

Люминесценция структурно-неоднородных эпитаксиальных пленок InGaN красно-оранжевого диапазона

© Д.Н. Лобанов, К.Е. Кудрявцев, М.А. Калинин, И.А. Федотов, П.А. Юнин,
Б.А. Андреев, А.В. Новиков, З.Ф. Красильник

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

E-mail: dima@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 3 августа 2026 г.

В окончательной редакции 20 августа 2026 г.

Принята к публикации 15 сентября 2026 г.

Сопоставлены структурные и люминесцентные характеристики эпитаксиальных пленок InGaN с содержанием индия $\sim 30\text{--}40\%$, получаемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота. Показано, что высокотемпературный рост при $T_g \sim 600^\circ\text{C}$ обеспечивает наилучшие показатели морфологии и структурной однородности — гладкую поверхность и минимальный уровень фазовой сепарации тройного раствора InGaN, что определяет потенциал применения подобных слоев как барьеров в новом поколении гетероструктур вида $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$. Уменьшение же температуры эпитаксии до $T_g \sim 580^\circ\text{C}$ позволяет, за счет лучшего встраивания индия, получать заметно более узкозонные слои InGaN, интересные как непосредственно материал квантовых ям в подобных структурах. Здесь приходится отметить, что все исследованные образцы InGaN, независимо от T_g , остаются весьма дефектными, с плотностью дислокаций на уровне $N_D \sim 10^{11}\text{ см}^{-2}$, и это задает высокие скорости безызлучательной рекомбинации: $\sim 5 \cdot 10^9\text{ с}^{-1}$ при $T = 77\text{ К}$ и $> 5 \cdot 10^{10}\text{ с}^{-1}$ при $T = 300\text{ К}$. Основную роль в безызлучательных процессах, предположительно, играют дислокации несоответствия, а наблюдаемая в эксперименте кинетика люминесцентного отклика изучаемых слоев InGaN хорошо описывается в модели диффузионно-ограниченной рекомбинации на таких дефектах. Таким образом, реализация эффективных длинноволновых III-нитридных излучателей посредством перехода от „классических“ гетероструктур GaN/In_yGa_{1-y}N к структурам вида In_xGa_{1-x}N/In_yGa_{1-y}N со сравнительно узкозонными барьерами безусловно требует адаптации имеющихся либо разработки новых технологических подходов к „фильтрации“ прорастающих дислокаций в пределах возможно меньших, технологически приемлемых ростовых толщин.

Ключевые слова: нитрид индия и галлия, молекулярно-пучковая эпитаксия, спинодальный распад, фотолюминесценция.

DOI: 10.61011/FTP.2026.08.63952.10408

1. Введение

Одной из актуальных тематик современной полупроводниковой оптоэлектроники является создание полноцветных светодиодных RGB (red, green, blue)-дисплеев высокого разрешения в рамках одной материальной системы [1–4]. На настоящий момент синие и зеленые пиксели формируются InGaN-светодиодами, в то время как красные — AlInGaP-светодиодами. Для последних вопрос миниатюризации является проблемным за счет сильной поверхностной рекомбинации на краях мезоструктур, и при уменьшении латеральных размеров устройств до десятков и тем более единиц микрон III-N структуры демонстрируют намного лучшую стабильность характеристик [5]. Этот фактор наряду с возможностью формирования гибридных светоизлучающих структур на кремнии и экологичностью III-N материалов определяет значительный интерес к системе InGaN как потенциальной основе для излучателей, полностью перекрывающих видимый диапазон спектра.

Продвижение InGaN-оптоэлектроники в сторону оранжево-красного диапазона, безусловно, является сложной задачей. Хорошо известными проблемами срав-

нительно узкозонных, с долей индия x_{In} от $20\text{--}30\%$, InGaN-структур являются высокая их дефектность (плотность дислокаций несоответствия $> 10^{10}\text{ см}^{-2}$), сложности со встраиванием индия в растущий слой InGaN [6] и термодинамическая неустойчивость тройных соединений InGaN в области „средних“ составов, задающая тенденцию к фазовому распаду осаждаемого слоя с формированием кластеров различного состава [7–9]. Повидимому, одновременно решить указанные проблемы в рамках простых ростовых дизайнов, лишь подбором условий эпитаксии, оказывается невозможным, и оптимизация структурного качества пленок InGaN всегда требует компромиссных решений. Например, однородные слои InGaN с высокой долей индия удастся получить за счет кинетического ограничения фазового распада при низкотемпературной ($< 500^\circ\text{C}$) эпитаксии, однако платой за это является низкое кристаллическое качество и высокая шероховатость поверхности [10–12]. И уровень дефектности, и характер микроскопической неоднородности, безусловно, сильно влияют на электронный транспорт и эмиссионные свойства InGaN-структур. Данный вопрос достаточно хорошо исследован как применительно к GaN и InN, так и в отношении тройных

Основные структурные характеристики исследуемых образцов InGaN, получаемых при различных температурах эпитаксии (T_g): оценка доли индия в фазах тройного раствора различного состава ($x_{\text{XRD}}^{\text{In-rich}}$ для индий-обогащенных кластеров и $x_{\text{XRD}}^{\text{bulk}}$ для окружающей матрицы — более широкозонной), плотность дислокаций (N_D), а также концентрация носителей заряда (n_e) и их подвижность (μ_e), полученные из измерений эффекта Холла при $T = 300$ К

Номер образца	T_g , °C	$x_{\text{XRD}}^{\text{In-rich}}/x_{\text{XRD}}^{\text{bulk}}$, %	N_D , 10^{11} см $^{-2}$	n_e , 10^{16} см $^{-3}$	μ_e , см ^{2} /(В·с)
1	605	31 ^(r) /27	0.89	3.5	70
2	595	39 ^(r) /35	0.95	9	30
3	585	42 ^(r) /38.30	1.8	25	15
4	575	46 ^(r) /42.36	2	73	7

растворов и квантово-размерных гетероструктур синезеленого диапазона со сравнительно небольшой долей индия (см., например, [13–16]). Для тройных растворов InGaN указывалось, в частности, что рост величины флуктуаций случайного потенциала при продвижении в сторону длинных волн приводит к усилению роли локализации неравновесных носителей и эффективно-му подавлению дефектно-примесной рекомбинации [17]. Настоящая работа посвящена исследованию еще более узкозонных, а значит, неизбежно и более дефектных слоев InGaN с содержанием индия в пределах $x_{\text{In}} \sim 30\text{--}40\%$, нацеленных в конечном итоге на реализацию гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) вида $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ для красно-оранжевых излучателей, и установлению корреляций между структурными и люминесцентными их характеристиками.

