

# Люминесцентные свойства ансамбля вискерев ZnO как материала для сцинтилляционных детекторов

А.П.Тарасов, И.Д.Веневцев, А.Э.Муслимов, Л.А.Задорожная, П.А.Родный, В.М.Каневский

*Исследуются люминесцентные свойства ансамбля вискерев ZnO – перспективного кристаллического материала для использования в сцинтилляционных детекторах, способного обеспечить быстрый и интенсивный отклик, а также малое время послесвечения. Исследования проводились при рентгеновском и УФ оптическом методах возбуждения. Выполнен сравнительный анализ спектральных особенностей краевого излучения ансамбля вискерев в зависимости от способа возбуждения при низкой (~80 К) и комнатной температурах.*

**Ключевые слова:** ZnO, вискеры, сцинтилляторы, рентгенолюминесценция, фотолюминесценция, краевое излучение, криогенные температуры, А-полоса.

## 1. Введение

Оксид цинка (ZnO) – известный широкозонный полупроводник, который применяется во многих прикладных областях и обладает серьезным потенциалом для их расширения [1, 2]. Одно из активно развивающихся направлений использования ZnO связано со сцинтилляционным детектированием. Область применения сцинтилляторов на основе структур ZnO для регистрации различных видов ионизирующих излучений достаточно обширна – это, в частности, физика высоких энергий, промышленная томография, неинвазивная медицинская диагностика на основе методов компьютерной и позитронно-эмиссионной томографий [3–8]. Среди достоинств ZnO можно отметить субнаносекундное время высвечивания, а также более узкую, по сравнению с большинством материалов-аналогов, запрещенную зону (~3.3 эВ при комнатной температуре) [9, 10], что потенциально обеспечивает высокий сцинтилляционный выход [9]. Немаловажен и технологический аспект – сцинтилляторы на основе ZnO сегодня могут быть представлены в самых разнообразных модификациях (керамика, пленки, тетраподы, нанопорошки, массивы наностержней и вискерев и пр.). Кроме того, считается, что применение нано- и микроструктур ZnO может обеспечить не только быстрый отклик на рентгеновское излучение, но и высокое пространственное разрешение [11–13]. Вместе с тем для улучшения параметров таких сцинтилляторов важно понимать механизмы рентгенолюминесценции (РЛ) используемых структур ZnO. В частности, поскольку для задач сцинтилляционного детектирования основную

роль играет быстрая компонента люминесценции, интересен вопрос о природе краевого излучения при рентгеновском возбуждении.

Интерпретировать непосредственно спектры РЛ сложно в виду слабой варибельности метода РЛ-спектроскопии при выборе условий возбуждения люминесценции и ее наблюдения. В то же время метод УФ фотолюминесцентной спектроскопии более прост и гибок в плане реализации, что позволяет проводить более комплексное исследование и, как следствие, получать больший набор данных для анализа. Однако, поскольку механизмы взаимодействия УФ фотонов и рентгеновских квантов с ZnO сильно различаются, не совсем ясно, насколько сравнимы результаты измерений люминесценции указанными методами: в частности, в каких случаях и при каких условиях можно использовать метод фотолюминесцентной спектроскопии при анализе спектров РЛ. По нашему мнению, этот вопрос недостаточно широко освещен в литературе, а в тех немногих работах, где исследуются спектры фото- и рентгенолюминесценции структур ZnO (см. напр., [14, 15]), различия в этих спектрах, как правило, достаточно сильны, что подтверждает актуальность поставленного вопроса.

В настоящей работе проведен сравнительный анализ рентгено- и фотолюминесцентных свойств ансамбля вискерев ZnO при криогенной (~80 К) и комнатной температурах с упором на интерпретацию краевого излучения, а также дана предварительная оценка корректности сравнения результатов, полученных при использовании двух разных методов возбуждения применительно к исследуемой структуре ZnO.

## 2. Образцы и методы исследований

Массивы вискерев ZnO вюрцитной структуры были выращены методом химического осаждения из газовой фазы [16]. Концентрация кислорода в кислородно-аргоновом потоке не превышала 10%. Температура в зоне испарения составляла 650 °С, а в зоне роста – 580 °С. В качестве подложек использовались монокристаллические пластины сапфира размером 10 × 10 мм.

