

УДК 681.7.066+621.3.049.76+778.38

Нанокристаллизация монокристаллических пленок опала и пленочных опаловых гетероструктур

А.И. Плеханов¹, Д.В. Калинин², В.В. Сердобинцева²¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. акад. Коптюга, 1² Институт геологии и минералогии СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. акад. Коптюга, 9

Поступила в редакцию 31.08.2006

Принята в печать 04.10.2006

Образование монокристаллических пленок опала из суспензии монодисперсных сферических частиц кремнезема (МСЧК) в области подвижного мениска рассмотрено как нанокристаллизация с учетом сил межчастичного взаимодействия. Получение качественных фотонно-кристаллических пленок с коэффициентом отражения в стоп-зоне до 90% базируется на концепции равновесной кристаллизации, осуществляемой практически коррекцией противоположно действующих сил межчастичного взаимодействия, до состояния близкого к равновесному. Из монокристаллических пленок с разным размером МСЧК получены двух- и трехслойные гетероструктуры. В случае последних зафиксированы отчетливо выраженные разрешенные оптические состояния внутри стоп-зон, что является актуальным для практических приложений фотонных кристаллов.

NANOCRYSTALLIZATION OF SINGLE-CRYSTAL OPAL FILMS AND FILM OPAL HETEROSTRUCTURES

Formation of single-crystal opal films from a suspension of monodisperse spherical silica particles in a dynamic meniscus area is treated as nanocrystallization involving interparticle interaction forces. Preparation of high-quality photonic-crystal films with a reflection coefficient in the photonic band gap up to 90% is based on the concept of equilibrium crystallization. In practice, this process occurs through the correction of oppositely directed interparticle interaction forces down to a quasi-equilibrium state. Two- and three-layer heterostructures have been produced from single-crystal films with various sizes of silica spheres. Well-resolved allowed ranges within photonic band gaps have been detected for three-layer heterostructures, suggesting interesting applications of photonic crystals.

ВВЕДЕНИЕ

Использование наноразмерных регулярных структур благородного опала в качестве фотонных кристаллов [1, 2] активно развивается как дешевый и простой способ по сравнению с более сложными методами получения ФК, такими как литография или голографическая литография [3]. Этот материал прозрачен от УФ до ближней ИК-области спектра и в него могут быть внедрены редкоземельные люминесцирующие ионы [4]. Использование опала в качестве реплики позволяет получать инвертированные полупроводниковые структуры ФК [5], а опаловая структура как матрица открывает широкие перспективы для композиций с жидкими кристаллами, лазерными красителями и т.д. Наиболее практичным вариантом использо-

вания ФК на основе опала является тонкая пленка оптического качества, сформированная на широком поддерживающем субстрате. Такие пленки могут быть получены разными путями, но самым перспективным является метод формирования регулярной структуры в области мениска суспензии монодисперсных сферических частиц кремнезема (МСЧК) при испарении дисперсной среды [5–9]. В этих работах процесс укладки МСЧК в регулярную структуру характеризуется термином «самосборка» без рассмотрения межчастичного взаимодействия и процесса нанокристаллизации. Внимание концентрируется лишь на действии поверхностных и капиллярных сил. Такой подход не дает возможности получать монокристаллические пленки опала высокого оптического качества на большой площади субстрата.

Спонтанно протекающий процесс нанокристаллизации при образовании объемных нанокристаллов опала всесторонне исследовался нами ранее [10–18]. Полученные результаты явились основой для анализа процесса формирования пленки в зоне мениска как процесса нанокристаллизации МСЧК и совершенствования метода, который можно называть методом подвижного мениска. Использование концепции равновесной нанокристаллизации явилось следующим шагом, позволившим получить нанокристаллические пленки опала и на их основе слоистые гетероструктуры.

МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ ОПАЛА И СПЕКТРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИХ ФОТОННЫХ СВОЙСТВ

В ходе седиментации МСЧК в суспензиях в стесненных условиях на дне сосудов объемные нанокристаллы опала возникают при спонтанном достижении равновесия противоположно действующих сил: электростатического отталкивания ионных атмосфер вокруг заряженных МСЧК (P_i), с одной стороны, молекулярного притяжения масс МСЧК (P_m) и гравитационных сил (P_g), как эквивалента P_m [19] — с другой. В связи с тем, что в свежеприготовленных щелочных суспензиях МСЧК всегда $P_i \gg P_m$ [17, 18], баланс сил достигается благодаря формированию за счет седиментации над растущими кристаллами концентрированного слоя МСЧК, который при диаметре МСЧК около 250 нм имеет толщину, достигающую нескольких миллиметров. И даже при диаметре МСЧК около 1000 нм для достижения баланса сил необходимо несколько слоев МСЧК. Поскольку в области мениска (рис. 1) появление концентрированного слоя за счет седиментации невозможно, участие гравитационных сил в достижении баланса действующих сил необходимо исключить. Остаются две силы $P_i \gg P_m$:

$$P_m = \frac{Ar}{12H^2}, \tag{1}$$

$$P_i = \frac{\varepsilon\phi_0^2 r \chi e^{-\chi H}}{2(1 + e^{\chi H})}, \tag{2}$$

