

ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ СРЕДУ С ПРОСТРАНСТВЕННО МОДУЛИРОВАННЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

(ЭФФЕКТ ФОТОННОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ В ОПАЛЕ)

© В.Н.Богомолов, А.В.Прокофьев, С.М.Самойлович*

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

* Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
117234 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 28 марта 1996 г.)

На полученных нами ранее монокристаллах синтетических опалов — гранцентрированных кубических решеток SiO_2 -сфер, в которых был обнаружен ряд свойств, присущих фотонным кристаллам, были исследованы зависимости пропускания света от направления его распространения в кристалле. Подрешетка пустот таких кристаллов заполнялась веществом с большим показателем преломления n , чем показатель преломления сфер SiO_2 , что позволило получить среду типа реплики ГЦК-решетки с пространственно модулированным n с периодом модуляции порядка длины волны видимого света. Изучена зависимость положения центра фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) и пропускания света в области ФЗЗ от направления в кристалле для длин волн от 450 до 600 нм при относительном оптическом контрасте около 5%. Для особых направлений в кристалле наблюдаются минимумы прозрачности среды в области ФЗЗ, которые коррелируют с экстремумами энергетического положения ФЗЗ. Эффект некогерентного рассеяния наиболее интенсивен с коротковолновой стороны ФЗЗ. Наиболее ярко эффект ФЗЗ проявляется для направления (111).

Исследованию систем с фотонной запрещенной зоной (ФЗЗ) уделяется в последнее время большое внимание в связи с перспективами использования их в радиоэлектронике и особенно в оптоэлектронике как перспективных материалов для разработки приборов с улучшенными характеристиками [1]. Твердотельные среды с характерными для фотонных кристаллов свойствами в видимой области впервые были получены на основе монокристаллов опалов и описаны ранее в работе [2], в которой исследовалось поведение ФЗЗ в зависимости от относительного оптического контраста от -26 до +18% для случая решетки шаров и для случая ее трехмерной (3М) реплики — решетки пустот. Свойства опала как реальной системы на основе кубической плотноупакованной (ГЦК) решетки могут отличаться от предсказываемых [3], например, из-за варьирования соотношения объемов двух подрешеток, из-за неточечных контактов между сферами (сложная геометрия решетки пустот), из-за наличия внутренней субструктуры SiO_2 -сфер [2] и т. д. Выяснение этих вопросов представляется важным в связи с проблемой

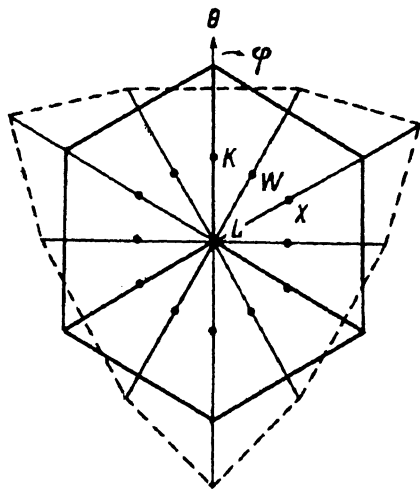


Рис. 1. Изометрическая проекция на плоскость (111) ячейки ГЦК-кристалла опала.

Штриховая линия соединяет значения углов отклонения направлений распространения света, соответствующих положениям особых точек зоны Бриллюэна K , X , W относительно точки L (111). Точками отмечены пересечения осей (110), (100) и (1/201) с гранями ячейки.

создания 3М-фотонных кристаллов для видимого диапазона, обладающих конечной шириной ФЗЗ для всех направлений распространения света в кристалле.

В настоящей работе на монокристаллах опалов — пластинках, вырезанных параллельно плоскости (111), — было изучено пропускание света как вдоль направления (111), так и вдоль других направлений.

На рис. 1 изображена изометрическая проекция ячейки опала на плоскость (111). Отмечены особые точки L , X , K , W зоны Бриллюэна. Штриховой линией показаны углы направлений распространения света относительно направления (111), соответствующих этим точкам. Измерения угловых зависимостей пропускания света через пластинку опала, поверхность которой была ориентирована параллельно плоскости (111), проводились путем отклонения ее на различные углы θ от оси (111) и вращения ее вокруг этого направления на углы φ . Углы φ изменялись с шагом 30° (соответственно угловой периодичности расположения особых точек на рис. 1), а углы θ — с шагом 5° .