А.П.Тарасов, А.Э.Муслимов, Л.А.Задорожная, В.М.Каневский. Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова, Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» РАН, Россия, 119333 Москва, Ленинский просп., 59; e-mail: tarandrew17@gmail.com

И.Д.Веневцев, П.А.Родный. Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Россия, 195251 С.-Петербург, Политехническая ул., 29

Поступила в редакцию 16 февраля 2021 г.

Микроскопические исследования проводились на растровом электронном микроскопе Jeol Neoscope 2 (JSM-6000). Средняя длина вискеро́в определялась при исследовании поперечного среза образца методом электронной микроскопии.

Рентгенолюминесценция образца возбуждалась непрерывным излучением рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом (40 кВ, 10 мА). Регистрирующая часть установки содержала монохроматор МДР-2 и систему счета фотонов Hamamatsu H8259-01. Полученные спектры РЛ корректировались с учетом чувствительности фотоприемника и пропускания монохроматора. При измерениях использовалась геометрия «на отражение» с углом  $90^\circ$ , т. е. образец устанавливался под углом  $45^\circ$  к источнику возбуждения и регистрирующему тракту. Охлаждение образцов осуществлялось с помощью вакуумного криостата.

Фотолюминесценция (ФЛ) вискеро́в исследовалась при низко- и высокоинтенсивном уровнях возбуждения. Для получения спектров ФЛ при низком уровне возбуждения использовалось излучение с длиной волны 300 нм, спектрально выделяемое в спектрофлуориметре Cary Eclipse, оборудованном импульсной ксеноновой лампой с длительностью импульса 2 мкс и частотой следования 80 Гц. Плотность мощности излучения, падающего на образец в этом случае, составила по оценке  $\sim 0.3$  Вт/см<sup>2</sup>. Высокий уровень возбуждения обеспечивался излучением 3-й гармоники (355 нм) импульсного Nd:YAG- лазера (длительность импульса и частота следования – 10 нс и 15 Гц соответственно). Плотность мощности падающего излучения варьировалась от нескольких единиц до сотен кВт/см<sup>2</sup>. Люминесценция образца в случае импульсного лазерного возбуждения регистрировалась с помощью монохроматора МДР-206, совмещенного с ПЗС-матрицей. Исследования проводились при комнатной температуре (КТ), а также при температуре  $\sim 80$  К.

### 3. Результаты и их обсуждение

Электронно-микроскопическое изображение полученного ансамбля вискеро́в ZnO представлено на рис.1. Вискеро́ы имели форму, близкую к цилиндрической, равномерно распределялись по поверхности подложки, но при этом были разориентированы друг относительно

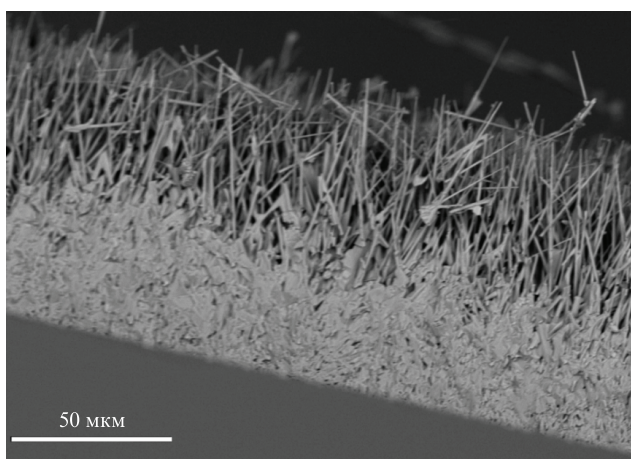


Рис.1. Электронно-микроскопическое изображение ансамбля вискеро́в ZnO.

друга. По данным электронной микроскопии длина вискеро́в составляла 40–60 мкм при диаметре 0.5–1 мкм.

