

09

Оптические свойства фотонных кристаллов со структурой „поленицы“, изготовленных методом трехмерной лазерной литографии

© К.Б. Самусев^{1,2}, М.В. Рыбин^{1,2}, А.К. Самусев^{1,2}, 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

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

(Поступила в Редакцию 9 июня 2015 г.)

С помощью аддитивной технологии трехмерной лазерной литографии созданы фотонные кристаллы, обладающие структурой типа „поленица“ с латеральными размерами до $200 \times 200 \mu\text{m}$ и периодом решетки от 1 до $2 \mu\text{m}$. Структура образцов изучалась в оптическом микроскопе, а также методом сканирующей электронной микроскопии. Идеальная поленица образована „бревнами“, имеющими в сечении форму прямоугольника, однако у синтезированных образцов углы оказываются скругленными. Расчеты фотонной зонной структуры для полениц, у которых сечение бревна задавалось кривыми Ламе, позволили оценить влияние скругления на оптические свойства. Благодаря значительному размеру образцов удалось экспериментально исследовать картины оптической дифракции в белом и монохроматическом свете. Экспериментальные результаты интерпретированы с помощью расчетов дифракционных картин, выполненных в борновском приближении теории рассеяния.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 15-12-00040) и государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01).

1. Введение

Метод трехмерной (3D) лазерной литографии, известный в англоязычной литературе под названием „direct laser writing“ [1,2], представляет собой современную аддитивную технологию создания одномерных, двумерных и трехмерных микро- и нанообъектов с высоким пространственным разрешением, которое в отдельных экспериментах превосходит 100 nm [3]. Технология основывается на эффекте нелинейного двухфотонного поглощения [4] и реализована благодаря появлению фемтосекундных лазеров большой мощности. В процессе изготовления фокус лазерного луча сканируется по объему фоторезиста (негативного или позитивного фоточувствительного материала). Когда в фокусе лазерного луча достигается определенное пороговое значение интенсивности, в фоторезисте из-за двухфотонного поглощения возникает процесс полимеризации, в результате чего существенно меняется его растворимость в соответствующем проявителе. Компьютерное управление сканированием фокуса лазерного луча по объему фоторезиста позволяет получать микро- и наноструктуры произвольной размерности и формы и гарантирует строгое соответствие получаемых образцов запланированной структуре. Технология 3D-лазерной литографии обладает большим потенциалом, который может быть реализован в различных областях человеческой деятельности, методика уже применяется в фото-

нике [5,6], микромеханике [7,8], микрофлюидике [9,10], медицине [2].

Особый интерес технология 3D-лазерной литографии представляет для создания новых оригинальных структур для фотоники и микроэлектроники. Для изготовления микро- и наноструктур с помощью данной методики не требуется пресс-форма или маска, форма объекта задается с помощью компьютерной программы. Этот факт означает возможность оперативного изменения дизайна изготавливаемых объектов, а также многократного изготовления абсолютно идентичных бездефектных образцов произвольной формы либо, наоборот, образцов с определенным типом и характером распределения дефектов.

В [11,12] наш коллектив сообщал о создании методом 3D-лазерной литографии фотонных кристаллов со структурой „поленицы“. Были получены образцы высокого качества, структура которых исследовалась методом сканирующей электронной микроскопии. Однако размер образцов, который в среднем составлял $40 \times 40 \times 10 \mu\text{m}$ [12], не позволил провести оптические исследования, представляющие в данном случае наибольший интерес. В процессе дальнейшей отработки методики нами были созданы образцы поленицы с размерами $200 \times 200 \mu\text{m}$ в латеральной плоскости, что позволило изучить их в оптическом микроскопе и провести исследование оптической дифракции. Эти результаты, а также расчеты спектров пропускания и

фотонной зонной структуры поленицы в зависимости от формы образующихся „бревен“ представлены в настоящей работе.

2. Кристаллическая решетка „поленицы“

Рассмотрим структуру, получившую название „поленица“ (woodpile structure), которая в силу своей простоты использовалась нами ранее в качестве тестового объекта для отработки режимов литографа [12]. Фотонные кристаллы типа поленицы впервые рассматривались в работе [13], где было показано, что при диэлектрической проницаемости $\epsilon \geq 4.6$ поленица обладает полной запрещенной фотонной зоной.

Структуру поленицы, представленную на рис. 1, *a*, удобно описывать в декартовой системе координат. Поленица характеризуется периодом a вдоль осей x, y и периодом c вдоль вертикальной оси z . Структурный элемент, образующий поленицу, будем называть бревном с высотой по оси z , равной $c/4$. Под высотой бревна будем понимать расстояние от нижней до верхней (по оси z) точки бревна. Пока не будем конкретизировать, что представляет собой профиль сечения бревна, в общем случае это может быть круг, квадрат, прямоугольник или другая фигура. В общем случае поленица имеет объемно центрированную тетрагональную (ОЦТ) решетку, однако при двух значениях постоянной c симметрия структуры становится кубической. При $c = a$ решетка ОЦТ переходит в объемно центрированную кубическую (ОЦК), а при $c = \sqrt{2}a$ решетка ОЦТ переходит в гранецентрированную кубическую (ГЦК). Отметим, что в ряде работ авторы рассматривают поленицу, обладающую ГЦК-симметрией [14], при этом они определяют постоянную решетки a , которая соответствует постоянной c в нашей работе.

