

Здесь в выражениях (26)–(28) равномерно-распределенные нагрузки  $q_i$ , как и при определении вертикальных перемещений, в зависимости от положения относительно точки (сечения), для которой ищется перемещение, разделены на три группы:  $q_{i1}$  – нагрузки, расположенные полностью слева от этой точки (сечения);  $q_j$  – нагрузки, на участке действия которых располагается указанное сечение;  $q_k$  – нагрузки, расположенные справа от точки приложения единичной силы. Если какие-то из этих нагрузок отсутствуют, то в выражениях (26)–(28) будут отсутствовать и соответствующие слагаемые.

Полное перемещение и его направление определяются зависимостями (1).

Структура выражений (12) и (22) позволяет учитывать все виды деформаций, возникающих в арочной системе, получая вклад каждой из них в результирующее значение отдельно, а это дает возможность исследовать влияние учета отдельных видов деформаций (изгибных, поперечных и продольных) на величины перемещений в системе.

Рассмотрим, например, раму, представленную на рис. 5, усилия в которой определялись и получены в работе [1]. Найдем перемещения, например, сечения  $K$  –  $\theta_K = 120^\circ$ . Подставляя параметры арки и сечения  $K$  в выражения (12)–(18), (22)–(28) и в (1), получим:

$$\Delta_K^{сop} = \frac{171,001}{EJ}; \quad \Delta_K^{вepт} = -\frac{147,575}{EJ}; \quad \Delta_K^{полн} = \frac{225,876}{EJ}.$$

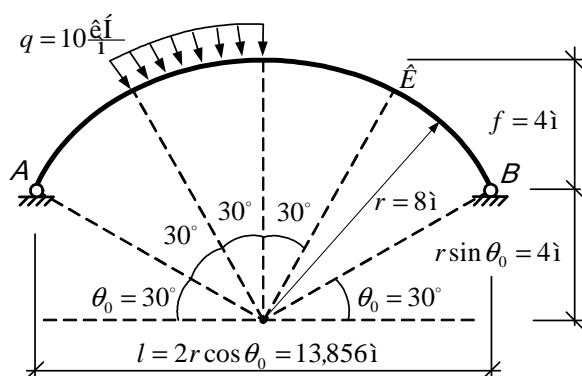


Рис. 5. Расчетная схема арки



Рис. 6. Схема деформирования

Схема деформирования рассматриваемой арки при увеличении деформаций в 1000 раз представлена на рис. 6.

#### СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Игнатюк В. И., Тур А.В. К определению усилий в двухшарнирных круговых арках, нагруженных радиально действующими равномерно распределенными нагрузками // Вестник БрГТУ. – 2007. – № 1: Строительство и архитектура. – С. 2–5.
2. СНиП 2.01.07-85. Нагрузки и воздействия / Госстрой СССР. – М.: ЦИТП Госстроя СССР, 1986. – 48 с.
3. Строительная механика. Стержневые системы: учебник для вузов / А.Ф.Смирнов, А.В.Александров, Б.Я.Лашенников, Н.Н.Шапошников; под ред. А.Ф.Смирнова. – М.: Стройиздат, 1981. – 512 с.

Статья поступила в редакцию 13.03.2007

УДК 535.337.

Ракович Ю.П., Русаков К.И., Гладыщук А.А., Чугунов С.В.

### ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ МИКРОРЕЗОНАТОРЫ НА ОСНОВЕ АЛЮМИНОСИЛИКАТНОГО СТЕКЛА

#### Введение

В последние годы исследования электромагнитных мод в твердых трехмерных микрорезонаторах вызывают большой интерес, как с точки зрения их потенциальных применений, так и для изучения их фундаментальных оптических свойств. По сравнению с другими, оптические излучатели с цилиндрическими или микрокапиллярными диэлектрическими резонаторами, в которых возникают моды шепчущей галереи (МШГ), представляют интерес из-за их микроскопического размера, высокой добротности  $Q$  и возможности достижения низкого порога лазерной генерации [1–4]. Резонансное возрастание оп-

тического отклика и материальная совместимость с телекоммуникационным оптоволоконном делают эти высокодобротные микрорезонаторы привлекательными в качестве новых блоков для фотонных устройств. Цилиндрическая форма резонатора также совместима со многими сенсорными методами, которые используются, например, в иммунологических и молекулярно-диагностических исследованиях [5, 6]. Экспериментально наиболее широко изученная конфигурация цилиндрического микрорезонатора представляет собой тонкостенную микротрубку, заполненную интенсивно люминесцирующим раствором красителя [3, 7]. Диаметр (обычно 50–200 мкм) и толщина

Гладыщук Анатолий Антонович, к.ф.-м. н., доцент, заведующий кафедрой физики БрГТУ.

Русаков Константин Иванович, доцент кафедры физики БрГТУ.

Ракович Юрий Петрович, доцент кафедры физики БрГТУ.

Чугунов Сергей Владимирович, ассистент кафедры физики БрГТУ.

Беларусь, Брестский государственный технический университет, 224017, г. Брест, ул. Московская 267.

