

Природа оптического усиления в микростержнях ZnO малого диаметра с модами шепчущей галереи

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

Институт кристаллографии им. А. В. Шубникова,
Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 апреля 2024 г.

После переработки 2 мая 2024 г.

Принята к публикации 5 мая 2024 г.

Благодаря достаточно высоким порогам лазерной генерации, стимулированное излучение в относительно небольших микрокристаллических лазерах ZnO часто считается следствием инверсии населенностей в электронно-дырочной плазме (ЭДП). В настоящей работе вопрос природы оптического усиления в таких излучателях исследован на примере микростержней ZnO с диаметрами 1–6 мкм, синтезированных методом модифицированного термического испарения и демонстрирующих лазерную генерацию на модах шепчущей галереи (МШГ) в ближнем ультрафиолетовом диапазоне. Показано, что оптическое усиление в таких объектах не является следствием инверсии населенностей в ЭДП ни при низкой, ни при комнатной температурах. Вместо этого, основным процессом, приводящим к усилению, является процесс типа экситон-электронного рассеяния. В отличие от случая крупных МШГ-микрорезонаторов ZnO, в небольших микростержнях этот процесс оказывается доминирующим в широком диапазоне температур.

DOI: 10.31857/S1234567824120024, EDN: HMXNNM

Введение. Оксид цинка – широкозонный полупроводник, известный своей высокой экситонной энергией связи и обладающий высоким коэффициентом оптического усиления в ближней ультрафиолетовой (УФ) области [1, 2]. Среди различных микрокристаллических лазеров на основе ZnO наиболее перспективными с точки зрения достижения низких порогов лазерной генерации и высоких оптических добротностей являются микролазеры с модами шепчущей галереи (МШГ). Вследствие полного внутреннего отражения и, как результат, низких оптических потерь, такие микролазеры демонстрируют гораздо лучшую энергоэффективность в сравнении с их аналогами на модах Фабри–Перо [3–5].

Одной из проблем, касающихся УФ МШГ-микролазеров на основе ZnO, является вопрос о механизмах оптического усиления в них. Особенно остро эта проблема стоит для случая комнатной температуры (КТ), когда стабильность экситонов может быть нарушена, а значительное температурное уширение часто не позволяет точно идентифицировать тип излучения. В частности, при КТ оптическое усиление часто приписывается как экситонным механизмам [6–9], так и процессам в электронно-дырочной плазме (ЭДП) [3, 9–11]. При этом сделанные предположения о типе излучения часто оказываются про-

тиворечивы, что вызывает вопросы и сложности у исследователя при изучении данного вопроса.

В этом смысле одними из наиболее спорных являются МШГ-микролазеры на основе относительно небольших микрокристаллов ZnO, например, микростержней с диаметрами порядка 5 мкм и меньше. Формально из-за того, что пороги лазерного эффекта в таких резонаторах бывают достаточно высоки (сотни кВт/см² при наносекундной УФ накачке) оптическое усиление в них часто приписывается инвертированной ЭДП [9–11]. К такому предположению подталкивают и исследования нанолазеров ZnO с модами Фабри–Перо [12, 13], а также случайных лазеров ZnO [14], в которых пороги лазерного эффекта также обычно довольно высоки и для которых инверсия населенностей в ЭДП также считается основным механизмом усиления. Однако, с другой стороны, спектральное поведение вынужденного излучения при КТ в небольших МШГ-микролазерах ZnO очень схоже со случаем их более крупных аналогов, в которых процессы рассеяния электрон-дырочных пар играют основную роль [15]. Все это вызывает сомнения и сложности при трактовке излучения в небольших МШГ-микрорезонаторах на основе ZnO и поощряет их дальнейшие исследования.

В настоящей работе указанный вопрос изучается на примере микростержней ZnO с небольшим диаметром (1–6 мкм), демонстрирующих лазерную гене-

¹⁾e-mail: tarasov.a@crys.ras.ru

рацию на МШГ в ближнем УФ диапазоне. Путем исследования излучения при различных интенсивностях фотовозбуждения и температурах мы показываем, что в таких микролазерах имеет место механизм, по природе аналогичный тому, который характерен более крупным МШГ-микролазерам при КТ – рассеяние электрон-дырочных пар (экситонов) на свободных электронах [15]. Отличие заключается в том, что в небольших микрорезонаторах этот процесс реализуется в более широком интервале температур.