В настоящей работе мы используем два набора базисных векторов. Первый набор задает элементарную тетрагональную ячейку, которую удобно использовать при расчетах дифракционных картин, второй набор задает примитивную ячейку с минимальным объемом для проведения численных расчетов фотонной зонной структуры. Итак, для описания дифракционных картин векторы кристаллографической элементарной ячейки ОЦТ-решетки имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_{1,\text{conv}} &= (a, 0, 0), & \mathbf{a}_{2,\text{conv}} &= (0, a, 0), \\ \mathbf{a}_{3,\text{conv}} &= (0, 0, c), \end{aligned} \quad (1)$$

а векторы обратной решетки

$$\begin{aligned} \mathbf{b}_{1,\text{conv}} &= \frac{2\pi}{a} (1, 0, 0), & \mathbf{b}_{2,\text{conv}} &= \frac{2\pi}{a} (0, 1, 0), \\ \mathbf{b}_{3,\text{conv}} &= \frac{2\pi}{c} (0, 0, 1). \end{aligned} \quad (2)$$

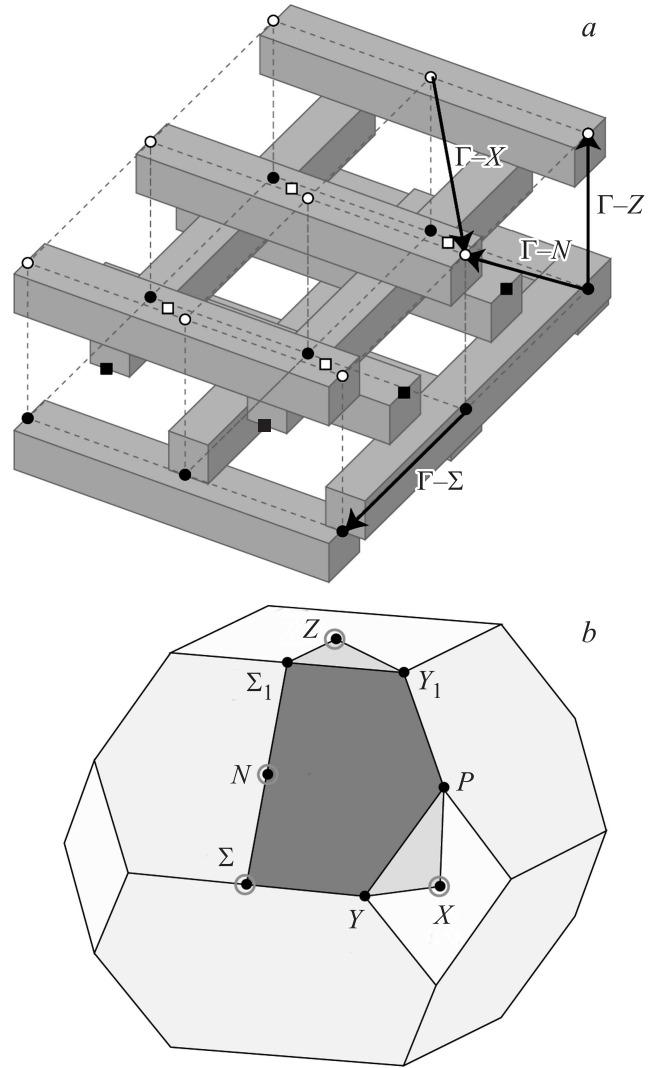


Рис. 1. *a*) Схематическое изображение структуры поленицы с квадратными бревнами. Кружки обозначают узлы простой тетрагональной решетки (светлые — верхний слой, темные — нижний слой), светлые квадраты — центры элементарных ячеек, темные квадраты — центры граней. Стрелками отмечены симметричные направления структуры. *b*) Зона Бриллюэна ОЦТ-решетки. Непроводимая область зоны Бриллюэна для структуры поленицы затемнена. Двойными кружками выделены особые точки на поверхности зоны Бриллюэна, определяющие направления в прямой решетке, приведенные на части *a*.

При вычислении фотонной структуры будем рассматривать векторы примитивной ячейки ОЦТ-решетки, которые выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{a}_1 &= \left(-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}, \frac{c}{2} \right), & \mathbf{a}_2 &= \left(\frac{a}{2}, -\frac{a}{2}, \frac{c}{2} \right), \\ \mathbf{a}_3 &= \left(\frac{a}{2}, \frac{a}{2}, -\frac{c}{2} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

Точки симметрии зоны Бриллюэна объемно центрированной тетрагональной решетки для случая $c > a$ (координаты особых точек приведены в базисе (4) и в декартовых координатах)

Точка зоны Бриллюэна ОЦТ-решетки	Система координат в базисе (4)			Декартова система координат (координаты приведены в единицах π/a)			Норма вектора	Комментарий	Соответствие точкам зоны Бриллюэна ГКЦ-решетки
	\mathbf{b}_1	\mathbf{b}_2	\mathbf{b}_3	x	y	z			
Γ	0	0	0	0	0	0	0	Центр зоны Бриллюэна	Γ
Z	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	$\frac{2}{u}$	$\frac{2}{u}$	Направление вдоль роста структуры	X
X	0	0	$\frac{1}{2}$	1	1	0	$\sqrt{2}$	Направление под углом 45° к бревнам	X
N	0	$\frac{1}{2}$	0	1	0	$\frac{1}{u}$	$\frac{\sqrt{1+u^2}}{u}$	$\rho = \frac{a^2+c^2}{4c^2} = \frac{1+u^2}{4u^2}$	L
Σ	$-\rho$	ρ	ρ	$\frac{1+u^2}{u}$	0	0	$\frac{1+u^2}{u^2}$		K
Σ_1	ρ	$1-\rho$	$-\rho$	$\frac{u^2-1}{u^2}$	0	$\frac{2}{u}$	$\frac{1+u^2}{u^2}$	$\xi = \frac{a^2}{2c^2} = \frac{1}{2u^2}$	U
Y	$-\xi$	ξ	$\frac{1}{2}$	$\frac{1+u^2}{u^2}$	$\frac{u^2-1}{u^2}$	0	$\frac{\sqrt{2+2u^4}}{u^2}$		W
Y_1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\xi$	$\frac{u^2-1}{u^2}$	$\frac{u^2-1}{u^2}$	$\frac{2}{u}$	$\frac{\sqrt{2u^4+2}}{u^2}$	W	
P	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{4}$	1	1	$\frac{1}{u}$	$\frac{\sqrt{2u^2+1}}{u}$	W	

Примечание. Использовано обозначение $u = c/a$.