2. Исследуемые образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы по ростовым дизайнам и условиям эпитаксии повторяют рассмотренные авторами ранее в работе [18]. Рост структур осуществлялся методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменным источником азота (ПА-МПЭ) на установке STE 3N3 (ЗАО „НТО“). На подложку $c\text{-Al}_2\text{O}_3$ сначала осаждались буферные слои AlN (200 нм) и GaN (700 нм) при температурах $T_g^{\text{AlN}} = 820$ °C и $T_g^{\text{GaN}} = 710$ °C соответственно. Далее, для роста слоя InGaN потоки металлов фиксировались на уровне $F_{\text{Ga}} \sim 0.17$ мкм/ч и $F_{\text{In}} \sim 0.14$ мкм/ч, а поток активного азота — на уровне $F_{\text{N}^*} \sim 0.33$ мкм/ч. Температура эпитаксии InGaN варьировалась в исследуемой серии структур в пределах $T_g = 575\text{--}605$ °C; продолжительность роста составляла для всех образцов 2 ч с итоговой толщиной активного слоя InGaN на уровне $\sim 500\text{--}600$ нм.

Для структурной характеристики исследуемых образцов применялся в первую очередь метод рентгеновской дифракции (РД). Измерения проводились на дифрактометре Bruker D8 Discover в схеме высокого разрешения с монохроматором двукратного отражения Ge (220). Плотность дислокаций в получаемых слоях InGaN определялась по полуширине кривых качания

для отражений (0004) и (10 $\bar{1}2$) в соответствии с работой [19]. Морфология роста структур оценивалась по данным сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с использованием микроскопа Supra 50VP. Электрофизические свойства — фоновая концентрация и подвижность носителей — оценивались на основе холловских измерений. Измерения фотолюминесценции (ФЛ) проводились в импульсном режиме при накачке изучаемых образцов излучением второй гармоники фемтосекундного Ti:Sa-лазера на длине волны 400 нм (средняя мощность ~ 10 мВт при частоте повторения импульсов 80 МГц; диаметр возбуждаемой области ~ 500 мкм). Вторичное излучение образца анализировалось решеточным монохроматором и детектировалось с помощью кремниевой ПЗС (прибор с зарядовой связью)-матрицы (Spec-10, Princeton Instruments); для измерений кинетики ФЛ применялась стрик-камера (Optronis) с предельным временным разрешением до 8 пс.

3. Результаты и обсуждение

Основные структурные характеристики изучаемых образцов сведены в таблице, из которой видно, что температура эпитаксии является исключительно сильным фактором, кардинально влияющим как на состав получаемых слоев InGaN, так и уровень их однородности. Полное встраивание атомов металлов в растущий слой InGaN при имеющемся соотношении потоков F_{In} , F_{Ga} и F_{N^*} должно было бы обеспечить для всех структур азотообогащенный (III/V ~ 0.94) рост и итоговое содержание индия $x_{\text{In}} \sim 45\%$. В реальности же термическое разложение InGaN и реиспарение индия (детально обсуждавшиеся в работе [18]) приводят к заметно меньшим величинам x_{In} в выращиваемых слоях. Температура роста задает и кинетику адатомов металла на ростовой поверхности, меняя условия для кластеризации и сегрегации индия.

На рис. 1, *a–d* приведены РД-спектры изучаемых образцов. Видно, что дифракционные пики, соответствующие активному слою InGaN, имеют выраженную внутреннюю структуру, свидетельствующую о неоднородности тройного раствора. Для этих пиков пунктиром приведена модельная разбивка на сумму гауссовых компонент, соответствующих отклику относительно широ-