На рис.2 приведены низкотемпературные ( $T \approx 80$  К) спектры РЛ и ФЛ исследуемого ансамбля вискеро́в ZnO. Фотолюминесценция регистрировалась при лазерном возбуждении с плотностью мощности 15 кВт/см<sup>2</sup>. Для удобства интерпретации спектральных компонент спектры представлены в шкале энергий. В обоих спектрах визуально наблюдаются четыре полосы люминесценции, обозначенные  $A_i$ , где  $i = 1 - 4$ . Максимумы полос в спектрах РЛ и ФЛ расположены на 3.354, 3.319, 3.244, 3.175 эВ и 3.348, 3.314, 3.237, 3.168 эВ соответственно. Помимо небольшой разницы в положениях полос, связанной, вероятно, с нагревом поверхности кристаллитов лазерным излучением, отличие спектров просматривается в отношении интенсивностей полос  $A_1$  и  $A_2$ . В частности, в спектре ФЛ полоса  $A_2$  оказывается менее выраженной относительно  $A_1$ , чем в случае РЛ.

Согласно литературным данным полоса  $A_1$  соответствует излучению донорно-связанных экситонов [17, 18]. Интенсивную полосу на 3.3–3.32 эВ (полоса  $A_2$ ) часто связывают с первым фононным повторением полосы рекомбинационного излучения свободного экситона (FX-LO) [17–19] или с поверхностными дефектами [20–22]. Чтобы точнее понять ее природу, мы сравнили спектральные особенности этой полосы в разных структурах ZnO, кристаллиты которых характеризуются различным соотношением площади поверхности и объема. На рис.3 помимо фотолюминесцентного спектра ансамбля вискеро́в приведены зарегистрированные в аналогичных условиях спектры ФЛ наностенок ZnO [23], а также микро-

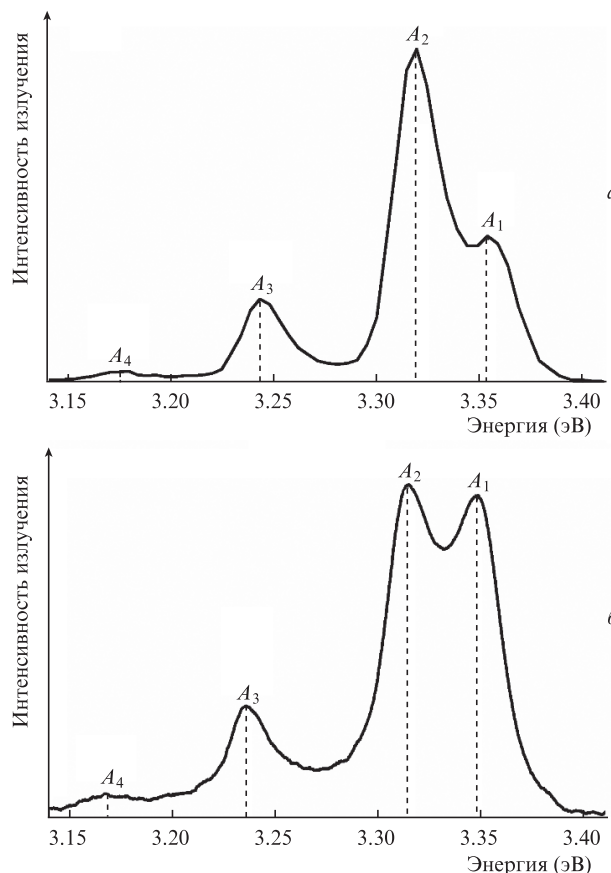


Рис.2. Спектры РЛ (а) и ФЛ при плотности мощности лазерного излучения 15 кВт/см<sup>2</sup> (б) ансамбля вискеро́в ZnO;  $T \approx 80$  К.

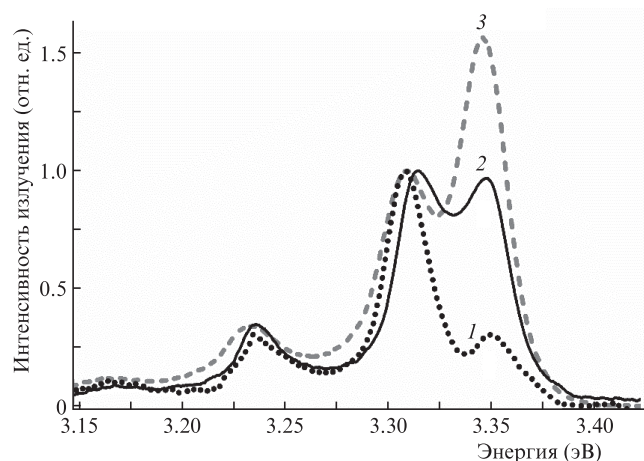


Рис.3. Фотолюминесцентные спектры наностенок (1), вискеров (2) и микротетрапедов (3) ZnO, нормированные на максимум полосы  $A_2$ ;  $T \approx 80$  К.

