

12,09,13

Опалы с тонкопленочным металлическим дефектом — гибридные коллоидные плазмонно-фотонные кристаллы

© A.S. Romanova¹, A.V. Korovin^{1,2}, С.Г. Романов^{1,3}¹ Institute of Optics, Information and Photonics, University of Erlangen–Nuremberg, Erlangen, Germany² Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Sergei.Romanov@mpl.mpg.de

*(Поступила в Редакцию 18 августа 2010 г.)**В окончательной редакции 28 октября 2010 г.)*

Приготовлены гибридные фотонные кристаллы, состоящие из тонкопленочного опала и тонкой профилированной пленки золота, расположенной или на поверхности, или в глубине опала. Изучены спектры оптического пропускания гибридных кристаллов и обнаружено сосуществование в них минимумов, связанных с дифракционными резонансами в фотонном кристалле, и зон усиленного пропускания за счет переноса излучения через пленку металла поверхности плазмон-поляритонами. Показано, что спектры пропускания гибридных кристаллов с пленкой металла на поверхности подвергаются более сильной модификации по сравнению с гибридами, имеющими пленку металла в толще кристалла.

1. Введение

Развитие фотонных кристаллов (ФК) идет по пути усложнения их структуры в целях придания им новой функциональности. Одним из таких направлений является создание трехмерных (3D) металлodieлектрических ФК в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектров. Исходной идеей применения металла в 3D ФК было создание ФК со всенаправленной фотонной щелью за счет большой разницы вещественной части показателя преломления у металла и воздуха [1]. Поскольку опалоподобные структуры представляют собой удобный модельный 3D ФК, значительная часть исследователей использовала опал как базовую конструкцию при разработке металлodieлектрических ФК. Однако трудности с приготовлением одинаковых металлических сфер субмикронных размеров не позволили до настоящего времени реализовать эту идею. Альтернативный подход с использованием металлodieлектрических сфер с диэлектрическим ядром [2] также дал неудовлетворительные результаты из-за несовершенства технологий приготовления однородных металлических покрытий толщиной в десятки нанометров на поверхностях с большой кривизной. Приготовленные таким методом металлodieлектрические структуры имеют слишком большое поглощение света, на фоне которого теряются фотонно-кристаллические свойства [3]. Довольно неожиданный результат по преобразованию спектра света был получен на металлических ФК с проводящим каркасом [4]. Такая архитектура имеет перспективы использования для преобразования теплового излучения в световое, однако не позволяет использовать ФК в традиционном смысле для управления потоком света и скоростью спонтанного излучения внедренных источников света.

С другой стороны, в свойствах 3D металлodieлектрических ФК можно увидеть проявление локализованных плазмонных резонансов [5–7], дисперсия которых значительно отличается от дисперсии дифракционных резонансов. Поэтому дизайну и исследованию структур, объединяющих две резонансные подсистемы, было посвящено значительное количество работ. Общим мотивом таких работ стал переход от 3D металлических кристаллов к 2D кристаллам. Примерами реализации систем на основе опалов, в которых доминируют плазмонные резонансы различной природы, являются инвертированные опалы из золота [8] или монослои регулярно упакованных металлodieлектрических наносфер [9]. Тем не менее эти разработки также унаследовали недостатки, связанные с неоднородностью пространственного распределения металлического компонента.

Еще одним технологическим подходом к модификации оптических свойств опалов является нанесение тонкой металлической пленки на их поверхность. Изначально этот подход использовали для приготовления профилированных металлических пленок, способных к аномальному пропусканию света за счет возбуждения в пленке поверхностных плазмон-поляритонов и их туннелирования через пленку [10,11]. В качестве основы были выбраны монослои регулярно упакованных диэлектрических сфер. В спектрах таких гибридов характерные минимумы пропускания заменяются на полосы увеличенного пропускания. Позже было показано, что собственные моды 2D ФК играют значительную роль в формировании полос пропускания таких гибридных структур [12].

Недавно мы обратили внимание на то, что сохранить энергетическую зонную структуру для фотонов в опале и совместить ее с аномальным прохождением света через профилированную металлическую пленку

можно, используя 3D пленку опала и нанеся на ее поверхность тонкую металлическую пленку [13]. В итоге оптическое пропускание такой гибридной структуры значительно уменьшается за счет высокого отражения металлической пленки, а спектры содержат как полосы ослабления пропускания, соответствующие фотонным щелям в кристалле опала, так и полосы усиленного пропускания, соответствующие радиационной релаксации туннелировавших через металлическую пленку плазмон-поляритонов. При этом поглощение света в пленке металла незначительно в силу ее достаточно высокой однородности, достигнутой за счет отказа от химических методов выращивания и заменой стандартной техникой пленочного напыления. Очевидно, что множественность процессов, влияющих на формирование оптических свойств гибридных структур, значительно расширяет функциональность ФК на их основе. Одним из путей, ведущих к пониманию процессов распространения света в таких структурах, является приготовление гибридов с различными параметрами.

В гибридной архитектуре возбуждение поверхностных плазмон-поляритонных волн осуществляется за счет дифракции света, с одной стороны, на периодически профилированной металлической пленке, а с другой — на 3D решетке ФК. В итоге новой периодичности не возникает, поскольку векторы обратной решетки опала в проекции на его поверхность идентичны векторам обратной решетки профиля металлической пленки, однако распределение интенсивности света по порядкам дифракции различается.

Плазмон-поляритоны на внутренней стороне металлической пленки, обращенной к опалу, и на внешней ее стороне, обращенной к воздуху, имеют различную дисперсию из-за разного показателя преломления прилегающей среды. Это вызывает дополнительное усложнение спектров и ведет к трудностям в интерпретации полученных результатов. Для того чтобы выровнять показатель преломления с обеих сторон пленки металла, мы приготовили гибридную структуру, в которой пленка металла окружена опалом с обеих сторон. Примечательно, что это привело к существенному изменению спектров пропускания.

