

Формирование методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота гетероструктур с множественными квантовыми ямами InN/InGaN на сапфире

© М.А. Калинин¹, Д.Н. Лобанов¹, К.Е. Кудрявцев¹, Б.А. Андреев¹, П.А. Юнин¹,
Л.В. Красильникова¹, А.В. Новиков¹, Е.В. Скороходов¹, З.Ф. Красильник^{1,2}

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

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: kalinnikov@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 30 июня 2022 г.

В окончательной редакции 7 июля 2022 г.

Принята к публикации 7 июля 2022 г.

Исследованы особенности процесса роста многослойных гетероструктур с квантовыми ямами InN/InGaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота в режиме модулированных потоков металлов. Для компенсации упругих напряжений в структуре активная область была сформирована в виде сверхрешетки InN/InGaN, согласованной по усредненному параметру решетки с нижележащим буферным слоем InGaN. Показано, что при росте относительно узких квантовых ям InN, шириной до 3 нм, в активной области структуры не происходит релаксации упругих напряжений, а плотность дислокаций сохраняется на уровне $N_D \sim (3-4) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, что соответствует плотности дислокаций в InGaN-буфере. Такие структуры демонстрируют наиболее интенсивную фотолюминесценцию в диапазоне длин волн 1.3–1.5 мкм. При росте более широких квантовых ям дефектность структур резко возрастает ($N_D > 10^{11} \text{ см}^{-2}$), что сопровождается падением интенсивности эмиссии. Выращенные структуры с квантовыми ямами InN/InGaN продемонстрировали на порядок лучшую температурную стабильность фотолюминесценции по сравнению с объемными слоями InN (гашение фотолюминесценции в ~ 3 и ~ 25 раз соответственно, в диапазоне температур 77–300 К). Тем не менее при низкой температуре ($T = 77 \text{ К}$) интенсивность фотолюминесценции исследуемых структур с квантовыми ямами InN/InGaN заметно уступает таковой для объемного слоя InN, что, по-видимому, указывает на значительную роль безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли–Рида–Холла в структурах с квантовыми ямами (в противовес ожереккомбинации в объемном InN).

Ключевые слова: нитрид индия, нитрид галлия, молекулярно-пучковая эпитаксия, квантовая яма, фотолюминесценция, дислокации.

DOI: 10.21883/FTP.2022.09.53403.38

1. Введение

Нитрид индия, его тройные растворы с галлием и гетероструктуры на основе InGaN интересны как материал для построения оптоэлектронных устройств, в частности излучателей ближнего инфракрасного (ИК) диапазона. На фоне успехов в области изготовления современных светодиодов и лазеров на базе GaN и соединений InGaN с небольшой долей индия [1,2] продвижение InGaN-структур в ИК область сдерживается проблемами роста InN и InGaN с высоким содержанием индия. Это прежде всего низкая ($\sim 500^\circ\text{C}$) температура разложения материала [3] и высокие показатели плотности дефектов и металлических включений [4] и, соответственно, фоновой концентрации свободных электронов [5]. В то же время даже в достаточно несовершенных структурах (планарных волноводных структурах с активным слоем InN или InGaN) удалось получить стимулированное излучение (СИ) в диапазоне длин волн 1.1–1.9 мкм [6,7] при температурах до 200–210 К. Естественным разви-

тием указанных работ, направленным на продвижение в область более высоких рабочих температур и снижение порога генерации, видится формирование низкоразмерных структур InN/InGaN. Из имеющихся работ здесь можно отметить лазерную генерацию при $T = 300 \text{ К}$ в красной области спектра в структурах с квантовыми точками (КТ) InGaN, сформированных на подложке n^+ -GaN [8], а также серию публикаций, посвященных структурам InN/InGaN типа „точка в нанопроволоке“ (КТ-ННК, „dot-in-nanowire“, см. например [9,10]).

Несомненно, обладающие меньшей концентрацией структурных дефектов и демонстрирующие лучшую температурную стабильность эмиссионных свойств, излучатели на основе КТ-ННК InN/InGaN имеют и определенные недостатки, связанные в первую очередь с малым излучающим объемом и сложностями формирования на основе выращиваемых массивов нитевидных нанокристаллов приборных (лазерных) структур, в том числе различных резонаторных структур на базе фотонных кристаллов. С этой точки зрения планарные