тетрапедов ZnO с диаметром ног  $\sim 5$  мкм, аналогичных исследованным в [24]. Спектры всех образцов имеют схожий состав полос. Для удобства сравнения спектры нормированы на максимум полосы  $A_2$ . Из рисунка отчетливо видно, что интенсивность полосы  $A_2$  относительно интенсивности полосы  $A_1$  различна в указанных структурах. Она максимальна в наностенках, обладающих большей площадью поверхности, и минимальна в микростержнях, где вклад поверхности относительно мал. Отметим также симметричность полосы  $A_2$ , хорошо заметную в спектре ФЛ наностенок и несвойственную фоновым повторениям полос [17, 19, 20]. Как следствие, мы связываем полосу  $A_2$  с поверхностными дефектами. В литературе подобную полосу часто обозначают как А-полоса [20 – 22]. В этом случае излучение может быть обусловлено переходами с участием мелких энергетических уровней дефектов [20] или рекомбинацией поверхностно-связанных экситонов [21, 22]. Большую выраженность полосы  $A_2$  в спектре РЛ по сравнению со спектром ФЛ можно объяснить тем, что в результате большей проникающей способности рентгеновского излучения значительный вклад в люминесценцию в этом случае дает поликристаллический слой, обильно образующийся у подложки при газофазном синтезе вискером без использования дополнительного катализатора роста [16, 21, 25]. Структурные дефекты, образующиеся на границе кристаллитов этого слоя, например дефекты упаковки [20], могут приводить к дополнительному усилению полосы  $A_2$ .

Полосы  $A_3$  и  $A_4$  отстоят от полосы  $A_2$  на 75 и 144 мэВ соответственно, что близко к энергии ЛО-фона в ZnO (72 мэВ [19, 20]) и ее удвоенному значению. Корреляция относительных интенсивностей полос  $A_3$  и  $A_4$  с интенсивностью  $A_2$  в разных структурах на рис.3 говорит о том, что эти полосы представлены главным образом фоновыми повторениями полосы  $A_2$ .

Были проведены также исследования люминесцентных свойств массива вискером при комнатной температуре. Спектр РЛ вискером в диапазоне длин волн 370 – 640 нм представлен на рис.4,а. Краевая люминесценция образца характеризуется одной полосой с максимумом на 386.7 нм. В видимой области спектра наблюдается широкая полоса зеленой люминесценции с максимумом примерно на 535 нм, которая может состоять из нескольких компонент и обусловлена переходами с участием глубо-

