Письма в ЖЭТФ, том 114, вып. 9, с. 596 – 603

Вынужденное излучение и лазерная генерация в многогранных микрокристаллах ZnO

А. П. Тарасов[+1)], *Л. А. Задорожная*[+], *А. Э. Муслимов*[+], *Ч. М. Брискина*[*], *В. М. Каневский*[+]

[+] *Федеральный научно-исследовательский центр "Кристаллография и фотоника" РАН, 119333 Москва, Россия*

[*] *Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 сентября 2021 г.
После переработки 23 сентября 2021 г.
Принята к публикации 23 сентября 2021 г.

Создание эффективных миниатюрных лазерных источников в УФ диапазоне длин волн, равно как и изучение фундаментальных аспектов вынужденного излучения в таких микролазерах, остается актуальной задачей современной оптоэлектроники. В данной работе исследуются особенности фотолюминесценции и лазерной генерации на модах шепчущей галереи (МШГ) многогранных микрокристаллов ZnO, синтезированных по механизму пар-жидкость-кристалл. Показано, что характер краевого излучения различен в микрокристаллах различного размера: в кристаллах с линейными размерами 10–15 мкм возбуждается низкопороговая лазерная генерация, в более крупных кристаллах (размером до 80 мкм) наблюдается усиленное спонтанное излучение в широком диапазоне уровней возбуждения. Низкая плотность многогранных микрокристаллов на подложке и большой разброс их размеров позволяют исследовать оба типа излучения раздельно, что делает такие кристаллы перспективной структурой для изучения вынужденного излучения, сопровождающего лазерную генерацию на МШГ. Проведенный анализ позволяет предположить, что вынужденное излучение в исследованных кристаллах формируется в процессе рассеяния электрон-дырочных пар на свободных носителях, что обеспечивает низкий порог лазерной генерации.

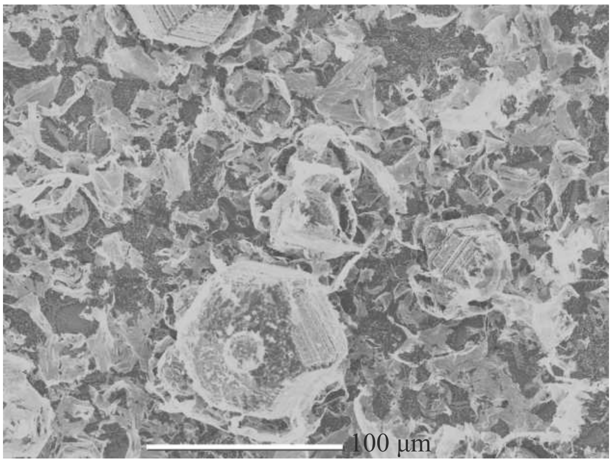
DOI: 10.31857/S1234567821210035

Введение. ZnO – известный широкозонный полупроводник, активно исследуемый на протяжении многих лет. В виду уникальных свойств этого материала, его изучение остается актуальным и в настоящее время [1–4]. Более того, ZnO является модельным материалом для изучения многих процессов, свойственных широкозонным полупроводникам. Не являются исключением и процессы, определяющие его оптические свойства. Среди них особое место занимают процессы, участвующие в формировании вынужденного излучения (ВИ) и лазерной генерации. Исследования этих процессов, в частности, с целью выяснения природы ВИ проводятся не первое десятилетие, однако не все вопросы получили однозначные ответы. Сложность трактовки природы ВИ в различных типах нано- и микроструктур ZnO, особенно при комнатной температуре (КТ), обусловлена многими факторами. Во-первых, большая энергия связи экситонов в ZnO (60 мэВ [5]) обеспечивает потенциальную возможность возникновения нескольких типов процессов, приводящих к ВИ, в дополнение к процессам, связанным с формированием электронно-дырочной плазмы [6]. Далее, в структурах с различной морфологией, разным качеством поверхности, при различных условиях возбуждения и т.д. существует возможность возникновения ВИ различных типов. В связи с этим поиск структур, которые позволяли бы максимально полно и комплексно исследовать конкретный тип ВИ остается актуальным.

В предлагаемой работе исследуются особенности морфологии и фотолюминесценции многогранных микрокристаллов ZnO. Показано, что они могут быть потенциально полезны для интерпретации природы одного из типов ВИ, который часто сопровождает лазерную генерацию на модах шепчущей галереи. На основе анализа спектров излучения и теоретических оценок дана предварительная трактовка природы наблюдаемого типа ВИ.