структуры с КЯ InN/InGaN могли бы смотреться более выигрышно. Однако исследования соответствующих гетероструктур с КЯ InN/InGaN или InGaN/InGaN с высоким содержанием In, необходимых для получения лазерной генерации в ближнем ИК диапазоне, представлены сейчас лишь единичными работами [11–14]. Во многом это связано с особенностями получения узкозонных (с долей индия [In] > 40–50%) слоев InGaN в присутствии таких факторов, как сегрегация индия, термическое разложение растущего слоя и его фазовый распад (см., например, [15]). В то же время при формировании гетероструктур с КЯ InN/InGaN необходимо учитывать и специфику роста рассогласованных материалов: параметры решеток InN и GaN различаются на 11%, что определяет большие величины упругих напряжений в КЯ даже при весьма умеренном, на уровне 15–20%, содержании галлия в барьерных слоях InGaN. Тем самым возможности варьирования как ширины КЯ InN, так и состава барьерных слоев InGaN (и, соответственно, величины разрыва зон на гетерогранице) оказываются ограниченными процессами пластической релаксации КЯ за счет формирования дислокаций, являющихся эффективными центрами безызлучательной рекомбинации [16]. Это определяет сложности подбора оптимальных параметров КЯ InN/InGaN с точки зрения локализации носителей заряда. Отметим также, что на настоящий момент теоретические оценки критических толщин КЯ сильно расходятся с данными эксперимента [12,13] и нуждаются в уточнении. Наличие в структуре упругих напряжений и, соответственно, встроенного поля, оказывает влияние и на процесс излучательной рекомбинации носителей заряда в КЯ InN/InGaN за счет эффекта Штарка. При этом дизайны, нацеленные на улучшение локализации носителей в КЯ посредством увеличения ширины КЯ InN или высоты барьеров InGaN могут оказаться менее эффективными именно в силу пространственного разделения электронов и дырок в КЯ и соответствующего снижения вероятности излучательной рекомбинации [2,17]. Все указанные факторы требуется тщательно балансировать для достижения возможно большей излучательной эффективности гетероструктур с КЯ InN/InGaN.

В данной работе исследуется процесс роста светоизлучающих структур с активной областью в виде сверхрешетки (СР) InN/InGaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА) с применением методики модуляции потоков металлов (ММЕ — metal modulated epitaxy). Указанная методика предполагает циклический ростовой процесс с металлобогатыми условиями роста в первой фазе цикла и выдержкой ростовой поверхности под потоком активного азота во второй фазе для связывания накопленного избыточного металла [18,19]. Показано, что подобный подход, позволяющий получать как однородные слои InGaN, так и периодические структуры InN/InGaN, может быть эффективен для снижения плотности прорастающих дислокаций, подавления эффектов фазовой

сепарации и улучшения морфологии поверхности формируемых структур [20–22]. Цель настоящей работы — изучение структурных и оптических (излучательных) свойств многослойных гетероструктур с КЯ InN/InGaN с долей индия в барьерных слоях [In] ~ 76–83% в зависимости от ширины КЯ и выявление оптимальных значений ширины КЯ, позволяющих получить интенсивную фотолуминесценцию (ФЛ) в ближней ИК области спектра с наименьшим температурным гашением.

2. Методика эксперимента

Рост исследуемых многослойных гетероструктур с КЯ InN/InGaN проводился методом МПЭ ПА на установке STE 3N3 (ЗАО „НТО“) на подложках Al₂O₃ с ориентацией поверхности роста [0001]. Формируемая структура состояла из последовательно осаждаемых буферных слоев AlN и GaN, релаксированного InGaN-буфера и непосредственно активной области — сверхрешетки InN/InGaN, согласованной с буфером InGaN по среднему за период параметру решетки. Слои AlN и GaN (толщиной $d_{\text{AlN}} \sim 200$ нм и $d_{\text{GaN}} \sim 700$ нм) выращивались при высокой температуре ($T_{\text{gr}}^{\text{AlN}} = 820^\circ\text{C}$ и $T_{\text{gr}}^{\text{GaN}} = 710^\circ\text{C}$). Рост как InGaN-буфера, так и активной области структуры проводился при значительно меньших ($T_{\text{gr}} \sim 440\text{--}460^\circ\text{C}$) температурах в режиме циклического ММЕ-роста с модулированием потоков металлической компоненты. Источником атомарного азота был плазменный источник RF Atom Source HD25 (Oxford Applied Research); поток азота и мощность разряда во время роста буфера InGaN и сверхрешетки InN/InGaN были фиксированы на уровне 2 sccm (стандартных кубических сантиметра в минуту) и 130 Вт соответственно, обеспечивая скорость осаждения активного азота $F_{\text{N}} \sim 0.27$ мкм/ч (в пересчете на постоянную решетку In_{0.8}Ga_{0.2}N). Поток индия при росте всех структур составлял $F_{\text{In}} \sim 0.28$ мкм/ч, в то время как поток галлия варьировался в пределах $F_{\text{Ga}} \sim 0.04\text{--}0.08$ мкм/ч, в зависимости от целевого состава буферного и барьерных слоев InGaN. Таким образом, реализуется соотношение потоков металлов и активного азота III/V ~ (1.1–1.2), при котором в первой фазе ММЕ-роста и происходит накопление избыточного металла на ростовой поверхности.

