

Многоволновая брэгговская диффракция в низкоконтрастных фотонных кристаллах на основе синтетических опалов

© А.В. Мороз, М.Ф. Лимонов, М.В. Рыбин, К.Б. Самусев

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

E-mail: K.Samusev@mail.ioffe.ru

Экспериментально и теоретически исследовано явление многоволновой брэгговской диффракции в низкоконтрастных фотонных кристаллах на основе синтетических опалов. В спектрах пропускания и отражения опаловых пленок в области K -точки зоны Бриллюэна гранцентрированной кубической решетки в s -поляризации наблюдался эффект антипересечения дисперсионных кривых, соответствующих фотонным стоп-зонам (111) и $(\bar{1}11)$. В p -поляризации четко проявляется эффект квазибрюстеровского подавления стоп-зон. Экспериментальные данные анализируются на основе расчета зонной структуры опала с учетом поляризации падающего света.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 10-02-01094).

1. Введение

Фотонные кристаллы (ФК) — слабопоглощающие материалы с пространственно-периодической модуляцией диэлектрической проницаемости, которые характеризуются наличием стоп-зон, т.е. спектральных областей, запрещенных для распространения электромагнитных волн. В основе образования стоп-зон в ФК лежит брэгговская диффракция света, которая возникает при выполнении условий Лауэ $\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{b}_{(hkl)}$, где \mathbf{k} и \mathbf{k}' — волновые векторы падающей и рассеянной световой волны, $\mathbf{b}_{(hkl)}$ — вектор обратной решетки, определяемый системой рассеивающих плоскостей с индексами Миллера (hkl) (в обозначениях гранцентрированной кубической (ГЦК) решетки опала). Ранее брэгговская диффракция света была исследована достаточно подробно экспериментально и теоретически на объемных образцах синтетических опалов [1–6], на тонких опаловых пленках [7–13], а также на коллоидных кристаллах [14–16]. В этих работах изучались как спектры зеркального отражения [1,2,5,7–9,11,13,16], так и картины диффракции [2–6,10,12,15], которые наблюдались на экранах, фотографировались и обрабатывались с использованием различных программ.

Если уравнение Лауэ выполняется одновременно для двух или более систем плоскостей с различными индексами Миллера, в оптических спектрах наблюдаются эффекты, обусловленные многоволновой брэгговской диффракцией (МБД) света. Отметим, что МБД была впервые обнаружена в рентгеновском диапазоне на кристаллах германия [17]. В ФК это явление впервые наблюдалось при оптических исследованиях высококонтрастных инвертированных опалоподобных структур с матрицей TiO_2 [7]. В спектрах зеркального отражения наблюдалась дублетная структура, которую авторы интерпретировали как результат одновременной брэгговской диффракции на плоскостях (111) и (200) в области точки U зоны

Бриллюэна (ЗБ) ГЦК-решетки (вектор падающей световой волны \mathbf{k} сканирует в ЗБ сечение $GLUX$). В области точки U дисперсионные зависимости фотонных зон (111) и (200) отклоняются от рассчитанных из уравнений Брэгга, что напоминает хорошо известный эффект расталкивания (антипересечения) собственных состояний двух взаимодействующих мод. Отметим, что в s -поляризации эффект расталкивания был выражен сильнее, чем в p -поляризации.

В дальнейшем был выполнен ряд работ, посвященных изучению МБД в различных опалоподобных ФК. В работе [8] приведены неполяризованные спектры отражения пленок, образованных из сфер полиметилметакрилата. В спектрах наблюдалась дублетная структура, которую авторы связывали, как и в работе [7], с МБД в области U -точки ЗБ. Экспериментальные данные сопоставлялись с результатами расчета дисперсии собственных фотонных состояний по направлениям $L \rightarrow U$ и $X \rightarrow U$. В области МБД дублетная структура неполяризованных спектров отражения наблюдалась также при изучении пленок из сфер полистирена (экспериментальные исследования при сканировании GLU , GLK , GLW и расчет дисперсии собственных фотонных состояний) [9]. МБД с участием фотонных стоп-зон (111) и $(\bar{1}11)$ наблюдалась в области K -точки ЗБ при исследовании поляризованных спектров пропускания синтетических опалов $\alpha\text{-SiO}_2$ [18]. В [13] было исследовано проявление МБД в поляризованных спектрах пропускания и отражения пленок $\alpha\text{-SiO}_2$, однако расчеты зонной структуры опалов в этой работе, как и в [18], не проводились. В цикле работ [19–22] теоретически анализируется МБД, связь формы спектров отражения с характером деформации квазисферических частиц, образующих опалоподобные структуры, а также экспериментально исследуются спектры отражения этих структур, в том числе в области МБД.

Следует отметить, что, несмотря на значительное количество публикаций, посвященных изучению МБД

в опалоподобных ФК, нам неизвестны работы, в которых на одном и том же объекте был бы выполнен полный комплекс экспериментальных исследований (т.е. измерены спектры пропускания и отражения в s - и p -поляризациях), а также проведены расчеты зонной структуры соответствующего ФК. Настоящая работа должна восполнить этот пробел, по крайней мере для синтетических опалов α -SiO₂. Отметим одно важное обстоятельство. В экспериментах по отражению света обычно измеряются спектры, соответствующие зеркальному углу для какой-то определенной системы плоскостей ($h_1k_1l_1$). Другая система плоскостей ($h_2k_2l_2$) также отражает свет под „своим“ зеркальным углом, причем направления пучков, отраженных от плоскостей ($h_1k_1l_1$) и ($h_2k_2l_2$), в общем случае не совпадают из-за того, что эти плоскости не параллельны. Это значит, что в экспериментах по зеркальному отражению света теряется информация об одной из стоп-зон вне области МБД. Поэтому в нашей работе основное внимание уделяется анализу спектров пропускания, которые содержат информацию обо всех стоп-зонах, определенных для данного направления \mathbf{k} в ЗБ ГЦК-решетки опала.