Эксперимент. Выбранные для исследования образцы микрокристаллов ZnO получены методом газофазного осаждения с использованием механизма пар-жидкость-кристалл (ПЖК) по ранее разработанной методике [7] на подложках (111) кремния. Пары цинка в газовой фазе формировались продувкой газовой смесью (кислород, аргон) зоны испарения

1) e-mail: tarasov.a@crys.ras.ru



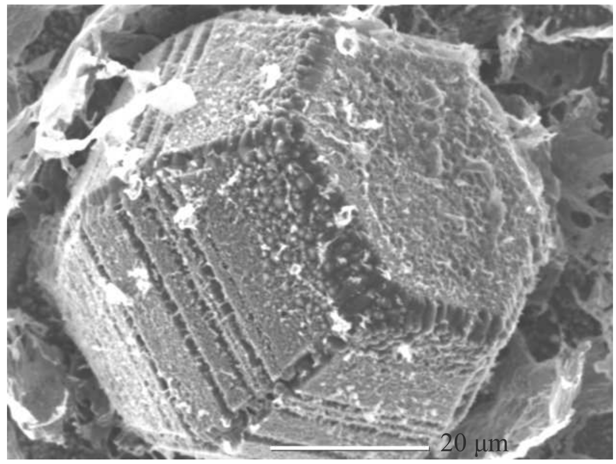


Рис. 1. РЭМ-изображения нескольких многогранников ZnO (a) и одного многогранника (b)

Zn, размещенного в тигле. По условиям проведения синтеза температура зоны испарения (630 °C) поддерживалась выше температуры зоны роста (580 °C). Концентрация кислорода в газовой смеси с аргоном не превышала 10 %.

Фотолюминесценция (ФЛ) кристаллов исследовалась 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 ~ 150 мкм. Регистрация ФЛ образца осуществлялась с помощью монохроматора МДР-206, совмещенного с ПЗС-камерой "Видеоскан". Спектральное разрешение системы ~ 0.1 нм (0.8 мэВ). Все измерения проводились при комнатной температуре (КТ).

Результаты. На рисунке 1 приведены микрофотографии исследуемого образца. Видно, что образец состоит из кристаллов различных форм и размеров (рис. 1a). Правильная гексагональная форма крупных многогранных микрокристаллов (далее – многогранники) говорит об их вюрцитной кристаллической структуре. Такие кристаллы обладают 14 гранями, при этом 2 грани являются фактически торцевыми, а 12 граней – боковыми (по 6 пар граней, расположенных под углом 60° друг относительно друга). Размеры многогранников лежат в широком диапазоне от ~ 10 до 80 мкм. Другие наблюдающиеся на поверхности образца структуры – мелкозернистая пленка и нанометровая тонкая пленка, которые присутствуют как непосредственно на подложке, так и на многогранниках (см. рис. 1b). Согласно модели синтеза по механизму ПЖК в зоне роста на начальной стадии процесса происходит частичная конденсация металлического цинка с образованием на подложке нано- и микрокапель Zn. С повышением температуры и концентрации цинка в газовой фазе увеличиваются средний и максимальный размеры капель, уменьшается их плотность на поверхности подложки. Высокая температура зоны испарения позволяла формировать микрокапли Zn размерами до нескольких микрон. Каждая капля дает начало, как правило, единственному микрокристаллу ZnO, который в дальнейшем разрастается до нескольких десятков микрометров, с образованием многогранной формы. Расстояние между крупными каплями составляет величину порядка от 10 до 200 мкм. Можно считать, что микрокристаллы ZnO питаются из газовой фазы независимо, каждый из своего сектора.

Условия эксперимента и уединенное расположение некоторых многогранников позволяют возбуждать ФЛ в отдельных микрокристаллах. На рисунке 2 показаны спектры краевого излучения при фокусировке лазерного возбуждения на одном из многогранников в зависимости от плотности мощности возбуждения $\rho_{\rm exc}$. При небольших значениях $\rho_{\rm exc}$ спектры ФЛ достаточно широкие, и отчетливо наблюдаются по крайней мере две полосы (см. вставку слева на рис. 2). Обозначим коротковолновую полосу как A1, а длинноволновую – как A2. При росте уровня возбуждения в спектральной области максимума полосы A2 (~ 3.17 эВ) появляются узкие линии (ширина на половинной высоте ~ 0.5 нм), что говорит о начале лазерной генерации (ЛГ). Некоторые микрокристаллы в ходе эксперимента демонстрировали довольно низкие пороги ЛГ. В частности, порог для случая на рис. 2 составил ~ 50 кВт/см^2. При дальнейшем росте накачки в спектре появляется больше лазерных линий, а сама полоса A2 сначала резко сужается, демонстрируя вынужденный характер