При росте буферного слоя InGaN времена открытия заслонок подбирались так, чтобы на ростовой поверхности накапливалось < 1 монослоя (МС) металла. В этом случае не наблюдается сегрегации индия и формируется однородный эпитаксиальный слой InGaN [20]. Связывание избыточного металла во второй фазе ММЕ-цикла, при выдержке ростовой поверхности под потоком активного азота, контролировалось по смене картины дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО): полосовые рефлексы, характерные для атомарно-гладкой поверхности, формирующейся при металлобогатом росте за счет повышенной подвижности адатомов [21],

Ростовые параметры и характеристики исследуемых образцов*

№ образца	d_{QW} , нм	d_{barr} , нм	x_{In}^{barr} , %	x_{In}^{buf} , %	N_D , 10^{10} см^{-2}	n_e , 10^{19} см^{-3}
193	1	4.6	82	85	3.7	1.31
194	2	9	83	88	3.7	1.38
195	3	9.5	83	88	3.4	1.53
199	4	9.3	78	87	6.7	2.62
201	5.7	12.8	76	87	11	4.22

Примечание. * Приведены номинальные толщины КЯ (d_{QW}) в формируемой сверхрешетке InN/InGaN, толщины и составы барьерных слоев (d_{barr} и x_{In}^{barr}), доля индия в буферном слое InGaN (x_{In}^{buf}), плотность прорастающих дислокаций (N_D) и концентрация свободных электронов (n_e), измеренная при $T = 300 \text{ K}$.

изменялись на яркую картину реконструкции поверхности ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$), характерную для [0001] InGaN [22]. Во всех выращенных структурах буферный слой InGaN был достаточно толстым ($\sim 100 \text{ нм}$), за счет чего в этом буфере наблюдалась полная релаксация упругих напряжений (подтверждаемая данными рентгеноструктурного анализа). Это согласуется и с имеющимися в литературе данными о степени релаксации слоя InGaN в зависимости от его состава и толщины, при росте на GaN [23].

Процесс роста активной области структуры — сверхрешетки InN/InGaN — отличался от роста буферного слоя InGaN лишь временами открытия потоков металлов; они подбирались таким образом, чтобы объем избыточного металла, накапливаемого на ростовой поверхности в каждом цикле, составлял 2 МС и более. Хорошо известно, что в таких условиях в направлении роста слоя формируется периодическая структура [20,24,25]. Это объясняется значительно большей вероятностью встраивания атомов Ga в сравнении с атомами In в растущий слой InGaN за счет различия в энергиях связи Ga–N и In–N. Таким образом, на ростовой поверхности накапливается преимущественно индий, который и служит материалом для формирования КЯ InN при последующей выдержке поверхности роста под потоком азота. При этом скорость роста слоя определяется (неизменным) потоком активного азота, а потому время связывания In, контролируемое по перестройке картины ДБЭО, позволяет определить ширину КЯ InN. Необходимо также отметить, что подход с синхронным перекрытием потоков In и Ga автоматически обеспечивает согласование „среднего состава“ получаемой сверхрешетки InN/InGaN с составом нижележащего буферного слоя InGaN, а это означает и согласование „средних“ постоянных решетки. Тем самым можно избежать накопления упругих напряжений в многопериодной СР, которые неизбежно привели бы к частичной релаксации структур и дополнительной генерации дислокаций несоответствия. При росте широких, $> 2.5 \text{ нм}$, КЯ InN во время второго этапа ММЕ-цикла заслонка индия дополнительно открывалась для обеспечения требуемого количества

материала. В этом случае потоки элементов на стадиях формирования InGaN-буфера и активной области с КЯ InN/InGaN корректировались соответствующим образом для компенсации упругих напряжений.

В исследуемой серии образцов доля индия в промежуточном InGaN-буфере варьировалась в пределах $x_{In}^{buf} \sim 87\text{--}88\%$, в барьерных слоях формируемой сверхрешетки — в пределах $x_{In}^{barr} \sim 76\text{--}83\%$. Ширина КЯ InN составляла $d_{InN} \sim 1\text{--}5 \text{ нм}$ при периоде СР $d_{SL} \sim 6\text{--}19 \text{ нм}$; общая толщина СР InN/InGaN составляла для всех образцов $\sim 450 \text{ нм}$. Параметры выращенных образцов сведены в таблицу.

В качестве тестового образца была выращена структура с объемным слоем InN толщиной $\sim 650 \text{ нм}$. В данном случае использовался рост в азотобогащенных условиях (соотношение потоков III/V ~ 0.9 , реализуемое за счет увеличения мощности разряда плазменного источника азота до 140 Вт, и, соответственно, скорость осаждения активного азота до $\sim 0.33 \text{ мкм/ч}$). Азотобогащенный рост для тестового образца был выбран исходя из того, что получаемые в таких условиях слои InN как демонстрируют интенсивный сигнал спонтанной ФЛ, так и позволяют добиться стимулированного излучения [26].

