

Низкопороговая лазерная генерация на модах шепчущей галереи в микростержнях ZnO большого диаметра

А. П. Тарасов¹⁾, А. С. Лавриков, Л. А. Задорожная, В. М. Каневский

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова,

Федеральный научно-исследовательский центр “Кристаллография и фотоника” РАН, 119333 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 марта 2022 г.

После переработки 24 марта 2022 г.

Принята к публикации 31 марта 2022 г.

В части получения и изучения объектов микро- и наноразмеров разработка эффективных миниатюрных лазеров, обеспечивающих низкие лазерные пороги и высокие добротности, представляет собой одну из актуальных задач современной физики и материаловедения. В настоящей работе исследуется лазерный эффект в ближней УФ области в микростержнях ZnO, полученных методом пиролизического карботермального синтеза. Продемонстрирована возможность возбуждения низкопороговой лазерной генерации на модах шепчущей галереи в некоторых достаточно крупных отдельно стоящих микростержнях (с диаметрами порядка 10 мкм и более). Хорошее оптическое и структурное качество таких микростержней, а также их направленный рост обеспечили достижение низких лазерных порогов (вплоть до 10–20 кВт/см²) и высоких значений добротности (свыше 3000). Предполагается, что за формирование вынужденного излучения в исследованных микростержнях отвечают экситонные процессы рекомбинации.

DOI: 10.31857/S1234567822090026

Введение. Эффективные миниатюрные лазерные устройства востребованы сегодня для многих приложений оптоэлектроники, сенсорики, биомедицинской фотоники, информационных технологий и пр. [1–3]. Для реализации микро- и нанолазеров в ближней УФ области одним из наиболее подходящих материалов считается широкозонный полупроводник ZnO [4, 5]. Вюрцитная структура ZnO позволяет синтезировать лазерные микро- и нанокристаллы, чаще всего не требующие проведения какой-либо послеростовой обработки для получения лазерного эффекта. Дополнительные манипуляции с такими структурами, проводимые после или непосредственно во время синтеза, могут быть направлены уже на изменение, улучшение и оптимизацию лазерных свойств структур. Такими манипуляциями могут быть, в частности, использование металлических покрытий, отжиг, абляция, допирование и др. [6–10]. Микро- и наноструктуры ZnO позволяют получать вынужденное и лазерное излучение в области длин волн ~380–410 нм при комнатной температуре (КТ). Благодаря относительной простоте синтеза, а также высокому коэффициенту оптического усиления ZnO и его высокому показателю преломления в спектральной области краевого излучения, лазерные структу-

ры ZnO активно исследуются на протяжении многих лет [11, 12]. Высокому квантовому выходу краевого излучения кристаллов ZnO способствует, в том числе, прямая запрещенная зона и высокая энергия связи экситонов (60 мэВ) [13].

Среди всех микрорезонаторов на основе ZnO микро/наностержни и схожие с ними висеры изучаются, пожалуй, наиболее часто благодаря относительной простоте их синтеза, удобству их исследования и возможности получения низкопороговой лазерной генерации (ЛГ) [12, 14]. Говоря о ЛГ на собственных модах стержней ZnO (мы не затрагиваем вопрос о случайной лазерной генерации в массивах стержней), чаще всего в таких лазерных структурах реализуется один из двух (или сразу оба) типов лазерных микрорезонаторов: резонатор Фабри–Перо (ФП) или резонатор с модами шепчущей галереи (МШГ) [12]. В первом случае “зеркалами” служат торцевые грани стержня. В микрорезонаторе с МШГ обратная связь реализуется в результате полного внутреннего отражения света на боковых гранях микростержня. Обычно в микрорезонаторах ZnO добротности МШГ выше, а пороги ЛГ на этих модах гораздо ниже, чем в случае продольных мод ФП [12, 15], что является следствием значительных потерь света на пропускание и дифракцию на торцевых гранях стержней [6, 7, 11].