где A — постоянная Гамакера, ε — диэлектрическая константа дисперсной среды (вода, этиловый спирт, диэтиловый эфир, ацетон и др.), r — радиус МСЧК, ϕ_0 — потенциал поверхности, χ — параметр Дебая ($\chi = (\delta\pi e^2 z^2 n / \varepsilon k T)^{1/2}$), здесь z — валентность противоионов, e — заряд электрона, k — константа Больцмана, T — абсолютная температура.

Здесь необходимые для нанокристаллизации стесненные условия в области мениска создаются ограничением объема суспензии поверхностью жидкости и подложкой, но сумма противоположно действующих сил между частицами не равна нулю — и условие равновесного роста не выполняется. Кристаллическая

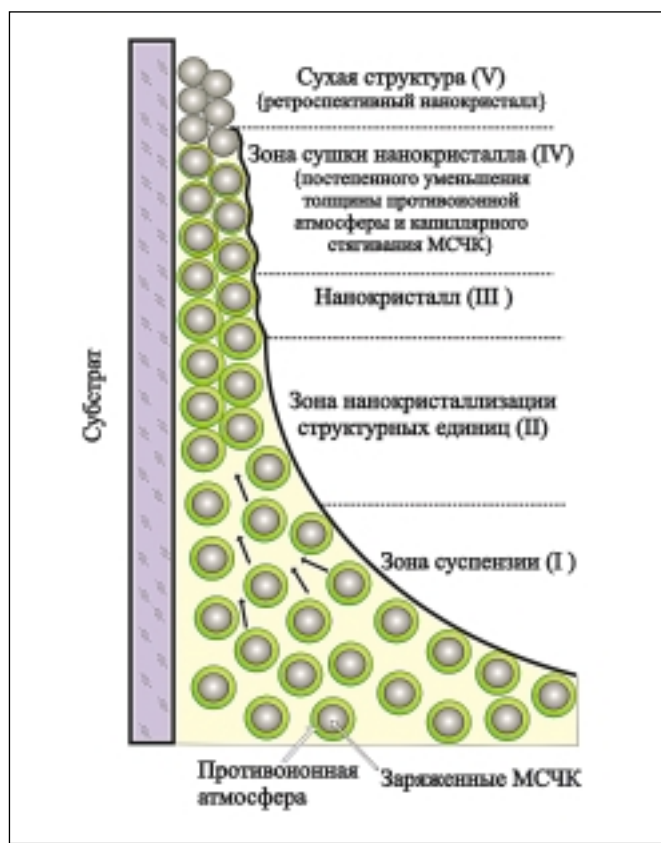


РИСУНОК 1 | Схема нанокристаллизации монокристаллической пленки опала на твердом субстрате в области мениска суспензии МСЧК.

структура, которая образуется при этом, имеет склонность к формированию доменов и не может быть однородной на большой площади. Поэтому для достижения состояния, близкого к равновесному, необходима коррекция величин P_i и P_m . Из уравнения (1) следует, что при фиксированном размере частиц и выбранном H величина P_m не может быть изменена. Напротив, при тех же H и r величина P_i в соответствии с уравнением (2) может быть значительно уменьшена путем снижения величины поверхностного потенциала частиц ϕ_0 .

МСЧК обычно получают методом гидролиза $\text{Si}[\text{OC}_2\text{H}_5]_4$ в спиртовой среде в присутствии аммиака как катализатора и потенциалообразующего электролита [20]. Свежеприготовленная суспензия имеет pH 9–10. Уменьшения величины ϕ_0 можно достичь вначале удалением большей части аммиака до pH 7–7.5 с помощью ионно-обменной смолы и затем подкислением суспензии раствором HCl до pH 5.5. При этом отрицательный заряд поверхности МСЧК (θ) падает и значение ϕ_0 снижается в соответствии с соотношением [21]:

$$\phi_0 = \frac{\theta}{\varepsilon r(1 + \chi r)}. \tag{3}$$

Падение ϕ_0 до значений порядка 50–70 мВ приближает величину P_i к P_m , и нанокристаллизация ча-