Целью настоящей работы является обсуждение спектров пропускания опала с тонкопленочным металлическим дефектом в сравнении с аналогичными спектрами несимметричной структуры, в которой пленка металла находится на поверхности опала.

2. Методика эксперимента

Для изготовления опалов были использованы сферы диаметром 431 nm, синтезированные из полиметилакрилата [14]. Пленки опала были приготовлены методом кристаллизации суспензии этих сфер на стеклянных подложках в вертикально перемещающемся мениске. Пленки опалов, приготовленные таким методом, имеют решетку с симметрией, близкой к гранецентрированной

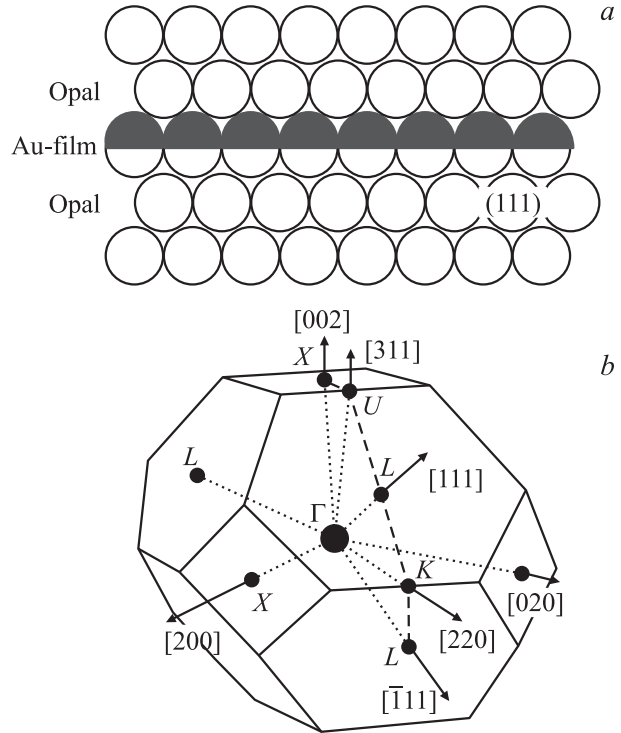


Рис. 1. а) Схематическое изображение образца Au–опал, состоящего из двух пленок опала, кристаллизованных из сфер одинакового диаметра и разделенных металлической пленкой. б) Зона Бриллюэна ГЦК-решетки с указанием особых точек. Стрелки указывают направления на особые точки в зоне Бриллюэна, а индексы около них соответствуют кристаллографическим осям в реальном пространстве. Штриховая линия показывает направление сканирования по зоне Бриллюэна при изменении угла падения пучка света.

кубической (ГЦК) [15]. Структуру опала можно представить как чередование монослоев, представляющих собой плотную гексагональную решетку сфер и являющихся плоскостями (111) ГЦК-кристалла (рис. 1). Пленки опала были упрочнены спеканием при 110°C, что внесло значительные искажения в симметрию решетки.

На поверхность пленок опалов были напылены пленки золота толщиной 50 nm, а также слой SiO₂ толщиной 10 nm. Для создания гибридного образца с пленкой золота в объеме опала на поверхности образца Au–опал была кристаллизована еще одна пленка опала из сфер такого же диаметра.

Спектры пропускания измерялись при разных углах падения коллимированного пучка света диаметром 1 mm от галогенной лампы накаливания. Падающий на образец свет пропускался через призменный поляризатор. Прошедший через пленку или отраженный от пленки свет собирался линзой из телесного угла около 0.5° и после прохождения через поляризатор-анализатор фокусировался в входную щель спектрометра с фиксированной решеткой и ПЗС-детектором. Во избежание поляризационной зависимости дифракции на решетке спектрометра перед щелью была помещена четвертьволновая

