

Поляризационное подавление брэгговских рефлексов при отражении света от фотонных кристаллов

© А.Г. Баженова, А.В. Селькин, А.Ю. Меньшикова*, Н.Н. Шевченко*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт высокомолекулярных соединений Российской академии наук,
199004 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Alexander.Selkin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 9 апреля 2007 г.)

Экспериментально и теоретически изучены спектры брэгговского отражения света от опалоподобных фотонных кристаллов вблизи критического угла падения θ_c , при котором исчезает брэгговский рефлекс в p -поляризации отраженного света. Объекты исследования представляли собой полимерные фотонно-кристаллические структуры, состоящие из частиц полистирола. Показано, что полное подавление брэгговского рефлекса для электромагнитной ТМ-моды происходит при угле падения θ_c , зависящем от геометрических параметров и диэлектрических констант пространственно-периодической структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке Научной программы Президиума РАН „Органические и гибридные наноструктурированные материалы для фотоники“ и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-17776).

PACS: 42.70.Qs, 42.25.Fx, 42.25.Ja

1. Введение

Взаимодействие электромагнитного поля с пространственно-периодическими твердотельными структурами, период которых сопоставим с длиной волны света, сопровождается рядом ярких дифракционных оптических явлений, которые могут быть сопоставлены с сильной модификацией энергетического спектра фотонов внутри структуры [1–3]. Такого рода структуры, называемые фотонными кристаллами (ФК), являются объектами повышенного практического интереса [4,5], что связано с возможностью эффективного управления распространением света внутри ФК-структур и с новыми перспективными приложениями в лазерной технике и оптоэлектронике. С другой стороны, такие структуры представляют собой новые нетривиальные объекты, позволяющие проводить интересные с научной точки зрения исследования, касающиеся фундаментальных аспектов взаимодействия света с конденсированной средой [6,7].

Характерной особенностью энергетического спектра собственных состояний электромагнитного поля в ФК является существование полос частот, в пределах которых распространение света невозможно для некоторых (стоп-зоны) или даже для всех (фотонные запрещенные зоны) направлений. При этом в силу векторной природы электромагнитного поля следует ожидать определенных эффектов, обусловленных поляризацией света [6,8,9]. В частности, в тех случаях, когда собственные состояния электромагнитного поля представляют собой ТЕ- и ТМ-моды, возможны эффекты подавления резонансной брэгговской дифракции света в ТМ-поляризации (определяемой обычным образом по отношению к какой-нибудь кристаллической плоскости ФК) [8,10,11]. В таких случаях можно говорить об исчезновении (схло-

пывании) ТМ-стоп-зоны для некоторых направлений распространения света.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований механизмов формирования спектров брэгговского отражения света от трехмерных ФК со структурой кристаллической решетки опала. Основное внимание уделено изучению резонансных (в области стоп-зоны) спектров брэгговского отражения света от поверхности роста (111) с учетом эффектов поляризации света. В качестве модельных экспериментальных объектов исследования использованы пленки опалоподобных ФК, сформированные из монодисперсных частиц полистирола. Измерения спектров проводились при разных углах падения света как для s -, так и для p -состояний поляризации внешнего света. Данные измерений сопоставлены с теоретическими расчетами, выполненными в приближении планарной слоисто-периодической среды, учитывающем периодичность структуры в направлении [111].

2. Эксперимент

Исследованные нами опалоподобные ФК представляли собой пленки (толщиной порядка $5 \mu\text{m}$), сформированные из монодисперсных частиц полистирола (диаметром около 300 nm) путем седиментации на стеклянных подложках. Частицы полистирола синтезировали путем безэмульгаторной сополимеризации стирола с метакриловой кислотой под действием персульфата калия [12–14]. Такой способ синтеза позволяет вводить в поверхностный слой частиц карбоксильные группы, что дает возможность оптимизировать условия формирования полимерных ФК, варьируя степень ионизации этих групп и, следовательно, поверхностный заряд частиц [12].

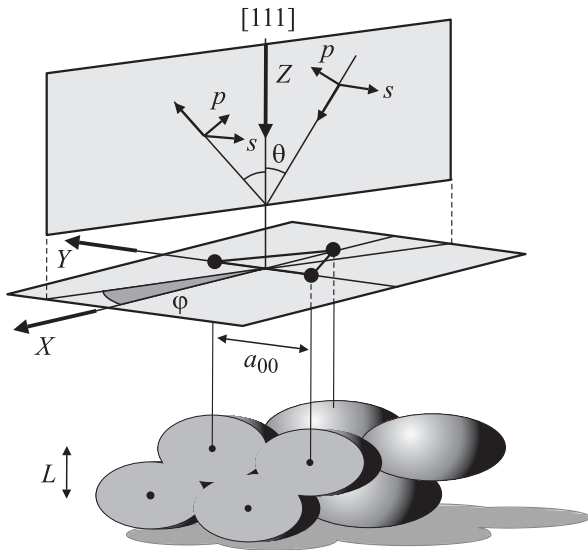


Рис. 1. Геометрия брэгговского отражения света от опалоподобного фотонного кристалла. Азимутальный угол φ плоскости падения, содержащей ось Z (направление $[111]$), отсчитывается от плоскости XZ системы координат. Ось X перпендикулярна стороне правильного треугольника, образованного центрами взаимопроникающих сферидальных частиц, лежащих на латеральной (отражающей) поверхности XY .

Спектры брэгговского отражения света изучались на оптической установке, собранной на базе спектрометра МДР-23 с рабочим спектральным диапазоном 400–850 nm и обратной линейной дисперсией 13 Å/mm. Источником белого света служила лампа накаливания, луч от которой коллимировался с помощью диафрагмы и линзы так, что угол расходимости пучка не превышал 3°. Световой пучок направлялся на образец, закрепленный на гониометре от эллипсометра ЛЭФ-3М. Установка обеспечивала точное позиционирование кристалла: выбор нужного угла падения светового потока и азимутальную ориентацию образца (относительно вращения в латеральной плоскости). Отраженный от поверхности образца свет через систему линз направлялся на входную щель спектрометра, ширина которой варьировалась в пределах 100–200 μm. Световой поток на выходе спектрометра регистрировался с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79 в режиме счета фотонов, электрический сигнал после прохождения через предусилитель и блок сопряжения обрабатывался персональным компьютером, а записанный спектр в цифровом виде сохранялся в файле.

Измерения спектров проводились на образцах, находившихся в воздухе и в этиловом спирте. Для того чтобы спирт в достаточной степени заполнял межчастичное пространство ФК, а пленки сохраняли свою структуру и адгезию к подложке, седиментацию частиц осуществляли на гидрофильную стеклянную подложку, а сами частицы синтезировали в присутствии тиогликолевой кислоты [13,14].

Спектры отражения регистрировались нами в s - и p -поляризациях внешнего света (в дальнейшем для краткости s - и p -спектры соответственно). При этом азимутальная ориентация φ образца выбиралась таким образом (рис. 1), чтобы плоскость падения света XZ была перпендикулярна стороне правильного треугольника, образованного центрами контактирующих частиц, лежащих на латеральной (отражающей) поверхности XY . Такая ориентация на рис. 1 соответствует азимуту $\varphi = 0$. Взаимное расположение полимерных частиц в наружном слое ФК контролировалось с помощью сканирующей электронной микроскопии и по спектрам многоволновой брэгговской дифракции света (см. далее). В случае образца, свободного от спирта, s - и p -спектры демонстрируют (по аналогии с экспериментальными данными, полученными в работе [15] для синтетических опалов на основе α -SiO₂) заметные качественные различия в характере своего изменения по мере увеличения угла падения θ . Брэгговские полосы отражения в s -компоненте поляризации становятся более широкими и интенсивными, в то время как в p -поляризации сужаются и становятся менее интенсивными.

Типичные s -спектры брэгговского отражения света для одного и того же образца, находящегося в воздухе и

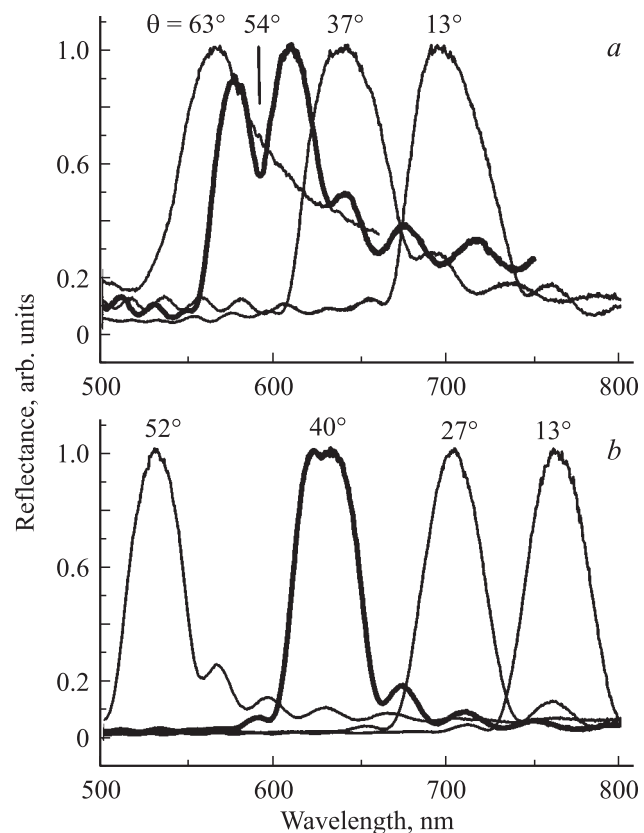


Рис. 2. Спектры брэгговского отражения для s -поляризованного света, полученные от одного и того же фотонно-кристаллического образца при разных углах падения θ (азимут плоскости падения $\varphi = 0$). a — образец свободен от спирта и находится в воздухе, b — образец погружен в спирт.