3. Результаты и обсуждение

Для характеристики получаемых структур с КЯ InN/InGaN применялись методики рентгеновской дифракции (РД) и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), холловские измерения и спектроскопия фотолюминесценции. Период формируемой СР InN/InGaN и ее средний состав определялись из (0002) $\omega\text{--}2\theta$ спектров рентгеновской дифракции (рис. 1). Выраженные спутные пики высоких порядков указывают на хорошую

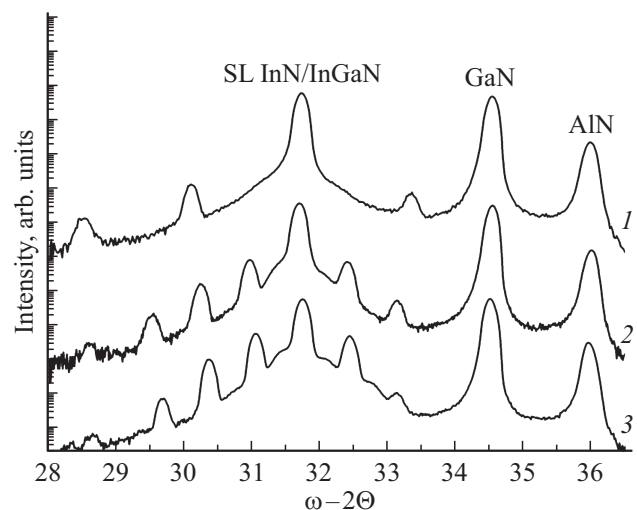


Рис. 1. (0002) $\omega\text{--}2\theta$ спектры рентгеновской дифракции структур с МКЯ InN/InGaN: 1 — образец № 193 ($d_{QW} = 1 \text{ нм}$; см. таблицу), 2 — № 195 ($d_{QW} = 3 \text{ нм}$), 3 — № 199 ($d_{QW} = 4 \text{ нм}$). Происхождение пиков, отмеченных как GaN и AlN, связано с соответствующими буферными слоями.

периодичность структуры. При этом данные о среднем составе СР InN/InGaN позволяют подтвердить ширины КЯ InN, определяемые на основании калибровок потоков осаждаемых элементов и времени изменения картины ДБЭО при выдержке ростовой поверхности под потоком азота в ММЕ-цикле.

Плотность прорастающих дислокаций (см. N_D в таблице) в получаемых структурах определялась из ширины дифракционных пиков, регистрируемых при сканировании в направлениях (0004) и (10 $\bar{1}$ 2), в соответствии с методикой [27]. В случае формирования достаточно тонких КЯ InN (шириной до 3 нм) величина N_D составляла $(3-4) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, в целом наследуя уровень дефектности буферного слоя InGaN (см., например, данные из работы [20]). В то же время структуры с более широкими КЯ демонстрируют значительно бoльшие плотности дислокаций, на уровне $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $d_{QW} = 5.7 \text{ нм}$, что говорит о включении процессов пластической релаксации упругих напряжений в СР посредством генерации дислокаций несоответствия. При этом все исследуемые образцы, согласно данным СЭМ, представляют собой сплошной двумерный слой, шероховатость поверхности которого снижается по мере увеличения ширины КЯ InN (рис. 2).

Последнее может быть обусловлено накоплением на поверхности роста в первой фазе ММЕ-цикла большого количества избыточного индия, необходимого для последующего формирования широкой КЯ InN. Тем самым при осаждении достаточно толстых барьерных слоев InGaN баланс потоков эффективно смещается в сторону металлобогатенного роста, способствующего лучшему выглаживанию ростовой поверхности [28].

Для определения концентрации свободных электронов в выращенных структурах проводились холловские измерения в геометрии Ван дер Пау. Эти измерения показали, что все образцы характеризуются высокой, на уровне 10^{19} см^{-3} , фоновой концентрацией электронов. Наименьшие значения составили $n_e \sim (1.3-1.5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ в образцах с КЯ шириной до 3 нм, в образцах же с более широкими КЯ величина n_e превышает $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Наблюдаемое возрастание n_e с шириной КЯ может быть связано как с увеличением плотности прорастающих дислокаций, участвующих в формировании донорных центров в слоях InN [29,30], так и с упомянутым выше металлобогатенным ростом барьерных слоев InGaN, приводящим к увеличению концентрации собственных (не относящихся к дислокациям) электрически активных дефектов [26].