Форма кривых пропускания для одного из углов φ и различных углов θ отклонения от оси (111) показана на рис. 2 ($\theta < 0$) и рис. 3 ($\theta > 0$) для относительного контраста показателя преломления 5%. Такой контраст получался при заполнении решетки пустот опала водой. Все дальнейшие измерения проводились при этой же величине оптического контраста. Как видно из рис. 2, 3, при увеличении угла отклонения падающего света от направления (111) наблюдаются смещение положения середины ФЗЗ в сторону коротких волн, увеличение прозрачности кристалла в области ФЗЗ и размытие краев полосы поглощения, обусловленной эффектом ФЗЗ. При углах θ , приближающихся к 35° , прозрачность начинает снова слегка падать. При углах θ , больших чем 35° , коротковолновый край полосы поглощения не удается обнаружить. Однако после того, как угол отклонения увеличивается больше 40° , длинноволновый край полосы начинает двигаться обратно в сторону более длинных волн. Кривые пропускания после достижения точки возврата и при дальнейшем увеличении угла θ изображены на рис. 2, 3 штриховыми линиями. Спектры приведены к одинаковой длине прохождения света через кристалл.

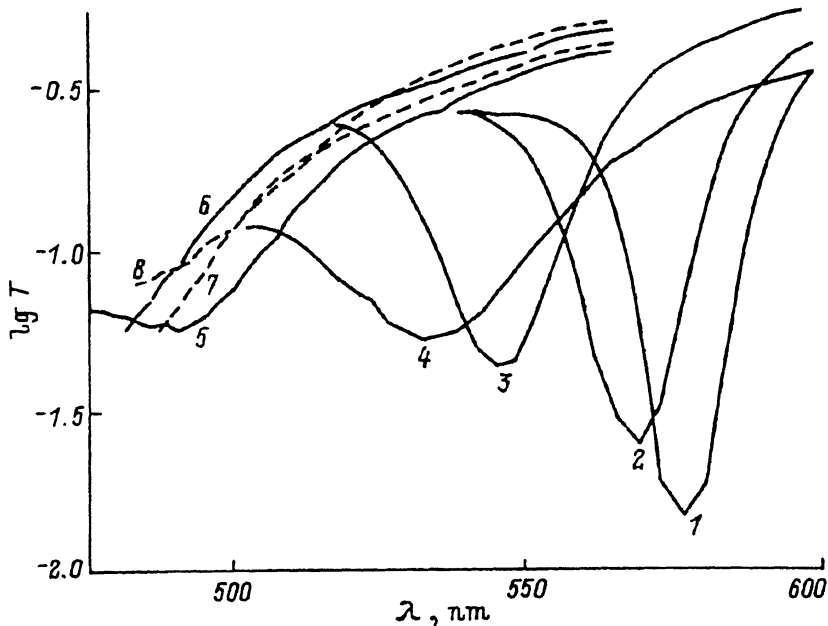


Рис. 2. Спектры пропускания опала для различных направлений распространения света под углами $\theta < 0$ при движении от точки L к X . В результатах учтена коррекция на длину прохождения света и на изменение n при переходе из одной среды в другую. $\theta(^{\circ})$: 1 — 0, 2 — 11, 3 — 21, 4 — 31.5, 5 — 33.6, 6 — 37, 7 — 42, 8 — 48.

