

Использование короткопериодных сверхрешеток InGaN/GaN в светодиодах синего диапазона

© В.С. Сизов^{+,*†}, А.Ф. Цацульников^{+,*}, А.В. Сахаров^{+,*}, В.В. Лундин^{+,*}, Е.Е. Заварин^{+,*}, Н.А. Черкашин^{+,‡},
М.Ж. Нйтч[‡], А.Е. Николаев^{+,*}, А.М. Минтаиров^{*}, Ян Хе^{*}, J.L. Merz^{*}

⁺ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

^{*} Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур
при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[‡] Center for Material Elaboration & Structural Studies (CEMES) of the National Center for Scientific Research (CNRS),
31055 Toulouse, France

^{*} EE Department, University of Notre Dame,
Notre Dame, IN, 46556 (USA)

(Получена 24 ноября 2009 г. Принята к печати 30 ноября 2009 г.)

Исследованы оптические и светодиодные диодные структуры с активной областью InGaN, содержащие короткопериодные сверхрешетки InGaN/GaN. Показано, что короткопериодные сверхрешетки представляют собой тонкие двумерные слои с относительно малым содержанием индия, содержащие в себе включения толщиной 1–3 нм с высоким содержанием индия. Включения проявляют себя с точки зрения оптических свойств как неоднородный массив квантовых точек, заключенный в остаточную квантовую яму. Применение короткопериодных сверхрешеток в светодиодных структурах позволяет уменьшить концентрацию безызлучательных центров, а также повысить инжекцию носителей в активной области за счет увеличения эффективной высоты барьера AlGaIn, что в целом приводит к повышению квантовой эффективности светодиодов.

1. Введение

Несмотря на прогресс в технологии светоизлучающих приборов на основе нитрида галлия, сегодня остается актуальной проблема повышения квантовой эффективности структур для реализации излучения во всем видимом диапазоне длин волн и в широком диапазоне плотностей накачек. Предпринимались различные подходы для совершенствования конструкции и технологии эпитаксиальных светодиодных структур: повышение кристаллического качества буферных слоев путем оптимизации начальных режимов роста, определение оптимальной конструкции активной области, позволяющей как оптимизировать условия инжекции носителей, так и реализовать высокое структурное совершенство самой активной области.

Обычно активная область светодиодной структуры содержит несколько слоев InGaIn толщиной 2–3 нм, разделенных барьерами (In)GaIn толщиной 7–10 нм. Из-за тенденции слоев InGaIn к фазовому распаду индий в этих слоях распределен неоднородно, что приводит к образованию областей, локально обогащенных индием [1]. Эти области являются центрами локализации, которые ограничивают транспорт носителей к дефектным областям, что позволяет получать эффективные светоизлучающие приборы, несмотря на достаточно высокую плотность дислокаций в буферных слоях GaIn. Известно, что на свойства активной области оказывают сильное влияние слои, расположенные как сверху (по направлению роста), так и снизу относительно активной области.

Слои, расположенные снизу, влияют на упругие напряжения при эпитаксиальном росте активной области, тем самым влияя на распределение индия в слоях. Для контроля напряжений в активной области иногда перед осаждением активных слоев InGaIn осаждают один или несколько слоев InGaIn с меньшим содержанием In. Одним из наиболее важных элементов активной области светодиодных структур является барьер между слоем InGaIn, в котором происходит рекомбинация носителей, и *p*-легированной областью, рост которой обычно начинается с роста блокирующего слоя *p*-AlGaIn [2]. Роль барьерного слоя обычно выполняет слой GaIn, качество которого очень сильно зависит как от технологических условий роста, так и от свойств активного слоя InGaIn.

В данной работе исследованы свойства структур, в которых в активной области кроме рабочих слоев InGaIn осаждалась короткопериодная сверхрешетка (КПСР) InGaIn/GaN, позволяющая повысить внешнюю квантовую эффективность излучения [3].