Измерения спектров спонтанной ФЛ выращенных структур проводились при температурах 77 и 300 К в режиме слабого возбуждения (до 5 Вт/см^2) при накачке непрерывным лазером с длиной волны 808 нм. Вторичное излучение собиралось с поверхности образца и анализировалось решеточным монохроматором, оснащенным многоэлементным InGaAs-фотоприемником с длиной волны отсечки 2.1 мкм. Для всех образцов с КЯ InN/InGaN в спектрах эмиссии наблюдался один

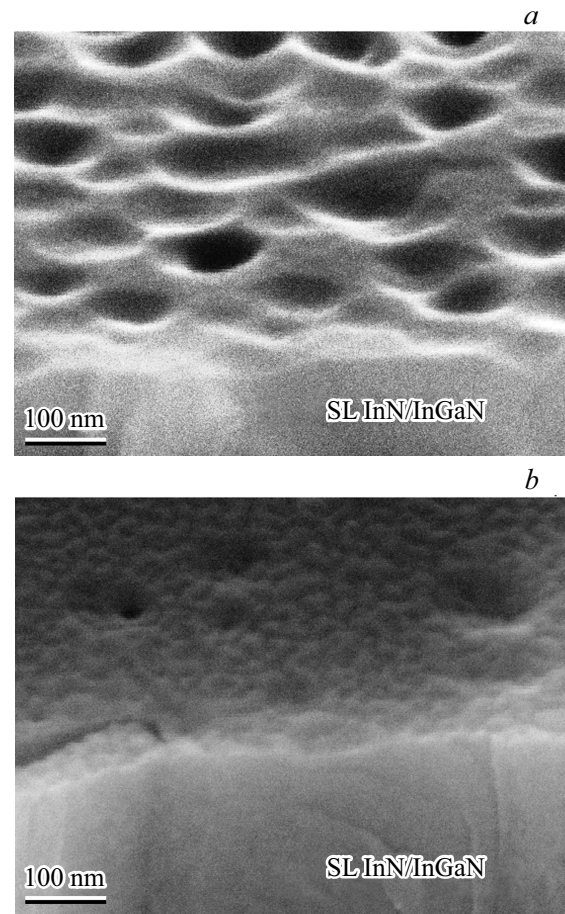


Рис. 2. СЭМ-изображения поверхности и поперечного скола для образцов № 193, $d_{QW} = 1 \text{ нм}$ (a) и № 195, $d_{QW} = 3 \text{ нм}$ (b).

широкий пик (рис. 3), смещающийся в сторону меньших энергий по мере увеличения ширины КЯ, что естественно объяснить уменьшением характерной энергии размерного квантования в более широких КЯ. При этом наиболее яркую ФЛ демонстрируют образцы с относительно узкими (1–2 нм) КЯ; спад же интенсивности ФЛ в более широких КЯ может быть связан с изменением темпов как излучательных, так и безызлучательных процессов.

Первый фактор обусловлен различиями в характерном масштабе пространственного разделения электронов и дырок за счет эффекта Штарка и, в итоге, в величине перекрытия их волновых функций. Второй же фактор определяется увеличением плотности прорастающих дислокаций и фоновой концентрации электронов, что может отражаться на скорости безызлучательной рекомбинации по механизму Шокли–Рида–Холла и механизму Оже соответственно.

Имеющийся объем экспериментальных данных не позволяет провести детальное рассмотрение релаксационных процессов в изучаемых КЯ InN/InGaN. В то же время следует отметить, что при $T = 77 \text{ К}$ абсолютная интенсивность ФЛ структур с КЯ значительно, почти

