

12,13

Влияние размерности на спектры гибридных плазмонно-фотонных кристаллов*

© А.С. Романова¹, А.В. Коровин², С.Г. Романов^{1,3}

¹ Institute of Optics, Information and Photonics, University of Erlangen–Nuremberg, Erlangen, Germany

² Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

На основе коллоидных кристаллов различной размерности приготовлены гибридные металло-диэлектрические плазмонно-фотонные гетерокристаллы. Показано, что спектры оптического пропускания гетерокристаллов определяются, по большей мере, суммированием вкладов составляющих их плазмонного и фотонного кристаллов. В то же время, имеется целый ряд явлений, вызванных взаимным влиянием составных частей гетероструктуры, которые приводят к отклонению наблюдаемых оптических свойств от линейной суперпозиции откликов этих кристаллов. В частности, найдено, что аномальное пропускание, определяемое плазмонным кристаллом, уменьшается с увеличением размерности присоединенного к нему фотонного кристалла. В то же время, отражение света на металлизированной поверхности изменяет дифракцию света в фотонных кристаллах и приводит к усилению осцилляций Фабри–Перо. Высказано предположение об образовании переходного слоя, в котором происходит гибридизация блоховских мод фотонного кристалла и поверхностных плазмон-поляритонов плазмонного кристалла.

Работа выполнена при поддержке DFG Cluster of Excellence „Engineering of Advanced Materials“ в университете Эрлангена–Нюрнберга, Германия.

Расширение возможностей программируемой обработки светового потока с помощью фотонных кристаллов (ФК) является одной из задач, лежащих в русле развития современных информационных технологий. Основным механизмом формирования фотонной энергетической структуры (ФЭС) является интерференция падающего света и света, рассеянного периодически профилированной структурой. В результате условия распространения света внутри ФК отличаются от распространения света в однородных диэлектриках — часть спектрального диапазона оказывается недоступной для распространения, направление распространения света определяется с точностью до вектора обратной решетки ФК, а перенос энергии осуществляется блоховскими модами. Традиционно для перестройки ФЭС изменяют контраст показателя преломления, долю занятого тяжелым диэлектриком пространства, симметрию кристаллической решетки и топологию элементарной ячейки ФК. Альтернативным методом является реализация составных ФК, таких как фотонные гетерокристаллы [1–3] и сверхрешетки [4], поток света в которых аккумулирует последствия своего взаимодействия с различными структурами. Наконец, для кардинального изменения взаимодействия света со структурой можно расширить круг возбуждений, участвующих в преобразовании и переносе электромагнитной энергии, как это происходит в фоксонных [5], магнонных [6] и поляритонных [7] ФК.

* Доклад на Всероссийской молодежной конференции „Опалоподобные структуры“ (Санкт-Петербург, 23–25 мая 2012 г.).

Настоящая работа посвящена рассмотрению свойств гетероструктур, полученных в результате объединения плазмонных и фотонных электромагнитных (ЭМ) кристаллов [8]. Как известно, падающий свет может не только когерентно рассеиваться в решетке ФК, но и взаимодействовать с электронами его каркаса, возбуждая, например, экситоны или плазмоны. Если постоянная распространения таких возбуждений соизмерима с обратным вектором решетки ФК, то и для них, в свою очередь, реализуется зонная энергетическая структура. Недостатком электронных возбуждений является диссипация энергии, подавляющая интерференцию и препятствующая образованию ФЭС. Для минимизации потерь в ФК можно уменьшить объемную долю материала с потерями и/или реализовать быструю радиационную релаксацию электронных возбуждений. Чтобы не потерять при этом влияния электронных возбуждений на спектр, как это происходит, например, при уменьшении концентрации металлических частиц в объеме ФК [9], можно выделить часть кристалла с электронным откликом в отдельную тонкопленочную структуру. Поэтому мы рассмотрим плазмонно-фотонные гетерокристаллы (ПФК), состоящие из тонкопленочного металлического ЭМ-кристалла и диэлектрического ФК.

Падающий свет возбуждает в периодически профилированной пленке металла поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), поле которых локализовано на границе раздела металл-диэлектрик [10]. Так как распространяющиеся вдоль пленки ППП испытывают ди-

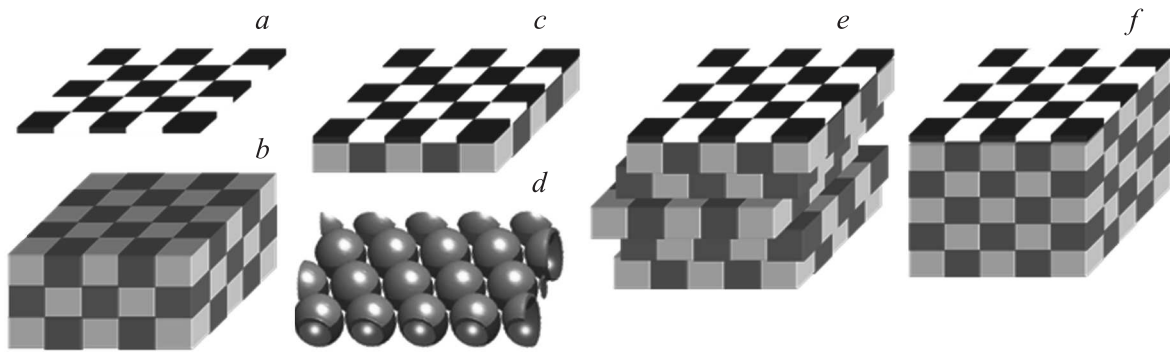


Рис. 1. Схематическое изображение исследованных структур. *a* — 2D тонкопленочный металлический плазмонный кристалл, *b* — диэлектрический фотонный кристалл, *c* — Ag-ML, представляющий собой гибридный кристалл 2D ПК-2D ФК, *d* — приближенная к реальности геометрия полусфер пленки металла, представляющих собой плазмонный кристалл, на поверхности фотонного кристалла (светлым тоном выделены полусферы металла), *e* — Ag-LB, представляющий собой гибридный кристалл 2D ПК-(2+1)D ФК, *f* — Ag-O — гибридный кристалл 2D ПК-3D ФК.