¹⁾e-mail: tarasov.a@crys.ras.ru

Ухудшение лазерных характеристик МШГ-микростержней ZnO может быть связано с несколькими причинами. Часть из них обусловлена оптическими потерями, которые происходят главным образом в области контакта генерирующей части кристалла с подложкой, на неровностях поверхности и углах кристалла, неоднородностях его структуры, на центрах безызлучательной и излучательной рекомбинации, связанных с дефектами кристаллической решетки. В этом смысле актуальны исследования, посвященные снижению таких потерь за счет вариаций условий роста микрокристаллов, изменения их формы, использования специальных покрытий как для уже выращенных структур, так и для подложек (например, металлические слои или наночастицы) [16–18]. В работах [15, 19] мы показали возможность возбуждения низкопороговой ЛГ на МШГ в тетраподах ZnO, синтезированных методом пиролизического карботермального синтеза (ПКС). Пороги ЛГ составляли 10–20 кВт/см². Несмотря на то, что в [15] анализировалось лазерное излучение главным образом отдельных ног тетраподов, несомненным преимуществом тетраподов в смысле ЛГ является их минимальный контакт с подложкой и вовсе отсутствие такого контакта для одной из ног, расположенной вертикально, по нормали к подложке. Это позволяет избежать соответствующих оптических потерь и добиться низких порогов ЛГ. Тем не менее, один качественный микротетрапод может содержать минимум 4 МШГ-резонатора (по одному в каждой ноге), и возбуждение только одного из них оптическими методами без применения специальных фокусирующих техник проблематично. В этом смысле преимущество остается за отдельными микростержнями. В этой работе мы показываем, что с помощью метода ПКС можно также синтезировать достаточно крупные и оптически качественные лазерные микростержни ZnO, позволяющие достичь не только низких порогов ЛГ на МШГ, но и достаточно высоких добротностей. Решение задачи увеличения добротности и энергоэффективности МШГ-микролазеров на основе ZnO способствует улучшению качества таких структур не только как миниатюрных лазерных источников, но и как оптических био- и хемосенсоров [20, 21], поскольку способствует увеличению чувствительности к изменениям на их поверхности.

Эксперимент. Рост микрокристаллов ZnO проводился методом ПКС на чистых подложках сапфира. В качестве прекурсора был использован реактив ZnO (99.9%, Alfa Aesar). Источником углерода служили фильтры целлюлозные обеззоленные. Син-

тез проводили в корундовом тигле при температуре 1000 °С с изотермической выдержкой 20 мин. Подробнее о методе ПКС и механизмах роста см. [22].

Краевое излучение кристаллов исследовалось при возбуждении 3-й гармоникой (355 нм) импульсного Nd:YAG лазера. Длительность импульса и частота следования импульсов составляли 10 нс и 15 Гц соответственно. Размер лазерного пятна на образце составлял ~100 мкм. Регистрация излучения образца осуществлялась с помощью монохроматора МДР-206, совмещенного с ПЗС-матрицей. Спектральное разрешение системы ~0.1 нм. Все измерения проводились при КТ.

Результаты и обсуждение. На рисунке 1 приведены электронно-микроскопические снимки ансамбля синтезированных кристаллов ZnO, полученные при различных увеличениях. Кристаллы обладают хорошей огранкой и преимущественно имеют форму микростержней с четко выраженными боковыми гранями и плоскими гладкими торцами, перпендикулярными главной оси с кристаллов. Микростержни, в целом, разориентированы друг относительно друга. Диаметры микростержней лежат в диапазоне ~5–20 мкм при среднем диаметре ~12 мкм, длина микростержней составляет в среднем порядка 25 мкм.

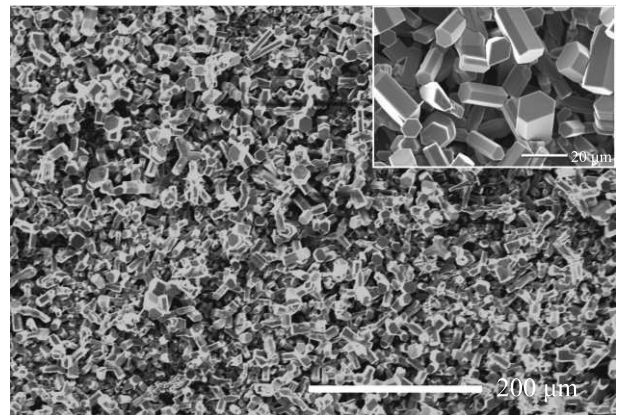


Рис. 1. Микрофотографии микрокристаллов ZnO при различных увеличениях

На рисунке 2а приведены спектры излучения массива микрокристаллов ZnO при их облучении УФ лазерным излучением с различной плотностью мощности ρ_P . При начальном уровне накачки в спектре наблюдается основная, достаточно широкая, полоса с максимумом на длине волны примерно 394 нм и ее коротковолновое плечо в спектральной области до 385 нм. Ширина на половинной высоте (полуширина) спектра (фактически отображающая полушири-

