

УДК 621.315.592

Излучательные свойства структур с двумерными фотонными кристаллами с непроцессированной центральной областью

© А.Н. Яблонский¹, В.Е. Захаров¹, Д.В. Юрасов¹, М.В. Шалеев¹, Д.В. Шенгуров¹,
Е.Е. Родякина², Ж.В. Смагина², А.В. Новиков^{1,3}

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603087 Нижний Новгород, Россия

² Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

³ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603022 Нижний Новгород, Россия

E-mail: yablonsk@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 31 марта 2026 г.

В окончательной редакции 27 мая 2026 г.

Принята к публикации 28 мая 2026 г.

На примере структур с Ge(Si)-наноостровками исследовано влияние двумерных фотонных кристаллов с непроцессированной центральной областью на люминесцентные свойства светоизлучающих полупроводниковых структур. Методом спектроскопии микрофотолюминесценции с высоким пространственным и спектральным разрешением исследована зависимость интенсивности и спектральных характеристик излучения от расположения области возбуждения в таких фотонных кристаллах. Продемонстрировано значительное возрастание интегральной интенсивности излучения при возбуждении носителей заряда в центре непроцессированной центральной области по сравнению с возбуждением в периодической части фотонных кристаллов. Исследование спектров фотолюминесценции фотонных кристаллов с различными параметрами показало, что это возрастание связано с эффективным выводом излучения вблизи границы непроцессированной центральной области и периодической области фотонных кристаллов вследствие его взаимодействия с модами фотонных кристаллов. Установлено, что максимальный выигрыш в интегральной интенсивности излучения фотонных кристаллов с непроцессированной центральной областью по сравнению с однородными по площади фотонных кристаллов наблюдается при низких уровнях оптического возбуждения, что связывается с более высокой концентрацией центров безызлучательной рекомбинации в однородных фотонных кристаллах. В то же время при высоких уровнях оптической накачки вследствие частичного насыщения центров безызлучательной рекомбинации, а также эффективного взаимодействия излучения Ge(Si)-островков с высокодобротными модами фотонных кристаллов интенсивность излучения однородных фотонных кристаллов на длинах волн, соответствующих этим модам, может существенно превышать интенсивность излучения фотонных кристаллов с непроцессированной центральной областью. Полученные результаты могут быть использованы при разработке источников ближнего ИК излучения для фотонных интегральных схем на основе кремния.

Ключевые слова: Ge(Si)-наноостровки, двумерные фотонные кристаллы, спектроскопия микрофотолюминесценции, безызлучательная рекомбинация, связанные состояния в континууме.

DOI: 10.61011/FTP.2026.02.63453.9459

1. Введение

В настоящее время одним из перспективных направлений исследований в области фотоники является повышение эффективности светоизлучающих полупроводниковых структур за счет использования двумерных фотонных кристаллов (ФК) [1–5]. Особый интерес представляет формирование ФК на структурах с самоформирующимися Ge(Si)-наноостровками, выращенными на подложках „кремний-на-изоляторе“ (КНИ) [4–7], так как такие структуры хорошо совместимы с современной кремниевой интегральной технологией [8,9], излучают в телекоммуникационном спектральном диапазоне 1.3–1.6 мкм [10–12] при комнатной температуре и, та-

ким образом, могут быть использованы для разработки источников излучения для кремниевой фотоники. Формирование ФК позволяет существенно улучшить вывод излучения из полупроводниковых структур [1,3,13], а также эффективно управлять видом спектров излучения активной среды, так как возрастание интенсивности люминесценции в структурах с ФК наблюдается только на определенных длинах волн, соответствующих модам ФК и зависящих от параметров ФК, таких как период, радиус, глубина отверстий ФК и др. [3–7,14–16]. При определенных параметрах ФК в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) могут наблюдаться чрезвычайно узкие линии (с шириной < 1 мэВ), обусловленные реализацией в ФК так называемых „связанных состояний в конти-

нууме“ („bound states in the continuum“, BIC) [17–21]. Необходимо отметить, что для структур с Ge(Si)-островками увеличение интенсивности излучения в ФК было продемонстрировано в условиях как оптического, так и электрического возбуждения. Последнее было достигнуто за счет формирования на КНИ подложках латеральных $p^+ - i - n^+$ -светодиодов с двумерными ФК, встроенными в i -область диодов [22–24].

Несмотря на указанные преимущества структур с ФК, их практическое применение осложняется рядом существенных недостатков, связанных с их конструкцией и технологией изготовления. Во-первых, формирование ФК методом плазмохимического травления [25,26] сопровождается образованием дефектов на стенках отверстий ФК, что наряду с увеличением общей площади поверхности структуры становится причиной существенного возрастания темпа безызлучательной рекомбинации носителей заряда в области ФК [27]. Частично данную проблему удастся решить путем пассивации поверхности ФК [28]. Во-вторых, травление отверстий ФК приводит к удалению части активной среды, в которой происходит излучательная рекомбинация носителей заряда. Наконец, для структур с электрической накачкой (например, латеральных светодиодов) на КНИ подложках формирование ФК приводит к резкому падению тока через структуру [22,23], что также снижает излучательную эффективность полученных структур.