фракцию на решетке неоднородностей, то формируются энергетический спектр собственных мод, удовлетворяющий симметрии решетки. Такая пленка является тонким 2-мерным (2D) плазмонным ЭМ-кристаллом (ПК). Если объединить ФК с ПК то в первом приближении эта гетероструктура будет влиять на проходящий свет наподобие двух последовательно соединенных фильтров, т.е. ФК будет взаимодействовать со светом независимо от находящегося у его поверхности ПК. Отличие от суперпозиции возникает на границе раздела ПК–ФК, где изменяется носитель ЭМ энергии.

Даже если периоды решеток ФК и ПК одинаковы, ФЭС этих кристаллов не будут совпадать из-за различной дисперсии фотонов и ППП. При объединении разнородных ЭМ-кристаллов в гетероструктуру естественно предположить, что согласование их блоховских мод будет происходить в переходном интерфейсном слое толщиной порядка длины световой волны. В случае гетерокристалла, состоящего из тонкого 2D ФК и тонкопленочного ПК, переходная область может занимать значительную долю объема гетерокристалла, и ее вклад может превалировать в спектре пропускания. Наоборот, переходная область в гетерокристалле, составленном из 3D ФК и 2D ПК, может играть незначительную роль в преобразовании спектра.

Имеются ли отклонения оптических свойств гетероструктур от суперпозиции свойств составляющих их ЭМ-кристаллов и каков характер этих отклонений — экспериментальной проверке этих вопросов и посвящена наша работа.

В качестве ФК мы использовали три вида коллоидных кристаллов: (1) гексагонально-упакованный монослой сфер, являющийся 2D тонким ФК, (2) стопку произвольно смещенных друг относительно друга в продольном направлении гексагонально-упакованных монослоев сфер, представляющую собой (2 + 1)D ФК [11–13], и (3) самоорганизованную гранцентрированную кубическую (ГЦК) решетку сфер (структура опала), обра-

зующую 3D ФК. ПК во всех случаях был представлен нанесенной на поверхность ФК тонкой пленкой серебра (рис. 1, *a, b, c*). Сравнивая между собой спектры пропускания и отражения гибридных гетерокристаллов различной размерности, можно оценить влияние размерности ФК на их оптические свойства и оценить влияние переходного слоя.

Для приготовления коллоидных кристаллов были использованы силикатные сферы номинальным диаметром $d = 520$ nm. Монослой (ML) сфер был приготовлен методом Лэнгмюра–Блоджетт (LB) [14]. Сферы были предварительно покрыты соответствующим полимером для придания им гидрофобности, что позволяет им плавать в полупогруженном состоянии на поверхности воды. После сжатия плавающих сфер подвижным барьером до их касания сформированный монослой переносили на гидрофильную стеклянную подложку. Для создания стопки из 10 монослоев сфер LB-процесс повторили 10 раз, нанося монослой последовательно друг на друга. Такая стопка будет в дальнейшем называться LB-кристаллом. Пленку опала (O) кристаллизовали на гидрофильной стеклянной подложке в вертикально перемещающемся мениске на границе раздела суспензия–воздух из гидрофильных сфер того же диаметра [15]. Обсуждаемая в дальнейшем самоорганизованная пленка опала содержала девять гексагонально-упакованных монослоев сфер, являющихся (111) плоскостями ГЦК-решетки, расположенными параллельно подложке.

Нанесение металла на поверхность монослоя коллоидных частиц часто используется для реализации материалов, демонстрирующих аномальное пропускание [16,17]. Мы модифицировали этот метод, нанеся на поверхность полученных коллоидных кристаллов металл магнетронным распылением из наклонно расположенных мишеней, что позволило уменьшить проникновение металла в поры между сферами. Были приготовлены коллоидные кристаллы, покрытые плен-

кой серебра номинальной толщиной 30 nm и защитной пленкой SiO₂ толщиной 15 nm. Так как во всех трех случаях поверхность коллоидного кристалла состояла из плотноупакованной гексагональной решетки сфер, то можно считать структуры ПК идентичными. Поэтому изученные гибридные ПФК различаются лишь размерностью составляющих их ФК. В дальнейшем эти ПФК обозначаются как Ag-ML, Ag-LB и Ag-O.

Топологию пленки металла на поверхности коллоидного кристалла можно представить как последовательно-параллельное соединение металлических полусфер (рис. 1, *d*). Таким образом, в пленке сочетаются глубокий периодический профиль и сквозные отверстия [18].

Измерения спектров пропускания и отражения производили, освещая образцы коллимированным пучком света от галогенной лампы накаливания. Диаметр пучка был равен ~ 1 mm. Спектры снимали в линейно поляризованном свете, используя поляризатор и анализатор, при различных углах падения света от -80° до 80° относительно нормали к плоскости пленочной структуры в случае пропускания и от 6 до 80° в случае отражения. Спектры пропускания/отражения обозначаются T_{ss} , T_{pp} , R_{ss} , R_{pp} , где индексы обозначают поляризацию падающего и детектируемого света соответственно. Поляризация света существенна, так как ППП в плоской пленке металла возбуждается только *p*-поляризованным светом, вектор электрического поля которого лежит в плоскости падения.

Нанесение пленки Ag в несколько раз понижает уровень пропускания ПФК в длинноволновой области спектра из-за высокой отражательной способности металла. Следует отметить, что уровень пропускания всех структур в длинноволновой области примерно одинаков, так как одинакова толщина пленки металла. На участие ППП в прохождении света через периодически профилированную пленку металла указывает пик аномального пропускания [18]. В исследованных структурах этот пик наблюдается около 608 nm (рис. 2, *a*). Если в Ag-ML амплитуда пика составляет 45%, то в Ag-LB и Ag-O пропускание в пике снижается до 20%. Из-за потерь на рассеяние и дифракцию пропускание Ag-LB и Ag-O прогрессивно снижается с уменьшением длины волны, несмотря на резкое нарастание пропускания пленки Ag. Эти потери возрастают с ростом размерности ФК, что согласуется с подавлением наблюдаемых в Ag-ML коротковолновых пиков аномального пропускания.