2. Экспериментальные образцы

Синтетические опалы образованы сферами α -SiO₂, которые формируют ГЦК-решетку (в общем случае — двойникованную) с плотноупакованными слоями, перпендикулярными оси роста образца [111]. Далее эти слои будем называть ростовыми слоями, а соответствующую им плоскость — ростовой плоскостью (111). Исследовались опаловые пленки, которые были образованы шарами аморфного SiO₂ диаметром 350 ± 10 nm на подложке плавленого кварца. Шары аморфного кремнезема были получены методом медленного щелочного гидролиза тетраэтоксисилана в водно-спиртовой среде (метод Штобера–Финка–Бона) [23]. Затем методом вертикального осаждения [24] была выращена трехмерно-упорядоченная пленка с ГЦК-упаковкой шаров α -SiO₂ толщиной 28 монослоев.

3. Методика эксперимента

Измерения оптических спектров выполнялись на двухлучевом спектрометре PerkinElmer Lambda 650 в поляризованном свете (s - и p -поляризации) в широком спектральном диапазоне (380–850 nm). В кюветном отделении была собрана оригинальная конструкция, основанная на используемом в рентгеноструктурных экспериментах столике Федорова, которая позволяла задавать произвольную ориентацию образца относительно падающего светового пучка. Площадь поперечного сечения светового пучка не превышала 2 mm^2 . Световой пучок был линейно поляризован с помощью призмы Глана. При измерении спектров отражения использовался световод, закрепленный на оптическом столике, который

позволял изменять угловое положение световода с точностью не хуже чем 1° .

Во всех экспериментах (измерение спектров пропускания и отражения для разных поляризаций) фиксировалась плоскость падения света, определенная относительно системы ростовых плоскостей (111). Образец ориентировался, а затем вращался относительно падающего светового пучка так, что волновой вектор \mathbf{k} сканировал сечение ЗБ ГЦК-решетки, проходящее через точки Γ , L_g , K_g и L (рис. 1, b). Угол падения θ отсчитывался от направления роста кристалла, которое совпадает с направлением $\Gamma-L_g$, в сторону $\Gamma-K_g$.

4. Экспериментальное исследование многоволновой брэгговской дифракции в области K -точки зоны Бриллюэна ГЦК-решетки опалов

На рис. 1 приведена дисперсия фотонных стоп-зон, рассчитанная для случая низкоконтрастных ФК с ГЦК-решеткой в брэгговском приближении [25,26]. Расчет зависимости брэгговской длины волны, измеряемой в вакууме, от угла падения ϑ_{hkl} светового пучка на систему плоскостей (hkl) производился по формуле

$$\lambda_{hkl}(\vartheta_{hkl}) = 2d_{111}\sqrt{\varepsilon_{\text{av}}}\left(\frac{3}{h^2 + k^2 + l^2}\right)^{1/2} \cos \vartheta_{hkl}, \quad (1)$$

где d_{111} — расстояние между соседними плоскостями (111), $d_{111} = \sqrt{2/3}D = 286$ nm (при $D = 350$ nm), $\varepsilon_{\text{av}} = 0.74\varepsilon_{\alpha\text{-SiO}_2} + 0.26\varepsilon_{\text{filler}}$ — средняя диэлектрическая постоянная ГЦК-структуры опал–заполнитель; в расчете использовались значения $\varepsilon_{\alpha\text{-SiO}_2} = 2.07$ и $\varepsilon_{\text{filler}} = 1$ для воздуха. Расчет был выполнен для реализованного в эксперименте сканирования волнового вектора \mathbf{k} вдоль направления $X \rightarrow U_g \rightarrow L_g \rightarrow K_g \rightarrow L$. При таком сканировании направление волнового вектора \mathbf{k} удобно задать углом $\vartheta = \vartheta_{111}$. Заметим, что измеряемый в эксперименте угол падения зондирующего пучка на образец θ в общем случае не совпадает с ϑ вследствие преломления на границе образца. Для удобства изложения материала мы ввели еще один угол, обозначенный α , который отсчитывается от направления $\Gamma-K_g$, при этом $\vartheta + \alpha \approx 35^\circ$.

Из рис. 1 видно, что имеются многочисленные точки пересечения двух и более дисперсионных кривых (на рисунке кружками помечены три такие точки), соответствующих разным системам плоскостей (hkl). Каждая такая точка определяет условия МБД. Например, в K_g -точке зоны Бриллюэна пересекаются дисперсионные кривые, соответствующие стоп-зонам (111) и ($\bar{1}11$), в U_g -точке — (111) и (200), в L_g -точке — (222), (200), (020), (002), (022) и т.д. Явление МБД изучалось нами в области точки K_g . Отметим, что двойникование ГЦК-решетки, присущее подавляющему большинству реальных образцов, приводит к сложности идентифика-