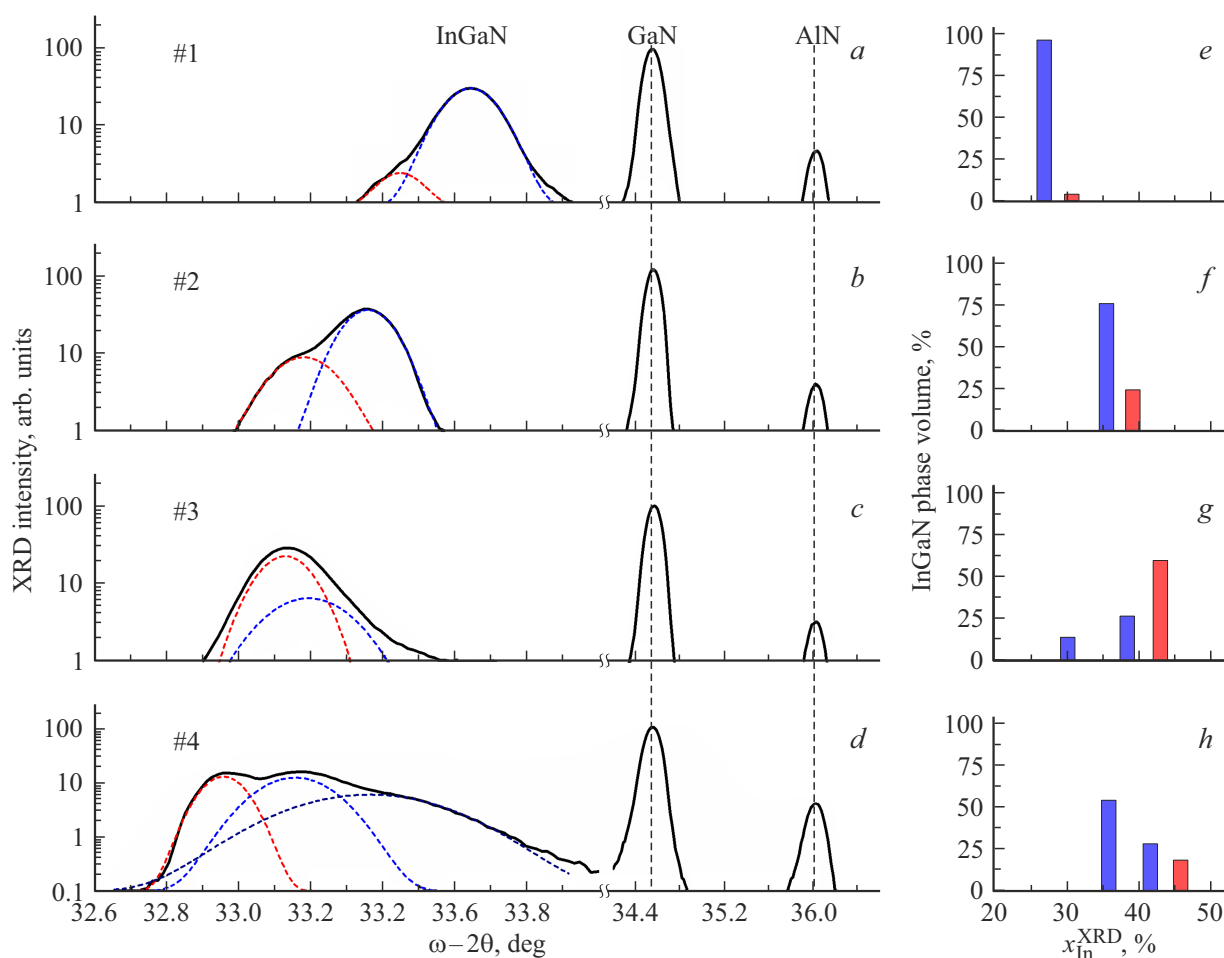


Рис. 1. *a–d* — (0004) ω – 2θ спектры рентгеновской дифракции образцов #1–4 соответственно. Виден составной характер пика отражения InGaN, указывающий на выраженный фазовый распад этого слоя. Пунктиром показана модельная подгонка — разделение на рефлексы кластеров с большей и меньшей долей индия. Рефлексы GaN и AlN соответствуют буферным подслоям. *e–h* — удельный вес кластеров с различной долей индия $x_{\text{In}}^{\text{XRD}}$, формирующихся в образцах #1–4 (см. таблицу). Для образцов #3 и, в особенности, #4 материал „матрицы“, по-видимому, заметно неоднороден, и его отклик не моделируется адекватно лишь одним гауссовым пиком. По этой причине на рис. *g* и *h*, как и в таблице, приводятся дополнительные значения $x_{\text{XRD}}^{\text{bulk}}$.

козонной матрицы (с номинальной долей индия в составе тройного раствора $x_{\text{XRD}}^{\text{bulk}}$) и более узкозонных индий-обогащенных кластеров (по аналогии с работой [20] предполагается, что их можно описать неким „средним“ значением $x_{\text{XRD}}^{\text{In-rich}} > x_{\text{XRD}}^{\text{bulk}}$, хотя дисперсия как состава, так и размеров подобных кластеров, безусловно, может быть значительной). Подобная разбивка на качественном уровне отражает как состав различных фаз тройного раствора InGaN, так и объемную долю соответствующей фазы (см. панели *e–h* на рис. 1). Следует оговориться, что в таблице значения $x_{\text{XRD}}^{\text{In-rich}}$, отмеченные индексом (г), рассчитаны для случая полной релаксации упругих напряжений. Подобное предположение является в целом логичным для исследуемых пленок InGaN с ростовой толщиной > 500 нм: критическая толщина псевдоморфного роста InGaN на GaN при $x_{\text{In}} > 25\%$ оценивается на уровне < 10 нм [21]. В то же время детальный анализ РД-данных показывает заметные величины остаточных

напряжений в широкозонной фазе InGaN, что вносит коррективы в величины $x_{\text{XRD}}^{\text{bulk}}$, и к данному вопросу мы вернемся далее в тексте работы.

Фазовый распад InGaN и, соответственно, наличие во всех изучаемых образцах индий-обогащенных (по сравнению с окружающей матрицей) кластеров ярко отражается в эмиссионных характеристиках. Узкозонная фаза InGaN формирует потенциальную яму как для электронов, так и для дырок, и даже при сравнительно небольшом объеме таких кластеров именно они могут давать основной вклад в ФЛ. Это качественно подтверждается анализом спектров межзонной ФЛ, приведенных на рис. 2, *a*. Аккуратный пересчет энергий излучательных переходов в состав слоя является в целом нетривиальной задачей; типично в InGaN полоса эмиссии (EPL) сдвинута относительно номинальной ширины запрещенной зоны (E_g). Величина же и знак смещения определяются противоположно действующи-

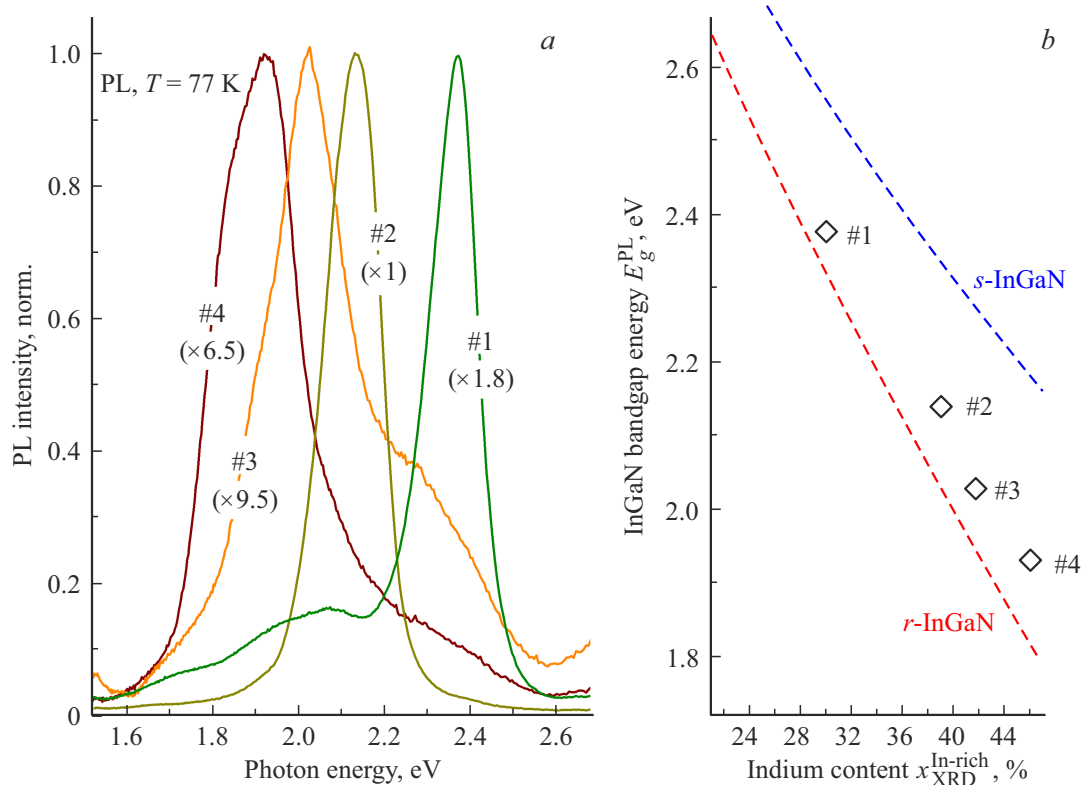


Рис. 2. *a* — спектры ФЛ изучаемых образцов InGaN, измеренные при $T = 77$ K. Спектры нормированы на максимальное значение, масштабирующие факторы отражают относительные интенсивности эмиссии различных образцов в серии. *b* — спектральное положение максимума ФЛ (символы) и расчетная ширина запрещенной зоны узкозонной фазы InGaN (пунктир) в зависимости от состава тройного раствора $x_{\text{XRD}}^{\text{In-rich}}$ в этой фазе. Пунктирные линии соответствуют расчетным значениям E_g для полностью релаксированных (*r*-InGaN) и полностью напряженных (*s*-InGaN) тройных растворов согласно [23].