погруженного в спирт, изображены на рис. 2, *a* и *b* соответственно. При каждом угле падения пиковые значения коэффициентов отражения нормировались на единицу. Последнее связано с тем, что определение абсолютного значения коэффициента отражения сопряжено, как правило, с большой погрешностью измерений (около 20%) из-за недостаточного совершенства сформированных ФК и, как следствие, из-за нежелательной сильной диффузной компоненты рассеянного света.

Наряду с интерференционной (типа Фабри–Перо) структурой, сопровождающей брэгговские пики отражения в пределах всей исследованной спектральной области, обращает на себя внимание наличие в окрестности некоторых углов падения ($\theta \approx 54^\circ$ и $\theta \approx 40^\circ$ для незаполненного и заполненного спиртом образца соответственно) дублетной структуры брэгговских пиков в *s*-поляризации света. Как отмечалось ранее [16–21], такая дублетная структура может проявляться в результате многоволнового [22] характера брэгговской дифракции, когда брэгговские [23] условия отражения выполняются на одной и той же длине волны сразу для нескольких (по крайней мере двух) взаимно непараллельных кристаллических плоскостей.

Спектры зеркального отражения в *p*-поляризации света ведут себя совершенно по-разному с увеличением угла падения θ в зависимости от того, заполнен образец спиртом или нет. Для свободного от спирта образца *p*-полоса отражения регистрируется во всем доступном для надежных измерений интервале углов падения $0 < \theta < 70^\circ$, при этом с увеличением θ происходит монотонное уменьшение пиковой интенсивности и сужение полосы. Однако в случае образца, погруженного в колбу со спиртом (см. также [24]), существует некоторый критический угол падения $\theta = \theta_c \approx 50^\circ$, при котором брэгговский рефлекс в *p*-поляризации полностью исчезает, т.е. с увеличением θ в интервале $0 < \theta < \theta_c$ интенсивность и ширина *p*-полосы монотонно уменьшаются, а в интервале $\theta_c < \theta < 70^\circ$ монотонно увеличиваются. Такое поведение брэгговской полосы отражения в *p*-поляризации качественно коррелирует с характером изменения коэффициента отражения света от обычной (пространственно однородной в макроскопическом смысле) прозрачной диэлектрической среды, когда возможно наблюдение классического эффекта Брюстера [25].

На рис. 3 представлены измеренные в относительных единицах *p*-спектры брэгговского отражения света от исследуемого образца, погруженного в спирт. Спектры приведены для углов падения $\theta = 12, 26, 35, 41, 50, 56$ и 64° . Для того чтобы исключить большую ошибку абсолютных измерений коэффициента отражения, каждый контур отражения $R_p(\lambda)$ в *p*-компоненте поляризации делился на максимальное значение $R_{s,\max}$ интенсивности соответствующей *s*-полосы отражения. При этом изменение состояния поляризации внешнего падающего (отраженного) света осуществлялось простым поворотом плоскости поляризации поляризатора (анализатора). Как

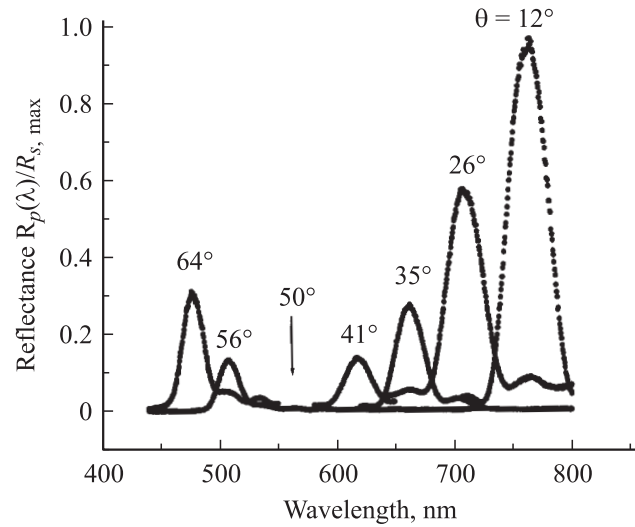


Рис. 3. Спектры брэгговского отражения $R_p(\lambda)$ для *p*-поляризованного света, нормированные при каждом угле падения θ на максимальное значение $R_{s,\max}$ интенсивности соответствующей *s*-полосы отражения. Азимут плоскости падения $\varphi = 0$.

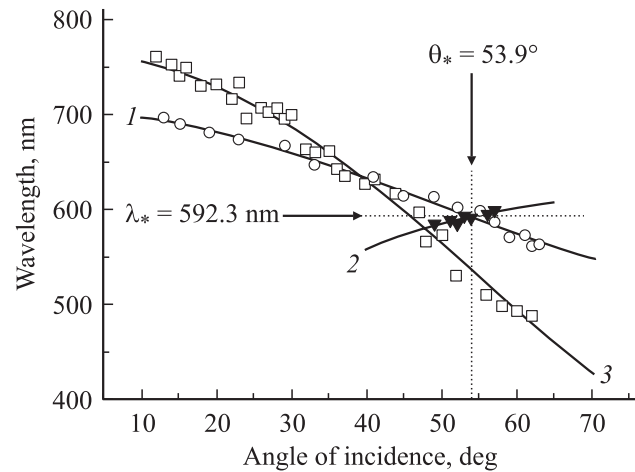


Рис. 4. Спектральные положения особенностей брэгговских рефлексов в зависимости от угла падения света. Точки — эксперимент, сплошные кривые — результаты теоретической подгонки. 1 — положения максимумов *p*-полос отражения для образца, не заполненного спиртом, 2 — положения провалов в дублетных *s*-полосах отражения того же свободного от спирта образца, 3 — положения максимумов *s*-полос для образца, погруженного в спирт. Азимут плоскости падения $\varphi = 0$.

видно из рисунка, действительно, в угловой (от угла падения θ) зависимости пикового значения отношения $R_p(\lambda)/R_{s,\max}$ ярко проявляется эффект, имеющий общие черты с эффектом Брюстера.

Зависимости спектрального положения особенностей брэгговских рефлексов от угла падения изображены на рис. 4. Экспериментальные точки 1 определяют измеренные положения максимумов *p*-полос отражения для образца, не заполненного спиртом. Точки 2 дают

положения провалов в дублетных s -полосах отражения того же образца. Символы 3 соответствуют положениям максимумов s -полос для образца, погруженного в спирт.

3. Теория

При теоретическом описании представленных выше контуров отражения мы воспользовались основными идеями работы [19], касающимися подходов к анализу спектров брэгговского отражения света от опалоподобных ФК, подтвержденными рядом экспериментов [20,21,26,27]. Согласно [19], кристаллическая решетка ФК рассматривается как пространственно-периодическая структура, в узлах которой находятся взаимно перекрывающиеся (спекшиеся) сфероиды из диэлектрического материала. Такая структура (рис. 1) может быть получена из гранцентрированной кубической (ГЦК) решетки идеального опала, состоящего из касающихся в точках шаров-„атомов“ путем деформирования решетки вдоль диагонали куба (направления [111]). При этом шары превращаются в перекрывающиеся (спекшиеся) сфероиды с осью вращения, направленной вдоль [111] (в дальнейшем ось Z декартовой системы координат, совпадающая с направлением внутренней нормали к поверхности ФК). Рассматриваемая модель учитывает важное свойство анизотропии ФК, определяемое обычной технологией приготовления образцов в процессе седиментации частиц на подложку, которая задает выделенное направление Z в пространстве.

В нижней части рис. 1 изображен фрагмент модельной структуры опалоподобного ФК, сформированного из спекшихся сфероидов. Размеры сфероидов задаются удвоенными полуосями (диаметрами) D_{\parallel} и D_{\perp} (измеряемыми в направлениях вдоль оси Z и перпендикулярно ей соответственно). Если соседние сфероиды касаются только в точках (спекание отсутствует), то межплоскостное расстояние L вдоль оси Z равно $\sqrt{2/3}D_{\parallel}$, а ближайшее расстояние a_{00} между центрами сфероидов в плоскости (111) совпадает с диаметром D_{\perp} . В результате спекания, моделируемого как взаимопроникновение сфероидов, расстояния L и a_{00} становятся равными $L = (1 - \chi_{\parallel})\sqrt{2/3}D_{\parallel}$ и $a_{00} = (1 - \chi_{\perp})D_{\perp}$, где χ_{\parallel} и χ_{\perp} — введенные нами по определению коэффициенты спекания.