Решением, позволяющим в значительной мере устранить перечисленные недостатки двумерных ФК, может являться формирование ФК с непроцессированной центральной областью (НЦО) — областью исходной структуры без отверстий, со всех сторон окруженной периодическим ФК [2,13]. Ранее на примере структур с Ge(Si)-островками было показано [29], что в ФК с НЦО при возбуждении островков, расположенных в этой области, может быть достигнуто значительное (в несколько раз) возрастание интенсивности ФЛ островков по сравнению с однородными по площади ФК (ФК без НЦО). Исследования спектральных и временных характеристик ФЛ Ge(Si)-островков в ФК различного типа показали, что наблюдаемый выигрыш в интенсивности ФЛ ФК с НЦО по сравнению с однородными ФК связан с отсутствием в НЦО дополнительной безызлучательной рекомбинации, обусловленной формированием ФК [29]. При этом вопрос об основном механизме возрастания интенсивности ФЛ в ФК с НЦО по сравнению с исходными планарными структурами оставался открытым, так как спектры ФЛ таких ФК демонстрировали существенные отличия от спектров ФЛ однородных по площади ФК с аналогичными параметрами, в частности отсутствие интенсивных узких линий, связанных с наиболее высокочастотными BIC модами ФК. В работе [29] было высказано предположение, что основным механизмом повышения интенсивности ФЛ в ФК с НЦО, как и для однородных ФК, является увеличение эффективности вывода излучения за счет его взаимодействия с модами ФК. В этом случае

вид спектров ФЛ ФК с НЦО должен определяться именно модовой структурой ФК, окружающего непроцессированную область. В то же время необходимо учесть, что особенности, наблюдаемые в спектрах ФЛ ФК с НЦО, могут быть связаны не только с модами ФК, но и с резонансными эффектами, обусловленными геометрией самой НЦО, так как данная область, представляющая собой участок исходной планарной структуры, окруженный со всех сторон периодическим ФК с меньшей средней диэлектрической проницаемостью, сама может выступать в роли оптического резонатора. Таким образом, в спектр ФЛ Ge(Si)-островков, расположенных в НЦО, в принципе, могут давать вклад моды Фабри–Перо или моды шепчущей галереи, формирующиеся при многократном отражении излучения от границы раздела НЦО и внешней, периодической части ФК.

Для определения основного механизма возрастания интенсивности ФЛ Ge(Si)-островков в ФК с НЦО, а также установления причин существенного различия вида спектров ФЛ ФК с НЦО и однородных по площади ФК в данной работе был проведен анализ спектров ФЛ ФК с НЦО при локальном возбуждении различных областей таких ФК с использованием методики спектроскопии микро-ФЛ, обеспечивающей высокое пространственное и спектральное разрешение. Для выявления вклада безызлучательной рекомбинации были также проведены сравнительные исследования зависимостей интенсивности ФЛ однородных ФК и ФК с НЦО от мощности оптического возбуждения.

2. Методика эксперимента

Структура с пятью слоями Ge(Si)-наноструктур, разделенными слоями Si, была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии при 600°C на подложке КНИ со скрытым слоем SiO_2 толщиной 2 мкм [15,30]. Общая толщина структуры над скрытым слоем SiO_2 (включая буферный и покровный слой Si) составляла 335 нм. Двумерные ФК с гексагональной решеткой были изготовлены методами электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления [15,30]. Параметры ФК (период a , радиус отверстий r и глубина травления отверстий, которая составляла 250 нм) были выбраны с учетом результатов предыдущих исследований [14,27,31] для достижения максимальной интенсивности сигнала ФЛ. Латеральные размеры ФК составляли 50×50 мкм. Для каждого набора параметров (a и r) были сформированы как однородные по площади ФК, так и ФК с непроцессированной центральной областью (НЦО) диаметром 20 мкм [29].

Исследования люминесцентных свойств структур с ФК проводились методом спектроскопии микро-ФЛ в ближнем ИК диапазоне при комнатной температуре [16,29]. Возбуждение ФЛ осуществлялось непрерывным лазерным излучением с длиной волны 532 нм, которое фокусировалось на поверхность образца с помощью

объективов Mitutoyo Plan APO NIR с кратностью $20\times$ и $50\times$. При использовании указанных объективов размер пятна возбуждения составлял 1–2 мкм, что обеспечивало высокое пространственное разрешение, необходимое для локального возбуждения различных участков исследуемых ФК. Сбор излучения осуществлялся с помощью того же объектива, который использовался для фокусировки лазерного излучения. Образец с ФК располагался на двухкоординатном линейном трансляторе, что позволяло перемещать пятно возбуждения вдоль поверхности образца относительно элементов структуры и исследовать изменение спектров ФЛ при локальном возбуждении различных областей ФК. Регистрация сигнала ФЛ осуществлялась с использованием фурье-спектрометра Bruker IFS 125 HR (со спектральным разрешением до 0.1 мэВ) и Ge-фотоприемника, охлаждаемого жидким азотом.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Для анализа влияния ФК с НЦО на излучательные свойства структур с Ge(Si)-наноструктурами были исследованы спектры ФЛ таких ФК с высоким пространственным разрешением, которое достигалось путем уменьшения размера области возбуждения до 1 мкм при фокусировке возбуждающего излучения с помощью объектива $50\times$. Это позволило проследить изменение интенсивности и вида спектров ФЛ при смещении области возбуждения носителей заряда в ФК с НЦО от центра непроцессированной области к внешней границе ФК, как показано на вставке к рис. 1, *a*. При этом сигнал ФЛ регистрировался со всей площади исследуемого ФК. На рис. 1, *a* приведена зависимость интегральной интенсивности ФЛ ФК с НЦО от расстояния от центра ФК, измеренная при мощности оптической накачки 3 мВт. Экспериментальные значения интенсивности ФЛ были получены путем интегрирования спектров ФЛ, измеренных на разном расстоянии от центра НЦО, по всему спектральному диапазону излучения Ge(Si)-островков (750–1000 мэВ). На рис. 1, *b* представлены соответствующие спектры ФЛ, полученные при возбуждении в точках, указанных на вставке к рис. 1, *a*. Пунктирными линиями на рис. 1, *a* обозначены внутренняя граница ФК с НЦО (граница между НЦО и периодической областью ФК) и внешняя граница ФК, расположенные соответственно на расстоянии 10 и 25 мкм от центра ФК.