стенок этих микрокапилляров могут варьироваться травлением коммерчески доступных стеклянных образцов в водном растворе HF. Короткая область спада интенсивности электромагнитного поля в этих микрополостях и ограниченная фотостабильность молекул красителей являются сдерживающими факторами для их потенциальных применений. В режиме малых размеров (диаметр трубки < 10 мкм) для управления спонтанной эмиссией и ограничения фотонов в трех измерениях широкое применение нашли полупроводниковые микродиски.[1] Область спада поля в этих фотонных структурах составляет несколько микрометров, что обеспечивает возможность для эффективной оптической связи с внешними фотонными устройствами. Однако изготовление малых (диаметром менее 10 мкм) высокодобротных цилиндрических полупроводниковых микрорезонаторов связано с использованием сложных и дорогих технологических процессов [1, 8].

В этой статье мы описываем простой метод изготовления люминесцентных алюмосиликатных микротрубок (МТ) диаметром ~ 8 мкм с использованием золь-геля и микроканальной стеклянной пластины в качестве шаблона. Вследствие сильного оптического ограничения, в спектрах излучения изготовленных МТ возникает периодическая структура острых пиков - моды шепчущей галереи (МШГ). Мы также наблюдали две особенности, характерные для усиления спонтанного излучения: нелинейное поведение интенсивности фотолюминесценции при возрастании интенсивности оптического возбуждения и соответствующую модификацию скорости спонтанного излучения.

### 1. Эксперимент

При изготовлении образцов мы использовали широко известный золь-гель метод, [9, 10] и стеклянную микроканальную пластинку (предоставленную Государственным Оптическим Институтом, Санкт-Петербург, Россия) в качестве шаблона. Тетраэтилортосиликат  $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$  сначала гидролизировался в течение 1 часа при комнатной температуре с раствором  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  и  $\text{HCl}$  в молярных отношениях 1: 1: 0.0027 на моль  $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$  соответственно. Затем  $\text{Al}(\text{OC}_4\text{H}_9^{\text{sec}})_3$  добавлялся к этому раствору, и смесь размешивалась в течение 15 минут при  $70^\circ\text{C}$ . Результирующая гомогенная смесь гидролизировалась при добавлении раствора  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  и  $\text{HCl}$  в молярном отношении 4: 1: 0.011 на моль алкоголята, соответственно. Окончательное 30-минутное перемешивание обеспечило преобразование этого золя в  $5\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 95\text{SiO}_2$  алюмосиликатный гель. Непосредственно перед превращением в гель, золь наносился на верхнюю сторону шаблона, и к нижней части пластины прикладывалось давление 30 мбар. В результате, вакуумная фильтрация геля внутри каналов приводила к формированию трубок. Последующая сушка при комнатной температуре в течение 1 дня и дальнейший отжиг при  $500^\circ\text{C}$  в течение 2 часов, приводили к затвердеванию материала (рис. 1а). Приготовленные таким образом МТ извлекались из шаблона при его раскалывании (рис. 1б). Используемый тепловой режим обработки позволяет получать хорошо излучающие и устойчивые к воздействию окружающей среды образцы, с широкополосной фотолюминесценцией в видимой области спектра, которая обусловлена дефектами замещения кремния атомами углерода. Элементный анализ отожженного алюмосиликатного геля показал, что содержание углерода и водорода в геле составляет около 0.32 % и 0.56 % соответственно.

Исследование микротрубок методом сканирующей электронной микроскопии показало, что они имеют внешний диаметр 7-8 мкм и внутренний диаметр 2.7-3 мкм. Максимальная длина отдельной микротрубки была 200 мкм. Формирование алюмосиликатных микротрубок вакуумной фильтрацией геля можно объяснить тем фактом, что когезивные силы для полного заполнения микроканала существенно более слабы, чем адгезия геля к стенкам поры. О подобных явлениях сообщалось

при формировании полимерных нанотрубок в упорядоченных пористых шаблонах, изготовленных методом плавления полимера. Оптические спектры изготовленных микротрубок были изучены методом пространственно-разрешенной фотолюминесценции при комнатной температуре, экспериментальная установка аналогична описанной в статье [11]. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) микротрубок регистрировались в геометрии обратного рассеяния, с использованием спектрального комплекса RENISHAW, оснащенного дифракционной решеткой 1800 штр./мм, спектральным разрешением  $> 1 \text{ см}^{-1}$ , узкополосным обрезывающим и плазменным фильтрами и CCD камерой.

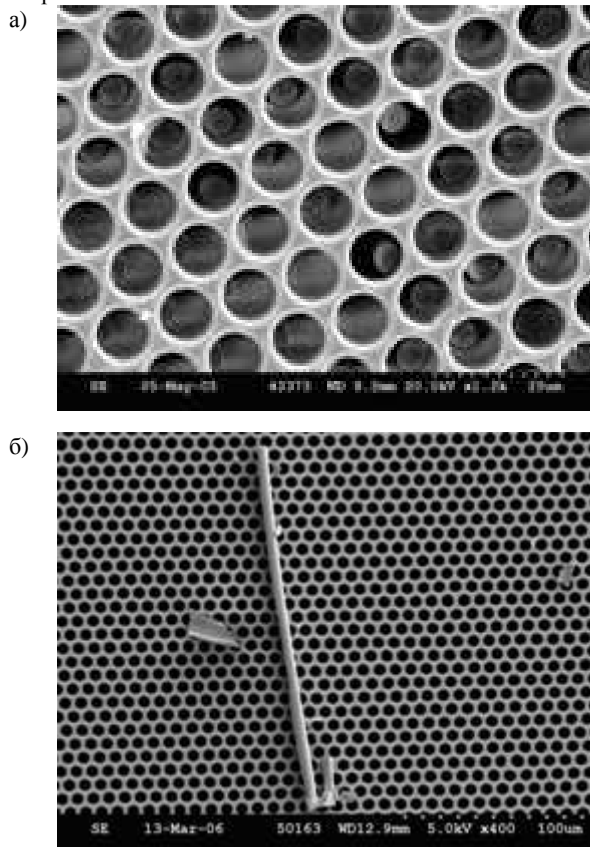


Рис. 1. Изображения алюмосиликатных микротрубок внутри (а) и снаружи (б) стеклянной матрицы, полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии