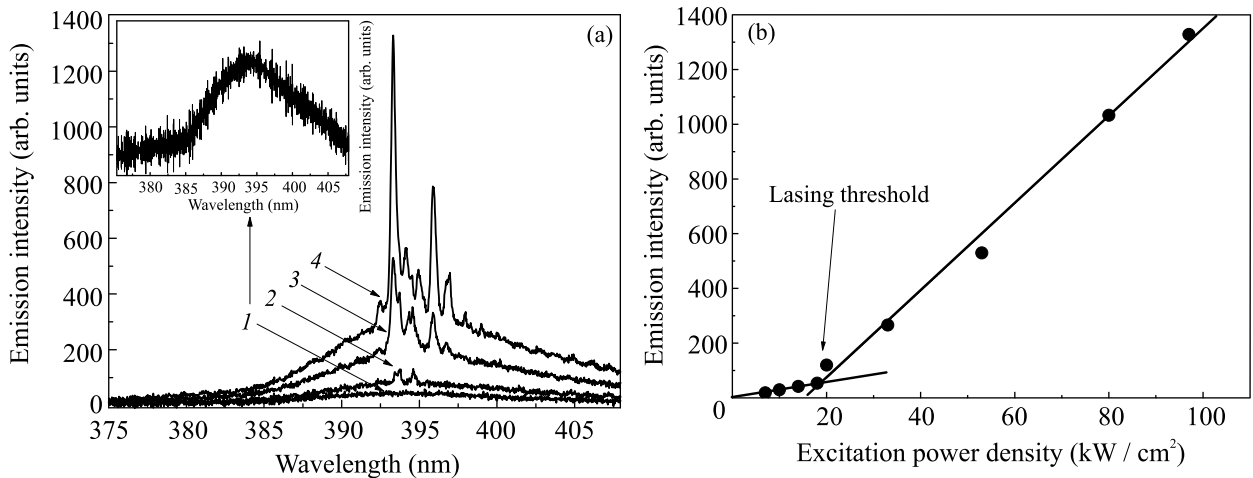


Рис. 2. (а) – Спектры краевого излучения массива синтезированных кристаллов ZnO, зарегистрированные при различных плотностях мощности возбуждения ρ_P ($\text{kВт}/\text{см}^2$): 1 – 14; 2 – 20; 3 – 53; 4 – 97; на вставке – спектр излучения при $\rho_P = 14 \text{ кВт}/\text{см}^2$. (б) – Зависимость интенсивности наиболее интенсивной лазерной полосы ($\sim 393.3 \text{ нм}$) от ρ_P ; линии – результат линейной аппроксимации допорогового и сверхпорогового участков

ну указанной полосы) составляет $\sim 17 \text{ нм}$. При достижении определенного уровня возбуждения в области максимума основной полосы появляются узкие линии с полуширинами в несколько ангстрем. Это говорит о начале ЛГ в образце. При дальнейшем росте накачки интенсивность лазерных линий быстро растет, появляются новые линии, при этом рост интенсивности люминесцентного остова в области основной полосы и ее коротковолнового плеча идет гораздо медленней. Заметим, что новые лазерные линии возникают, по большей части, с длинноволновой стороны от первоначально появившихся, что связано с красным смещением области усиления. При этом наиболее интенсивные лазерные линии не смещаются в данном диапазоне уровней накачки.

На рисунке 2b построена зависимость интенсивности краевого излучения на длине волны 393.3 нм (область наиболее интенсивной лазерной линии на рис. 2a) от плотности мощности накачки ρ_P . Характерный излом на этой зависимости в точке с $\rho_P = 18 \text{ кВт}/\text{см}^2$ соответствует порогу ЛГ на данной оптической моде, рост интенсивности которой значительно превосходит увеличение спонтанной люминесценции. Завышенное значение интенсивности в точке с $\rho_P = 20 \text{ кВт}/\text{см}^2$ связано с перекрытием рассматриваемой линии с соседней линией, более сильной при данной накачке.

ЛГ наблюдалась практически в каждой области образца, куда проецировалось пятно лазерной накачки в ходе эксперимента. С одной стороны, это говорит о хорошем оптическом качестве структуры, но с другой – усложняет анализ возбуждаемых опти-

ческих мод, поскольку в ЛГ одновременно участвуют несколько микрорезонаторов различных размеров. Даже при накачках слегка выше пороговой лазерные линии от разных микрорезонаторов могут перекрываться, что и наблюдается на рис. 2a. В виду этого, определить тип микрорезонатора по спектрам излучения, похожим на изображенный на рис. 2a, чаще всего невозможно. Удобнее всего проводить анализ лазерного излучения единственного резонатора. В ходе эксперимента было обнаружено, что ЛГ с хорошими характеристиками в отдельном микрокристалле возможно наблюдать при облучении краев образца в непосредственной близости от боковых (торцевых) частей образца. Этому способствует по меньшей мере два фактора. Во-первых, плотность микростержней, выросших на краю образца, в том числе на торцевой грани подложки, и обладающих оптическим качеством, достаточным для возбуждения в них низкопороговой ЛГ, оказалась достаточно низкой. Такие микростержни часто окружены кристаллами с менее геометрически правильными формами, что не позволяет эффективно возбуждать в них ЛГ. Это видно на рис. 3, где показано электронно-микроскопическое изображение края образца. На вставке рис. 3 показана микрофотография массива таких микростержней, полученная с помощью оптического микроскопа в режиме пропускания. Торцевая грань образца, на которой видны сформированные микростержни, перпендикулярна плоскости рис. 3. Высота торцевой грани (толщина образца) составляет $\sim 0.6 \text{ мм}$. Видно, что направление таких стержней в пространстве уже не столь хаотичное,