Из рис. 1, *a* видно, что интегральная интенсивность ФЛ ФК с НЦО принимает максимальные значения при возбуждении вблизи центра НЦО (точка 1) и монотонно уменьшается при приближении пятна возбуждения к границе НЦО с процессированной, периодической областью ФК. По-видимому, это объясняется тем, что максимальная удаленность центра НЦО от отверстий, образующих ФК, обуславливает наименьшее влияние дополнительных центров безызлучательной

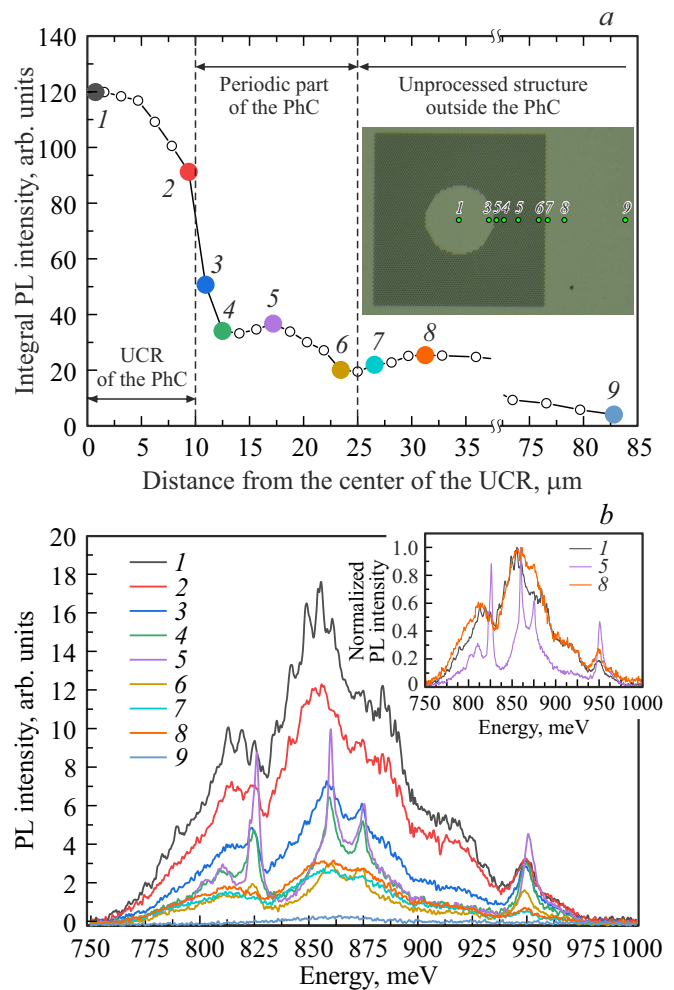


Рис. 1. *a* — зависимость интегральной интенсивности ФЛ Ge(Si)-островков в ФК с НЦО (unprocessed central region, UCR) ($a = 670$ нм, $r/a = 0.33$) от положения области возбуждения носителей заряда при мощности накачки 3 мВт. Пунктирными линиями указаны граница между НЦО и периодической областью ФК и внешняя граница ФК, расположенные на расстояниях 10 и 25 мкм от центра ФК соответственно. На вставке — позиции пятна возбуждения, соответствующие значениям интенсивности ФЛ, отмеченным на рис. 1. *b* — спектры ФЛ ФК с НЦО при возбуждении в точках, указанных на рис. 1, *a*. На вставке — нормированные спектры ФЛ при возбуждении в центре НЦО (точка 1), в середине периодической области ФК (точка 5) и вне ФК вблизи его внешней границы (точка 8).

рекомбинации, связанных с формированием ФК, т.е. наибольшую вероятность излучательной рекомбинации в Ge(Si)-островках, находящихся в этой области ФК. Как было показано в работе [29], характерные времена жизни носителей заряда в НЦО в несколько раз превышают времена жизни в процессированной области ФК и близки к времени жизни в исходной планарной структуре без ФК. При этом большая часть излучения, возникающего в результате рекомбинации носителей заряда в Ge(Si)-островках, расположенных в

НЦО, распространяясь в верхнем, волноводном слое структуры, эффективно высвечивается из структуры на внутренней границе периодической (процессированной) области ФК, окружающей НЦО.