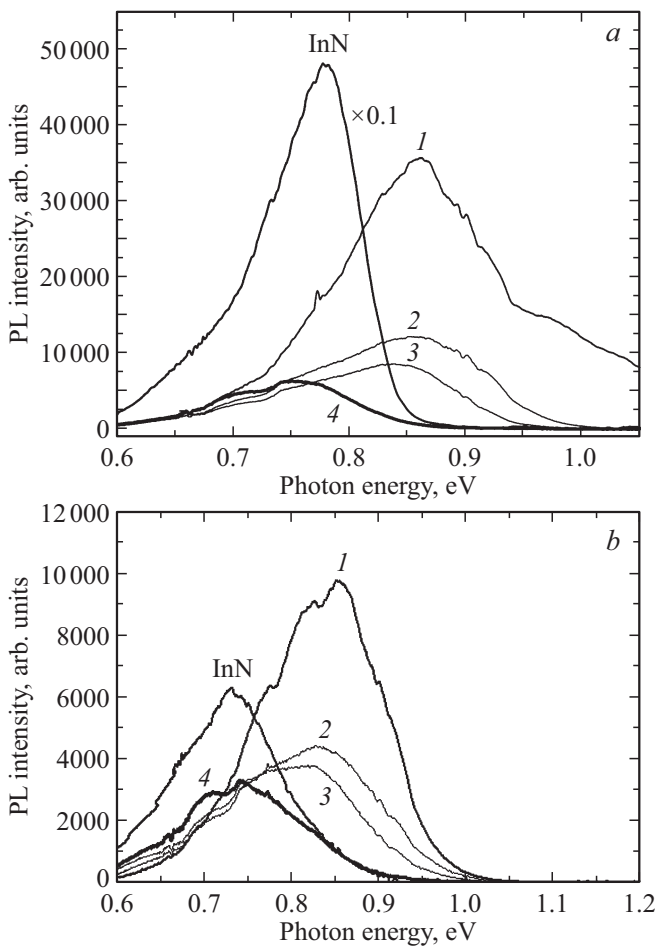


Рис. 3. Спектры спонтанной ФЛ образцов с МКЯ InN/InGaN, измеренные при температурах $T = 77$ (a) и 300 К (b) в режиме слабой непрерывной накачки лазером с длиной волны 808 нм: 1 — образец № 193 (1-нм КЯ), 2 — № 194 (2-нм КЯ), 3 — № 195 (3-нм КЯ), 4 — № 199 (4-нм КЯ); InN — тестовый образец с объемным слоем.

на 2 порядка величины, уступает интенсивности ФЛ тестового образца (объемного слоя InN). Это отражает различие в соотношении темпов излучательных и безызлучательных процессов для структур с КЯ и объемных слоев. Как одну из причин падения интенсивности эмиссии можно указать уменьшение перекрытия волновых функций при разделении носителей вследствие квантово-размерного эффекта Штарка, рассмотренного применительно к III-нитридным структурам с МКЯ в работе [31]. Данный эффект вносит вклад и в положение линии ФЛ (см. рис. 3); так, энергия переходов в спектре ФЛ структуры с 4-нм КЯ (образец № 199) не превышает энергию переходов в объемном слое InN, а значит, эффект Штарка в таких КЯ компенсирует эффект размерного квантования. В то же время наблюдаемый в КЯ сдвиг баланса межзонных процессов в пользу безызлучательной рекомбинации вряд ли может быть объяснен лишь подавлением излучательной рекомбинации за счет разделения заря-

дов. Во-первых, в относительно узких ($d_{QW} = 1-3$ нм) КЯ перекрытие волновых функций электронов и дырок остается значительным (~ 0.57 для $d_{QW} = 1$ нм и ~ 0.38 для $d_{QW} = 3$ нм, по данным моделирования на основании самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона в программном модуле ATLAS системы SILVACO TCAD; расчет зонной структуры КЯ InN/InGaN проводился согласно [32] в рамках трехзонного $k-p$ -метода для деформированного вюрцита с учетом спонтанной и пьезоэлектрической поляризации). Во-вторых, что более важно, эта же величина перекрытия волновых функций напрямую влияет и на эффективность оже-рекомбинации — механизма межзонной релаксации, доминирующего в объемных слоях InN (InGaN) при концентрации электронов на уровне 10^{19} см^{-3} и выше [33]. Тем самым итоговое время жизни избыточных носителей в КЯ в отсутствие конкурирующих релаксационных процессов должно увеличиваться в сравнении с объемными слоями InN. Подобный эффект наблюдался, например, в работе [14], в настоящей же работе сколько-либо заметного удлинения кинетики спада ФЛ структур с КЯ InN/InGaN не наблюдалось (измеряемые времена спада ФЛ не выше 100–150 пс и ограничены предельным временным разрешением системы регистрации). Этот факт косвенно указывает на наличие в исследуемых структурах с КЯ InN/InGaN каналов рекомбинации, отличных от излучательной и оже-рекомбинации и при этом значительно более быстрых. В качестве возможных вариантов здесь можно предложить рекомбинацию по механизму Шокли–Рида–Холла либо Оже с участием дефектно-примесных центров. Различие в преобладающем механизме межзонной релаксации может объяснить и различный характер температурного гашения ФЛ — в то время как интенсивность ФЛ слоя InN уменьшается в ~ 25 раз при повышении температуры от 77 до 300 К, структура с КЯ InN/InGaN демонстрирует падение ФЛ в 3–5 раз в том же интервале температур. Отметим, что аналогичные данные по гашению ФЛ для InN и КЯ InN/InGaN приводились и в работе [14], однако температурная стабильность ФЛ структур с КЯ (и более высокая их излучательная эффективность) объяснялась при этом хорошей пространственной локализацией носителей заряда. Здесь необходимо заметить, что дизайны КЯ в настоящей работе обеспечивают характер локализации носителей, в целом схожий с данными работы [14], и наблюдаемые различия в относительной интенсивности ФЛ (в сравнении с объемным InN) могут быть обусловлены различием в дефектности формируемых гетерограниц. Возможно, что циклический ММЕРост оказывается более чувствительным к накоплению точечных дефектов при формировании КЯ, что приводит к усилению безызлучательных процессов (рекомбинации Шокли–Рида) непосредственно в КЯ, нивелируя положительный эффект улучшенной локализации носителей заряда в низкоразмерных гетероструктурах.