Пространственное разрешение меньше, чем 1 мкм, обеспечивалось использованием микроскопа с объективом  $\times 100$  и системой точного позиционирования. В качестве источника возбуждения использовался  $\text{Ar}^+$  лазер ( $\lambda = 514 \text{ нм}$ ). В экспериментах по изучению поляризации, поляризатор располагался на оптическом пути луча перед системой детектирования.

В наших экспериментах время спада ФЛ при варьировании интенсивности возбуждения измерялось с помощью микроскопа Olympus IX71 (40x0.65 объектив Plan Achromat), оснащенный время-коррелированным счетчиком одиночных фотонов (MicroTime200). Образцы возбуждались пикосекундными лазерными импульсами длиной волны 480 нм и частотой повторения 5МГц. Интенсивность возбуждения измерялась перед входом в объектив микроскопа с помощью калиброванного по мощности диода. Лазер накачки с поляризацией излучения, параллельной оси микротрубки, был сильно сфокусирован (диаметр пучка ~ 1 мкм). Время спада ФЛ измерялось по 6000-8000 отсчетам и анализировалось с использованием нелинейного метода наименьших квадратов (FluoFit, PicoQuant) уравнением вида:

$I(t) \propto \sum_i \alpha_i \exp(-t/\tau_i)$ , где  $\tau_i$  – время спада ФЛ. Коэф-

фициенты  $\alpha_i$  были отнормированы приведением начальной точки кривой спада к единице. Качество фиттинга было оценено величиной критерия  $\chi^2$  (величина критерия, меньшая 1.1, считалась приемлемой). Параметры  $\tau_i$  и  $\alpha_i$  использовались затем для вычисления среднего времени жизни,  $\tau_{av}$ :

$$\tau_{av} = \frac{\sum \alpha_i \tau_i^2}{\sum \alpha_i \tau_i}$$

Отклик системы был пренебрежимо мал по сравнению с типичными временами жизни ФЛ в микротрубках.

## 2. Результаты и обсуждение

Для микротрубки, находящейся в матрице, мы наблюдали широкую полосу ФЛ, связанную с углеродными дефектами (рис. 2а). Анализ кинетики ФЛ, измеренной от одиночной алюмосиликатной микротрубки, показал, что ФЛ уменьшается с характерными временами спада порядка нескольких наносекунд, по зависимости, состоящей из нескольких экспонент. Сумма, по крайней мере, трех показательных функций дает удовлетворительный фиттинг экспериментальных данных (рис. 2б), приводящая к разумным значениям взвешенных разностей (рис. 2с) и значению критерия  $\chi^2$  порядка 1.1 (табл. 1). Наблюдаемая многоэкспонентная кинетика спада соответствует модели ФЛ, которая включает в себя множество путей излучательной и безызлучательной рекомбинации. Кинетика ФЛ в данной модели характеризуется широким распределением времен жизни, что обусловлено соответствующим распределением дефектов или ловушечных состояний.

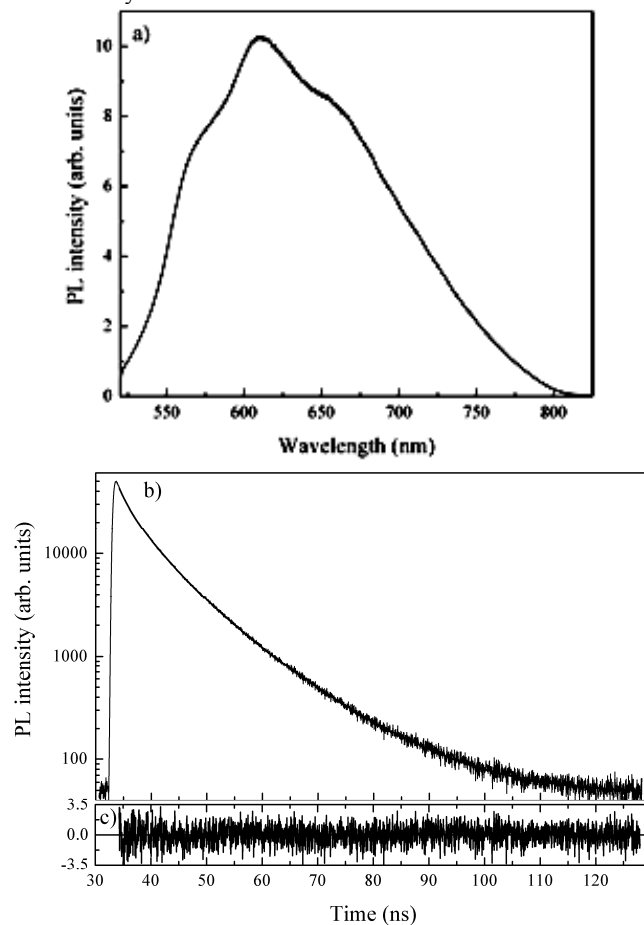


Рис. 2. Спектр ФЛ (а) и разрешенная по времени ФЛ (б) от одиночной микротрубки в микропористой стеклянной матрице