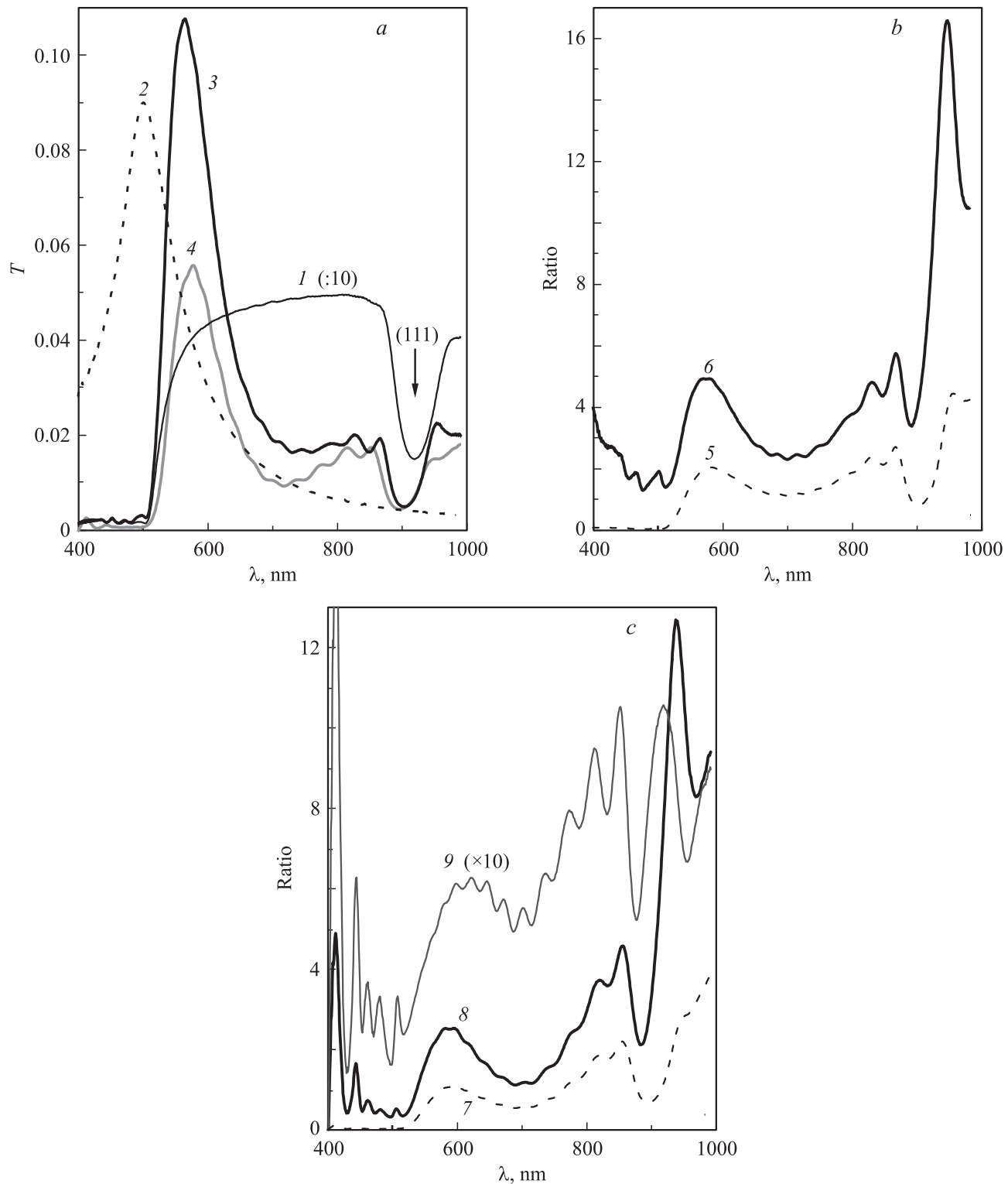


Рис. 2. *a)* Спектры пропускания исходной пленки опала (пропускание уменьшено в 10 раз) (1), плоской пленки Au толщиной 50 nm на стеклянной подложке (2), образцов Au–опал (3) и опал–Au–опал (4). *b)* Спектры пропускания образца Au–опал, нормированные на спектры пропускания пленки металла, $T_{\text{Au–opal}}/T_{\text{Au}}$ (5) и спектры пропускания образца Au–опал, нормированные на спектры пропускания пленки металла и пленки опала, $T_{\text{Au–opal}}/(T_{\text{Au}} \cdot T_{\text{opal}})$ (6). *c)* Нормированные спектры пропускания образца опал–Au–опал $T_{\text{opal–Au–opal}}/T_{\text{Au}}$ (7) и $T_{\text{opal–Au–opal}}/(T_{\text{Au}} \cdot T_{\text{opal}})$ (8) и увеличенное в 10 раз отношение спектров $T_{\text{opal–Au–opal}}/T_{\text{Au–opal}}$ (9).

пластинка. Спектры измерялись при p - и s -поляризации вектора электрического поля световой волны. Угол падения θ отсчитывался от нормали к поверхности пленки. В пленке опала направление сканирования решетки при увеличении угла падения и индексы дифрагирующих плоскостей были определены по картине поверхностной дифракции.

3. Спектры пропускания

Для начала рассмотрим спектры пропускания приготовленных образцов, которые получены вдоль нормали в поверхности пленки. На рис. 2, *a* представлены спектры исходного опала, плоской золотой пленки и двух гибридных образцов. Как видно, в спектрах гибридных образцов сохранились дифракционный минимум (111) и резкий спад пропускания в области коротких длин волн, соответствующие спектру пропускания пленки опала. В то же время интенсивность пропускания в свободной от резонансов области уменьшилась в 25 раз. При этом в области 800 nm пропускание гибридных образцов практически одинаково и превосходит в 2 раза пропускание плоской пленки золота. В сторону коротких длин волн пропускание гибридных образцов возрастает, но растет и пропускание Au-пленки. Тем не менее пик пропускания образца Au-опал наблюдается при 570 nm в отличие от пика 503 nm у пленки металла. Последний связан с межзонными переходами в электронной структуре золота [16]. В целом, пропускание структуры опал-Au-опал меньше, чем в образце Au-опал, за счет рассеяния на дополнительной границе Au-опал и в толще второй пленки опала. Например, разница в амплитуде пиков при 570 nm как раз и соответствует пропусканию пленки опала.

Для более отчетливой демонстрации изменения спектра опала в результате нанесения пленки металла были построены спектры пропускания полученных структур, нормированные на спектры пропускания составляющих их компонентов. Как видно, после деления на спектр пропускания пленки Au полоса аномального пропускания смещается в область более длинных волн, а подавление пропускания в фотонной щели сохраняется. Еще более отчетливо полосы пропускания выделяются после дополнительной нормировки на спектр опала. Они находятся около 575 nm в образце Au-опал и 590 nm в структуре опал-Au-опал (рис. 2, *b, c*). При этом в нормированном спектре появляется очень интенсивный пик в районе 940 nm, а само отношение монотонно возрастает в сторону „красной“ границы спектра.

