

Туннельная инжекция и энергетическая эффективность светодиодов на основе InGaN/GaN

© Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков*, Р.И. Горбунов, Ф.Е. Латышев^{†*},
Ю.С. Леликов, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк, Ю.Г. Шретер[¶]

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

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

[†] НИИ физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета,
198504 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 мая 2012 г. Принята к печати 21 мая 2012 г.)

Представлены результаты исследований влияния туннельной проницаемости инжекционных барьеров в светодиодах с квантовыми ямами InGaN/GaN на зависимости тока, емкости, квантовой эффективности от прямого смещения $p-n$ -перехода и от температуры. Показано, что прыжковое туннелирование по дефектам является основным механизмом транспорта через область объемного заряда (ООЗ) и позволяет понизить инжекционный барьер. Показано, что в случае высокой прыжковой проводимости сквозь инжекционный барьер ток туннельной инжекции в хвосты плотности состояний в InGaN ограничивается лишь диффузией носителей из нейтральных областей и характеризуется близким к единице фактором идеальности, обеспечивая максимальную квантовую и энергетическую эффективность. Рост прыжковой проводимости через область объемного заряда с увеличением частоты, прямого смещения или температуры оказывает определяющее влияние на вольт-фарадные характеристики и температурные зависимости емкости и квантовой эффективности. Увеличение плотности состояний в хвостах зон InGaN/GaN квантовой ямы и прыжковой проводимости инжекционных барьеров необходимо для реализации высокого уровня туннельной инжекции и близкой к единице энергетической эффективности мощных светодиодов.

1. Введение

Высокая квантовая эффективность излучательной рекомбинации в светодиодных $p-n$ -структурах на основе GaN обеспечивается не только конфайнментом носителей в квантовых ямах InGaN/GaN вдоль направления роста структуры, но и латеральным конфайнментом в флуктуациях потенциала в плоскости квантовых ям, образующих хвосты плотности состояний в активной области InGaN [1–3]. Носители инжектируются из барьерных слоев $p-n$ -структуры, быстро термализуются в активной области и затем рекомбинируют, испуская фотоны с пиковой энергией $h\nu_{\max}$. Энергетическая эффективность (кпд), η , светодиода с малыми омическими потерями меньше внешней квантовой эффективности η_{ex} из-за потерь энергии при термализации носителей и ограничивается величиной прямого смещения $p-n$ -перехода U_j : $\eta = \eta_{\text{ex}} h\nu_{\max} / qU_j$ (q — элементарный заряд). При надбарьерной инжекции и спрямленных в рабочем режиме зонах величина qU_j близка к ширине запрещенной зоны в GaN, $E_{g,\text{GaN}} = 3.42$ эВ. Приблизительно оцененные потери эффективности η составят при $h\nu_{\max} = 2.65$ – 2.85 эВ не менее 23–17%. Таким образом, при надбарьерном механизме инжекции конфайнмент носителей, обеспечивая высокую квантовую эффективность, ограничивает энергетическую эффективность светодиодов.

Туннелирование носителей сквозь барьеры к квантовым ямам позволяет снизить эффективную высоту инжекционных барьеров и в то же время, как пока-

зано в работе [4], обеспечивает максимальную квантовую эффективность. Туннельная инжекция дает возможность уменьшить рабочие напряжения до теоретического предела, равного $U_{\min} = h\nu_{\max} / q$ без учета активации, и повысить энергетическую эффективность. Необходимость обеспечить высокую плотность инжекционного туннельного тока при низких напряжениях $p-n$ -перехода представляется сложной технологической задачей. Тем не менее сообщения о рекордных экземплярах низковольтных белых светодиодов с рабочим напряжением $U = 2.8$ В ($h\nu_{\max} = 2.79$ эВ) при плотности тока $j = 12$ А/см² и световой отдачей, почти вдвое превышающей световую отдачу серийных светодиодов, выпускаемых в настоящее время [5], являются косвенным подтверждением возможности ее решения.

Цель данной работы — идентификация и изучение механизма туннельной инжекции в $p-n$ -структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN и исследование влияния туннелирования по дефектам через область объемного заряда (ООЗ) $p-n$ -перехода на энергетическую эффективность светодиодов на основе GaN.

2. Эксперимент

Для изучения механизма туннельной инжекции были выбраны коммерческие белые светодиоды с множественными квантовыми ямами со световой отдачей 120 лм/Вт, в которых напряжение на $p-n$ -переходе в рабочем режиме, при $j = 25$ А/см², составляло $U_j = 2.84$ В и лишь незначительно превышало ве-

[¶] E-mail: y.shreter@mail.ioffe.ru

личину $U_{\min} = hv_{\max}/q = 2.79$ В, что указывало на доминирование туннельной инжекции. Для представления результатов выбраны два репрезентативных светодиода (S1 и S2) из одной партии с одинаковой эффективностью в рабочем режиме и различным уровнем туннельных утечек при $U_j < 2.84$ В.