Эксперимент. Микростержни ZnO были синтезированы на подложках сапфира (0001) с помощью модифицированного метода термического испарения. В качестве прекурсора использовали гранулы цинка чистотой 99.999 % (Alfa Aesar, США). Синтез проводился в кварцевой трубке диаметром 52 мм в течение 30 мин при температуре 1020 °С. Возбуждение фотolumинесценции (ФЛ) микростержней осуществлялось 3-й гармоникой импульсного Nd:YAG-лазера (длина волны, длительность импульса и частота следования составляют соответственно 355 нм, 10 нс и 15 Гц). Размер пятна возбуждения на поверхности образца составлял ~100 мкм. Излучение лазера падало на образец (массив микростержней) под углом ~45°; регистрация осуществлялась под углом ~10° относительно нормали к образцу. Для увеличения соотношения сигнал-шум использовали накопление сигнала (50–200 импульсов). Более подробную информацию о методах синтеза и исследования можно найти в [16, 17].

Результаты. Синтезированная структура представляла собой массив микростержней ZnO (см. рис. 1). Микростержни обладали четким гексагональным сечением, узкой ножкой и более толстой и массивной верхней частью. Диаметры верхней части лежали в диапазоне ~1–6 мкм. Длины микростержней составляли ~30–60 мкм. Многие наиболее крупные (5–6 мкм в диаметре) микростержни имели следы травления в виде ямок часто гексагональной формы на торцевой грани (плоскость (001)) своей верхней части.

Для исследования эмиссионных свойств отдельных стержней часть микрокристаллов была соскоблена на чистую кремниевую подложку. Затем интересующий нас микростержень изолировался от других кристаллов; облучалась преимущественно более толстая часть стержня. На вставке в рис. 1 показан снимок одного из таких стержней, сделанный с помощью оптического микроскопа. Эволюция спектров краевого излучения (КрИ) одиночного стержня диаметром толстой части ~3.5 мкм и длиной ~58 мкм

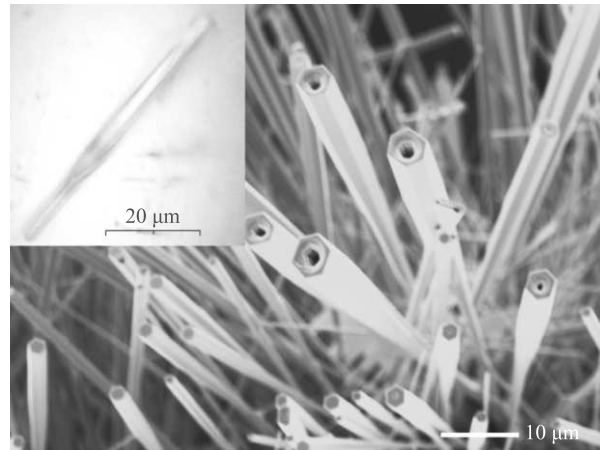


Рис. 1. (Цветной онлайн) Микрофотографии массива микростержней ZnO (основное изображение; растровая электронная микроскопия) и отдельного стержня (вставка; оптическая микроскопия)

при различных плотностях мощности возбуждения ρ_{exc} и КТ показана на рис. 2а. При начальных уровнях возбуждения наблюдается одна полоса люминесценции с длиной волны в максимуме 391.7 нм. При росте ρ_{exc} с длинноволновой стороны полосы появляется набор узких линий с длинами волн 392.50, 394.15 и 395.80 нм, обозначенных на рис. 2а как L1, L2 и L3, соответственно, с шириной на полувысоте (FWHM) 0.2–0.4 нм, что говорит о начале лазерной генерации в стержне.

На рисунке 2b построены графики зависимости интенсивности излучения I_{L2} в области наиболее интенсивной лазерной линии L2 от ρ_{exc} и широкой люминесцентной полосы $I_{\text{lum}}(\rho_{\text{exc}})$. В области $\rho_{\text{exc}} \sim 0.21$ МВт/см² на зависимости $I_{L2}(\rho_{\text{exc}})$ замечен излом, что соответствует появлению лазерных линий. Зависимость $I_{\text{lum}}(\rho_{\text{exc}})$, линейная в начальном диапазоне уровней возбуждения, проявляет тенденцию к насыщению при увеличении ρ_{exc} выше 0.8 МВт/см². Кроме того, спектральная область с лазерной генерацией (область усиления) проявляет красное смещение при росте уровня возбуждения. Это отражается поведением интенсивностей лазерных линий и их отношения. Так, с этим связано затухание интенсивности линии L1 с ростом ρ_{exc} и поведение отношения интенсивностей I_{L2}/I_{L3} для соседних линий L2 и L3, изображенное на вставке в рис. 2b. Видно, что начальный рост отношения I_{L2}/I_{L3} постепенно замедляется и сменяется падением, что соответствует началу относительного роста более длинноволновой линии и, в целом, красному смещению профиля усиления. Таким образом, мы наблюдаем картину МШГ-лазирования с характерным красным смеще-