2. Эксперимент

Исследованные структуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии (газофазной эпитаксии из металлорганических соединений) на сапфировых подложках ориентации [0001]. Детали эпитаксиального роста описаны в [3]. В работе исследовались два типа структур: структуры без контактного *p*-слоя для исследования фотолуминесценции и светодиодные структуры, содержащие контактный *p*-слой. Кроме того, в структурах для оптических исследований КПСР выращивались только

[†] E-mail: vsizov@mail.ioffe.ru

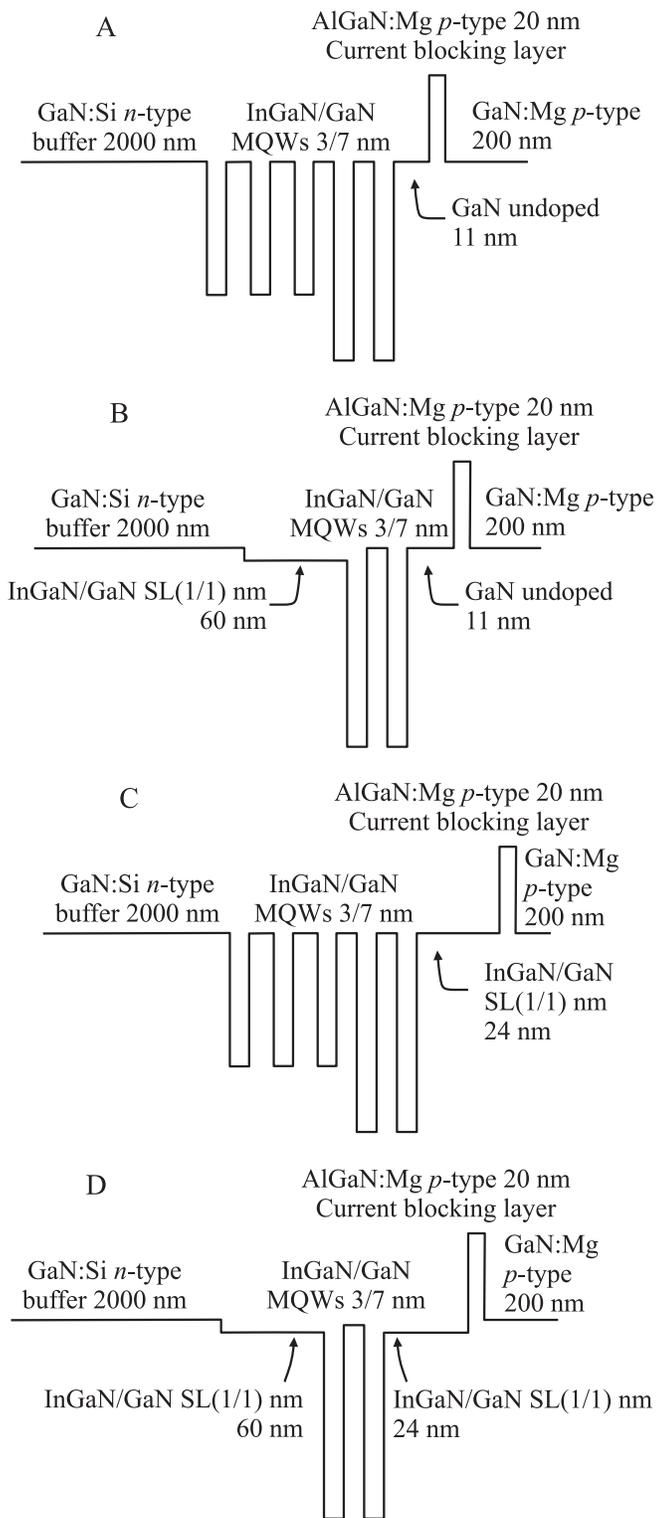


Рис. 1. Зонные диаграммы светодиодных структур А, В, С, D. SL — КПСР, MQWs — множественные квантовые ямы.

под активной областью, в то время как в светодиодных структурах были исследованы различные варианты, показанные на рис. 1. Были выращены: стандартная светодиодная структура А, содержащая в активной области

три слоя InGaIn с меньшим содержанием In, на которых были выращены два активных слоя InGaIn с высоким содержанием In, и структуры, в которых КПСР была осаждена как вместо нижних слоев InGaIn (структура В), так и вместо барьера GaN между активными слоями InGaIn и слоем AlGaIn (структуры С и D). Методика выращивания КПСР описана в [3].

Структурные свойства активной области были исследованы с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения. Изображения высокого разрешения получались на микроскопе Теснаи (SACTEM-Toulouse, Tecnai F20 (FEI)), работающем при 200 кВ и оборудованном корректором сферической аберрации (СЕОС). Далее изображения обрабатывались с помощью метода анализа геометрических фаз (GPA) [4,5], позволяющего получить двумерное распределение деформации в напряженных слоях относительно недеформированной матрицы.