Как видно, внесение пленки металла в толщу опала не изменило принципиально структуру спектра пропускания, т.е. в нем наблюдаются как минимумы за счет дифракции в опале и полоса аномального пропускания, связанная с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонных волн, так и всплеск пропускания в области резонанса (111). Об этом свидетельствует

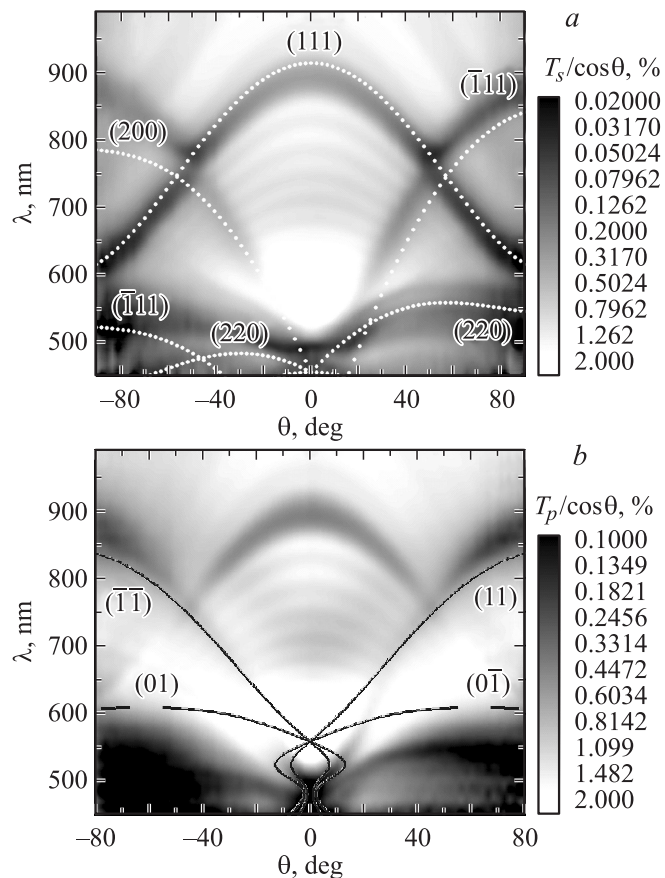


Рис. 3. Карты пропускания структуры опал-Au-опал в s - (*a*) и p -поляризованном (*b*) свете. Нормализация на $\cos \theta$ учитывает изменение длины оптического пути с ростом угла падения. Дисперсии дифракционных резонансов в ГЦК-решетке опала обозначены индексами Миллера кристаллических плоскостей (*a*), а дисперсии поверхностных плазмон-поляритонных волн — индексами Миллера 2D гексагональной решетки (*b*). Разрыв в дисперсии мод соответствует сильному уширению резонанса.

отношение спектров двух гибридов (кривая 9), которое практически равно единице в длинноволновой области и монотонно снижается с уменьшением длины волны. Небольшой максимум этого отношения при 624 nm указывает на уширение полосы аномального пропускания в структуре опал-Au-опал.

На рис. 3 приведены карты пропускания образца опал-Au-опал, полученные в ортогональных поляризациях падающего света. На карту пропускания в s -поляризации нанесены дисперсии дифракционных резонансов в ГЦК-решетке с параметрами, соответствующими исходной пленке опала (рис. 1, *b*). Несмотря на их очевидное качественное сходство, видно, что: а) минимум (111) сдвинут в коротковолновую область; б) решетка несколько искажена в первую очередь в результате ее упрочнения отжигом (уменьшение межплоскостного расстояния d_{111} с 352 до 340 nm); в) картина миниму-

мов симметрична по отношению к смене направления сканирования с LKL на LUX (рис. 1, *b*). Последнее наблюдение (пункт *c*) не удивительно в случае образца, приготовленного в результате двух несвязанных процессов выращивания пленок опала, в спектрах которого имеется также значительный вклад от многократных пересечений пленки опала пучком света, отраженным от металлической пленки.

В *p*-поляризованном свете карта пропускания выглядит иначе: дифракционные резонансы от плоскостей (200) и ($\bar{1}11$) видны как слабые минимумы, наложенные на области повышенного пропускания, а резонанс (111) практически незаметен при $|\theta| > 50^\circ$. Область более высокого пропускания имеет пик при нормальном падении света, а ветви, дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов, рассчитанные для гексагональной 2D решетки с периодом 404 nm, которая погружена в диэлектрическую среду с эффективным показателем преломления $n_{\text{eff}} = 1.356$, расположены в областях повышенного пропускания (рис. 3, *b*). При этом наблюдается явное различие пропускания в ортогональных поляризациях, несмотря на характерную для 2D профилированных металлических пленок *p*–*s*-связь плазмон-поляритонов.

4. Обсуждение результатов

Общее увеличение пропускания гибридных образцов в области длинных волн нельзя объяснить согласованием импедансов пленки металла и вакуума путем нанесения неотражающего покрытия в виде пленки опала [17,18], но можно приписать размытому дипольному резонансу на металлических полусферах [19]. Пик пропускания при 940 nm — это следствие формирования резонатора между пленкой металла и брэгговским зеркалом, что подтверждено численным моделированием [18,20]. Здесь не обсуждаются эти эффекты, так как они не связаны с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов. Тем не менее упомянутые резонансы являются неотъемлемой частью гибридных ФК и могут быть использованы для формирования функциональных устройств на их основе.

Полоса пропускания, расположенная в области 580 nm, была подробно рассмотрена для случаев монослоя сфер и опала, покрытых пленкой металла [12,13]. Природа этой полосы аналогична явлению аномального пропускания в пленке металла, имеющей периодическую решетку отверстий, размер которых значительно меньше длины волны проходящего света [21]. Процесс пропускания включает в себя возбуждение падающим светом поверхностных плазмон-поляритонов в металлической пленке, генерацию поляритонов на противоположной стороне металлической пленки и последующий излучательный распад поляритонов. Такое же явление наблюдается и в периодически профилированной пленке металла [22]. В отличие от классических конфигураций пленка металла на поверхности опала имеет сложную

топологию, совмещающую неоднородный по толщине и глубокий, до 50% периода, профиль с наличием сквозных отверстий. Очевидно, что такая геометрия способствует быстрому радиационному распаду поверхностных плазмон-поляритонов. Причем излучательная релаксация происходит за время, значительно меньшее характерного времени диссипации этих возбуждений в металле. В настоящее время остаются неисследованными детали этого процесса в зависимости от толщины и поперечного профиля пленки. В этом плане сравнение двух гибридных образцов, отличающихся изоляцией пленки металла от континуума мод свободного пространства в одном из них, позволяет оценить роль связи электромагнитных волн с плазмонами в гибридной архитектуре.