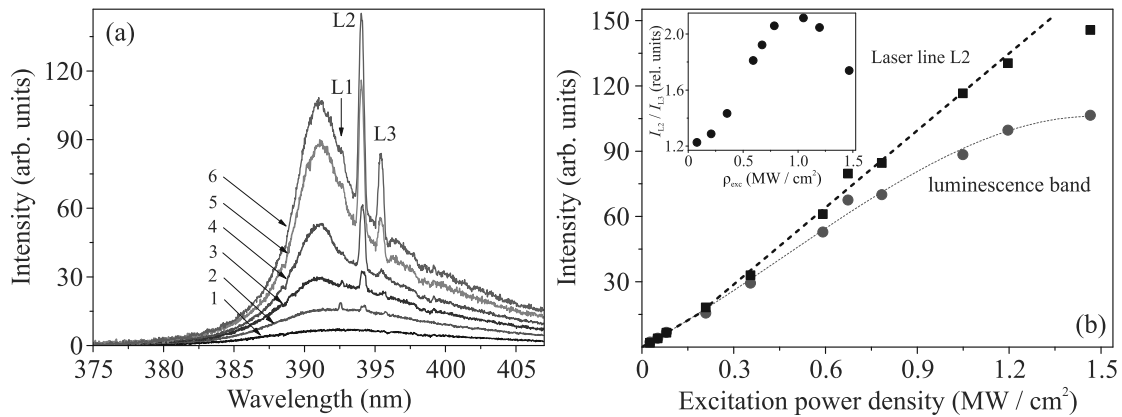


Рис. 2. (Цветной онлайн) Эволюция спектров КРИ микростержня ZnO при КТ при увеличении интенсивности фотовозбуждения: 1 – 0.08; 2 – 0.21; 3 – 0.35; 4 – 0.59; 5 – 1.05; 6 – 1.47 МВт/см² (а) и зависимости интенсивностей люминесцентной полосы (красные кружки) и лазерной линии L2 (черные квадраты) от ρ_{exc} (б). На вставке рис. (б) построена зависимость отношения I_{L2}/I_{L3} от ρ_{exc} . Линии на рис. (б) проведены для удобства визуализации данных эксперимента

нием профиля усиления (другой тип лазерного эффекта на МШГ в ZnO не проявляет красного смещения [6, 8, 9, 15]).

В микростержнях ZnO лазерная генерация наблюдается с участием двух основных типов оптических мод: мод Фабри–Перо и МШГ. В исследуемом случае моды Фабри–Перо можно исключить ввиду их явного несоответствия наблюдаемому лазерному спектру. Действительно, расстояние $\Delta\lambda \sim 1.65$ нм между модами Фабри–Перо должно соответствовать длине резонатора не более 10–15 мкм, принимая во внимание дисперсию ZnO [1, 18–21], что гораздо меньше длины исследованного микростержня. Возбуждение МШГ в данном случае подтверждается простым анализом на основе модели планарного гексагонального резонатора [9, 22]. В рамках этой модели длина волны МШГ ТЕ-поляризации с номером N (в ближкравеой области моды с ТМ-поляризацией обычно более слабые [20, 23]) описывается выражением:

$$\lambda_N(D) = \frac{1.5\sqrt{3}nD}{N + \frac{6}{\pi} \tan^{-1}(n\sqrt{3n^2 - 4})}, \quad (1)$$

где D – диаметр гексагонального резонатора, n – показатель преломления для ТЕ-поляризации. Исследуемому случаю хорошо удовлетворяет $n(\lambda)$ из [20], давая для линий L1, L2 и L3 номера мод $N = 57, 56$ и 55 , соответственно, при диаметре резонатора 3.7 мкм, что близко к размеру более толстой части стержня, определенного с помощью оптической микроскопии.

Для исследования низкотемпературных спектров КРИ массива микростержней была выбрана область образца вблизи его края, где число лазирующих мик-

ростержней было относительно небольшим. На рисунке 3 показана эволюция КРИ массива микро-