Для серии светодиодных структур были проведены исследования электролюминесценции (ЭЛ). Оптические свойства выращенных структур исследовались методом стандартной микрофотолюминесценции (микро-ФЛ) и методом высокоразрешающей микро-ФЛ с использованием металлических масок, напыленных на поверхность образца и содержащих апертуры диаметром 3000 и 120 нм. Для изготовления апертур на поверхность образца методом электронной литографии наносилась маска, после чего наносился слой Al толщиной 200 нм в установке вакуумного напыления. Далее образец выдерживался в ультразвуковой ванне для отслаивания металла и образования апертур. Для регистрации спектров использовалась ССD-матрица фирмы Simphony. Для охлаждения образцов использовался проточный гелиевый криостат.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Исследование оптических структур

На рис. 2 приведено изображение двумерного распределения деформации, ϵ_{yy}^{GaIn} , относительно недеформированной матрицы GaN в напряженных слоях активной области структуры D (рис. 1) в направлении $y = [0001]$, с пространственным разрешением 1 нм, как результат анализа геометрических фаз (GPA) ПЭМ-изображений высокого разрешения. ПЭМ-изображения были получены вдоль оси зоны $[\bar{1}540]$, что позволяет разрешить только плоскости (0002), но с максимальным контрастом [6]. Среднеинтенсивный серый тон на рис. 2 соответствует ненапряженным областям GaN с $\epsilon_{yy}^{GaIn} = 0$. Градации серого отображают численные отклонения деформации от нулевого значения (см. вставку): более яркий и более темный тона отображают области соответственно с большим и меньшим, чем в GaN, параметрами решетки в направлении роста. Так, активные слои InGaIn, а также слои InGaIn в КПСР хорошо различаются как более яркие, а слой AlGaIn как более темный. Из данного

изображения следует, что два номинально двумерных слоя InGaN распались на протяженные островки с латеральными размерами 50–80 нм и высотой 2–3 нм с относительно однородным распределением деформации внутри каждого островка. В то же время в тонких двумерных слоях InGaN КПСР на фоне однородного распределения деформации наблюдаются более яркие области размером 1–3 нм (отмечены стрелками на рис. 2). Так как увеличение интенсивности отображает увеличение деформации, данные области являются островками с избыточным содержанием индия относительно среднего состава в слоях InGaN КПСР. Таким образом, слой InGaN в сверхрешетке представляют собой тонкие двумерные слои с относительно малым содержанием индия и со встроенными наноразмерными включениями с высоким содержанием индия.

Для исследования оптических свойств структур с КПСР были измерены спектры фотолюминесценции (ФЛ) образцов, на поверхность которых были нанесены металлические маски, определяющие апертуру. На рис. 3 сравниваются спектры ФЛ с разным пространственным разрешением (сняты с апертурами размером 3 мкм и 120 нм) при температуре 10 К. В спектрах видны две линии с максимумами при 2.7 и 3.1 эВ. Первая полоса связана с рекомбинацией в активном слое InGaN, а вторая — с рекомбинацией в КПСР. Независимо от пространственного разрешения линия ФЛ рабочего слоя InGaN имеет постоянную ширину и содержит несколько фоновых реплик. Относительная узость линии излучения активных слоев InGaN (66 мэВ) позволяет разрешить фоновые реплики. Поскольку обычно уширение спектров излучения слоев InGaN вызвано фазовым распадом слоя и может составлять 100–150 мэВ [7], можно говорить о том, что сформированные в данной структуре слои InGaN довольно однородны по содержанию индия и существует эффективный транспорт носителей

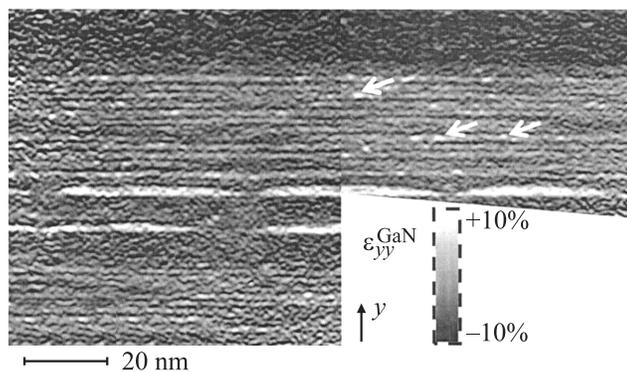


Рис. 2. Изображение двумерного распределения деформации $\varepsilon_{yy}^{\text{GaN}}$ относительно недеформированной матрицы GaN в напряженных слоях активной области структуры D светодиодной серии в направлении $y = [0001]$ с пространственным разрешением 1 нм как результат анализа геометрических фаз (GPA) ПЭМ-изображений высокого разрешения, полученных вдоль оси зоны [15–40]. Стрелками показаны наноразмерные включения в КПСР с высоким содержанием индия.