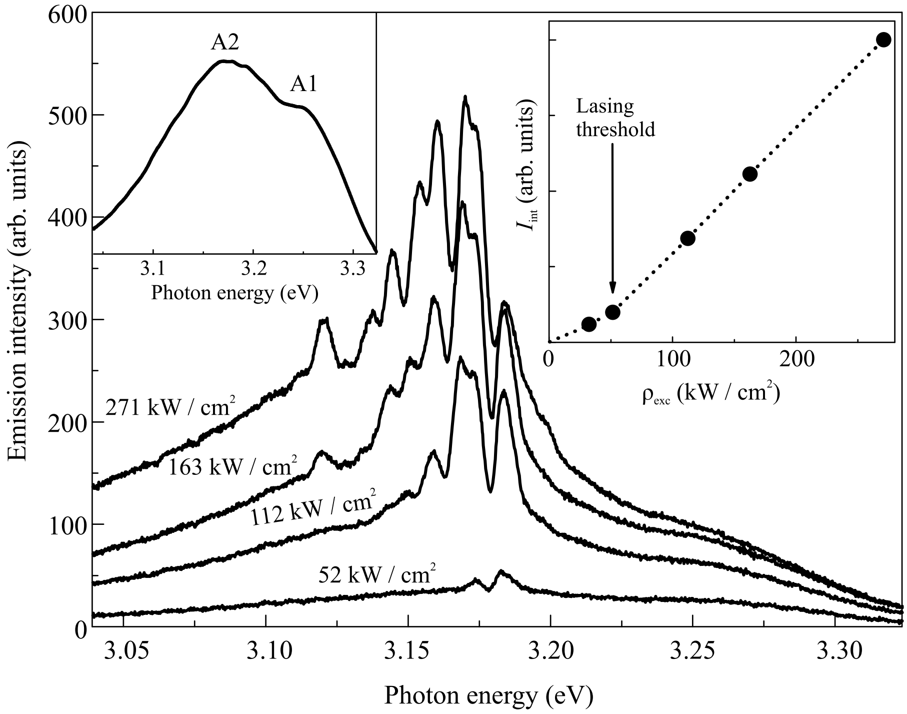


Рис. 2. Спектры УФ ЛГ в многограннике ZnO при различной плотности мощности возбуждения ρ_{exc}. На вставке слева – спектр ФЛ при $\rho_{\text{exc}} = 30$ кВт/см^2. На вставке справа – зависимость интегральной интенсивности излучения I_{int} от ρ_{exc}. Здесь и далее пунктирные линии, соединяющие экспериментальные точки, проведены для наглядности

излучения, а затем уширяется, вовлекая все больше лазерных мод в генерацию. При этом вся область усиления смещается в длинноволновую сторону. На вставке справа рис. 2 показан ход интегральной интенсивности излучения I_{int} (интеграл под спектральной кривой) в зависимости от плотности мощности ρ_{exc}. В области порога ЛГ на графике $I_{\text{int}}(\rho_{\text{exc}})$ наблюдается типичный излом. В условиях эксперимента люминесценция образцов в видимой области не наблюдалась.

Спектральная картина в надпороговой области накачек позволяет предположить, что в кристалле реализуются моды шепчущей галереи (МШГ). Выражение

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

определяет спектральное положение МШГ с номером N. В (1) D – диаметр гексагонального резонатора, $\beta = n_\perp$ and $n_\parallel^{-1}$, где $n_\perp$ и $n_\parallel$ – показатели преломления в случае ТЕ и ТМ поляризаций [8, 9]. Согласно (1) расстояние между модами 1.1 нм соответствует соседним МШГ с ТЕ или ТМ поляризацией и значениям N в диапазоне ~ 145–165, возбуждаемым в гексагональном сечении кристалла с диаметром ~ 10–15 мкм (при использовании $n(\lambda)$ из [9–11]). Однако, поскольку ТЕ-моды обычно более интенсивные, чем ТМ-моды [8], в нашем эксперименте, при околопороговых накачках скорее всего, наблюдаются ТЕ-МШГ моды. Таким образом, ЛГ возникает только в небольших многогранниках с размерами менее 15 мкм. Мы предполагаем, что в рассматриваемом случае МШГ реализуются в гексагональном сечении средней части небольших многогранников (см. рис. 1b).