Как видно из рис. 1, *b*, при расположении области возбуждения ФЛ внутри НЦО, а также в периодической области ФК в непосредственной близости к границе с НЦО (точки 1–3 на рис. 1, *a* и спектры 1–3 на рис. 1, *b*) вид спектров ФЛ остается практически неизменным. При этом в спектрах наблюдается ряд особенностей, которые, как было указано выше, могут быть связаны как с модами ФК, окружающего НЦО, так и с модами Фабри–Перо или модами шепчущей галереи, которые могут формироваться при многократном отражении излучения от границы раздела НЦО и внешней, периодической части ФК. Далее будет показано, что именно модовая структура периодического ФК, окружающего НЦО, является определяющей в формировании спектра ФЛ Ge(Si)-островков в НЦО. Падение интегральной интенсивности ФЛ при смещении пятна возбуждения от центра НЦО к области с отверстиями ФК, по-видимому, связано с диффузией части неравновесных носителей заряда в периодическую область ФК и, как следствие, с возрастанием вклада поверхностной безызлучательной рекомбинации на боковых стенках отверстий ФК. При смещении пятна возбуждения непосредственно в область с отверстиями ФК (точки 3–6 на рис. 1, *a*) этот вклад становится максимальным, что приводит к падению интегральной интенсивности ФЛ в 3–5 раз по сравнению со случаем возбуждения ФЛ в центре НЦО. Одновременно с этим наблюдается заметное изменение формы спектра ФЛ, которое проявляется в возникновении ряда узких интенсивных линий. При этом спектр ФЛ ФК с НЦО становится практически идентичным спектру ФЛ однородного по площади периодического ФК с аналогичными параметрами (период a , радиус отверстий r и т. д.). Это свидетельствует о том, что узкие интенсивные линии, возникающие в спектре ФЛ ФК с НЦО при возбуждении в области с отверстиями ФК (точки 4–6 на рис. 1, *a*), связаны с высокооборотными ВИС модами, характерными для однородных двумерных ФК [7,16,17]. Сравнение спектров ФЛ, измеренных при локальном возбуждении различных участков ФК с НЦО, показывает, что максимальная интенсивность линий ФЛ, связываемых с высокооборотными ВИС модами ФК, наблюдается при возбуждении носителей заряда в области, содержащей отверстия ФК, и при этом расположенной на достаточном удалении от границ ФК с непроцессированной областью структуры. При приближении пятна возбуждения к внутренней или внешней границе ФК интенсивность указанных высокооборотных линий заметно падает, а при смещении пятна возбуждения в непроцессированную область структуры (внутри или вне ФК) они исчезают полностью. Данный результат подтверждает, что необходимым условием формирования в двумерных ФК высокооборотных ВИС мод является возможность распространения излучения активной среды в перио-

дической структуре ФК из области возбуждения ФЛ во всех направлениях в плоскости роста структуры. Это условие выполняется только при возбуждении в области ФК, расположенной внутри массива отверстий ФК, вдали от его границ (как внешних, так и внутренних). Ранее в ряде работ [17,20] было показано, что формирование высокооборотных ВИС мод существенно зависит от латеральных размеров, т. е. от числа периодов решетки ФК. Для ФК с НЦО в случае расположения области возбуждения внутри НЦО излучение попадает в периодическую область ФК только с одного направления (через границу с НЦО). Такая конфигурация обеспечивает только возбуждение низкооборотных „радиационных“ мод, для формирования которых достаточно нескольких периодов ФК, но не удовлетворяет условиям, необходимым для формирования высокооборотных ВИС мод, требующих распространения излучения по большой площади двумерной периодической структуры, сравнимой с полным размером сформированных ФК.

При смещении области возбуждения ФЛ в непроцессированную область структуры за пределами внешней границы ФК (точки 7–8 на рис. 1, *a*) снова наблюдается некоторое возрастание интегральной интенсивности ФЛ (ср. точки 6 и 8 на рис. 1, *a*), что, как и в случае возбуждения внутри НЦО, связывается со снижением вклада безызлучательной рекомбинации носителей заряда в области, свободной от отверстий ФК. Отметим, что интенсивность ФЛ при расположении области возбуждения вне ФК ожидаемо ниже (в 4–6 раз), чем при возбуждении ФЛ внутри НЦО, так как в этом случае лишь небольшая доля излучения Ge(Si)-островков распространяется в направлении ФК и эффективно высвечивается из исследуемой структуры. Несмотря на это, даже при возбуждении вне ФК (вблизи его внешней границы) интенсивность ФЛ почти на порядок превосходит интенсивность ФЛ исходной планарной структуры вдали от ФК (точка 9 на рис. 1, *a*).

Убедительным подтверждением того факта, что основным механизмом увеличения интенсивности ФЛ в ФК с НЦО по сравнению с исходными планарными структурами, как и в однородных ФК, является эффективный вывод излучения на длинах волн, соответствующих модам ФК, являются результаты сравнительного анализа спектров ФЛ, полученных при возбуждении внутри НЦО и за пределами ФК, вблизи его внешней границы (точки 1 и 8 на рис. 1, *a*). На вставке к рис. 1, *b* приведены спектры ФЛ ФК с НЦО, нормированные на максимальное значение интенсивности, измеренные в центре НЦО (точка 1), в середине периодической области ФК (точка 5) и вне ФК вблизи его внешней границы (точка 8). Как видно из рисунка, в спектры ФЛ, измеренные внутри НЦО и вне ФК, практически идентичны, и все основные особенности, наблюдаемые при возбуждении ФЛ в НЦО, присутствуют также и в спектрах, полученных при возбуждении вблизи внешней границы ФК.

