчетные результаты, можно сделать вывод о том, что V-образные максимумы пропускания (рис. 1c и 2b) связаны с возбуждением ППП $(\pm1;0)$, что характерно для наноперфорированных структур [22, 24, 25]. Очевидно также, что спектральное положение максимумов $T(\theta,\lambda)$ при наклонном падении света на структуру существенно зависит от азимутальной ориентации образца, что соответствует формулам (2) и (3). Что касается величины пропускания в максимуме, она составляет $T_{abs} \sim 10\,\%$, а доля площади поверхности отверстий – $T_{\text{eff}} \sim 9\,\%$ (реально $T_{\text{eff}} < 9\,\%$ за счет "спекания" сфер диоксида кремния и зарастания отверстий металлом при напылении). Таким образом, можно говорить об аномальном пропускании, превышающем $T_{abs}/T_{\text{eff}} \sim 110\,\%$ [41]. Сопоставим экспериментальные спектры с аналогичными данными для образца без серебра [28]. Следует уточнить, что в работе [28] все спектры пропускания нормированы на сплошную пленку кобальта той же эффективной толщины. Для структуры с диаметром сфер 520 нм (образец "4" в работе [28]) максимальное относительное пропускание составляет около 4.5, пропускание референсной сплошной пленки кобальта толщиной 52 нм – около 2 % [39]. Следовательно, для структуры опал/кобальт абсолютное максимальное значение $T(\theta,\lambda) \sim 4.5\cdot 2\,\% \sim 9\,\%$. Таким образом, можно сделать вывод, что ни спектральное положение максимумов пропускания не изменилось после напыления Ag, ни величина $T(\theta,\lambda)$ в спектральной окрестности ППП.

Усиление отражения в области длин волн 600–800 нм также связано с возбуждением ППП $(-1;0)$ (рис. 2d). Аналогичный эффект наблюдался в серебряных пленках на опале в работе [27]. Также можно отметить слабое увеличение R вдоль дисперсионной кривой ППП $(-2;0)$.

Магнитооптический отклик пленки в геометрии Войта возникает из-за разницы показателей преломления граничащих с ней сред, т.е. из-за разных коэффициентов отражения на верхней и нижней границах слоя кобальта [37]; в симметричной структуре этот эффект отсутствует. На частотно-угловых спектрах магнитного контраста наблюдается смена знака $\rho(\theta,\lambda)$ вдоль дисперсионных кривых ППП $(\pm1;0)$ (рис. 1e и 2e), что связано со спектральным сдвигом резонанса при приложении поперечного насыщающего магнитного поля, причем направление сдвига определяется направлением $\mathbf{H}$. Связь спектрального поведения магнитного контраста с возбуждением ППП в коротковолновой области неочевидна из-за большого количества дисперсионных кривых в этом диапазоне.

Результат для $\rho(\theta,\lambda)$ (рис. 2e) следует также сравнить с данными для аналогичного образца без серебра (рис. 2g) в той же азимутальной ориентации. Качественно графики похожи, однако по величине магнитный контраст в образце с серебром в районе возбуждения ППП $(\pm1;0)$ примерно в 2 раза больше, чем в структуре без серебра. Более наглядно это показано на рис. 3, где представлены срезы рис. 2e и 2g при углах падения $\theta = \pm25°$. Максимум магнитного контраста $|\rho(\theta,\lambda)|$ достигается на длине волны около 650 нм и составляет по модулю $6\cdot10^{-3}$ для структуры опал/Co/Ag и $3\cdot10^{-3}$ для структуры опал/Co. Таким образом, присутствие в составе рассматриваемой гетероструктуры тонкой пленки серебра приводит к усилению магнитооптического отклика в 2 раза, при этом, как было отмечено выше, уменьшения пропускания структуры не наблюдается. Из-за сложной формы экспериментальных спектров $T(\theta,\lambda)$ невозможно напрямую оценить добротность наблюдаемых ППП, однако можно предположить, что наличие серебра приводит к возбуждению более высокодобротного резонанса, который участвует в формировании

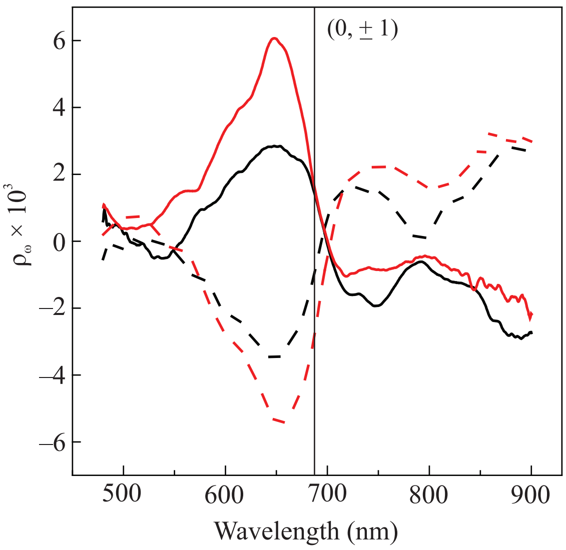

Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектры магнитного контраста образца опал/кобальт (черные линии) и опал/кобальт/серебро (красные линии), измеренные при p-поляризованном падающем излучении, при $\theta = 25^\circ$ (сплошные линии) и $\theta = -25^\circ$ (пунктирные линии). Серая линия соответствует спектральному положению ППП

и оптического (аномального пропускания), и магнитооптического отклика.