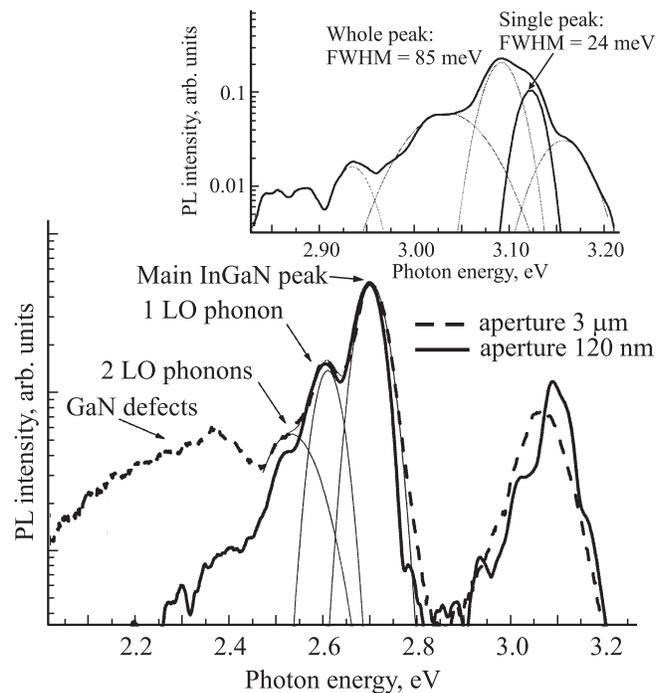


Рис. 3. Сравнение спектров фотолюминесценции (PL) при 10 К, полученных при апертурах 120 нм и 3 мкм. На вставке — разложение линии от КПСР на отдельные пики. Возбуждение излучением с длиной волны $\lambda = 351$ нм.

внутри слоя. Однородность слоев InGaN подтверждается данными ПЭМ. Тот факт, что форма спектра ФЛ слоя InGaN не изменилась при увеличении пространственного разрешения (апертура 120 нм), также свидетельствует об отсутствии значительных мезоскопических неоднородностей в слое. Линия ФЛ от КПСР оказалась значительно шире (85–90 мэВ) и при уменьшении апертуры до 120 нм распадается на совокупность нескольких более узких линий, с шириной $\sim (20\text{--}30)$ мэВ. Мы полагаем, что такое изменение объясняется следующим образом. С оптической точки зрения КПСР представляет собой неоднородный массив квантовых точек (КТ), заключенных в остаточную квантовую яму, что с геометрической точки зрения соответствует массиву неоднородных по составу и(или) размерам наноразмерных островков, обнаруженных ПЭМ (рис. 2). В этом случае уменьшение размера апертуры приводит к уменьшению числа КТ, участвующих в излучении, и к появлению в линии излучения нескольких полос, которые могут быть объяснены рекомбинацией в КТ различного размера.

Были проведены исследования спектров ФЛ оптических структур в диапазоне температур $T = 10\text{--}300$ К (рис. 4). Из рис. 4, а видно принципиальное различие в температурном поведении линий ФЛ рабочих слоев InGaN и КПСР. Положение максимума линии от слоя InGaN практически не меняется до температуры 200 К и испытывает незначительный длинноволновый сдвиг при увеличении температуры до комнатной (что соот-