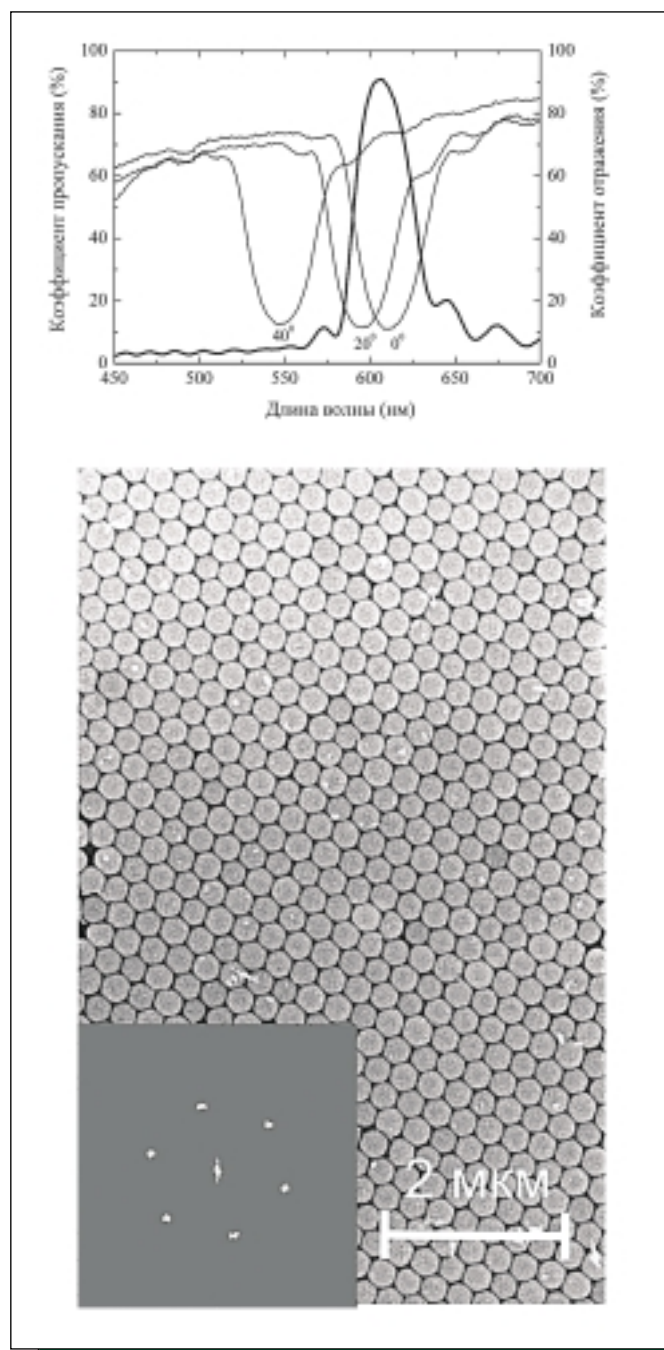


РИСУНОК 2 | (а) Спектральная зависимость коэффициента отражения при угле падения света $\psi = 5^\circ$ для s-поляризации (жирная линия) и коэффициента пропускания при $\psi = 0^\circ, 20^\circ, 40^\circ$ (s-поляризация) (тонкие линии) монокристаллической пленки опала; (б) электронно-микроскопический снимок и Фурье-образ изображения участка 40×40 мкм, демонстрирующего степень упорядоченности структуры пленки.

стиц в зоне мениска происходит уже в условиях, близких к равновесным. Это исключает фрагментарность структуры пленки, появление доменов и обеспечивает ее монокристалличность на всей площади.

Толщина противоионной атмосферы вокруг заряженных МСЧК (τ) связана с χ соотношением $\tau = 1/\chi$, поэтому произведение $\chi \cdot r$ в уравнении (2) отражает отношение радиуса МСЧК к толщине ионной атмосферы. Это ключевой параметр теории ДЛФО (Деря-

гин, Ландау, Фервей, Овербек), но также и процессов нанокристаллизации [16, 17]. В нашем случае желательно, чтобы величина $\chi \cdot r$ оставалась около 10–15, т.е. толщина ионной атмосферы была существенно меньше r . В процессе нейтрализации и подкисления суспензии HCl потенциалообразующий электролит NH_4OH заменяется частично на индифферентный NH_4Cl , но общая концентрация противоионов (в эксперименте $\text{NH}_4^+, \text{H}^+$) не снижается и величина τ практически не меняется.