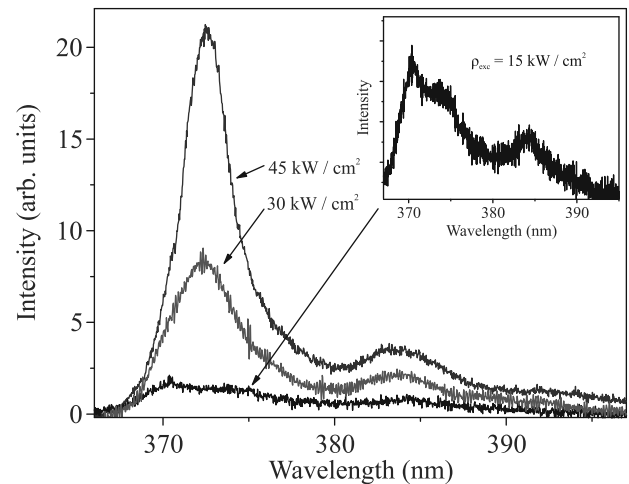


Рис. 3. (Цветной онлайн) Эволюция спектров КРИ массива стержней при увеличении интенсивности фотовозбуждения при $T \sim 80$ К. На вставке – спектр при $\rho_{\text{exc}} \sim 15$ кВт/см²

стержней при $T \sim 80$ К и небольшом росте плотности мощности фотовозбуждения ρ_{exc} . При наименьшем значении ρ_{exc} картина КРИ образца (см. вставку на рис. 3) типична для микрокристаллов ZnO при данной температуре [15, 24–26]. В частности, визуально четко различимы 3 полосы с максимумами на 370.2 нм (3.349 эВ), 374 нм (3.315 эВ) и 383.6 нм (3.232 эВ), обусловленные соответственно рекомбинацией связанных экситонов, смесью первого фононного повторения излучения свободного экситона (X-LO) и излучения с участием поверхност-

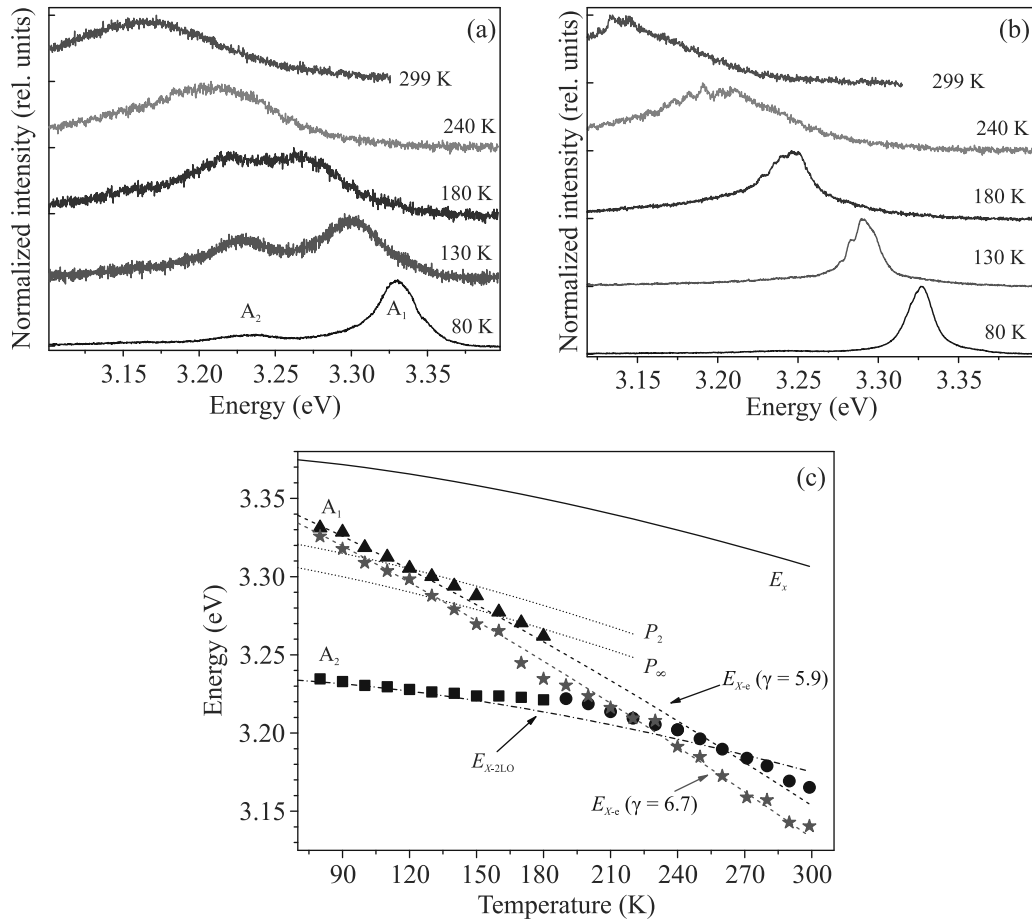


Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектры КрИ микростержней ZnO в режиме УСИ (а) и лазерной генерации (б), зарегистрированные при различных температурах; (с) – зависимости энергии фотонов от температуры для полос A₁ (черные треугольники), A₂ (черные квадраты) и объединенной полосы (черные кружки) в режиме УСИ и лазерной полосы (красные звезды). Также показаны теоретические энергии для процессов X-X (точечный пунктир), X-e (пунктирная линия) и X-2LO (штрихпунктирная линия), а также энергия $E_X(T)$ [24] (сплошная линия)