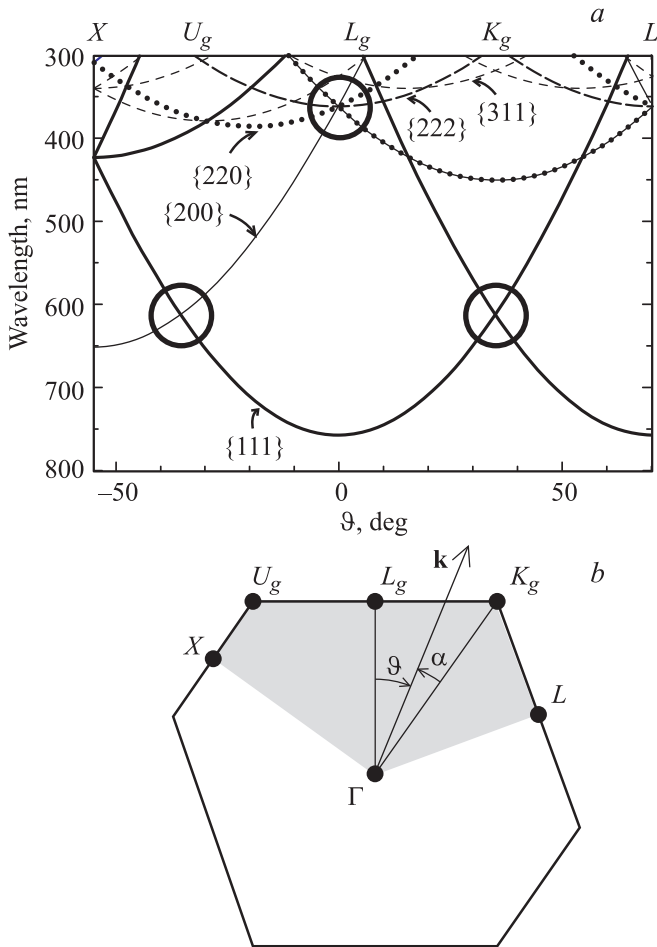


Рис. 1. а) Дисперсия брэгговских длин волн, рассчитанная по формуле (1) для сканирования в секторе, выделенном на части *b* серым цветом. На оси абсцисс отмечены значения углов сканирования (внизу) и особые точки ЗБ (сверху). Кружками отмечены три области МБД, описанные в тексте. б) Сечение ЗБ ГЦК-решетки. На границе ЗБ отмечены особые точки высокой симметрии. Высокосимметричные точки, принадлежащие грани ЗБ, пересекающей ростовое направление [111], отмечены индексом *g*.

ции пути сканирования. Дело в том, что направление $\Gamma-K_g$ в одной из двойникованных подрешеток (ГЦК-I) совпадает с направлением $\Gamma-U_g$ в другой (ГЦК-II) и наоборот. Соответственно для ГЦК-I область МБД с участием плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ совпадает с областью МБД с участием плоскостей (111) и (200) для ГЦК-II. Эта проблема решается с учетом следующих обстоятельств. В случае опала с воздушным заполнением диэлектрический профиль кристаллической ячейки таков, что стоп-зоны семейства {200} оказываются селективно подавленными по сравнению со стоп-зонами семейства {111} [27,28]. Так как вне областей квазибрюстеровского подавления обсуждаемые полосы имеют в наблюдаемых спектрах приблизительно равные интенсивности, можно с уверенностью говорить о МБД с участием именно плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$.

Результаты экспериментального исследования поляризованных спектров опалов при сканировании ЗБ по пути $L_g \rightarrow K_g \rightarrow L$ представлены на рис. 2 (спектры пропускания) и рис. 3 (спектры отражения). На рисунках приведен спектральный интервал, в котором проявляются стоп-зоны (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$. Полосы, связанные со стоп-зонами (020), (002), (022) и другими высокоиндексными (*hkl*) стоп-зонами, наблюдаются в более коротковолновой области [26].

Сразу отметим, что картина взаимодействия света со структурой опала в *p*-поляризации более сложная, чем в *s*-поляризации. Это связано с тем, что в *p*-поляризации при определенных углах падения θ происходит подавление интенсивности отраженных полос, т.е. наблюдается явление, во многом аналогичное известному эффекту Брюстера в однородных средах [18,21]. В работе [18] было показано, что в низкоконтрастных ФК этот угол определяется индивидуально для каждой системы плоскостей (*hkl*). В нашем случае опалов с воздушным заполнением этот угол для плоскости (111) составляет $\theta \approx 53^\circ$ и для плоскости $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ может быть оценен интервалом $35-40^\circ$. Наиболее четко квазибрюстеровский эффект наблюдается по подавлению полосы (111) в спектрах отражения при углах $\theta = 50-54^\circ$ (рис. 3, *c*); кроме того, наблюдается подавление полос (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ в спектрах пропускания (рис. 2, *c, d*).

Обсудим более детально экспериментальные данные, используя рис. 2 и 3, а также рис. 4, на котором совмещены спектры пропускания в *s*- и *p*-поляризациях в области МБД, и рис. 5, где представлены результаты обработки эксперимента. Картина взаимодействия света с решеткой опала в *s*-поляризации достаточно простая: вне области МБД дисперсия полос (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ прекрасно описывается формулой (1), т.е. соответствует брэгговскому условию, а в области МБД (*K*-точка ЗБ) и в пропускании, и в отражении наблюдается эффект антипересечения дисперсионных кривых: спектры имеют дублетную структуру, причем линии дублета (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ не пересекаются (рис. 2–5). Что касается *p*-поляризованных спектров, то в отражении полоса $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ практически не наблюдается (рис. 3, *c, d*). В спектрах пропускания *p*-поляризации дублетная структура различима вне области МБД, причем при больших углах ($\theta > 60^\circ$) полосы (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ имеют близкие интенсивности (рис. 2, *c*).

Таким образом, МБД в опалах с воздушным заполнением можно описать следующим образом: в *s*-поляризации при наибольшем сближении полос (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ ($\theta = 41-43^\circ$, рис. 4) наблюдается дублетная структура со слабым провалом и общей полушириной $\Delta\lambda \sim 70$ nm, что практически в 2 раза больше, чем полуширина $\delta\lambda \sim 40$ nm отдельной полосы (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ вне области МБД. В *p*-поляризации при $\theta = 41-43^\circ$ наблюдается одна асимметричная полоса (полуширина $\Delta\lambda \sim 30$ nm), которая пересекает спектральную область МБД (рис. 5), следуя дисперсионной зависимости стоп-зоны (111).