Следует учитывать, что в зоне мениска происходит нанокристаллизация частиц, окруженных ионной атмосферой. На рис. 1 представлена схема нанокристаллизации в зоне подвижного мениска. Она является детализацией схемы, предложенной нами в [22]. Отрицательно заряженная МСЧК, окруженная противоионной атмосферой, таким образом, является структурной единицей нанокристаллизации (зона II). В первоначальной регулярной структуре (зона III) МСЧК разделены жидкими прослойками шириной $\sim 2\tau$. В зонах II и III имеет место взаимодействие частиц. И только здесь применимы термины нанокристаллизации и нанокристалл как результата процесса. Термин самосборка (self-assembling), таким образом, по своей сути аналогичен термину нанокристаллизация. В последующем (в зоне IV) происходит постепенное удаление жидкости и стягивание МСЧК капиллярными силами до непосредственного контакта. Сухая регулярная опаловая структура (зона V) только ретроспективно может называться кристаллом. Очень важно, что при небольшой толщине ионной атмосферы нанокристалл (III) содержит меньше жидкости — и происходит мягкая усадка структуры, не приводящая к появлению трещин разрыва. Следовательно, значение $\chi \cdot r \gg 1$ необходимо для предотвращения появления трещин.

Таким образом, при частичной деионизации и последующей нейтрализации первоначальной суспензии МСЧК с помощью HCl одновременно решаются две задачи: 1) корректируется величина P_i до уровня $P_i \approx P_m$ и 2) сохраняется величина $\chi \cdot r \gg 1$. Для роста качественных опаловых пленок это оптимальные условия. Поверхностные и капиллярные силы являются макросилами по отношению к силам межчастичного взаимодействия. Капиллярные силы стягивают МСЧК при испарении жидкости из первоначального нанокристалла, фиксируя сухую пленку на плоскости подложки. Это достаточно грубый процесс. Воздействовать на него можно только путем изменения величины поверхностного натяжения (σ) жидкости, используемой в качестве дисперсной среды. Капиллярные стягивающие силы (P_k) прямо зависят от величины σ , и уменьшение σ предотвращает вероятность деформации структуры первоначального нанокристалла при высыхании. Известно, что при большом количестве жидкости (цилиндрический мениск) $P_k = \pi r \sigma$,

но при уменьшении количества жидкости P_k возрастает в 2 раза: $P_k = 2\pi r\sigma$.

Монокристаллические пленки опала, выращенные на плоской подложке, с учетом вышесказанного, прозрачны, имеют блестящую «лаковую» поверхность и вызывают яркую однородную дифракцию света. Их толщина от 0.5 до 5–10 микрон (от 2–3 до 20–25 слоев МСЧК) регулируется концентрацией МСЧК в суспензии. Пленки являются одним монокристаллом по всей их площади, что подтверждается электронно-микроскопическим исследованием. В пленке МСЧК уложены в гексагонально упакованные слои, соответствующие плоскости [111] гранцентрированной кубической решетки (ГЦК) и параллельные поверхности подложки. Площадь поверхности полученных пленок достигает 4–5 см².

Спектральные зависимости коэффициентов пропускания и отражения при различных углах падения ψ для различных поляризаций света могут дать информацию о степени кристалличности пленок. В нашем случае исследуемая площадь поверхности пленки составляла ~3 мм², а падающий монохроматический пучок света имел расходимость ~2°.

На *рис. 2 а* приведены спектры пропускания и отражения монокристаллической опаловой пленки, снятые с помощью спектрофотометра Shimadzu UV2501PC, при угле падения $\psi = 5^\circ$ для *s*-поляризации. Наличие упорядоченности приводит к высокому коэффициенту отражения ~90% и низкому коэффициенту пропускания ~10% в центре стоп-зоны с длиной волны $\lambda_B = 605$ нм.

Измеренная по спектру отражения относительная ширина стоп-зоны (полная ширина на полувысоте) составила $\Delta\lambda/\lambda_B = 6,2\%$, что хорошо согласуется с величиной 6,3%, рассчитанной для дифракции на плоскостях [111] ГЦК решетки опала [23]. По измеренному положению стоп зоны, которое определяется Брегговским условием:

$$\lambda_B = 2d_{[111]}\sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2\psi},$$

где $d_{[111]}$ — расстояние между плоскостями [111], $n_{eff}^2 = f \cdot n_{SiO_2}^2 + (1-f)n_{Air}^2$ — эффективный показатель преломления, $f = 0.74$ — фактор заполнения $n_{SiO_2} = 1.46$, $n_{Air} = 1.0$ — показатели преломления МСЧК и воздуха, параметр решетки оказался равным $d_{[111]} = 229$ нм, что соответствует размеру МСЧК $2r = d_{[111]}/0.816 = 280$ нм, определенному из электронно-микроскопических исследований. Рассчитанный эффективный показатель преломления $n_{eff} = 1.356$ хорошо согласуется с измеренным углом Брюстера ψ_B для *p*-поляризации $\psi_B = 53.6^\circ$.