На рисунке 3 показаны спектры краевой ФЛ области образца с крупными многогранниками при росте плотности мощности ρ_{exc} от 116 до 944 кВт/см^2. Аналогично рис. 2, здесь также наблюдаются полосы A1 и A2, однако ЛГ в таких микрокристаллах в использованном диапазоне уровней возбуждения не появляется. Это обусловлено существенными оптическими потерями в более крупных микрокристаллах по сравнению с мелкими, связанными в первую очередь с рассеянием света на неоднородностях структуры и дефектах поверхности. При наименьшем уровне возбуждения полосы A1 и A2 достаточно хорошо разрешимы, и разложение на две компоненты позволяет более точно определить положения максимумов этих полос: 3.27 эВ (379 нм) в случае A1 и 3.17 эВ (391 нм) в случае A2. При увеличении плотности мощности возбуждения полоса A2, сильно уширяясь, быстро смещается в длинноволновую сторо-

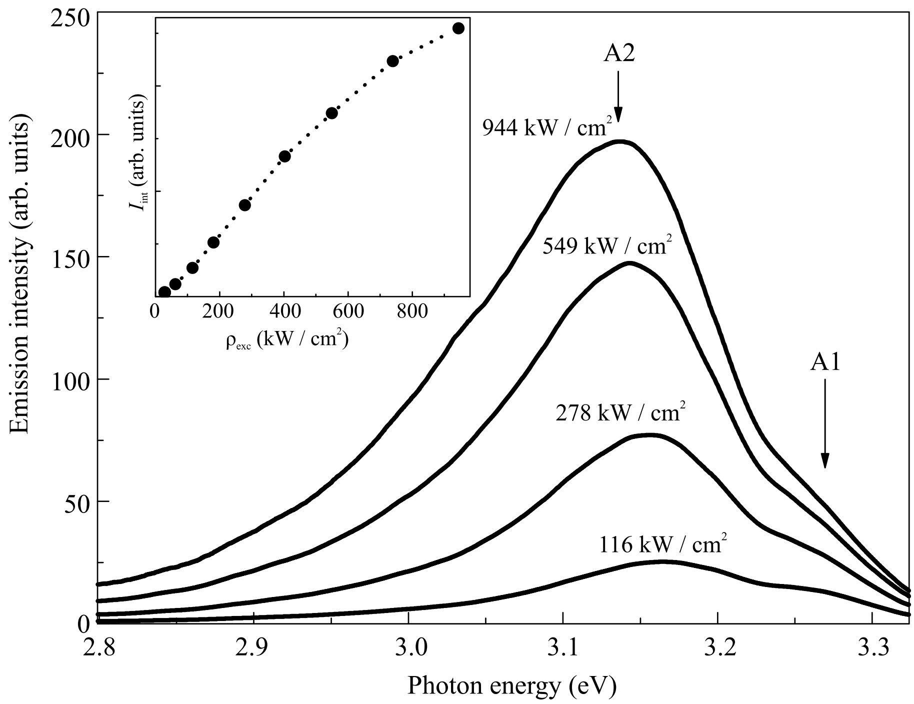


Рис. 3. Спектры краевой ФЛ многогранников ZnO при различной плотности мощности возбуждения $\rho_{\rm exc}$. На вставке – зависимость интегральной интенсивности излучения $I_{\rm int}$ от $\rho_{\rm exc}$

ну. В использованном диапазоне плотностей мощности возбуждения это смещение составило ~ 40 мэВ (5 нм). На вставке рисунка 3 продемонстрирована зависимость интегральной интенсивности $I_{\rm int}$ краевого излучения от $\rho_{\rm exc}$. Зависимость имеет S-образную форму, демонстрируя сверхлинейный рост при $\rho_{\rm exc}$ до ~ 200 кВт/см^2 и выход на насыщение при более высоких уровнях возбуждения. Сверхлинейный рост говорит о присутствии усиленного спонтанного излучения в полосе A2.

Отсутствие ЛГ в случае крупных многогранников дает возможность отследить точно смещение полосы A2 с изменением уровня возбуждения и сравнить с теоретическими оценками, что позволит понять природу вынужденного излучения (ВИ) в подобных кристаллах. Известно несколько возможных процессов, приводящих к появлению ВИ в структурах ZnO при КТ и похожей спектральной картине. Исторически основными из них принято считать неупругое рассеяние экситонов друг на друге, приводящее к появлению так называемой P-полосы в спектре излучения, и излучательную рекомбинацию в электронно-дырочной плазме (ЭДП) [5, 6, 12, 13]. В последнем случае наряду с прямой рекомбинацией, существует возможность возбуждения ВИ вследствие неупругого рассеяния кулоновски связанных электрон-дырочных пар из ЭДП на свободных носителях [14, 15].