ных состояний, а также главным образом второго (X-2LO) фотонного повторения свободного экситона [15, 24–26]. Учитывая небольшую долю удельной поверхности (соотношение поверхности и объема) микрокристаллитов, вклад фононных повторений полос, обусловленных поверхностными дефектами, в области длин волн выше ~ 380 нм, вероятно, невелик [27]. При $\rho_{\text{exc}} \sim 20$ кВт/см² появляется полоса в области 371.9 нм (3.334 эВ). При увеличении ρ_{exc} эта полоса демонстрирует быстрый сверхлинейный рост и сужение, проявляя, таким образом, стимулированный характер.

Исследование температурного поведения КрИ микростержней ZnO было проведено в двух разных режимах: режиме усиленного спонтанного излучения (УСИ) и режиме лазерной генерации. На рисунке 4 приведены спектры КрИ образца в режимах УСИ (рис. 4а) и лазерной генерации (рис. 4б)

при некоторых различных температурах, построенные в зависимости от энергии фотонов. Полученные данные позволили построить и проанализировать зависимости энергий основных наблюдаемых полос КрИ от температуры. В частности, на рис. 4с построены такие зависимости в режиме УСИ при $\rho_{\text{exc}} \approx 0.05$ МВт/см² (рис. 4с, черные фигуры) и лазерной генерации при $\rho_{\text{exc}} = 0.3$ МВт/см² (рис. 4с, красные звезды). В режиме УСИ регистрировались и отслеживались две основные полосы: полоса стимулированного излучения (A₁ на рис. 4а, с) и полоса, идентифицированная как X-2LO при 80 К (A₂ на рис. 4а, с). При измерении в режиме лазерной генерации для определения положения максимума проводилось взвешенное усреднение по всем наблюдаемым лазерным линиям по формуле $E_{\text{max}} = \sum_n E_n \times I_n / \sum_n I_n$, где E_n и I_n – энергия и интенсивность n -й лазерной линии, соответственно.

Чтобы на основе анализа спектрального положения полосы понять, какие механизмы задействуются в излучении, необходимо знать экситонную энергию $E_X(T)$ и/или ширину запрещенной зоны $E_g(T)$ данного образца. В данной работе мы имеем дело со структурой, состоящей из достаточно крупных микрокристаллитов, изготовленной в обычных условиях без применения дополнительного допирования. Кроме того, структура спектра краевой люминесценции образца при низкой температуре и положение отдельных полос в спектре типичны для массивного и микрокристаллического ZnO, что позволяет использовать полученные для этого случая данные в настоящем исследовании. На рисунке 4с сплошной линией показана экситонная энергия $E_X(T)$, измеренная для массивного кристалла ZnO в [24]. Основываясь на $E_X(T)$, можно анализировать различные экситонные процессы. Так, на рис. 4с точечным пунктиром построено положение так называемой P -полосы, возникающей при рекомбинации экситона после его рассеяния на другом экситоне (X - X рассеяние). Энергия P -полосы дается выражением:

$$P_n(T) = E_X(T) - E_b \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{3}{2}k_B T, \quad n = 2, \dots, \infty, \quad (2)$$

где n – возбужденное состояние одного из рассеянных экситонов [26]. Из рисунка 4с видно, что полоса стимулированного излучения как в режиме УСИ, так и в режиме лазерной генерации, при низкой температуре не следует температурной зависимости для P -полосы. При температурах менее ~ 120 К полоса (в обоих режимах) находится с коротковолновой стороны от энергетического “коридора”, заключенного между энергиями $P_2(T)$ и $P_\infty(T)$. При этом в режиме лазерной генерации положение полосы более длинноволновое.

При $T \sim 190$ К полоса УСИ сливается с более длинноволновой полосой, положение которой практически идеально описывается уравнением для X -2LO:

$$E_{X-2LO}(T) = E_X(T) - 2E_{LO} + 1/2k_B T, \quad (3)$$

где E_{LO} – энергия LO-фонона (72 мэВ в ZnO) [26]. Это подтверждает заключение о природе этой полосы, сделанное выше. Заметим, что, судя по рис. 4с, X -2LO излучение формирует значительную долю излучения микростержней при КТ. Это коррелирует с более ранними результатами, в которых полоса люминесценции при КТ, не смещающаяся при увеличении интенсивности фотовозбуждения, приписывается именно процессу X -2LO [8, 15, 17].

