

Характеризация фотонных кристаллов на основе композитов опал–полупроводник по спектрам брэгговского отражения света

© Г.М. Гаджиев*, В.Г. Голубев, Д.А. Курдюков, А.Б. Певцов, А.В. Селькин, В.В. Травников[†]

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

* Институт физики Дагестанского научного центра Российской академии наук,
367003 Махачкала, Россия

(Получена 25 апреля 2005 г. Принята к печати 4 мая 2005 г.)

Исследованы спектры брэгговского отражения света от фотонных кристаллов на основе композитов опал–полупроводник (GaP, GaN). Развита методика, позволяющая проводить характеризацию опалоподобных структур, основанную на исследовании формы спектров брэгговского отражения света и условий, в которых проявляется многоволновая брэгговская дифракция. Анализ формы спектров отражения выполнен в рамках приближения планарной слоисто-периодической среды с учетом спекания и одноосного сжатия сфер α -SiO₂, формирующих 3D решетку опала. Диаметры и коэффициенты сжатия сфер найдены с учетом предложенного в работе спектроскопического структурного инварианта, определяющего условия наблюдения многоволновой брэгговской дифракции на системе плоскостей {111}.

1. Введение

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой пространственно-периодические структуры, диэлектрическая проницаемость которых модулируется с периодом, сравнимым с длиной волны света. Повышенный интерес к ФК связан с новыми возможностями управления светом, которые появляются благодаря существованию в таких структурах фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) [1]. Предметом особого внимания оказываются ФК с трехмерной (three-dimensional, 3D) трансляционной симметрией, поскольку именно в таких кристаллах возможна реализация полной ФЗЗ-энергетической области, в пределах которой распространение света невозможно во всех направлениях внутри ФК [2].

Важное место среди 3D ФК занимают композиты опал–полупроводник [3], пространственная структура которых определяется симметрией опала. Гранецентрированная кубическая (ГЦК) решетка опала формируется из плотно упакованных шаров аморфной окиси кремния (α -SiO₂). Между шарами α -SiO₂ существует подрешетка пустот, доступных для заполнения другими материалами. Внедрение в пустоты полупроводниковых соединений позволяет создавать ФК, в которых свойства 3D структуры опала могут быть совмещены с оптическими и электрическими свойствами полупроводников. Пустоты могут заполняться разными полупроводниками, а степень заполнения может варьироваться, что обеспечивает условия для целенаправленного изменения свойств ФК. Путем вытравливания шаров α -SiO₂ из создаваемых композитов получают инвертированные структуры, полностью состоящие из материала полупроводника.

Синтез полупроводниковых материалов в пустотах опала, как правило, осуществляется при довольно высоких температурах. Нагрев образцов может сопровождаться дополнительным спеканием (увеличением площади соприкосновения) шаров α -SiO₂ и изменением

их формы (например, за счет превращения шаров в эллипсоиды). В результате анизотропного спекания и деформации шаров возможно изменение точечной симметрии и, соответственно, оптических свойств ФК [4–6]. Кроме того, следует ожидать проявление в оптических свойствах синтезируемых структур частотной дисперсии диэлектрической проницаемости вводимого в пустоты полупроводника, особенно, если речь идет о спектральной области фундаментального края поглощения вводимого материала. В этой связи возникает потребность в более детальном изучении механизмов формирования оптических спектров композитов опал–полупроводник с учетом диэлектрических свойств полупроводников и возможной модификации ГЦК структуры опалов.

В настоящей работе мы демонстрируем новые возможности диагностики ФК структур, основанные на исследовании спектров брэгговского отражения (БО) света от композитов опал–полупроводник. Анализ экспериментальных данных проведен с учетом оптических свойств полупроводников и возможных деформационных изменений ГЦК решетки опаловой матрицы. В работе изучены искусственные опалы, в пустотах которых синтезированы широкозонные полупроводники GaN и GaP, а также исследованы инвертированные структуры, полностью состоящие из GaN.

2. Эксперимент

В качестве исходных матриц для создания ФК использованы синтетические опалы, в которых на долю воздушных пустот, расположенных между шарами, может приходиться до 26% полного объема. Диаметр шаров предварительно оценивался с помощью сканирующего электронного микроскопа и составлял ~ 260–270 нм. Образцы для исследований приготавливались в виде пластинок ~ 5 × 5 × 0.5 мм. Пластины вырезались так, чтобы большая по площади грань образца представляла