Так, спектральное положение P-полосы (при рассеянии одного экситона на другом, один из них переходит в возбужденное состояние (с $n = 2, 3, \ldots$), а другой рекомбинирует с испусканием фотона) определяется выражением [5, 6]:

$$P_n(T) = E_x(T) - E_b\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) - \frac{3}{2}kT, \qquad (2)$$

где $E_x(T)$ – зависимое от температуры T положение максимума рекомбинационного излучения свободного экситона, E_b – энергия связи экситона (60 мэВ в ZnO [5]), $\frac{3}{2}kT$ – кинетическая добавка, связанная с движением экситона. Таким образом, при КТ ($kT \cong 25$ мэВ) спектральное расстояние от P-полосы до $E_x(T)$ должно составлять 83–98 мэВ (в зависимости от n). Учитывая ширину запрещенной зоны E_g в микрокристаллическом ZnO (3.37 эВ при КТ [16]), можно оценить расстояние от максимума полосы A2 до $E_x(T)$. При наименьшем уровне возбуждения полоса A2 отстоит от $E_x(T)$ на 140 мэВ; рост уровня возбуждения увеличивает это расстояние до ~ 180 мэВ (при максимальном значении $\rho_{\rm exc}$). Поскольку соответствующий рост температуры решетки и/или эффективной температуры экситонов (на ~ 120–$160°$ уже при минимальном возбуждении и дополнительно на $\sim 120°$ при росте возбуждения [16]) в условиях эксперимента представляется маловероятным (существование экситонов в таких условиях сомнительно), мы исключаем P-полосу из рассмотрения.

Чтобы проверить возможное участие ЭДП в формировании полосы А2, оценим динамическое изменение ширины запрещенной зоны E_g в результате ренормализации при формировании ЭДП и росте плотности электрон-дырочных пар n_{e-h}. E_g зависит от длины экранирования в ЭДП λ_s как

$$E_g = E_{g0} - E_b \frac{a_b}{\lambda_s}, \tag{3}$$

где E_{g0} – ширина запрещенной зоны в отсутствии ренормализации, a_b – боровский радиус экситона [17, 18]. λ_s определяется электронной и дырочной составляющими $\lambda_{s,e}$ и $\lambda_{s,h}$ согласно выражению:

$$\frac{1}{\lambda_s^2} = \frac{1}{\lambda_{s,e}^2} + \frac{1}{\lambda_{s,h}^2}. \tag{4}$$

Каждая из $\lambda_{s,i}$ $(i = e, h)$ находится из выражения:

$$\lambda_{s,i} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{e^2} \frac{\partial \mu_i}{\partial n_i}}, \tag{5}$$

где ε_0 – электрическая постоянная, ε_r – относительная диэлектрическая проницаемость, e – заряд электрона, а плотность электрон-дырочных пар n_i связана с соответствующим химическим потенциалом μ_i:

$$n_i = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_i}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int\limits_0^\infty \frac{\sqrt{E} dE}{\exp\left(\frac{E-\mu_i}{kT}\right) + 1}. \tag{6}$$

Рассчитанная в соответствии с (3)–(6) зависимость $E_g(n_{e-h})$ показана на рис. 4 (верхняя кривая). При расчете было учтено, что при оптическом возбуждении $n_e = n_h = n_{e-h}$, а также использованы следующие параметры для ZnO: $E_{g0} = 3.37$ эВ, $a_b = 1.8$ нм, эффективные массы электрона $m_e = 0.28 m_0$ и дырки $m_h = 0.59 m_0$ (где m_0 – масса электрона), $\varepsilon_r = 6.56$ [5, 16–19].

Для сравнения с экспериментальными данными значения $\rho_{\rm exc}$ были пересчитаны в n_{e-h} с использованием соотношения:

$$n_{e-h} = \frac{\rho_{\rm exc} \tau}{\hbar \omega_{\rm exc} l}, \tag{7}$$

где $\hbar\omega_{\rm exc}$ – энергия возбуждающего фотона; τ – время жизни электрон-дырочной пары; l – глубина проникновения возбуждающих фотонов или глубина диффузии электрон-дырочной пары [14]. Приняв $\hbar\omega_{\rm exc} = 3.49$ эВ, $\tau = 100$ пс, $l = 100$ нм [5] (мы считаем, что рекомбинация происходит, в основном, в приповерхностном слое – см. далее), была построена зависимость положения максимума полосы А2 от $n_{\text{e-h}}$ (см. нижнюю кривую на рис. 4).

Сравнивая расчетную и экспериментальную зависимости на рис. 4, можно отметить в целом их схожее поведение, особенно в области больших значений n_{e-h}. При небольших n_{e-h} изменение $E_g(n_{e-h})$ более резкое по сравнению с положением полосы А2. Вместе с тем, значительное расстояние между кривыми не позволяет отнести полосу А2 к прямой рекомбинации в ЭДП. Более того, согласно литературным данным пороговые значения n_{e-h} для формирования ЭДП (порог Мотта) составляют для ZnO $n_M = 5 \cdot 10^{17} \ldots 4 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ [5, 14, 17]. Учитывая немного завышенную оценку по (7), маловероятно, чтобы при наименьшем уровне возбуждения в нашем случае (соответствует $n_{e-h} = 5 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$) ЭДП уже сформировалась.