Аномальное пропускание обусловлено обменом энергией между ППП, локализованными на противоположных сторонах пленки. Общепринято, что в случае сплошной пленки металла с периодическим профилем поверхности необходимая связь осуществляется за счет туннелирования ППП через пленку, в то время как для плоской пленки с периодической решеткой сквозных отверстий связь обусловлена взаимодействием плазмонов в отверстиях и на плоскости пленки [10]. Также отметим, что в приготовленных образцах толщина пленки

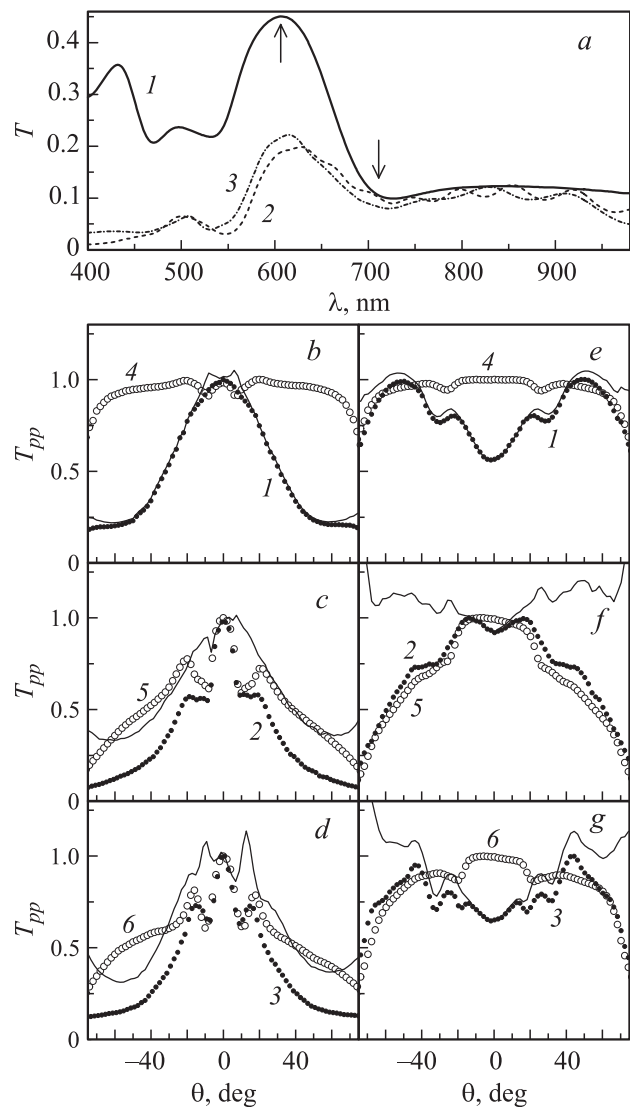


Рис. 2. (*a*) Спектры пропускания ПФК: 1 — Ag-ML, 2 — Ag-LB и 3 — Ag-O при нормальном падении света на плоскость кристалла. Стрелки указывают длины волн, для которых приведены индикатрисы пропускания. (*b, c, d*) Угловые диаграммы нормализованного на максимум пропускания *p*-поляризованного света на длине волны 608 nm, 1–3 — индикатрисы ПФК, как на панели (*a*), 4–6 — индикатрисы соответствующих ФК, (*e, f, g*) — то же для длины волны 705 nm. Тонкими сплошными линиями на панелях (*b–g*) приведены восстановленные индикатрисы пропускания ПК.

металла близка к величине скин-слоя ЭМ поля, поэтому ППП на противоположных сторонах пленки должны быть непосредственно связаны между собой. К сожалению, до настоящего времени не достигнуто понимания механизма связи ППП в такой сложной структуре и нам остается довольствоваться упрощенной моделью дифракции ППП в плоской решетке рассеивателей.

Сравним угловые диаграммы пропускания исследуемых ПФК и ФК. На длине волны, соответствующей максимуму аномального пропускания, и в диапазоне