Анизотропия спекания и/или сфероидальность структурных элементов решетки приводят к понижению кубической симметрии O_h структуры до ромбоэдрической D_{3d} . Количественно такую деформацию (рис. 1) будем описывать коэффициентом одноосного сжатия $\eta \equiv \sqrt{3/2}L/a_{00}$, который может быть выражен через коэффициенты спекания и эллиптичность $\eta_{\text{ел}} \equiv D_{\parallel}/D_{\perp}$ сфероидов: $\eta = \eta_{\text{ел}}(1 - \chi_{\parallel})/(1 - \chi_{\perp})$. В случае ГЦК-решетки ($L = a_{00}\sqrt{2/3}$) коэффициент сжатия принимает значение $\eta = 1$, для одноосного сжатой и растянутой решеток имеем соответственно $\eta < 1$ и $\eta > 1$. Таким образом, в рамках рассматриваемой

модели одноосная деформация исходной ГЦК-решетки возникает как из-за эллиптичности частиц-„атомов“, так и из-за анизотропного характера спекания.

Фактор заполнения f_0 структуры сфероидами в случае не очень сильного спекания ($\chi_{\parallel}, \chi_{\perp} \leq 1 - \sqrt{3}/2 \approx \approx 0.134$) принимает вид

$$f_0 = f_{00} \frac{1 - \frac{3}{2} [\bar{\chi}^2(3 - \bar{\chi}) + \chi_{\perp}^2(3 - \chi_{\perp})]}{(1 - \chi_{\parallel})(1 - \chi_{\perp})^2}, \quad (1)$$

где

$$\bar{\chi} = 1 - \sqrt{\frac{2}{3} (1 - \chi_{\parallel})^2 + \frac{1}{3} (1 - \chi_{\perp})^2},$$

а $f_{00} = \frac{\pi}{3\sqrt{2}} \approx 0.74$ представляет собой коэффициент заполнения ФК сфероидами в отсутствие их взаимного спекания.

Если имеет место изотропный характер спекания, т. е. $\chi_{\parallel} = \chi_{\perp} \equiv \chi$, то одноосная деформация ГЦК-решетки определяется исключительно коэффициентом эллиптичности сфероидов $\eta = \eta_{\text{ел}}$, а фактор заполнения f_0 структуры материалом сфероидов дается выражением [19]

$$f_0 = f_{00} \frac{1 - 3\chi^2(3 - \chi)}{(1 - \chi)^3}. \quad (2)$$

Длина волны $\lambda_{(\text{max})}$, на которой регистрируется максимум низкоэнергетической полосы брэгговского отражения света от опалоподобного ФК, заметно зависит от угла падения θ . Такая зависимость (кривые 1, 3 на рис. 4) обычно хорошо аппроксимируется формулой Брэгга, которую применительно к рассматриваемой нами ситуации удобно записать в виде

$$\lambda_{(\text{max})} = 2L \sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_v \sin^2 \theta}, \quad (3)$$

где

$$L = \sqrt{2/3} a_{00} \eta, \quad (4)$$

ε_v — диэлектрическая постоянная внешней (по отношению к ФК-образцу) среды, а ε_0 — средняя диэлектрическая проницаемость ФК. Величина ε_0 определяется через фактор заполнения f_0 соотношением

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_a f_0 + \varepsilon_b (1 - f_0), \quad (5)$$

где ε_a и ε_b — диэлектрические постоянные полимерных частиц („атомов“) и межчастичного пространства (фона) внутри ФК соответственно.

Другое важное соотношение следует из анализа [19,20] угловой (от угла θ) зависимости спектрального положения $\lambda_{(\text{min})}$ провала в дублетной полосе брэгговского отражения (кривая 2 на рис. 4), который проявляется в условиях многоволновой дифракции. Применительно к рассматриваемой нами ситуации (геометрия

отражения соответствует рис. 1, а ε_v может отличаться от единицы) получаем

$$\lambda_{(\min)} = \frac{3L}{1+2\eta^2} \left(\eta\sqrt{2\varepsilon_v} \sin\theta \cos(\varphi - \pi m/3) + \sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_v \sin^2\theta} \right), \quad (6)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, 3$, а азимутальный угол φ берется из интервала $|\varphi - \pi m/3| \leq \pi/6$, что учитывает симметрию задачи относительно поворотов ФК в латеральной плоскости на углы, кратные $\pi/3$. В дальнейшем будем полагать $m = 0$.

Значения функций $\lambda_{(\max)}(\theta)$ и $\lambda_{(\min)}(\theta)$ могут совпадать ($\lambda_{(\max)} = \lambda_{(\min)} = \lambda_*$) при некотором угле падения $\theta = \theta_*$, реализуемом для азимута $\varphi = \varphi_*$, что определяет важный структурный инвариант ФК

$$\frac{\lambda_*}{a_{00}} = \frac{4\sqrt{3\varepsilon_v}}{4 - \eta^{-2}} \sin\theta_* \cos\varphi_*. \quad (7)$$

Соотношение (7) при известных (определяемых из эксперимента) углах θ_* , φ_* и длине волны λ_* устанавливает связь между a_{00} (расстоянием между соседними частицами, расположенными в латеральной плоскости (111) образца) и η (коэффициентом одноосного сжатия вдоль направления [111]). Кроме этого, формула (7) указывает на спектроскопический рецепт для идентификации пространственной ориентации образца. Действительно, самому длинноволновому положению провала в спектре брэгговского отражения света соответствует азимутальный угол $\varphi = 0$ (рис. 1). С другой стороны, из (3) и (7) следует еще одно полезное соотношение

$$\varepsilon_0 = \left[1 + \frac{18\eta^2 \cos^2\varphi_*}{(4\eta^2 - 1)^2} \right] \varepsilon_v \sin^2\theta_*, \quad (8)$$

показывающее, что существует максимальное значение средней диэлектрической постоянной, ограничивающее возможность наблюдения эффекта многоволновой дифракции в брэгговском отражении света.

Расчеты спектров выполнялись в приближении планарной слоисто-периодической среды методом матрицы переноса. Если речь не идет о специальных условиях, при которых могут проявляться эффекты многоволновой брэгговской дифракции света [16–22], такое приближение дает практически тот же результат, что и теория динамической дифракции [19], учитывающая существенно трехмерный характер ФК. Приближение планарной слоисто-периодической среды подразумевает усреднение диэлектрической проницаемости трехмерной периодической структуры в плоскости слоев (111). В результате такого усреднения получаем эффективную диэлектрическую проницаемость среды

$$\varepsilon_s(z) = \varepsilon_a f_s(z) + \varepsilon_b (1 - f_s(z)), \quad (9)$$

которая зависит только от одной координаты z и выражается через эффективную функцию заполнения $f_s(z)$ [19,21,27] с периодом L , определяемым соотношением (4),

$$f_s(z) = u(z) + u(z - L), \quad (10)$$

где

$$u(z) = \frac{\alpha_0^2}{\sqrt{3}(1 - \chi_{\perp})^2} \times \left[2\pi + 6(\sin(2\beta_0) - 2\beta_0) + 3(\sin(2\beta_1) - 2\beta_1) \right],$$

$$\alpha_0 = \text{Re} \sqrt{1/4 - (z/D_{\parallel})^2},$$

$$\sin\beta_i = \text{Re} \sqrt{1 - (\rho_i/\alpha_0)^2}, \quad (i = 0, 1),$$

$$\rho_0 = \frac{1}{2}(1 - \chi_{\perp}),$$

$$\rho_1 = \frac{1 - \chi_{\parallel}}{1 - \chi_{\perp}} \left\{ \frac{1 - \chi_{\parallel}}{\sqrt{3}} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{1 - \chi_{\perp}}{1 - \chi_{\parallel}} \right)^2 \right] - \frac{|z|\sqrt{2}}{D_{\parallel}} \right\}. \quad (11)$$

В теоретической модели учитывалась возможность частичного усечения наружных сфероидов плоскостями „передней“ v и „задней“ u поверхностей фотоннокристаллической пластины, что в расчетах соответствовало смещению граничных плоскостей на расстояния Δl_v и Δl_u в направлениях в глубь ФК. При $\Delta l_v, \Delta l_u = 0$ граничные плоскости являются касательными по отношению к неусеченным наружным сфероидам. Количественно эффекты усечения описывались путем введения коэффициентов отсечки $\xi_v = 2\Delta l_v/D_{\parallel}$ и $\xi_u = 2\Delta l_u/D_{\parallel}$ для передней и задней поверхностей кристалла соответственно. Варьируя значения этих коэффициентов от 0 до 1, можно менять симметрию контуров отражения от „дисперсионной“, когда спектральное положение абсолютного минимума полосы отражения находится с коротковолновой стороны по отношению к положению ее максимума, до „антидисперсионной“, когда реализуется противоположная ситуация.