В отличие от этой широкой полосы ФЛ трубки, находящейся в микропористой стеклянной матрице (рис. 2а), спектры излучения одиночной микротрубки, извлеченной из шаблона, представляют собой периодическую структуру очень узких пиков (рис. 3а). Будучи отделенной от матрицы, микротрубка (МТ) имеет оптическую плотность большую, чем окружающая среда, поэтому свет, распространяющийся в приповерхностном слое поперечного сечения трубки, улавливается модами шепчущей галереи, возникающих вследствие пространственного ограничения. Присутствие острых пиков в спектре ФЛ одиночной МТ - непосредственный результат этого оптического ограничения (рис. 3). Наблюдаемые пики соответствуют положениям оптических резонансов и отражают тот факт, что вероятности переходов увеличены для резонансных длин волн излучения.

Вследствие высокой квантовой эффективности образцов, пики МШГ накладываются на фоновый сигнал, являющийся результатом нерезонансной части излучения, которая не соответствует никаким МШГ МТ (рис. 3). Положение и интервал между пиками МШГ определяются диаметром и коэффициентом преломления МТ, в то время как спектральное распределение интенсивности ФЛ зависит от параметров излучающих центров и может быть легко изменено допированием исходного алюмосиликатного геля, например, редкоземельными ионами или полупроводниковыми нанокристаллами. Самая поразительная особенность спектров, представленных на рис. 3, – сильная поляризация излучения. Острые пики, доминирующие в спектре при ориентации поляризатора, параллельной оси МТ (рис. 3, кривая 1) соответствуют линейно поляризованному свету с электрическим вектором, колеблющимся параллельно оси цилиндра. Поворот поляризатора на 90° приводит к почти полному подавлению этих МШГ (рис. 3, кривая 2), что однозначно указывает на их поперечно-магнитный (ТМ) тип.

Чтобы идентифицировать пики в наблюдаемой структуре МШГ, мы адаптировали решение граничной задачи рассеяния плоской электромагнитной волны диэлектрическим микроцилиндром. [12, 13] Для цилиндрической симметрии эффективность экстинкции можно получить из теории Лоренца-Ми, когда микроцилиндр освещен монохроматическим, плоскополяризованным светом с электрическим вектором, совершающим колебания параллельно оси цилиндра (поляризация ТМ):

$$Q_{ext}^{TM} = \frac{2}{x} \operatorname{Re} \left[ b_0 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} b_n \right], \quad (1)$$

где  $x=2\pi r/\lambda$  является размерным параметром,  $r$  – радиус микроцилиндра,  $n$  – угловое число моды. Кроме числа  $n$  (которое пропорционально длине окружности поперечного сечения, деленного на длину волны света в пределах микроцилиндра), спектральное распределение МШГ характеризуется порядком моды  $l$  (который указывает число максимумов в радиальном направлении внутреннего электрического поля) и азимутальным модовым числом  $m$  (которое задает ориентацию орбитальной плоскости МШГ) [14].

В рамках теории рассеяния комплексный коэффициент рассеяния  $b_n(x,m)$  можно выразить в форме

$$b_n = \frac{m J'_n(mx) J_n(x) - J_n(mx) J'_n(x)}{m J'_n(mx) H_n^{(1)}(x) - J_n(mx) H_n^{(1)}(x)}, \quad (2)$$

где  $J_n(x)$  – функция Бесселя первого рода,  $H_n(x)$  – функция Ханкеля второго рода, а штрих обозначает дифференцирование функций относительно их аргументов. Согласно уравнениям (1) - (2) действительная часть  $b_n$  определяет положение и интенсивность оптического резонанса в спектрах рассеяния, причем его максимальное значение равно 1, а мнимая часть

**Табл. 1.** Многоэкспонентные параметры фиттинга ФЛ, наблюдаемой от одиночной алюмосиликатной микротрубки, находящейся в микропоре шаблона

$\tau_1$ (ns)	$\alpha_1$	$\tau_2$ (ns)	$\alpha_2$	$\tau_3$ (ns)	$\alpha_3$	$\tau_{av}$ (ns)
1.701	0.28	5.391	0.52	11.742	0.20	7.81

проходит через 0 от положительных к отрицательным значениям. Другими словами, резонансы в рассеянии наблюдаются тогда, когда знаменатели в уравнении (2) равны нулю для специфических мод с угловыми числами  $n$ .