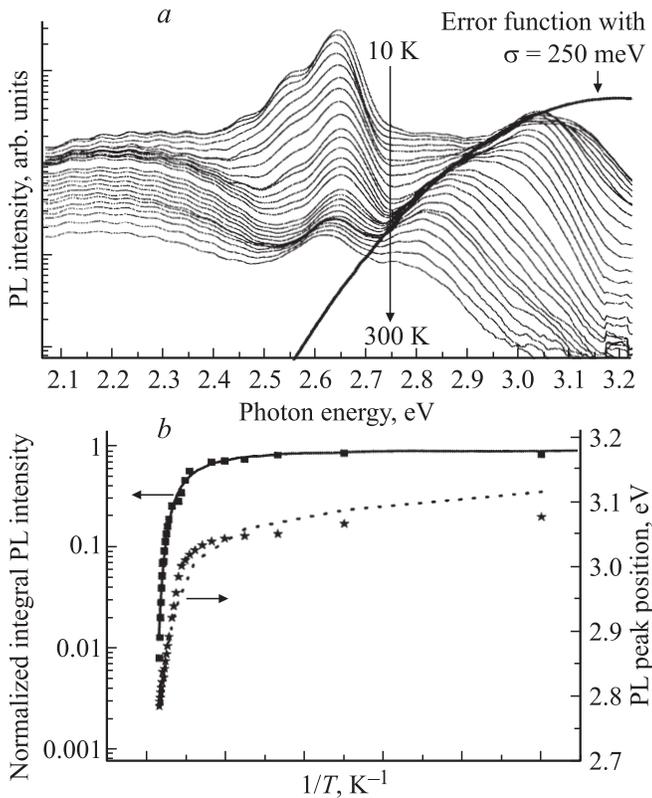


Рис. 4. *a* — спектры фотолюминесценции (PL) оптической структуры, полученные при температурах 10–300 К. *b* — экспериментальные (точки) и расчетные (линии) зависимости интенсивности и положения максимума ФЛ от температуры.

ветствует температурному сдвигу ширины запрещенной зоны), в то время как положение линии ФЛ от КПСР монотонно смещается с ростом температуры в сторону малых энергий на величину ~ 250 мэВ. Температурная зависимость интенсивности ФЛ и изменение положения максимума ФЛ КПСР с температурой, наблюдаемое в эксперименте, характерно для неоднородного массива КТ и должно хорошо описываться статистической моделью, подробно изложенной в [7]. Данная модель рассматривает неоднородный массив КТ как содержащий набор локализованных состояний с характерными для каждого состояния энергией локализации и энергией оптического перехода. Распределение КТ по энергиям описывается функцией ошибок с параметром σ , определяющим ширину распределения или, иными словами, степень неоднородности массива КТ, а заселенность состояний задается функцией распределения Больцмана. При увеличении температуры локализованные состояния с меньшей энергией локализации, а следовательно, с большей энергией оптического перехода, обедняются за счет термического выброса носителей и не вносят вклад в ФЛ. В результате максимум линии ФЛ смещается в длинноволновую сторону. Результаты моделирования представлены на рис. 4, *b*. Видно, что эксперименталь-

ные зависимости хорошо согласуются с данной моделью. Параметр σ оказался равным 250 мэВ, что говорит о сильной неоднородности массива КТ.

3.2. Исследование светодиодных структур

С целью изучения влияния КПСР на свойства активной области и характеристики светодиодов в работе исследовалась серия светодиодных структур с различной конструкцией активной области (рис. 1). На рис. 5 представлены зависимости внешней квантовой интенсивности (η_{ext}) от тока через структуру. Видно существенное различие в поведении η_{ext} для данной серии структур. Образец со стандартной активной областью (А) имеет наименьшую эффективность, и η_{ext} достигает своего максимума при токах ~ 20 мА. Использование КПСР в активной области структур как снизу, так и сверху излучающего слоя InGaN (структуры В и С) значительно увеличивает внешнюю квантовую эффективность, причем при использовании КПСР под активной областью максимум достигается при токах, на порядок меньших, чем в стандартных структурах. Структура D, имеющая КПСР с обеих сторон активной области, обладает наибольшей величиной η_{ext} с максимумом около 10 мА. Для анализа зависимостей внешней квантовой эффективности от тока мы использовали подход, аналогичный примененному в работе [8]. Зависимость внешней квантовой эффективности от концентрации носителей в активной области может быть записана следующим образом:

$$\eta_{\text{ext}} = \eta_{\text{extract}} \frac{Bn^2}{Bn^2 + An + f(n)}, \quad (1)$$

где B, A — коэффициенты бимолекулярной и мономолекулярной рекомбинации соответственно, η_{extract} —

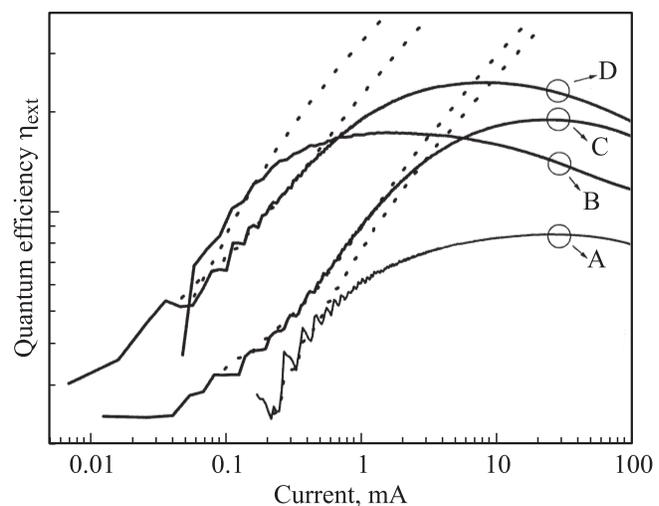


Рис. 5. Экспериментальные зависимости внешней квантовой эффективности от тока, протекающего через структуру (сплошные линии), и расчетные значения без учета дополнительных потерь (пунктирные).