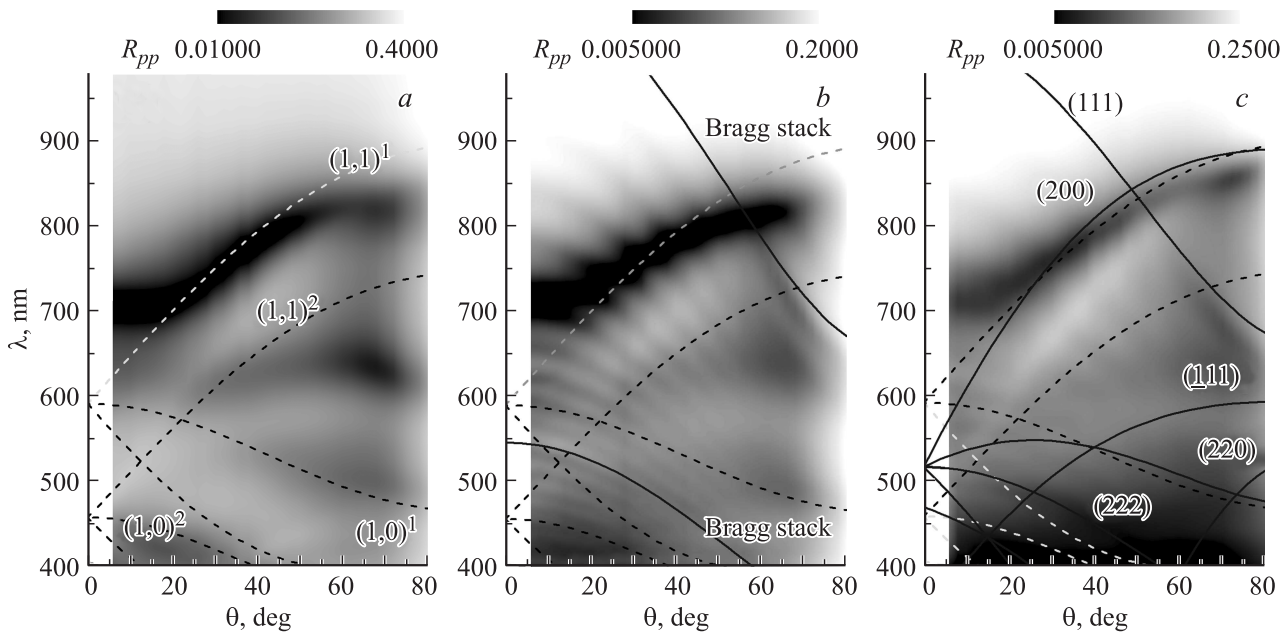


Рис. 3. Спектры отражения: (а) Ag-ML, (b) Ag-LB и (с) Ag-O. снятые со стороны пленки металла. Штриховые линии показывают дисперсию ППП. Сплошные линии на панели (b) показывают дисперсию дифракционных резонансов на стопке монослоев, обозначенных Bragg stack, а на панели (с) — дисперсию дифракционных резонансов на плоскостях решетки опала, обозначенных индексами Миллера ГЦК-решетки.

углов падения $\theta = \pm 8^\circ$ (рис. 2, а) форма индикатрис пропускания ФК и ПФК совпадает (рис. 2, b–d). То есть дифракция фотонов в ФК однозначно задает форму индикатрисы. Затем, до $\pm 20^\circ$, индикатрисы ПФК и материнского ФК расходятся, но дифракционные резонансы в ФК определяют положение перегибов индикатрисы ПФК. Теряется связь диаграммы ПФК с диаграммой ФК только при больших углах падения света.

На длине волны у подножия пика аномального пропускания индикатрисы имеют другую форму (рис. 2, e–g). При малых углах падения индикатрисы всех ПФК имеют минимум, а индикатрисы их материнских ФК — плато. При углах падения, несколько больших 20° , максимуму индикатрисы Ag-ML соответствует минимум индикатрисы ML, тот же эффект, хотя и меньшей амплитуды, повторяется для Ag-LB и Ag-O. Ранее мы уже отмечали компенсацию дифракционного минимума для фотонов усиленным пропусканием в полосе ППП [13]. Еще один заметный резонанс наблюдается в диапазоне углов от 40 до 60° , причем он ярче выражен в ПФК, чем в материнских ФК.

Предположив линейную суперпозицию пропускания ФК и ПК в гетероструктуре, можно определить индикатрису пропускания ПК как отношение индикатрис ФПК и ФК. Полученные оценки приведены сплошной линией на рис. 2, b–g. Как видно, восстановленные индикатрисы ПК практически неразличимы от индикатрисы ПФК Ag-ML. Напротив, при увеличении размерности ФК, т. е. в Ag-LB и Ag-O, восстановленная индикатриса ПК существенно отклоняется от индикатрисы соответствующего

ПФК и демонстрирует резонансную структуру. Мы опускаем анализ этих особенностей, как несущественных для решения задачи, поставленной в этой статье. В контексте нашего исследования ключевым наблюдением является то, что восстановленные индикатрисы ПК зависят от размерности входящего в гетероструктуру ФК.

Так как пленки металла во всех ПФК имеют одинаковую топологию, следует ожидать, что оптические свойства соответствующих ПК также будут одинаковы. Для подтверждения этого предположения были измерены спектры отражения со стороны пленки металла (рис. 3). Положение минимумов в спектрах отражения соответствует дисперсии ППП, которая была рассчитана из условия фазового синхронизма падающей волны в модели, аппроксимирующей изучаемую структуру плоской пленкой металла с 2D гексагональной решеткой отверстий с периодом, равным диаметру сферы, и с учетом спектральной зависимости диэлектрической проницаемости пленки серебра (рис. 3, a). На рисунке для простоты показаны два набора мод: (а) на границе воздух–металл с узлом вблизи 461 nm и (b) на границе монослой–металл с узлом вблизи 594 nm. Из рис. 3 следует, что основной вклад в спектры дают $(1, 1)^1$ дифракционные порядки ППП на границе раздела монослой–металл. Однозначного соответствия экспериментальных и расчетных дисперсий нет, так как при малых углах положение минимума отражения не изменяется. Анализ показывает, что это происходит из-за рассеяния света локализованным плазмонным резонансом (резонанс Ми) на диэлектрических сферах, на-