при этом векторы обратной решетки имеют вид

$$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{ac} (0, c, a), \quad \mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{ac} (c, 0, a),$$

$$\mathbf{b}_3 = \frac{2\pi}{ac} (c, c, 0). \quad (4)$$

В зависимости от соотношения параметров a и c зона Бриллюэна поленицы принимает две различные формы. При $c > a$ зона Бриллюэна соответствует „сжатой“ по оси z зоне Бриллюэна ГКЦ-решетки, а при $c \leq a$ зона Бриллюэна соответствует „сжатой“ зоне Бриллюэна ОЦК-решетки.

Далее будем рассматривать только случай $c > a$. Отметим, что в литературе не сложилось общепринятой системы обозначений особых точек на поверхности зоны Бриллюэна ОЦТ-решетки. Используемая нами система обозначения приведена на рис. 1, b . Особые точки и их координаты приведены в таблице. В таблице используется параметр $u = c/a$, при этом векторы обратной решетки можно переписать в виде

$$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{au} (0, u, 1), \quad \mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{au} (u, 0, 1),$$

$$\mathbf{b}_3 = \frac{2\pi}{a} (1, 1, 0). \quad (5)$$

Теперь решетку поленицы можно описать в декартовой системе координат. Структура поленицы строится послойно, четыре слоя составляют период трансляции вдоль оси z , которая обладает самой высокой симметрией, являясь инверсионной осью четвертого порядка.

В первом слое бревна расположены параллельно друг другу с периодом a вдоль оси x , центр первого бревна смещен в точку $(0, 0, -c/8)$. Во втором слое такие же бревна с тем же периодом a расположены параллельно друг другу вдоль оси y , при этом центр одного из бревен будет содержать точку $(0, 0, c/8)$. Следующие два слоя повторяют два нижних, однако расположены со смещением на половину периода $a/2$ (см. рис. 1, a). Структура поленицы обладает зеркальной симметрией относительно плоскостей xoz и yoz , а также осью второго порядка относительно диагональных осей кристалла. Симметрия ячейки в обозначении символов Шёнфлиса — D_{2d} , пространственная группа $I4m2$ (номер 119).

3. Расчет фотонной зонной структуры поленицы

В работе [15] мы представили результаты расчетов фотонной зонной структуры поленицы, образованной бревнами с прямоугольным сечением, в зависимости от параметра заполнения решетки (отношение толщины прямоугольного бревна w к периоду решетки a). Однако при изготовлении поленицы субмикронных размеров методом 3D-лазерной литографии получить в точности прямоугольное сечение бревна не представляется возможным. Напомним, что реальные объекты, создаваемые этим методом, образованы отдельными структурными элементами, которые получили название „воксель“. Воксель представляет собой вытянутый вдоль направления лазерного луча эллипсоид с отношением длин полуосей