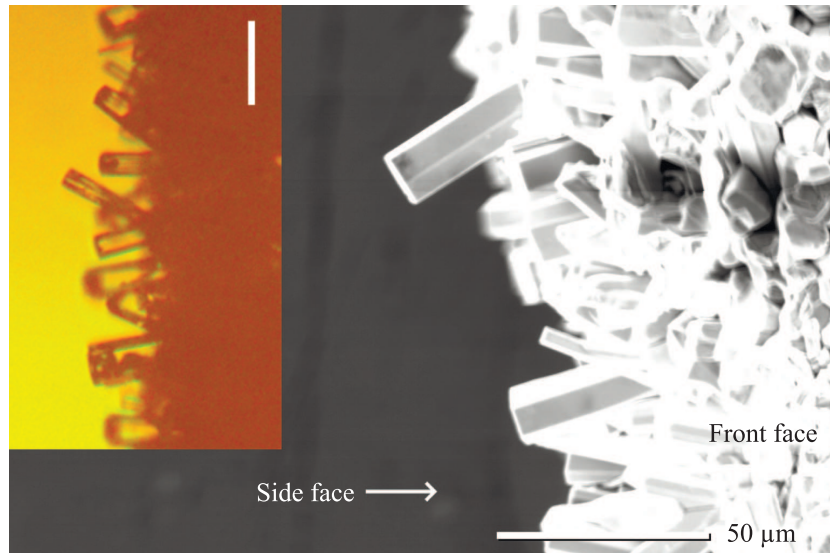


Рис. 3. (Цветной онлайн) Изображения края образца (лицевая поверхность образца лежит в плоскости рисунка), полученные с помощью электронного микроскопа и оптического микроскопа в режиме пропускания

как в случае микрокристаллов, сформированных в основной части образца (см. рис. 1): угол между нормалью к торцевой поверхности подложки и осью c микростержней составляет не более $\sim 30^\circ$. С этой направленностью непосредственно связаны и сравнительно большие размеры микростержней: длина некоторых из них превышает 50 мкм. Это обеспечивает отсутствие контактов таких микростержней с другими кристаллами и подложкой и является вторым фактором, позволяющим эффективно возбуждать и наблюдать ЛГ в отдельных кристаллах. Стоит отметить также высокую прозрачность микростержней в видимом свете, хорошо заметную на вставке рис. 3. Это говорит о низком содержании центров рассеяния, образованных за счет дефектов структуры, и подтверждает высокое кристаллическое и оптическое качество синтезированных кристаллов.

На рисунке 4 приведены спектры ЛГ, возбужденной в двух различных микростержнях, сформированных в краевой части образца. В обоих случаях в спектре излучения наблюдается набор практически эквидистантных лазерных линий в диапазоне 390–397 нм, который соответствует спектральному положению основной полосы люминесценции и области ЛГ на рис. 2. Вместе с тем, параметры этих линий различны. В случае рис. 4а средние расстояния между линиями и их полуширина $\gamma_{1/2}$ составляют ~ 1.41 и 0.73 нм соответственно. Во втором случае (рис. 4б) эти параметры равны соответственно ~ 0.91 и 0.13 нм, при этом величина $\gamma_{1/2}$ варьируется в диапазоне 0.12 – 0.15 нм. Очевидно, эти различия обусловлены разными размерами участву-

ющих в ЛГ микрорезонаторов при условии одного и того же типа возбуждаемых мод. В частности, в случае более близко расположенных лазерных линий (рис. 4б) микрорезонатор должен обеспечивать сравнительно большую длину замкнутого оптического пути для света, т.е. иметь больший размер. Таким образом, в случае большего микрорезонатора для наиболее интенсивной лазерной линии с максимумом на $\lambda_m = 392.96$ нм и $\gamma_{1/2} = 0.13$ нм получаем добротность $Q = \lambda_m/\gamma_{1/2} \sim 3000$. Такое значение Q соответствует известным из литературы результатам, полученным для высококачественных микролазеров ZnO, работающих на МШГ [12, 16, 23].