4. Обсуждение результатов

Для расчета спектров отражения в рамках модели планарной слоисто-периодической среды необходимо знать значения параметров ε_a , ε_b , L и χ_{\parallel} , χ_{\perp} , входящих в формулы (9)–(11). При анализе экспериментальных данных мы не учитывали анизотропию спекания, полагая $\chi_{\parallel} = \chi_{\perp} \equiv \chi$. Диэлектрическая постоянная материала сфероидов считалась равной $\varepsilon_a = 2.522$, что соответствует справочным данным по полистиролу [28] для видимой области оптического спектра. Значение постоянной ε_b определяется тем материалом, которым заполнены межчастичные пустоты образца, и степенью

заполнения пустот таким материалом. Если пустоты полностью заполнены веществом внешней среды, то $\epsilon_b = \epsilon_v$ ($\epsilon_v = \epsilon_v^{\text{air}} = 1$ для воздуха и $\epsilon_v = \epsilon_v^{\text{alc}} = 1.856$ для этилового спирта [28]). В принципе, значения ϵ_b , L и χ могут быть получены путем непосредственной подгонки теоретических спектров к экспериментальным измеренным. Однако с учетом представленных на рис. 4 экспериментальных данных мы можем извлечь существенную дополнительную информацию об этих параметрах, используя соотношения (2)–(7).

Действительно, аппроксимируя экспериментальные зависимости спектральных положений пиков брэгговских рефлексов от углов падения света теоретическими кривыми 1 и 3 (сплошные линии на рис. 4) с помощью закона Брэгга в форме (3), мы получили значения ϵ_0 и L для свободного от спирта образца, находящегося в воздухе ($\epsilon_0 = \epsilon_0^{\text{air}} \approx 2.30$ и $L = L^{\text{air}} \approx 230.9$ nm при $\epsilon_v = \epsilon_v^{\text{air}}$), и для образца, погруженного в колбу с этиловым спиртом ($\epsilon_0 = \epsilon_0^{\text{alc}} \approx 2.38$ и $L = L^{\text{alc}} \approx 247.9$ nm при $\epsilon_v = \epsilon_v^{\text{alc}}$). Далее с помощью формулы (5) был определен фактор заполнения $f_0 = 0.853$ структуры полистиролом для свободного от спирта образца ($\epsilon_b = \epsilon_b^{\text{air}} = \epsilon_v^{\text{air}}$), что в соответствии с выражением (2) позволяет установить значение коэффициента спекания $\chi = 0.055$. Считая, что при заполнении образца спиртом параметр f_0 не меняется (то же относится и к коэффициенту χ), мы нашли по формуле (5) значение $\epsilon_b = \epsilon_b^{\text{alc}} \approx 1.57$ для образца, погруженного в спирт. Как видим, $\epsilon_b^{\text{alc}} < \epsilon_v^{\text{alc}}$, что указывает на неполное заполнение спиртом межчастичного пространства. С учетом приведенных выше цифр можно сделать вывод о том, что объемная доля спирта в пустотах составляет около 67%, а 33% объема пустот приходится на воздух. Неполное вытеснение воздуха из межчастичного пространства ФК может быть обусловлено блокированием воздушных пузырьков в порах ФК при инфльтрации спирта.

Анализ спектрального положения провалов в дублетных s -полосах брэгговского отражения (сплошная кривая 2 на рис. 4) проводился с использованием соотношения (6). При этом в качестве подгоночного параметра использовался коэффициент η одноосного сжатия. Точка пересечения ($\lambda_* = \lambda_*^{\text{air}} = 592.3$ nm, $\theta_* = \theta_*^{\text{air}} = 53.9^\circ$) кривых 1 и 3 на рис. 4 определяется структурным инвариантом (7) при $\epsilon_v = \epsilon_v^{\text{air}}$ и дает для коэффициента сжатия свободного от спирта образца значение $\eta = \eta^{\text{air}} = 0.935$. Что касается того же образца, погруженного в колбу со спиртом, то в s -спектре брэгговского отражения (рис. 2, b) удастся наблюдать наиболее выраженный, хотя и слабый, провал на длине волны $\lambda \approx 627.35$ nm в очень узком интервале углов падения вблизи $\theta \approx 40^\circ$. Полагая приведенные значения λ и θ равными соответственно $\lambda_* = \lambda_*^{\text{alc}}$ и $\theta_* = \theta_*^{\text{alc}}$, из формулы (7) структурного инварианта при $\epsilon_v = \epsilon_v^{\text{alc}}$ получаем $\eta = \eta^{\text{alc}} = 0.987$.

Теперь на основании соотношения (4) (при уже известных значениях L^{air} , η^{air} и L^{alc} , η^{alc}) находим минимальные латеральные (в плоскости (111)) расстоя-

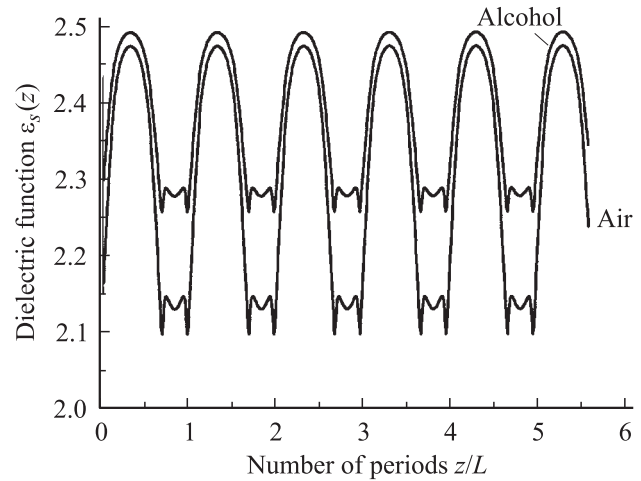


Рис. 5. Профили эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_s (полученные путем усреднения по координатам в плоскости XY) вдоль относительной координаты z/L . L — минимальное межплоскостное расстояние вдоль направления [111]. Заполнение образца спиртом (верхняя кривая) приводит к уменьшению амплитуды периодической модуляции функции $\epsilon_s(z)$.

ния a_{00} между частицами полистирола для образца, свободного от спирта, $a_{00} = a_{00}^{\text{air}} = 302.3$ nm, и для образца, погруженного в спирт, $a_{00} = a_{00}^{\text{alc}} = 307.5$ nm. Таким образом, выполненный количественный анализ угловых зависимостей спектральных положений особенностей брэгговских контуров отражения света позволяет заключить, что при погружении в спирт опалоподобного ФК, сформированного из полистирола, происходит уменьшение степени одноосной деформации образца и некоторое разбухание частиц полистирола.

На рис. 5 изображены фрагменты зависимостей эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_s (см. соотношения (8)–(10)) от относительной координаты z/L вдоль направления [111], перпендикулярного отражающей поверхности ФК. Эти зависимости (профили ϵ_s) построены при значениях параметров ϵ_a , ϵ_b^{air} , ϵ_b^{alc} , L^{air} , L^{alc} и χ , приведенных выше, и показывают, что при заполнении образца спиртом (верхняя кривая) амплитуда пространственной модуляции эффективной диэлектрической проницаемости заметно уменьшается по сравнению со случаем, когда образец не содержит спирта (нижняя кривая). Такое уменьшение амплитуды модуляции ϵ_s означает, что образцу, находящемуся в спирте, соответствует меньшая ширина фотонной стоп-зоны в направлении [111].

В качестве примера на рис. 6 представлены результаты теоретического расчета спектров отражения (сплошные кривые), которые сопоставляются с экспериментальными данными (точки), полученными в s - и p -компонентах поляризации света для свободного от спирта образца (рис. 6, a , угол падения $\theta = 41^\circ$) и для образца, погруженного в спирт (рис. 6, b , угол падения

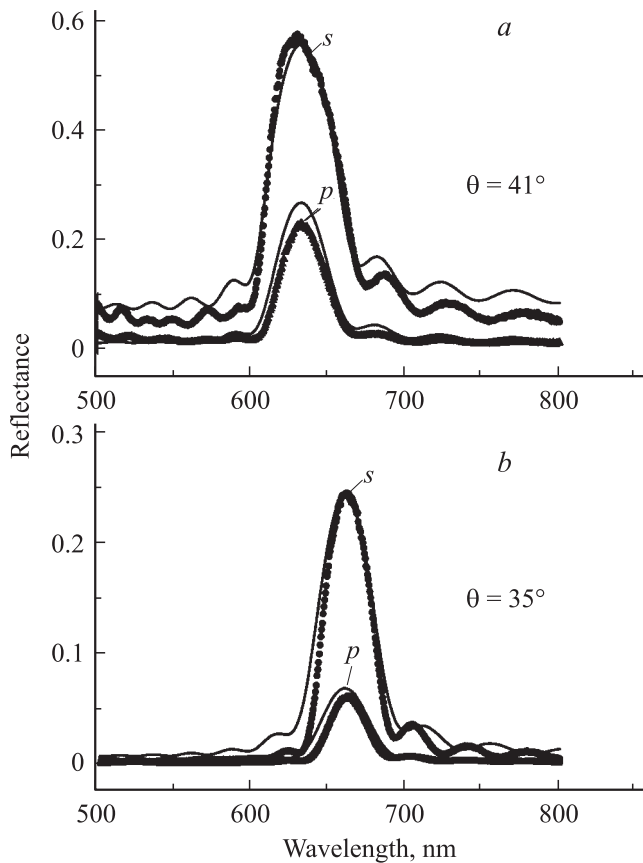


Рис. 6. Спектры брэгговского отражения света (в s - и p -поляризации) от образца со свободными порами (а) и от образца, погруженного в спирт (б) (значения углов падения θ указаны на рисунке). Теоретические (сплошные) кривые сопоставляются с измеренными спектрами (экспериментальные точки).