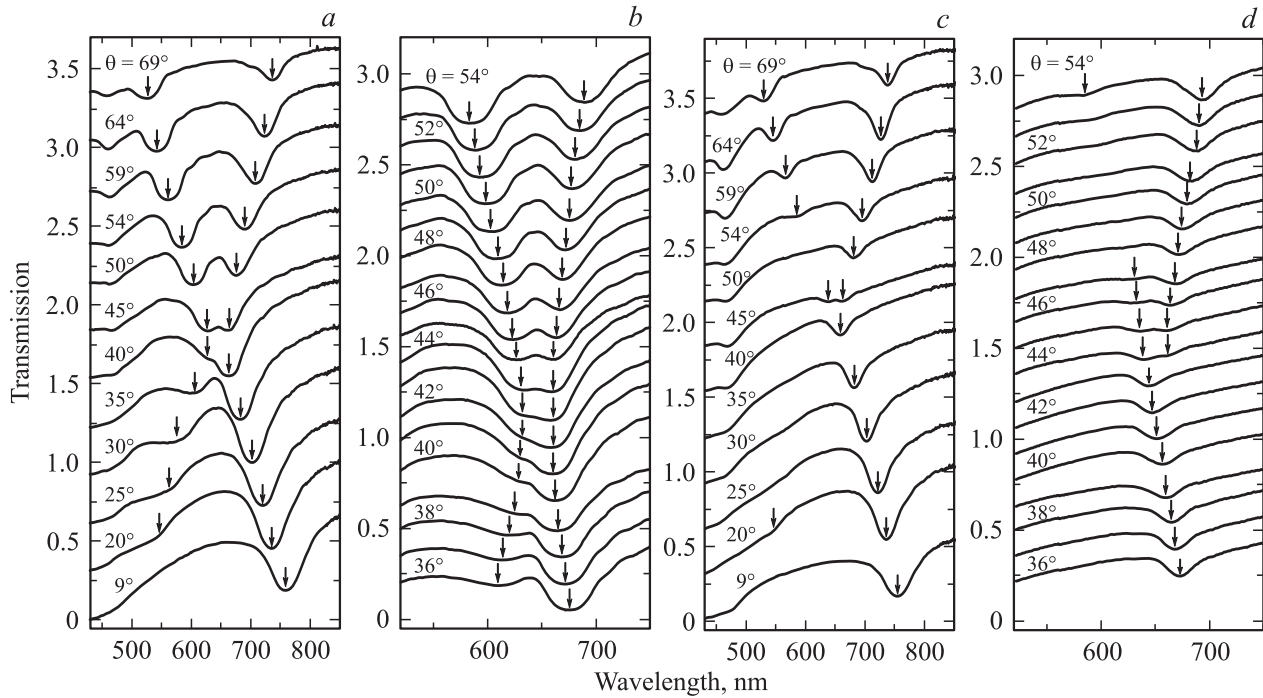


Рис. 2. Спектры пропускания опаловой пленки с диаметром сфер $D = 350$ nm. *a* — *s*-поляризация падающего света, широкая область сканирования ЗБ по пути $L_g \rightarrow K_g \rightarrow L$; *b* — *s*-поляризация, область МБД, спектры измерены с малым шагом по углу $\theta \sim 1^\circ$; *c* — *p*-поляризация падающего света, широкая область сканирования ЗБ по пути $L_g \rightarrow K_g \rightarrow L$; *d* — *p*-поляризация, область МБД, спектры измерены с малым шагом по углу $\theta \sim 1^\circ$. Смещение спектров по вертикальной оси зависит от угла падения θ и составляет величину 0.3 (*a, c*), 0.15 (*b*) и 0.06 (*d*). Спектральное положение полос „непропускания“ отмечено стрелками.

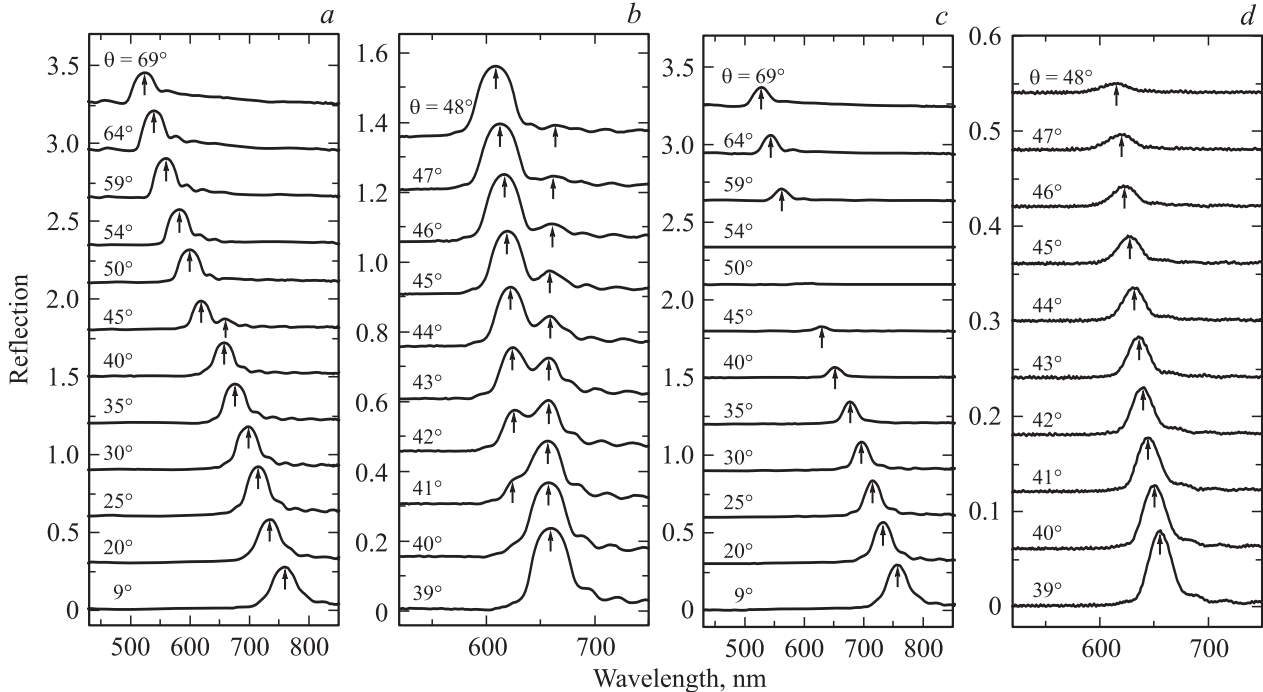


Рис. 3. Спектры зеркального отражения опаловой пленки с диаметром сфер $D = 350$ nm. *a* — *s*-поляризация падающего света, широкая область сканирования ЗБ по пути $L_g \rightarrow K_g \rightarrow L$; *b* — *s*-поляризация, область МБД, спектры измерены с малым шагом по углу $\theta \sim 1^\circ$; *c* — *p*-поляризация падающего света, широкая область сканирования ЗБ по пути $L_g \rightarrow K_g \rightarrow L$; *d* — *p*-поляризация, область МБД, спектры измерены с малым шагом по углу $\theta \sim 1^\circ$. Смещение спектров по вертикальной оси зависит от угла падения θ и составляет величину 0.3 (*a, c*), 0.15 (*b*) и 0.06 (*d*). Спектральное положение полос отражения отмечено стрелками.