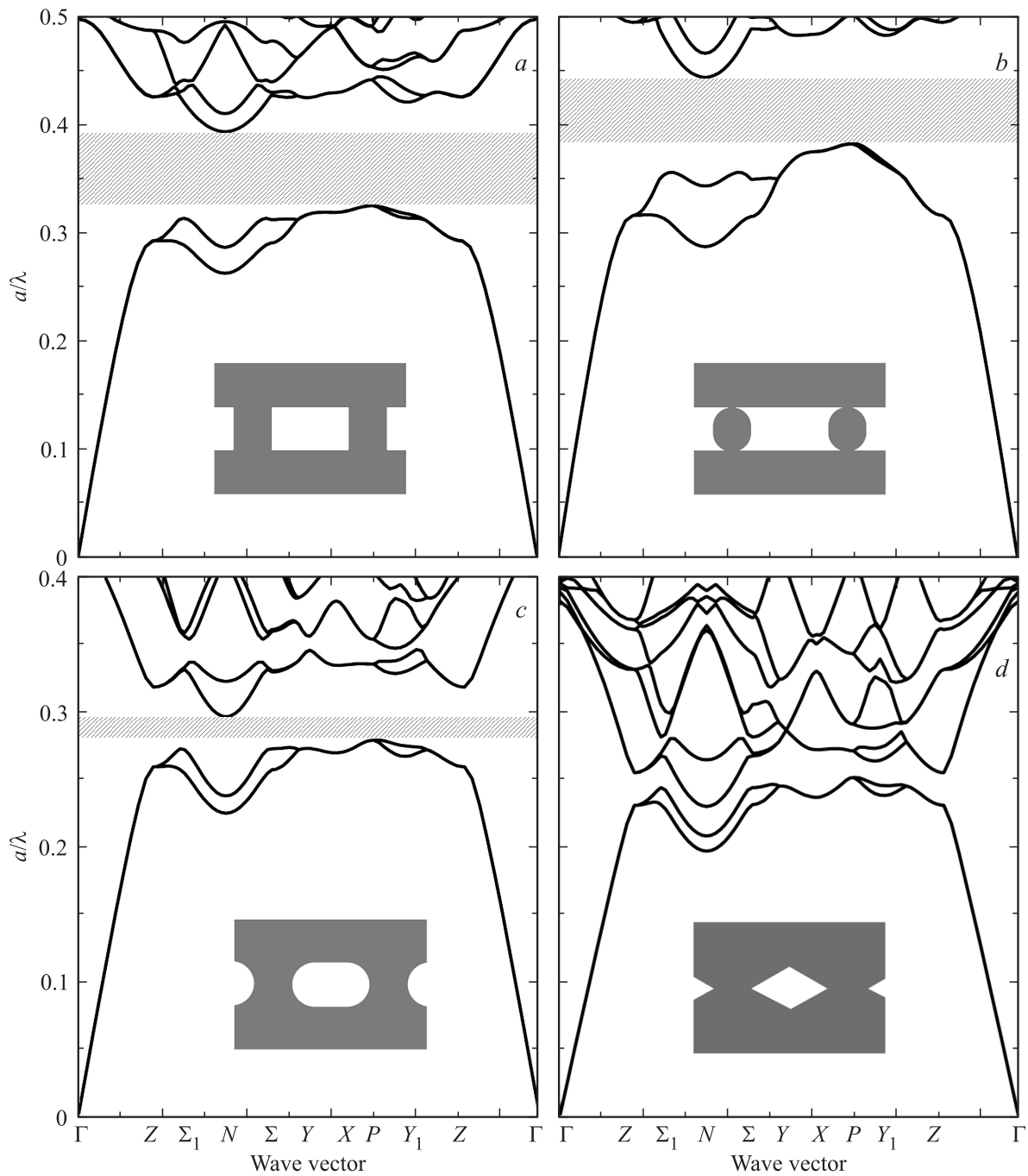


Рис. 2. Низкочастотная область фотонной зонной структуры поленицы (ГЦК-решетка) для бревен с различным сечением. *a* — прямая структура с прямоугольными бревнами без скругления, $\eta \rightarrow \infty$; *b* — прямая структура, бревна с эллиптическим профилем, $\eta = 2$; *c* — инвертированная структура, „воздушные“ бревна с эллиптическим профилем, $\eta = 2$; *d* — инвертированная структура, „воздушные“ бревна с ромбическим профилем, $\eta = 1$. На вставках приведены схематические изображения структур. Фотонная запрещенная зона выделена штриховкой. Толщина бревен $w = 0.28a$ (a — постоянная решетки), диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 13$, окружающая среда — воздух, $\epsilon_{\text{air}} = 1$. Волновые векторы приведены для неприводимой области зоны Бриллюэна ОЦТ-решетки.

порядка 1 : 3. В случае нашей литографической установки, оснащенной объективом с числовой апертурой $NA = 1.4$ и лазером с длиной волны 790 nm, размеры вокселя составляют $\sim 200 \times 600$ nm [12]. Если речь идет о создании образцов субмикронных размеров, то эл-

липсоидальная форма вокселя неминуемо отразится на профиле бревна, которое будет иметь выпуклые стенки и скругленные углы. Для оценки влияния профиля бревна на оптические свойства был произведен расчет фотонной зонной структуры полениц, у которых сечение

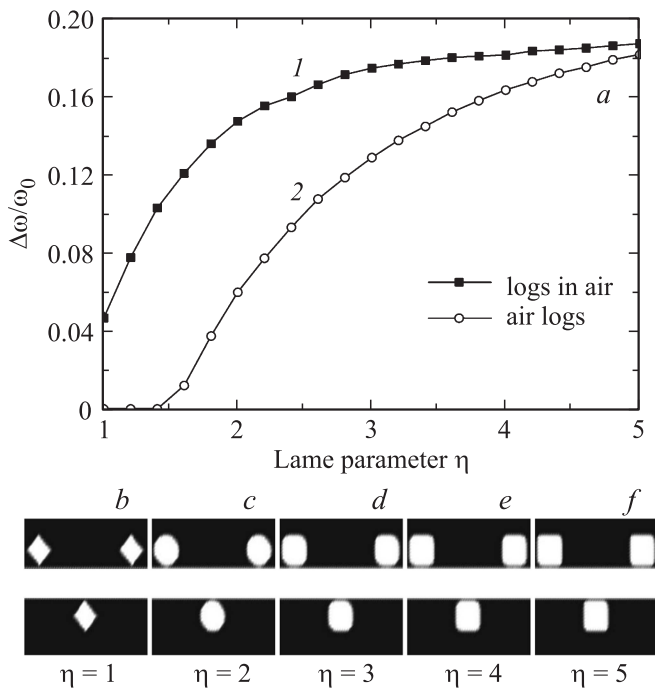


Рис. 3. Приведенная ширина полной запрещенной зоны $\Delta\omega/\omega_0$ для прямой (1) и инвертированной (2) поленицы в зависимости от параметра Ламе η (a). Толщина бревен $w = 0.28a$ (a — постоянная решетки), диэлектрическая проницаемость материала $\epsilon = 13$, окружающая среда — воздух, $\epsilon_{\text{air}} = 1$. b–f — сечения кристалла плоскостью xoz для разных профилей бревен: $1 \leq \eta \leq 5$. Белый цвет соответствует бревнам, черный — окружающему пространству.

бревна определялось кривой Ламе $|x/a|^\eta + |y/b|^\eta = 1$. В случае очень больших значений параметра η кривая Ламе представляет собой прямоугольник, при $\eta = 2$ — эллипс, а при $\eta = 1$ — ромб. При возрастании η от 2 до бесконечности получаются профили, близкие к прямоугольным, со скругленными углами (фигура визуально близка к прямоугольнику уже при $\eta = 10$).