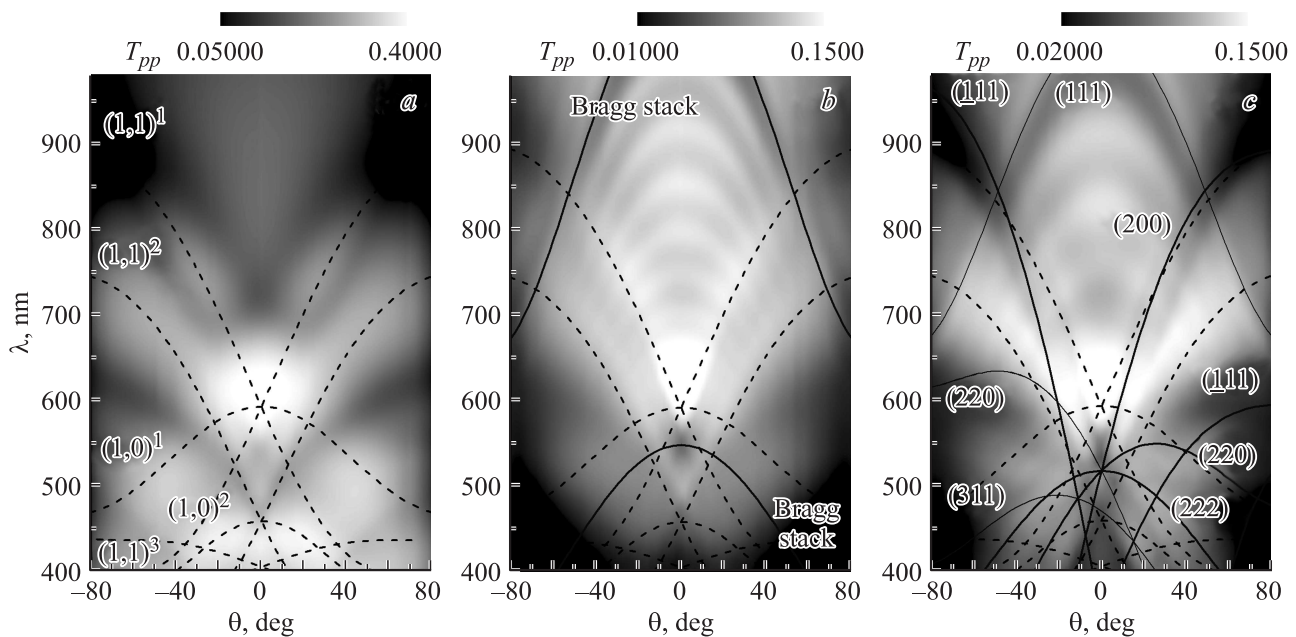


Рис. 4. Спектры пропускания: (a) Ag-ML, (b) Ag-LB и (c) Ag-O. Штриховые линии показывают дисперсию ППП, сплошные — дисперсию дифракционных резонансов, как на рис. 3. Дисперсия дифракционных резонансов решетки опала на панели (c) показана с учетом анизотропии зоны Бриллюэна ГЦК-решетки.

половину покрытых тонкопленочными металлическими полусферами [19]. $(1, 1)^2$ моды ППП, принадлежащие границе воздух–металл, малозаметны в измеренных спектрах. Их расчетная дисперсия довольно близка к слабому минимуму в спектрах Ag-ML и Ag-LB, в то время как в спектрах Ag-O этот резонанс практически не проявляется. По-видимому, малый вклад ППП на границе воздух–металл обусловлен коротким временем жизни этого возбуждения в пленке с глубоким профилем [20]. Интересно отметить, что время радиационного распада такого ППП становится меньше, чем время его поглощения.

При увеличении размерности ФК изменения, происходящие в спектрах отражения, незначительны — уменьшается коэффициент отражения, добавляются осцилляции Фабри–Перо на границах пленки ФК и появляется слабая особенность, связанная с дифракцией на стопке монослоев (рис. 3, b, c), т. е. подтверждается наше предположение о неизменности свойств ПК.

Таким образом, мы получили, что, с одной стороны, оптическое отражение ПК практически не зависит от размерности ФК, с другой стороны, восстановленная индикатриса пропускания ПК изменяется с изменением размерности находящегося с ним в контакте ФК. Эту коллизию можно разрешить, предположив, что (а) условия возбуждения ППП в ПК зависят от пространственного распределения ЭМ поля в среде, с которой соприкасается ПК [21], и (b) в гетероструктуре между ФК и ПК образуется переходный слой. В переходном слое происходит гибридизация ППП и блоховских мод ФК, следовательно этот слой может обладать

особенными оптическими свойствами. Очевидно, что переходный слой интегрирован в структуру ПФК и имеет поперечный размер порядка длины затухания поля ППП в глубь ФК. Поэтому восстановленная индикатриса пропускания обусловлена свойствами ПК совместно со свойствами прилегающего переходного слоя. Этот подход объясняет, почему восстановленная индикатриса пропускания для ПК в составе Ag-ML совпадает с индикатрисой самого ПФК.

Обсужденные выше индикатрисы обобщены на картах пропускания, приведенных на рис. 4. Все рассмотренные ПФК демонстрируют пик аномального пропускания в узле ППП-дисперсий при 594 nm, что согласуется с туннельным механизмом аномальной прозрачности, зависящей от плотности плазменных мод.

Полосы пропускания в спектрах ПФК Ag-ML удовлетворительно совпадают с расчетной дисперсией ППП мод (рис. 4, a). Для ФК большей размерности пик аномального пропускания слегка смещается в сторону длинных волн и приобретает резко очерченный в плоскости карты профиль, что уже отмечалось в связи с индикатрисами пропускания. В длинноволновой области спектра ППП-полосы пропускания в Ag-LB похожи на полосы в спектре Ag-ML (рис. 4, b). В Ag-O $(1, 1)^1$ ППП-полоса накладывается на дифракционные минимумы $(\bar{1}11)$ и (200), так что эти резонансы компенсируют друг друга. Следует отметить, что из-за разориентации кристаллитов, составляющих пленку опала, спектры, полученные в диапазоне $0 \div 80^\circ$ и $0 \div -80^\circ$, не отличаются, хотя и получены при сканировании различающихся GLKL и GLUX сечений зоны Бриллюэна решетки опала.