4. Заключение

Таким образом, в работе методом МПЭ ПА с модуляцией потоков металлов выращены гетероструктуры с множественными КЯ InN/InGaN. Показано, что при росте подобных структур на буферном слое InGaN с содержанием индия $\sim 87\%$ критическая ширина КЯ InN в составе согласованной с буферным слоем по среднему периоду сверхрешетки InN/InGaN составляет ~ 3 нм. Превышение этого значения приводит к пластической релаксации упругих напряжений в КЯ и резкому увеличению плотности дислокаций. Наиболее интенсивную ФЛ демонстрируют образцы с тонкими, 1–2 нм, КЯ InN, что может быть обусловлено меньшей дефектностью таких структур (с точки зрения как плотности дислокаций, так и фоновой концентрации свободных электронов), а также лучшим перекрытием волновых функций электронов и дырок (в сравнении с широкими КЯ, в которых оказывается сильнее выражен эффект Штарка). Полученные структуры с КЯ InN/InGaN характеризуются высокой температурной стабильностью ФЛ (наблюдается гашение в 3–5 раз при увеличении температуры от 77 до 300 К, в то время как для объемного слоя InN этот фактор составляет ~ 25 раз). В то же время абсолютная интенсивность ФЛ структур с КЯ при низких температурах значительно уступает таковой для образца сравнения — объемного слоя InN. Этот факт, наряду со сверхбыстрыми (< 100 пс) временами жизни неравновесных носителей заряда, позволяет предположить, что основным каналом межзонной рекомбинации в сформированных МКЯ InN/InGaN является дефектно-примесная рекомбинация по механизму Шокли–Рида–Холла (в отличие от объемных слоев InN и InGaN, в которых при тех же концентрациях свободных электронов — порядка 10^{19} см^{-3} — доминируют оже-процессы).

Финансирование работы

Работа выполнена на оборудовании УСУ „Фемтоспектр“ Центра коллективного пользования ИФМ РАН при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 22-22-00630).

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).
- [2] T.D. Veal, C.F. McConville, W.J. Schaff. *Indium nitride and related alloys* (Boca Raton, FL, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011).
- [3] Q. Guo, O. Kato, A. Yoshida. *J. Appl. Phys.*, **73**, 7969 (1993).
- [4] S.V. Ivanov, T.V. Shubina, T.A. Komissarova, V.N. Jmerik. *J. Cryst. Growth*, **403**, 83 (2014).
- [5] H. Lu, W.J. Schaff, L.F. Eastman, J. Wu, W. Walukiewicz, D.C. Look, R.J. Molnar. *MRS Symp. Proc.*, **743**, L4.10.1 (2003).
- [6] B.A. Andreev, K.E. Kudryavtsev, A.N. Yablonskiy, D.N. Lobanov, P.A. Bushuykin, L. V. Krasilnikova, E.V. Skorokhodov, P.A. Yunin, A.V. Novikov, V.Yu. Davydov, Z.F. Krasilnik. *Sci. Rep.*, **8**, 9454 (2018).
- [7] D.N. Lobanov, K.E. Kudryavtsev, M.I. Kalinnikov, L.V. Krasilnikova, P.A. Yunin, E.V. Skorokhodov, M.V. Shaleev, A.V. Novikov, B.A. Andreev, Z.F. Krasilnik. *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 151902 (2021).
- [8] T. Frost, A. Banerjee, K. Sun, S.L. Chuang, P. Bhattacharya. *IEEE J. Quant. Electron.*, **49**(11), 923 (2013).
- [9] T. Frost, G.-L. Su, A. Hazari, J.M. Dallesasse, P. Bhattacharya. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **23** (6), 1901409 (2017).
- [10] P. Bhattacharya, A. Hazari, S. Jahangir. *Proc. SPIE*, **10553**, 1055302 (2018).
- [11] B. Samuel, D. Cooper, N. Rochat, A. Mavel, F. Barbier, A. Dussaigne. *J. Appl. Phys.*, **129**, 173105 (2021).
- [12] S. Che, Y. Ishitani, A. Yoshikawa. *Phys. Status Solidi C*, **3** (6), 1953 (2006).
- [13] T. Ohashi, P. Holmström, A. Kikuchi, K. Kishino. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 041907 (2006).
- [14] S. Valdueza-Felip, L. Rigutti, F.B. Naranjo, P. Ruterana, J. Mangeney, F.H. Julien, M. Gonzalez-Herraez, E. Monroy. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 062109 (2012).
- [15] G.B. Stringfellow. *J. Cryst. Growth*, **312**, 735 (2010).
- [16] Q. Dai, M.F. Schubert, M.H. Kim, J.K. Kim, E.F. Schubert, D.D. Koleske, M.H. Crawford, S.R. Lee, A.J. Fischer, G. Thaler, M.A. Banas. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 111109 (2009).
- [17] O. Ambacher. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **31**, 2653 (1998).
- [18] S.D. Burnham, W.A. Doolittle. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **24**, 2100 (2006).
- [19] M. Moseley, J. Lowder, D. Billingsley, W.A. Doolittle. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 191902 (2010).
- [20] Б.А. Андреев, Д.Н. Лобанов, Л.В. Красильникова, К.Е. Кудрявцев, А.В. Новиков, П.А. Юнин, М.А. Калинин, Е.В. Скороходов, М.В. Шалеев, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **55** (9), 766 (2021).
- [21] E.J. Tarsa, B. Heying, X.H. Wu, P. Fini, S.P. den Baars, J.S. Speck. *J. Appl. Phys.*, **82**, 5472 (1997).
- [22] K. Hestroffer, F. Wu, H. Li, C. Lund, S. Keller, J. Speck, U.K. Mishra. *Semicond. Sci. Technol.*, **30**, 105015 (2015).
- [23] 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).
- [24] E.A. Clinton, E. Vadice, C.A.M. Fabien, M.W. Moseley, B.P. Gunning, W.A. Doolittle, A.M. Fischer, Y.O. Wei, H. Xie, F.A. Ponce. *Solid-State Electron.*, **136**, 3 (2017).
- [25] Z. Xing, W. Yang, Z. Yuan, X. Li, Y. Wu, J. Long, S. Jin, Y. Zhao, T. Liu, L. Bian, S. Lu, M. Luo. *J. Cryst. Growth*, **516**, 57 (2019).
- [26] Б.А. Андреев, Д.Н. Лобанов, Л.В. Красильникова, П.А. Бущуйкин, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, В.Ю. Давыдов, П.А. Юнин, М.И. Калинин, Е.В. Скороходов, З.Ф. Красильник. *ФТП*, **53** (10), 1395 (2019).
- [27] M.A. Moram, M.E. Vickers. *Rep. Progr. Phys.*, **72**, 036502 (2009).
- [28] G. Koblmuller, S. Fernandez-Garrido, E. Calleja, J.S. Speck. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 161904 (2007).

