Физика твердого тела, 2016, том 58, вып. 7

09

Оптическая дифракция на двумерных фотонных структурах с гексагональной симметрией

© К.Б. Самусев [1,2], М.В. Рыбин [1,2], С.Ю. Лукашенко [2,3], П.А. Белов [2], М.Ф. Лимонов [1,2]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики,
Санкт-Петербург, Россия
[3] Институт аналитического приборостроения РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: M.Rybin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 1 декабря 2015 г.)

Методом аддитивной технологии лазерной литографии созданы фотонные структуры с гексагональной симметрией и исследованы их оптические свойства. Структура образцов изучалась методом сканирующей электронной микроскопии. Выполнены расчеты оптической дифракции в борновском приближении теории рассеяния для структур с ограниченным числом рассеивателей. Рассчитывались изображения, возникающие при монохроматическом освещении на плоском экране, расположенном за образцом. Картины дифракции на экране имеют симметрию C_{6v} и состоят из трех пересекающихся под углом 120° прямых и гипербол, число которых кратно шести. Важной особенностью этих картин является сверхструктура, т. е. разбиение прямых и гипербол на отдельные дифракционные рефлексы, число которых определяется числом рассеивателей конкретного образца. Результаты экспериментального исследования дифракционных картин полностью совпадают с расчетными, включая число и расположение сверхструктурных рефлексов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 14-29-10172 (создание структур методом аддитивной технологии лазерной литографии) и гранта РФФИ 13-02-00186 (дифракционные эксперименты на созданных структурах).

1. Введение

Дифракция представляет собой широко распространенное явление, которое наблюдается во всем диапазоне электромагнитных волн, а также при рассеянии различных частиц (электронов, нейтронов), проявляющих волновые свойства [1]. Классическим примером является брэгговская дифракция на периодически модулированных структурах при длинах волн, сопоставимых с пространственным периодом рассеивающей среды. Брэгговская дифракция приводит, в частности, к образованию запрещенных фотонных зон в энергетическом спектре собственных электромагнитных состояний фотонных кристаллов [2–5].

Идеальными объектами для исследования оптической дифракции на диэлектрических пространственно моделированных структурах оказались синтетические опалы [6–11]. Опалы образованы плотноупакованными сферическими частицами аморфного кварца a-SiO_2, которые формируют плотноупакованную гранецентрированную кубическую решетку [12–15]. Опалы обладают стоп-зонами в видимом спектральном диапазоне благодаря характерному размеру частиц a-SiO_2 в несколько сотен нанометров [16]. Это определяет уникальную возможность изучать фотонные свойства не только традиционными методами, регистрируя с помощью спектрометра пропускание либо отражение, но и визуально наблюдать картины дифракции света на экране, окружающем образец [17,18].

При исследовании оптической дифракции на опаловых структурах различной размерности был предложен оригинальный метод представления дифракционных картин в осях „угол падения света на образец θ — угол регистрации дифрагированного света Θ" [5,18]. Как известно, 3D-брэгговская дифракция на объемных образцах сводится к зеркальному отражению пучка от систем плоскостей и описывается простым линейным соотношением $\Theta = 2\theta$. Следовательно, в декартовых координатах (θ, Θ) разрешенные брэгговские рефлексы будут представлены в виде прямых параллельных между собой линий. В противоположность 3D-дифракции, в случае 2D-дифракции на тонких опаловых пленках экспериментально наблюдалась сложная нелинейная зависимость $\Theta = f(\theta)$, в результате чего на основе дифракционных картин удалось однозначно разделить режимы 2D- и 3D-дифракции [5,18].

Следует отметить, что идеальному 2D-объекту соответствует один опаловый слой, в частности — плоский ростовой слой опалов (111), который образован плотноупакованными в гексагональную решетку сферами a-SiO_2. Так как двумерная гексагональная решетка обладает симметрией C_{6v}, то можно предположить, что дифракционные картины также будут обладать симметрией C_{6v}. Действительно, эксперименты показали, что

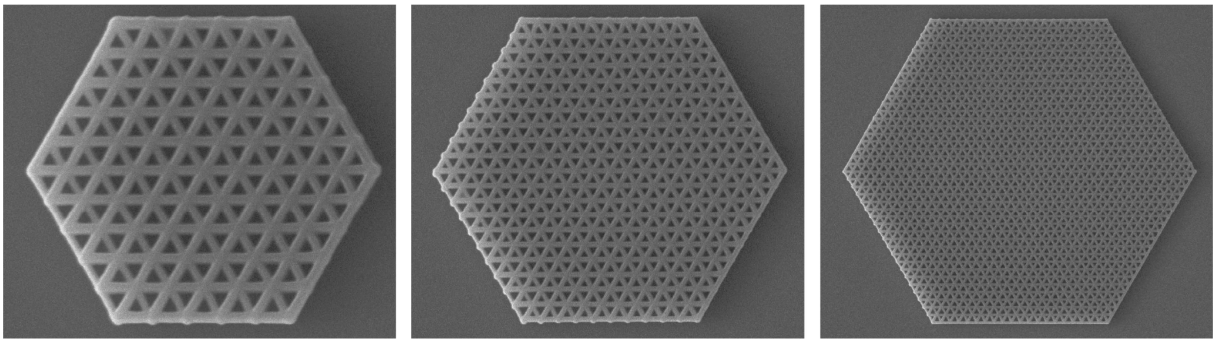

Рис. 1. Изображения 2*D*-структур, изготовленных методом лазерной литографии. Размеры образцов определяются по числу равносторонних треугольников на каждой из шести сторон гексагонального образца. Это число составляет 5 (*a*), 10 (*b*) и 20 (*c*) треугольников. У всех образцов сторона треугольника $a = 1.5\,\mu$m. Изображения получены методом сканирующей электронной микроскопии.