ми факторами заливки зоны проводимости равновесными электронами и вовлеченности в ФЛ относительно глубоких локализованных дырочных состояний в хвосте валентной зоны; по порядку величины обе поправки могут составлять ~ 100 мэВ [22]. В первом приближении, с точностью до ширины линии, можно считать, что максимум ФЛ соответствует средней ширине запрещенной зоны $E_g^{\text{In-rich}}$ индий-обогащенных кластеров, которая в свою очередь связана с составом тройного раствора соотношением Вегарда:

$$E_g^{\text{InGaN}}(x) = x \cdot E_g^{\text{InN}} + (1 - x) \cdot E_g^{\text{GaN}} - b \cdot x \cdot (1 - x). \quad (1)$$

Ширины зон бинарных соединений в (1) составляют $E_g^{\text{InN}} \sim 0.7$ эВ и $E_g^{\text{GaN}} \sim 3.4$ эВ, однако относительно корректного значения „параметра прогиба“ b консенсуса в литературе до сих пор нет. Согласно [23], для полностью релаксированных слоев InGaN $b \sim 1.65$ эВ (хотя следует отметить, что в ряде работ [12,24] приводятся и заметно большие значения $b \sim 2.6$ – 2.8 эВ). На рис. 2, *b* экспериментальные точки — данные ФЛ — близки к расчетным значениям E_g для релаксированных (*r*-) тройных растворов InGaN, косвенно подтверждая корректность

значений $x_{\text{XRD}}^{\text{In-rich}}$ в таблице. В целом же данные рис. 2 убедительно показывают, что люминесцентный отклик рассматриваемых образцов InGaN определяется именно узкозонными включениями даже при весьма небольшой их объемной доле (как, например, в образце #1; см. рис. 1, *e*).

Формирование индий-обогащенных кластеров типично для InGaN-гетероструктур, а локализация в них неравновесных носителей и ограничение диффузии к центрам рекомбинации играют ключевую роль в обеспечении интенсивной межзонной эмиссии структур синезеленого диапазона. Хорошо известно, что линии дислокаций являются эффективным „стоком“ носителей, задавая тем самым „темные“ области в картах катодолюминесценции GaN- и InN-структур [25,26]. При этом в достаточно качественных (по меркам III-нитридов) InGaN-образцах с долей индия $x_{\text{In}} \sim 5$ – 15 % и плотностью дислокаций $N_D \sim 10^8$ – 10^9 см $^{-2}$ типичный радиус захвата носителей на дислокации оценивается величинами $d_{\text{cap}} \sim 30$ – 60 нм, малыми в сравнении с расстоянием между дислокациями $d_D \sim 0.3$ – 1 мкм [17]. В этих условиях рекомбинация на дислокациях существенно ограничивается конкурирующими процессами захвата в (бездефектные) индий-обогащенные кластеры, типично

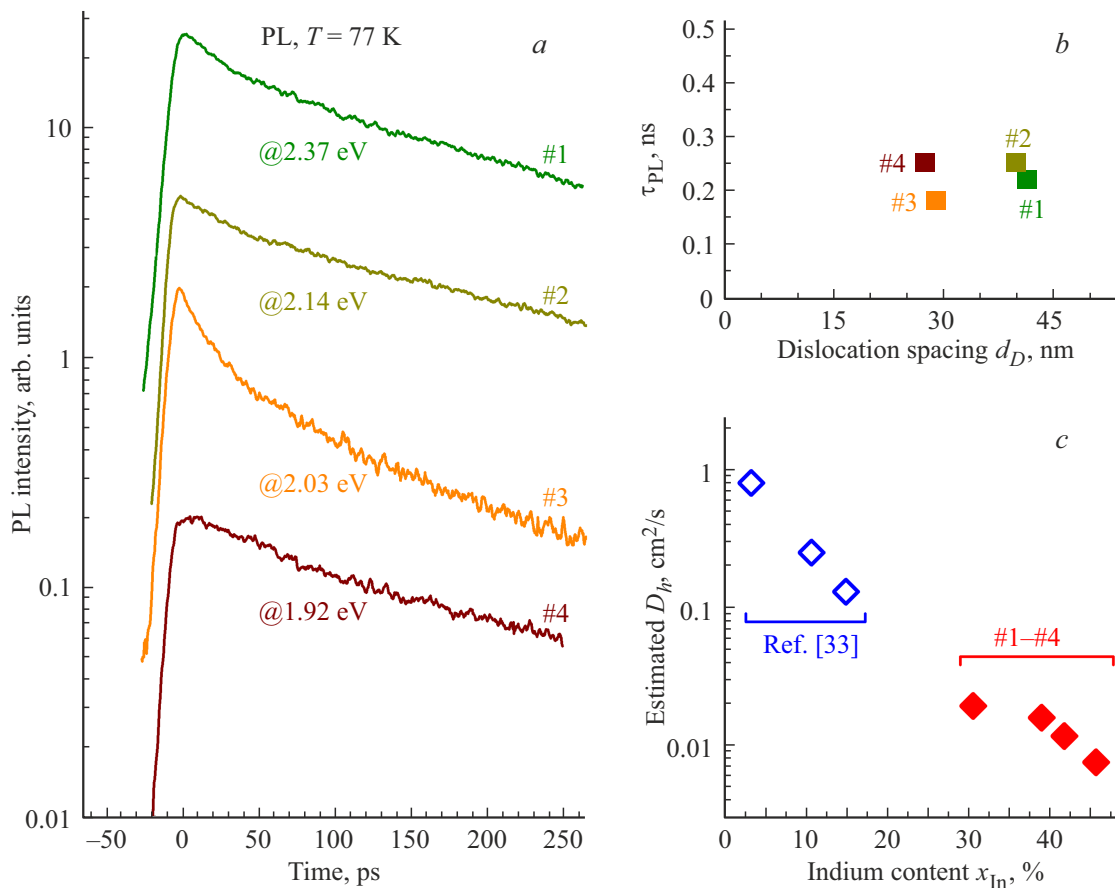


Рис. 3. *a* — кинетика ФЛ образцов #1–4, измеренная при $T = 77$ К в максимуме линии эмиссии. Мощность возбуждения соответствовала для всех образцов режиму слабой накачки. *b* — время спада ФЛ образцов #1–4 в зависимости от среднего расстояния d_D между дислокациями, оцениваемого для гексагональной сетки дислокаций выражением $d_D^2 \sim 8/3\sqrt{3}N_D$. Отметим, что при $T = 300$ К времена спада ФЛ $\tau_{PL}^{300\text{ K}}$ составляют < 20 пс и близки к временному разрешению регистрирующей системы. *c* — оценка коэффициента диффузии неравновесных носителей (дырок) $D_h = L_d^2/\tau_{PL}$ для значения диффузионной.