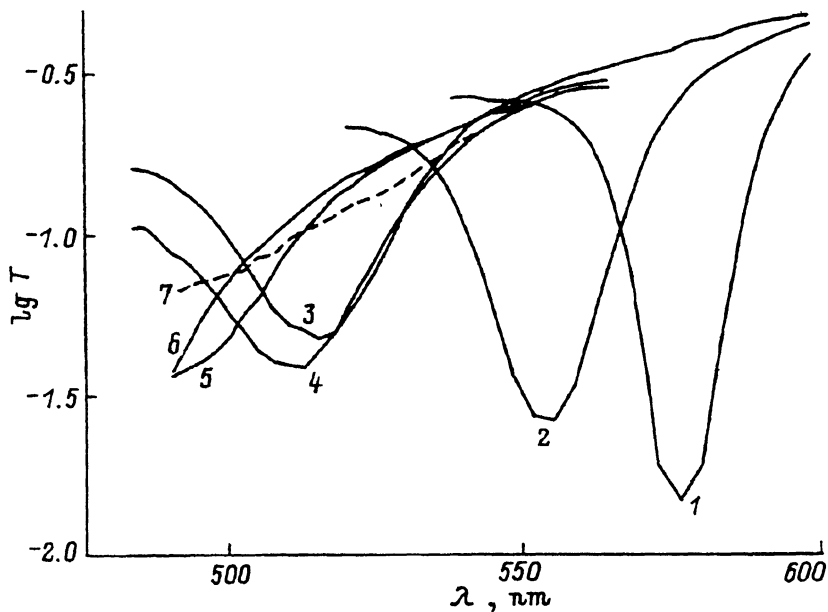


Рис. 3. Спектры пропускания опала для различных направлений распространения света под углами $\theta > 0$ при движении от точки L к K . В результатах учтена коррекция на длину прохождения света и на изменение n при переходе из одной среды в другую. $\theta(^{\circ})$: 1 — 0, 2 — 16, 3 — 26.5, 4 — 28.6, 5 — 31.5, 6 — 37, 7 — 48.

Положение экстремумов до углов отклонения $\theta = 30^\circ$ удается измерять довольно точно. Это соответствует измерениям в окрестности точки L . В то же время при больших углах экспериментальное обнаружение минимума прозрачности на спектрах становится затруднительным из-за сдвига полосы поглощения в область коротких волн, где эффекты рассеяния света резко возрастают. Для кривых пропускания при больших углах характерно отсутствие коротковолнового края полосы поглощения, что могло быть вызвано эффектом косого падения света на образец.

Для выяснения роли перпендикулярности падения света на кристалл (а следовательно, и на плоскости (100), (110) и другие, отличные от плоскости (111)), которая может нивелировать эффект ФЗЗ при больших углах падения света, из монокристалла опала вырезалась пластинка, поверхность которой была ориентирована под углом около 40° к направлению $\langle 111 \rangle$. Таким образом, близкое к нормальному падение света на кристалл (и соответственно на плоскости (100), (110)) соответствовало теперь малым углам θ , а большие углы θ соответствовали направлениям, близким к нормали к плоскости (111). Однако измерения показали, что даже при нормальном падении света на такие образцы не наблюдалось коротковолнового края полосы поглощения, а при падении света при больших θ хорошо различались как оба края, так и положения экстремума, связанные с отражением света от плоскости (111).

На рис. 4 показана угловая зависимость положения середины ФЗЗ λ_{go} от угла θ отклонения распространения света от оси $\langle 111 \rangle$ как в сторону $\theta < 0$, так и в сторону $\theta > 0$ (кривая 1). Отчетливо видна асимметрия по углам положения ФЗЗ относительно точки L . Эта асимметрия, как будет показано далее, соответствует, согласно рис. 1, изменению θ в направлении $X \rightarrow L \rightarrow K$. Такие же зависимости получены и для других направлений φ .

Результаты этих измерений представлены на рис. 5 в виде угловых диаграмм. На рис. 5,а показаны зависимости разности длины волны центра ФЗЗ λ_{go}^L в точке L и λ_{go} для различных направлений под углами $0 < \varphi < 360^\circ$ и $\theta = 20$ (кривая 1) и 30° (кривая 2). На рис. 5,б показаны углы θ , соответствующие равным $\lambda_{go} = 530$ (кривая 1) и 500 nm (кривая 2). Из этих рисунков видна симметрия, соответствующая оси третьего порядка. Некоторое нарушение симметрии объясняется недостаточным совершенством имеющихся в настоящее время в нашем распоряжении кристаллов. На рис. 5,б кривая 2 ограничивает области кристалла вокруг направления $\langle 111 \rangle$, где можно наблюдать отчетливые экстремумы поглощения света.

По этим рисункам можно сопоставить используемые нами направления (углы φ и θ) с осями кристалла. Данные, приведенные на рис. 4, соответствуют измерениям в плоскости изменения углов θ , проходящей через точки LXL и LKL . В направлении $L \rightarrow W$ получена аналогичная зависимость λ_{go} от угла θ . Заштрихованной областью отмечена приблизительная ширина ФЗЗ (взятая как полуширина полос поглощения, представленных на спектрах рис. 2 и 3). Вблизи точек K и X показана только длинноволновая граница этой зоны. Поскольку в окрестностях точек X и K не удается наблюдать экстремумов на спектрах пропускания, эти области показаны на рисунке штриховыми линиями.