Расчеты фотонной зонной структуры поленицы были проведены в рамках векторного метода плоских волн в соответствии с подходом, предложенным в работе [16]. Ряд наименьших собственных частот, являющихся решением задачи на собственные числа, вычислялся с помощью варианта симметричной процедуры Ланцоша [17]. Для уменьшения числа плоских волн был использован метод эффективного тензора диэлектрической проницаемости [18,19]. Определение эффективного тензора диэлектрической проницаемости основано на вычислении градиента диэлектрической проницаемости методом конечных разностей на мелкой сетке вблизи точки, в которой требуется найти значение этого тензора.

Были проведены расчеты фотонной зонной структуры для прямой и инвертированной поленицы с бревнами из кремния ($\epsilon = 13$ в ИК-диапазоне) в зависимости от параметра Ламе η . Рассчитывались дисперсионные зави-

симости частот собственных состояний для десяти низкочастотных фотонных зон. Задача на собственные числа решалась с учетом 40^3 плоских волн, для вычисления эффективного тензора диэлектрической проницаемости примитивная ячейка разбивалась на 200^3 элементов (с помощью сетки $200 \times 200 \times 200$). Примеры рассчитанных зонных структур при $\eta \rightarrow \infty$ (для прямой структуры), $\eta = 2$ (для прямой и инвертированной структуры) и $\eta = 1$ (для инвертированной структуры) представлены на рис. 2. Результаты вычислений ширины полной запрещенной зоны поленицы в зависимости от параметра Ламе η приведены на рис. 3. Согласно расчетам для поленицы, образованной прямоугольными бревнами, при $\epsilon = 13$ максимальная ширина приведенной полной запрещенной зоны составляет $\Delta\omega/\omega_0 = 0.19$ и достигается при толщине бревен $w = 0.28a$. Ширина полной запрещенной зоны прямой поленицы лишь незначительно уменьшается в диапазоне $2 \leq \eta < \infty$, т.е. при переходе от прямоугольного бревна к эллиптическому (рис. 3). В то же время ширина полной запрещенной зоны инвертированной поленицы быстро уменьшается при уменьшении η .

4. Синтез образцов поленицы

Методом 3D-лазерной литографии были синтезированы фотонные кристаллы со структурой поленицы с латеральными размерами до $200 \times 200 \mu\text{m}$ (рис. 4). Образцы были изготовлены на установке, разработанной в Laser Zentrum Hannover (Германия). В наших экспериментах использовался лазер TiF-100F (Россия) с центральной длиной волны 780 nm , длительностью импульсов 50 fs и частотой повторения импульсов 80 MHz . Гибридный материал на основе пропоксид циркония с фотоинициатором Irgacure 369 (Ciba Specialty Chemicals Inc., США) был использован в качестве фоторезиста. Его отличительная особенность состоит в низкой усадке при полимеризации, что обеспечивает высокое соответствие получаемой структуры ее компьютерной модели.

В предыдущих работах [11,12] нами были определены оптимальные диапазоны мощности лазера и скорости сканирования трансляторов, т.е. дозы облучения фоторезистивного материала, при которых получают структуры, соответствующие заданным компьютерным моделям. Изготовление структур осуществляется путем перемещения фокуса лазера по объему фоторезиста в режиме векторной графики. Метод векторной графики основан на описании формы объекта с помощью векторов трансляций, вдоль которых перемещается фокус лазерного луча [12]. Векторным методом удобно задавать относительно простые периодические структуры, такие как фотонные кристаллы. В этом случае можно получить существенный выигрыш во времени изготовления объекта, что особенно важно, как в данном случае, при изготовлении протяженных объектов с учетом высоких требований к работе установки (стабильность лазера,

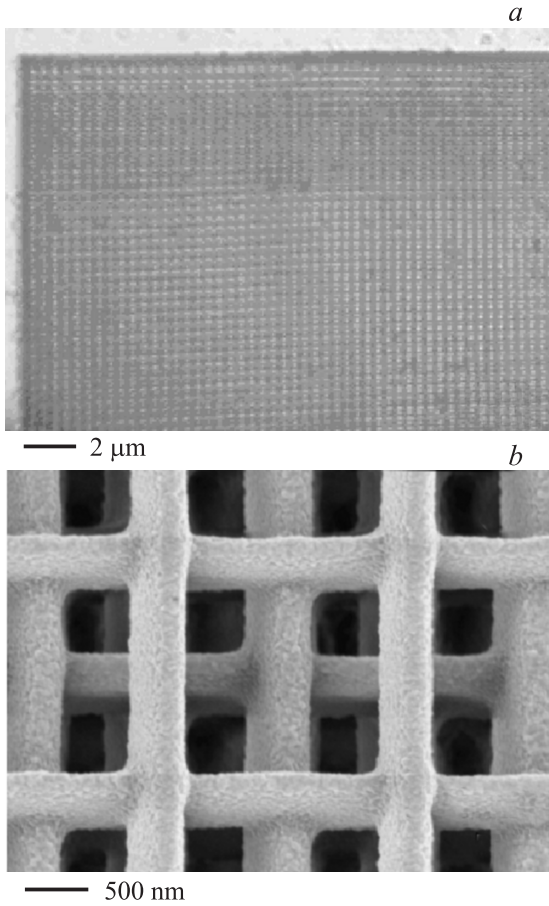


Рис. 4. Изображение в оптическом микроскопе (а) и в сканирующем электронном микроскопе (b) образца поленицы, изготовленного методом 3D-лазерной литографии, с постоянными решетки $a = 2000$ nm и $c = 1400$ nm.

отсутствие вибраций и пр.). На нашей установке образец с латеральными размерами $200 \times 200 \mu\text{m}$ и четырьмя слоями бревен изготавливался за время порядка одного часа.