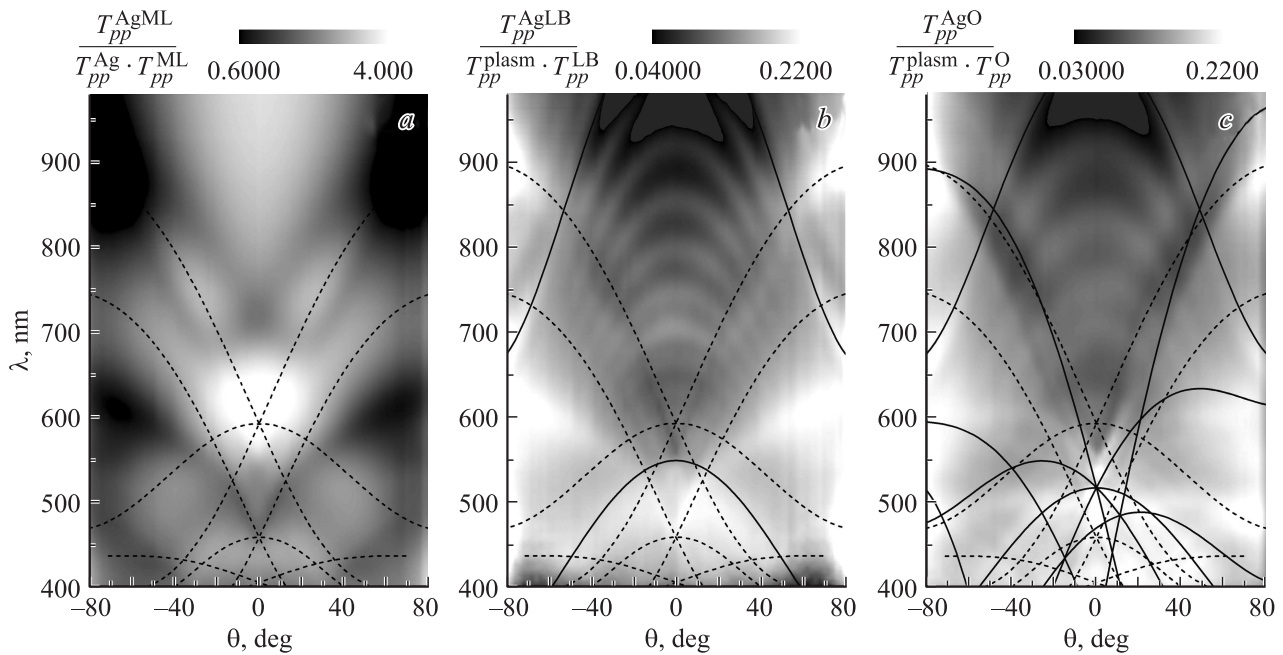


Рис. 5. Интерфейсные функции пропускания: (a) Ag-ML, (b) Ag-LB и (c) Ag-O. Штриховые линии показывают дисперсию ППП, сплошные — дисперсию дифракционных резонансов, как на рис. 4.

В отличие от отражения, в пропускании хорошо видна $(1, 1)^2$ ППП-полоса, соответствующая распространению плазмонов на границе воздух–металл. Она имеет большую ширину по сравнению с шириной ППП-полосы на границе ФК–металл, что свидетельствует о более быстром радиационном распаде этого возбуждения. Коротковолновая область спектра плотно заполнена дифракционными минимумами и ППП-полосами, что затрудняет интерпретацию быстроизменяющегося профиля пропускания.

Следует отметить, что минимум (111) в спектрах Ag-O и соответствующий минимум дифракции на стопке монослоев в Ag-LB смещены в коротковолновую область относительно своего положения в исходных ФК. Это результат изменения условий согласования мод ФК с внешней средой, так как формирование резонатора на частоте брэгговского резонанса стопки монослоев сфер приводит к пику пропускания. Этот эффект можно интерпретировать в терминах пропускания через дефектные состояния таммовских поверхностных мод [22]. Со сменой фазы отраженного сигнала на границе раздела ФК связано превращение минимума (111) пропускания в максимум, наблюдаемое в p -поляризованном свете при углах падения света, больших угла Брюстера.

Для того, чтобы отобразить изменения в спектрах пропускания, связанные с размерностью ФК, были построены так называемые интерфейсные функции (рис. 5). В случае Ag-ML приведенная интерфейсная функция является нормировкой на пропускание плоской пленки Ag и монослоя сфер $T_{pp}^{\text{plasm}} = T_{pp}^{\text{AgML}} / (T_{pp}^{\text{Ag}} \times T_{pp}^{\text{ML}})$. Поэтому демонстрируемый

эффект — это особенности, связанные с возбуждением ППП, рассеянием мультипольными резонансами локализованного плазмона металлической полусферы и переходного слоя. В отличие от восстановленных индикатрис ПК, приведенных на рис. 2, b, e , интерфейсная функция Ag-ML очищена от угловой и спектральной зависимостей пропускания плоской пленки металла. Другая база сравнения была выбрана для Ag-LB: приведенная интерфейсная функция имеет вид $T_{pp}^{\text{AgLB}} / (T_{pp}^{\text{plasm}} \times T_{pp}^{\text{LB}})$, где T_{pp}^{plasm} описывает плазмонные резонансы в Ag-ML, как определено выше, а T_{pp}^{LB} — дифракционные резонансы в LB-кристалле. Аналогично построена интерфейсная функция для Ag-O, $T_{pp}^{\text{AgO}} / (T_{pp}^{\text{plasm}} \times T_{pp}^{\text{O}})$, где учтена дифракция в ГЦК решетке сфер и плазмонные резонансы Ag-ML. Так как член T_{pp}^{plasm} описывает свойства ПК и переходного слоя возле него, то карты интерфейсных функций для Ag-LB и Ag-O выявляют взаимодействие ФК и ПК, выходящее за пределы переходного слоя. По-видимому, это те изменения в пропускании, которые связаны с увеличением пробега света в толще диэлектрического ФК из-за отражения света от границы раздела ФК–металл. В частности, к упомянутой модификации можно отнести увеличение амплитуды осцилляций Фабри–Перо и изменение интерференции света в объеме ФК. Из рис. 5, b, c видно значительное уменьшение пропускания в длинноволновой области, связанное с рассеянием на локализованном плазмонном резонансе. В меньшей степени снижается пропускание в ППП-полосах, включая уменьшение амплитуды пика аномального пропускания. Более того, прирост пропускания за счет возбуждения