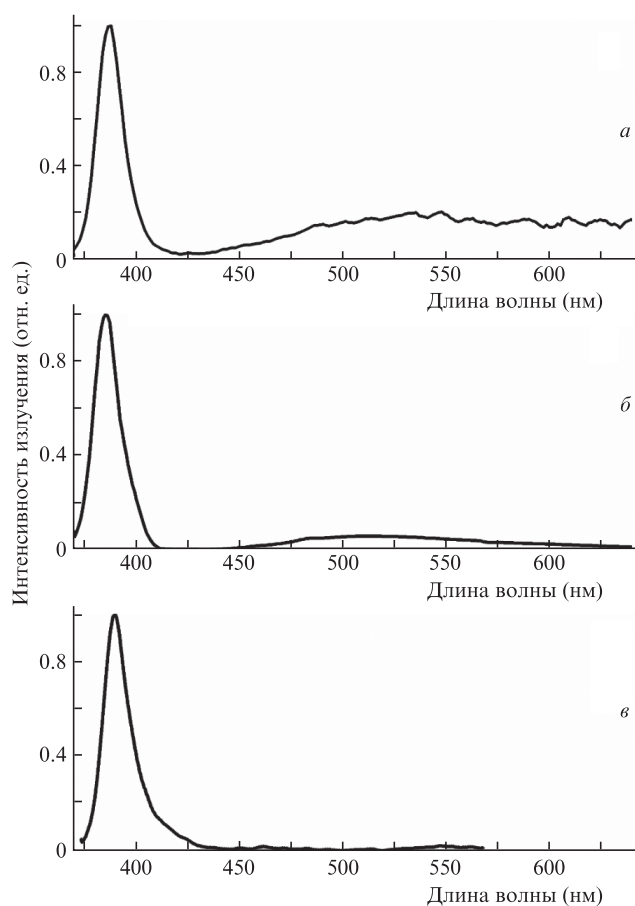


Рис.4. Нормированные на максимум интенсивности спектры РЛ (а), ФЛ при низком уровне возбуждения (б) и ФЛ при высоком (плотность мощности  $0.1$  МВт/см<sup>2</sup>) уровне возбуждения (в) ансамбля вискером ZnO;  $T \approx 300$  К.

ких уровней, связанных с вакансиями кислорода в разных зарядовых состояниях [26].

На рис.4,б и в показаны фотолюминесцентные спектры вискером, зарегистрированные при низком и высоком уровнях фотовозбуждения при КТ. Плотность мощности излучения, падающего на образец, при высоком уровне возбуждения (лазерное возбуждение) составила  $0.1$  МВт/см<sup>2</sup>. При низком уровне возбуждения (рис.4,б) краевая люминесценция представлена полосой с максимумом на 385 нм. Однако при значительном увеличении интенсивности возбуждения (рис.4,в) полоса смещается к длине волны 389.6 нм. Кроме того, в отличие от случая лазерного возбуждения, при низкоинтенсивном возбуждении в спектре наблюдается полоса видимой люминесценции с максимумом около 515 нм; причем положение максимума этой полосы не совпадает с таковым в случае РЛ (рис.4,а), что может быть обусловлено различием глубин поглощения фотонов и рентгеновских квантов и, как следствие, возбуждением разных центров люминесценции. Несмотря на различие в расположении полос краевого излучения при возбуждении РЛ и ФЛ, форма и ширина полос на половине высоты ( $\sim 15$  нм) примерно одинаковы во всех трех случаях, показанных на рис.4.

Смещение полосы краевого излучения при росте мощности возбуждения (в нашем случае примерно на 40 мэВ) может быть связано с формированием электронно-дырочной плазмы (ЭДП) [27–29]. Плотность электрон-дырочных пар ( $n_p$ ), необходимая для формирования ЭДП

(порог Мотта), по разным данным составляет для ZnO примерно от  $10^{17}$  до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> [30 – 32]. Оценить величину  $n_p$ , создаваемую оптической накачкой, можно с помощью выражения  $n_p = (\rho_{\text{exc}}\tau)/(\hbar\omega_{\text{exc}}l)$ , где  $\rho_{\text{exc}}$  – плотность мощности возбуждения;  $\hbar\omega_{\text{exc}}$  – энергия возбуждающего фотона;  $\tau$  – время жизни электрон-дырочной пары;  $l$  – глубина проникновения излучения ( $\sim 100$  нм [32]) или (при учете диффузии электрон-дырочных пар) длина диффузии, которую в случае исследуемых нановискерев можно принять равной их диаметру [30]. Приняв  $\tau = 0.3$  нс [30], находим оценочное значение  $n_p \approx 10^{13}$  см<sup>-3</sup> в случае низкоинтенсивного возбуждения и  $n_p \approx 10^{18}$  см<sup>-3</sup> при лазерном возбуждении с  $\rho_{\text{exc}} = 0.1$  МВт/см<sup>2</sup>. Таким образом, формирование ЭДП при комнатной температуре в вискерах при используемом уровне импульсного лазерного возбуждения исключать нельзя, особенно учитывая ослабленное при КТ взаимодействие электрона и дырки в экситоне и наличие модовой структуры в вискерных кристаллах [30].