при освещении пленки световым пучком по нормали к ростовой плоскости вдоль оси [111] картина дифракции характеризуется симметрией C_{6v} и состоит из шести интенсивных рефлексов, симметрично расположенных относительно падающего пучка [10,17]. Заметим, что в описанных в литературе экспериментах число рассеивающих частиц (сфер a-SiO_2) с учетом их плотной упаковки в опалах и диаметра сфер $D \sim 0.5\,\mu$m, а также характерного размера светового пучка на образце $\sim 1\,\mathrm{mm}^2$, составляло $\sim 10^6$. Следовательно, пленки опала позволяют изучать 2*D*-дифракцию на большом массиве рассеивателей. Отметим также, что в литературе сообщается об исследовании оптической дифракции на опалоподобных коллоидных структурах [19,20]. Кроме того, при помощи оптической дифракции изучались фотонные кристаллы со структурой „поленницы“ [21,22], изготовленные методом двухфотонной лазерной литографии [23]. Важно подчеркнуть, что во всех перечисленных выше работах исследовались образцы, состоящие из большого числа рассеивателей (более 10^4), в то время как оптическая дифракция на образцах с малым числом рассеивающих частиц ($10^2 - 10^3$) ранее практически не исследовалась. Цель данной работы — восполнить этот пробел в оптических исследованиях путем создания 2*D*-образцов с симметрией C_{6v}, состоящих из малого числа рассеивающих частиц, и исследовать дифракцию на таких образцах экспериментально и теоретически.

2. Синтез образцов и исследование их структуры

В данной работе были изготовлены 2*D*-фотонные структуры с микронным периодом с помощью аддитивной технологии двухфотонной лазерной литографии [23–25]. Как и в наших предыдущих работах [26,27], мы использовали установку и программное обеспечение фирмы Laser Zentrum Hannover (Германия). Использовался лазер TiF-100F (Авеста-Проект, Россия) с центральной длиной волны 780 nm, длительностью импульсов 50 fs и частотой повторения 80 MHz. В качестве фоторезиста применялся материал на основе пропоксида циркония с фотоинициатором Irgacure 369 (Ciba Specialty Chemicals Inc., США). Образцы изготавливались путем сканирования объема фоторезиста относительно лазерного пучка, сфокусированного объективом с числовой апертурой $NA = 1.4$. Перемещение образца относительно лазерного пучка осуществлялось с помощью моторизованных линейных трансляторов с пневмоподвесом (Aerotech inc., USA).

Двумерные образцы в форме шестиугольников были получены путем создания трех пересекающихся наборов прямых параллельных полосок толщиной ~ 400 nm (рис. 1). Наборы полосок повернуты друг относительно друга на 120°, при этом вся структура имеет гексагональную симметрию C_{6v}. В результате такой процедуры получаются структуры, образованные равносторонними треугольниками, как это видно на изображениях трех образцов, полученных методом сканирующей электронной микроскопии (рис. 1). Размеры образцов мы характеризовали параметром $a \cdot N$, где a — длина стороны каждого треугольника, N — число треугольников на границе образца. Эти стороны треугольников образуют одну из шести границ гексагонального образца, например $N = 5$, 10 и 20 треугольников на рис. 1. Была изготовлена большая серия образцов с параметрами $0.2\,\mu\mathrm{m} \le a \le 1.5\,\mu$m, $2 \le N \le 50$.

3. Расчет дифракционных картин

Полученные методом двухфотонной лазерной литографии образцы характеризуются низким контрастом диэлектрической проницаемости полимеризованного материала полосок относительно воздуха $\Delta\varepsilon \sim 0.5$. В этом случае оптическая дифракция описывается в борновском приближении теории рассеяния [18,28]. В этом приближении для теоретического описания рассеяния света на системе произвольных диэлектрических частиц задачу удобно разделить на две подзадачи — о рассеянии электромагнитной волны на каждой из частиц, а также об изменении поля в зависимости от положения частицы. В борновском приближении, т. е. без учета многократного перерассеяния света на частицах, в дальней зоне рассеянное поле каждой из частиц можно описать при помощи двух множителей: форм-фактора и позиционного фактора. Форм-фактор f описывает рассеяние на частице как на индивидуальном рассеивателе, а позиционный фактор $\exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_i)$ определяет фазу, которая связана с положением частицы относительно выбранного центра координат. В экспоненту, определяющую позиционный фактор, входит вектор рассеяния $\mathbf{q} \equiv \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s$, который равен разности волновых векторов падающей $\mathbf{k}_i$ и рассеянной $\mathbf{k}_s$ волн. Позиционный фактор по модулю равен единице, однако он представляет собой фазовый множитель, который непосредственно определяет условие интерференционного усиления или подавления дифракции в определенной точке пространства. В приближении однократного рассеяния света можно записать выражение для интенсивности дифрагированной волны в виде квадрата модуля суммы амплитуд рассеяния на каждой из частиц

$$I = \Big|\sum_i f_i P_i \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_i)\Big|^2, \qquad (1)$$