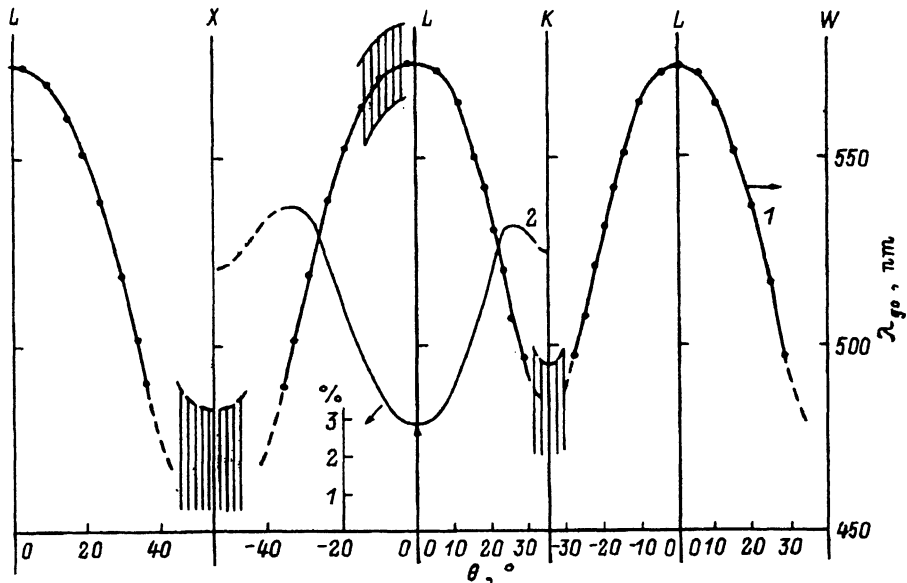


Рис. 4. Диаграмма значений λ_{g0} , соответствующих середине ФЗЗ для участков зоны Бриллюэна между точками L, K, X, W.

По оси абсцисс отложены углы θ относительно направления света в кристалле (111). Тонкой линией показана величина пропускания света (в % от падающего света). Штриховыми линиями показаны значения λ_{g0} и пропускания, определение которых носит оценочный характер. Ширина ФЗЗ для контраста 5% показана заштрихованной областью.

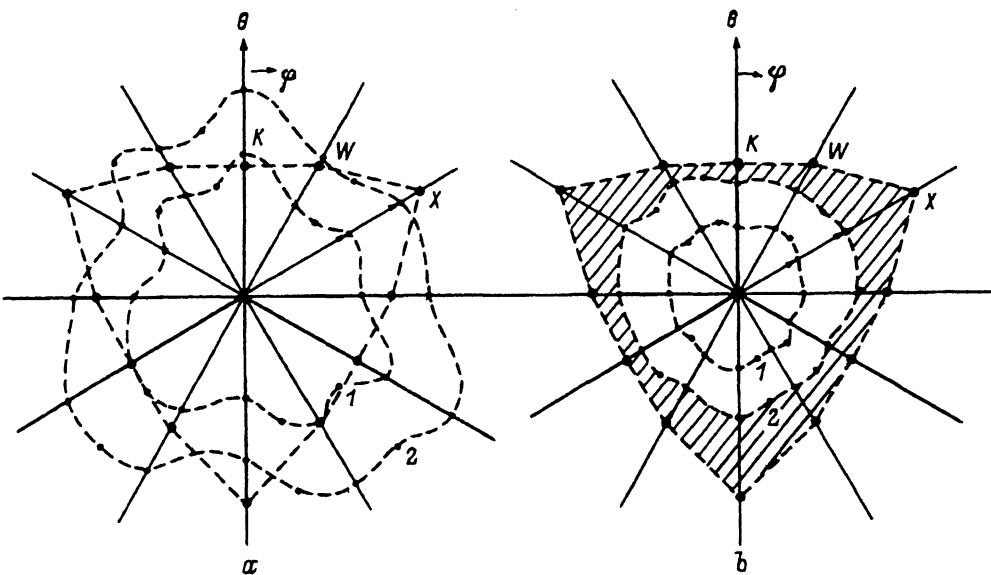


Рис. 5. а) Диаграмма значений разности $\lambda_{g0}^L - \lambda_{g0}(\varphi)$ в проекции на плоскость (111) для $\theta = 20^\circ$ (1) и 30° (2). б) Значения углов θ , соответствующих одинаковым λ_{g0} , в зависимости от φ .

б) λ_{g0} (nm): 1 — 530, 2 — 500. Заштрихованная область отвечает направлениям в кристалле, для которых из-за сильного рассеяния определение λ_{g0} затруднительно.