Для того чтобы понять, в каком состоянии находятся носители в вискерах при рентгеновском возбуждении, оценим приблизительно величину  $n_p$  в этом случае. При напряжении  $\sim 40$  кВ и токе 10 мА полная тепловая мощность составляет 400 Вт. КПД рентгеновской трубки с толстым анодом можно приблизительно оценить по формуле  $\eta = 1.1 \times 10^{-6} ZV$ , где  $Z$  – атомный номер материала анода,  $V$  – напряжение на трубке (в кВ) [33]. В нашем случае анод изготовлен из вольфрама ( $Z = 74$ ), тогда  $\eta = 0.0033$  (0.33%), а мощность рентгеновского излучения составляет  $\sim 1.3$  Вт. Облучаемая часть образца представляет собой круг диаметром  $\sim 0.5$  см. Если предположить, что в направлении образца излучается половина мощности (в реальности – меньше), то получим плотность мощности  $\sim 6.5$  Вт/см<sup>2</sup>. При коэффициенте линейного ослабления в ZnO, равном  $\sim 160$  см<sup>-1</sup> (для квантов с энергией 20 кэВ), объемная плотность поглощенной мощности составляет  $10^3$  Вт/см<sup>3</sup>. Тогда в одном вискере объемом около  $10^{-11}$  см<sup>3</sup> (при диаметре и длине 0.5 и 50 мкм соответственно) выделяется мощность  $\sim 10^{-8}$  Вт (или  $\sim 6 \times 10^{10}$  эВ/с). Таким образом, при средней энергии кванта 20 кэВ на вискер приходится примерно  $3 \times 10^6$  квант./с, т. е. поглощение рентгеновского кванта в одном вискере происходит в среднем примерно один раз в 300 нс. Поскольку это время значительно больше времени жизни электрон-дырочной пары в ZnO, будем считать, что все пары, присутствующие в объеме вискера созданы одним рентгеновским квантом.

Таким образом, для оценки  $n_p$  в рассматриваемом случае следует использовать не среднюю объемную плотность мощности, а энергию одного поглощенного кванта излучения. Учитывая, что на образование одной пары тратится энергия, соответствующая примерно двум-трем ширинам запрещенной зоны [34], для кванта с энергией 20 кэВ получаем, что в одном кристаллите в результате одного акта поглощения генерируется порядка  $(2 - 3) \times 10^3$  электрон-дырочных пар. Зная объем вискера, в итоге имеем  $n_p \approx 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Здесь необходимо отметить, что область, по которой успевают распределиться пары, может быть значительно меньше размеров кристаллита, однако даже примерный ее расчет представляет собой сложную задачу из-за необходимости учета динамики развития электронной лавины и длины миграции зарядов в процессе их термализации. Так, например, для ионных кристаллов эта область может составлять десятки-сотни нанометров [34, 35], а для некоторых полупроводников дли-

на миграции – единицы миллиметров [34]. Таким образом, полученная оценка является нижней границей, но она оказывается как минимум на три порядка меньше значений, соответствующих порогу Мотта в ZnO, и по порядку величины сравнима с оценочным значением в случае низкоинтенсивного оптического возбуждения, используемого в настоящей работе.

Различия в положении и форме полосы краевой люминесценции кристаллов ZnO при рентгеновском и оптическом низкоинтенсивном возбуждениях были отмечены в работе [14]. В случае РЛ максимум полосы был смещен на 110 мэВ в длинноволновую сторону, а ее ширина оказалась значительно больше, чем в спектре ФЛ. Авторы предположили, что различие в расположении полос связано с участием разного числа ЛО-фононов при рекомбинации экситонов в случаях РЛ и ФЛ.

В нашем случае ширина краевой полосы в спектре РЛ практически такая же, как и в спектрах ФЛ, а ее смещение относительно положения при низкоинтенсивном УФ возбуждении составляет  $\sim 15$  мэВ, что меньше энергии ЛО-фонона в ZnO. Можно предположить, что это смещение в случае РЛ обусловлено возбуждением люминесценции в более глубоких областях, чем при ФЛ. При этом больший вклад могут давать переходы с участием мелких энергетических уровней [36], что и приводит к красному смещению максимуму краевой люминесценции.