При $\theta > 43^\circ$ длинноволновое пологое крыло структурируется во вторую полосу, которая при увеличении θ следует дисперсионной зависимости стоп-зоны ($\bar{1}11$).

Заметим, что помимо двойникования, которое обсуждалось выше, структура реальных образцов опала характеризуется рядом других отличий от модели идеальной ГЦК-решетки, состоящей из одинаковых однородных сфер. Структуре опалов присущи дислокации, вакансии. Кроме того, частицы $\alpha\text{-SiO}_2$, формирующие образец, неоднородны по размеру и диэлектрической проницаемости. Влияние этих типов дефектов на оптические спектры опалов изучалось в наших предыдущих работах [29–31]. Было установлено, что эти дефекты приводят к уширению брэгговских полос, появлению широкополосного фонового рассеяния и интерференции Фано между широкополосным фоном и относительно узкими брэгговскими полосами. При этом перечисленные дефекты не влияют качественным образом на обсуждаемые в настоящей работе эффекты, связанные с многоволновой брэгговской дифракцией света в опалах с воздушным заполнением.

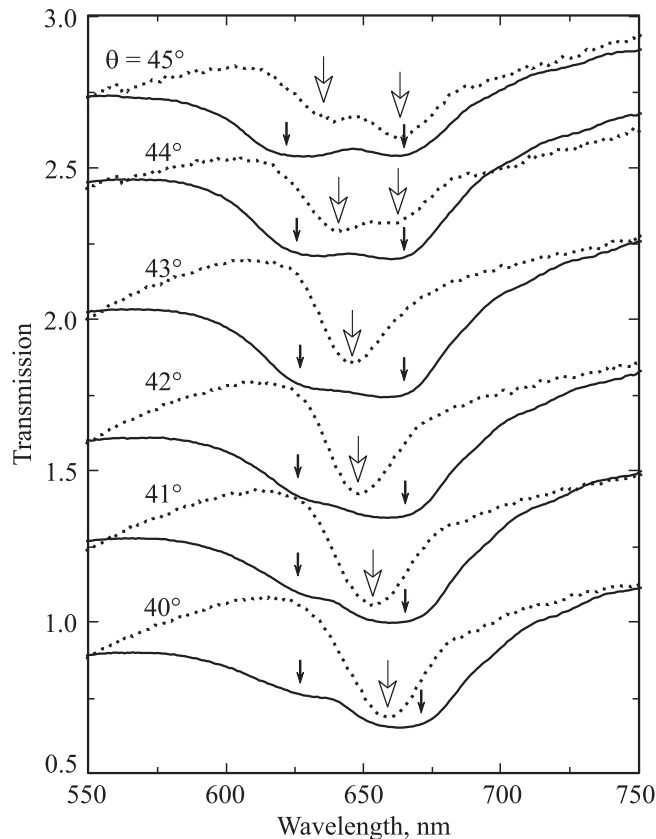


Рис. 4. Спектры пропускания опаловой пленки с диаметром сфер $D = 350 \text{ nm}$ в области МБД: s -поляризация (сплошные линии), p -поляризация (пунктирные линии). Спектральное положение полос „непропускания“ отмечено стрелками: узкими — в s -поляризации, широкими — в p -поляризации. Спектры в p -поляризации домножены на коэффициент 4. Для наглядности все спектры смещены по вертикальной оси.

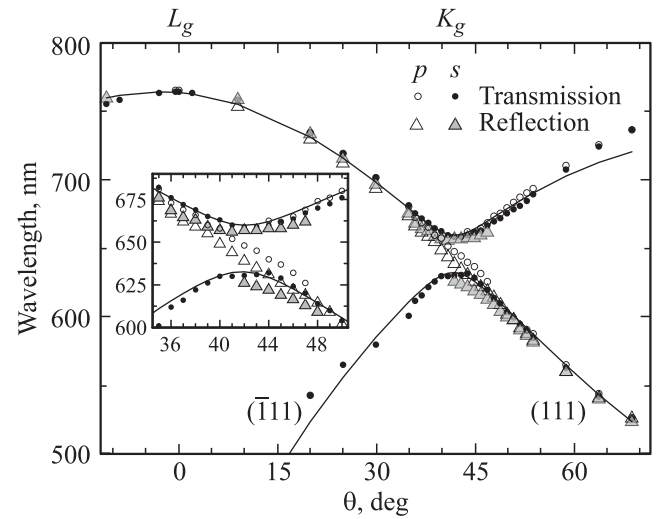


Рис. 5. Экспериментальное положение полос пропускания и отражения в спектрах опаловой пленки с диаметром сфер $D = 350 \text{ nm}$ при сканировании волнового вектора \mathbf{k} вдоль направления $U_g \rightarrow L_g \rightarrow K_g \rightarrow L$. Сплошные кривые — результат аппроксимации экспериментальных данных в брэгговском приближении по формуле (1) с феноменологическим учетом взаимодействия световых пучков в области МБД. На вставке — экспериментальное положение полос пропускания и отражения в области МБД.

5. Расчет фотонной зонной структуры опалов в области многоволновой брэгговской дифракции

Как указывалось выше, рассмотрение МБД проводилось в области K_g -точки ЗБ, т.е. использовалась геометрия эксперимента, при которой волновой вектор собственных электромагнитных состояний лежит в плоскости $\Gamma L_g K_g$. Относительно этой плоскости ГЦК-решетка обладает зеркальной симметрией. Соответственно в любой области пространства вектор поляризации электрического поля собственного состояния может лежать либо в плоскости зеркальной симметрии (p -поляризация), либо в ортогональной плоскости (s -поляризация). В противном случае состояние вырождено, так как, применяя операцию зеркального отражения, можно найти другое состояние с той же самой частотой и эти два состояния можно разделить на состояния p и s .