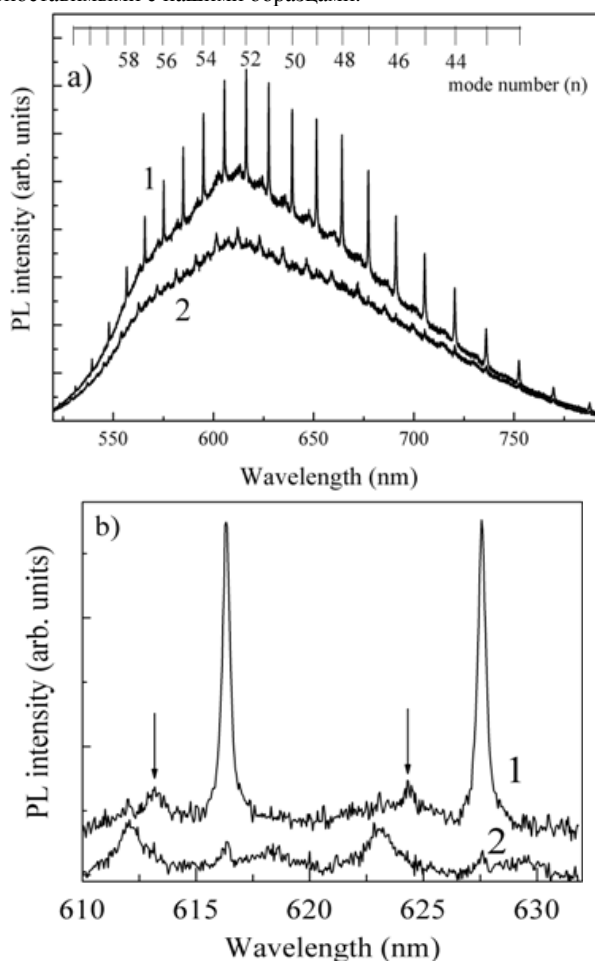
Эти условия – трансцендентные уравнения, которые могут быть решены для размерного параметра  $x$  (положение резонанса) при известном коэффициенте преломления и для данного числа моды  $n$ . Таким образом, сравнивая расчетные результаты со спектральными положениями МШГ в экспериментальных спектрах ФЛ, мы можем идентифицировать индексы  $n$  для каждой моды и оценить диаметр микротрубки.

Алгоритм идентификации мод может быть следующим. 1) резонансные длины волн, соответствующие резонансам МШГ  $\lambda_i^{exp}$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ) определяются из спектра ФЛ одиночной микротрубки. 2) Принимаем приблизительный радиус микротрубки, основываясь на данных сканирующей электронной микроскопии. 3) Теоретические положения резонансов  $\lambda_i^{theor}$  вычисляем из уравнения (2). 4) Два списка сравниваются, и каждой  $\lambda_i^{exp}$  сопоставляется самое близкое значение  $\lambda_i^{theor}$  и вычисляется разность  $\Delta_i$  между ними. 5) Принимая во внимание величину спектрального разрешения  $\Delta$ , ищем максимальное значение корреляционной функции  $S = \frac{1}{N} \sum_1^N (1 + \Delta_i / \Delta)^{-1}$ , изменяя два параметра фиттинга, а именно, размер микроцилиндра и показатель преломления  $m$ . Результаты идентификации мод ( $TM_n^l$ ) для  $m = 1,48$  и  $D = 7,65$  мкм показаны на рис. 3а.

Вычитание фонового сигнала ФЛ (рис. 3б) позволило обнаружить присутствие спутников: более широких пиков той же поляризации, которые являются сдвинутыми в коротковолновую область относительно идентифицированных МШГ (обозначены стрелками на рис. 3б). Величина спектрального интервала между этими спутниками однородно увеличивается с длиной волны, колеблется между 8 и 18 нм и идентична интервалам между МШГ. Принимая во внимание эти данные, наблюдаемая вторичная структура не может быть приписана МШГ с более высокими  $l$ , для которых ожидаются меньшие межмодовые интервалы. Наблюдение двух резонансов того же самого типа мод можно объяснить, принимая во внимание тот факт, что, кроме приповерхностных МШГ, могут также возникать волноводные моды в стенках и полости микротрубки. Присутствие второй, внутренней поверхности имеет существенное влияние на излучение из микрорезонатора. В результате структура мод МТ более сложна, чем от одиночного микрорезонатора, ограниченного только одной поверхностью. Наряду с МШГ, возникающими вследствие полного внутреннего отражения на внешней границе, присутствуют и другие виды мод, проникающих во внутреннюю область при определенных значениях внутренних и внешних диаметров микротрубки и показателя преломления.[15] Более слабое фотонное ограничение может привести к увеличению потерь, и, как следствие, к уширению этих мод.

Продлав фиттинг формы полосы МШГ функцией Лоренца, можно оценить добротность микрорезонатора по известной формуле  $Q = \lambda_0 / \Delta\lambda$ . В нашем случае величина  $Q$  изменяется в диапазоне между 2000 и 3200 с максимумом, полученным для

пика с длиной волны 616 нм. Добротность показывает, как долго фотон может быть сохранен в микрорезонаторе до его излучения. Следовательно, зная добротность  $Q$ , можно оценить и среднее время жизни фотона в соответствующей моде:  $\tau = Q / \omega_0$ , где  $\omega_0$  – резонансная частота. В данном образце это время жизни составляло  $\sim 1$  пс для МШГ с максимальной добротностью. Примечательно, что самая высокая добротность ( $Q=3200$ ), недавно определенная при низкой температуре (5 К) из спектров микро-ФЛ микротрубок InGaAs-GaAs диаметром 5 мкм [8], хорошо сопоставима с нашими результатами, которые, однако, были получены при комнатной температуре. Кроме работы [8], мы не смогли найти данные по структуре МШГ в спектрах микроцилиндров или микротрубок с диаметрами, сопоставимыми с нашими образцами.