Таким образом, сравнение спектров РЛ и ФЛ массива вискерев ZnO показало, что при криогенных температурах ( $\sim 80$  К) общая структура спектра краевого излучения одинакова для обоих методов возбуждения, и анализ РЛ на основе данных ФЛ вполне осуществим. При этом стабильность экситонов при низких температурах позволяет использовать импульсное лазерное возбуждение при относительно низких плотностях мощности для наблюдения экситонных оптических переходов (см. рис.2 и 3).

При комнатной температуре, когда краевое излучение представлено одной относительно широкой полосой, различия в спектрах РЛ и ФЛ могут быть более критичны для проведения их сравнительного анализа и однозначной интерпретации. Тем не менее в этом случае для сравнения с РЛ представляется более корректным использование спектров ФЛ, зарегистрированных при низком уровне возбуждения, ввиду близости значений создаваемой плотности электрон-дырочных пар.

#### 4. Заключение

В работе исследовались люминесцентные свойства ансамбля вискерев ZnO, синтезированных методом химического осаждения из газовой фазы. Были использованы два метода возбуждения – с помощью рентгеновского и УФ излучений. Измерения проводились при криогенной ( $\sim 80$  К) и комнатной температурах. Сравнительный анализ спектров РЛ и ФЛ вискерев при низкой температуре выявил близость структуры спектров излучения для обоих методов возбуждения, что говорит о возможности использования метода ФЛ-спектроскопии при импульсном лазерном возбуждении (с относительно небольшой плотностью мощностью) для анализа данных РЛ. При КТ для сравнения с РЛ более корректно использовать ФЛ при низком уровне возбуждения. Однако различие в спектральных положениях полосы краевой люминесценции в случаях РЛ и ФЛ и достаточно большая ширина полосы могут усложнить сравнительный анализ. По нашему мне-

нию, такое различие в случае исследованных вискеро-в может быть обусловлено разной глубиной проникновения рентгеновского и УФ излучений в структуру и, как следствие, возбуждением люминесценции в разных областях.

Исследования проводились с использованием оборудования ЦКП ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект RFMEFI62119X0035) в рамках выполнения государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (в части интерпретации полученных данных), а также при поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» в рамках научного проекта № 20-21-00068 (в части проведения исследований методом ФЛ-спектроскопии) и при поддержке РФФИ в рамках проекта № 18-52-76002 ЭРА\_а (исследования методом РЛ-спектроскопии).