[†] E-mail: travn@spectr.ioffe.ru

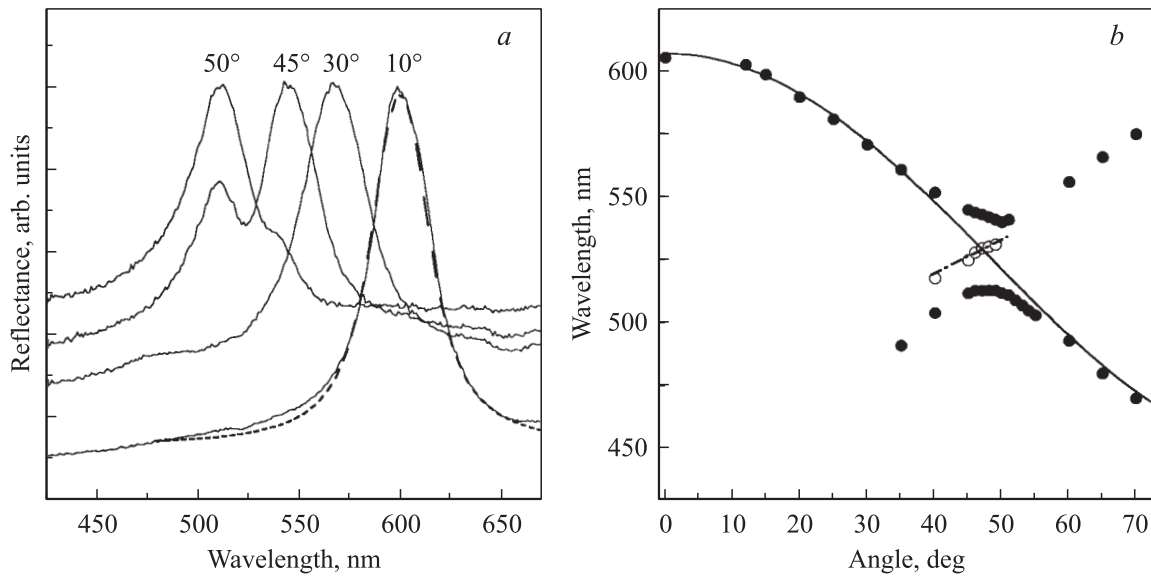


Рис. 1. Композиты опал-GaN: *a* — спектры брэгговского отражения для различных углов падения (сплошные кривые). Пунктиром представлен теоретический спектр отражения для угла падения 10° . *b* — угловая зависимость положения максимумов брэгговских рефлексов (заполненные кружки). Спектральные положения минимумов в дублетах представлены светлыми кружками. Сплошная кривая соответствует расчетному положению максимумов брэгговского отражения света от плоскостей (111), параллельных поверхности образца.

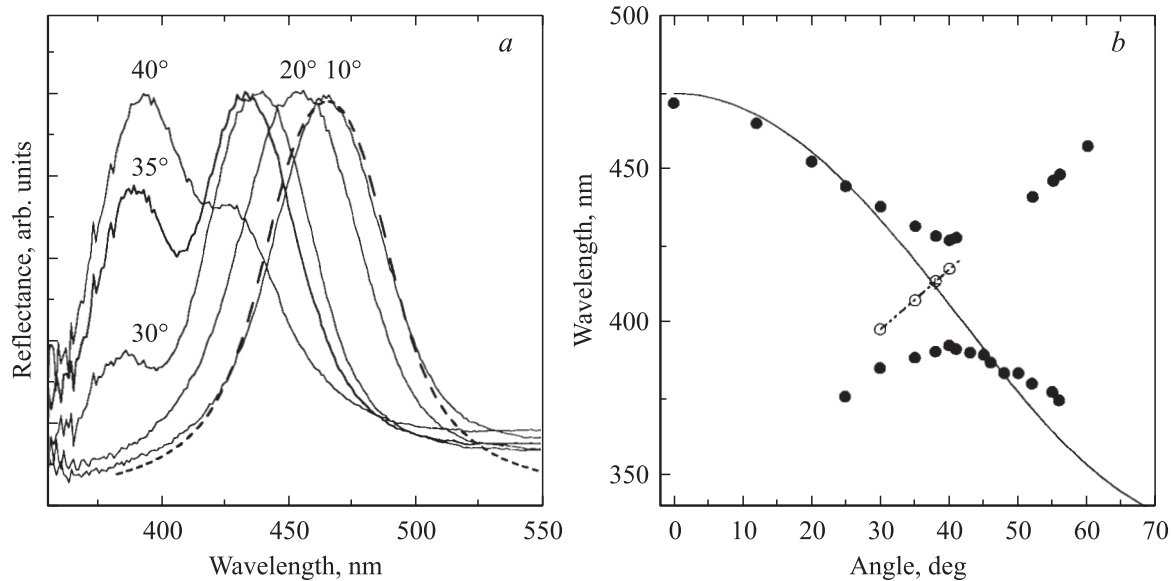


Рис. 2. Инvertированные структуры на основе GaN: *a* — спектры брэгговского отражения для различных углов падения (сплошные кривые). Пунктиром представлен теоретический спектр отражения для угла падения 10° . *b* — угловая зависимость положения максимумов (заполненные кружки) брэгговских рефлексов. Спектральные положения минимумов в дублетах представлены светлыми кружками. Сплошная кривая соответствует расчетному положению максимумов брэгговского отражения света от плоскостей (111), параллельных поверхности образца.