5. Расчет дифракционных картин

В настоящей работе экспериментально изучалась оптическая дифракция на образцах поленицы, имеющих малую толщину (от 2 до 6 слоев бревен в направлении оси z). Дифракция света представляет собой разновидность упругого рассеяния, которое наблюдается, когда длина волны сопоставима либо меньше пространственного периода рассеивающей среды. Дифракционные картины, наблюдавшиеся при освещении образцов монохроматическим лазерным светом, состоят из пересекающихся прямых и дуг с яркими пятнами (дифракционными рефлексами) в точках пересечения. Такая картина свидетельствует о том, что толщины образцов недостаточно для формирования классической брэгговской дифракции, при которой наблюдаются лишь

отдельные дифракционные рефлексы, и в данном случае мы наблюдаем двумерную дифракцию Лауэ на тонких пленках [20–22].

Дифракция света на низкоконтрастных структурах, к которым относятся все образцы, получаемые методом 3D-лазерной литографии, описывается в борновском приближении теории рассеяния [23,24]. При этом основные особенности дифракционных картин определяются структурным фактором рассеяния, формфактором, а также поляризационным фактором [22]. В настоящей работе вклады формфактора и поляризационного фактора во внимание не принимались, поскольку расчет, в котором учитывался лишь структурный фактор, позволил адекватно описать экспериментальные данные. Итак, для расчета картин дифракции вычислялся квадрат модуля структурного фактора рассеяния $S(\mathbf{q}) = \sum_j \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}_j)$,

где $\mathbf{r}_j = n_{1,j}\mathbf{a}_1 + n_{2,j}\mathbf{a}_2 + n_{3,j}\mathbf{a}_3$ — положение рассеивателей, $\mathbf{q} \equiv \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s$ — вектор рассеяния, \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_s — волновые векторы падающей и рассеянной волн. Для описания дифракционных картин рассмотрим рассеяние электромагнитных волн последовательно на одномерной линейной цепочке рассеивателей $\mathbf{r}_j = n_{1,j}\mathbf{a}_1$ и на двумерной решетке рассеивателей $\mathbf{r}_j = n_{1,j}\mathbf{a}_1 + n_{2,j}\mathbf{a}_2$. Расчет структурного фактора рассеяния на цепочке проводится по формуле [24]

$$|S(\mathbf{q})|^2 = \frac{\sin^2(N\mathbf{q}\mathbf{a}/s)}{\sin^2(\mathbf{q}\mathbf{a}/2)}. \quad (6)$$

Эта функция имеет максимумы при $\sin(\mathbf{q}\mathbf{a}/2) \rightarrow 0$. Решение уравнения $\mathbf{q}\mathbf{a} = 2n\pi$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) преобразуется к виду $\mathbf{k}_i\mathbf{a} - \mathbf{k}_s\mathbf{a} = 2n\pi$ и далее к виду $\frac{2\pi a}{\lambda} \cos \theta_s = \frac{2\pi a}{\lambda} \cos \theta_i - 2n\pi$, где λ — длина волны падающего света, θ_i и θ_s — углы падения света на цепочку и рассеяния на ней. В результате получаем решение задачи о дифракции электромагнитной волны на цепочке в виде

$$\cos \theta_s = \cos \theta_i - n \frac{\lambda}{a}. \quad (7)$$

Таким образом, рассеяние электромагнитной волны на цепочке наблюдается в виде конуса, ось которого совпадает с осью цепочки, а угол при вершине равен θ_s . В случае падения света на цепочку по нормали ($\theta_i = 90^\circ$), который соответствует нашему эксперименту, получаем формулу

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

Введем параметр $\rho = \frac{a}{\lambda}$. Поскольку арккосинус определен в интервале от -1 до 1 , из формулы (8) получаем соотношение $n < \rho$. Соответственно всегда имеется решение при $n = 0$ (конус нулевого порядка). При $\rho > 1$ наблюдается второй конус ($n = 1$) и т.д. В наших экспериментах использовалось излучение He–Ne-лазера с $\lambda = 633$ nm и вторая гармоника Nd-лазера с $\lambda = 532$ nm.