Простой анализ показывает, что в случае изучаемых микростержней также возбуждаются МШГ. В рамках планарной модели МШГ, справедливой при длинах волн в материале гораздо меньших размера микрорезонатора, спектральное положение N -й моды в резонаторе гексагонального сечения с диаметром d определяется выражением

$$\lambda_{\text{WGM}} = \frac{1.5\sqrt{3}n(\lambda)d}{N + \frac{6}{\pi}\tan^{-1}(\beta\sqrt{3n(\lambda)^2 - 4})}, \quad (1)$$

где $\beta = n_{\perp}(\lambda)$ и $n_{\parallel}(\lambda)^{-1}$ для ТЕ и ТМ поляризаций соответственно [23, 24]. Для оценок используем зависимость $n(\lambda)$, которая была получена нами в виде формулы Селмейера для тетраподов ZnO, синтезированных аналогичным способом [15]:

$$n(\lambda) = \left(A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C} + \frac{D\lambda^2}{\lambda^2 - E} \right)^{0.5}, \quad (2)$$

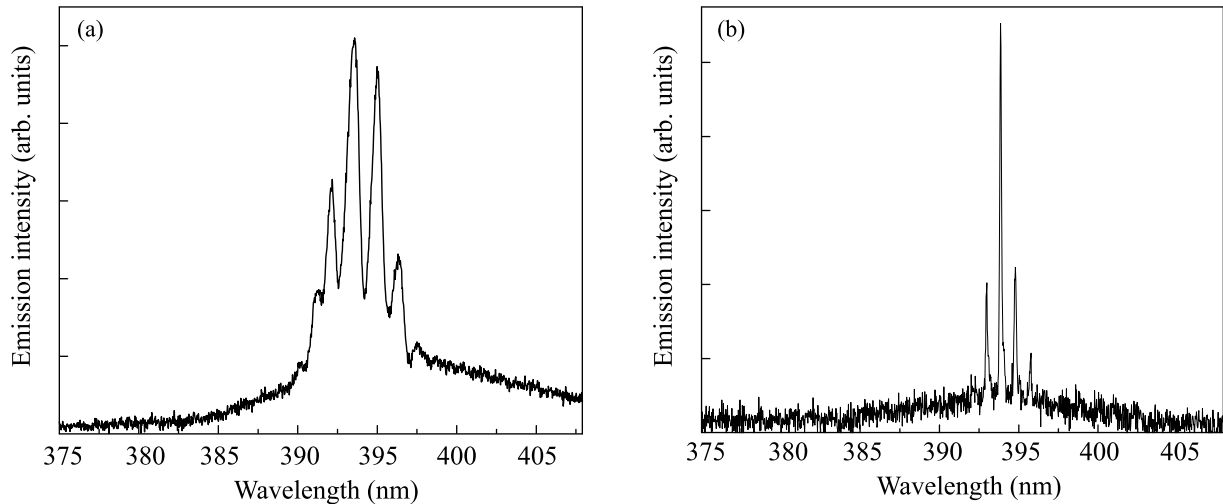


Рис. 4. Спектры ЛГ в случае меньшего (а) и большего (б) микростержней ZnO, сформированных на краю образца

где параметры $A = 4.693$, $B = 0.197$, $C = 176.06$, $D = 0.0435$, $E = 375.99$. Заметим, что выражение (2) было получено на основе спектра УФ ЛГ микрокристаллов ZnO, и поэтому справедливо в окрестности края фундаментальной полосы поглощения; в видимом диапазоне (2) может не отражать действительности.

Анализ (1) с использованием $n_{\perp}(\lambda)$, взятом в виде (2), а также различных $n_{\parallel}(\lambda)$ из литературы [4, 24, 25], показал, что в диапазоне диаметров d микростержней экспериментальным положениям лазерных линий соответствуют только ТЕ-моды. На рисунке 5 смоделирована зависимость (1) в случае ТЕ-мод для диапазонов d , соответствующих наборам лазерных линий в спектрах излучения на рис. 4а и б. Наиболее точное соответствие результатов расчета и эксперимента достигается при диаметрах приблизительно 9.2 мкм в случае меньшего МШГ-микрорезонатора (рис. 5, левая часть) и 14.6 мкм в случае более крупного микрорезонатора (рис. 5, правая часть). Эти значения лежат в диапазоне диаметров изучаемых микростержней.

Отметим, что ситуация, когда более толстые стержни характеризуются большей добротностью и более низкими порогами, оказалась типичной для изучаемой структуры. Это, в целом, свойственно и другим подобным микрорезонаторам [24], что есть следствие большего усиления света в результате прохождения им большего оптического пути внутри усиливающей среды. Вместе с тем, во многих случаях лазерные микростержни, изучаемые в данной работе, оказываются достаточно крупными (диаметры более 10 мкм) в сравнении с часто исследуемыми в литературе микростержнями и микровискерами с

МШГ с диаметрами до 9–10 мкм [12, 23, 24]. Геометрически правильная форма гексагональных микростержней таких размеров, а также хорошее структурное и оптическое качество кристаллов – необходимые условия для формирования замкнутого оптического пути света и эффективной генерации. В работе [26] мы также наблюдали ЛГ на МШГ в крупных ($d > 10$ мкм) многогранных микрокристаллах ZnO с гексагональными сечениями. Однако добротность таких микрокристаллов была гораздо меньше, чем в случае микростержней, несмотря на невысокие лазерные пороги (~ 50 кВт/см²). Это можно объяснить недостаточно подходящей для эффективного возбуждения МШГ формой кристаллов и наличием неоднородностей на их поверхности, что, в целом, приводит к росту оптических потерь и уширению лазерных линий. Лазерные пороги в изучаемых микростержнях достигали значений 10–20 кВт/см², что сопоставимо с низкими порогами ЛГ на МШГ в тетраподах ZnO, изготовленных в похожих условиях [15]. При этом возможно достижение добротностей выше 3000.