Согласно кристаллографическим данным, наибольшей эффективностью брэгговских отражений в ГЦК-решетке обладают плоскости либо со всеми четными, либо со всеми нечетными индексами Миллера. Это коррелирует с наиболее ярким проявлением ФЗЗ в точке L (111). Другие плоскости должны проявляться при отражениях более высоких порядков, что на спектрах пропускания соответствует более коротковолновой области. Однако, по-видимому, глубина модуляции положения центра ФЗЗ от точки к точке зоны Бриллюэна порядка 20 %, что близко к расчетным данным для подобных структур [3].

На рис. 4 показана также величина пропускания света при λ_{90} в зависимости от угла распространения света относительно (111) (кривая 2). Прозрачность среды в области ФЗЗ минимальна в точке L и увеличивается при удалении от направления (111). Однако по мере приближения к точкам X и K пропускание в области ФЗЗ снова уменьшается, проходя через минимум. Аналогичный минимум наблюдался и при прохождении света через пластинки с поверхностью, ориентированной параллельно плоскости (100) при приближении направления распространения света к нормали к поверхности.

Таким образом, исследование оптических свойств решеток опалов с подрешетками пустот, заполненных веществом с показателем преломления большим, чем показатель преломления сфер SiO_2 , позволяет получить ряд выводов относительно фотонных свойств таких реальных твердотельных систем в области видимого света.

Полученные нами результаты выполнены на реальных кристаллах, поэтому они отражают влияние таких факторов, как несовершенство структуры кристалла, наличие сложной геометрии контактов между сферами, малость объема подрешетки-реплики и особенно, по-видимому, влияние внутренней структуры сфер SiO_2 [2], что может сильно увеличивать роль эффектов рассеяния в области коротких волн и затруднять наблюдение ФЗЗ для ряда направлений в кристалле.

В решетках опала обнаружена глубина модуляции энергии ФЗЗ порядка 20 %. Такая величина позволяет надеяться на возможность реализации по крайней мере кристалла с фотонной псевдозапрещенной зоной (pseudogap) при величине оптического контраста порядка 100 % [1]. Однако при создании таких систем в оптическом диапазоне важным становится вопрос о роли рассеяния, нарастающего по мере увеличения контраста [2]. От этого зависит возможность практического использования фотонных свойств опалов. При увеличении контраста нарастает как когерентная, так и некогерентная компоненты рассеяния, соотношение между которыми может зависеть также и от толщины слоя кристалла, в котором происходит рассеяние.

Мы полагаем, что в технологии изготовления кристаллов опалов имеется ряд возможностей улучшения их фотонных свойств. Это, например, повышение совершенства реальной структуры опала, модификация структуры сфер SiO_2 с целью изменения типа решетки опала, получение опалов из бидисперсных зольей и т. д. Такие работы требуют развития исследований физико-химических свойств периодических коллоидных структур с большими масштабными факторами и низкими энергиями взаимодействия частиц.

Монокристаллы опалов до настоящего времени использовались нами как диэлектрические матрицы для получения правильных

3М-решеток из наноструктур различного типа [4-6]. Для этих целей совершенство монокристаллов также играет важную роль, и развитие методов оптикоструктурного анализа, тесно связанного с исследованием фотонных кристаллов, представляет несомненный интерес.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты 96-03-32460а и 94-02-05798а) и Миннауки (грант № 1006 «Кластер»).

Список литературы

- [1] E. Yablonovitch. *J. Mod. Opt.* **41**, 173 (1994).
- [2] В.Н. Богомолов, Д.А. Курдюков, А.В. Прокофьев, С.М. Самойлович. *Письма в ЖЭТФ* **63**, 496 (1996).
- [3] J.W. Haus. *J. Mod. Opt.* **41**, 195 (1994).
- [4] V. Bogomolov, Y. Kumzerov, V. Zhuravlev, A. Zadorojnii, E. Kolla. *JETF Lett.* **36**, 298 (1982).
- [5] V.N. Bogomolov, D.A. Kurdyukov, A.V. Prokofiev, Yu.I. Samoilovich, S.M. Samoilovich. *Phys. Low-Dim. Struct.*, *11/12*, 63 (1994).
- [6] В.Н. Богомолов, С.А. Ктиторов, Д.А. Курдюков, А.В. Прокофьев, С.М. Самойлович, Д.В. Смирнов. *Письма в ЖЭТФ* **61**, 738 (1995).