собой отражающую поверхность (111). Синтез полупроводников осуществлялся непосредственно в пустотах опала по технологии, аналогичной [7–9]. Температура синтеза для GaN составляла 950°C , а для GaP — 800°C . При получении инvertированных структур опаловая матрица вытравливалась из композита водным раствором плавиковой кислоты.

Исследование спектров БО является одним из наиболее простых и прямых методов изучения зонной структуры ФК. Максимумы отражения возникают в результате брэгговской дифракции света на семействах кристаллографических плоскостей ФК и соответствуют тем энергиям фотонов и направлениям волновых векторов, для которых распространение света внутри

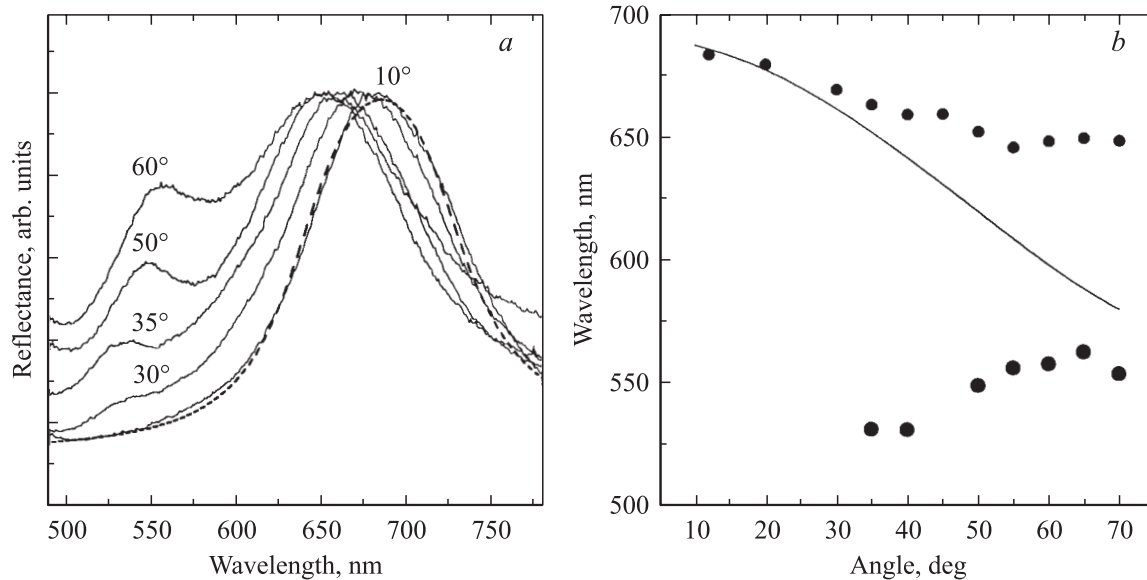


Рис. 3. Композиты опал–GaP: *a* — спектры брэгговского отражения для различных углов падения (сплошные кривые). Пунктиром представлен теоретический спектр отражения для угла падения 10° . *b* — угловая зависимость положения максимумов брэгговских рефлексов (заполненные кружки). Сплошная кривая соответствует расчетному положению максимумов брэгговского отражения света от плоскостей (111), параллельных поверхности образца.

идеального ФК запрещено. Важной характеристикой ФК является ширина ФЗЗ ΔE_{gap} . Эта величина определяется глубиной пространственной модуляции диэлектрической проницаемости, зависящей от диэлектрического контраста материалов, из которых формируется ФК. Значение ΔE_{gap} для высококонтрастных структур иногда оценивается из эксперимента как ширина ΔE на полувысоте полосы БО [10]. Для того чтобы сравнивать между собой ФК свойства разных композитов, удобно использовать относительную ширину $\Delta E/E_0$ рефлекса (E_0 — энергия, соответствующая положению максимума в спектре отражения), измеренную при нормальном падении света на систему соответствующих кристаллографических плоскостей.

Спектры БО от приготовленных образцов представлены на рис. 1, *a*–3, *a*. Спектры записаны в *s*-поляризации света при различных углах падения, отсчитываемых от нормали к поверхности образца (111). При измерении спектров образцы были ориентированы таким образом, чтобы волновые векторы падающего и отраженного света лежали в плоскости, проходящей через точки Γ , U , L и K зоны Бриллюэна ГЦК решетки.