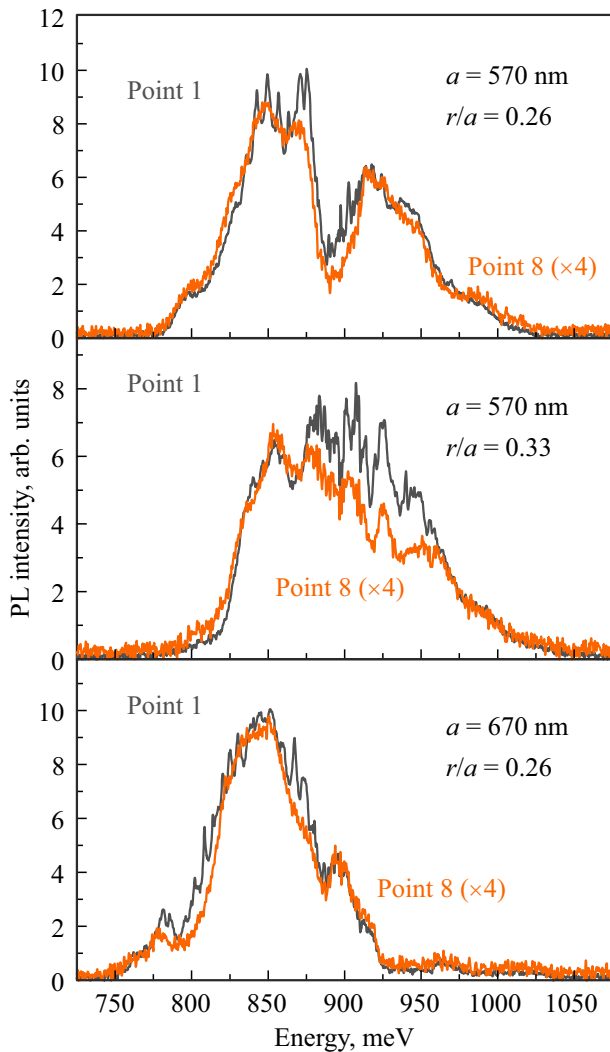


Рис. 2. Спектры ФЛ Ge(Si)-островков в ФК с НЦО с различными параметрами (период a и радиус отверстий r), измеренные при возбуждении в центре НЦО (точка 1 на рис. 1, a) и вне ФК, вблизи его внешней границы (точка 8 на рис. 1, a) при мощности накачки 3 мВт.

В качестве дополнительной проверки этого результата сравнение спектров ФЛ, измеренных в точках 1 и 8, было проведено для нескольких ФК с НЦО с другими параметрами a и r/a (рис. 2). Как видно из рис. 2, форма спектров ФЛ ФК с НЦО в обоих случаях возбуждения практически одинакова и определяется исключительно параметрами ФК. Этот результат указывает на то, что наблюдаемые спектральные особенности связаны именно с модовой структурой ФК, а не с геометрической формой или размерами самой НЦО. При этом, как было указано ранее, интенсивность ФЛ при расположении области возбуждения внутри НЦО существенно (в 4–6 раз) выше, чем при возбуждении ФЛ за пределами ФК, так как в первом случае область возбуждения со всех сторон окружена периодической структурой ФК, и излучение, возбуждаемое в НЦО, эф-

фективно выводится из структуры по всему периметру НЦО, тогда как во втором случае только небольшая доля излучения распространяется в направлении ФК и эффективно высвечивается из структуры.

Следует отметить, что выигрыш в интегральной интенсивности ФЛ ФК с НЦО по сравнению с однородными периодическими ФК не является постоянной величиной и может существенно изменяться, например, при варьировании мощности оптической накачки (рис. 3). Как показано на рис. 3, a , интегральная интенсивность ФЛ однородных ФК и ФК с НЦО демонстрирует различную зависимость от мощности накачки при возбуждении носителей заряда в центре ФК, что обусловлено существенной разницей в концентрациях центров безызлучательной рекомбинации в области фотовозбуждения в данных двух типов ФК. При низкой мощности накачки (≤ 1 А мВт) интегральная интенсивность ФЛ в ФК с НЦО более чем в 5 раз превышает интенсивность ФЛ однородного ФК. Столь существенное различие объясняется тем, что в однородном ФК возбуждение носителей заряда осуществляется в области с отверстиями ФК, на границах которых происходит интенсивная безызлучательная рекомбинация носителей заряда. В то же время в ФК с НЦО генерация носителей заряда происходит в области без отверстий ФК, в которой темп безызлучательной рекомбинации существенно ниже. В работе [29] это было подтверждено путем сравнительного исследования кинетики ФЛ в различных типах ФК. По мере увеличения мощности возбуждения в однородном ФК происходит частичное насыщение центров безызлучательной рекомбинации, что приводит к возрастанию доли носителей заряда, рекомбинирующих излучательно, и, как следствие, к более быстрому росту интенсивности ФЛ в данном типе ФК по сравнению с ФК с НЦО. Вследствие этого эффекта отношение интегральных интенсивностей ФЛ в ФК с НЦО и в однородном ФК существенно падает с увеличением мощности накачки и составляет около 2 раз при мощности возбуждения 15 мВт (рис. 3, a). Необходимо отметить, что при высоких уровнях возбуждения пиковая интенсивность ФЛ однородных ФК на отдельных длинах волн, соответствующих высокодобротным ВИС модам ФК [29], может заметно превышать интенсивность ФЛ в ФК с НЦО (рис. 3, b). Таким образом, максимальный выигрыш в интенсивности ФЛ ФК с НЦО, связанный с отсутствием дополнительной безызлучательной рекомбинации носителей заряда, проявляется в первую очередь при низких уровнях возбуждения, тогда как при высоких уровнях накачки, в условиях частичного насыщения каналов безызлучательной рекомбинации, использование однородных по площади ФК может оказаться более эффективным для увеличения интенсивности ФЛ на фиксированных длинах волн, в том числе за счет формирования высокодобротных мод ФК.