Расчет дисперсионных кривых собственных состояний для различных направлений в ЗБ ГЦК-решетки выполнялся методом разложения электромагнитного поля в ряд Фурье по плоским волнам [32–36]. Приведены результаты расчета фотонной зонной структуры, полученные разложением по $N = 10^6$ ($10^2 \times 10^2 \times 10^2$) плоским волнам. В соответствии с работой [34] каждый из 10^6 элементов основного разбиения примитивной ячейки ГЦК-решетки дополнительно разбивался на 125 ($5 \times 5 \times 5$) субэлементов, для каждого из которых определялось значение $\epsilon(r)$. Окончатель-

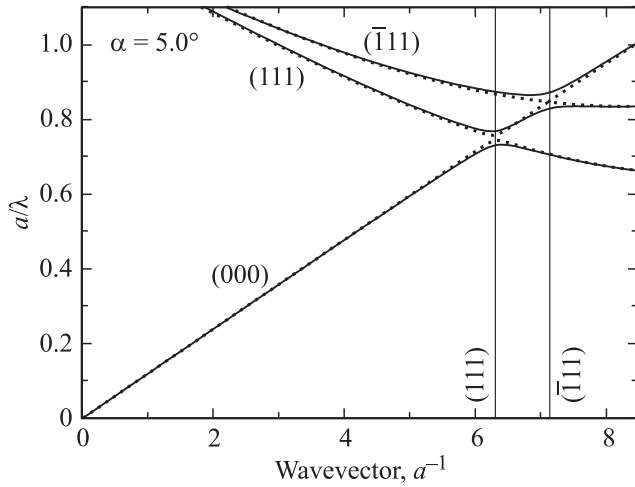


Рис. 6. Расчет дисперсии собственных состояний с s -поляризацией (сплошные линии) и p -поляризацией (пунктирные линии) для структуры опала с воздушным заполнением. a — постоянная ГЦК-решетки. Волновой вектор лежит в плоскости GKL , его направление составляет угол $\alpha = 5^\circ$ с направлением $\Gamma \rightarrow K$, которому соответствует $\alpha = 0^\circ$. Вертикальными линиями отмечены точки пересечения конических гиперповерхностей, найденные из уравнения Лауэ. Рядом с дисперсионными ветвями указаны координаты вершин соответствующих конических гиперповерхностей.

ный набор из 10^6 значений диэлектрической проницаемости был получен в результате усреднения $\epsilon(r)$ по 125 субэлементам. Необходимость в таких сложных вычислениях определяется следующим. Как выяснилось в процессе расчетов, для p -поляризованных состояний в направлениях, близких к $\Gamma \rightarrow K$, наблюдается относительно медленная (по сравнению с s -поляризацией) сходимостью собственных частот в зависимости от числа разбиений N . В связи с этим пришлось учитывать значительное число плоских волн ($N = 10^6$), а также использовать ускоряющее вычислительный процесс дополнительное разбиение на субэлементы.

На рис. 6 приведены характерные дисперсионные зависимости собственных состояний с разделением на поляризации. Дисперсионная картина представляет собой сечение четырехмерного пространства (три координаты соответствуют обратному пространству волновых векторов, четвертая — оси частот) плоскостью, образованной осью частот и волновым вектором \mathbf{k} . В приведенной области эта плоскость пересекает три одинаковые конические гиперповерхности с вершинами в точках $(0,0)$, $(\mathbf{b}_{111}, 0)$ и $(\mathbf{b}_{\bar{1}\bar{1}\bar{1}}, 0)$. Нулевая коническая гиперповерхность $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = (\epsilon)\omega^2 c^{-2}$ описывает дисперсию света в среде с усредненной диэлектрической проницаемостью. Остальные конические гиперповерхности появляются в результате трансляции нулевой гиперповерхности на вектор обратной решетки кристалла. Состояния на этих гиперповерхностях вырождены по поляризации. В областях пересечения гиперповерхностей возникает взаимодействие между состояниями с

одинаковой поляризацией, которое приводит к эффекту расталкивания дисперсионных ветвей. В результате в областях пересечения возникают фотонные стоп-зоны. Отметим, что линии, образованные пересечением конических гиперповерхностей, определяются уравнениями Лауэ.

На рис. 6 хорошо видны особенности в поведении дисперсионных ветвей собственных состояний. Основным эффектом, известным как появление фотонных стоп-зон, т.е. частотных диапазонов, в которых собственные состояния отсутствуют и распространение электромагнитных колебаний запрещено (для заданного направления и значения $|\mathbf{k}|$), наблюдается по расщеплению дисперсионных ветвей. Стоп-зоны появляются в области значений $|\mathbf{k}|$, соответствующих границе ЗБ для данного направления, определяемого углом α . Кроме того, в этих областях расщепляются ветви для s - и p -поляризованных состояний: согласно расчетам, запрещенная зона для s -поляризации оказывается заметно шире, чем для p -поляризации. Более того, из расчетов следует, что при некоторых значениях α , которые определяются направлением падающего луча и нормалью к конкретной системе плоскостей (hkl) , соответствующая стоп-зона в p -поляризации полностью пропадает. Например, из рис. 7, a хорошо видно, что стоп-зона $(\bar{1}11)$ практически „схлопнулась“ при $\alpha = 5^\circ$, т.е. наблюдается явление, хорошо известное в оптике сплошных сред как эффект Брюстера.