Отдельный вопрос касается природы вынужденного излучения микростержней. Понимание механизмов излучения, в том числе вынужденного, необходимо как для оптимизации свойств микролазера, управления ими для получения требуемых характеристик конечного устройства, так и для интерпретации физических явлений с участием лазерного и вынужденного излучений, таких как влияние поверхностного плазмонного резонанса, магнитного поля, механических напряжений и пр. [17, 18, 27–29].

Смещение контура усиления в длинноволновую сторону при росте накачки часто сопровождается ЛГ

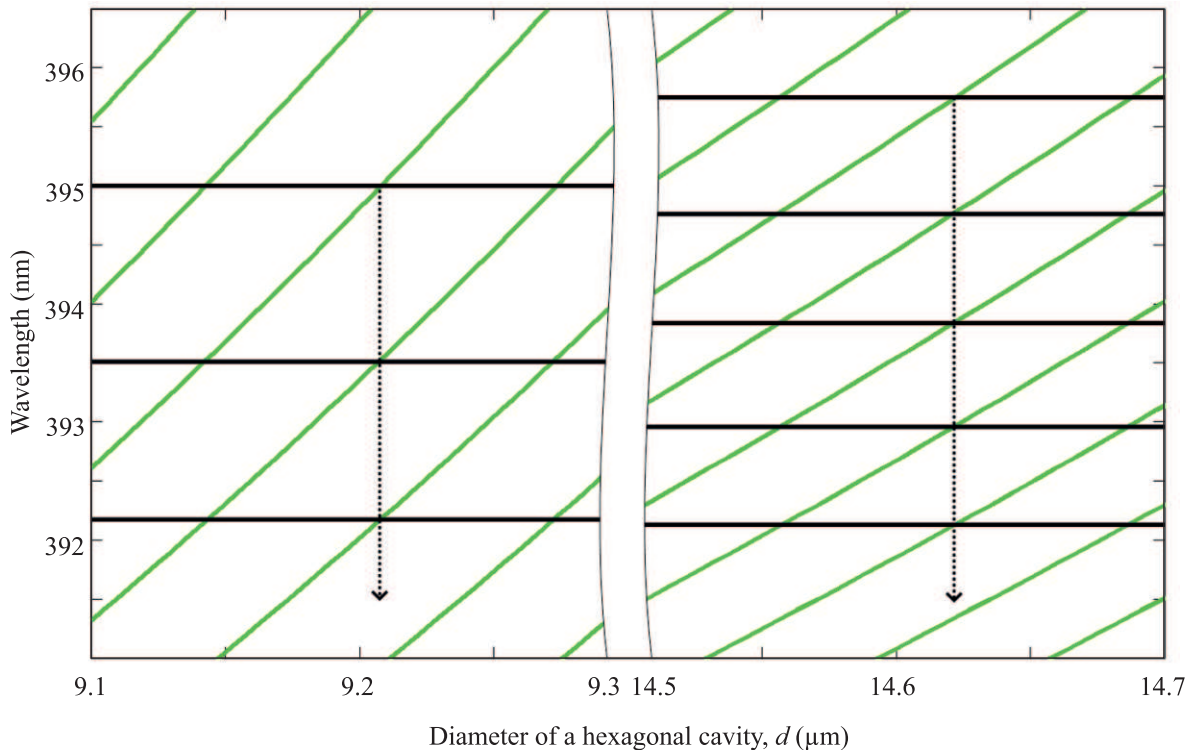


Рис. 5. (Цветной онлайн) Смоделированная по (1) зависимость $\lambda_{\text{WGM}}(d)$ для МШГ с ТЕ-поляризацией (зеленые кривые) и экспериментально зарегистрированные спектральные положения лазерных линий (горизонтальные линии) в случае меньшего (левая часть) и большего (правая часть) микростержней ZnO. Стрелки соответствуют диаметрам d , при которых наблюдается наиболее точное совпадение положений лазерных линий и соседних ТЕ-мод