- Özgür Ü., Hofstetter D., Morkoc H. *Proc. IEEE*, **98**, 1255 (2010).
- Borysiewicz M.A. *Crystals*, **9**, 505 (2019).
- Derenzo S.E., Weber M.J., Klintonberg M.K. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **486**, 214 (2002).
- Simpson P.J., Tjossem R., Hunt A.W., Lynn K.G., Munné V. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **505**, 82 (2003).
- Горохова Е.И., Родный П.А., Ходюк И.В., Ананьева Г.В., Демиденко В.А., Bourret-Courchesne E.D. *Оптический журн.*, **75**, 66 (2008) [*J. Opt. Tech.*, **75**, 741 (2008)].
- Bourret-Courchesne E.D., Derenzo S.E., Weber M.J. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **601**, 358 (2009).
- Turtos R.M., Gundacker S., Lucchini M.T., Procházková L., Čuba V., Burešová H., Mrázek J., Nikl M., Lecoq P., Auffray E. *Phys. Status Solidi RRL*, **10**, 843 (2016).
- Yanagida T. *Proc. Jpn. Acad., Ser. B*, **94**, 75 (2018).
- Dorenbos P. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **57**, 1162 (2010).
- Lecoq P. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **809**, 130 (2016).
- Armelaio L., Heigl F., Jürgensen A., Blyth R.I.R., Regier T., Zhou X.T., Sham T.K. *J. Phys. Chem. C*, **111**, 10194 (2007).
- Li Q., Liu X., Gu M., Hu Y., Li F., Liu S., Wu Q., Sun Z., Zhang J., Huang S., Zhang Z., Zhao J. *Opt. Express*, **26**, 31290 (2018).
- Angub M.C.M., Vergara C.J.T., Husay H.A.F., Salvador A.A., Empizo M.J.F., Kawano K., Minamic Y., Shimizuc T., Sarukura N., Somintac A.S. *J. Lumin.*, **203**, 427 (2018).
- Ji J., Colosimo A.M., Anwand W., Boatner L.A., Wagner A., Stepanov P.S., Trinh T.T., Liedke M.O., Krause-Rehberg R., Cowan T.E., Selim F.A. *Sci. Rep.*, **6**, 1 (2016).
- Crapanzano R., Villa I., Mostoni S., D'Arienzo M., Di Credico B., Fasoli M., Scotti R., Vedita A. *Nanomaterials*, **10**, 1983 (2020).
- Редькин А.Н., Маковой З.И., Грузинцев А.Н., Якимов Е.Е., Кононенко О.В., Фирсов А.А. *Неорган. материалы*, **45**, 1330 (2009) [*Inorg. Mater.*, **45**, 1246 (2009)].
- Foreman J.V., Simmons J.G., Baughman W.E., Liu J., Everitt J.O. *J. Appl. Phys.*, **113**, 133513 (2013).
- Cao W., Du W. *J. Lumin.*, **124**, 260 (2007).
- Wang L., Giles N.C. *J. Appl. Phys.*, **94**, 973 (2003).
- Tainoff D., Masenelli B., Mélinon P., Belsky A., Ledoux G., Amans D., Dujardin C., Fedorov N., Martin P. *Phys. Rev. B*, **81**, 115304 (2010).
- Bekeny C., Voss T., Hilker B., Gutowski J., Hauschild R., Kalt H., Postels B., Bakin A., Waag A. *J. Appl. Phys.*, **102** (4), 044908 (2007).
- Fallert J., Hauschild R., Stelzl F., Urban A., Wissinger M., Zhou H., Klingshirn C., Kalt H. *J. Appl. Phys.*, **101**, 073506 (2007).
- Tarasov A.P., Briskina C.M., Markushev V.M., Zadorozhnaya L.A., Volchikov I. S. *Opt. Mater.*, **102**, 109823 (2020).
- Тарасов А.П., Брискина Ч.М., Маркушев В.М., Задорожная Л.А., Лавриков А.С., Каневский В.М. *Письма в ЖЭТФ*, **110**, 750 (2019) [*JETP Lett.*, **110**, 739 (2019)].
- Плахова Т.В., Шестаков М.В., Баранов А.Н. *Неорган. материалы*, **48**, 549 (2012) [*Inorg. Mater.*, **48**, 469 (2012)].
- Муслимов А.Э., Веневцев И.Д., Задорожная Л.А., Родный П.А., Каневский В.М. *Письма в ЖЭТФ*, **112**, 240 (2020) [*JETP Lett.*, **112**, 225 (2020)].
- Bagnall D.M., Chen Y.F., Shen M.Y., Zhu Z., Goto T., Yao T. *J. Cryst. Growth*, **184**, 605 (1998).
- Yamamoto A., Kido T., Goto T., Chen Y., Yao T. *Solid State Commun.*, **122**, 29 (2002).
- Klini A., Androulidaki M., Anglos D. *Sensors*, **19**, 5490 (2019).
- Klingshirn C., Hauschild R., Fallert J., Kalt H. *Phys. Rev. B*, **75**, 1 (2007).
- Versteegh M.A., Kuis T., Stoof H.T.C., Dijkhuis J.I. *Phys. Rev. B*, **84**, 035207 (2011).
- Özgür Ü., Alivov Y.I., Liu C., Teke A., Reshchikov M., Doğan S., Avrutin V., Cho S.-J., Morkoc A.H. *J. Appl. Phys.*, **98**, 11 (2005).
- McCall G.H. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **15**, 823 (1982).
- Rodnyi P.A. *Physical Processes in Inorganic Scintillators* (Boca Raton: CRC Press LLC, 1997).
- Belsky A., Ivanovskikh K., Vasil'ev F., Joubert M.F., Dujardin C. *J. Phys. Chem. Lett.*, **4**, 3534 (2013).
- Srikant V., Clarke D.R. *J. Appl. Phys.*, **83**, 5447 (1998).