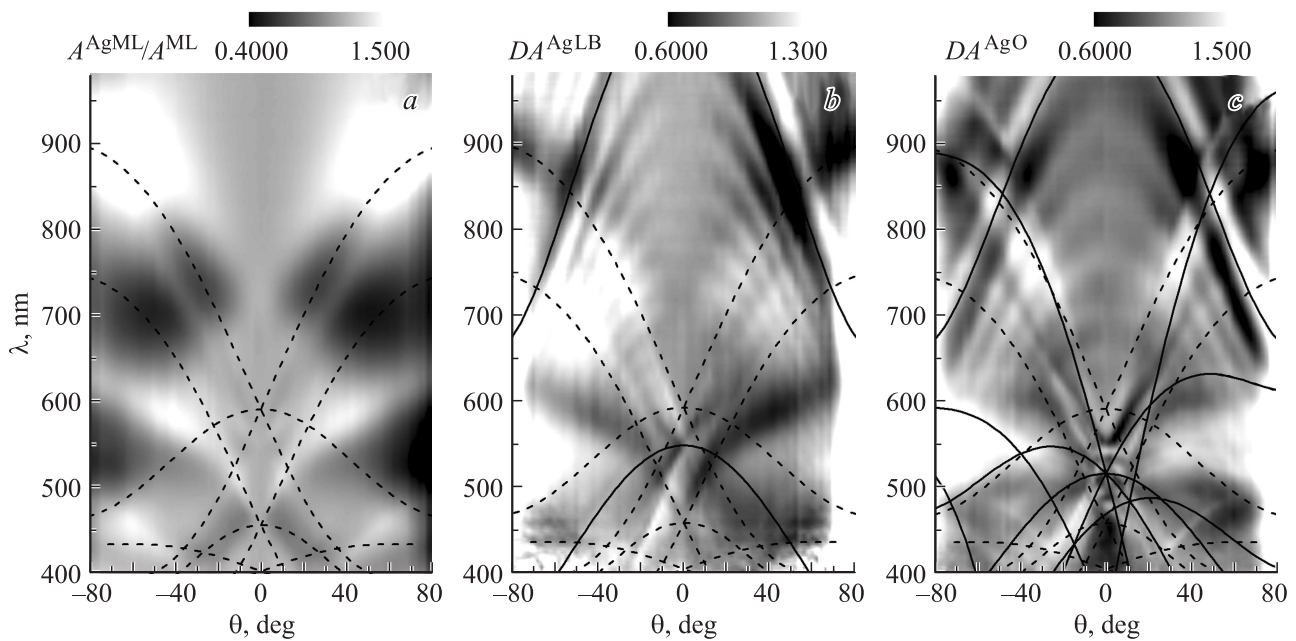


Рис. 6. Спектры относительной поляризационной анизотропии пропускания: (a) Ag-ML, (b) Ag-LB и (c) Ag-O. Штриховые линии показывают дисперсию ППП, сплошные — дисперсию дифракционных резонансов, как на рис. 4.

ППП-мод в упорядоченном Ag-O ПФК меньше, чем в разупорядоченном Ag-LB ПФК. Таким образом, с ростом размерности ФК вклад пленки металла в оптические свойства гетероструктуры снижается.

На наш взгляд, объяснить это наблюдение можно с учетом того, что только p -поляризованный свет может непосредственно возбуждать ППП. Как известно, линейно поляризованный свет, проходя через рассеивающую свет среду, испытывает частичную деполяризацию. Естественно, деполяризация света, прошедшего через монослой сфер, будет незначительной в силу высокой прозрачности монослоя. Деполяризация света в менее прозрачном ЛВ-кристалле вызвана как дифракцией, так и рассеянием на неоднородностях структуры. Решетка опала, в свою очередь, разлагает падающий линейно поляризованный луч света в набор порядков дифракции, имеющих различную поляризацию, хотя и сохраняющих в сумме поляризацию падающего луча [23]. Таким образом, деполяризация оказывается значительно выше в области дифракционных резонансов [13]. Наконец, при радиационном распаде ППП-процесс деполяризации излучения повторяется.

Важно отметить, что совпадение дисперсий ППП-резонансов в ПК и дифракционных резонансов опала делает возможным гибридизацию ППП- и блоховских мод. В результате, локализация поля вблизи пленки металла уменьшается, так как часть его оттягивается в глубь диэлектрика. Такое понижение плотности ППП-мод и поля у поверхности пленки металла ведет к снижению амплитуды аномального пропускания. Перекрывание (200) и $(\bar{1}11)$ дифракционных резонансов ГЦК решетки опала с $(1, 1)^1$ -полосой пропускания детектируется в интер-

фейсной функции как замена в Ag-ML на минимум в Ag-O (сравните панели *a* и *c* на рис. 5).

В совокупности, относительная амплитуда полос аномального пропускания в детектируемом p -поляризованном свете значительно уменьшается после прохождения Ag-LB или Ag-O по сравнению с Ag-ML. Более интенсивными дифракцией и рассеянием света, происходящими в коротковолновой части спектра в решетке опала и ЛВ-кристалла, можно объяснить и подавление реплик пика аномального пропускания, присутствующих в спектрах Ag-ML.

Однако деполяризация не объясняет относительного снижения пропускания в длинноволновой области высокоразмерных ФК. Предположительно, причиной этого эффекта является усиленное рассеяние света в области Ми-резонансов в металлической полусфере. Очевидно, что отраженное от подложки поле приходит к металлической полусфере в опале и ЛВ-стопке в противофазе по сравнению с полем, отраженным подложкой в случае Ag-ML, что следует из простого сравнения длин оптического пути. Именно эта смена конструктивной на деструктивную интерференцию и приводит к замене максимума интерфейсной функции на минимум при длинах волн, больших 750 nm, особенно при нормальном падении света на образцы.

Наконец, рассмотрим, как размерность ФК влияет на поляризационную анизотропию пропускания. Особенности на карте поляризационной анизотропии ПК появляются из-за различной дисперсии ППП в s - и p -поляризованном свете, а амплитуда этих особенностей определяется эффективностью $s-p$ -конверсии в 2D решетке, сформированной в пленке металла. Для ПФК

Ag-ML представлены спектры относительной анизотропии $(T_{ss}/T_{pp})^{\text{AgML}}/(T_{ss}/T_{pp})^{\text{ML}} = A^{\text{AgML}}/A^{\text{ML}} = rA^{\text{AgML}}$. Нормировка на поляризационную анизотропию пропускания монослоя сфер предполагает, что в случае линейной суперпозиции откликов ПК и ФК из суммарной анизотропии ПФК можно выделить конверсию в пленке металла. В целом, особенности $s-p$ -конверсии на карте относительной анизотропии описываются дисперсией ППП-мод. Тот факт, что полосы аномального пропускания p -поляризованного света соответствуют минимумам в этом отношении, согласуется с представлением о возбуждении ППП p -поляризованным светом (рис. 6, *a*).