**Рис. 3.** Спектры микро-ФЛ одиночной свободной микротрубки с ориентацией поляризатора вдоль оси микротрубки (1 а) и перпендикулярно оси микротрубки (2 а) при комнатной температуре, (б) – те же спектры в области  $TM_{52}$  моды с вычтенным фоном

Высокая добротность  $Q$  приводит к малой ширине спектральной линии, увеличивая, таким образом, квантовый выход спонтанной эмиссии из микрорезонатора, который может быть охарактеризован фактором Парселла  $F_p = (3/4\pi^2)(Q\lambda^3/V)$ , (где  $V$  – объем моды,  $\lambda$  – длина волны в веществе). [16] Объ-

ем моды определяется как  $V_{eff} = \iiint_{space} |E|^2 / |E_{max}|^2$ , (где

$E$  – локальное поле, а  $E_{max}$  – максимальная величина поля  $E$  в моде), [14] и для исследованных МТ предполагаемое значение  $V$  находится в диапазоне  $V \approx 10(\lambda/n)^3$ . Таким образом, с учетом полученных величин  $Q$ , можно ожидать повышения квантового выхода спонтанной эмиссии до  $F_p = 24$ . Это подразумевает квантовоэлектродинамический режим слабой связи в МТ. Мы хотели бы отметить, что добротность микрорезонатора для МШГ, как и ожидалось, увеличивается с номером моды ( $n$ ), хотя плотность мод в спектрах спонтанного излучения также возрастает. Поэтому оптическая связь фотонов с МШГ может быть оптимизирована при изменении внешнего и внутреннего диаметров микротрубок, и, таким образом, вклад несвязанной (фоновой) ФЛ может быть сильно уменьшен.

В наших экспериментах при увеличении мощности накачки до 0.22 мВт никаких тепловых эффектов деградации полостей микротрубок, вызванных лазерным возбуждением, обнаружить не удалось (рис. 4). Экспериментально обнаружено, что интегральная интенсивность микро-ФЛ увеличивается приблизительно линейно с ростом мощности возбуждения до 0.17 мВт, после чего меняется ее угол наклона (рис. 4). Однако мы не можем считать это достаточным доказательством усиления спонтанного излучения, поскольку мы не наблюдали никакого сужения спектральных линий в спектрах излучения из МТ.

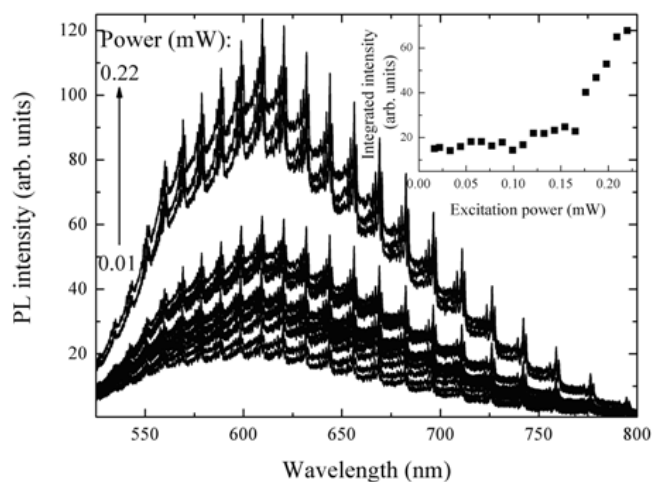


Рис. 4. Спектры ФЛ одиночной свободной микротрубки при различных интенсивностях возбуждения. На вставке показана зависимость интегральной интенсивности ФЛ из микротрубки от мощности возбуждающего лазера

Наблюдение когерентного излучения или порога усиления спонтанного излучения проблематично для трехмерных структур с микрорезонаторами. Это происходит из-за сильной связи спонтанного излучения с модами резонатора (то есть МШГ в нашем случае) и отсутствия внешних зеркал. В малом объеме часть спонтанного излучения оказывается так сильно связана с модами, что интенсивность света от микрорезонатора становится почти линейной функцией мощности возбуждения, так что выраженный порог для генерации или усиленного спонтанного излучения (как в случае обычных лазерных резонаторов) исчезает.[17] Однако, кроме порогового поведе-

ния интенсивности и сужения спектральной линии излучения, есть и другие параметры оптического излучения в микрорезонаторах, изменение которых ясно указывает на переход к режиму усиления спонтанного излучения. Чтобы понять глубже процесс эмиссии, мы исследовали зависимость времени жизни ФЛ одиночной МТ от интенсивности возбуждения.