Ранее было показано, что спектры пропускания монослоя сфер и опала в области $\lambda \sim D$ весьма похожи по структуре [23]. Как отмечалось, в спектре монослоя сфер полоса аномального пропускания при нормальном падении света фактически заменяет (с небольшим „красным“ сдвигом) минимум пропускания [12]. В монослое этот минимум соответствует возбуждению волноводных мод, которые связываются с поверхностными плазмонными волнами в случае нанесения пленки металла. В опале в этой области спектра минимум пропускания определяется суперпозицией вырожденных минимумов от дифракции на нескольких кристаллических плоскостях 3D решетки. Такой минимум не может быть отменен с помощью возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, так как сохраняется дифракция в объемной решетке опала.

На рис. 4 представлены карты пропускания исходной пленки опала и гибридных кристаллов Au–опал и опал–опал. В отличие от исходных пленок опала в гибридных образцах пленкой металла поддерживаются поверхностные плазмон-поляритоны на металлической пленке. В результате становится возможной конкуренция усиления пропускания за счет плазмонного механизма и ослабления пропускания за счет 3D дифракции. Выражается это 1) в изменении дисперсии минимумов пропускания в образце Au–опал по сравнению с их дисперсией в опале в области углов падения $\theta < 40^\circ$ и длин волн $\lambda > 700$ nm (ср. рис. 4, *a* и *b*); 2) в значительном уширении минимума ($\bar{1}11$) в образце Au–опал, который веерообразно расходится в сторону длинных волн с увеличением угла падения света. Как видно, нанесение второй пленки опала в образце опал–Au–опал фактически убирает эти особенности, но оставляет пик аномального пропускания при малых углах падения и увеличение пропускания в дисперсионных „крыльях“ этого резонанса при больших углах падения.

По сравнению с исходной пленкой опала нанесение металлического покрытия увеличивает количество осцилляций прошедшего луча опала за счет частичного отражения от границ пленки, причем с ростом угла падения количество проходов луча возрастает, так как

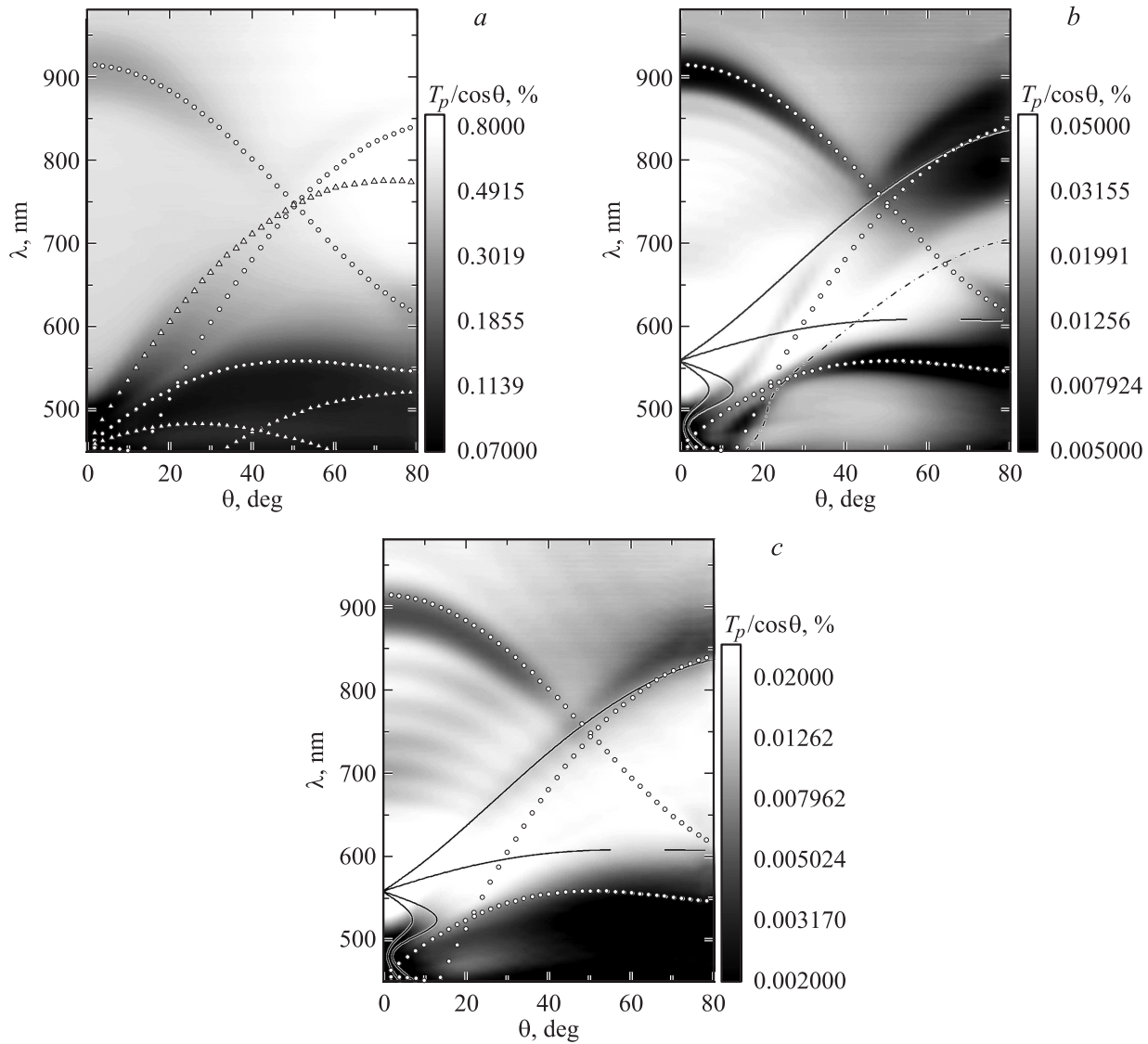


Рис. 4. Карты пропускания пленки опала. Кружками и треугольниками обозначены дисперсии дифракционных резонансов в направлениях *LKL* и *LUX* соответственно. *b*) Спектры пропускания образца Au–опал. Кружками обозначены дисперсии дифракционных резонансов в направлении *LKL*. Сплошные линии — дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела опал–Au, штрихпунктир — на границе раздела воздух–Au. *c*) Спектры пропускания образца опал–Au–опал. Обозначения те же, что на части *b*.