имеющие размеры в единицы нанометров и высокую, $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$, поверхностную плотность [27,28]. В данной же работе в узкозонных InGaN-структурах с $x_{In} > 30\%$ формируется значительно более плотная сетка дислокаций с $d_D \sim 30\text{--}40$ нм, потенциально собирающая практически все неравновесные носители. Интенсивность ФЛ каждого образца определяется конкуренцией безызлучательных процессов в матрице и захвата носителей в индий-обогащенные кластеры потенциально разными темпами как излучательных (например, в силу различной фоновой концентрации n_e), так и безызлучательных процессов в самих кластерах, а кроме того — особенностями вывода излучения из образца в свободное пространство при смене морфологии поверхности роста. В силу этих факторов детальный анализ интенсивностей эмиссии сложен и выходит за рамки работы, однако результаты время-разрешенных измерений ФЛ позволяют уверенно говорить о доминирующей роли безызлучательных процессов даже для локализованных носителей. Измеренные осциллограммы релаксации фотоотклика приведены на рис. 3, *a*, а получаемые из них времена спа-

да ФЛ — на рис. 3, *b*. В изучаемой серии образцов InGaN измеряемое время спада ФЛ τ_{PL} составило $\sim 180\text{--}250$ пс при $T = 77$ К, не коррелируя явным образом ни с составом тройного раствора $x_{XRD}^{In-rich}$, ни с концентрацией электронов n_e , ни с плотностью дислокаций N_D . Тем не менее имеются основания предположить, что в кинетике ФЛ мы наблюдаем именно рекомбинацию на дислокациях. Действительно, для образца #4, наиболее узкозонного и обладающего наивысшей концентрацией свободных электронов $n_e \sim 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, скорость оже-процессов можно оценить как $\tau_{Aug} = 1/(C_A n_e^2) \sim 10$ мкс (при $C_A \sim 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$ для процессов eeh -типа в InGaN с шириной зоны $E_g \sim 2$ эВ [29]). Подобная оценка, основанная на величине n_e , предполагает режим слабой накачки, что и реализуется в наших экспериментах: при типичном для изучаемых составов тройных растворов InGaN коэффициенте поглощения излучения накачки в активном слое $\alpha_{pump} \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$ [15] (и, соответственно, глубине „прокачки“ ~ 100 нм) оценка неравновесной концентрации составляет лишь $\delta n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $n_e > 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для всех образцов в серии. Отметим

также, что соотношение $\tau_{\text{Aug}} \gg \tau_{\text{PL}}$ сохраняется даже в предположении существенно неоднородного распределения электронной плотности за счет локализации равновесных электронов в минимумах зонного потенциала. Максимальную „локальную“ плотность носителей можно оценить исходя из ширины линии эмиссии на уровне $n^{\text{max}} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что соответствует $\tau_{\text{Aug}}^{\text{max}} > 100 \text{ нс}$. Что касается излучательных процессов, то для их скорости сложно дать достоверные оценки, однако как отсутствие корреляции между τ_{PL} и n_e , так и сравнительно низкая внутренняя квантовая эффективность эмиссии (до $\sim 10\text{--}15\%$ при $T = 77 \text{ К}$) позволяют трактовать τ_{PL} именно как время безызлучательной рекомбинации на дефектах — точечных либо протяженных.

Объяснить наблюдаемую картину можно в предположении, что индий-обогащенные кластеры, определяющие люминесцентный отклик, изначально формируются вокруг дислокаций — например, за счет неоднородных полей упругих напряжений, о чем ранее сообщалось в ряде работ [30–32]. В рентгеновских дифрактограммах на рис. 1, *a–d* этим кластерам соответствуют относительно узкие линии дифракции, позволяющие говорить о колончатой структуре с достаточно большим масштабом в направлении роста, который можно оценить по формуле Шеррера [33]:

$$l_{\text{In-rich}} \sim \lambda_{\text{XRD}} / \delta_{\text{FWHM}} \cos(\Theta). \quad (2)$$

Так, для образца #4 при $\lambda_{\text{XRD}} = 0.154 \text{ нм}$, $\lambda_{\text{FWHM}} \sim 0.14^\circ$ и $\cos(\Theta) \rightarrow 1$ эта величина составляет $\sim 60 \text{ нм}$. Латеральный же размер таких кластеров $r_{\text{In-rich}}$ оценить затруднительно, как и их поверхностную плотность N_S . Для последней величины естественным ориентиром могла бы служить плотность дислокаций как центров зарождения индий-обогащенной фазы. В этом случае при $N_S \sim N_D$ характерный радиус $r_{\text{In-rich}}$ можно определить исходя из относительного объема узкозонной фазы (см. рис. 1, *e–f*). Для различных образцов изучаемой серии такой подход дает $r_{\text{In-rich}} \sim 4\text{--}10 \text{ нм}$, что качественно согласуется с данными работы [28] относительно более широкозонных слоев InGaN. Альтернативный вариант — формирование кластеров достаточно большого размера, включающих в себя одну или несколько дислокаций, с заметно меньшей поверхностной плотностью $N_S \ll N_D$. Прямым подтверждением той или иной гипотезы были бы снимки просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, однако, к сожалению, в рамках настоящей работы у авторов нет подобных данных.

Что касается кинетики ФЛ, то измеряемые величины τ_{PL} можно трактовать следующим образом. При коротковолновой накачке, далекой по энергии фотонов от края поглощения как узкозонной, так и широкозонной фазы InGaN, „локальный“ темп фотогенерации практически не чувствует фазовой неоднородности активного слоя. В то же время носители, рожденные в широкозонной матрице, практически в ней не излучают, поскольку

достаточно быстро рекомбинируют на дефектах структуры либо захватываются в индий-обогащенные кластеры. Среднее время диффузии к центрам рекомбинации — дислокациям в узкозонной фазе InGaN — фактически и измеряется в экспериментах по время-разрешенной ФЛ (на фоне существенно более медленных излучательных процессов), и значения τ_{PL} позволяют оценить эффективный коэффициент диффузии носителей (дырок) в пределах кластера: $D_h \sim (d_D/2)^2 / \tau_{\text{PL}}$. Соответствующие значения D_h в зависимости от $x_{\text{XRD}}^{\text{In-rich}}$ приведены на рис. 3, *c* и хорошо согласуются с литературными данными [34] для „меньших“ составов. Отметим, что приводимая интерпретация τ_{PL} не позволяет оценить размер кластеров и различить диффузию в широкозонной и узкозонной фазах InGaN, а значит, по оси абсцисс на рис. 3, *c* следовало бы откладывать некоторые „промежуточные“ значения между $x_{\text{XRD}}^{\text{In-rich}}$ и $x_{\text{XRD}}^{\text{bulk}}$, однако на качественном уровне это не изменит наблюдаемую картину. Спад величины D_h с ростом доли индия объясняется, как принято для InGaN, ростом наноразмерной неоднородности материала, а в целом картина случайного зонного рельефа напоминает, по-видимому, „двухмасштабный“ потенциал, схожий с предложенным ранее для III-N структур в работе [20]: сравнительно однородный материал матрицы, содержащий включения индий-обогащенных кластеров с достаточно хорошо определенными „средними“ параметрами.