где $\mathbf{r}_i$ — определяет координаты идентичных рассеивателей, т. е. частиц, имеющих одинаковый форм-фактор f. Рассмотрим случай, когда все рассеиватели одинаковые. Тогда мы можем вынести форм-фактор и поляризационный фактор P_i из суммы в выражении (1)

$$I = \big|f_i P_i\big|^2 \cdot \Big|\sum_i \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_i)\Big|^2 = \big|f_i P_i\big|^2 \cdot \big|S(\mathbf{q})\big|^2, \qquad (2)$$

где $S(\mathbf{q})$ — сумма позиционных факторов (структурный фактор). Во многих случаях, включая наш случай низкоконтрастных двумерных структур, структурный фактор определяет основные особенности дифракционных картин. Отметим, что в формуле (1) не делается специальных предположений о том, что из себя представляет единичный рассеиватель. Это может быть отдельная частица или группа частиц (так называемая ячейка с базисом), либо отверстие (пустота) в пленке или пора в объемном материале. Заметим, что $2D$-фотонную структуру, образованную набором отверстий в пленке, можно рассматривать как инвертированную по отношению к такому же набору рассеивателей в воздухе.

Рассмотрим периодическую двумерную структуру, т. е. структуру, состоящую из одинаковых рассеивателей, положение которых можно задать выражением

$$\mathbf{r}_i = \mathbf{a}_1 n_1 + \mathbf{a}_2 n_2, \qquad (3)$$

где $\mathbf{a}_j$ — вектора двумерной кристаллической решетки, целые числа n_j лежат в диапазонах $0 \le n_j < N_j$,

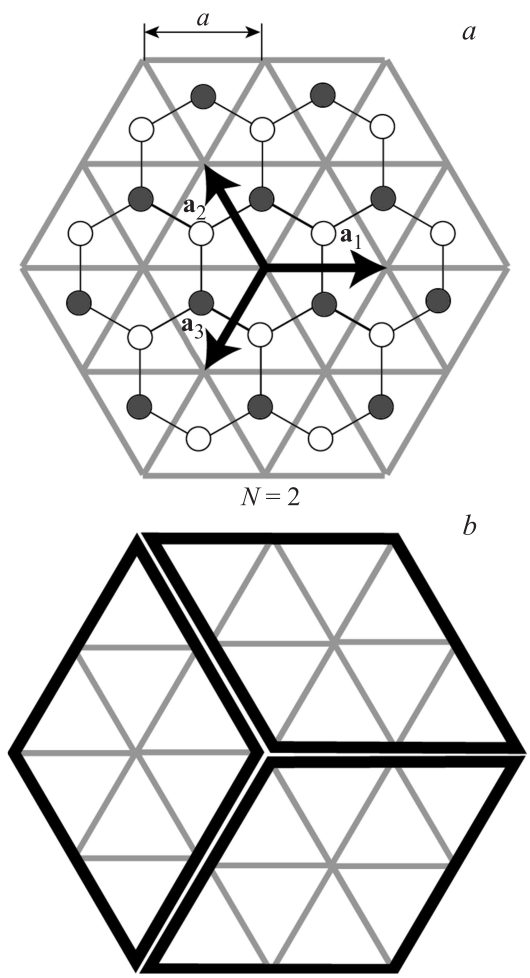

Рис. 2. (*a*) Схема изготовленной структуры с $N = 2$. Распределению полимерного материала соответствуют серые полосы. $\mathbf{a}_j$ — базисные вектора треугольной решетки. Кружками обозначены узлы инвертированной структуры (пустоты). Черные тонкие линии задают решетку инвертированной структуры. Два цвета кружков определяют две возможные ориентации треугольников. (*b*) Схематическое представление разбиения гексагональной структуры на 3 параллелограмма.

числа N_j определяют число рассеивателей, т. е. размер кристалла. В этом случае сумма экспонент вычисляется аналитически [29]

$$\sum_{n=0}^{N-1} \exp(inx) = \frac{\sin(Nx/2)}{\sin(x/2)} \exp\big(i(N-1)x/2\big). \qquad (4)$$

Откуда получаем

$$S(\mathbf{q}) = \frac{\sin(N_1\mathbf{q}\mathbf{a}_1/2)}{\sin(\mathbf{q}\mathbf{a}_1/2)} \frac{\sin(N_2\mathbf{q}\mathbf{a}_2/2)}{\sin(\mathbf{q}\mathbf{a}_2/2)} \times \exp\left(i\,\frac{(N_1-1)\mathbf{q}\mathbf{a}_1 + (N_2-1)\mathbf{q}\mathbf{a}_2}{2}\right). \qquad (5)$$

Формула (5) применима в том случае, если геометрические границы структуры являются параллелограммом,