Влияние туннельной проницаемости n -GaN-барьера на величину тока J , эффективности и емкости C исследовалось на светодиодах с одиночной квантовой ямой для упрощения интерпретации результатов. Для этих целей были выбраны голубые светодиоды фирмы Nichia (NSPB-510S, размер чипа 300×300 мкм) с $\eta_{\text{ex}} = 11\%$ при $j = 30$ А/см². Активная область содержит слой $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ толщиной 30 Å, заключенный между барьерными слоями — слоем n -GaN толщиной 4 мкм и слоем p - $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ толщиной 100 нм [6]. Результаты измерений вольт-амперных характеристик при обратном напряжении позволяют заключить, что n - и p -области сильно легированы (более $3 \cdot 10^{18}$ см⁻³), но в слое n -GaN [7] есть слабо легированная ($7 \cdot 10^{16}$ см⁻³) область шириной ~ 120 нм, граничащая с квантовой ямой. Для увеличения туннельной проницаемости n -барьера нами использовался кратковременный стресс при высокой плотности тока 100 А/см² в течение 3 мин.

Измерения вольт-амперных характеристик проведены с помощью источника-измерителя тока и напряжения Keithley 238, вольт-фарадных характеристик — с помощью CV анализатора Keithley 590, а также моста полных проводимостей МПП-300 и фазочувствительного нановольтметра Unipan-232В. Измерения интенсивности излучения и внешней квантовой эффективности проводились с помощью интегрирующей сферы и калиброванного Si фотодиода или спектрометра Avantes. Для измерения температурных зависимостей эффективности и емкости светодиод закреплялся на хладопроводе и помещался в охлаждаемый жидким азотом криостат с регулятором температуры в области 77 – 300 К.

3. Результаты эксперимента

3.1. p - n -структуры с множественными квантовыми ямами (S1 и S2)

На рис. 1 приведены зависимости плотности тока (кривые 1, 2), интенсивности электролюминесценции I_{EL} (кривые 3, 4) и внешней квантовой эффективности (кривые 5, 6) от напряжения на p - n -переходе для светодиодов S1 и S2. Напряжение на p - n -переходе $U_j = U - JR_s$, определялось с учетом падения напряжения на последовательном сопротивлении светодиода R_s , оцененного с помощью экстраполяции зависимости $dU/dJ = f(1/J)$ к $1/J \rightarrow 0$. Как видно из рис. 1, вблизи напряжения включения U_{on} и в рабочем режиме ($U_j = 2.84$ В) ток и интенсивность излучения в диодах S1 и S2 одинаковы, соответственно одинакова и внешняя квантовая эффективность $\eta_{\text{ex}} \equiv I_{\text{EL}}/J$, что говорит о равенстве внутренней квантовой эффективности этих диодов. В области напряжений 2.84 В $> U_j > U_{\text{on}}$ интенсивность излучения и

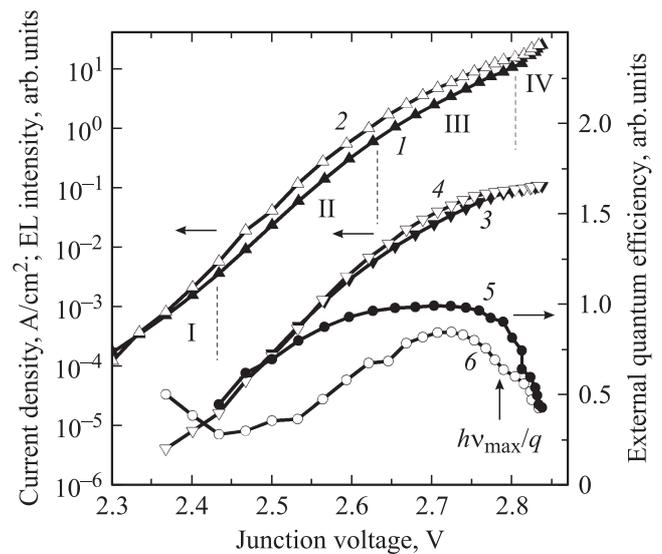


Рис. 1. Зависимости плотности тока (1, 2), интенсивности излучения (3, 4) и внешней квантовой эффективности (5, 6) от напряжения на p - n -переходе для светодиодов S1 (1, 3, 5) и S2 (2, 4, 6). Стрелкой отмечено значение $U_j = hv_{\max}/q = 2.79$ В.

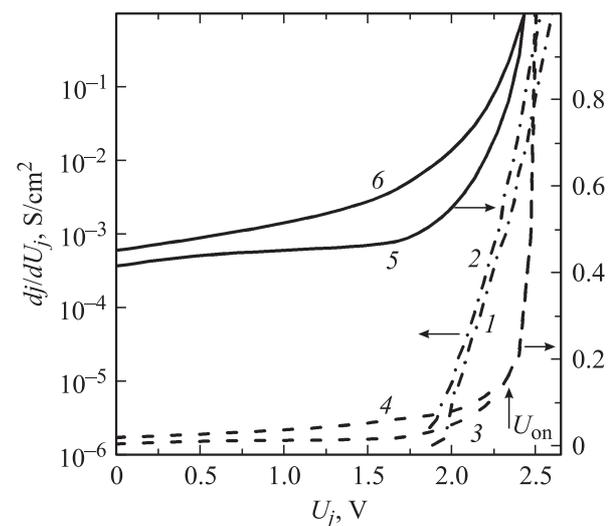


Рис. 2. Дифференциальная проводимость на постоянном токе (1, 2), активная (3, 4) и емкостная (5, 6) компоненты на частоте 1 МГц в зависимости от напряжения на p - n -переходе для светодиодов S1 (1, 3, 5) и S2 (2, 4, 6).