При той же температуре ($T \sim 190$ К) полоса лазерной генерации лишь слегка отклоняется в сторону меньших энергий. При $T > 190$ К максимум единственной полосы в режиме УСИ примерно следует вдоль теоретической кривой (3), немного отклоняясь в длинноволновую сторону при температурах близких к КТ.

Анализ температурного хода полос УСИ и лазерного излучения выявляет линейную зависимость их энергии по температуре относительно энергии $E_X(T)$. Известно, что такую зависимость демонстрирует излучение экситонов, рекомбинирующих при рассеянии на свободных носителях – электронах и дырках (X - e и X - h рассеяние соответственно) [26, 28]. При этом в связи с более пологим законом дисперсии дырок по сравнению с электронами в ZnO, их состояния обладают меньшими энергиями при тех же квазиимпульсах и заняты с большей вероятностью. Как следствие, процесс X - e рассеяния в структурах ZnO оказывается более определяющим. Энергия фотона $E_{X-e}(T)$, испущенного в ходе X - e процесса подчиняется соотношению:

$$E_{X-e}(T) = E_X(T) - \gamma k_B T, \quad (4)$$

где γ – коэффициент, зависящий от соотношения эффективных масс экситона и электрона [26, 28]. С энергетическими диаграммами процессов (2)–(4) можно ознакомиться, например, в [5, 26]. На рисунке 4с пунктиром проведены кривые (4), соответствующие режимам УСИ и лазерной генерации. При этом соответствующие значения γ составляют 5.9 и 6.7. Значение $\gamma = 5.9$ соответствует экспериментальным данным для микрокристаллического ZnO [15, 29] и удовлетворяет теории [26, 28]. Во втором случае (режим лазерной генерации) лишь иллюстрируется подчинение зависимости (4) – значение γ завышено из-за длинноволнового смещения лазерной полосы в связи с нагревом образца в результате мощной накачки и увеличением эффективной температуры носителей. Тем не менее, ясно видно, что полоса лазерной генерации следует кривой (4) во всем исследованном диапазоне температур. Небольшое отклонение температурного хода лазерной полосы от теоретической зависимости (4) в диапазоне температур 170–220 К может быть связано с конкуренцией X - e и X -2LO процессов – так же, как наблюдалось в случае крупных микростержней с МШГ [15].

Обсуждение. Наблюдаемая нами спектральная картина, проявляющаяся в присутствии широкой полосы люминесценции в области 390–392 нм, которая не демонстрирует активного смещения при росте уровня возбуждения, наряду со смещающейся

лазерной полосой, наблюдалась и ранее в других исследованиях МШГ-микролазеров на основе ZnO [9–11]. Так, например, в значительной степени схожая картина была описана в работе [10], где также исследовался лазерный эффект на МШГ в микро-стержнях ZnO с небольшим диаметром (~ 3.4 мкм). При этом пороги лазерной генерации в наблюдаемом нами случае и в [10] также оказываются одного порядка – 0.21 МВт/см² в данной работе и ~ 0.38 МВт/см² в [10]. Такие лазеры нельзя назвать низкороговыми. Более того, столь высокие значения плотности мощности не позволяют исключать формирование ЭДП в микрокристаллах. Для оценки плотности электрон-дырочных пар n_{e-h} , создаваемой накачкой, часто пользуются выражением $n_{e-h} = \rho_{\text{exc}} \tau (\hbar \omega_{\text{exc}} l)^{-1}$, где $\hbar \omega_{\text{exc}}$ – энергия возбуждающего фотона; τ – время жизни электрон-дырочной пары; l – глубина проникновения возбуждающих фотонов. Действительно, подставляя значения $\tau \sim 100$ пс и $l \sim 100$ нм [30], при $\rho_{\text{exc}} = 0.21$ МВт/см² получаем $n_{e-h} \sim 10^{18}$ см⁻³, т.е. порядка теоретического значения порога Мотта в ZnO [31]. Конечно, такая оценка отражает не все факторы, влияющие на величину n_{e-h} . Так, например, остаются неучтенными эффективность преобразования накачки в люминесценцию и диффузия электрон-дырочных пар, учет которых приведет к уменьшению оценочного значения n_{e-h} . Тем не менее, она позволяет допустить формирование ЭДП. На основании такого допущения часто делается заключение о возможности формирования инверсии населенности в ЭДП с последующей прямой рекомбинацией и лазерованием [5, 9, 10]. Более того, до настоящего времени и в общем случае любых МШГ-микролазеров ZnO, проявляющих красное смещение, этот механизм усиления предполагался основным при КТ [3, 9–11]. Тем не менее, величины n_{e-h} может не хватать для инверсии населенности в ЭДП [32]. Кроме того, оценки проведенные с помощью методов теории многих тел [14, 31] позволяют понять, что даже в условиях интенсивной накачки, когда плотность пар n_{e-h} достаточно велика, и, как следствие, существенен эффект ренормализации запрещенной зоны, значения E_g микрокристаллов не достигают столь коротковолновых значений, какие принимает положение лазерной полосы при КТ [33]. В этом случае при отсутствии инверсии населенностей в ЭДП предполагается возможным принципиальная неизменность механизма рассеяния, приводящего к усилению. При этом экситонный процесс рассеяния (в том числе, $X-e$ и $X-2LO$) может плавно сменяться на аналогичный процесс в ЭДП с участием кулоновски-скоррелированных электрон-