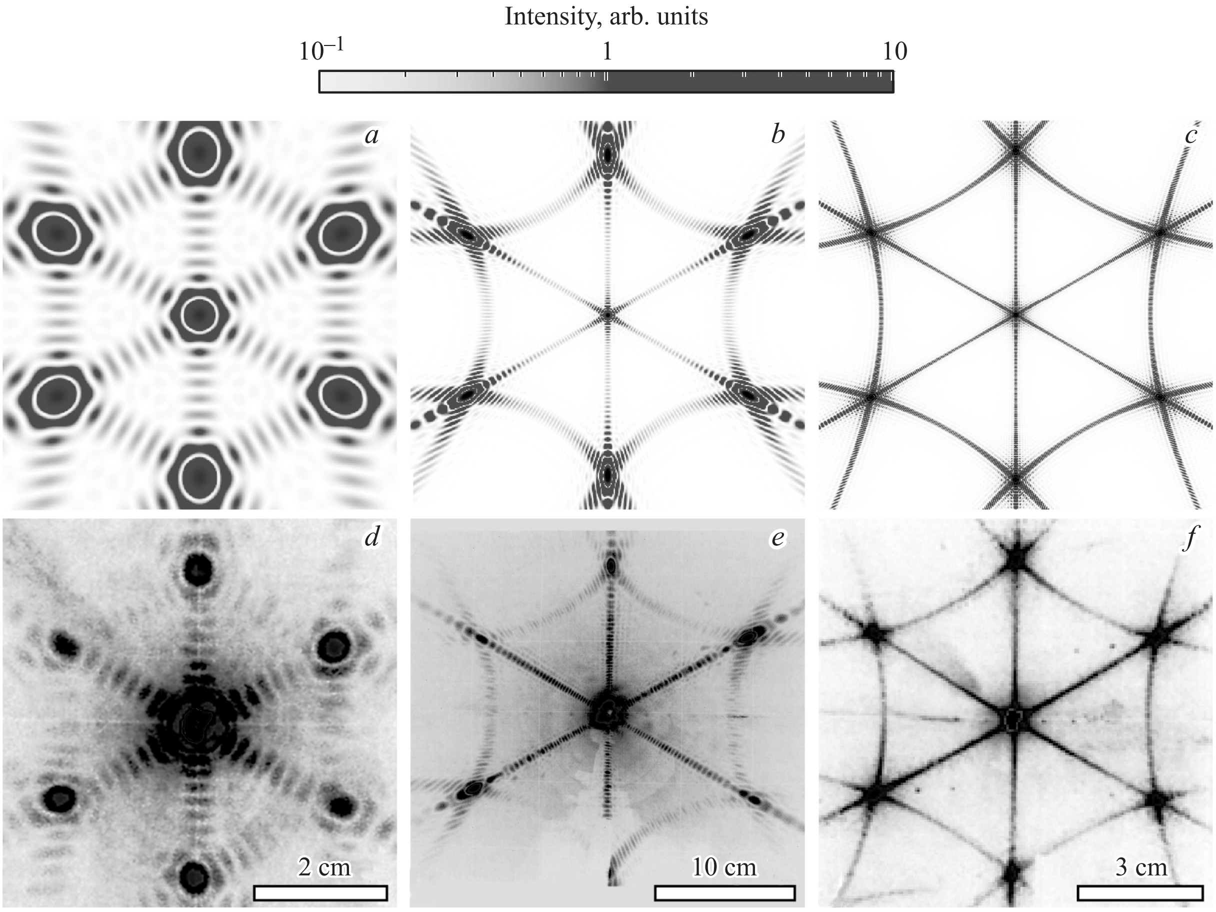

Рис. 3. Расчетные ($a-c$) и экспериментальные ($d-f$) картины оптической дифракции на двумерных фотонных структурах с гексагональной симметрий при условии нормального падения монохроматического света ($\lambda = 0.53\,\mu$m) на образец. На панелях ($d-f$) представлены негативы фотографий экрана, расположенного за образцом. Параметры структур: (d) $a = 1.5\,\mu$m, $N = 5$; (e) $a = 0.8\,\mu$m, $N = 20$; (f) $a = 1\,\mu$m, $N = 50$. Над рисунком приведена шкала интенсивности для рассчитанных дифракционных картин. На панелях ($d-f$) приведены шкалы, характеризующие размер прямоугольного экрана. Расстояние от образца до экрана составляло 5 cm (d), 10 cm (e), 5 cm (f). Углы отклонения рассеянного света, формирующего шесть рефлексов равны 25° (d), 47° (e), 5 cm (f).

либо прямоугольником или квадратом, как частными случаями параллелограмма [29].

Теперь перейдем к описанию структурного фактора шестиугольных образцов, изготовленных в данной работе методом двухфотонной лазерной литографии (рис. 1). Эти структуры обладают треугольной решеткой. Отметим, что для анализа решеток с симметрией C_{6v} принято выбирать три базисных вектора $\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$ и $\mathbf{a}_3$ (рис. 2) вместо двух, поскольку в таких решетках все три направления являются равноценными. При этом эти три вектора не являются линейно независимыми. Из рис. 1 видно, что полоски в структурах образуют пустоты треугольной формы, причем эти треугольники имеют две ориентации: „вверх“ и „вниз“. Центры этих треугольников отмечены белыми (ориентация треугольника „вверх“) и черными (ориентация „вниз“) кружками на рис. 2, a. Пара треугольников (треугольник „вверх“ + треугольник „вниз“) составляет базис элементарной ячейки изучаемой периодической структуры.