Кроме пика отражения, соответствующего центру стоп-зоны, в крыльях видны дополнительные пики с длиной волны λ_p , обусловленные интерференцией из-за конечной толщины пленки. Расстояние между этими пиками зависит от количества кристалличес-

ких слоев МСЧК. Число слоев N МСЧК можно найти из соотношения [24]:

$$n_{eff}(N-1)d_{[111]} + 2n_0L_0 = \lambda_1\lambda_2/2(\lambda_1 - \lambda_2), \quad (4)$$

где L_0 — толщина граничного слоя (половина диаметра МСЧК), n_0 — эффективный показатель преломления пограничного слоя. Расчет величины N по формуле (4) с использованием значений λ_i для семи пиков на *рис. 2 а*, расположенных с коротковолновой стороны от максимума стоп-зоны λ_B , дает разброс 23–24. Здесь эффективный показатель граничного слоя $n_0 = 1.14$, состоящего из полусфер, меньше эффективного показателя преломления $n_{eff} = 1.356$ слоя, $L_0 = r = 140$ нм, $d_{[111]} = 229$ нм.

На *рис. 2 б* приведено электронно-микроскопическое изображение участка пленки, демонстрирующий ее монокристалличность. На врезке этого рисунка показан амплитудный спектр (Фурье-образ) $M(k_x, k_y)$ электронно-микроскопического изображения поверхности размером 40x40 мкм, который содержит информацию о периоде и направлении периодичности изображения. Здесь

$$M(k_x, k_y) = \sqrt{\text{Re}^2(F(k_x, k_y)) + \text{Im}^2(F(k_x, k_y))}, \quad (5)$$

где

$$F(k_x, k_y) = \sum_{x=0}^{x_{max}} \sum_{y=0}^{y_{max}} f(x, y) \cdot \exp[-2\pi i(k_x x/x_{max} + k_y y/y_{max})],$$

$f(x, y)$ — амплитуда отцифрованного изображения, x, y — координаты пиксел изображения, x_{max}, y_{max} — размеры изображения, k_x, k_y — координаты в k -пространстве. Полученный результат демонстрирует строго упорядоченную, бездоменную, гексагональную структуру пленки, поскольку в Фурье-образе отсутствуют дополнительные аксиально-симметричные максимумы и обертона. Трещины, структурные дефекты типа замещения или вакансии, как и наличие «мусора», дают шумовой вклад в амплитудный спектр $M(k_x, k_y)$. Отсутствие фона на *рис. 2 б* указывает на их незначительность.

Таким образом, рассмотрение и учет механизмов роста фотонно-кристаллической пленки в области мениска дисперсной среды как процесса нанокристаллизации приводит к получению достаточно качественной регулярной структуры. С учетом этого метод подвижного мениска позволяет формировать на плоской подложке опаловые монокристаллические пленки желаемого размера, что открывает возможность исследования оптических эффектов, характерных для трехмерных фотонных структур, и создания приборных структур с заданной функциональностью.

ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ОПАЛА

Создание структурных дефектов в коллоидных ФК является одной из ключевых проблем в применении

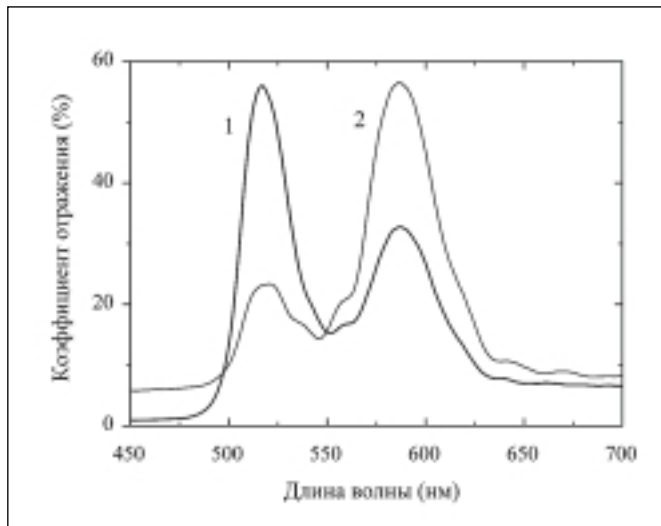


РИСУНОК 3 | Спектры отражения пленочной гетероструктуры опала, состоящей из двух фотонно-кристаллических пленок. 1 — случай ВА, когда к световому лучу обращена пленка В, имеющая максимум спектра отражения в зеленой области; 2 — случай АВ, когда к световому лучу обращена пленка А, имеющая максимум спектра отражения в желтой области. Угол падения света 5°.