Введение в пустоты опалов полупроводников при достаточной степени заполнения приводит к увеличению диэлектрического контраста. В результате ФЗЗ становятся шире и, как следствие, увеличивается относительная ширина наблюдаемых полос отражения. Для чистого опала при нормальном падении света $\Delta E/E_0 = 0.047$, для композита опал–GaP имеет $\Delta E/E_0 = 0.051$, для GaN-инвертированного опала $\Delta E/E_0 = 0.11$ и для композита опал–GaP получаем $\Delta E/E_0 = 0.16$. Существенно модифицируется по сравнению с исходными опалами и характер угловой зависимости спектров БО. Для

композита опал–GaP и инвертированной структуры на его основе с увеличением угла падения θ света вблизи значений $\theta \approx 30^\circ$ в спектрах отражения появляются дополнительные, более коротковолновые, максимумы (рис. 1, 2). Интенсивность этих максимумов постепенно нарастает и, в диапазоне $\theta \approx 35$ – 55° , спектры приобретают ярко выраженный дублетный характер. При дальнейшем увеличении угла падения происходит уменьшение интенсивности длинноволнового максимума и в спектре остается лишь один (коротковолновый) максимум. Представленные на рис. 1, *b*, 2, *b* зависимости спектрального положения максимумов БО от угла падения света позволяют выделить две ветви, отделенные друг от друга областью „антипересечения“ (avoiding crossing area [11]).

Для композитов опал–GaP в исследованном диапазоне углов θ (вплоть до $\sim 70^\circ$) основные максимумы лишь незначительно смещаются навстречу друг другу, при этом наблюдаемые полосы отражения при минимальном и максимальном углах θ существенно перекрываются друг с другом (см. рис. 3).

Обычно для анализа угловых зависимостей максимумов БО используют известную формулу Брэгга

$$\lambda = 2d_{111}\sqrt{\varepsilon_0 - \sin^2\theta}, \quad (1)$$

где λ — длина волны, соответствующая максимуму рефлекса, d_{111} — период кристаллической решетки вдоль направления [111], θ — угол падения, ε_0 — средняя диэлектрическая проницаемость рассматриваемых опалоподобных структур, которая определяется диэлектрическими проницаемостями ε_a и ε_b материалов шаров

Образец	Данные измерений			Подгоночные параметры					
	λ_* , нм	θ_* , град	$\Delta E/E_0$	a_{00} , нм	χ	η	f_m	ϵ''	$\Delta E_{\text{gap}}/E_0$
Опал–GaN	530	47	0.063	277	0.05	0.90	0.67	0.092	0.051
Инвертированный опал–GaN	413	38	0.117	271	0.05	0.91	0.7	0.090	0.11
Опал–GaP	–	–	0.174	271	0.03	0.92	0.87	0.24	0.126

и пустот соответственно и фактором заполнения f_0 структуры шарами:

$$\epsilon_0 = \epsilon_a f_0 + \epsilon_b (1 - f_0). \quad (2)$$

Значение f_0 может меняться от образца к образцу, что связано с различной степенью взаимного спекания шаров в разных образцах. При этом для того чтобы структура обладала достаточной жесткостью, f_0 должно превышать значение $f_{00} \approx 0.74$, даваемое для плотной ГЦК упаковки касающихся в точках шаров.

На рис. 1, $b-3, b$ сплошные кривые получены с использованием формулы (1) и соответствующих параметров из таблицы (см. далее). В отличие от случая чистых опалов [12] угловые зависимости спектрального положения максимумов БО для исследованных структур существенно отличаются от зависимостей, рассчитанных по формуле (1).

Дублетная структура в спектрах отражения при наклонном падении света возникает в результате многоволновой брэгговской дифракции (МБД) — одновременной дифракции света на системе по крайней мере двух пересекающихся кристаллографических плоскостей [11]. Эффекты, связанные с многоволновой дифракцией рентгеновских лучей, детально исследовались ранее для обычных (атомных) кристаллов [13]. В фотонных кристаллах взаимодействие электромагнитного поля с 3D периодической средой усиливается из-за увеличения диэлектрического контраста и, как следствие, глубины модуляции диэлектрической проницаемости. Наблюдаемое отклонение угловой зависимости спектрального положения максимумов БО от зависимости, даваемой формулой Брэгга (1), обусловлено, очевидно, эффектами МБД. Таким образом, МБД света ограничивает возможности обычной характеристики композитов опал-полупроводник, основанной на использовании соотношения (1).

3. Теоретическая модель

При теоретическом описании экспериментальных спектров БО мы рассматривали ФК как 3D решетку, в узлах которой размещены диэлектрические шары. В модели учитывались эффекты, связанные со спеканием (взаимопроникновением) структурных элементов — шаров — и их возможной одноосной деформацией вдоль направления [111] роста структуры, превращающей шары в эллипсоиды.