Для расчета картин дифракции мы разделили структуру на три области, ограниченные параллелограммами со сторонами, образованными парами базисных векторов $(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2)$, $(\mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3)$ и $(\mathbf{a}_3, \mathbf{a}_1)$ (рис. 2, b). Для каждого из параллелограммов вычислялся структурный фактор $S_{ij}(\mathbf{q})$ по формуле (5), используя соответствующую пару базисных векторов $\mathbf{a}_i$ и $\mathbf{a}_j$, в предположении $|Pf| = 1$.

$$S_{12}(\mathbf{q}) = \frac{\sin(N\mathbf{q}\mathbf{a}_1/2)}{\sin(\mathbf{q}\mathbf{a}_1/2)} \frac{\sin(N\mathbf{q}\mathbf{a}_2/2)}{\sin(\mathbf{q}\mathbf{a}_2/2)} \exp\left(-i\,\frac{(N-1)\mathbf{q}\mathbf{a}_3}{2}\right), \tag{6a}$$

$$S_{23}(\mathbf{q}) = \frac{\sin(N\mathbf{q}\mathbf{a}_2/2)}{\sin(\mathbf{q}\mathbf{a}_2/2)} \frac{\sin(N\mathbf{q}\mathbf{a}_3/2)}{\sin(\mathbf{q}\mathbf{a}_3/2)} \exp\left(-i\,\frac{(N-1)\mathbf{q}\mathbf{a}_1}{2}\right), \tag{6b}$$

$$S_{31}(\mathbf{q}) = \frac{\sin(N\mathbf{q}\mathbf{a}_3/2)}{\sin(\mathbf{q}\mathbf{a}_3/2)} \frac{\sin(N\mathbf{q}\mathbf{a}_1/2)}{\sin(\mathbf{q}\mathbf{a}_1/2)} \exp\left(-i\,\frac{(N-1)\mathbf{q}\mathbf{a}_2}{2}\right). \tag{6c}$$

Структурный фактор для всего образца равен сумме структурных факторов для каждого из параллелограммов с учетом поправки на начало координат параллелограммов

$$S(\mathbf{q}) = \exp\left(i\,\frac{\mathbf{q}\mathbf{a}_1}{2}\right) S_{12}(\mathbf{q}) + \exp\left(-i\,\frac{\mathbf{q}\mathbf{a}_1}{2}\right) S_{23}(\mathbf{q})$$
$$+ \exp\left(i\,\frac{\mathbf{q}(\mathbf{a}_3 - \mathbf{a}_2)}{2}\right) S_{31}(\mathbf{q}). \qquad (7)$$

Для расчета картин дифракции на плоском экране, параллельном образцу, мы пренебрегали угловой зависимостью факторов $|f_i P_i|^2$. Таким образом, интенсивность дифракционных картин пропорциональна квадрату модуля структурного фактора (7), помноженного на косинус угла, образованного нормалью к поверхности экрана и волновым вектором рассеянной волны $\mathbf{k}_s$. Результаты расчетов интенсивности дифракции приведены на рис. 3–6 в сравнении с экспериментальными данными. Параметрами расчета являются размер образца, заданный количеством треугольников N, постоянная решетки a, а также длина волны падающего света (в наших экспериментах использовался Nd-лазер с длиной волны $\lambda = 0.53\,\mu$m).

4. Сверхструктура в картинах дифракции

Наблюдаемые картины дифракции изучались визуально и фотографировались на экране, расположенном за образцом, при освещении монохроматическим неполяризованным светом ($\lambda = 0.53\,\mu$m) в геометрии нормального падения лазерного луча на образец. Оптическая система обеспечивала полную засветку образца, чтобы все частицы рассеивали свет с одинаковой интенсивностью. Результаты экспериментального исследования дифракции монохроматического света приведены на рис. 3–6. Решетка двумерных образцов обладает гексагональной симметрией и соответственно расчетные и экспериментально наблюдаемые картины дифракции также характеризуется симметрией C_{6v}. Картины дифракции на экране состоят из трех пересекающихся под углом 120° прямых и гипербол, число которых кратно шести.

Основным результатом, который непосредственно следует из рис. 3–6, является наличие сверхструктуры, т. е. разбиения прямых и гипербол на отдельные дифракционные рефлексы, число которых определяется числом рассеивателей конкретного образца. На рис. 4, 5 представлен наиболее наглядный результат, а именно — дифракция на структуре с десятью треугольниками ($N = 10$) на стороне гексагонального образца. Благодаря большой интенсивности дифракции и высокому разрешению на экспериментальных картинах рис. 5, a, c удается определить число отдельных рефлексов и сопоставить с результатом, который следует из расчетной дифракционной картины на рис. 5, b. Экспериментальные и расчетные результаты совпадают и сводятся к тому, что число отдельных дифракционных рефлексов на фрагментах гипербол между двумя наиболее интенсивными рефлексами (которые наблюдаются на пересечении

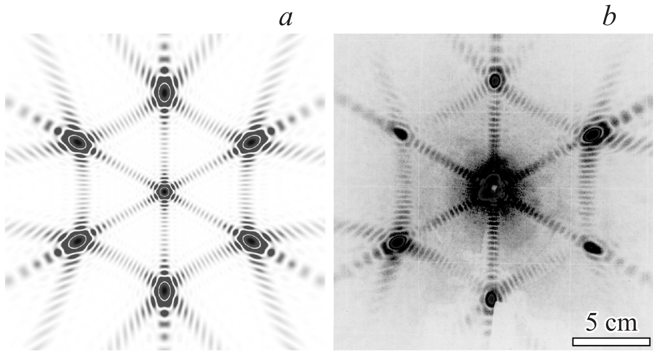

Рис. 4. Расчетная (a) и экспериментальная (b) картины оптической дифракции на двумерной фотонной структуре с гексагональной симметрией при нормальном падении монохроматического света ($\lambda = 0.53\,\mu$m) на образец. На панели (b) представлен негатив фотографии экрана, расположенного за образцом на расстоянии 8 cm. Параметры структуры: $a = 1\,\mu$m, $N = 10$. На панели (b) приведена шкала, характеризующая размер прямоугольного экрана.