дырочных состояний [32]. Похоже, это и имеет место в случае небольших МШГ-микролазеров на основе микростержней ZnO, как показывает настоящее исследование. Таким образом, механизмы оптического усиления в небольших и крупных МШГ-микролазерах ZnO [15] оказываются схожи. Тем не менее, можно заметить и существенные отличия между ними. Так, в [15] было показано, что в случае микростержней большого диаметра (10–20 мкм) с МШГ, при низких температурах (до ~ 170 К) усиление реализуется за счет процесса $X-X$ рассеяния, аналогично микрокристаллам и массивным образцам ZnO [26, 28, 29]. Кроме того, процесс $X-2LO$ также может создавать заметное усиление, особенно при пониженных температурах (вплоть до ~ 180 – 200 К), и конкурировать с процессом $X-e$ [15, 17]. Усиление же в микростержнях с малым диаметром в широком диапазоне температур создается в результате процесса типа $X-e$. Причиной этого, по-видимому, являются высокие плотности электрон-дырочных пар, которые необходимо создать в микрорезонаторе небольшого размера для достижения величины усиления, достаточной для преодоления потерь. Это приводит к значительной ионизации экситонов и невозможности $X-X$ процесса даже при низких температурах.

Полоса спонтанного излучения в области 390–392 нм, не смещающаяся с ростом уровня фотовозбуждения, формируется в результате $X-2LO$ процесса (или его аналога в режиме ЭДП). Таким образом, она, действительно, имеет экситонную природу, как предположено в [10]. Отметим, что эта полоса наблюдается во многих микроструктурах ZnO, в том числе с МШГ, и может проявлять стимулированный характер [6–10]. При этом ее часто связывают с процессом экситон-экситонного рассеяния [6, 7]. Однако, как показывается в настоящей работе и в [15, 17], эта полоса не имеет к отношению к $X-X$ процессу. То, что она сохраняет линейный ход после начала лазерной генерации при отсутствии сужения, может говорить о том, что это излучение происходит главным образом из областей микрокристалла, отличных от лазерующих. По-видимому, присутствие в спектре этого излучения одновременно с лазерным делает излом на зависимости $I_{L2}(\rho_{\text{exc}})$ менее явным.

Заключение. В работе исследован лазерный эффект в микростержнях ZnO с небольшим диаметром (1–6 мкм). Мы показали, что оптическое усиление для этого процесса в диапазоне температур 80–300 К, как и в случае более крупных МШГ-микролазеров (с диаметрами до 20 мкм) [15], обеспечивается процессом рассеяния электрон-дырочных пар (экситонов) на электронах, а не инверсией населенности в