Длины осей эллипсоидов обозначим как D_{\parallel} и D_{\perp} , предполагая их сфероидальную форму, при этом ось D_{\parallel} совпадает с осью вращения и направлена перпендикулярно отражающей поверхности структуры. Расстояние a_{00} между центрами соседних, касающихся в точках сфероидов, расположенных в латеральной плоскости, равно D_{\perp} . Период L структуры в направлении, перпендикулярном поверхности, определяется величиной $L = d_{111} = \sqrt{2/3} D_{\parallel}$. В результате взаимопроникновения (спекания) сфероидов расстояние a_{00} уменьшается на величину Δa_{00} , а L — на величину ΔL . Если относительное изменение параметров a_{00} и L характеризовать коэффициентом спекания $\chi = \Delta a_{00}/D_{\perp} = \Delta L/L$ (изотропное спекание), то фактор заполнения f_0 структуры сфероидами в случае не очень сильного спекания принимает вид [14]

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

Описанная эллипсоидальность структурных элементов решетки приводит к понижению симметрии O_h структуры до симметрии D_{3d} , что соответствует одноосной деформации кубической решетки вдоль направления [111] (в нашем случае, совпадающего с нормалью к поверхности). Количественно такую деформацию можно описать коэффициентом анизотропного сжатия $\eta = D_{\parallel}/D_{\perp}$.

Теоретический расчет спектров БО проводился с использованием приближения планарной слоистой периодической среды [14–16]. В рамках такого приближения диэлектрическая среда, обладающая трехмерной периодичностью, усредняется в плоскости XY , параллельной наружному слою шаров (т.е. перпендикулярно направлению [111], совпадающему с осью Z). Поскольку усреднение проводится только по координатам X и Y , диэлектрическая проницаемость становится периодической функцией $\epsilon_s(Z)$, зависящей лишь от одной пространственной переменной Z .

Влияние поверхностных эффектов учитывалось в модели путем усечения наружных сфероидов и постановки граничных условий Максвелла на соответствующих секущих плоскостях передней v и задней u поверхностей ФК пластины. Для количественного описания этих эффектов вводились коэффициенты отсечки $\xi_v = 2\Delta l_v/D_{\parallel}$ и $\xi_u = 2\Delta l_u/D_{\parallel}$, где Δl_v и Δl_u — расстояния, на которые секущие плоскости сдвинуты от внешних плоскостей, касающихся неусеченных наружных сфероидов.

Наблюдаемые полосы отражения перекрывают значительную часть видимой области спектра, в пределах которой диэлектрические проницаемости ϵ_m введенных

полупроводников GaP и GaN заметно меняются с частотой. В этой связи при расчете профилей диэлектрической проницаемости $\varepsilon_s(Z)$ мы использовали данные по частотным зависимостям $\varepsilon_m = \varepsilon_m(\omega)$ этих материалов [17,18]. Учитывалась также возможность неполного заполнения пор опала веществом путем введения объемной доли f_m включений в порах и расчета эффективной диэлектрической проницаемости пор $\varepsilon_b = \varepsilon_{\text{eff}}$ в приближении Максвелла–Гарнетта [19]. Использование такого приближения соответствует статистически однородному заполнению пор нанокластерами вводимых веществ. Для диэлектрической постоянной шаров $a\text{-SiO}_2$ в композициях опал–полупроводник использовалось значение $\varepsilon_a = 1.98$ [16]. В случае инвертированной структуры принималось значение $\varepsilon_a = 1$ (диэлектрическая постоянная воздуха). Чтобы учесть в теории неизбежные и плохо контролируемые процессы поглощения и рассеяния света, обусловленные несовершенствами исследованных образцов, вводилась чисто мнимая добавка ε'' к диэлектрической проницаемости $\varepsilon_s(Z)$.

Количественные расчеты спектров отражения света выполнялись методом матрицы переноса путем аппроксимации функции заполнения ступенчатой функцией: в пределах каждого периода L диэлектрическая среда рассматривалась как многослойная, состоящая из системы N ($N > 100$) одинаковых по толщине однородных диэлектрических подслоев. В качестве параметров задачи в расчетах использовались величины a_{00} , η , χ , f_m , ε'' и ξ_v (поскольку мы исследовали объемные образцы, влияние задней поверхности и, следовательно, величины ξ_u на конечных результатах не сказывалось).

Появление в спектре БО дублетной структуры при наклонном падении света связано с МБД на системе взаимопересекающихся кристаллических плоскостей [11]. В рассматриваемом случае основная система плоскостей — это совокупность ростовых плоскостей (111), параллельных поверхности ФК. Другие плоскости, участвующие в формировании многоволновой дифракции пересекают ростовые плоскости под некоторым углом. В качестве таких (наклонных) плоскостей могут служить кристаллические плоскости из совокупности {111}, непараллельные поверхности образца (будем обозначать их как $(\bar{1}11)$). Именно условия одновременного резонансного рассеяния света на плоскостях (111) и $(\bar{1}11)$ обеспечивают в основном многоволновой характер брэгговской дифракции в спектральной области нижней ФЗЗ опалоподобного ФК [14].