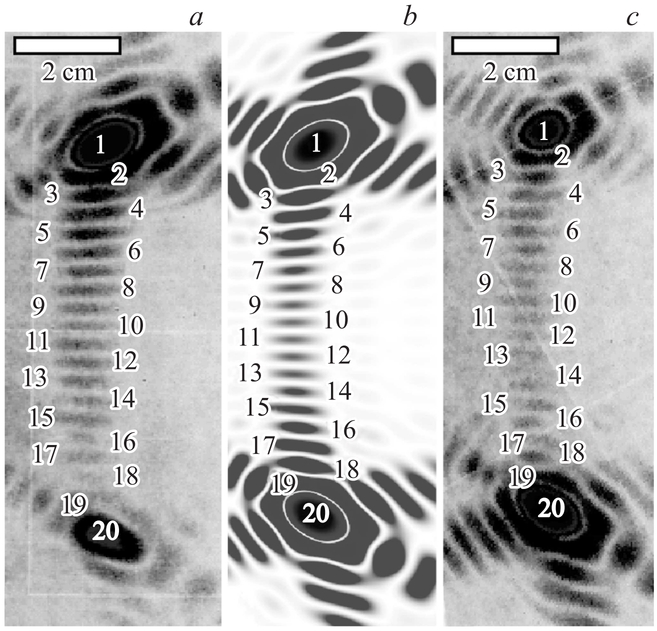

Рис. 5. Фрагменты экспериментальной (a, c) и расчетной (b) картин оптической дифракции, представленной на рис. 4, для 2D-фотонной структуры с параметрами $a = 1\,\mu$m и $N = 10$ при нормальном падении монохроматического света ($\lambda = 0.53\,\mu$m) на образец. На панелях (a, c) приведены шкалы, характеризующие размер прямоугольного экрана.

прямых и гипербол) в точности соответствует $2N$, т. е. удвоенному числу треугольников на стороне гексагона. Необходимо отметить, что в это число входят оба наиболее интенсивных рефлекса. Аналогично, расчетное число отдельных дифракционных рефлексов на фрагментах прямых от центрального рефлекса до интенсивного рефлекса на пересечении прямых и гипербол равно $2N$ (число экспериментально наблюдаемых рефлексов опре-