эффективность выхода света из структуры. Функция $f(n)$ отвечает за дополнительные потери носителей, которые могут быть связаны с оже-рекомбинацией, падением эффективности инжекции, разогревом и т. д. Поскольку общее количество фотонов, генерируемых структурой, равно числу актов спонтанной рекомбинации, т. е. Bn^2 , связь между фототоком детектора (I_{det}) и концентрацией носителей (n) в активной области определяется выражением

$$I_{\text{det}} = \eta_{\text{det}} V q B n^2, \quad (2)$$

где V — объем активной области, η_{det} определяется эффективностью детектора, долей регистрируемых детектором фотонов и эффективностью вывода света из структуры. Измерения проводились в одинаковых условиях, и для всех образцов величины V и η_{det} были одинаковыми. Значение B бралось равным 10^{-10} см³/с, что является типичным значением для структур с активной областью InGaN [8]. При условии малой инжекции, когда эффекты дополнительной утечки носителей малы, можно пренебречь функцией $f(n)$ и получить значения для коэффициента мономолекулярной рекомбинации аппроксимацией экспериментальных зависимостей выражением (1). Результаты аппроксимации приведены на рис. 5. При малых токах наблюдается хорошее согласие эксперимента и расчета, откуда следует, что эффекты дополнительной утечки носителей действительно малы при низкой инжекции. Значения коэффициента A получились равными $23 \cdot 10^7$, $8 \cdot 10^7$, $29 \cdot 10^7$, $14 \cdot 10^7$ с⁻¹ для структур А, В, С, D соответственно. Видно, что применение КПСР под активной областью значительно уменьшает значение параметра A , тем самым уменьшая темп безызлучательной рекомбинации. Известно, что темп безызлучательной рекомбинации в структурах на основе нитридов элементов III группы определяется концентрацией точечных дефектов и дислокаций, а также эффективностью транспорта к ним. Транспорт носителей в основном определяется степенью локализации носителей в слоях InGaN.

Для исследования эффекта подавления безызлучательной рекомбинации применением КПСР в работе были проанализированы температурные зависимости ФЛ стандартной светодиодной структуры и структуры, содержащей нижнюю КПСР в активной области. Результаты измерений представлены на рис. 6. Как правило, для описания таких зависимостей используют активационную модель Аррениуса, в которой безызлучательная рекомбинация является термоактивационной с характерной энергией активации E_{act} . В этом случае зависимость интенсивности ФЛ (I) от температуры (T) будет описываться выражением

$$I(T) = \frac{I(0)}{1 + A_0 \exp(-E_{\text{act}}/kT)},$$

где коэффициент A_0 отражает количество центров безызлучательной рекомбинации, T — температура, k — постоянная Больцмана. Аппроксимация приведенным

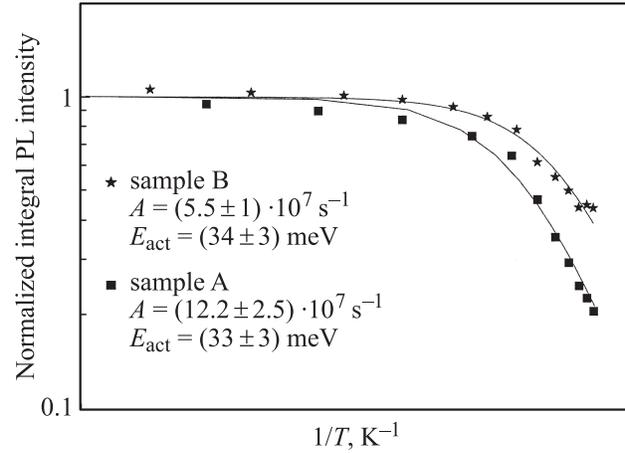


Рис. 6. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) зависимости интегральной интенсивности фотолуминесценции (PL) от температуры для структур А и В светодиодной серии.