электронно-дырочной плазме, как широко считалось ранее. Кроме того, показано, что люминесцентная полоса в области 390–392 нм при комнатной температуре, не смещающаяся с увеличением интенсивности возбуждения, представляет собой главным образом второе фононное повторение излучения свободного экситона, по крайней мере, при относительно невысоких накачках. Таким образом, в совокупности с нашими предыдущими исследованиями, можно говорить о том, что процессы рассеяния электрон-дырочных пар (экситонов) ответственны за оптическое усиление в МШГ-микролазерах на основе ZnO.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 23-29-00535 (<https://rscf.ru/project/23-29-00535/>).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. H. Morkoc and U. Ozgur, *Zinc oxide: fundamentals, materials and device technology*, Wiley-VCH, Weinheim (2009).
2. C. F. Klingshirn, *Semiconductor Optics*, Springer, Berlin (2012).
3. H. Dong, B. Zhou, J. Li, J. Zhan, and L. Zhang, *J. Materiomics* **3**, 255 (2017).
4. 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)].
5. A. Tashiro, Y. Adachi, and T. Uchino, *J. Appl. Phys.* **133**, 221101 (2023).
6. R. Chen, B. Ling, X. W. Sun, and H. D. Sun, *Adv. Mater.* **23**, 2199 (2011).
7. J. Dai, C. X. Xu, X. Y. Xu, J. T. Li, J. Y. Guo, and Y. Lin, *APL Mater.* **1**, 032105 (2013).
8. T. Michalsky, M. Wille, C. P. Dietrich, R. Roder, C. Ronning, R. Schmidt-Grund, and M. Grundmann, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 211106 (2014).
9. C. Xu, J. Dai, G. Zhu, G. Zhu, Y. Lin, J. Li, and Z. Shi, *Las. Photon. Rev.* **8**, 469 (2014).
10. J. Dai, C. X. Xu, P. Wu, J. Y. Guo, Z. H. Li, and Z. L. Shi, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 011101 (2010).
11. J. Dai, C. Xu, T. Nakamura, Y. Wang, J. Li, and Y. Lin, *Opt. Express* **22**, 28831 (2014).
12. M. A. Versteegh, D. Vanmaekelbergh, and J. I. Dijkhuis, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 157402 (2012).
13. M. Wille, C. Sturm, T. Michalsky, R. Röder, C. Ronning, R. Schmidt-Grund, and M. Grundmann, *Nanotechnology* **27**, 225702 (2016).
14. T. Nakamura, K. Firdaus, and S. Adachi, *Phys. Rev. B* **86**, 205103 (2012).
15. A. P. Tarasov, A. E. Muslimov, and V. M. Kanevsky, *Materials* **15**, 8723 (2022).
16. Л. Н. Демьянец, Л. Е. Ли, А. С. Лавриков, С. В. Никитин, Кристаллография **55**, 149 (2010) [Crystallogr. Rep. **55**, 142 (2010)].
17. L. A. Zadorozhnaya, A. P. Tarasov, A. S. Lavrikov, and V. M. Kanevsky, *Comp. Opt.* **48**, to be published (2024).
18. X. W. Sun and H. S. Kwok, *J. Appl. Phys.* **86**, 408 (1999).
19. M. A. Zimmmer, J. Bao, F. Capasso, S. Müller, and C. Ronning, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 051101 (2008).
20. J. Liu, S. Lee, Y. Ahn, J. Y. Park, K. H. Koh, and K. H. Park, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 263102 (2008).
21. А. П. Тарасов, А. С. Лавриков, Л. А. Задорожная, В. М. Каневский, Письма в ЖЭТФ **115**, 554 (2022) [JETP Lett. **115**, 502 (2022)].
22. L. Sun, H. Dong, W. Xie, Z. An, X. Shen, and Z. Chen, *Opt. Express* **18**, 15371 (2010).
23. J. Wiersig, *Phys. Rev. A* **67**, 023807 (2003).
24. L. Wang and N. C. Giles, *J. Appl. Phys.* **94**, 973 (2003).
25. J. V. Foreman, J. G. Simmons, W. E. Baughman, J. Liu, and J. O. Everitt, *J. Appl. Phys.* **113**, 133513 (2013).
26. C. Klingshirn, J. Fallert, H. Zhou, J. Sartor, C. Thiele, F. Maier-Flaig, D. Schneider, and H. Kalt, *Phys. Status Solidi* **247**, 1424 (2010).
27. А. П. Тарасов, И. Д. Веницев, А. Э. Муслимов, Л. А. Задорожная, П. А. Родный, В. М. Каневский, Квантовая электроника **51**, 366 (2021) [Quantum Electron. **51**, 366 (2021)].
28. C. Klingshirn, *Phys. Status Solidi B* **71**, 547 (1975).
29. R. Matsuzaki, H. Soma, K. Fukuoka, K. Kodama, A. Asahara, T. Suemoto, Y. Adachi, and T. Uchino, *Phys. Rev. B* **96**, 125306 (2017).
30. U. Ozgur, Y. I. Alivov, C. Liu, A. Teke, M. A. Reshchikov, S. Dogan, V. Avrutin, S. J. Cho, and H. A. Morkoc, *J. Appl. Phys.* **98**, 41301 (2005).
31. M. A. Versteegh, T. Kuis, H. T. C. Stoof, and J. I. Dijkhuis, *Phys. Rev. B* **84**, 035207 (2011).
32. C. Klingshirn, R. Hauschild, J. Fallert, and H. Kalt, *Phys. Rev. B* **75**, 115203 (2007).
33. 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)].