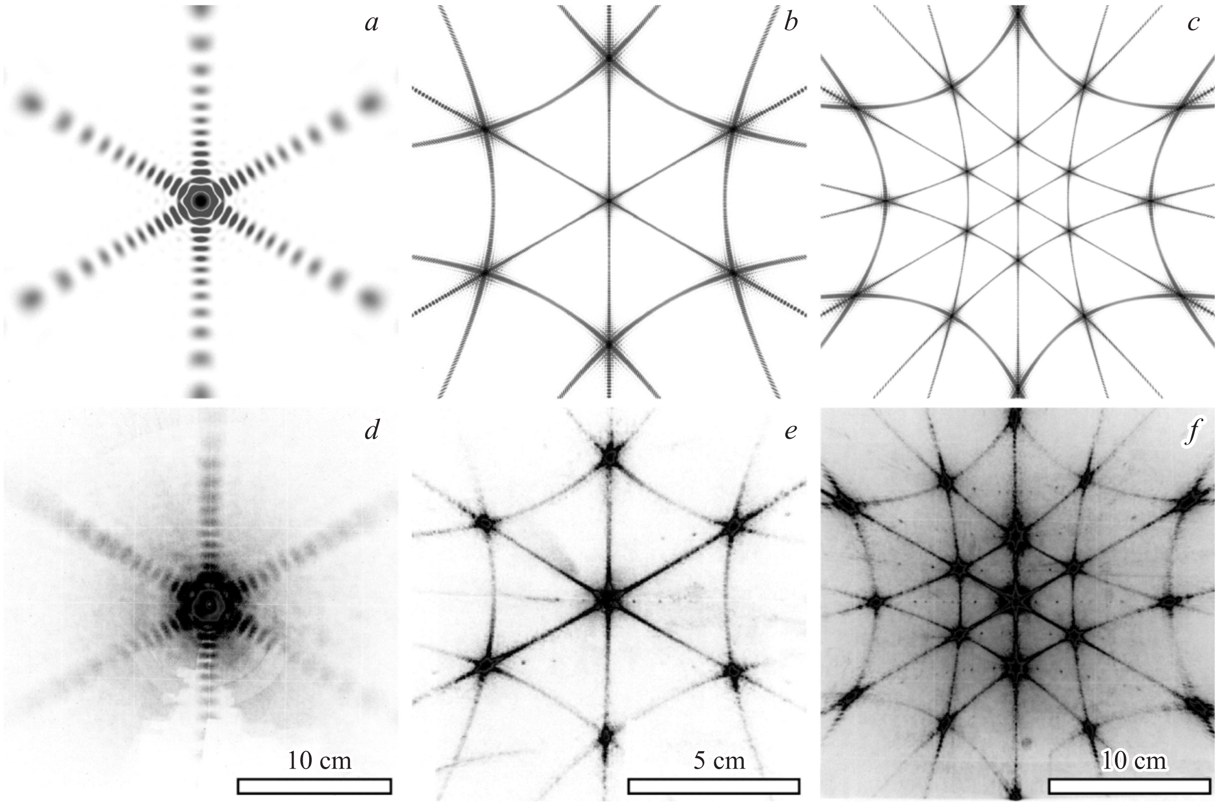

Рис. 6. Расчетные $(a-c)$ и экспериментальные $(d-f)$ картины оптической дифракции на двумерных фотонных структурах с гексагональной симметрий при условии нормального падения монохроматического света ($\lambda = 0.53\,\mu$m) на образец. На панелях $(d-f)$ представлены негативы фотографий экрана, расположенного за образцом. Параметры структур: (a, d) $a = 0.5\,\mu$m, $N = 10$; (b, e) $a = 1\,\mu$m, $N = 50$; (c, f) $a = 1.5\,\mu$m, $N = 50$. На панелях $(d-f)$ приведены шкалы, характеризующие размер прямоугольного экрана.

делить затруднительно из-за сильного рассеяния проходящего лазерного луча в центре картины дифракции). В частности, для образца с $N = 10$ число рефлексов на фрагментах гипербол и прямых равно 20 (рис. 4, 5).

При увеличении количества рассеивателей N число отдельных дифракционных рефлексов увеличивается как $2N$, в результате отдельные рефлексы начинают перекрываться и, в конце концов, сливаются в непрерывные прямые и гиперболы, у которых уже невозможно различить наличие сверхструктуры. Этот вывод иллюстрирует рис. 3, на котором приведены расчетные и экспериментальные картины оптической дифракции на структурах с числом треугольников $N = 5$, 20 и 50.

5. Зависимость картин дифракции от постоянной решетки

На рис. 6 приведены экспериментальные и расчетные картины дифракции на $2D$-структурах с гексагональной симметрий в зависимости от параметра решетки a. Видно, что при $a = 0.5\,\mu$m в картинах дифракции наблюдаются лишь прямые линии, при $a = 1\,\mu$m в дополнение к прямым появляются 6 гипербол, а при $a = 1.5\,\mu$m наблюдается уже 12 гипербол. Этот результат можно объяснить, опираясь на модель рассеяния света на частицах, расположенных на линейной цепочке с периодом a при освещении монохроматическим светом с длиной волны λ перпендикулярно оси цепочки. Из условия дифракции Лауэ можно получить следующее выражение, определяющее значение угла рассеяния света на цепочке:

$$\theta_s = \arccos\left(n\,\frac{\lambda}{a}\right), \tag{8}$$

где n — порядок рассеяния. Так как у функции $\arccos(x)$ область определения аргумента выражается соотношением $|x| \leq 1$, нулевой порядок рассеяния $(n = 0)$ будет наблюдаться всегда, при этом $\theta_s = 90°$, т.е. дифракция будет наблюдаться в плоскости, перпендикулярной оси цепочки. Следующие порядки дифракции $(n = \pm 1, \pm 2, \ldots)$ наблюдаются при выполнении соотношения $n\lambda \leq a$ и представляют собой пары конусов с осью, совпадающей с осью цепочки, и углами при вершине конуса $2\theta_s$. Таким образом, при $a = 0.5\,\mu$m выполняется соотношение $a < \lambda$ и рассеяние происходит лишь в трех плоскостях, перпендикулярных трем наборам цепочек. Соответственно на экране плоскости образуют три прямые линии, пересекающиеся под углом 120°. При $a = 1\,\mu$m должны наблюдаться конусы, отвечающие дифракции первого порядка, а при $a = 1.5\,\mu$m — как первого, так и второго порядков. Если учесть, что линия пересечения конуса с плоским экраном описывается гиперболой, то мы приходим к выводу, что именно такая картина наблюдается экспериментально и получается в результате численных расчетов (рис. 6).

В области пересечения гипербол наблюдаются выраженные максимумы, которые описываются условиями Лауэ. В рассеянном излучении наблюдаются максимумы с отклонением от падающего излучения на угол $\approx 38^\circ$ при $a = 1\,\mu$m (рис. 6, *b*, *e*) и $\approx 25^\circ$ при $a = 1.5\,\mu$m (рис. 6, *c*, *f*). В эксперименте расстояние между образцом и экраном составляло величину от 5 до 10 cm, при этом на экране соответствующий рефлекс наблюдался на расстоянии нескольких сантиметров от центрального пятна, образованного прошедшим лазерным лучом. По мере увеличения постоянной решетки углы и расстояния уменьшаются. В то же время в картинах дифракции на экране будут появляться дополнительные гиперболы, что приведет к появлению максимумов высших порядков (рис. 6, *c*, *f*).

6. Заключение

В настоящей работе выполнено экспериментальное и теоретическое исследование дифракции монохроматического света на двумерных образцах, созданных с помощью аддитивной технологии двухфотонной лазерной литографии. Фотонные структуры гексагональной симметрии в форме шестиугольников были получены путем создания трех наборов прямых параллельных полосок, развернутых друг относительно друга на 120°. Размер фотонных структур характеризуется длиной стороны треугольника a и числом треугольников N, формирующих одну сторону всего гексагонального образца. Была изготовлена и экспериментально исследована серия образцов с параметрами $0.2\,\mu\text{m} \le a \le 1.5\,\mu\text{m}$, $2 \le N \le 50$.