Здесь необходимо оговориться относительно корректности „рентгеновских“ оценок состава тройных растворов InGaN в данной работе. В таблице значения состава кластеров $x_{\text{XRD}}^{\text{In-rich}}$ приведены для случая полной релаксации упругих напряжений, однако для материала матрицы это предположение, как показывают РД-данные, не выполняется. Анализ карты обратного пространства позволяет говорить о степени релаксации от $R \sim 0.46$ в образце #1 до $R \sim 0.7$ в образце #4. Столь заметные остаточные напряжения в изучаемых образцах InGaN являются достаточно неожиданными с учетом толщин слоев и доли индия в них: типично в литературе для сопоставимых и даже более широкозонных составов InGaN, получаемых на GaN, отмечается существенно релаксированный характер слоев при ростовых толщинах $< 100 \text{ нм}$ [11,21,35]. В данной же работе одним из факторов, в целом замедляющих релаксацию широкозонной фазы InGaN, может быть „сброс“ упругих напряжений именно за счет включения в частично напряженную матрицу дислоцированных индий-обогащенных кластеров. Для последних принципиально трехмерный характер роста не позволяет связать величины латеральных и вертикальных напряжений, как это типично делается для двумерных слоев, и рассогласование эксперимента и модели на рис. 2, *b* может быть вызвано как недооценкой доли индия в них $x_{\text{XRD}}^{\text{In-rich}}$, так и неполной релаксацией напряжений.

Наконец, обсудим полученные данные в контексте реализации длинноволновых InGaN-излучателей. Конечно же, объемные слои InGaN вряд ли могут рассмат-

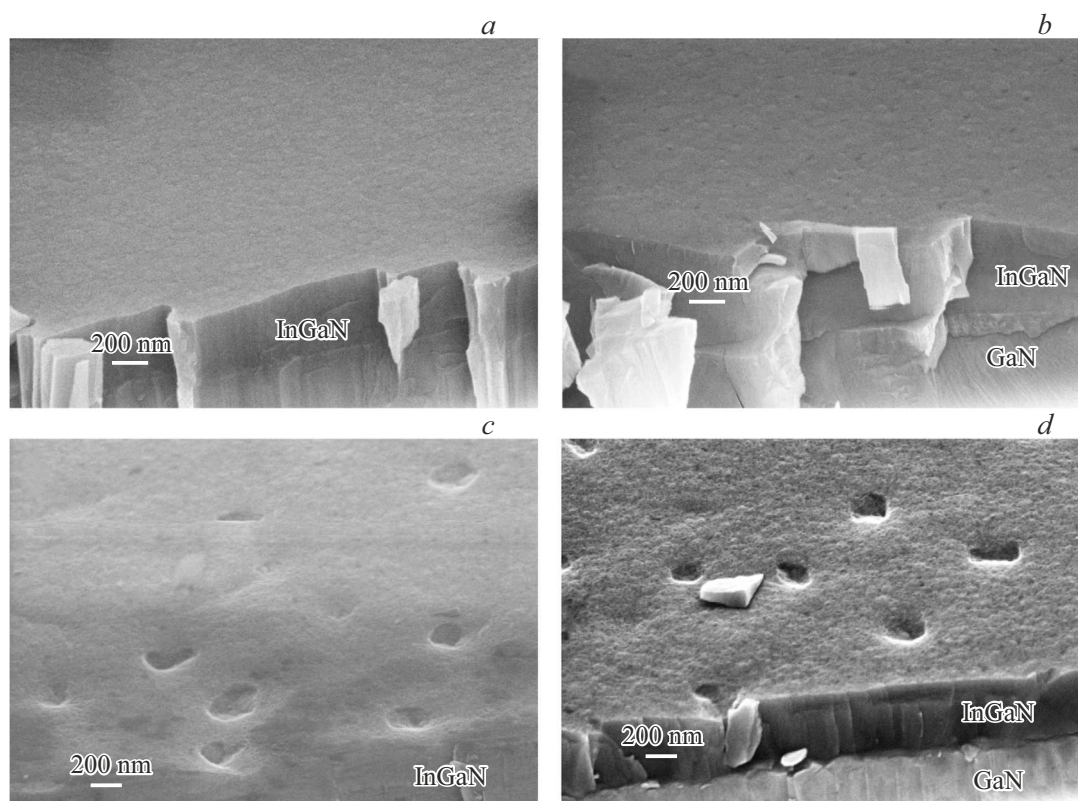


Рис. 4. СЭМ-снимки поверхности и поперечных сколов изучаемых InGaN-структур. Панели *a–d* соответствуют образцам # 1–4.

риваться самостоятельно как эффективная излучающая среда для красно-оранжевого диапазона (хотя, например, в недавней работе [36] это мнение частично оспаривается), и основным направлением работ является все же развитие квантово-размерных гетероструктур вида $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$, в которых материал и КЯ, и барьеров — тройные растворы InGaN с достаточно большой долей индия. Для формирования подобных структур важным оказывается в том числе и фактор морфологии поверхности — двумерный рост с возможно меньшей шероховатостью. С этой точки зрения более высокотемпературный рост оказывается выигрышным: на рис. 4 приведены СЭМ-изображения исследуемых образцов и видно, что лишь образцы # 1 и 2 сохраняют локально гладкую поверхность, являясь хорошим кандидатом на роль барьеров. Развитие же выраженного рельефа в образцах # 3 и 4 можно напрямую связать с лучшим встраиванием индия и, соответственно, усилением фазового распада InGaN по мере приближения к „средним“ составам. Согласно [37], именно процессы фазовой сепарации контролируют поверхностную диффузию и отвечают за формирование и последующее укрупнение морфологического рисунка. Этот фактор оказывается сильнее тенденции к „выглаживанию“ ростовой поверхности при переходе к металлобогатенному росту, возникающей за счет большей длины диффузии адатомов. Отметим, что по ширине запрещенной зоны — максимум эмиссии на

длинах волн в пределах 620–650 нм — образцы # 3 и 4 уже соответствуют целевому спектральному диапазону, и слои соответствующих составов могли бы использоваться как материал непосредственно КЯ. При этом интересной возможностью видится формирование длинноволновых $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ -гетероструктур в ростовых процессах с модуляцией температуры эпитаксии T_g , обеспечивающей управление встраиванием индия при фиксированных потоках металлов и азота. Подобный подход предлагался ранее применительно к газофазной эпитаксии InGaN-структур [38], и его обобщение на случай ПА-МПЭ роста более узкозонных пленок может оказаться полезным, однако рассмотрение данного вопроса, безусловно, выходит за рамки настоящей работы.