С учетом перечисленных выше преимуществ двумерных ФК с НЦО одним из возможных применений таких ФК может являться их использование для

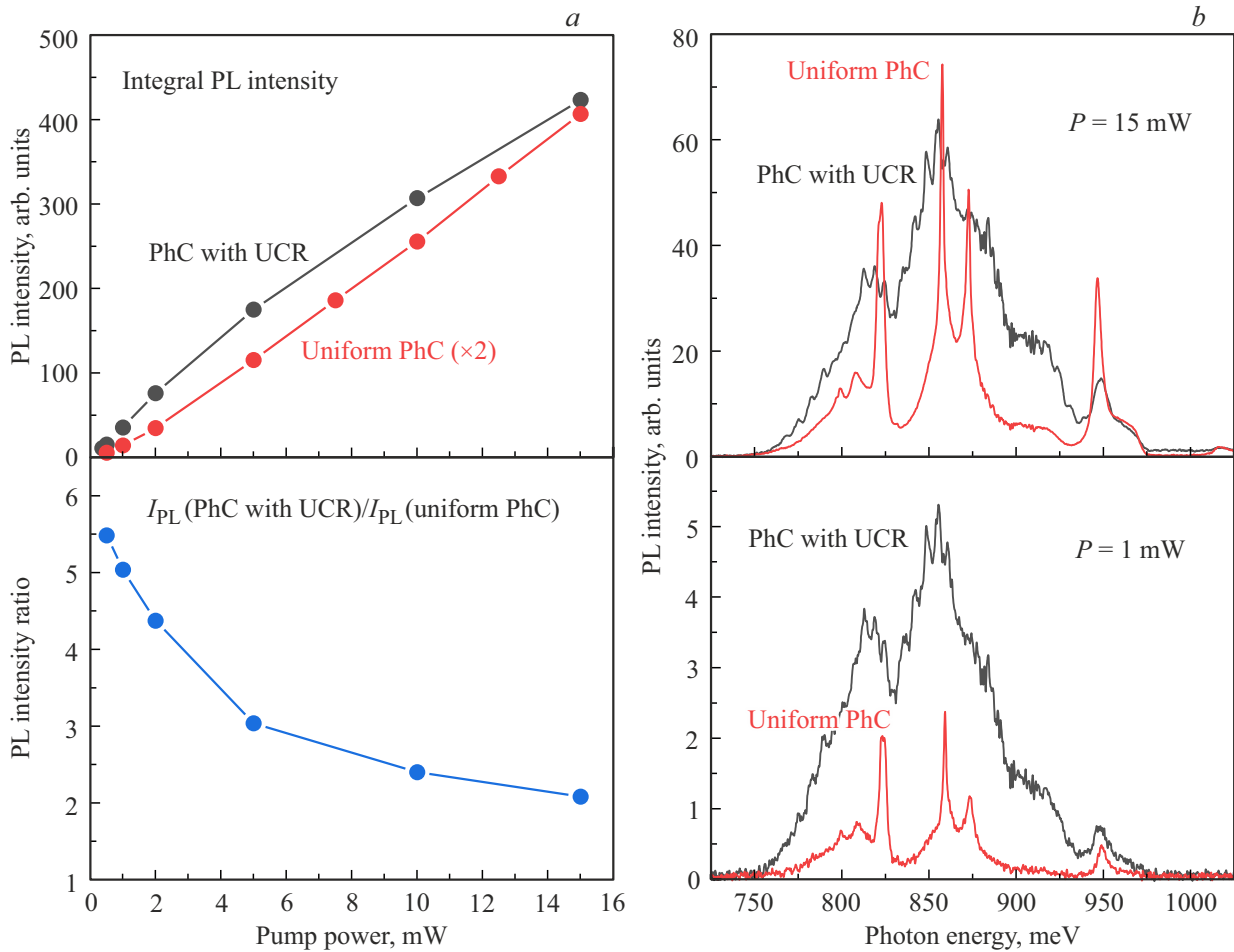


Рис. 3. *a* — интегральные интенсивности ФЛ (integral PL intensity) однородного ФК (uniform PhC) и ФК с НЦО (PhC with UCR) и их отношение как функции от мощности оптической накачки. *b* — спектры ФЛ однородного ФК и ФК с НЦО при значениях мощности возбуждения 15 и 1 мВт. Приведены данные для ФК с $a = 670 \text{ нм}$ и $r/a = 0.33$.

повышения эффективности латеральных светоизлучающих $p^+ - i - n^+$ -диодов. Ранее для латеральных $p^+ - i - n^+$ -диодов с Ge(Si)-островками, выращенными на КНИ подложке, было показано, что формирование двумерных ФК в i -области таких диодов позволяет существенно увеличить интенсивность их излучения, а также управлять формой спектра ЭЛ [22–24]. Одним из основных недостатков таких светодиодов является резкое падение тока через диод, при формировании ФК в i -области диода. Естественно предположить, что использование ФК с непроцессированной центральной областью, совмещенной с i -областью $p^+ - i - n^+$ -диодов, позволит значительно увеличить величину тока, протекающего через диод, и существенно снизить вклад безызлучательной рекомбинации, что приведет к повышению эффективности таких светодиодов.