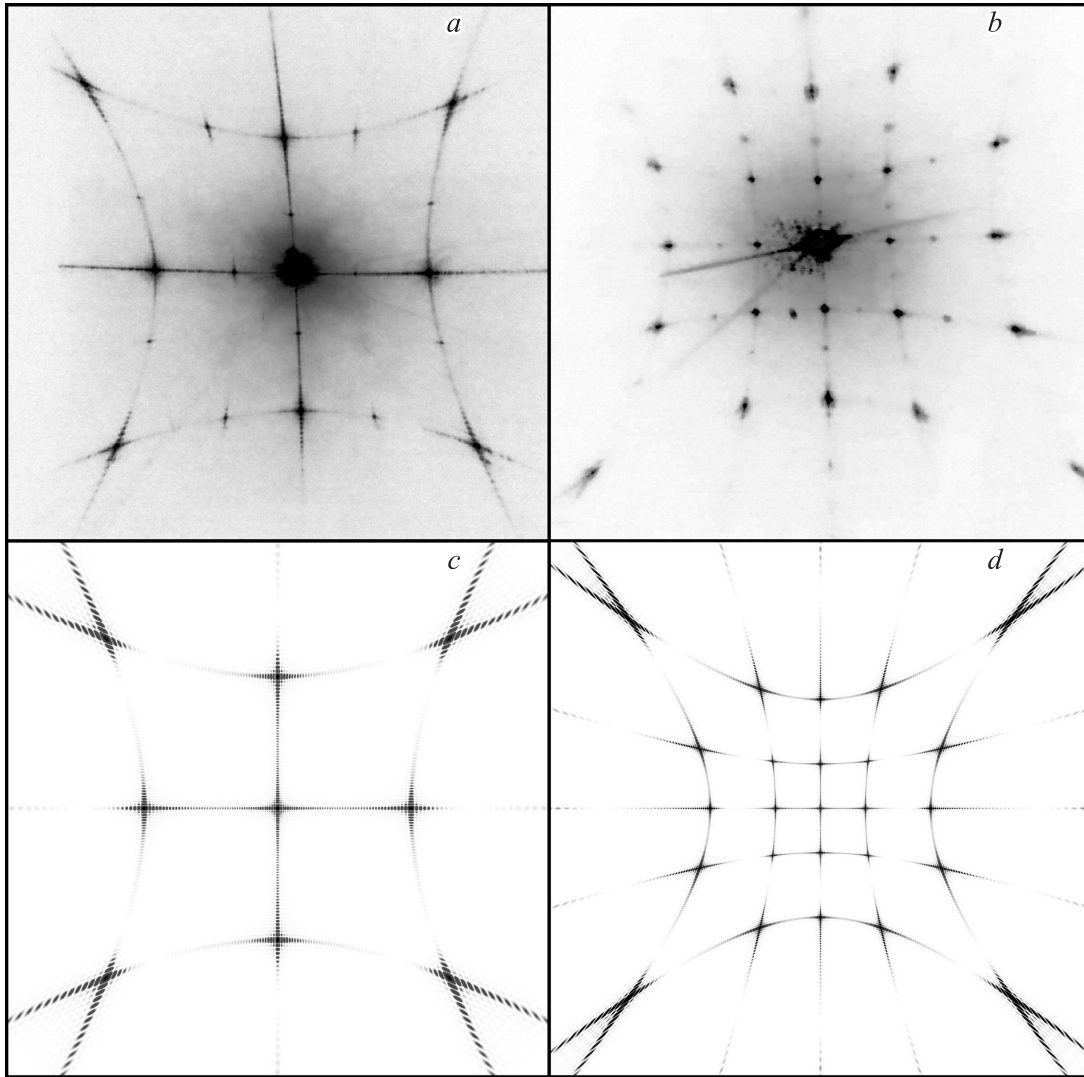


Рис. 5. Картины оптической дифракции на поленнице с ГЦК-структурой при условии нормального падения света по оси z . a, b — экспериментальные данные: негативы фотографий экрана, расположенного за образцом. c, d — результаты расчета дифракционных картин, выполненного по формуле (9). Экспериментальные и расчетные данные приведены для образца с постоянной решетки $a = 2 \mu\text{m}$ при облучении лазером с длиной волны $\lambda = 532 \text{ nm}$ (a, c) и для образца с постоянной решетки $a = 1 \mu\text{m}$ при $\lambda = 633 \text{ nm}$ (b, d).

Следовательно, второй конус дифракции наблюдается при $a > 633 \text{ nm}$ (He–Ne-лазер) и $a > 532 \text{ nm}$ (Nd-лазер). Например, при $a = 1000 \text{ nm}$ и $\lambda = 532 \text{ nm}$ на экране должны наблюдаться кольца с раствором в $\theta_s = 58^\circ$, при $a = 2000 \text{ nm}$ и $\lambda = 532 \text{ nm}$ угол составляет $\theta_s = 75^\circ$.

Теперь рассмотрим двумерную решетку поленницы, которая описывается структурным фактором [23]

$$|S(\mathbf{q})|^2 = \frac{\sin^2(N_1 \mathbf{q} \mathbf{a}_1 / 2)}{\sin^2(\mathbf{q} \mathbf{a}_1 / 2)} \frac{\sin^2(N_2 \mathbf{q} \mathbf{a}_2 / 2)}{\sin^2(\mathbf{q} \mathbf{a}_2 / 2)}. \quad (9)$$

Здесь мы используем векторы решетки в базисе, соответствующем элементарной ячейке, заданные формулами (1). Результаты расчетов картин дифракции на структуре поленницы, выполненные по формуле (9),

представлены вместе с экспериментальными данными на рис. 5.

6. Экспериментальное исследование дифракции света на образцах поленницы

Эксперименты по дифракции света на образцах фотонных кристаллов со структурой поленницы проводились на установке, подробно описанной в наших предыдущих работах [20,22]. В качестве источника белого света использовалась лампа Micropack HL-2000-FHSA мощностью 7 W, а также He–Ne- и Nd-лазеры. Световой пучок формировался с помощью линзы и диафрагмы. Стеклян-

ная подложка толщиной $180\ \mu\text{m}$ с образцами поленицы крепилась на гониометрической подвижке (столик Федорова), которая позволяет поворачивать образец относительно трех пространственных осей. Для наблюдения и фотографирования картин дифракции использовался полупрозрачный плоский экран, расположенный за образцом, либо цилиндрический экран, в центре которого помещалась подвижка с образцом. Дифракционные картины наблюдались визуально и фотографировались фотоаппаратом Olympus C-2040zoom.

Результаты экспериментального исследования дифракции видимого света на образцах с постоянной решетки $a = 1$ и $2\ \mu\text{m}$ приведены на рис. 5 вместе с результатами расчетов картин дифракции, выполненных по формуле (9). Из рисунка видно, что дифракционные картины имеют сложную структуру.

1. В центре экрана, куда попадает прошедший сквозь образец лазерный луч, пересекаются две прямые, которые являются результатом рассеяния нулевого порядка на системе взаимно перпендикулярных бревен ($n = 0$, конус нулевого порядка).

2. Четыре дуги возникают из-за пересечения плоскости экрана с конусами рассеяния первого порядка ($n = 1$).

3. На частях b, d , соответствующих дифракции на образце с малой постоянной решетки ($a = 1\ \mu\text{m}$), видна еще одна четверка дуг, обусловленная рассеянием второго порядка ($n = 2$).

4. На пересечениях дуг наблюдаются яркие рефлекссы, которые являются следствием двумерной дифракции света на структуре поленицы.