Результаты, представленные на рис. 5 и табл. 2, подтверждают, что увеличение интенсивности возбуждения приводит к ускорению скорости спада ФЛ в одиночной МТ. Форма кривых спада ФЛ (рис. 5) является обратимой: при возвращении к низкому уровню возбуждения исходные характеристики спада ФЛ восстанавливаются (табл. 2). Примечательно, что усиление спонтанного излучения является нелинейным оптическим явлением. В результате, спад ФЛ, наблюдаемый при высокой интенсивности возбуждения, намного более неэкспоненциален (табл. 2) по сравнению с измеренным в режиме низкой интенсивности возбуждения (рис. 5). Этот факт наряду с явным уменьшением времени жизни ФЛ (рис. 5, табл. 2) указывает на возникновение усиления спонтанного излучения в одиночной МТ. Ускорение скорости спада ФЛ, наблюдаемое в наших экспериментах, определяется свойствами алюмосиликатного стекла как активной среды, которые могут эффективно изменяться с интенсивностью возбуждения. Также примечательно, что при высокой интенсивности возбуждения после 60 нс, время спада ФЛ идентично полученному при измерениях с низкой интенсивностью возбуждения. Этот факт показывает, что спустя 60 нс после лазерного импульса, при любых условиях возбуждения, усиленное спонтанное излучение уже не наблюдается. Увеличение скорости спада ФЛ при высокой интенсивности возбуждения однозначно показывает, что в данных экспериментах мы достигли усиления спонтанного излучения из одиночной микротрубки. Это наблюдение подтверждает высокое оптическое качество исследованных структур и демонстрирует потенциал для создания на их основе высокоэффективных микролазеров.

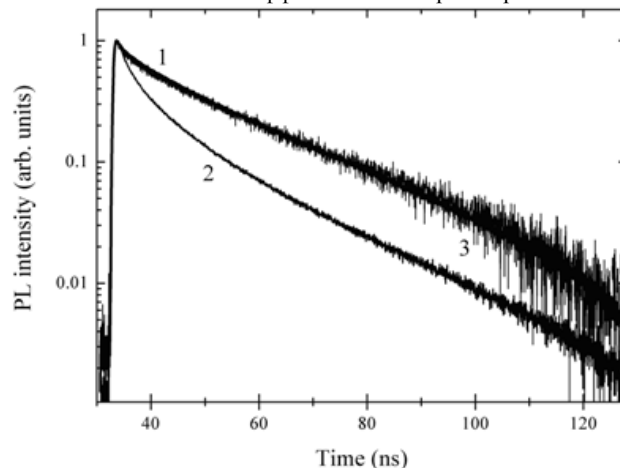


Рис. 5. Зависимость времени жизни излучения в спектрах фотолюминесценции одиночной микротрубки от интенсивности возбуждения (0,03 мкВт (1); 55,3 мкВт (2) и опять 0,03 мкВт (3))

### 3. Заключение

В данной работе мы предложили и использовали простой метод для изготовления люминесцирующих алюмосиликатных МТ и продемонстрировали высокую добротность резо-

Таблица 2. Многоэкспонентные параметры фиттинга спада ФЛ одиночной МТ при разной интенсивности возбуждения

$I_{ex}$ ( $\mu W$ )	$\tau_1$ (ns)	$\alpha_1$	$\tau_2$ (ns)	$\alpha_2$	$\tau_3$ (ns)	$\alpha_3$	$\tau_{av}$ (ns)
0.03	1.757	0.29	5.605	0.52	11.983	0.19	7.86
55.3	0.968	0.40	3.671	0.47	9.281	0.13	5.39
0.03	1.622	0.29	5.364	0.51	12.041	0.20	7.98

нансных мод в спектрах излучения одиночной МТ. Метод изготовления таких структур является уникальным для получения высококачественных малых трехмерных трубчатых микрорезонаторов с сильно поляризованным излучением. Ускорение спада ФЛ, наблюдаемое при высоком уровне возбуждения, подтверждает возникновение низкопорогового усиления спонтанного излучения от одиночной МТ. Изготовленные высокодобротные структуры имеют существенный потенциал для их применения в фотонике, поскольку они могут являться основой дешевых микрорезонансных структур и микролазеров, совместимых с телекоммуникационными оптоволоконными линиями.

#### СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- Vahala K.J. Optical microcavities // Nature.- 2003.- V.424, N 6950.- P.839-846.
- Core-resonance capillary-fiber whispering-gallery-mode laser / Knight J.C., Driver H.S.T., Hutcheon R.J., Robertson G.N. // Opt. Lett.- 1992.- V. 17, N 18.- P. 1280-1286.
- Moon H.-J., Chough Y.-T., An K. Cylindrical Microcavity Laser Based on the Evanescent-Wave-Coupled Gain // Phys. Rev. Lett.- 2000.- V.85, N 15.- P. 3161-3164.
- Evanescent-wave pumped cylindrical microcavity laser with intense output radiation Shevchenko A., Lindfors K., Bucher C.K., Kaivola M. // Opt. Commun.- 2005.- V. 245, N 1-6.- P. 349-353.
- Wallingford R.A., Ewing A.G. Capillary zone electrophoresis with electrochemical detection in 12.7  $\mu\text{m}$  diameter columns // Anal. Chem.- 1988.- V. 60.- P.1972-1975.
- Blair S., Chen Y. Resonant-Enhanced Evanescent-Wave Fluorescence Biosensing with Cylindrical Optical Cavities // Appl. Opt.- 2001.- V. 40, N 4.- P. 570-582.
- Hunter B.V., Bickel W.S. Angular distribution of fluorescence from dye-filled capillaries // Appl. Opt.- 1994.- V. 33.- P. 8387-8392.
- Optical Modes in Semiconductor Microtube Ring Resonators / Kipp T., Welsch H., Strelow C.H. et al. // Phys. Rev. Lett.- 2006.- V. 96, N 7.- P. 077403 -07407.
- Nogami M., Abe Y. Properties of sol-gel-derived  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  glasses using  $\text{Eu}^{3+}$  ion fluorescence spectra // J. Non-Cryst. Solids.- 1996.- V. 197, N 1.- P. 73-78.
- White Phosphors from a Silicate-Carboxylate Sol-Gel Precursor That Lack Metal Activator Ions /Green W.H., Le K.P., Grey J. et al. // Science.- 1997.- V. 276.- P.1826-1828.
- Raman scattering and Anti-Stokes emission from a single spherical microcavity with a CdTe quantum dot monolayer / Y.P.Rakovich, J.F.Donegan, N. Gaponik, A.L.Rogach // Appl. Phys. Lett.- 2003.- V. 83, N 13.- P. 2539-2541.
- Van de Hulst H.C. Light Scattering by Small Particles.- New York: Wiley, 1957.
- Barber P.W., Hill S.C. Light scattering by particles: computational methods.- Singapore.: World Scientific, 1990.-346 P.
- Dynamics of photoluminescence in medium-size CdSe quantum crystallites / P. Lefebvre, H. Methieu, J. Allegre et al.// Semicond. Sci. Technol.-1997.-Vol. 12.- P. 958-965.
- Heine G., Wandel K. The influence of chemisorption of oxygen on the luminescence of CdS single crystals// Phys. Stat. Sol.(a).-1973.-Vol.19, N2.-P.415-421.
- Morrison S.R. Mechanism of semiconductor gas sensor operation // Sensors and Actuators.-1987.- Vol. 11, N 3.- P. 283-287.
- Schubert R., Boer K.W. Desorption of oxygen and its influence on the electrical properties of CdS single crystal platelets // J. Phys. Chem. Solids.-1971.- Vol. 32, N 1.- P.77-92.

Статья поступила в редакцию 15.03.2007

УДК 535.337

**Филонович С.А., Рибейро М., Аллуим П.**

## СВОЙСТВА ЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНОК НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ НА ПЛАСТИКОВЫХ ПОДЛОЖКАХ МЕТОДОМ ГАЗОФАЗНОГО ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ

### Введение

Солнечные батареи на гибких пластиковых материалах имеют новые преимущества (напр. упрощенная интеграция в фасады зданий и элементы одежды, легкость, мобильность и т.д.) перед стандартными солнечными батареями на кремнии, стекле или стали. Однако КПД солнечных батарей на пластиковой подложке значительно ниже аналогичных батарей на стандартных подложках [1].

Более того, наиболее эффективные солнечные элементы, использующие аморфный гидрогенизированный кремний (a-Si:H) и нанокристаллический гидрогенизированный кремний (nc-Si:H) в качестве внутреннего поглощающего (активного) слоя, выращенного методом осаждения из газовой фазы при помощи горячей проволоки (ОиГФ-ГП), используют легированные пленки, выращенные методом осаждения из газовой фазы при помощи плазмы (ОиГФ-П) [2, 3]. Солнечные батареи, в которых все слои (nc-Si:H n-типа, a- или nc-Si:H с собственной проводимостью, nc-Si:H p-типа) выращенные исключительно методом ОиГФ-ГП, как правило, структурно нестабильны и их воспроизводимость невысока [4, 5]. Тем не менее, метод ОиГФ-ГП имеет ряд преимуществ перед ОиГФ-П, а именно, более высокую (почти на порядок) скорость осаждения кремниевых пленок, отсутствие ионного бомбар-

дирования подложки и т.д.

В данной работе мы исследуем влияние концентрации легирующих газов (фосфина и диборана) на рост пленок nc-Si:H на пластиковых подложках при температуре осаждения 150°C.

### 1. Экспериментальная часть

Осаждение легированного nc-Si:H проводилось в вакуумной камере с начальным давлением  $\leq 2 \times 10^{-7}$  тор. После напуска в камеру газов (силан –  $\text{SiH}_4$ , водород –  $\text{H}_2$  и фосфин –  $\text{PH}_3$  или диборан –  $\text{B}_2\text{H}_6$ ) давление устанавливалось на значении 40 мтор. Для разложения газов на составляющие их атомы и молекулы (каталитическая реакция) использовалась разогретая до 1750°C танталовая проволока ( $d = 0.5$  мм,  $l = 14$  см).

Легированные тонкие пленки nc-Si:H одновременно осаждались на полиэтилен нафталата (ПЭН), полиимид (ПИ) и стекло при температуре подложек 150 °C. Расстояние от проволоки до подложки составляло 4.5 см. Для получения nc-Si:H n- и p-типа в газовую смесь силана и водорода добавлялся фосфин или диборан соответственно.

В данной работе описываются результаты измерений трех типов образцов. Первая серия образцов (легированная серия) выращивалась при постоянной концентрации водорода в газовой смеси  $D_H = 95\% [D_H = F_{H_2}/(F_{SiH_4} + F_{H_2} + F_{dopant}) \times 100\%,$

**Филонович С.А., Рибейро М., Аллуим П., физический факультет, университет Миньо, Кампус Азурем, 4800-058 Гирамаеш, Португалия.**

Физика, математика, информатика