выше выражением дает хорошее согласие с экспериментом (рис. 6). Значения энергий активации для структур А и В совпадают и равны 33–34 мэВ. Полученное значение энергии активации значительно меньше энергии разрыва зон на гетерогранице GaN/InGaN, и, следовательно, можно полагать, что безызлучательная рекомбинация связана с делокализацией носителей из локальных потенциальных минимумов, образованных неоднородностями в слоях InGaN. Равенство энергий активации свидетельствует о том, что применение КПСР под активной областью не приводит к значительной модификации распределения индия в излучающем слое. Однако значение коэффициента A_0 для структуры с КПСР оказалось в 2.5 раза меньше, чем для стандартной структуры. Поэтому мы полагаем, что подавление безызлучательной рекомбинации в структуре с КПСР под активной областью обусловлено уменьшением плотности дефектов и дислокаций в активной области приборов.

Рассмотрим результаты сопоставления экспериментальных и расчетных зависимостей квантовой эффективности от тока в области высоких плотностей тока. Как видно из рис. 5, пренебрежение функцией $f(n)$ при токах более 1 мА приводит к значительному расхождению экспериментальных и расчетных зависимостей, что говорит о сравнимости этих утечек с моно- и бимолекулярной рекомбинацией при токах больше 1 мА. Поскольку нам известны все величины кроме функции $f(n)$, мы можем получить последнюю из экспериментальных зависимостей, она будет определяться следующим образом:

$$f(n) = \frac{\eta_{\text{extract}} B n^2}{\eta_{\text{ext}}} - B n^2 - A n.$$

Полученные значения $f(n)$ представлены на рис. 7. Как видно из рисунка, значения $f(n)$ при токах больше 100 мА практически совпадают, в то время как при токах меньше 10 мА $f(n)$ для структуры с нижней

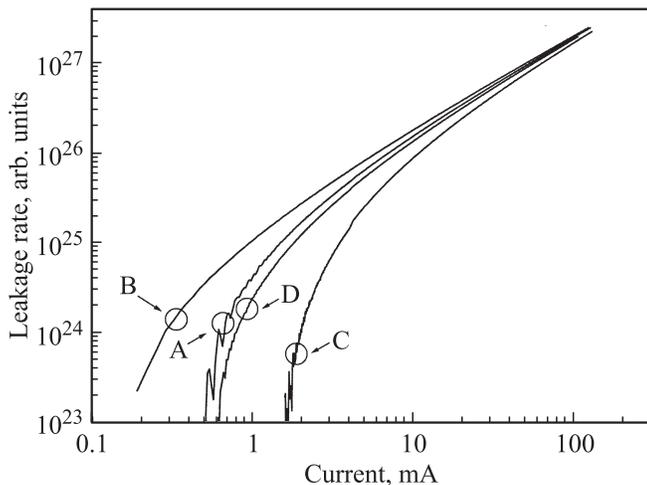


Рис. 7. Зависимость функции дополнительных потерь от тока для четырех структур.

КПРС (В) оказались больше, а для структуры с КПРС сверху активной области (С) оказались меньше, чем для стандартной структуры. Для структуры D, имеющей КПРС с обеих сторон, значения $f(n)$ близки к таковым для стандартной структуры А (см. таблицу). В работе [9] было показано, что при повышении уровня инжекции происходит уменьшение эффективности инжекции носителей в активную область, что вызывает падение эффективности излучения с ростом тока. В частности, уменьшение эффективности инжекции связано с тем, что при увеличении тока слой AlGaIn перестает эффективно блокировать утечку электронов в p -слой в силу сильных встроенных пьезоэлектрических полей.

Параметры, определяющие внешнюю квантовую эффективность

Образец	Верхняя КПРС	Нижняя КПРС	$A_0, 10^7 \text{ c}^{-1}$	$f(n) = 10^{24}$ при токе, мА
A	–	–	23	0.6
B	–	+	8	0.3
C	+	–	29	2
D	+	+	14	0.9

Применение КПРС над активной областью, перед блокирующим слоем AlGaIn, эффективно повышает потенциальный барьер для электронов, тем самым уменьшая падение эффективности инжекции. Применение нижней КПРС понижает барьер для дырок, что может приводить к утечке дырок в n -область. Таким образом, параметры нижней КПРС должны быть оптимизированы, чтобы обеспечить высокое структурное качество активных слоев InGaIn и, с другой стороны, обеспечить минимальные утечки дырок в n -область.