При пренебрежимо малой модуляции диэлектрической проницаемости (приближение „пустой“ решетки) дисперсионные уравнения блоховских мод принимают вид

$$\omega = (c/\sqrt{\varepsilon_0})\sqrt{(\mathbf{K} - \mathbf{G}_{hkl})^2}, \quad (4)$$

где \mathbf{K} — блоховский волновой вектор, а \mathbf{G}_{hkl} ($|\mathbf{G}_{hkl}| \equiv G_{hkl}$) — векторы обратной решетки с индексами hkl , характеризующими системы „атомных“ плоскостей (hkl). Совместное решение уравнений (4) для дифракции света с перебросом волнового вектора

на векторы $\mathbf{G}_{000} = 0$ и \mathbf{G}_{111} ($|\mathbf{G}_{111}| \equiv G_{111}$) обратной решетки дает значение проекции \mathbf{K} на направление [111] (ось Z)

$$K_Z = G_{111}/2, \quad (5)$$

что определяет закон Брэгга в форме (1) с периодом $d_{111} = a_{00}\eta\sqrt{2/3}$.

При определенных углах падения θ блоховская мода $\omega = \omega_{\bar{1}11}(K_Z)$, формируемая наклонными плоскостями $(\bar{1}11)$, смешивается за счет периодической модуляции $\varepsilon(\mathbf{r})$ в направлении $[\bar{1}11]$ с затухающими блоховскими состояниями $\omega = \omega_{111}(K_Z)$ внутри ФЗЗ «111». В результате при $K_Z \approx G_{111}/2$ закон Брэгга (1) нарушается и происходит перенормировка энергетического спектра такая, что вблизи частоты $\omega = \omega_{\bar{1}11}(G_{111}/2)$ возникают состояния, связанные с переносом энергии внутри кристалла. Как следствие, на этой частоте и в ее окрестности коэффициент отражения резко падает, что формирует провал в полосе БО и приводит к дублетной структуре спектра [14].

Наиболее сильное нарушение условия (1) происходит при таком угле падения θ_* , при котором дисперсионная кривая для моды $\omega = \omega_{\bar{1}11}(K_Z)$ точно пересекает центр ФЗЗ «111». Длина волны λ_* , соответствующая этой точке пересечения, определяется выражением [14]

$$\lambda_* = \frac{4a_{00}\sqrt{3}}{4 - \eta^2} \sin \theta_*. \quad (6)$$

Значения λ_* и θ_* можно найти из эксперимента, аппроксимируя угловое смещение пиков отражения при небольших углах падения ($\theta < 45^\circ$) законом Брэгга (1) с последующей экстраполяцией теоретической кривой (1) в область $\theta \approx \theta_*$. Тогда точка пересечения брэгговской кривой (1) с экспериментальной кривой, определяющей зависимость положения минимума в дублетной структуре спектра отражения от угла падения, должна соответствовать значениям λ_* и θ_* [20]. Именно такой способ определения λ_* и θ_* использован нами при анализе экспериментальных спектров. Полученные при этом значения λ_* и θ_* для всех исследованных образцов представлены в таблице. Измерение значений λ_* и θ_* по спектрам МБД дает возможность дополнительной структурной характеристики фотонных кристаллов. Важно подчеркнуть, что использованное нами соотношение (6) по существу представляет собой спектроскопический структурный инвариант для фотонного кристалла.

4. Обсуждение результатов

На рис. 1, а, 2, а, 3, а пунктиром представлены теоретические спектры для малых (10°) углов падения света. Расчеты проводились при варьировании значений основных параметров теории a_{00} , η , χ , f_m , ε'' и ξ_v . Следует отметить, то в процессе подгонки удается получить единственный оптимальный набор численных значений приведенных параметров, поскольку при анализе экспериментальных кривых приходится согласовывать в рамках единой модели довольно широкий круг количественных и качественных характеристик спектров. Значения

подгоночных параметров, соответствующих наилучшему совпадению теории с экспериментом, представлены в таблице.

Планарное приближение, использованное нами для количественного описания экспериментальных спектров, соответствует модели одномерного ФК. В рамках такого приближения анализ формы спектров БО не позволяет находить значения параметров a_{00} и η по отдельности. Из подгонки спектров БО можно установить лишь пространственный период $d_{111} = a_{00}\eta\sqrt{2/3}$, в который входит произведение $a_{00}\eta$. Для определения значений a_{00} и η мы использовали структурный инвариант (6), устанавливающий связь между η и экспериментально измеряемыми величинами λ_* и θ_* . Таким образом, исследование МБД дает уникальную возможность для характеристики реальной трехмерной структуры фотонных кристаллов.