$\theta = 35^\circ$). Теоретические спектры рассчитывались при значениях диэлектрических и структурных параметров, полученных из анализа данных рис. 4. В качестве варьируемых параметров использовались введенные выше коэффициенты отсечки ξ_v и ξ_u передней и задней поверхностей ФК, количество N_{ml} монослоев, определяющих толщину фотонно-кристаллической пластины, а также мнимая добавка $i\varepsilon_0''$ к эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_s(z)$.

В результате аппроксимации экспериментальных спектров теоретическими контурами были получены значения $\xi_v = 0.55$, $\xi_u = 0.50$, $N_{ml} = 18$, которые относятся как к образцу в воздухе, так и к образцу в спирте. Значения ε_0'' для двух условий эксперимента различаются незначительно: $\varepsilon_0'' = 0.050$ в воздухе и $\varepsilon_0'' = 0.055$ в спирте. Если коэффициенты ξ_v и ξ_u позволяют регулировать соотношение фоновых (с длинноволновой и коротковолновой сторон от брэгговского рефлекса) коэффициентов отражения, то величина N_{ml} определяет интерференционную (типа Фабри–Перо) структуру и ее период в нерезонансной части спектра. Введенная в

расчете мнимая часть $i\varepsilon_0''$ диэлектрической проницаемости $\varepsilon_s(z)$ эффективно учитывала процессы поглощения и рассеяния света в реальной кристаллической структуре ФК. Подбор этого параметра позволил достигнуть лучшего соответствия формы контуров теоретических и экспериментальных спектров.

При сопоставлении экспериментальных и теоретических спектров значение $R_{s,\max}$ коэффициента отражения в максимуме измеренного брэгговского рефлекса для s -поляризации света нормировалось на соответствующее теоретическое значение после того, как достигалось (в основном за счет варьирования ε_0'') лучшее совпадение контуров отражения по спектральной форме. При этом аналогичный коэффициент отражения $R_{p,\max}$ в p -компоненте поляризации определялся по измеренному с хорошей точностью отношению интенсивностей $R_{p,\max}/R_{s,\max}$. Такая процедура нахождения значений коэффициентов отражения более предпочтительна по сравнению с прямыми абсолютными измерениями, сопровождающимися в случае реальных ФК относительно большой погрешностью ($\sim 15\text{--}20\%$).

Как видно из рис. 6, расчетные зависимости хорошо описывают экспериментальные кривые, измеренные как в s -, так и в p -поляризациях света. При этом особо следует подчеркнуть, что расчетные p -спектры отражения получены при тех же значениях параметров, что и s -спектры, без какой-либо дополнительной нормировки экспериментальных p -спектров на теоретические значения. Следует также отметить, что теоретические спектры брэгговского отражения были построены в рамках модели планарной слоисто-периодической среды на основании значений параметров, полученных из анализа кривых (рис. 4) по формулам (3) и (6). Некоторое различие в форме контуров отражения для экспериментальных и расчетных кривых на рис. 6, по-видимому, обусловлено более тонкими, не учитываемыми в теории эффектами неоднородного уширения контуров, обусловленными структурным несовершенством образцов и дифракционными потерями за счет рассеяния света на других по отношению к (111) кристаллических плоскостях.

Вернемся к экспериментальным данным рис. 3, где продемонстрирован эффект подавления брэгговского пика отражения в p -поляризации света. Учитывая хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими спектрами рис. 6, мы провели в рамках модели планарной слоисто-периодической среды расчеты угловой (от угла падения θ) зависимости отношения $R_p(\lambda_{(\max)})/R_s(\lambda_{(\max)}) \approx R_{p,\max}/R_{s,\max}$ коэффициентов отражения на длинах волн $\lambda_{(\max)}$, удовлетворяющих условию Брэгга (3). Такая зависимость представлена в виде сплошной кривой на рис. 7 для случая, когда речь идет об образце, погруженном в спирт. Эта зависимость сопоставляется с соответствующими результатами измерений (экспериментальные точки) отношения $R_{p,\max}/R_{s,\max}$.

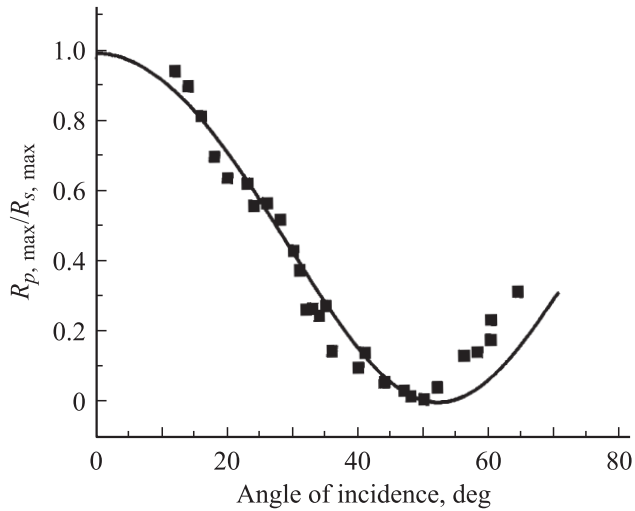


Рис. 7. Зависимости от угла падения отношения $R_{p,\max}/R_{s,\max}$ коэффициентов отражения в p - и s -поляризациях света на длинах волн $\lambda_{(\max)}$, удовлетворяющих условию Брэгга (см. (3)), для образца, погруженного в спирт. Сплошная кривая — расчет, точки — эксперимент.

Из рис. 7 ясно видно, что как в теории, так и в эксперименте проявляется немонотонность угловой зависимости отношения R_p/R_s с характерным минимумом вблизи угла $\theta \approx 50^\circ$, указывающим на эффект подавления брэгговского пика отражения для p -поляризованного света. В целом, достигается хорошее согласие между результатами расчета и эксперимента. Только в области довольно больших значений угла падения θ экспериментально измеренное отношение $R_{p,\max}/R_{s,\max}$ оказывается несколько выше расчетного $R_p(\lambda_{(\max)})/R_s(\lambda_{(\max)})$. При этом угол θ_c , определяющий положение минимума на угловой зависимости R_p/R_s , в эксперименте принимает значение $\theta_c^{\text{exp}} \approx 50^\circ$, а в расчете — $\theta_c^{\text{theor}} \approx 53^\circ$. Причиной небольших количественных различий между результатами эксперимента и теории в области $\theta > 50^\circ$ может быть приближенный характер учета в теории потерь на поглощение и рассеяние света путем введения феноменологического параметра ε_0'' , который считался постоянной (не зависящей от частоты света) скалярной величиной.

В случае когда рассматриваемая стоп-зона ФК достаточно изолирована от других стоп-зон, она формируется в результате рассеяния света на определенной системе кристаллических плоскостей, характеризуемых, скажем, вектором \mathbf{G} обратной решетки. В таком случае задачу о брэгговском отражении света можно существенно упростить, используя приближение двухзонного смешивания [19,29,30], в котором собственная электромагнитная мода с блоховским волновым вектором \mathbf{K} представляется в виде суперпозиции только двух плоских волн с волновыми векторами \mathbf{K} и $\mathbf{K} - \mathbf{G}$. Не останавливаясь на деталях вывода формул, в настоящей работе мы приводим лишь необходимые для дальнейшего обсуждения дисперсионные уравнения (следующие из стандартного

решения задачи на собственные значения), которые устанавливают связь между частотой ω собственной моды и ее волновым вектором \mathbf{K} .