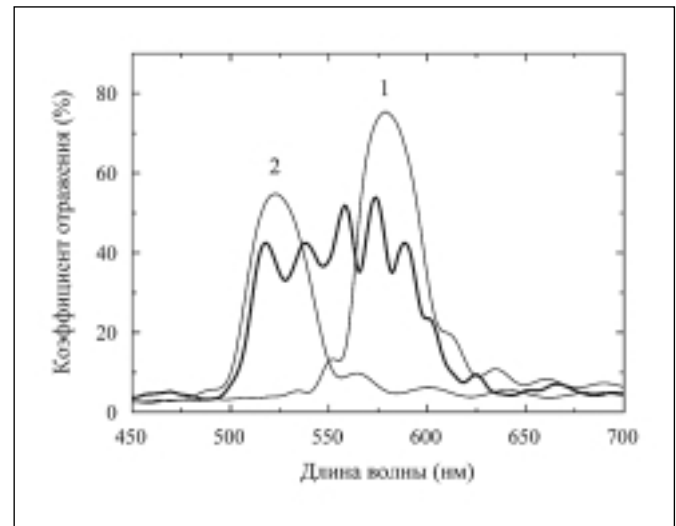


РИСУНОК 4 | Спектр отражения от пленочной гетероструктуры опала, состоящей из трех пленок АВА (жирная линия). Тонкие линии 1 и 2 отвечают спектрам отдельных пленок А и В, соответственно. Угол падения света 5°.

опалов в реальных устройствах. Такие дефекты приводят к появлению разрешенных состояний в фотонной запрещенной зоне. В результате ФК можно использовать как волноводы, микрорезонаторы, фильтры, низкопороговые микролазеры, суперпризмы и т.д. В случае нанокристаллизации опаловых ФК создание заданного дефекта становится проблематичным. Одним из путей решения этой задачи является кристаллизация оптических сверхрешеток или гетероструктур [25, 26].

Существует два варианта получения опаловых гетероструктур, различающихся в своей основе. Первый состоит в совместной нанокристаллизации сферических частиц двух размеров, когда большие частицы оказываются закономерно распределенными среди мелких, также образующих сложный порядок. Одна регулярная структура оказывается вложенной в другую регулярную структуру. Плотно упакованные структуры сфер двух различных размеров наблюдаются в природных опалах [27, 28]. Искусственные гетероструктуры этого типа еще не получены, поскольку для их кристаллизации требуется строгое соблюдение соотношений концентраций и размеров больших и малых частиц в суспензии. Однако принципиальная возможность такой нанокристаллизации доказана [29].

Второй вариант связан с успехами в получении пленок опаловой структуры на твердом субстрате. В работе [25] на примере регулярных структур из сферических частиц полиметилметакрилата продемонстрировано нанесение пленки с одним размером частиц на пленку с другим размером частиц, т.е. получен пакет из двух пленок. Коллоидные фотонные суперрешетки были также изготовлены в работе [26], однако возникшие при этом трудности заключались

в склонности пленок образовывать доменную структуру и наличии дефектов.

Продемонстрированная возможность формирования слоистых фотонно-кристаллических структур определяет следующий этап, который заключается в получении многослойных качественных пленочных гетероструктур опалов большой площади, состоящих из нескольких монокристаллических пленок.

Для кристаллизации пленочных гетероструктур большой площади нами использовались суспензии МСЧК с диаметром частиц 235, 260, 280 нм. Рост первой пленки осуществлялся на плоской стеклянной поверхности методом подвижного мениска в соответствии с подходом, изложенным выше. Следующая пленка кристаллизовалась из суспензии с другим радиусом частиц на поверхности первой и т.д.

На рис. 3 приведены спектры отражения гетероструктуры, состоящей из двух фотонно-кристаллических пленок: пленка А с числом монослоев $N_A = 18$ МСЧК с диаметром 260 нм и нанесенной поверх нее пленки В с числом $N_B = 23$ монослоев МСЧК с диаметром 235 нм. Спектр 1 на рис. 3 соответствует отражению от гетероструктуры, когда свет падает под углом 5° на пленку В, а спектр 2 — наоборот. Спектр отражения пленочной гетероструктуры, в общем случае, должен соответствовать сумме двух спектров индивидуальных фотонно-кристаллических пленок А и В. В нашем случае это спектры 1 и 2, приведенные на рис. 4. Действительно, обе зависимости на рис. 3 имеют два максимума (стоп-зоны), соответствующие Брэгговским резонансам в каждой пленке. Однако спектр отражения пленки, обращенной к световому лучу, доминирует, поскольку оптический сигнал от дальней пленки может испытывать диффузное рассеяние на структуре передней пленки. Из сравнения

величин коэффициентов отражения зависимостей 1 и 2 на *рис. 3*, снятых для случая отражения от структур ВА и АВ, можно сделать вывод, что фотонно-кристаллическая пленка В гетероструктуры, имеющая максимум спектра отражения в зеленой области, имеет менее дефектную структуру, чем пленка А с максимумом отражения в желтой области спектра.