Формы наблюдаемых полос отражения заметно отличаются друг от друга, в частности, характером асимметрии — соотношением интенсивностей БО на длинноволновом и коротковолновом крыльях полос отражения. В расчетах асимметрия полосы отражения может быть изменена за счет коэффициента ζ_v , который эффективно учитывает влияние граничных условий на формирование спектров.

Установленные значения η указывают на довольно заметное анизотропное сжатие шаров α -SiO₂. Такое сжатие, как уже отмечалось, приводит к изменению симметрии ГЦК решетки опалоподобных ФК и может существенным образом повлиять на установленные к настоящему моменту особенности зонной структуры этих ФК (см., например, [21]).

Коэффициенты спекания χ для опалов, заполненных полупроводниками, превышают соответствующие коэффициенты для исходных опалов. Максимальное значение χ для композита опал–GaN связано, по-видимому, с наибольшей температурой синтеза ($\sim 950^\circ\text{C}$), что должно приводить к максимальной степени взаимопроникновения шаров друг в друга.

Полученные значения f_m показывают, что степень заполнения пор опалов полупроводниками превышает 50%. При таком заполнении и используемой нами технологии [7–9] осаждение полупроводника в виде сплошных пленок на поверхностях сфер α -SiO₂ [22] маловероятно и предполагаемое в наших расчетах статистически однородное заполнение пор опала нанокластерами вводимого вещества вполне оправдано.

В таблице представлены оцененные из расчетов относительные ширины $\Delta E_{\text{gap}}/E_0$ для исследованных образцов при угле падения 10° . Величины ΔE_{gap} мы находили из расчета как интервалы частот, в пределах которых коэффициент отражения при $\varepsilon'' = 0$ был равен 100%. Рассчитанные $\Delta E_{\text{gap}}/E_0$ и измеренные $\Delta E/E_0$ значения хорошо согласуются друг с другом. Таким образом, ширина ФЗЗ может определяться с достаточной точностью путем измерения ширины контура БО на его полувысоте.

Как уже указывалось, угловая зависимость спектров БО для ФК опал–GaP существенно отличается от подобных данных для других исследованных композитов, что не позволяет, в частности, экспериментально определять величины λ_* и θ_* . Измеряемые значения λ_* и θ_* соответствуют одновременному выполнению соотношений (1) и (6). Поскольку максимальный внешний угол θ_* не может превышать 90° , значение ε_0 , соответствующее условиям использования инварианта (6), оказывается ограниченным (см. [14]). В случае $\eta = 1$ максимальное значение $\varepsilon_0 = 3$ соответствует тому, что условие одномерной дифракции для параллельных и наклонных плоскостей $\{111\}$ выполняется при скользющем угле внешнего падения. Для $\varepsilon_0 > 3$ одновременное выполнение брэгговских условий для таких плоскостей возможно только для волн, которые возбуждаются источниками, расположенными внутри кристалла. Для композитов опал–GaP $\varepsilon_0 \approx 3$ и выполнение условий многоволновой дифракции невозможно по крайней мере при использованных в наших экспериментах углах падения внешнего света ($\theta < 70^\circ$).

5. Заключение

В представленной работе исследованы спектры БО трехмерных фотонных кристаллов на основе композитов опал–полупроводник и предложены спектроскопические методы их характеристики, включая определение как оптических, так и геометрических параметров исследуемых объектов. Характеризация основана на анализе формы спектров БО и использовании спектроскопических структурных инвариантов, определяемых многоволновой дифракцией света в опалоподобных структурах. Анализ спектральных контуров БО проводился в рамках приближения планарной слоисто-периодической среды с усреднением диэлектрической проницаемости в направлениях, параллельных поверхности. При этом учитывались специфические особенности опалоподобных структур, такие как спекание составляющих опалы сфер SiO₂ и одноосное сжатие этих сфер. Планарное приближение позволяет оценить лишь период фотонного кристалла в направлении, перпендикулярном поверхности, который зависит как от диаметра, так и от степени сжатия сфер α -SiO₂. Значения диаметров шаров и степени их анизотропного сжатия находились из соотношений, определяющих условия возникновения резонансной многоволновой дифракции на системах взаимнопересекающихся плоскостей $\{111\}$ (параллельных и наклонных к поверхности образцов).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 05-02-17776, 05-02-17803, 04-02-17592), Программы президиума РАН „Низкоразмерные квантовые структуры“ и контракта 6-й рамочной Европейской программы PHOREMOST (FP6/2003/IST-2-511616).