Перейдем к детальному обсуждению рис. 7, на котором дисперсионные кривые представлены для шести направлений волнового вектора \mathbf{k} , включая направление $\Gamma \rightarrow K$ ($\alpha = 0^\circ$) (рис. 7, f). В точках пересечения конических гиперповерхностей вырождение снимается за счет расталкивания состояний. В интересующей области имеется по три зоны разрешенных состояний для каждой поляризации. Вне области МБД ($\alpha > 1^\circ$) первая (низшая по частоте) зона имеет один экстремум, вторая — два, третья — один (рис. 7, a, b). Подчеркнем, что эти экстремумы фактически определяют края стоп-зон. Экстремум первой зоны и низкочастотный экстремум второй зоны определяют края стоп-зоны (111) (пересечение с конической гиперповерхностью (111)). Аналогично высокочастотный экстремум второй зоны и экстремум третьей зоны задают стоп-зону $(\bar{1}11)$ (пересечение с $(\bar{1}11)$). Отметим, что при $\alpha < 0$ стоп-зоны (111) и $(\bar{1}11)$ меняются местами в шкале частот. При приближении к области МБД (направление $\alpha = 0^\circ$) сначала для s -поляризации, а затем и для p -поляризации вторая зона качественно меняют свою форму, теряя экстремумы (рис. 7). Таким образом, частотный интервал между стоп-зонами (111) и $(\bar{1}11)$ пропадает как в s -, так и в p -поляризации, и эти стоп-зоны фактически „слипаются“ в области МБД. Однако полному слипанию, т.е. превращению этих стоп-зон в одну и соответственно появлению в оптических спектрах одиночной полосы (вместо дублета), препятствует наличие второй зоны, т.е. разрешенных состояний, разделяющих эти две стоп-зоны.

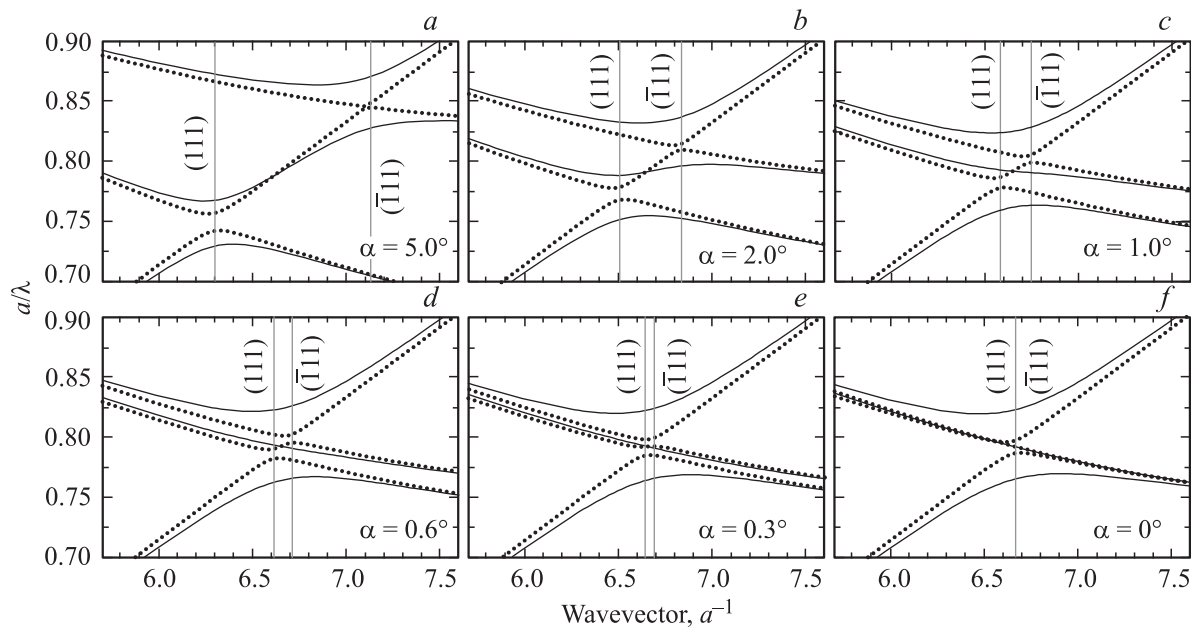


Рис. 7. Расчет дисперсии собственных состояний с s -поляризацией (сплошные линии) и p -поляризацией (пунктирные линии) для структуры опала с воздушным заполнением при сканировании волнового вектора в плоскости GKL вблизи направления $\Gamma \rightarrow K$, которому соответствует $\alpha = 0^\circ$. a — постоянная ГЦК-решетки. На частях a – f представлены результаты расчета для различных углов α . Вертикальными линиями отмечены точки пересечения конических гиперповерхностей, найденные из уравнения Лауэ.

Именно такой эффект (дублет в спектрах пропускания и отражения) наблюдается в s -поляризации (рис. 2, 3). Однако в p -поляризации экспериментально наблюдается только одна полоса. По-видимому, это связано с недостаточным угловым разрешением, достигаемым в эксперименте, которое ограничено расходимостью падающего пучка $\sim 3^\circ$. Действительно, ширина спектральных особенностей в p -поляризации на порядок меньше, чем в s -поляризации. Поэтому для p -поляризации МБД может наблюдаться в интервале углов $\sim 0.5^\circ$, в то время как для s -поляризации величина этого интервала составляет $\sim 5^\circ$. Отметим, что спектры отражения с двумя хорошо разрешенными пиками наблюдались для образцов высококонтрастных инвертированных опалов в обеих поляризациях, однако в p -поляризации эффект был менее выраженным [7].

6. Заключение

В настоящей работе для изучения МБД в фотонных кристаллах на основе синтетических опалов мы использовали комплексный подход, сочетающий экспериментальное исследование поляризованных (s и p) спектров пропускания и отражения, а также теоретические расчеты дисперсионных кривых собственных состояний для различных направлений в ЗБ ГЦК-решетки опалов. Полученная картина характеризуется следующими основными особенностями.

1) В s -поляризации в области МБД наблюдается дублетная структура спектров пропускания и отражения.

2) В p -поляризации в области МБД в спектрах присутствует одна полоса, что обусловлено, вероятно, низким контрастом исследованного в настоящей работе ФК.