возрастает отражение. Это явление наряду с дефектами упаковки опала должно приводить к сглаживанию анизотропии спектров пропускания по отношению к изменению направления сканирования волнового вектора в зоне Бриллюэна опала в ее *GLKL* и *GLUX* сегментах. Можно предположить, что минимумы резонансов ($\bar{1}11$) и (200) смешиваются и суммарный минимум несколько уширяется, как видно из дисперсионных кривых ГЦК-решетки, показанных на рис. 3 и 4, *a, b*. Очевидно, что это явление не сохраняется в структуре опал–Au–опал (рис. 4, *c*).

Во-первых, в отличие от гибрида Au–опал в структуре опал–Au–опал происходит выравнивание показателя преломления по обе стороны металлической

пленки (рис. 1). Это приводит к снижению отражения на металлическом интерфейсе. Таким образом, количество проходов луча уменьшается и соответственно уменьшается ослабление света в дифракционных резонансах. В связи с этим можно отметить значительно более сильное ослабление пропускания в резонансе (111) в 5.5 раз в покрытом пленкой металла опале и в 4 раза в образце опал–Au–опал по сравнению с наблюдавшимся в исходном опале ослаблением в 1.6 раза. Следует указать, что толщина пленки опала, которая была кристаллизована на стеклянной подложке, приблизительно одинакова во всех описываемых образцах и составляет 13 ± 1 монослоев (111). Однако в образце опал–Au–опал суммарная толщина опала

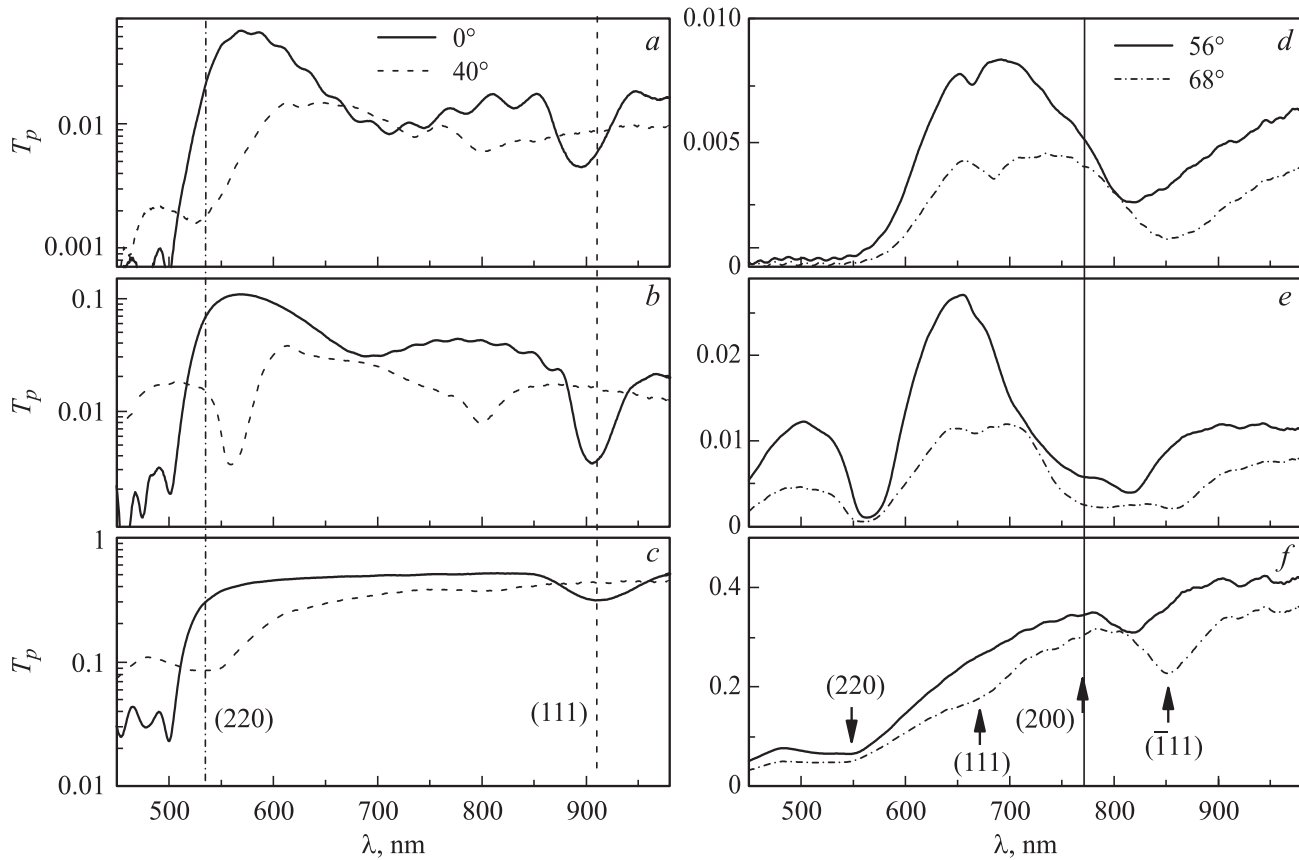


Рис. 5. Сравнение положения дифракционных минимумов в спектрах пропускания в *p*-поляризованном свете образцов опал–Au–опал (*a*), Au–опал (*b*) и пленки опала (*c*) при различных углах падения света. Вертикальные линии указывают области нахождения дифракционного резонанса (111) в пленке опала при нормальном падении света и резонанса (220) при 40°. Различие проявления резонансов (200) и $\bar{1}11$ в пропускании образцов опал–Au–опал (*d*), Au–опал (*e*) и пленки опала (*f*). Стрелками обозначены положения дифракционных резонансов в опале при $\theta = 68^\circ$. Вертикальная линия проведена в области дополнительной полосы пропускания в образце опал–Au–опал.