на МШГ в микроструктурах ZnO [16, 23, 24]. При этом иногда считается, что это смещение связано с ренормализацией запрещенной зоны в результате формирования электронно-дырочной плазмы (ЭДП) [12, 16], т.е. вынужденное излучение в таком случае формируется в условиях ЭДП. Оценить, достаточно ли создаваемая накачкой плотность электрон-дырочных пар n_{e-h} для формирования ЭДП можно по формуле $n_{e-h} = \rho_{\text{exc}} \tau (\hbar \omega_{\text{exc}} l)^{-1}$, где $\hbar \omega_{\text{exc}}$ – энергия возбуждающего фотона; τ – время жизни электрон-дырочной пары; l – глубина проникновения возбуждающих фотонов или длина диффузии электрон-дырочных пар. Подставляя значения $\tau \sim 100$ пс и $l \sim 100$ нм (глубина проникновения фотонов накачки) [13], при $\rho_{\text{exc}} \sim 10\text{--}20$ кВт/см² получаем верхнюю границу n_{e-h} вблизи порога ЛГ в микростержнях $\sim 10^{17}$ см⁻³ (без учета эффективности создания электрон-дырочных пар накачкой и возможной диффузии пар). Это значение ниже необходимой для образования ЭДП пороговой плотности пар в ZnO, лежащей, судя по литературным данным, в диапазоне $5 \cdot 10^{17} \text{--} 4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ [13, 30, 31]. Таким образом, экситонные механизмы рекомбинации можно считать ответственными за формирова-

ние вынужденного излучения в изучаемых микрокристаллах, по крайней мере, при околопороговых уровнях возбуждения. Принимая ширину запрещенной зоны ZnO равной 3.37 эВ (как для массивного образца) [13], несоответствие характера наблюдаемых спектров поведению излучения в ЭДП можно показать и численными оценками ренормализации запрещенной зоны [26]. Точное определение конкретного экситонного механизма рекомбинации в подобных структурах – предмет дальнейших исследований.

Заключение. В работе изучались люминесцентные и лазерные свойства микростержней ZnO, изготовленных методом ПКС. Показано, что при диаметре пятна накачки ~ 100 мкм, которое может быть легко создано с помощью стандартной лабораторной оптики, ЛГ на МШГ от отдельных микростержней можно наблюдать на торцевых гранях образца, где плотность лазерных микростержней оказалась гораздо ниже, чем в основной части (на лицевой поверхности) образца. Более того, такие стержни оказались достаточно ориентированными в пространстве, что позволило исключить контакты их генерирующих частей с подложкой и другими кристаллами и, как следствие, избежать

соответствующих оптических потерь, которые могут возникать в случае микростержней и микровискеров, лежащих на подложке. В результате, благодаря также хорошему оптическому и структурному качеству синтезированных кристаллов, появилась возможность возбуждения ЛГ в достаточно крупных микростержнях диаметром более 10 мкм. Причем более толстые стержни, как правило, характеризовались большей добротностью и демонстрировали более низкие пороги ЛГ. Были получены добротности более 3000 и лазерные пороги вплоть до 10–20 кВт/см².

Учитывая возможность возбуждения ЛГ на МШГ в отдельных микростержнях без применения специальной фокусирующей оптики, достаточно высокая добротность и низкие лазерные пороги делают подобные структуры полезными для разработки миниатюрных лазерных устройств, оптических био- и хемосенсоров, а также для изучения природы вынужденного излучения в массивных микрокристаллах ZnO.

Авторы благодарят ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, в частности, лабораторию 195 за предоставление экспериментального оборудования (договор об НТС от 14.02.2018).

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-3140.2022.1.2 (в части получения низкопороговых микролазеров), Госкорпорации “Росатом” в рамках научного проекта # 20-21-00068 (в части проведения исследований методом фотолуминесцентной спектроскопии), а также при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Государственного задания ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” (в части интерпретации данных) с использованием оборудования ЦКП ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” при поддержке Минобрнауки (проект RFMEFI62119X0035).

1. K. J. Vahala, *Nature* **424**, 839 (2003).
2. R. Kirchain and L. Kimerling, *Nature Photon.* **1**, 303 (2007).
3. L. He, Ş. K. Özdemir, and L. Yang, *Laser Photonics Rev.* **7**, 60 (2013).
4. H. Morkoc and U. Ozgur, *Zinc oxide: fundamentals, materials and device technology*, Wiley-VCH, Weinheim (2009).
5. C. F. Klingshirn, B. K. Meyer, A. Waag, A. Hoffmann, and J. Geurts, *Zinc oxide: From fundamental properties towards novel applications*, Springer, Berlin (2010).
6. А. Н. Грузинцев, Г. А. Емельяченко, А. Н. Редькин, В. Т. Волков, Е. Е. Якимов, Д. Висимберга,