Появление ВИ в многогранниках при низких значениях $\rho_{\rm exc}$ может быть обусловлено процессом рассеяния экситонов на свободных электронах, который может иметь место при частичной ионизации экситонов вследствие их высокой плотности и значительного затухания экситонного состояния при КТ [6, 14, 20]. Потеряв часть энергии вследствие такого рассеяния, экситон рекомбинирует, при этом излучается фотон с энергией

$$E_{X-el}(T) = E_x(T) - \gamma kT, \tag{8}$$

где γ – коэффициент, зависящий от соотношения эффективных масс экситона и электрона. В нашем исследовании расстояние от максимума А2 до $E_x(T)$ составляет $5.6kT$, что близко к литературным значениям γ для ZnO ($\sim$ 6–8) [19–22].

Таким образом, представляется возможным следующий сценарий. При относительно небольших уровнях возбуждения в приповерхностной области многогранника имеет место неупругое рассеяние экситонов на свободных электронах, дающее соответствующее излучение. При росте уровня возбуждения и приближении n_{e-h} к n_M канал излучения постепенно сменяется и определяется все больше рекомбинацией электрон-дырочных пар в ЭДП при их рассеянии на свободных носителях. Это объясняет слабое красное смещение полосы А2 при относительно небольших значениях n_{e-h}, когда излучение имеет еще, в основном, экситонную природу, и схожее поведение положения А2 и расчетной зависимости $E_g(n_{e-h})$ в области высоких n_{e-h}, т.е. там, где определяющее значение играет рекомбинация в ЭДП и ренормализация запрещенной зоны (см. рис. 4). Указанный переход может происходить плавно, без спектральных особенностей [23].

Обсуждение. Спектральная картина с двумя полосами в спектрах излучения и ЛГ на более длин-

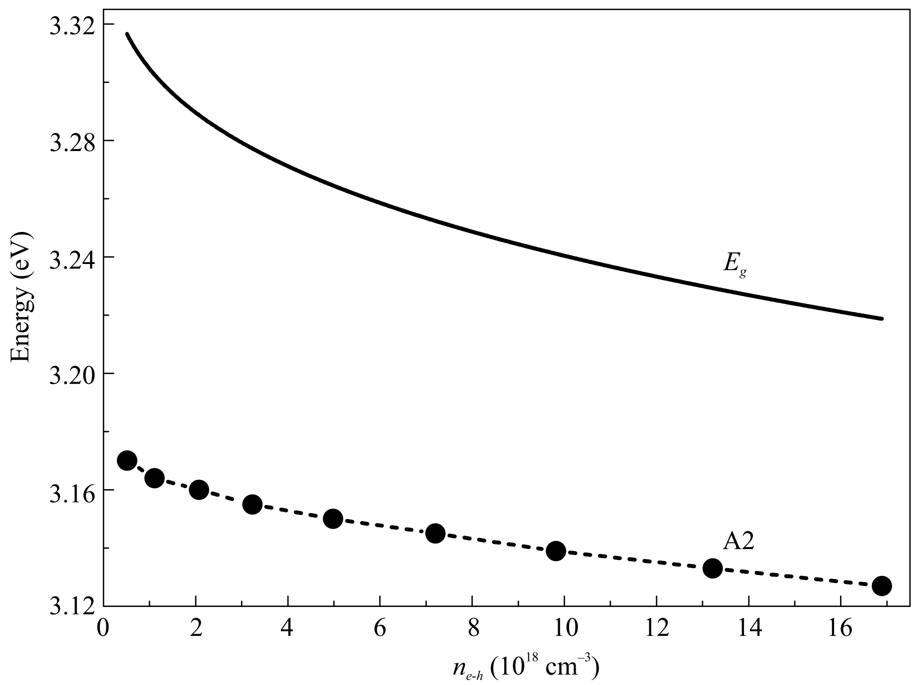


Рис. 4. Расчетная зависимость ширины запрещенной зоны E_g от плотности электрон-дырочных пар n_{e-h} (верхняя кривая) и экспериментальная зависимость положения полосы A2 от n_{e-h} (нижняя кривая)

новолновой из них, аналогичная рис. 2, наблюдалась многими исследователями в микрокристаллах ZnO (например, [8, 9, 24–29]). При этом в некоторых работах говорится о вынужденной природе излучения, возникающего в результате неупругого рассеяния одного экситона на другом (P-полоса) [26, 28, 29]. В других исследованиях, вслед за классическими работами D. Bagnall и соавт. [12, 13], возникновение оптического усиления в длинноволновой полосе связывается с инверсией населенностей, возникающей в электронно-дырочной плазме (ЭДП) [8, 25, 27]. В работах [14, 15] авторы проводят анализ некоторых известных в литературе экспериментальных результатов и приходят к выводу, что во многих случаях быстро смещающаяся с ростом температуры и уровня возбуждения полоса в области энергий 3.2 эВ и менее, поддерживающая лазерную генерацию, возникает вследствие рассеяния кулоновски связанных электрон-дырочных пар из ЭДП на свободных носителях.