практически удваивается. Резонансы (111) и (220) также значительно более отчетливо выражены в гибридных образцах при $\theta = 40^\circ$ по сравнению с исходной пленкой опала (рис. 5, *a–c*).

Во-вторых, рассеяние плазмонных волн на противоположных сторонах металлической пленки выравнивается. В структуре опал–Au–опал входящие к пленке металла блоховские моды фотонного кристалла рассеиваются в поверхностные плазмон-поляритоны, а те в свою очередь рассеиваются в аналогичные блоховские моды опала. Направление распространения всех рассеянных волн определяется законом сохранения импульса при сложении волнового вектора волны и вектора обратной решетки 2D профиля металлической пленки. Напротив, в структуре Au–опал дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов на противоположных сторонах металлической пленки различаются из-за различия показателей преломления воздуха и опала. Поэтому распределение интенсивностей в дифракционных резонансах неодинаково для противоположных сторон пленки. Таким образом, дифракционный характер возбуждения и

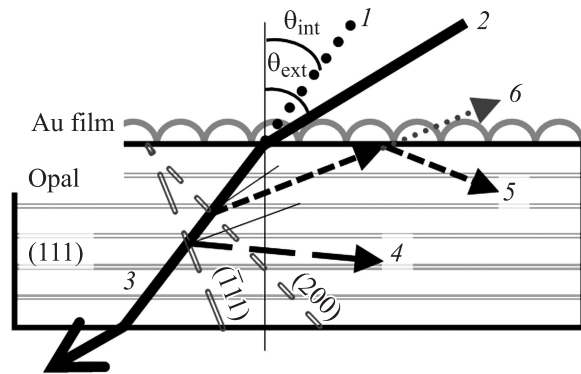


Рис. 6. Схема распространения пучка света в кристалле опала, покрытом пленкой металла, с учетом дифракции на кристаллических плоскостях с различными индексами Миллера. 1 — падающий луч, 2 — падающий луч в случае образца Au–опал, 3 — преломленный луч, 4 — луч, дифрагированный на плоскостях $\bar{1}11$ и не достигший пленки металла, 5 — луч, дифрагированный на плоскостях (200), достигший пленки металла и отраженный от нее, 6 — луч 5, частично прошедший сквозь пленку металла.

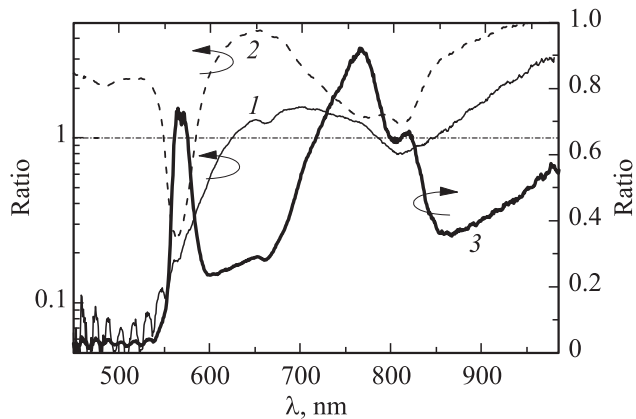


Рис. 7. Нормированные спектры пропускания $T_{\text{opal-Au-opal}}/(T_{\text{Au}} \cdot T_{\text{opal}})$ (1) и $T_{\text{Au-opal}}/(T_{\text{Au}} \cdot T_{\text{opal}})$ (2) при $\theta = 56^\circ$. Жирная кривая 3 показывает изменение отношения $T_{\text{opal-Au-opal}}/T_{\text{Au-opal}}$ с длиной волны.

релаксации поверхностных плазмон-поляритонных волн приводит к более сильному изменению пропускания в зависимости от угла падения и длины волны в структуре Au–опал по сравнению со структурой опал–Au–опал.

Следует учесть, что минимумы в области резонансов (hkl) для плоскостей, не параллельных плоскости (111) (т.е. и для рассматриваемых резонансов ($\bar{1}11$) и (200)), представляют собой потери интенсивности проходящего пучка света из-за дифракции (рис. 6). Эти дифрагированные пучки могут или достигнуть металлической пленки и возбудить поверхностные плазмон-поляритоны, или нет. В свою очередь излучательная релаксация плазмон-поляритонов происходит как в направлении детектора, так и в других направлениях. Так как ветвь ($0\bar{1}$) поверхностного плазмона попадает в область минимума пропускания в структуре Au–опал, можно предположить, что в этом случае плазмонная мода не рассеивается в направлении детектора в отличие от ее рассеяния в структуре опал–Au–опал (рис. 2, *b* и 5, *d, e*).

Как следует из рис. 5, *d, e*, относительное увеличение пропускания в структуре опал–Au–опал происходит в спектральной области 750–780 nm, отмеченной вертикальной линией, и слабо зависит от угла падения. Как раз слабая дисперсия характерна для ветви ($0\bar{1}$) плазмонного резонанса в этой области углов падения (рис. 4, *b*).