В дифракционных картинах наблюдается сверхструктура, а именно — отдельные дифракционные рефлексы, число которых определяется количеством рассеивающих элементов. На каждом фрагменте гиперболы (который ограничен пересечением гиперболы с двумя прямыми линиями) и на каждом фрагменте прямой (который ограничен центральным рефлексом и пересечением прямой с двумя гиперболами) наблюдается $2N$-рефлексов, что соответствует удвоенному числу треугольников на стороне гексагона.

Авторы благодарят А.А. Каплянского, Ю.Э. Китаева и Ю.С. Кившаря за обсуждение результатов работы и критические замечания.

Список литературы

[1] J.M. Cowley, Diffraction Physics. Elsevier, Oxford (1985). 444 p.
[2] E. Yablonovitch. Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
[3] S. John. Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).
[4] J. D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade. Photonic crystals: Molding the Flow of Light. Princeton University Press, Princeton–Oxford (2008). 304 p.
[5] Optical properties of photonic structures: interplay of order and disorder / Eds M.F. Limonov, R.M. De La Rue. CRC Press, Taylor & Francis Group (2012). 566 p.
[6] 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).
[7] Yu.A. Vlasov, X.Z. Bo, J.C. Sturm, D.J. Norris. Nature **414**, 289 (2001).
[8] K. Wostyn, Y. Zhao, B. Yee, K. Clays, A. Persoons, G. Shaetzen, L. Hellemans. J. Chem. Phys. **118**, 10 752 (2003).
[9] А.В. Барышев, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, А.П. Скворцов. ФТТ **46**, 1291 (2004).
[10] F. García-Santamaría, J.F. Galisteo-López, P.V. Braun, C. López. Phys. Rev. B **71**, 195 112 (2005).
[11] M.V. Rybin, K.B. Samusev, M.F. Limonov. Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications (PNFA) *5*, 119–124 (2007).
[12] H. Mıguez, C. López, F. Meseguer, A. Blanco, L. Vázquez, R. Mayoral, M. Ocana, V. Fornés, A. Mifsud. Appl. Phys. Lett. **71**, 1148 (1997).
[13] А.В. Барышев, А.В. Анкудинов, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, К.Б. Самусев, Д.Е. Усвят. ФТТ **44**, 1573 (2002).
[14] В.Г. Голубев, В.А. Кособукин, Д.А. Курдюков, А.В. Медведев, А.Б. Певцов. ФТП **35**, 710 (2001).
[15] J.F. Galisteo-López, M. Ibisate, R. Sapienza, L.S. Froufe-Pérez, Á. Blanco, C. López. Adv. Matter **23**, 30 (2011).
[16] К.Б. Самусев, Г.Н. Юшин, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов. ФТТ **50**, 1230 (2008).
[17] А.К. Самусев, К.Б. Самусев, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов, Е.Ю. Трофимова, Д.А. Курдюков, В.Г. Голубев. ФТТ **53**, 993 (2011).
[18] M.V. Rybin, I.S. Sinev, A.K. Samusev, K.B. Samusev, E.Yu. Trofimova, D.A. Kurdyukov, V.G. Golubev, M.F. Limonov. Phys. Rev. B **87**, 125 131 (1–8) (2013).
[19] R.M. Amos, J.G. Rarity, P.R. Tapster, T.J. Shepherd, S.C. Kitson. Phys. Rev. E **61**, 2929 (2000).
[20] L.M. Goldenberg, J. Wagner, J. Stumpe, B.R. Paulke, E. Gornitz. Physica E (Amsterdam) **17**, 433 (2003).
[21] B. Brüser, I. Staude, G. von Freymann, M. Wegener, U. Pietsch. Appl. Opt. **51**, 6732 (2012).
[22] К.Б. Самусев, М.В. Рыбин, А.К. Самусев, М.Ф. Лимонов. ФТТ **57**, 2420 (2015).
[23] M. Farsari, B.N. Chichkov. Nature Photon. **3**, 450 (2009).
[24] S. Kawata, H.-B. Sun, T. Tanaka, K. Takada. Nature **412**, 697 (2001).
[25] A. Ovsianikov, J. Viertl, B. Chichkov, M. Oubaha, B. MacCraith, I. Sakellari, A. Giakoumaki, D. Gray, M. Vamvakaki, M. Farsari, C. Fotakis. ACS Nano **2**, 2257 (2008).
[26] И.И. Шишкин, К.Б. Самусев, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов, Ю.С. Кившарь, А. Гайдукевийчуте, Р.В. Киян, Б.Н. Чичков. Письма в ЖЭТФ **95**, 518 (2012).
[27] И.И. Шишкин, М.В. Рыбин, К.Б. Самусев, М.Ф. Лимонов, Р.В. Киян, Б.Н. Чичков, Ю.С. Кившарь, П.А. Белов. Письма в ЖЭТФ **99**, 614 (2014).
[28] В.А. Кособукин. ФТТ **47**, 1954 (2005).
[29] A. Guinier. X-ray diffraction in crystals, imperfect crystals, and amorphous bodies. Dover Publ., N.Y. (2013). 400 p.