Однако интерпретация природы излучения может быть затруднена присутствием ЛГ, что связано с появлением и конкуренцией лазерных мод, с существенным уменьшением длительности излучения, со стабилизацией коэффициента усиления и пр. С другой стороны, наблюдение только спонтанной люминесценции в области длинноволновой компоненты приводит к другим сложностям трактовки, среди которых можно отметить обязательное рассмотрение возможного участия дефектов кристаллической решетки в формировании такого излучения [30, 31]. В этом смысле определенное преимущество дают типы кристаллов, которые могут обеспечить как появление ЛГ, так и наблюдение излучения в допороговом режиме в большом диапазоне уровней возбуждения. Исследованные многогранники предоставили нам такую возможность благодаря большому диапазону их размеров и достаточно уединенному расположению некоторых из них. Это позволило без дополнительных манипуляций с образцом изучать отдельные кристаллы различных размеров в условиях эксперимента и строить обоснованные предположения о природе возбуждаемого в них ВИ.

Несмотря на то, что экситоны, судя по всему, участвуют в процессе излучения и, в частности, ЛГ многогранников при КТ (по крайней мере, при небольших уровнях возбуждения ρ_{exc}), неупругое рассеяние экситонов друг на друге (P-полоса) оказывается непричастным к ВИ в этих кристаллах. Тем не менее, рассеяние все-таки имеет место в процессе формирования ВИ и возбуждения ЛГ в данном случае, что обуславливает низкие лазерные пороги. В случае рис. 2 порог ЛГ соответствует плотности n_{e-h} всего $8 \cdot 10^{17}\,\text{см}^{-3}$. В работах [10, 32], где наблюдалась низкопороговая ЛГ на МШГ в тетраподах ZnO, оцененная по (8) пороговая плотность n_{e-h} при использованных параметрах эксперимента составляла еще меньше $\sim(2{-}4)\cdot 10^{17}\,\text{см}^{-3}$. Эти значения ниже, чем n_M, что говорит об экситонной природе ВИ при относительно низких уровнях возбуждения. При высоких надпороговых накачках на высокую плотность носителей и вероятное присутствие ЭДП указывает синее смещение (на 1–2 мэВ) лазерных линий с ростом накачки (см. рис. 2). Это смещение связано с уменьшением показателя преломления материала в результате роста числа носителей и формирования ЭДП [33]. Присутствие полосы A1, имеющей экситонную природу [16], вплоть до высоких значений ρ_{exc} в спектрах люминесценции объясняется неоднородностью пятна лазерного возбуждения на образце, а также сильной диффузией экситонов в микрокристаллах (~ 1 мкм [6]).

Заключение. В работе исследовались люминесцентные и лазерные особенности многогранных микрокристаллов ZnO, выращенных методом химического осаждения из газовой фазы. Показано, что характер краевой фотолюминесценции микрокристаллов зависит от их размеров. Более мелкие кристаллы (с линейными размерами 10–15 мкм) демонстрируют лазерную генерацию на модах шепчущей галереи с довольно низкими порогами. Более крупные кристаллы проявляют усиленное спонтанное излучение в широком диапазоне уровней возбуждения. Такая особенность, а также небольшая плотность расположения микрокристаллов на подложке позволяют исследовать оба типа излучения раздельно, не прибегая к дополнительным манипуляциям с образцом. Проведенный анализ позволяет сделать предварительные выводы о причинах низких лазерных порогов в полученных многогранных микрокристаллах. А именно, предположено, что лазерная генерация в таких микрокристаллах возбуждается в процессе рассеяния электрон-дырочных пар на свободных носителях. При этом рост уровня возбуждения сопровождается переходом через порог Мотта и, соответственно, сменой основного канала излучения с экситонного на излучение электронно-дырочной плазмы.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Государственного задания ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" в части получения пленок, Государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН в части изучения лазерных свойств микроструктур и при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 18-29-12099 мк) в части исследования оптических свойств пленок с использованием оборудования ЦКП ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" при поддержке Минобрнауки (проект RFMEFI62119X0035).

Авторы искренне признательны В. И. Альшицу за стимулирующие обсуждения и конструктивную критику.