В качестве последнего замечания авторам приходится отметить, что экстремально высокие (на уровне $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$) плотности дислокаций и связанный с этим высокий темп безызлучательных процессов ($\sim 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ при $T = 77 \text{ К}$ и $> 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ при $T = 300 \text{ К}$), безусловно, ограничивают люминесцентную эффективность и затрудняют электронный транспорт в изучаемых слоях InGaN, препятствуя их применению в имеющемся виде в качестве основы для практически значимых длинноволновых излучателей на базе гетероструктур с квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$. Конечно, задача снижения плотности дислокаций является общей для III-N структур; применительно к широ-

козонным InGaN-излучателям она в заметной степени решается ростом на структурированных „искусственных подложках“ [39,40], однако наряду с этим подходом возможным направлением развития настоящей работы для узкозонных структур видится и поиск новых дизайнов InGaN-подслоев и сверхрешеток, обеспечивающих эффективную аннигиляцию дислокаций при сохранении технологически приемлемых, на уровне до 1–2 мкм, ростовых толщин.

4. Заключение

В работе исследованы структурные и эмиссионные свойства эпитаксиальных пленок $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с долей индия на уровне $x_{\text{In}} \sim 30\text{--}40\%$, получаемых методом МПЭ ПА, в зависимости от температуры роста. Показано, что с точки зрения и морфологии роста, и микроскопической однородности — подавления фазового распада тройного раствора InGaN — выигрышным оказывается высокотемпературный рост при $T_g \sim 595\text{--}605^\circ\text{C}$, и подобные слои могут быть интересны как барьерные при реализации нового поколения гетероструктур вида $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$. Снижение же температуры эпитаксии до $T_g \sim 575\text{--}585^\circ\text{C}$ потенциально позволяет получать более узкозонный материал непосредственно для КЯ в таких структурах. Тем не менее при типичной ростовой толщине изучаемых пленок $\sim 500\text{--}600$ нм дефектность материала остается, независимо от T_g , весьма высокой, на уровне $N_D \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Этот фактор задает высокую скорость безызлучательных процессов (повидимому, диффузионно-ограниченных) даже при криогенных температурах: $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ при $T = 77 \text{ К}$. Таким образом, возможность практического применения изучаемых сравнительно узкозонных слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ для перехода от гетероструктур $\text{GaN}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ к структурам вида $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$, менее рассогласованным по параметру решетки, и реализация на базе этой системы эффективных длинноволновых излучателей, безусловно, требуют развития ростовых дизайнов, направленных на возможно лучшую „фильтрацию“ прорастающих дислокаций в пределах технологически приемлемых ростовых толщин.

Финансирование работы

Работа выполнена на оборудовании УСУ „Фемтоспектр“ Центра коллективного пользования ИФМ РАН в рамках государственного задания ИФМ РАН (FFUF-2024-0019).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Z.C. Feng. *Handbook of solid-state lighting and LEDs* (Boca Raton, FL, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2017) pp. 3–13. DOI: 10.1201/9781315151595
- [2] F. Roccaforte, M. Leszczynski. *Nitride semiconductor technology power electronics and optoelectronic devices* (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2020) pp. 254–264. DOI: 10.1002/9783527825264
- [3] Y. Wu, Y. Xiao, M. Reddeppa, Y. Malhotra, Y. Guo, J. Xiao, J. Liu, D. Wang, K. Sun, Z. Mi. *Light Sci. Appl.*, **15**, 133 (2026). DOI: 10.1038/s41377-026-02227-3
- [4] K. Kong, J.H. Choi, J.H. Han, E. Lee, J. Park, N. Kim, J. Lee, C. Shin, J.H. Park, D.-C. Shin, J. Kim, S. Kim, T.-G. Kim, S. Yun, M. Kim. *Nature Commun.*, **16**, 5607 (2025). DOI: 10.1038/s41467-025-60886-z
- [5] R.-H. Horng, C.-X. Ye, P.-W. Chen, D. Iida, K. Ohkawa, Y.-R. Wu, D.-S. Wu. *Sci. Rep.*, **12**, 1324 (2022). DOI: 10.1038/s41598-022-05370-0
- [6] C. Adelman, R. Langer, G. Feuillet, B. Daudin. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3518 (1999). DOI: 10.1063/1.125374
- [7] G.B. Stringfellow. *J. Cryst. Growth*, **312**, 735 (2010). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2009.12.018
- [8] E. Papadomanolaki, C. Bazioti, S.A. Kazazis, M. Androulidaki, G.P. Dimitrakopoulos, E. Iliopoulos. *J. Cryst. Growth*, **437**, 20 (2016). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2015.12.012
- [9] Д.Н. Лобанов, М.А. Калинин, К.Е. Кудрявцев, Б.А. Андреев, П.А. Юнин, А.В. Новиков, Е.В. Скороходов, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **58** (4), 220 (2024). DOI: 10.61011/FTP.2024.04.58547.6357H
- [10] E. Iliopoulos, A. Georgakilas, E. Dimakis, A. Adikimenakis, K. Tsagaraki, M. Androulidaki, N.T. Pelekanos. *Phys. Status Solidi A*, **203**, 102 (2006). DOI: 10.1002/pssa.200563509
- [11] C.A.M. Fabien, B.P. Gunning, W.A. Doolittle, A.M. Fischer, Y.O. Wei, H. Xie, F.A. Ponce. *J. Cryst. Growth*, **425**, 115 (2015). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2015.02.014
- [12] S.A. Kazazis, E. Papadomanolaki, M. Kayambaki, E. Iliopoulos. *J. Appl. Phys.*, **123**, 125101 (2018). DOI: 10.1063/1.5020988
- [13] A. David, N. Grandjean. *Nature Rev. Phys.*, **8** (8), 447 (2026). DOI: 10.1038/s42254-026-00949-2
- [14] C. Weisbuch, S. Nakamura, Y.-R. Wu, J.S. Speck. *Nanophotonics*, **10**, 3 (2021). DOI: 10.1515/nanoph-2020-0590
- [15] В.Ю. Давыдов, А.А. Ключихин. *ФТП*, **38**, 897 (2004).
- [16] P.G. Eliseev, P. Perlin, J. Lee, M. Osinski. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 569 (1997). DOI: 10.1063/1.119797
- [17] A. Bojarska-Cieslinska, L. Marona1, J. Smalc-Koziorowska, S. Grzanka, J. Weyher, D. Schiavon, P. Perlin. *Sci. Rep.*, **11**, 21 (2021). DOI: 10.1038/s41598-020-79528-z
- [18] Д.Н. Лобанов, М.А. Калинин, К.Е. Кудрявцев, Б.А. Андреев, П.А. Юнин, А.В. Новиков, Е.В. Скороходов, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **59**, 406 (2025). DOI: 10.61011/FTP.2025.07.62005.8371
- [19] M.A. Moram, M.E. Vickers. *Rep. Progr. Phys.*, **72**, 036502 (2009). DOI: 10.1088/0034-4885/72/3/036502
- [20] K. Kazlauskas, G. Tamulaitis, A. Zukauskas, M.A. Khan, J.W. Yang, J. Zhang, G. Simin, M.S. Shur, R. Gaska. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3722 (2003). DOI: 10.1063/1.1625111
- [21] D. Holec, Y. Zhang, D.V. Rao, M.J. Kappers, C. McAleese, C.J. Humphreys. *J. Appl. Phys.*, **104**, 123514 (2008). DOI: 10.1063/1.3033553