В случае ТЕ-мод (вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} удовлетворяет условию $\mathbf{E} \cdot [\mathbf{K} \cdot \mathbf{G}] = 0$) дисперсионное уравнение можно представить в виде

$$(\mathbf{K}^2/k_0^2 - \varepsilon_0)((\mathbf{K} - \mathbf{G})^2/k_0^2 - \varepsilon_0) = |\varepsilon_{\mathbf{G}}|^2. \quad (12)$$

Для ТМ-мод ($\mathbf{E} \cdot [\mathbf{K} \cdot \mathbf{G}] = 0$) получаем (ср. с [2])

$$\begin{aligned} \left(\frac{\mathbf{K}^2}{k_0^2} - \varepsilon_0 + \frac{|\varepsilon_{\mathbf{G}}|^2}{\varepsilon_0} \right) \left(\frac{(\mathbf{K} - \mathbf{G})^2}{k_0^2} - \varepsilon_0 + \frac{|\varepsilon_{\mathbf{G}}|^2}{\varepsilon_0} \right) = \\ = |\varepsilon_{\mathbf{G}}|^2 \frac{(\mathbf{K} \cdot (\mathbf{K} - \mathbf{G}))^2}{k_0^4 \varepsilon_0^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $k_0 \equiv \omega/c = 2\pi/\lambda$ — длина волнового вектора света в вакууме, а $\varepsilon_{\mathbf{G}}$ является амплитудой Фурье, соответствующей определенному вектору \mathbf{G} , в разложении пространственно-периодической диэлектрической функции $\varepsilon(\mathbf{r})$ фотонного кристалла в ряд Фурье по векторам обратной вешетки:

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 + \sum_{\mathbf{G} \neq 0} \varepsilon_{\mathbf{G}} \exp(i\mathbf{G}\mathbf{r}). \quad (14)$$

Уравнения (12), (13) показывают, что в отсутствие пространственно-периодической модуляции ($\varepsilon_{\mathbf{G}} = 0$) волны \mathbf{K} и $\mathbf{K} - \mathbf{G}$ не связаны между собой. Поэтому при $\varepsilon_{\mathbf{G}} = 0$ не происходит рассеяния света с переходом из состояния \mathbf{K} в состояние $\mathbf{K} - \mathbf{G}$, т.е. дифракция на системе кристаллических плоскостей, характеризуемых вектором \mathbf{G} обратной решетки, как и следует ожидать, отсутствует (и для ТЕ-, и для ТМ-мод). С другой стороны, из дисперсионного уравнения (13) для ТМ-мод видно, что дифракция света на рассматриваемой системе плоскостей должна подавляться также в том случае, когда $(\mathbf{K} \cdot (\mathbf{K} - \mathbf{G})) = 0$, т.е. когда векторы \mathbf{K} и $\mathbf{K} - \mathbf{G}$ взаимно ортогональны.

Получая из уравнений (12), (13) в явном виде функциональные зависимости длины волны λ от волнового вектора \mathbf{K} , находим области длин волн $\Delta\lambda_{\text{ТЕ}}$ и $\Delta\lambda_{\text{ТМ}}$, отвечающие фотонным стоп-зонам для ТЕ-, и ТМ-мод соответственно. В пределах этих зон при заданном внешнем угле θ падения света внутри ФК не могут возбуждаться распространяющиеся электромагнитные моды. В приближении $|\varepsilon_{\mathbf{G}}|^2 \ll \varepsilon_0^2$, которое, как правило, с хорошей точностью выполняется для нижней по энергии фотонной стоп-зоны опалоподобного ФК, имеем

$$\Delta\lambda_{\text{ТЕ}} = \lambda_{(\max)} |\varepsilon_{\mathbf{G}}| / (\varepsilon_0 - \varepsilon_v \sin^2 \theta), \quad (15)$$

$$\Delta\lambda_{\text{ТМ}} = \Delta\lambda_{\text{ТЕ}} |1 - 2(\varepsilon_v/\varepsilon_0) \sin^2 \theta|. \quad (16)$$

Из соотношения (16) следует, что при угле падения внешнего света $\theta = \theta_c$, удовлетворяющем условию

$$\sin \theta_c = \sqrt{\varepsilon_0 / (2\varepsilon_v)}, \quad (17)$$

фотонная стоп-зона для ТМ-моды исчезает ($\Delta\lambda_{\text{ТМ}} = 0$), что приводит к полному подавлению брэгговского ре-

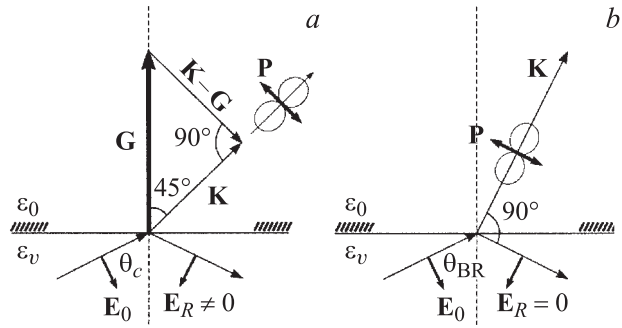


Рис. 8. Геометрия рассеяния-преломления света в случае поляризационного подавления брэгговского рефлекса (отражение p -поляризованного света от фотонного кристалла) (а) и геометрия в случае эффекта Брюстера (отражение p -поляризованного света от пространственно однородной диэлектрической среды) (b).

флекса в p -поляризации света (рис. 3 и 7). Соответствующая условию (16) длина волны λ_c брэгговского резонанса дается формулой

$$\lambda_c = L \sqrt{2\varepsilon_0}. \quad (18)$$

На этой длине волны при $\theta = \theta_c$ брэгговский пик отражения проявляется только в s -поляризации света.

Используя численные значения параметров ε_0 и ε_v , полученные нами выше для образца в спирте ($\varepsilon_0^{\text{alc}}, \varepsilon_v^{\text{alc}}$) и того же образца в воздухе ($\varepsilon_0^{\text{air}}, \varepsilon_v^{\text{air}}$), можем по формуле (17) найти соответствующие значения критических углов падения θ_c^{alc} и θ_c^{air} , при которых должно происходить поляризационное подавление брэгговских пиков отражения. Оказывается, что для образца, свободного от спирта, эффект поляризационного подавления наблюдаться не может, поскольку $\varepsilon_0^{\text{air}} > 2\varepsilon_v^{\text{air}}$. Действительно, в соответствующем эксперименте по мере увеличения угла падения света наблюдалось лишь монотонное уменьшение интенсивности брэгговского рефлекса в p -компоненте поляризации. Эффект немонотонного поведения типа рис. 3 не проявлялся ни при каких доступных измерению углах падения.

Вместе с тем в случае с образцом в спирте получаем $\theta_c^{\text{alc}} = 53^\circ$, что близко к экспериментальному значению (рис. 3 и 7) и полностью согласуется с теоретическим расчетом, выполненным в рамках модели планарной слоисто-периодической среды (рис. 7, сплошная кривая). Расчетное значение $\lambda_c = 541 \text{ nm}$ также попадает в спектральную область (рис. 3), где брэгговский пик отражения в p -поляризации практически не проявляется. Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемый экспериментально эффект подавления брэгговского рефлекса в p -поляризации света при угле падения вблизи 50° обусловлен схлопыванием фотонной стоп-зоны для ТМ-моды ФК.

На рис. 8,а приводится графическая интерпретация наблюдаемого эффекта поляризационного подавления

брэгговского отражения света, которая сравнивается с соответствующей интерпретацией (рис. 8,б) классического эффекта Брюстера. Рис. 8,а показывает, что брэгговское отражение p -поляризованного света отсутствует, когда угол между волновыми векторами \mathbf{K} преломленной и $\mathbf{K} - \mathbf{G}$ рассеянной волн составляет 90° . При этом свет входит в ФК под углом 45° к нормали. Поскольку при $(\mathbf{K} \cdot (\mathbf{K} - \mathbf{G})) \approx 0$ преломленная волна является практически поперечной, она возбуждает дипольную поляризацию \mathbf{P} в ФК в направлении $\mathbf{K} - \mathbf{G}$. Но диполь не излучает электромагнитное поле в направлении своей оси, поэтому волна, рассеянная вдоль направления $\mathbf{K} - \mathbf{G}$, не возбуждается в геометрии опыта рис. 8,а. Анализируя геометрию преломления волн на рис. 8,а и применяя классические формулы Снеллиуса, получаем соотношение (17) для критического угла падения θ_c .