5. На экспериментальных картинах дифракции наблюдаются слабые дополнительные рефлекссы, которые не воспроизводятся в расчетных картинах. Эти рефлекссы соответствуют удвоенному периоду структуры ($2\ \mu\text{m}$ для структуры с $a = 1\ \mu\text{m}$ и $4\ \mu\text{m}$ для структуры с $a = 2\ \mu\text{m}$). Такая сверхструктура образцов, по-видимому, связана с технологическими аспектами их создания, в частности с последовательностью сканирования фокуса лазерного луча по фоторезисту: после каждого прохода направление сканирования в слое меняется на встречное.

7. Заключение

В работе выполнено экспериментальное и теоретическое исследование оптических свойств фотонных кристаллов, обладающих структурой поленицы. Впервые было проведено исследование фотонной зонной структуры поленицы в зависимости от профиля бревен, образующих решетку. Для описания контура бревна использовалась функция Ламе, которая позволяет моделировать переход от квадрата к прямоугольнику, эллипсу, ромбу и ряду других фигур. Было установлено, что поленица, сформированная из квадратных бревен, обладает большей шириной полной запрещенной зоны по сравнению с поленицами, состоящими из скругленных бревен.

Образцы поленицы были получены с помощью аддитивной технологии 3D-лазерной литографии. По сравнению с нашими предыдущими работами [11,12] в технологии был достигнут прогресс, который позволил создавать образцы, пригодные по своим размерам для оптических измерений. Экспериментально была исследована оптическая дифракция на образцах с разным периодом решетки при возбуждении источниками видимого света с различными длинами волн. Расчеты дифракционных картин, выполненные в борновском приближении теории рассеяния, позволили детально интерпретировать экспериментальные результаты, разделить вклады одномерной дифракции на отдельных бревнах и двумерной дифракции на тонкой структуре фотонного кристалла. Кроме того, сравнение экспериментальных и расчетных картин привело к выводу о наличии в образцах сверхструктуры с удвоенным периодом решетки в латеральной плоскости. Этот эффект будет детально исследоваться нами в следующих работах.

Авторы благодарят А.А. Каплянского и Ю.С. Кившаря за обсуждение результатов работы, И.И. Шишкина за помощь в синтезе образцов, С.Ю. Лукашенко за исследование образцов поленицы методом сканирующей электронной микроскопии.

Список литературы

- [1] S. Kawata, H.-B. Sun, T. Tanaka, K. Takada. *Nature* **412**, 697 (2001).
- [2] M. Farsari, B.N. Chichkov. *Nature Photon.* **3**, 450 (2009).
- [3] W. Haske, V.W. Chen, J.M. Hales, W. Dong, S. Barlow, S.R. Marder, J.W. Perry. *Opt. Express* **15**, 3426 (2007).
- [4] M. Göppert-Mayer. *Ann. Phys.* **401**, 273 (1931).
- [5] K.K. Seet, V. Mizeikis, S. Matsuo, S. Juodkazis, H. Misawa. *Adv. Mater.* **17**, 541 (2005).
- [6] M. Thiel, M. Decker, M. Deubel, M. Wegener, S. Linden, G. von Freymann. *Adv. Mater.* **19**, 207 (2007).
- [7] S. Maruo, K. Ikuta, H. Korogi. *J. Micromech. Syst.* **12**, 7 (2003).
- [8] D. Wu, Q.D. Chen, L.G. Niu, J.N. Wang, J. Wang, R. Wang. *Lab. Chip* **9**, 2391 (2009).
- [9] X.Z. Dong, Z.S. Zhao, X.M. Duan. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 124 103 (2007).
- [10] C. Schizas, V. Melissinaki, A. Gaidukeviciute, C. Reinhardt, C. Ohrt, V. Dedoussis, B.N. Chichkov, C. Fotakis, M. Farsari, D. Karalekas. *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* **48**, 435 (2010).
- [11] 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).
- [12] И.И. Шишкин, К.Б. Самусев, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов, Р.В. Киян, Б.Н. Чичков, Ю.С. Кившарь, П.А. Белов. *ФТТ* **56**, 2097 (2014).
- [13] M. Ho, C.T. Chan, C.M. Soukoulis, R. Biswas, M. Sigalas. *Solid State Commun.* **89**, 413 (1994).
- [14] 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.

- [15] M.V. Rybin, I.I. Shishkin, K.B. Samusev, P.A. Belov, Yu.S. Kivshar, R.V. Kiyani, B.N. Chichkov, M.F. Limonov. *Crystals* **5**, 61 (2015).
- [16] K.M. Ho, C.T. Chan, C.M. Soukoulis. *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3152 (1990).
- [17] D.S. Watkins. *Fundamentals of matrix computations*. John Wiley & Sons, Inc., N. Y. (2002). 664 p.
- [18] R.D. Meade, A.M. Rappe, K.D. Brommer, T.D. Joannopoulos, O.L. Alerhand. *Phys. Rev. B* **48**, 8434 (1993).
- [19] S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos. *Opt. Express* **8**, 173 (2001).
- [20] A.K. Самусев, К.Б. Самусев, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов, Е.Ю. Трофимова, Д.А. Курдюков, В.Г. Голубев. *ФТТ* **53**, 993 (2011).
- [21] А.В. Барышев, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, А.П. Скворцов. *ФТТ* **46**, 1291 (2004).
- [22] 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 (2013).
- [23] J.M. Ziman. *Models of disorder: the theoretical physics of homogeneously disordered systems*. Cambridge Univ. Press (1979). 542 p.
- [24] A. Guinier. *X-ray diffraction in crystals, imperfect crystals, and amorphous bodies*. Dover Publ., N.Y. (2013). 400 p.