Ансамбль из двух фотонно-кристаллических пленок имеет не перекрывающиеся Брэгговские резонансы, совпадающие с таковыми для отдельных пленок А и В, указывая на постоянство периодов монокристаллических пленок в гетероструктуре. В спектре пропускания им соответствуют минимумы, которые в соответствии с Брэгговским законом смещаются в коротковолновую сторону при изменении угла падения. Эти минимумы не перекрываются даже для больших углов (45–50°), свидетельствуя о хорошей кристаллической структуре пленок.

Электронно-микроскопический анализ полученных слоистых гетероструктур опала показывает одинаково ориентированные (без доменов) гексагонально упакованные слои МСЧК с плоскостью [111], параллельной подложке, как в первой, так и во второй пленках. Пленки в гетероструктуре однородны по толщине. Резкая граница между пленками демонстрирует, что формирование второй пленки происходит независимо от профиля нижней.

Кривые на *рис. 4* представляют эволюцию спектров по мере увеличения числа фотонно-кристаллических пленок в гетероструктуре опала. Спектральная зависимость коэффициента отражения, показанная жирной линией на *рис. 4*, соответствует случаю структуры АВА, когда между двумя пленками с максимумом спектра отражения в желтой области (диаметр МСЧК 260 нм) сформирована пленка с максимумом отражения в зеленой области (диаметр МСЧК 235 нм). Спектры 1 на *рис. 4* отвечают положению стоп-зоны для пленки А, а спектр 2 — для пленки В. Здесь количество слоев частиц в пленках А и В такое же, как и в бинарной гетероструктуре (*рис. 3*). Похожая картина спектра отражения наблюдалась для гетероструктуры ВАВ.

Из *рис. 4* видно, что третья пленка приводит к модификации спектра отражения пленочной гетероструктуры — и стоп-зоны испытывают отчетливую модуляцию, т.е. появляются разрешенные фотонные состояния. Интересно, что трансформация уже происходит, когда сверхрешетка содержит всего лишь три пленки опала, поскольку, в противоположность другим оптическим сверхрешеткам [30], в этом случае достигается высокий диэлектрический контраст.

Расчет периода нашей пленочной гетероструктуры

$$\Lambda = N^A d_{[111]}^A + N^B d_{[111]}^B$$

дает величину 8.2 мкм. Это должно обуславливать модуляцию коэффициента отражения с частотой ~

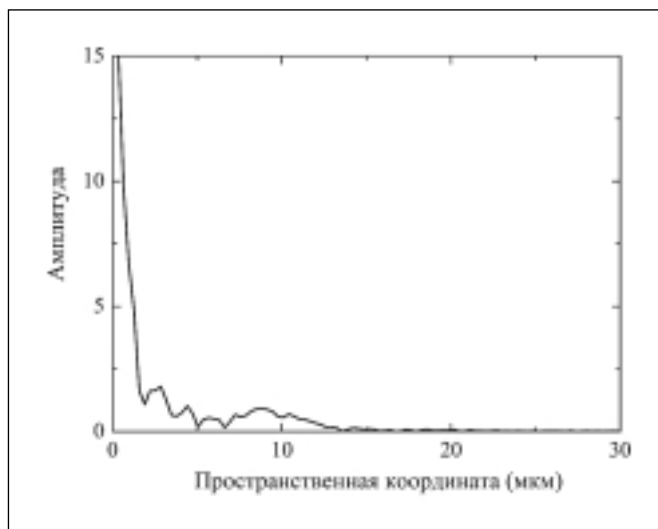


РИСУНОК 5 | Амплитуда Фурье-преобразования спектра отражения от пленочной гетероструктуры опала АВА.

1/Λ [30]. На *рис. 5* приведен результат Фурье преобразования спектра отражения от полученной гетероструктуры АВА, показывающий наличие широкого максимума амплитуды в области пространственной координаты ~ 8.7 мкм, что согласуется с нашими оценками.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представление о том, что в области мениска при росте нанокристаллической пленки опала имеет место нанокристаллизация, и затем учет сил межчастичного взаимодействия с коррекцией их величины в направлении приближения к равновесию противоположно действующих сил позволяет добиться условий, близких к равновесной кристаллизации, избежать появления доменов и получать монокристаллические пленки. Этот подход, однако, не исключает возникновения других дефектов, не связанных непосредственно с самим процессом нанокристаллизации. Поскольку первичный пленочный нанокристалл содержит жидкую фазу, его высыхание с потерей жидкости и усадкой структуры ведет к появлению трещин и пластических деформаций под действием возникающих капиллярных сил. Заметно снизить степень проявления этих дефектов удастся путем уменьшения толщины ионной атмосферы вокруг МСЧК, т.е. путем уменьшения объема жидкой фазы в первоначальном нанокристалле. На первый взгляд кажется, что полностью исключить эти дефекты невозможно, так же как невозможно исключить из возникающего нанокристалла жидкую фазу. Но это не так. Тщательные исследования внешних факторов — условий испарения жидкой фазы и сушки пленки, уменьшение величины поверхностного натяжения жидкости путем модификации ее состава, подбор температуры и пр. могут помочь в решении этой про-

блемы. Следует отметить, что при кажущейся простоте метода подвижного мениска, он достаточно сложен благодаря большому количеству внешних и внутренних параметров, влияющих как на процесс нанокристаллизации, так и на фиксацию результата нанокристаллизации на подложке.