Если сравнивать наблюдаемый нами эффект подавления брэгговского отражения с хорошо известным эффектом Брюстера, то можно говорить о некотором формальном сходстве этих явлений. И в том и в другом случае имеет место специфическая угловая зависимость коэффициента отражения для p -поляризованного света. Однако качественная интерпретация эффекта Брюстера

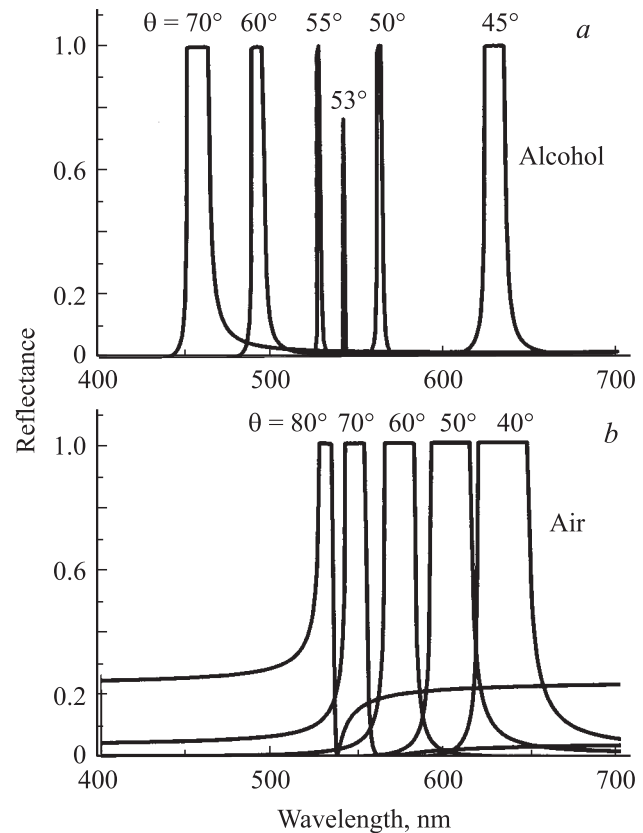


Рис. 9. Спектры брэгговского отражения света от полубесконечной фотонно-кристаллической среды (p -поляризация, $\varepsilon_0'' \ll \varepsilon_0$), рассчитанные в приближении двухзонного смешивания для ТМ-мод. Используются значения параметров фотонного кристалла, полученные из анализа экспериментальных спектров в рамках модели планарной слоисто-периодической среды.

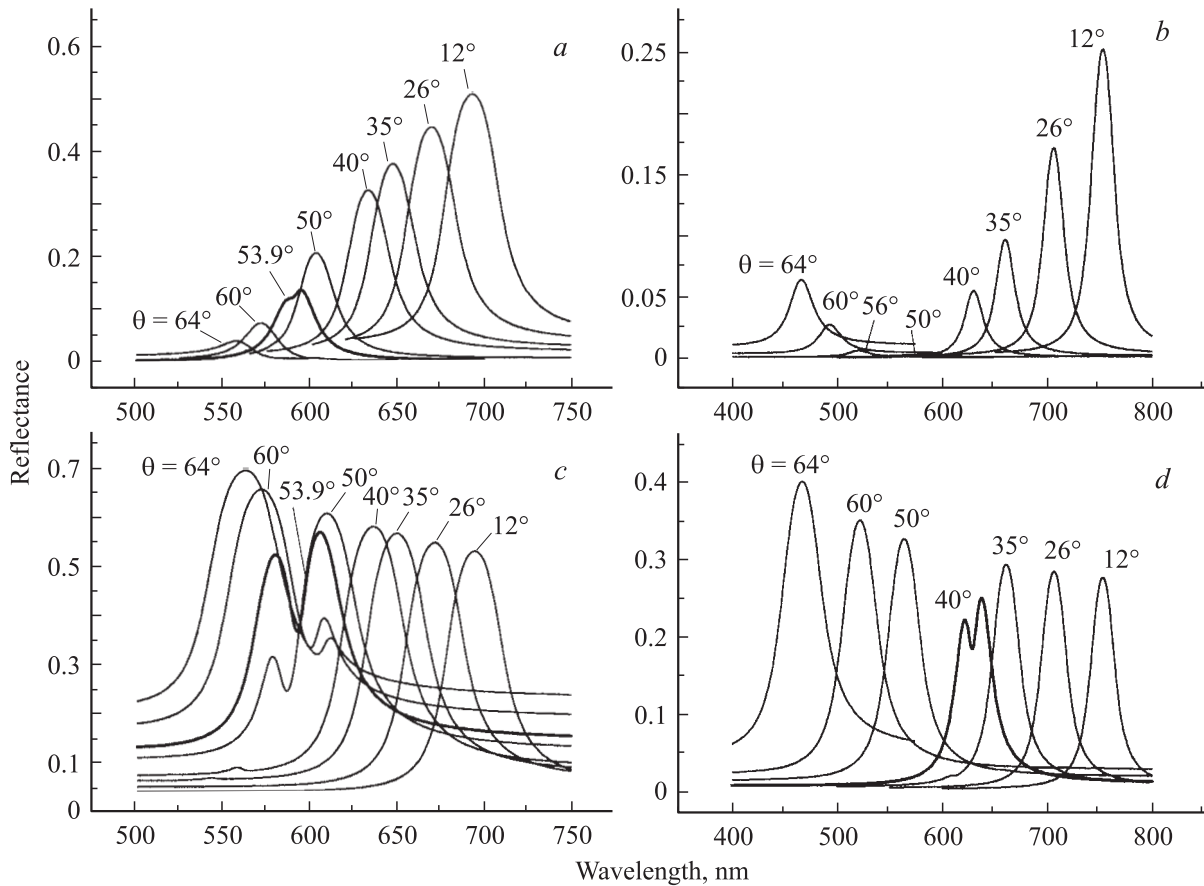


Рис. 10. Спектры брэгговского отражения света от полубесконечного опалоподобного фотонного кристалла ($\varphi = 0$, см. рис. 1), рассчитанные в приближении трехзонного смешивания (с учетом вкладов в дифракцию одновременно на двух системах кристаллических плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}1)$). *a, b* — *p*-поляризация, *c, d* — *s*-поляризация, *a, c* — кристалл в воздухе, *b, d* — кристалл в спирте. Используются значения параметров фотонного кристалла, полученные из анализа экспериментальных данных (рис. 2–5) в рамках модели планарной слоисто-периодической среды.

основывается на геометрии хода лучей, представленной на рис. 8, *b*. Из этой геометрии следует, что подавление *p*-поляризованной отраженной волны возникает, когда угол между направлением отражения и преломления света составляет 90° С (диполь **P**, возбуждаемый преломленной волной, не излучает свет за пределы отражающей среды, поскольку **P** колеблется вдоль направления зеркального отражения [31]). Угол падения θ_{BR} , при котором коэффициент отражения для *p*-поляризации света обращается в нуль, удовлетворяет соотношению

$$\sin \theta_{BR} = \sqrt{\varepsilon_0 / (\varepsilon_0 + \varepsilon_v)}. \quad (19)$$

Из сопоставления формул (17) и (19) видно, что в общем случае угол падения θ_c отличается от θ_{BR} , за исключением тривиальной ситуации отсутствия оптической границы раздела, когда $\varepsilon_0 = \varepsilon_v$. Другое существенное различие между обсуждаемыми явлениями состоит в том, что (в отличие от эффекта Брюстера) исчезновение брэгговского рефлекса, вообще говоря, не означает обращения в нуль коэффициента отражения $R_p(\lambda_c)$ света даже при вещественных значениях оптических констант.

На длине волны λ_c остается фоновый (нерезонансный) вклад ($E_R \neq 0$) в отражение *p*-поляризованного света. Поэтому и фаза коэффициента отражения на этой длине волны в отличие от случая эффекта Брюстера ($E_R = 0$) не испытывает резкого скачка $\pm\pi$ при изменении угла падения вблизи значения θ_c .

На рис. 9, *a, b* представлены контуры брэгговского отражения света для *p*-поляризации, рассчитанные в рамках развитого в работе [19] приближения двухзонного смешивания с использованием дисперсионного уравнения (13) для ТМ-мод. С целью более наглядной демонстрации эффекта поляризационного подавления брэгговского рефлекса (схлопывания стоп-зоны) мы рассмотрели дифракцию света от полубесконечной ($N_{ml} = \infty$) фотонно-кристаллической среды (чтобы убрать интерференционную структуру Фабри–Перо) и фактически пренебрегли мнимой частью средней диэлектрической проницаемости ($\varepsilon_0'' = 10^{-4}$). В таком случае в пределах спектральной ширины стоп-зоны коэффициент отражения достигает практически 100%, что позволяет визуально идентифицировать спектральные положение и ширину стоп-зоны для разных углов падения света.

Значения остальных параметров ФК были взяты такими же, как и полученные выше в рамках модели планарной слоисто-периодической среды.

Как видно из расчета, в случае ФК со спиртом (рис. 9, *a*) действительно происходит немонотонное изменение ширины стоп-зоны с ростом угла падения θ (сначала уменьшение, затем снова увеличение). Вблизи значения $\theta = 53^\circ$ стоп-зона для ТМ-моды исчезает (подавляется брэгговский пик отражения). В то же время ФК, свободный от спирта (рис. 9, *b*), демонстрирует монотонное уменьшение ширины стоп-зоны с увеличением θ : брэгговский рефлекс не исчезает ни при каких значениях углов падения.