- [22] V.Yu. Davydov, A.A. Klochikhin, V.V. Emtsev, D.A. Kurdyukov, S.V. Ivanov, V.A. Vekshin, F. Bechstedt, J. Furthmuller, J. Aderhold, J. Graul, A.V. Mudryi, H. Harima, A. Hashimoto, A. Yamamoto, E.E. Haller. *Phys. Status Solidi B*, **234**, 787 (2002). DOI: 10.1002/1521-3951(200212)234:3<787:AID-PSSB787>3.0.CO;2-H
- [23] E. Sakalauskas, O. Tuna, A. Kraus, H. Bremers, U. Rossow, C. Giesen, M. Heuken, A. Hangleiter, G. Gobsch, Goldhahn. *Phys. Status Solidi B*, **249**, 485 (2012). DOI: 10.1002/pssb.201100334
- [24] G. Orsal, Y. El Gmili, N. Fressengeas, J. Streque, R. Djerboub, T. Moudakir, S. Sundaram, A. Ougazzaden, J.P. Salvestrini. *Opt. Mater. Express*, **4**, 1030 (2014). DOI: 10.1364/OME.4.001030
- [25] T. Sugahara, H. Sato, M. Hao, Y. Naoi, S. Kurai, S. Tottori, K. Yamashita, K. Nishino, L.T. Romano, S. Sakai. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, L398 (1998). DOI: 10.1143/JJAP.37.L398
- [26] T. Akagi, K. Kosaka, S. Harui, D. Muto, H. Naoi, T. Araki, Y. Nanishi. *J. Electron. Mater.*, **37**, 603 (2008). DOI: 10.1007/s11664-007-0373-4
- [27] M. Strassburg, A. Hoffmann, J. Holst, J. Christen, T. Riemann, F. Bertram, P. Fischer. *Phys. Status Solidi C*, **0**, 1835 (2003). DOI: 10.1002/pssc.200303137
- [28] Yu.G. Musikhina, D. Gerthsen, D.A. Bedarev, N.A. Bert, W.V. Lundin, A.F. Tsatsul'nikov, A.V. Sakharov, A.S. Usikov, Zh.I. Alferov, L. Krestnikov, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 2099 (2002). DOI: 10.1063/1.1462868
- [29] F. Bertazzi, M. Goano, E. Bellotti. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 011111 (2012). DOI: 10.1063/1.4733353
- [30] D. Gerthsen, E. Hahn, B. Neubauer, V. Potin, A. Rosenauer, M. Schowalter. *Phys. Status Solidi C*, **0**, 1668 (2003). DOI: 10.1002/pssc.200303129
- [31] H. Lei, J. Chen, P. Ruterana. *J. Appl. Phys.*, **108**, 103503 (2010). DOI: 10.1063/1.3509147
- [32] M.K. Horton, S. Rhode, S.-L. Sahonta, M.J. Kappers, S.J. Haigh, T.J. Pennycook, C.J. Humphreys, R.O. Dusane, M.A. Moram. *Nano Lett.*, **15**, 923 (2015). DOI: 10.1021/nl5036513
- [33] A.L. Patterson. *Phys. Rev.*, **56**, 978 (1939). DOI: 10.1103/PhysRev.56.978
- [34] R. Aleksiejunas, P. Scajev, S. Nargelas, T. Malinauskas, A. Kadys, K. Jarasiunas. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **52**, 08JK01 (2013). DOI: 10.7567/JJAP.52.08JK01
- [35] Z. Gacevic, V.J. Gomez, N. Garcia Lepetit, P.E.D. Soto Rodriguez, A. Bengoechea, S. Fernandez-Garrido, R. Notzel, E. Calleja. *J. Cryst. Growth*, **364**, 123 (2013). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2012.11.031
- [36] Z. Pan, Z. Chen, H. Zhang, C. Deng, Z. Liu, H. Cao, H. Yang, F. Huang, L. Hu, Qi Wang, G. Zhang, X. Li, Bo Shen. *ACS Appl. Electron. Mater.*, **7**, 10471 (2025). DOI: 10.1021/acsaem.5c01986
- [37] J. Zhu, L.Q. Chen, J. Shen, V. Tikare. *Phys. Rev. E*, **60**, 3564 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevE.60.3564
- [38] H.P. Zhao, G. Liu, X.-H. Li, G.S. Huang, J.D. Poplawsky, S.T. Penn, V. Dierolf, N. Tansu. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 061104 (2009). DOI: 10.1063/1.3204446
- [39] X. Zhao, Ke Sun, S. Cui, B. Tang, H. Hu, S. Zhou. *Adv. Photon. Res.*, **4**, 2300061 (2023). DOI: 10.1002/adpr.202300061

- [40] H.-M. Chang, N. Lim, V. Rieni, M.J. Gordon, S.P. Den-Baars, S. Nakamura. *Opt. Express*, **32**, 35117 (2024). DOI: 10.1364/OE.534149

Редактор Г.А. Оганесян

Interband luminescence of phase-inhomogeneous red-orange range InGaN epitaxial films

D.N. Lobanov, K.E. Kudryavtsev, M.A. Kalinnikov,
I.A. Fedotov, P.A. Yunin, B.A. Andreev,
A.V. Novikov, Z.F. Krasilnik

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

Abstract The structural and luminescent characteristics of InGaN epitaxial films with an indium content of $\sim 30\text{--}40\%$, grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy, are compared. High-temperature growth at $T_g \sim 600^\circ\text{C}$ is shown to provide the best morphology and structural homogeneity — a smooth surface and minimal phase separation of the InGaN ternary alloy. This determines the potential for using such layers as barriers in a new generation of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ heterostructures. Reducing the epitaxy temperature to $T_g \sim 580^\circ\text{C}$ allows, due to better indium incorporation, to obtain significantly narrower-bandgap InGaN layers, which are of interest as a quantum wells material in such structures. It should be noted here that all the studied InGaN samples, regardless of T_g , remain highly defective, with dislocation densities at the level of $N_D \sim 10^{11}\text{ cm}^{-2}$, and this determines high nonradiative recombination rates: $\sim 5 \cdot 10^9\text{ s}^{-1}$ at $T = 77\text{ K}$ and $> 5 \cdot 10^{10}\text{ s}^{-1}$ at $T = 300\text{ K}$. Misfit dislocations presumably play the main role in nonradiative processes, and the experimentally observed kinetics of the luminescence response is well described by the model of diffusion-limited recombination on such defects. Thus, the implementation of efficient long-wavelength III-nitride emitters by transitioning from „classical“ $\text{GaN}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ heterostructures to $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ structures with relatively narrow-gap barriers certainly requires the adaptation of existing or the development of new technological approaches to „dislocation filtering“ within the limits of the smallest possible, technologically acceptable growth thicknesses.