- Физика и техника полупроводников **44**, 1274 (2010) [*Semiconductors* **44**, 1235 (2010)].
7. J. Li, M. Jiang, C. Xu, Y. Wang, Y. Lin, J. Lu, and Z. Shi, *Sci. Rep.* **5**(1), 1 (2015).
 8. А. М. Ополченцев, Л. А. Задорожная, Ч. М. Брискина, В. М. Маркушев, А. П. Тарасов, А. Э. Муслимов, В. М. Каневский, *Оптика и спектроскопия* **125**, 501 (2018) [*Optics and Spectroscopy* **125**, 522 (2018)].
 9. Y. J. Liao, C. W. Cheng, B. H. Wu, C. Y. Wang, C. Y. Chen, S. Gwo, and L. J. Chen, *RSC Adv.* **9**, 13600 (2019).
 10. X. Wang, Z. Li, R. Wang, G. Zhu, F. Qin, J. Chen, J. Wang, Z. Shi, Q. Cui, and C. Xu, *Appl. Phys. Lett.* **119**, 021101 (2021).
 11. J. C. Johnson, H. Yan, P. Yang, and R. J. Saykally, *J. Phys. Chem.* **107**, 8816 (2003).
 12. H. Dong, B. Zhou, J. Li, J. Zhan, and L. Zhang, *J. Materiomics* **3**, 255 (2017).
 13. Ü. Özgür, Y. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. Reshchikov, S. Doğan, V. Avrutin, S.-J. Cho, and A. H. Morkoç, *J. Appl. Phys.* **98**, 11 (2005).
 14. D. Vanmaekelbergh and L. K. van Vugt, *Nanoscale* **3**, 2783 (2011).
 15. А. П. Тарасов, Ч. М. Брискина, В. М. Маркушев, Л. А. Задорожная, А. С. Лавриков, В. М. Каневский, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 750 (2019) [*JETP Lett.* **110**, 739 (2019)].
 16. J. Dai, C. X. Xu, P. Wu, J. Y. Guo, Z. H. Li, and Z. L. Shi, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 011101 (2010).
 17. C. Xu, F. Qin, Q. Zhu, J. Lu, Y. Wang, J. Li, Y. Lin, Q. Cui, Z. Shi, and A. G. Manohari, *Nano Res.* **11**, 3050 (2018).
 18. K. Ma, X. Zhou, C. Kan, J. Xu, and M. Jiang, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **23**, 6438 (2021).
 19. А. П. Тарасов, С. М. Брискина, В. М. Маркушев, А. М. Ополченцев, and А. С. Лавриков, *J. Phys. Conf. Ser.* **1092**, 012149 (2018).
 20. N. Toropov, G. Cabello, M. P. Serrano, R. R. Gutha, M. Rafti, and F. Vollmer, *Light Sci. Appl.* **10**, 1 (2021).
 21. A. Tereshchenko, G. R. Yazdi, I. Konup, V. Smyntyna, V. Khranovskyy, R. Yakimova, and A. Ramanavicius, *Colloids Surf. B* **191**, 110999 (2020).
 22. Л. Н. Демьянец, Л. Е. Ли, А. С. Лавриков, С. В. Никитин, *Кристаллография* **55**, 149 (2010) [*Crystallogr. Rep.* **55**, 142 (2010)].
 23. C. Czekalla, C. Sturm, R. Schmidt-Grund, B. Cao, M. Lorenz, and M. Grundmann, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 241102 (2008).
 24. C. Xu, J. Dai, G. Zhu, G. Zhu, Y. Lin, J. Li, and Z. Shi, *Laser Photonics Rev.* **8**, 469 (2014).
 25. Y. S. Park and J. R. Schneider, *J. Appl. Phys.* **39**, 3049 (1968).

26. А. П. Тарасов, Л. А. Задорожная, А. Э. Муслимов, Ч. М. Брискина, В. М. Каневский, Письма в ЖЭТФ **114**, 596 (2021) [JETP Lett. **114**, 517 (2021)].
27. J. Lu, C. Xu, F. Li, Z. Yang, Y. Peng, X. Li, M. Que, C. Pan, and Z. L. Wang, ACS Nano **12**, 11899 (2018).
28. Ch. M. Briskina, A. P. Tarasov, V. M. Markushev, and M. A. Shiryaev, J. Nanophotonics **12**, 043506 (2018).
29. Ч. М. Брискина, А. П. Тарасов, В. М. Маркушев, М. А. Ширяев, Журнал прикладной спектроскопии **85**, 1018 (2019) [J. Appl. Spectrosc. **85**, 1140 (2019)].
30. C. Klingshirn, R. Hauschild, J. Fallert, and H. Kalt, Phys. Rev. B **75**, 1 (2007).
31. M. A. Versteegh, T. Kuis, H. T. C. Stoof, and J. I. Dijkhuis, Phys. Rev. B **84**, 035207 (2011).