Нам интересно определить, изменяется ли поляризационная анизотропия ПФК с увеличением размерности ФК относительно ее значения в Ag-ML. Для Ag-LB отклонение поляризационной анизотропии вычислялось в виде $D^{\text{AgLB}} = (rA^{\text{AgLB}}/rA^{\text{AgML}})$, т.е. оценивались изменения, внесенные в поляризационную анизотропию ФК взаимодействием с ПК и очищенные от анизотропии переходного слоя, представленной относительной анизотропией Ag-ML. Из карты отклонения видно, что, помимо ожидаемого увеличения собственной анизотропии дифракционного резонанса на стопке монослоев, происходящей в силу возрастания длины пробега света в ФК, отклонение несколько возрастает в спектральной области ППП-мод (рис. 6, *b*). Это свидетельствует о более эффективной, чем в Ag-ML, $s-p$ -конверсии, что опять же можно связать с дополнительным рассеянием света в LB-кристалле. Похожая картина складывается и для Ag-O. Особенности функции отклонения в этом ПФК заключаются в присутствии тонкой структуры дифракционной природы в области пика аномального пропускания и различной эффективности $s-p$ -конверсии для ППП-мод на границах воздух–металл и опал–металл (рис. 6, *c*). Таким образом, еще одной причиной отклонения оптических свойств гибридного ПФК от суперпозиции свойств, составляющих его ПК и ФК, является увеличение длины оптического пути, который проходит свет в объеме ФК.

Результаты нашей работы позволяют утверждать, что спектры гибридного ПФК, имеющего одинаковые постоянные решетки для ПК и ФК, являются, в своей основе, суперпозицией спектров двух последовательно соединенных ЭМ-кристаллов. Поэтому в спектре ПФК суммируются такие разнородные явления как аномальное пропускание профилированной и перфорированной пленки металла и ослабление пропускания в дифракционных резонансах диэлектрического ФК. Тем не менее, можно указать на ряд явлений, приводящих к отклонению оптических свойств гетероструктуры от линейной суперпозиции откликов составляющих ее кристаллов. (а) Гибридизация блоховских и ППП-мод вблизи границы ПК-ФК, которая изменяет вероятность аномального пропускания света через пленку металла. (б) Локализация света в ФК за счет отражения пленкой металла, приводящая к усилению резонансов Фабри–Перо и изменению амплитуды дифракционных

резонансов. (в) Деполяризация падающего света в объемном ФК, ведущая к более эффективному возбуждению ППП. (г) Интерференции рассеянного на Ми-резонансах полусфер металла и отраженного от подложки света. (д) Формирование таммовских поверхностных состояний в высокоразмерных ФК, приводящее к пику пропускания вблизи брэгговского резонанса на стопке монослоев сфер. Поскольку перечисленные явления происходят в объеме ФК, входящего в состав гетерокристалла, то в свойствах ПФК появляется зависимость от размерности и структуры ФК.

Список литературы

- [1] N. Stefanou, V. Yannopapas, A. Modino. *Comp. Phys. Commun.* **113**, 49 (1998).
- [2] S.G. Romanov, H.M. Yates, M.E. Pemble, R.M. De La Rue. *J. Phys.: Cond. Matter* **12**, 8221 (2000).
- [3] E. Istrate, E.H. Sargent. *Rev. Mod. Phys.* **78**, 455 (2006).
- [4] P. Jiang, G.N. Ostojic, R. Narat, D.M. Mittleman, V.L. Colvin. *Adv. Mater.* **13**, 389 (2001).
- [5] S. Sadat-Saleh, S. Benchabane, F.I. Baida, M.-P. Bernal, V. Laude. *J. Appl. Phys.* **106**, 074 912 (2009).
- [6] B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, M. Munzenberg. *Phys. Rep.* **507**, 107 (2011).
- [7] A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, T. Ishihara. *Phys. Status Solidi A* **190**, 413 (2002).
- [8] S.G. Romanov, A. Regensburger, A.V. Korovin, U. Peschel. *Adv. Mater.* **23**, 2515 (2011).
- [9] D. Wang, J. Li, C.T. Chan, V.A. Salgueiriço-Maceira, L.M. Liz-Marzn, S. Romanov, F. Caruso. *Small* **1**, 122 (2005).
- [10] S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer, N.Y. (2007) 223 p.
- [11] S.G. Romanov, M. Bardosova, M. Pemble, C.M. Sotomayor Torres. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 43 105 (2006).
- [12] С.Г. Романов. *ФТТ* **52**, 788 (2010).
- [13] S.G. Romanov, U. Peschel, M. Bardosova, S. Essig, K. Busch. *Phys. Rev. B* **82**, 115 403 (2010).
- [14] M. Bardosova, P. Hodge, L. Pach, M.E. Pemble, V. Smatko, R.H. Tredgold, D. Whitehead. *Thin Solid Films* **437**, 276 (2003).
- [15] P. Jiang, J. F. Bertone, K.S. Hwang, V.L. Colvin. *Chem. Mater.* **11**, 2132 (1999).
- [16] L. Landström, D. Brodoceanu, K. Piglmayer, D. Bäuerle. *Appl. Phys. A* **84**, 373 (2006).
- [17] C. Farcau, S. Astilean. *J. Opt. A* **9**, S345 (2007).
- [18] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff. *Nature* **391**, 667 (1998).
- [19] A.I. Maaroo, M.B. Cortie, N. Harris, L. Wieczorek. *Small* **4**, 2292 (2008).
- [20] I. Ursu, I.N. Mihailescu, A.M. Prokhorov, V.I. Konov, V.N. Tokarev. *Physica B + C* **132**, 395 (1985).
- [21] L. Landstrom, D. Brodoceanu, D. Bauerle, F.J. Garcia-Vidal, S.G. Rodrigo, L. Martin-Moreno. *Opt. Express* **17**, 761 (2009).
- [22] S. Brand, M.A. Kaliteevski, R.A. Abram. *Phys. Rev. B* **79**, 085 416-1 (2009).
- [23] B. Ding, M. Bardosova, M.E. Pemble, A.V. Korovin, U. Peschel, S.G. Romanov. *Adv. Func. Mater.* **21**, 4182 (2011).