Для того чтобы выделить эффект нанесения пленки металла, в спектрах пропускания гибридных образцов в явном виде на рис. 7 представлены отношения $T_{\text{opal-Au-opal}}/(T_{\text{Au}} \cdot T_{\text{opal}})$ и $T_{\text{Au-opal}}/(T_{\text{Au}} \cdot T_{\text{opal}})$ для $\theta = 56^\circ$. В качестве пропускания T_{Au} было взято пропускание плоской пленки золота толщиной 50 nm, а в качестве T_{opal} — пропускание пленки опала, состоящей из плоскостей (111). Как видно, в гибриде Au–опал (кривая 2) основной вклад в усиление пропускания осуществляется поверхностными плазмон-поляритонами в области около 650 nm, в то время

как в гибриде опал–Au–опал (кривая 1) максимум достигается при больших длинах волн из-за отсутствия минимума при 770 nm. Это различие подчеркнуто в отношении $T_{\text{opal-Au-opal}}/T_{\text{Au-opal}}$ (кривая 3 на рис. 7). Минимумы около 568 и 813 nm соответствуют дифракционным резонансам (220) и ($\bar{1}11$) и показывают дополнительное ослабление пропускания в резонансах из-за эффективного увеличения оптической толщины пленки опала вследствие отражения пленкой металла пучка проходящего света обратно в толщу опала.

5. Заключение

Сравнение спектров пропускания гибридных ФК, состоящих из тонкопленочного опала с пленкой металла, расположенной либо на поверхности, либо в толще опала, показало, что более сильная модификация спектра происходит в случае структур с пленкой опала на границе опал–воздух. Именно в этом случае возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов позволяет контролировать проникновение света в 3D фотонный кристалл, в частности, за счет управления преобразованием падающей волны в блоховские моды ФК. Напротив, в случае структуры опал–Au–опал, пленка металла выступает, скорее, как фильтр или дефект, вносящий свою функцию пропускания в связь между резервуарами мод одинаковых фотонных кристаллов.

Применение гибридных ФК позволяет не только использовать поверхностные плазмон-поляритоны в качестве преобразователя спектра проходящего и отраженного света, но также усиливать ослабление света в дифракционных резонансах ФК и вносить дополнительные особенности за счет образования резонаторов между металлическим и брэгговским зеркалами.

Список литературы

- [1] Z. Wang, C.T. Chan, W. Zhang, N. Ming, P. Shen. Phys. Rev. B **64**, 113 108 (2001).
- [2] Z. Liang, A.S. Susha, F. Caruso. Adv. Mater. **14**, 1160 (2002).
- [3] Y. Jiang, C. Whitehouse, J. Li, W.Y. Tam, C.T. Chan, P. Sheng. J. Phys.: Cond. Matter **15**, 5871 (2003).
- [4] G. Fleming, S.Y. Lin, I. El-Kady, R. Biswas, K.M. Ho. Nature **417**, 52 (2002).
- [5] P.T. Miclea, Z. Liang, A.S. Susha, F. Caruso, C.M. Sotomayor Torres, S.G. Romanov. Appl. Phys. Lett. **84**, 3960 (2004).
- [6] D.A. Mazurenko, A. Moroz, C.M. Graf, A. van Blaaderen, J.I. Dijkhuijs. Proc. SPIE **5450**, 569 (2004).
- [7] S.G. Romanov, A.S. Susha, C.M. Sotomayor Torres, Z. Liang, F. Caruso. J. Appl. Phys., **97**, 086103-1-3 (2005).
- [8] R.C. Pennington, G.D' Alessandro, J.J. Baumberg, M. Kaczmarek. Phys. Rev. A **79**, 043 822 (2009).
- [9] F. Le, D.W. Brandl, Y.A. Urzhumov, H. Wang, J. Kundu, N.J. Halas, J. Aizpurua, P. Nordlander. ACS Nano **2**, 707 (2008).
- [10] L. Landström, D. Brodoceanu, K. Piglmayer, D. Bäuerle. Appl. Phys. A **84**, 373 (2006).

- [11] C. Farcau, S. Astilean. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **9**, S 345 (2007).
- [12] L. Landstrom, D. Brodoceanu, D. Bauerle, F.J. Garcia-Vidal, S.G. Rodrigo, L. Martin-Moreno. *Opt. Exp.* **17**, 761 (2009).
- [13] B. Ding, M.E. Pemble, A.V. Korovin, U. Peschel, S.G. Romanov. *Phys. Rev. B* **82**, 035119-1-9 (2010).
- [14] M. Müller, R. Zentel, T. Maka, S.G. Romanov, C.M. Sotomayor Torres. *Chem. Mater.* **12**, 2508 (2000).
- [15] W. Khunsin, G. Kocher, S.G. Romanov, C.M. Sotomayor Torres. *Adv. Funct. Mater.* **18**, 2471 (2008).
- [16] B.R. Cooper, H. Ehrenreich, H.R. Philipp. *Phys. Rev.* **138**, A 494 (1965).
- [17] D. Han, X. Li, F. Wu, X. Liu, J. Zi. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 161110 (2006).
- [18] A. Regensburger. Diploma Thesis. University Erlangen–Nuremberg (2010).
- [19] A.I. Maarroof, M.B. Cortie, N. Harris, L. Wiczorek. *Small* **4**, 2292 (2008).
- [20] A.S. Ramírez-Duverger, J. Gaspar-Armenta, R. Garcia-Llomas. *J. Opt. Soc. Am. B* **25**, 1016 (2008).
- [21] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff. *Nature* **391**, 667 (1998).
- [22] S.A. Maier. *Plasminics: fundamentals and applications*. Springer, N.Y. (2007).
- [23] S.G. Romanov, M. Bardosova, I. Povey, M. Pemble, C.M. Sotomayor Torres. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 191106-1-3 (2008).