Что касается спектров, измеренных при s-поляризованном излучении накачки, то при ориентации волнового вектора вдоль $\mathbf{G}_1$ в силу граничных условий не возбуждаются ППП с $n = 0$, поэтому наиболее добротные ветви с $(\pm 1; 0)$ не проявлены ни в спектре $T(\theta, \lambda)$ (рис. 1d), ни в спектре $\rho(\theta, \lambda)$ (рис. 1f). Смена знака $\rho(\theta, \lambda)$ наблюдается вдоль кривой ППП $(0; \pm 1)$.

В случае, когда s-поляризованное излучение накачки падает так, что волновой вектор направлен вдоль вектора трансляции (рис. 2a), то наиболее заметно проявлены минимумы модуля магнитного контраста на ветвях $(\pm 1; 0)$ (сплошные линии на рис. 2f) без смены знака $\rho(\theta, \lambda)$. По-видимому, при этом происходит возбуждение двух близких по частоте ППП, распространяющихся под противоположными углами к $\mathbf{k}_x$ и, соответственно, проявляющих противоположные знаки магнитооптических эффектов. Следствием взаимодействия этих двух плазмонов, спектры магнитооптического эффекта которых различаются знаком, является наблюдающийся в эксперименте минимум модуля магнитного контраста.

Таким образом, разработан и изучен новый тип плазмонных структур опал/Co/Ag, не требующий использования методов литографии. В спектрах таких структур обнаружены области, где наблюдается аномальное пропускание, превышающее 110 % и высокое отражение, обусловленные возбуждением ППП. При p-поляризованном излучении накачки наблюдается смена знака магнитного контраста в области резонансов, причем величина магнитного контраста $|\rho(\theta, \lambda)|$ достигает 0.65 %, что вдвое больше, чем в аналогичных структурах без серебра. В s-поляризованном зондирующем излучении обнаружен минимум магнитного контраста без смены знака в области резонансного возбуждения ППП. Выполненные исследования показывают, что возможна дальнейшая оптимизация плазмонных свойств гетероструктур на основе пленок опала, что позволяет рассматривать их как перспективные материалы нанофотоники, способные управлять параметрами электромагнитного излучения путем изменения угла падения света, азимутальной ориентации взаимодействующей с ними структуры и приложении статического магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант # 19-72-20103, с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур". Разработка технологии получения термостойких опаловых пленок выполнена в рамках госзадания по теме 0040-2019-0012.

1. В. В. Климов, *Наноплазмоника*, ФИЗМАТЛИТ, М. (2009).
2. A. V. Zayats, I. I. Smolyaninov, and A. A. Maradudin, Phys. Rep. **408**, 131 (2005).
3. В. И. Альшиц, В. Н. Любимов, Письма в ЖЭТФ **112**(2), 127 (2020).
4. А. И. Якимов, А. А. Блошкин, А. В. Двуреченский, Письма в ЖЭТФ **110**(6), 393 (2019).
5. D. Jones, N. Liu, B. Corbett, P. Lovera, A. J. Quinn, and A. O'Riordan, J. Phys. Conf. Ser. **307**, 012005 (2011).
6. Z. Chen, P. Li, S. Zhang, Y. Chen, P. Liu, and H. Duan, Nanotechnology **30**, 335201 (2019).
7. S. Ushioda and Y. Sasaki, Phys. Rev. B **27**, 1401 (1983).
8. D. Q. Wang, X. L. Yu, and Q. M. Yu, Nanotechnology **23**, 405201 (2012).
9. V. Amendola, R. Pilot, M. Frasconi, O. M. Maragò, and M. A. Iatì, J. Phys. Condens. Matter **29**, 203002 (2017).
10. N. Maccaferri, I. Zubritskaya, I. Razdolski, I.-A. Chioar, V. Belotelov, V. Kapaklis, P. M. Oppeneer, and A. Dmitriev, J. Appl. Phys. **127**, 080903 (2020).
11. V. L. Krutyanskiy, A. L. Chekhov, V. A. Ketsko, A. I. Stognij, and T. V. Murzina, Phys. Rev. B **91**, 121411 (2015).
12. S. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer, Berlin/Heidelberg, Germany (2007).