Следует отметить, что при увеличении параметра ϵ_0'' (при включении процессов диффузного рассеяния света и диссипативных потерь) происходит не только уменьшение пикового значения коэффициента отражения и уширение полосы брэгговского отражения, но и существенно меняется форма контура отражения. Особенно сильные изменения спектров с ростом ϵ_0'' проявляются при углах падения вблизи фонового угла Брюстера (19) и выше. При этом возможны ситуации, когда вместо пиков отражения в спектрах возникают заметные провалы. Анализ формы контуров брэгговского отражения открывает новые возможности для более детального изучения механизмов рассеяния света в ФК с учетом их реального структурного разупорядочения.

Расчитанные спектры брэгговского отражения света с учетом эффектов многоволновой дифракции света (одновременно на двух системах кристаллических плоскостей (111) и $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$) изображены на рис. 10. Расчеты выполнялись для полубесконечного ФК в рамках предложенного в работе [19] подхода с использованием значений структурных и оптических параметров, приводившихся выше для исследованного нами образца. Спектры на рис. 10, *a* и *c* соответствуют ФК, находящемуся в воздухе (*a* — *p*-спектры, *b* — *s*-спектры). Для ФК в спирте соответствующие спектры (*p* и *s*) изображены на рис. 10, *b* и *d*. Представленные на рис. 10 теоретические расчеты хорошо воспроизводят наблюдающиеся в эксперименте принципиальные особенности, связанные с проявлением эффектов поляризационного подавления брэгговских рефлексов (рис. 10, *b*) и многоволновой дифракции света (рис. 10, *c* и *d*).

5. Заключение

Выполненные в настоящей работе исследования спектров брэгговского отражения света от опалоподобных фотонных кристаллов указывают на важную роль эффектов, связанных с поляризацией собственных мод электромагнитного поля в трехмерном фотонном кристалле. Впервые экспериментально показано, что в определенных условиях можно наблюдать полное поляризационное подавление брэгговских рефлексов в спектрах зеркального отражения света таких кристаллов. Необходимые условия реализуются в *p*-поляризации света, если средняя диэлектрическая проницаемость фотонного

кристалла не превышает удвоенное значение диэлектрической проницаемости окружающей среды. Для исследованных в работе полимерных ФК на основе полистирола такие условия были достигнуты путем инфильтрации в кристалл этилового спирта.

Теоретическая обработка экспериментальных спектров проведена в рамках модели планарной слоисто-периодической среды с учетом реальных эффектов спекания частиц полистирола и одноосной деформации фотонно-кристаллической структуры. Дополнительные данные о структурных и диэлектрических параметрах исследованных образцов получены в результате измерений угловых (от угла падения) зависимостей положений спектральных особенностей контуров отражения. При этом анализировались особенности, обусловленные многоволновой брэгговской дифракцией света (фотонно-кристаллические структурные инварианты). Достигнутое в работе хорошее количественное согласие между результатами эксперимента и теории подтверждает обоснованность и практическую значимость использованных в анализе моделей и подходов.

Принципиально важный вывод следует из детального рассмотрения условий, при которых возникает поляризационное подавление брэгговского рефлекса. В приближении двухзонного смешивания рассмотрены дисперсионные уравнения как для ТЕ-, так и для ТМ-мод фотонного кристалла и рассчитаны спектры отражения света. Решения дисперсионных уравнений дают простые аналитические выражения, связывающие ширину стоп-зоны и угол падения света для случая, когда отражающая поверхность ФК параллельна системе кристаллических плоскостей (111). В результате найдено условие, при котором на частоте брэгговского резонанса в *p*-поляризации света стоп-зона схлопывается, а брэгговский рефлекс исчезает. Это условие показывает, что обсуждаемый нами эффект поляризационного подавления брэгговского рефлекса обусловлен спецификой рассеяния света на системе кристаллических плоскостей ФК и не может интерпретироваться в рамках классического эффекта Брюстера.

Список литературы

- [1] В.П. Быков. ЖЭТФ **35**, 269 (1972); E. Yablonovitch. Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987); S. John. Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
- [2] S. John. In: NATO ASI Series. Confined electrons and photons. Series B. Physics. V. 340 / Eds E. Burstein, C. Weisbuch. Plenum Press, N. Y. (1995). P. 536.
- [3] J.D. Joannopoulos, R.D. Mead, J.D. Winn. Photonic crystals. Molding of flow of light. Princeton University Press (1995).
- [4] V. Mizeikis, S. Juodkazis, A. Marcinkevičius, S. Matsuo, H. Misawa, J. Photochem. Photobiology C: Photochem. Rev. **2**, 35 (2001).
- [5] C. López. Adv. Matter **15**, 1679 (2003).
- [6] K. Sakoda. Optical properties of photonic crystals. Springer series in optical sciences. V. 80. Springer Verlag, Berlin—Heidelberg—N. Y. (2001).

- [7] V.N. Astratov, V.N. Bogomolov, A.A. Kaplyanskii, A.V. Prokofiev, L.A. Samoilovich, S.M. Samoilovich, Yu.A. Vlasov. *Nuovo Cimento D* **17**, 1349 (1995).
- [8] A.V. Baryshev, A.B. Khanikaev, H. Ushida, M. Inoue, M.F. Limonov. *Phys. Rev. B* **73**, 033 103 (2006).
- [9] С.Г. Романов. *ФТТ* **49**, 512 (2007).
- [10] A.A. Dukin, N.A. Feoktistov, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov, V.G. Golubev, A.V. Sel'kin. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8**, 625 (2006).
- [11] M.V. Rybin, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.A. Kaplyanskii, V.A. Kosobukin, M.F. Limonov, A.K. Samusev, A.V. Sel'kin. *Photonics and Nanostructures* **4**, 146 (2006).
- [12] А.Ю. Меньшикова, Б.М. Шабсельс, Т.Г. Евсеева, Н.Н. Шевченко, А.Ю. Билибин. *ЖПХ* **78**, 161 (2004).
- [13] А.Ю. Меньшикова, А.Ю. Билибин, Н.Н. Шевченко, Б.М. Шабсельс, Т.Г. Евсеева, А.Г. Баженова, А.В. Селькин. *Высокомолекуляр. соединения А* **48**, 1579 (2006).
- [14] A.Yu. Menshikova, B.M. Shabsels, N.N. Shevchenko, A.G. Bazhenova, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin, A.Yu. Bilibin. *Colloids and Surfaces A* **298**, 27 (2007).
- [15] J.F. Galisteo-Lopez, F. López-Tejiera, S. Rubio, C. López, J. Sánchez-Dehesa. *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4068 (2003).
- [16] H.M. van Driel, W.L. Vos. *Phys. Rev. B* **62**, 9872 (2000).
- [17] S.G. Romanov, T. Maka, C.M. Sotomayor Torres, M. Muller, R. Zentel, D. Cassagne, J. Manzanares-Martinez, C. Jouanin. *Phys. Rev. E* **63**, 056 603 (2001).
- [18] G. Gajiev, V.G. Golubev, D.A. Kurdyukov, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin, V.V. Travnikov. *Phys. Stat. Sol. (b)* **231**, R7 (2002).
- [19] A.V. Sel'kin. In: Proc. 12th Int. Symp. „Nanostructures: physics and technology“. St. Petersburg (2004). P. 111.
- [20] А.В. Селькин, А.Ю. Билибин, А.Ю. Меньшикова, Ю.А. Пашков, Н.Н. Шевченко, А.Г. Баженова. *Изв. РАН. Сер. физ.* **69**, 1111 (2005).
- [21] 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).
- [22] Shin-Lin Chang. *Multiple diffraction of X-rays in crystals. Springer series in solid-state sciences. V. 50.* / Eds M. Cardona, P. Fulde, H.-J. Queisser. Springer Verlag, Berlin–Heidelberg (1984).
- [23] C. Kittel. *Introduction to solid state physics.* John Wiley & Sons, Inc. (1986).
- [24] А.В. Селькин, А.Г. Баженова, А.Ю. Билибин, А.Ю. Меньшикова, Н.Н. Шевченко. В сб.: Тр. конф. „Фундаментальные проблемы оптики-2006“. СПб (2006) С. 73.
- [25] R.M. Azzam, N.M. Bashara. *Ellipsometry and polarized light.* North-Holland, Amsterdam–N. Y.–Oxford (1977).
- [26] G.M. Gajiev, D.A. Kurdyukov, V.V. Travnikov. *Nanotechnology* **17**, 5349 (2006).
- [27] О.А. Кавтрева, А.В. Анкудинов, А.Г. Баженова, Ю.А. Кумзеров, М.Ф. Лимонов, К.Б. Самусев, А.В. Селькин. *ФТТ* **49**, 674 (2007).
- [28] А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др. *Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.*
- [29] K.W.K. Shung, Y.C. Tsai. *Phys. Rev. B* **48**, 11 265 (1993).
- [30] D.A. Mazurenko, R. Kerst, J.I. Dijkhuis, A.V. Akimov, V.G. Golubev, D.A. Kurdyukov, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 213 903 (2003).
- [31] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики.* Наука, М. (1970). 856 с.