1. A. Kolodziejczak-Radzimska and T. Jesionowski, Materials **7**, 2833 (2014).
2. Я. Юань, К. Чэнь, Ч. Лю, В. Чэнь, Л. Чэн, Ж. Либ, ЖЭТФ **156**, 291 (2019) [JETP **129**, 241 (2019)].
3. А.Б. Ваньков, Б.Д. Кайсин, И.В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **110**, 268 (2019) [JETP Lett. **110**, 296 (2019)].
4. А.Р. Хисамеева, А.В. Щепетильников, В.М. Муравьев, Ю.А. Нефедов, И.В. Кукушкин, ЖЭТФ **157**, 707 (2020) [JETP **130**, 594 (2020)].
5. 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).
6. C.F. Klingshirn, *Semiconductor optics*, 4th ed., Springer, Berlin (2012).
7. 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) [Opt. Spectrosc. **125**, 522 (2018)].
8. C. Czekalla, C. Sturm, R. Schmidt-Grund, B. Cao, M. Lorenz, and M. Grundmann, Appl. Phys. Lett. **92**, 241102 (2008).
9. J. Liu, S. Lee, Y. Ahn, J.-Y. Park, K.H. Koh, and K.H. Park, Appl. Phys. Lett. **92**, 263102 (2008).
10. 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)].
11. X.W. Sun and H.S. Kwok, J. Appl. Phys. **86**, 408 (1999).
12. D.M. Bagnall, Y.F. Chen, M.Y. Shen, Z. Zhu, T. Goto, and T. Yao, J. Cryst. Growth **184**, 605 (1998).
13. D.M. Bagnall, Y.F. Chen, Z. Zhu, T. Yao, M.Y. Shen, and T. Goto, Appl. Phys. Lett. **73**, 1038 (1998).
14. C. Klingshirn, R. Hauschild, J. Fallert, and H. Kalt, Phys. Rev. B **75**, 1 (2007).
15. C. Klingshirn, J. Fallert, O. Gogolin, M. Wissinger, R. Hauschild, M. Hauser, H. Kalt, and H. Zhou, J. Lumin. **128**, 792 (2008).
16. L. Wang and N.C. Giles, J. Appl. Phys. **94**, 973 (2003).
17. M.A. Versteegh, T. Kuis, H.T.C. Stoof, and J.I. Dijkhuis, Phys. Rev. B **84**, 035207 (2011).
18. T. Nakamura, K. Firdaus, and S. Adachi, Phys. Rev. B **86**, 205103 (2012).
19. B. Hönerlage, C. Klingshirn, and J.B. Grun, Phys. Status Solidi B **78**, 599 (1976).

20. R. Matsuzaki, H. Soma, K. Fukuoka, K. Kodama, A. Asahara, T. Suemoto, Y. Adachi, and T. Uchino, Phys. Rev. B **96**, 125306 (2017).
21. S. Iwai and S. Namba, Appl. Phys. Lett. **19**, 41 (1971).
22. C. Klingshirn, Phys. Status Solidi B **71**, 547 (1975).
23. L. Banyai and S. W. Koch, Z. Phys. B **63**, 283 (1986).
24. 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).
25. J. Dai, C. X. Xu, P. Wu, J. Y. Guo, Z. H. Li, and Z. L. Shi, Appl. Phys. Lett. **97**, 011101 (2010).
26. R. Chen, B. Ling, X. W. Sun, and H. D. Sun, Adv. Mater. **23**, 2199 (2011).
27. J. Dai, C. Xu, T. Nakamura, Y. Wang, J. Li, and Y. Lin, Opt. Express **22**, 28831 (2014).
28. H. Dong, B. Zhou, J. Li, J. Zhan, and L. Zhang, J. Materiomics **3**, 255 (2017).
29. C. M. Briskina, V. M. Markushev, L. A. Zadorozhnaya, M. E. Givargizov, and V. M. Kanevsky, J. Optoelectron. Adv. Mater. **23**, 150 (2021).
30. S. C. Su, Y. M. Lu, Z. Z. Zhang, B. H. Li, D. Z. Shen, B. Yao, J. Y. Zhang, D. X. Zhao, and X. W. Fan, Phys. B: Condens. Matter **403**, 2590 (2008).
31. М. В. Рыжков, С. И. Румянцев, В. М. Маркушев, Ч. М. Брискина, А. П. Тарасов, Журнал прикладной спектроскопии **81**, 805 (2014) [J. Appl. Spectrosc. **81**, 877 (2014)].
32. A. P. Tarasov, C. M. Briskina, V. M. Markushev, A. M. Opolchentsev, and A. S. Lavrikov, J. Phys. Conf. Ser. **1092**, 012149 (2018).
33. J. Fallert, F. Stelzl, H. Zhou, A. Reiser, K. Thonke, R. Sauer, C. Klingshirn, and H. Kalt, Opt. Express **16**, 1125 (2008).