13. V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, and A. K. Zvezdin, J. Opt. Soc. Am B **26** (8), 1594 (2009).
14. G. Armelles, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J. M. Garcia-Martin, M. U. Gonzales, J. B. Gonzalez-Diaz, E. Ferreiro-Vila, and J. F. Torrado, J. Opt. A.: Pure Appl. Opt. **11**, 114023 (2009).
15. В. Б. Новиков, А. М. Ромашкина, Д. А. Езенкова, И. А. Родионов, К. Н. Афанасьев, А. В. Барышев, Т. В. Мурзина, Оптика и спектроскопия **128** (9), 1369 (2020).
16. S. A. Dyakov, I. M. Fradkin, N. A. Gippius, L. Klompmaker, F. Spitzer, E. Yalcin, I. A. Akimov, M. Bayer, D. A. Yavsin, S. I. Pavlov, A. B. Pevtsov, S. Y. Verbin, and S. G. Tikhodeev, Phys. Rev. B **100**, 214411 (2019).
17. Y.-Ch. Lan and Ch.-M. Chen, Opt. Express **18** (12), 12470 (2010).
18. G. Armelles, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, and M. U. Gonzalez, Adv. Opt. Mater. **1**, 10 (2013).
19. А. А. Воронов, Д. О. Игнатьева, Д. Карки, М. А. Кожаев, А. Н. Калиш, М. Леви, В. И. Белотелов, Письма в ЖЭТФ **112**(11), 759 (2020).
20. L. Landstrom, D. Brodoceanu, K. Piglmayer, and D. Bauerle, Appl. Phys. A **84**, 373 (2006).
21. C. Farcau and S. Astilean, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. **9**, S345 (2007).
22. S. G. Romanov, A. V. Korovin, A. Regensburger, and U. Peschel, Adv. Mater. **23**, 2515 (2011).
23. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, Nature **391**(4), 667 (1998).
24. C. Genet and T. W. Ebbesen, Nature **445**, 39 (2007).
25. M. Schwind, B. Kasemo, and I. Zoric, Nano Lett. **13**, 1743 (2013).
26. I. A. Kolmychek, E. A. Mamonov, N. S. Gusev, M. V. Sapozhnikov, V. G. Golubev, and T. V. Murzina, Opt. Lett. **46**(13), 3087 (2021).
27. А. С. Романова, А. В. Коровин, С. Г. Романов, Физика твердого тела **55**(8), 1612 (2013).
28. I. A. Kolmychek, K. A. Lazareva, E. A. Mamonov, E. V. Skorokhodov, M. V. Sapozhnikov, V. G. Golubev, and T. V. Murzina, Materials **14**(13), 3481 (2021).
29. M. V. Sapozhnikov, S. A. Gusev, B. B. Troitskii, and L. V. Khokhlova, Opt. Lett. **36**(21), 4197 (2011).
30. M. V. Sapozhnikov, S. A. Gusev, V. V. Rogov, O. L. Ermolaeva, B. B. Troitskii, L. V. Khokhlova, and D. A. Smirnov, Appl. Phys. Lett. **96**(12), 122507 (2010).
31. Z. Liu, L. Shi, Z. Shi, X. H. Liu, J. Zi, S. M. Zhou, S. J. Wei, J. Li, X. Zhang, and Y. J. Xia, Appl. Phys. Lett. **95**(3), 032502 (2009).
32. I. A. Kolmychek, T. V. Murzina, A. A. Nikulin, E. A. Gan'shina, and O. A. Aktsipetrov, JETP Lett. **90**(7), 552 (2009).
33. J. B. Gonzalez-Diaz, A. Garcia-Martin, G. Armelles, J. M. Garcia-Martin, C. Clavero, A. Cebollada, R. A. Lukaszew, J. R. Skuza, D. P. Kumah, and R. Clarke, Phys. Rev. B **76**, 153402 (2007).
34. A. V. Baryshev, H. Uchida, and M. Inoue, J. Opt. Soc. Am. B **30**, 2371 (2013).
35. А. Б. Певцов, С. А. Грудинкин, А. Н. Поддубный, С. Ф. Каплан, Д. А. Курдюков, В. Г. Голубев, ФТП **44**(12), 1585 (2010).
36. Е. Ю. Трофимова, А. Е. Алексенский, С. А. Грудинкин, И. В. Коркин, Д. А. Курдюков, В. Г. Голубев, Коллоидный журнал **73**(4), 535 (2011).
37. А. К. Звездин, А. К. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, М. (1988), 192 с.
38. A. Degiron, H. J. Lezec, W. L. Barnes, and T. W. Ebbesen, Appl. Phys. Lett. **81**(23), 4327 (2002).
39. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic, N.Y. (2012).
40. О. А. Кавтрева, А. В. Анкудинов, А. Г. Баженова, Ю. А. Кумзеров, М. Ф. Лимонов, К. Б. Самусев, А. В. Селькин, Физика твердого тела **4**, 674 (2007).
41. L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry, and T. W. Ebbesen, Phys. Rev. Lett. **86**(6), 1114 (2001).