4. Заключение

В работе проведено сравнительное исследование интенсивности и формы спектров ФЛ ФК с непроцесси-

рованной центральной областью (НЦО) в зависимости от положения пятна возбуждения и плотности мощности оптической накачки. Показано, что максимальная интегральная интенсивность ФЛ в таких ФК достигается при возбуждении ФЛ вблизи центра НЦО, что обусловлено минимизацией безызлучательной рекомбинации носителей заряда, связанной с формированием ФК, и эффективным выводом излучения через границу НЦО с периодической структурой ФК. При этом отношение интегральных интенсивностей ФЛ ФК с НЦО и однородных по площади ФК существенно зависит от уровня оптической накачки вследствие наличия дополнительных центров безызлучательной рекомбинации в однородных ФК. Установлено, что вид спектра ФЛ ФК с НЦО определяется модовой структурой ФК и не связан с параметрами самой НЦО. Основное отличие спектров ФЛ однородных по площади ФК и ФК с НЦО состоит в отсутствии в ФК второго типа наиболее узких и интенсивных линий, связанных с высокочастотными ВИС модами ФК, необходимым условием формирования которых является возможность распространения

излучения активной среды в периодической структуре ФК из области возбуждения во всех направлениях в плоскости роста структуры. Полученные результаты могут быть использованы при разработке источников ближнего ИК излучения для фотонных интегральных схем на основе кремния, в частности для повышения излучательной эффективности латеральных $p^+ - i - n^+$ -светодиодов с двумерными ФК.

Финансирование работы

Исследованные структуры с фотонными кристаллами были получены в рамках государственного задания ИФМ РАН (FFUF-2024-0019). Люминесцентные измерения проведены в рамках гранта Российского научного фонда № 25-12-00367 с использованием оборудования ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“ ИФМ РАН.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, E.F. Schubert. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3294 (1997).
- [2] M. Boroditsky, R. Vrijen, T.F. Krauss, R. Coccioli, R. Bhat, E. Yablonovitch. *J. Lightwave Technol.*, **17**, 2096 (1999).
- [3] A. Mahdavi, G. Sarau, J. Xavier, T.K. Paraiso, S. Christiansen, F. Vollmer. *Sci. Rep.*, **6**, 25135 (2016).
- [4] S. David, M. El kurdi, P. Boucaud, A. Chelnokov, V. Le Thanh, D. Bouchier, J.-M. Lourtioz. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 2509 (2003).
- [5] R. Jannesari, M. Schatzl, F. Hackl, M. Glaser, K. Hingerl, T. Fromherz, F. Schäffler. *Opt. Express*, **22**, 25426 (2014).
- [6] M.V. Stepikhova, A.V. Novikov, A.N. Yablonskiy, M.V. Shaleev, D.E. Utkin, V.V. Rutckaia, E.V. Skorokhodov, S.M. Sergeev, D.V. Yurasov, Z.F. Krasilnik. *Semicond. Sci. Technol.*, **34**, 024003 (2019).
- [7] S.A. Dyakov, M.V. Stepikhova, A.A. Bogdanov, A.V. Novikov, D.V. Yurasov, M.V. Shaleev, Z.F. Krasilnik, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius. *Laser Photon. Rev.*, **15**, 2000242 (2021).
- [8] S. Saito, A. Al-Attili, K. Oda, Y. Ishikawa. *Semicond. Sci. Technol.*, **31**, 043002 (2016).
- [9] V. Reboud, A. Gassenq, J. Hartmann, J. Widiez, L. Viot, J. Aubin, K. Guillois, S. Tardif, J. Fedeli, N. Pauc, A. Chelnokov, V. Calvo. *Progr. Cryst. Growth Char. Mat.*, **63**, 1 (2017).
- [10] L. Vescan, T. Stoica, O. Chretien, M. Goryll, E. Mateeva, A. Muck. *J. Appl. Phys.*, **87**, 7275 (2000).
- [11] Yu.N. Drozdov, Z.F. Krasilnik, K.E. Kudryavtsev, D.N. Lobanov, A.V. Novikov, M.V. Shaleev, D.V. Shengurov, V.B. Shmagin, A.N. Yablonskiy. *Thin Sol. Films*, **517**, 398 (2008).
- [12] Z.F. Krasilnik, A.V. Novikov, D.N. Lobanov, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, S.V. Obolenskiy, N.D. Zakharov, P. Werner. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 014029 (2011).
- [13] M. Boroditsky, T.F. Krauss, R. Coccioli, R. Vrijen, R. Bhat, E. Yablonovitch. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1036 (1999).
- [14] A.N. Яблонский, А.В. Новиков, М.В. Степихова, С.М. Сергеев, Н.А. Байдакова, М.В. Шалеев, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **54**, 1150 (2020).
- [15] Д.В. Юрасов, А.Н. Яблонский, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, Е.Е. Родякина, Ж.В. Смагина, В.А. Вербус, А.В. Новиков. *Письма ЖТФ*, **49**, 29 (2023).
- [16] A.V. Peretokin, D.V. Yurasov, M.V. Stepikhova, M.V. Shaleev, A.N. Yablonskiy, D.V. Shengurov, S.A. Dyakov, E.E. Rodyakina, Zh.V. Smagina, A.V. Novikov. *Nanomaterials*, **13**, 1678 (2023).
- [17] A. Kodigala, T. Lepetit, Q. Gu, B. Bahari, Y. Fainman, B. Kanté. *Nature*, **541**, 196 (2017).
- [18] N.D. Le, P. Bouteyre, A. Kheir-Aldine, F. Dubois, S. Cuffe, L. Berguiga, X. Letartre, P. Viktorovitch, T. Benyatou, H.S. Nguyen. *Phys. Rev. Lett.*, **132** (17), 173802 (2024).
- [19] D.V. Yurasov, S.A. Dyakov, I.A. Smagin, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, M.V. Stepikhova, A.V. Peretokin, M.V. Shaleev, Zh.V. Smagina, D.E. Utkin, A.V. Novikov. *Appl. Phys. Lett.*, **125**, 021105 (2024).
- [20] R. Hao, B. Ye, J. Xu, Y. Zou. *Front. Optoelectron.*, **18**, 3 (2025).
- [21] A.V. Peretokin, M.V. Stepikhova, A.N. Yablonskiy, M.V. Shaleev, S.A. Dyakov, N.A. Gippius, A.V. Novikov. *J. Appl. Phys.*, **138**, 123105 (2025).
- [22] В.Б. Шмагин, А.В. Новиков, А.Н. Яблонский, М.В. Степихова, Д.В. Юрасов, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум, Е.Е. Родякина, Е.Е. Морозова, Д.В. Шенгуров, С.А. Краев, П.А. Юнин, М.В. Шалеев, А.И. Белов. *ЖТФ*, **49**, 12 (2023).
- [23] V.B. Shmagin, A.N. Yablonskiy, M.V. Stepikhova, D.V. Yurasov, A.N. Mikhaylov, D.I. Tetelbaum, E.E. Rodyakina, E.E. Morozova, D.V. Shengurov, S.A. Kraev, P.A. Yunin, A.I. Belov, A.V. Novikov. *Nanotechnology*, **35**, 165203 (2024).
- [24] A.N. Yablonskiy, V.B. Shmagin, V.E. Zakharov, D.V. Yurasov, M.V. Shaleev, E.V. Demidov, A.N. Mikhaylov, D.I. Tetelbaum, E.E. Rodyakina, E.E. Morozova, D.V. Shengurov, S.A. Kraev, A.V. Novikov. *Appl. Phys. Lett.*, **125**, 231103 (2024).
- [25] A. Clarke, M. Darnon, K. Hinzer, M. de Lafontaine. *Micro Nano Eng.*, 100330 (2025).
- [26] Д.В. Юрасов, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, А.В. Перетокин, Е.В. Скороходов, Е.Е. Родякина, Ж.В. Смагина, А.В. Новиков. *ЖТФ*, **95**, 128 (2025).
- [27] А.Н. Яблонский, Д.В. Юрасов, В.Е. Захаров, А.В. Перетокин, М.В. Степихова, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, Е.Е. Родякина, Ж.В. Смагина, А.В. Новиков. *Оптический журн.*, **91**, 50 (2024).
- [28] H. Kim, B.-S. Song, S. Noda, T. Asano. *J. Opt. Soc. Am. B*, **42** (10), 2358 (2025).
- [29] A.N. Yablonskiy, V.E. Zakharov, D.V. Yurasov, M.V. Shaleev, D.V. Shengurov, V.B. Shmagin, E.E. Rodyakina, Zh.V. Smagina, A.V. Novikov. *Appl. Phys. Lett.*, **128**, 031103 (2026).
- [30] А.Н. Яблонский, Д.В. Юрасов, В.Е. Захаров, А.В. Перетокин, М.В. Степихова, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, Е.Е. Родякина, Ж.В. Смагина, С.А. Дьяков, А.В. Новиков. *ФТП*, **57**, 251 (2023).
- [31] M.V. Stepikhova, S.A. Dyakov, A.V. Peretokin, M.V. Shaleev, E.E. Rodyakina, A.V. Novikov. *Nanomaterials*, **12**, 2687 (2022).