Список литературы

- [1] *Photonic Crystals and Light Localization in the 21st Century*, ed. by C.M. Soukoulis. NATO Advanced Studies Institute, Series C: Mathematical and Physical Sciences, v. 563 (Kluwer, Dordrecht, 2001).
- [2] K.M. Ho, C.T. Chan, C.M. Soukoulis. *Phys. Rev. Lett.*, **65** (25), 3152 (1990).
- [3] 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).
- [4] A. Reynolds, F. López-Tejeda, D. Cassagne, F.J. Cárria-Vidal, J. Sánchez-Dehesa. *Phys. Rev. B*, **60** (16), 11 422 (1999).
- [5] G. Subramanta, R. Biswas, K. Konstant, M.M. Sigalas, K.M. Ho. *Phys. Rev. B*, **63**, 235111 (2001).
- [6] K.P. Velikov, T. van Dillen, A. Polman, A. van Blaaderen. *Appl. Phys. Lett.*, **81** (5), 838 (2002).
- [7] V.Yu. Davydov, V.G. Golubev, N.F. Kartenko, D.A. Kurdyukov, A.B. Pevtsov, S.M. Samoilovich, N.V. Sharenkova, P. Brogueira, R. Schwarz. *Nanotechnology*, **11**, 291 (2000).
- [8] G. Gajiev, V.G. Golubev, D.A. Kurdyukov, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin, V.V. Travnikov. *Phys. Status Solidi B*, **231**, R7 (2002).
- [9] Г.М. Гаджиев, В.Г. Голубев, М.В. Заморянская, Д.А. Курдюков, А.В. Медведев, J. Merz, A. Mintairov, А.Б. Певцов, А.В. Селькин, В.В. Травников, Н.В. Шаренкова. *ФТП*, **37** (12), 1449 (2003).
- [10] M.S. Thijssen, R. Sprik, J.E.G. Wijnhoven, M. Megens, T. Narayanan, A. Lagendijk, W. Vos. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (14), 2730 (1999).
- [11] H.M. van Dril, W. Vos. *Phys. Rev. B*, **62** (15), 9872 (2000).
- [12] C. Lopez, A. Blanco, H. Miguez, F. Meseguer. *Opt. Mater.*, **13**, 187 (1999).
- [13] S.-L. Chang. *Multiple Diffraction of X-Rays on Crystals* (Springer Berlin, 1984).
- [14] A.V. Sel'kin. *Proc. 12th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“*, St. Petersburg, Russia, June 21–25, 2004 (St. Petersburg, 2004) p. 111.
- [15] Yu.A. Vlasov, M.A. Kaliteevski, V.V. Nikolaev. *Phys. Rev. B*, **60**, 1555 (1999).
- [16] Г. Голубев, Д.А. Курдюков, А.Б. Певцов, А.В. Селькин, Е.Б. Шадрин, А.В. Ильинский, R. Voeuyink. *ФТП*, **36** (9), 1122 (2002).
- [17] D.E. Aspnes, A.A. Studna. *Phys. Rev. B*, **27** (2), 985 (1983).
- [18] G. Yu, G. Wang, H. Ishikawa, M. Umeno, T. Soga, T. Egawa, J. Watanabe, T. Jimbo. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 3209 (1997).
- [19] J.S. Maxwell Garnett. *Philos. Trans. R. Soc. London*, **203**, 385 (1904).
- [20] А.В. Селькин, А.Ю. Билибин, А.Ю. Меньшикова, Ю.А. Пашков, Н.Н. Шевченко. Межд. Оптический конгресс „Оптика-XXI век“. *Тр. конф. „Фундаментальные проблемы оптики-2004“*. Санкт-Петербург, 18–21 октября 2004 (СПб., 2004) с. 97.
- [21] J.F. Galisteo-Lopez, F. Garsia-Santamaria, D. Golmayo, B.H. Juarez, C. Lopez, E. Palacios-Lidon. *Photonics and Nanostructures — Fundamental and Applications*, **2**, 117 (2004).
- [22] F. Garsia-Santamaria, M. Ibisate, I. Rodrigues, F. Meseguer, C. Lopez. *Adv. Mater.*, **15** (10), 788 (2003).

Редактор Л.В. Беляков

Characterization of photonic crystals based on opal-semiconductor composites by Bragg reflection spectroscopy

G.M. Gajiev*, V.G. Golubev, D.A. Kurdyukov, A.B. Pevtsov, A.V. Sel'kin, V.V. Travnikov

loffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* Institute of Physics, Daghestan Scientific Center,
Russian Academy of Sciences,
367003 Makhachkala, Russia

Abstract Bragg reflection spectra are studied for photonic crystals based on opal-semiconductor composites with GaN and GaP as the opal void fillers. An approach has been developed which allows characterization of opal-like structures making use of spectroscopic data. The approach combines the reflectance contour analysis with spectral position measurements of peculiarities due to multiple Bragg diffraction. We calculated the reflection spectra in the framework of the planar periodic medium model with an account of the sintering and uniaxial strain effects on SiO₂ spheres being arranged for 3D photonic crystal lattice. Diameters and coefficients of uniaxial strain of the spheres were found using a spectroscopic structural invariant proposed in the present work. This invariant states the condition for observation of multiple Bragg diffraction from the {111} set of crystal planes.