- [29] L.F.J. Piper, T.D. Veal, C.F. McConville, L. Hai, W.J. Schaff. Appl. Phys. Lett., **88**, 252109 (2006).
- [30] X. Wang, S.-B. Che, Y. Ishitani, A. Yoshikawa. Appl. Phys. Lett., **90**, 151901 (2007).
- [31] M. Strassburg, A. Hoffmann, J. Holst, J. Christen, T. Riemann, F. Bertram, P. Fischer. Phys. Status Solidi C, **0**(6), 1835 (2003).
- [32] S.L. Chuang. IEEE J. Quant. Electron., **32** (10), 1791 (1996).
- [33] A. McAllister, D. Bayerl, E. Kioupakis. Appl. Phys. Lett., **112**, 251108 (2018).

Редактор А.Н. Смирнов

Formation by the PA-MBE method of heterostructures with multiple quantum wells InN/InGaN on sapphire

M.A. Kalinnikov¹, D.N. Lobanov¹, K.E. Kudryavtsev¹,
B.A. Andreev¹, P.A. Yunin¹, L.V. Krasilnikova¹,
A.V. Novikov¹, E.V. Skorokhodov¹, Z.F. Krasilnik^{1,2}

¹ Institute for Physics of Microstructures

Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The features of the process of growth of multilayer heterostructures with InN/InGaN quantum wells (QWs) by the method of molecular-beam epitaxy with nitrogen plasma activation in the mode of modulated metal fluxes are studied. To compensate for elastic stresses in the structure, the active region was formed in the form of an InN/InGaN superlattice matched over the average lattice parameter with the underlying InGaN buffer layer. It has been shown that during the growth of relatively narrow InN QWs up to 3 nm wide, there is no relaxation of elastic stresses in the active region of the structure, and the dislocation density remains at the level $N_D \sim (3-4) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, which corresponds to the dislocation density in InGaN buffer. Such structures demonstrate the most intense PL in the wavelength range of 1.3–1.5 μm . With the growth of wider QWs, the imperfection of the structures sharply increases ($N_D > 10^{11} \text{ cm}^{-2}$), which is accompanied by a decrease in the emission intensity. The structures grown with InN/InGaN QWs demonstrated an order of magnitude better temperature stability of PL compared to bulk InN layers (PL quenching by ~ 3 and ~ 25 times, respectively, in the temperature range of 77–300 K). Nevertheless, at a low temperature ($T = 77 \text{ K}$), the PL intensity of the studied structures with InN/InGaN QWs is noticeably inferior to that for the bulk InN layer, which apparently indicates a significant role of nonradiative recombination by the Shockley–Reed–Hall mechanism in structures with QWs (as opposed to Auger recombination in bulk InN).