3) В p -поляризации в спектрах опалов наблюдается подавление полосы отражения, т.е. квазибрюстеровский эффект, причем критический угол полного подавления определяется направлением падающего луча и нормалью к конкретной системе плоскостей (hkl).

Авторы благодарны В.Г. Голубеву, С.Ф. Каплану и Д.А. Курдюкову за предоставление образцов (пленки опалов) для измерений, А.А. Каплянскому за поддержку и критические замечания, А.В. Селькину за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] А.В. Барышев, А.В. Анкудинов, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, К.Б. Самусев, Д.У. Усвят. ФТТ **44**, 1573 (2002).
- [2] А.В. Барышев, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, К.Б. Самусев, Д.У. Усвят. ФТТ **45**, 434 (2003).
- [3] A.V. Baryshev, A.A. Kaplyanskii, V.A. Kosobukin, K.B. Samusev, D.E. Usvyat, M.F. Limonov. Phys. Rev. B **70**, 113 104 (2004).
- [4] В.А. Кособукин. ФТТ **47**, 12954 (2005).
- [5] A.V. Baryshev, V.A. Kosobukin, K.B. Samusev, D.E. Usvyat, M.F. Limonov. Phys. Rev. B **73**, 205 118 (2006).
- [6] M.V. Rybin, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.A. Kaplyanskii, V.A. Kosobukin, M.F. Limonov, A.K. Samusev, A.V. Sel'kin. Photon. Nanostruct.: Fundam. Appl. **4**, 146 (2006).
- [7] H.M. van Driel, W.L. Vos. Phys. Rev. B **62**, 9872 (2000).

- [8] S.G. Romanov, T. Maka, C.M. Sotomayor Torres, M. Muller, R. Zentel, D. Cassagne, J. Manzanares-Martinez, C. Jouanin. *Phys. Rev. E* **63**, 0956 603 (2001).
- [9] J.F. Galisteo-Lopez, E. Palacios-Lidon, E. Gastillo-Martinez, C. Lopez. *Phys. Rev. B* **68**, 115 109 (2003).
- [10] K. Wostyn, Y. Zhao, B. Yee, K. Clays, A. Persoons, G. Shaetzen, L. Hellemans. *J. Chem. Phys.* **118**, 10 752 (2003).
- [11] S.G. Romanov, C.M. Sotomayor Torres. *Phys. Rev. E* **69**, 046 611 (2004).
- [12] F. García-Santamaría, J.F. Galisteo-López, P.V. Braun, C. López. *Phys. Rev. B* **71**, 195 112 (2005).
- [13] A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, R. Fujikawa, H. Uchida, M. Inoue. *Phys. Rev. B* **76**, 014 305 (2007).
- [14] S.A. Asher, J.M. Weisman, A. Tikhonov, R.D. Coalson, R. Kesavamoorthy. *Phys. Rev. E* **69**, 066 619 (2004).
- [15] R.M. Amos, J.C. Rarity, P.R. Tapster, T.J. Shepherd, S.C. Kitson. *Phys. Rev. E* **61**, 2929 (2000).
- [16] A. Tikhonov, R.D. Coalson, S.A. Asher. *Phys. Rev. B* **77**, 235 404 (2008).
- [17] R. Renninger. *Z. Phys.* **106**, 141 (1937).
- [18] A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Uchida, M. Inoue, M.F. Limonov. *Phys. Rev. B* **73**, 133 103 (2006).
- [19] A.V. Sel'kin. 12th Int. Symp. „Nanostructures: physics and technology“. St.Petersburg, Russia (2004). P. 111.
- [20] G.M. Gajiev, V.G. Golubev, D.A. Kurdyukov, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin, V.V. Travnikov. *Phys. Rev. B* **72**, 205 115 (2005).
- [21] А.Г. Баженова, А.В. Селькин, А.Ю. Меньшикова, Н.Н. Шевченко. *ФТТ* **49**, 2010 (2007).
- [22] V.G. Fedotov, A.V. Sel'kin, A.Yu. Men'shikova, N.N. Shevchenko, A.V. Yakimanskiy. 17th Int. Symp. „Nanostructures: physics and technology“. Minsk, Belarus (2009). P. 109.
- [23] W. Stöber, A. Fink, E. Bohn. *J. Colloid Interf. Sci.* **26**, 62 (1968).
- [24] P. Jiang, J.F. Bertone, K.S. Hwang, V.L. Colvin. *Chem. Mater.* **11**, 2132 (1999).
- [25] А.В. Барышев, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, А.П. Скворцов. *ФТТ* **46**, 1291 (2004).
- [26] M.V. Rybin, K.B. Samusev, M.F. Limonov. *Photon Nanostruct.: Fundam. Appl.* **5**, 119 (2007).
- [27] A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M. Inoue, P.B. Lim, A.V. Sel'kin, G. Yushin, M.F. Limonov. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 063 906 (2007).
- [28] M.V. Rybin, A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, M. Inoue, K.B. Samusev, A.V. Sel'kin, G. Yushin, M.F. Limonov. *Phys. Rev. B* **77**, 205 106 (2008).
- [29] М.В. Рыбин, К.Б. Самусев, М.Ф. Лимонов. *ФТТ* **50**, 421 (2008).
- [30] К.Б. Самусев, Г.Н. Юшин, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов. *ФТТ* **50**, 1230 (2008).
- [31] M.V. Rybin, A.B. Khanikaev, M. Inoue, K.B. Samusev, M.J. Steel, G. Yushin, M.F. Limonov. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 023 901 (2009).
- [32] K.M. Ho, C.T. Chan, C.M. Soukoulis. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3152 (1990).
- [33] H.S. Sözüer, J.W. Haus, R. Inguva. *Phys. Rev. B* **45**, 13 962 (1992).
- [34] R.D. Meade, A.M. Rappe, K.D. Brommer, J.D. Joannopoulos, O.L. Alerhand. *Phys. Rev. B* **48**, 8434 (1993).
- [35] K. Busch, S. John. *Phys. Rev. E* **58**, 3896 (1998).
- [36] S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos. *Opt. Exp.* **8**, 173 (2001).