Редактор А.Н. Смирнов

Radiative properties of structures with two-dimensional photonic crystals with an unprocessed central region

*A.N. Yablonskiy¹, V.E. Zakharov¹, D.V. Yurasov¹,
M.V. Shaleev¹, D.V. Shengurov¹, E.E. Rodyakina²,
Zh.V. Smagina², A.V. Novikov^{1,3}*

¹ Institute for Physics of Microstructures
of the Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Rzhanov Institute of Semiconductor Physics
of the Siberian Branch
of the Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

³ Lobachevsky State University,
603022 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract Using structures with Ge(Si) nanoislands, the effect of two-dimensional photonic crystals (PhCs) with an unprocessed central region (UCR) on the luminescence properties of light-emitting semiconductor structures was studied. Using high spatial- and spectral-resolution microphotoluminescence spectroscopy, the dependence of the emission intensity and spectral characteristics on the location of the excitation region in such PhCs was investigated. A significant increase in the integral emission intensity was demonstrated upon excitation of charge carriers at the center of the UCR compared to excitation in the periodic region of the PhC. A study of the PL spectra of PhCs with various parameters revealed that this increase is due to the efficient extraction of emission near the boundary of the UCR and the periodic region of the PhC due to its interaction with PhC modes. It was found that the maximum gain in the integral emission intensity of PhCs with UCR compared to spatially uniform PhCs is observed at low optical excitation levels, which is associated with a higher concentration of nonradiative recombination centers in the uniform PhCs. At the same time, at high optical pumping levels, due to the partial saturation of nonradiative recombination centers and the effective interaction of the emission from Ge(Si) islands with high-Q modes of the PhCs, the emission intensity of the uniform PhCs at wavelengths corresponding to these modes can significantly exceed the emission intensity of PhCs with UCR. The obtained results can be used for the development of near-IR radiation sources for silicon-based photonic integrated circuits.