Все сказанное относится также и к получению гетероструктур на основе монокристаллических пленок. Несмотря на это можно констатировать, что создана основа для получения качественных фотонно-кристаллических пленок, а оставшиеся затруднения будут преодолены. Уже получаемые монокристалли-

ческие пленки и гетероструктуры открывают широкие возможности создания функциональных материалов и композиций различного назначения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (контракт № 02.434.11.2010), программ Президиума РАН и ОФН РАН, СО РАН (интеграционный проект №33) и государственной программы поддержки ведущих научных школ РФ (контракт №02.445.11.7275).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богомолов В.Н., Курдюков Д.А., Прокофьев А.В., Самойлович С.М. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63, С. 520.
2. Miguez H., Lopez C., Meseguer F. et al. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71. P. 1148.
3. Lopez C. // Adv. Mater. 2003. V. 15. P. 1679.
4. Polman // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. P. 1.
5. Norris D. J., Vlasov Y. A. // Adv. Mater. 2001. V. 13. P. 371.
6. Jiang P., Bertone J.F, Hwang K.S., Colvin V.L. // Chem. Mater. 1999. №11. P. 2132.
7. Colvin V.L. // MRS Bull. 2001. V. 26. №8. P.637.
8. Ming B.S., Miguez H, Ozin G.A. // Advanced Functional Materials. 2002. №12. P. 425.
9. Egen M., Voss R., Griesebock B., Zentel R. // Chem. Mater. 2003. №15. P. 3786.
10. Serdobintseva V.V., Kalinin D.V., Danilyuk A.F., Rudina N.A. // React. Kinet. Catal. Lett. 1999. V. 68. №2. P. 313.
11. Serdobintseva V.V., Danilyuk A.F., Vosel C.V., Kalinin D.V. // React. Kinet. Catal. Lett. 1999. V. 68. №2. P. 387.
12. Serdobintseva V.V., Danilyuk A.F., Kalinin D.V. // React. Kinet. Catal. Lett. 1999. V. 71. №1. P. 93.
13. Serdobintseva V.V., Kalinin D.V., Danilyuk A.F. // React. Kinet. Catal. Lett. 2000. V. 71. №2. P. 349.
14. Kalinin D.V., Serdobintseva V.V. // React. Kinet Catal. Lett. 2001. V. 73. №1. P. 71.
15. Serdobintseva V.V., Okunev A.G., Kalinin D.V. // React. Kinet Catal. Lett. 2002. V. 75. №1. P. 69—74.
16. Kalinin D.V., Kuznetsova J.V., Serdobintseva V.V. // React. Kinet Catal. Lett. 2003. V.78. №2. P.291.
17. Кузнецова Я.В., Калинин Д.В., Сердобинцева В.В., Соболев Н.В. // ДАН. 2003. Т. 388. С. 792.
18. Калинин Д.В., Сердобинцева В.В., Данилюк А.Ф., Соболев Н.В. // ДАН. 2004. Т. 397. С. 807.
19. Hamaker H.C. // Trans.Faraday Soc. 1940. №36. P. 186.
20. Stober W., Fink A., Bohn E. // J. of Colloid and Interface Science. 1968. №26. P. 62.
21. Кройт Г.Р. Наука о коллоидах. М.: ИЛ, 1995. Т.1.
22. Калинин Д.В., Сердобинцева В.В., Плеханов А.И., Соболев Н.В. // ДАН. 2005. Т. 402. С. 227.
23. Reynolds A., Lopez-Tejeira F., Cassagne D., et al. // Phys. Rev. B. 1999. V.60. №16. P.11422.
24. Jin C., McLachlan M. A., McComb D. W. et al. // Nano Lett. 2005. V. 5. P.2646.
25. Egen M., Voss R., Griesebock B. et al. // Chem. Mater. 2003. V 15, P.3786 .
26. Rengarajan R., Larrabee P. D., Colvin V. L. et al. // Phys. Rev. B. 2001. V. 64, 205103.
27. Sanders J.V., Murray M.J. // Nature. 1978. V. 275. P. 201 .
28. Sanders J.V. // Philosoph. Magazine A. 1980. V. 42. P. 705.
29. Калинин Д.В., Сердобинцева В.В., Плеханов А.И., Соболев Н.В. // ДАН. 2005. Т. 404. С. 529.
30. Broderick N.G. R., de Sterke C.M. // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. P. 3634.