4. Заключение

В работе исследованы структурные и оптические свойства активных областей светодиодных структур, содержащих КПРС InGaIn/GaIn. С использованием металлических масок, формирующих апертуры различного размера, проведены исследования локальной фотолуминесценции активных областей, содержащих сверхтонкие активные слои InGaIn, ограниченные КПРС. Показано, что форма спектров локальной (120 нм) ФЛ активных слоев InGaIn не изменялась по сравнению с формой спектра ФЛ на масштабе 3 мкм, в то время как ФЛ от КПРС представляет собой комбинацию нескольких линий излучения. Полученные результаты свидетельствуют о формировании неоднородного массива КТ в таких КПРС, определяющего их оптические свойства. Температурные зависимости ФЛ от КТ в КПРС хорошо описываются в рамках статистической модели, рассматривающей ансамбль КТ, распределенных по энергиям согласно функции ошибок. Показано, что применение нижней КПРС в светодиодных структурах позволяет уменьшить концентрацию дефектов и дислокаций в активной области, но приводит к увеличению утечки носителей при повышении уровня инжекции. Применение верхней КПРС приводит к повышению эффективности инжекции. Совместное осаждение верхней и нижней КПРС по сравнению со стандартной светодиодной структурой позволяет в целом уменьшить дополнительные утечки носителей, повысить структурное качество активной области и увеличить внешнюю квантовую интенсивность светодиодных структур.

Работа проведена при поддержке Федерального агентства по образованию (проект „Технология создания монолитного полихромного инжекционного источника белого света на основе квантово-размерных гетероструктур“, Государственный контракт № 02.523.12.3017 от 14 августа 2008 г.) и Программы фундаментальных исследований президиума РАН № 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

Список литературы

- [1] S. Nakamura. *Proc. OIDA Solid-State Lighting Workshop* (Albuquerque, May 30, 2002).
- [2] Yen-Kuang Kuo, Jih-Yuan Chang, Miao-Chan Tsai, Sheng-Horng Yen. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 011116 (2009).
- [3] А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, А.В. Сахаров, Е.Е. Заварин, С.О. Усов, А.Е. Николаев, Н.А. Черкашин, Б.Я. Бер, Д.Ю. Казанцев, М.Н. Мизеров, Hee Seok Park, M. Hÿtch, F. Hue. *ФТП*, **44** (1), 96 (2010).
- [4] *HREM Research*. <http://www.hremresearch.com>
- [5] M.J. Hÿtch, E. Snoeck, R. Kilaas. *Ultramicroscopy*, **74**, 131 (1998).
- [6] J.L. Rouvière, P. Bayle-Guillemaud, G. Radtke, S. Groh, O. Briot. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, **169**, 17 (2001).

- [7] Д.С. Сизов, Е.Е. Заварин, Н.Н. Леденцов, В.В. Лундин, Ю.Г. Мусихин, В.С. Сизов, Р.А. Сурис, А.Ф. Цацульников. ФТП, **41** (5), 595 (2007).
- [8] M.F. Schubert, S. Chhajed, J.K. Kim, E.F. Schuberta, D.D. Koleske, M.H. Crawford, S.R. Lee, A.J. Fischer, G. Thaler, M.A. Banas. Appl. Phys. Lett., **91**, 231 114 (2007).
- [9] I.V. Rozhansky, D.A. Zakheim. Phys. Status Solidi A, **204** (1), 227 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

Application of InGaN/GaN short-period superlattices in blue LEDs

V.S. Sizov^{+,*}, A.F. Tsatsulnikov^{+,*}, A.V. Sakharov^{+,*},
W.V. Lundin^{+,*}, E.E. Zavarin^{+,*}, N.A. Cherkashin^{+,‡},
M.J. Hÿtch[‡], A.E. Nikolaev^{+,*}, A.M. Mintairov[•],
Yan He[•], J.L. Merz[•]

⁺ Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

^{*} Center for Microelectronics at Ioffe Physicotechnical
Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

[‡] Center for Material Elaboration & Structural
Studies (CEMES) of the National Center
for Scientific Research (CNRS),
31055 Toulouse, France

[•] EE Department, University of Notre Dame,
Notre Dame, IN, 46556 (USA)

Abstract In this work optical and LED structures with InGaN active region containing InGaN/GaN short-period superlattice were investigated. It was shown that InGaN layers in the short-period superlattices are represented by thin two-dimensional layers with a relatively small indium concentration containing 1–3 nm large inclusions with a high indium concentration. Optical properties of such inclusions correspond to a not uniform array of quantum dots buried within a residual quantum well. Short-period superlattice application in a LED design allows to decrease the density of nonradiative centers and to improve the carrier injection in the active region due to increase of the effective AlGaIn barrier height. In general it leads to the improvement in the quantum efficiency of LED structures.