ток диода S2 больше, чем диода S1, но эффективность η_{ex} диода S2 меньше. Это указывает на то, что причиной меньшей квантовой эффективности диода S2 вплоть до рабочих токов является более высокая туннельная утечка носителей из активной области InGaN.

На рис. 2 приведены зависимости дифференциальной статической проводимости G_{dc} на единицу площади S (кривые 1, 2), а также зависимости активной G_{ac} (кривые 3, 4) и емкостной ωC (кривые 5, 6) компонент дифференциальной ас-проводимости на единицу площа-

ди на частоте 1 МГц от напряжения на $p-n$ -переходе для диодов S1 и S2 (ω — круговая частота малого зондирующего напряжения). Из рис. 2 видно, что при $U_j \rightarrow U_{on}$ ($2.35 > U_j > 1.5$ В) наблюдается резкий рост проводимости на постоянном G_{dc} и переменном (G_{ac} и ωC) токе, причем $G_{ac} \gg G_{dc}$. Диод S2 с более высокой проводимостью на постоянном токе при $U_j < U_{on}$ имеет также и более высокие проводимости на переменном токе. При $U_j < U_{on}$ через $p-n$ -переход протекает туннельно-рекомбинационный ток утечки, обусловленный туннельными переходами между уровнями дефектов в ООЗ. Увеличение активной и емкостной компонент аспроводимости при увеличении статической проводимости может отражать частотную зависимость туннельно-рекомбинационного тока.

3.2. $p-n$ -структура с одиночной квантовой ямой (S3)

Подтверждением предположения о том, что туннелирование по дефектам сквозь ООЗ приводит к увеличению высокочастотной емкости и проводимости могла бы служить корреляция между величиной туннельного тока и измеряемой емкостью при изменении туннельной проницаемости барьеров к активной области. Увеличение туннельных токов утечки, а также емкости наблюдалось при ускоренной деградации GaN-светодиодов в ряде работ [8–10] и связывалось с модификацией/активацией или генерацией дефектов. Длительный стресс при повышенной температуре или плотности тока приводит к деградации оптической мощности GaN-светодиодов. Но при кратковременных стрессах может наблюдаться увеличение оптической мощности [11].

Мы предполагали, что к увеличению туннельной проницаемости барьеров в исследуемых диодах может привести кратковременный стресс при высокой плотности тока. Предположение основывалось на наблюдении неоднородности излучения по площади светодиода со стороны сапфировой подложки. Под металлизацией p -контакта нами наблюдалась при плотностях токов $j < 0.1$ А/см² более высокая, а при $j > 0.1$ А/см² более низкая интенсивность излучения, чем на остальной площади с полупрозрачным p -контактом [12]. Предполагалось, что к неоднородности излучения приводит кратковременный нагрев при термокомпрессии проводящего p -контакта, в результате которого происходит трансформация водородно-кислородных комплексов и повышается уровень туннельной инжекции вблизи p -контакта при малых напряжениях. Можно было ожидать, что кратковременный нагрев при высокой плотности тока также увеличит туннельную проницаемость барьеров к квантовой яме. Токковый стресс 100 А/см² в течение 3 мин привел не только к увеличению токов утечки при $U < U_{on}$, но и к увеличению интенсивности и эффективности излучения.

Для проверки предположения о корреляции зависимостей проводимости на постоянном и переменном токах

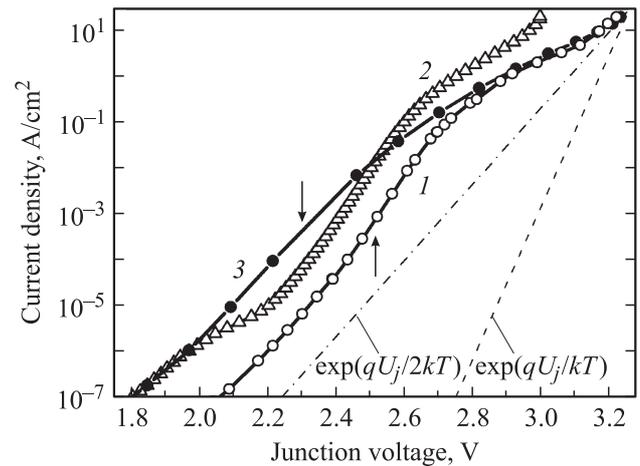


Рис. 3. Зависимости плотности тока от напряжения на $p-n$ -переходе для светодиода S3, измеренные до (1), через день (2) и через месяц (3) после токового стресса 100 мА в течение 3 мин. Пунктирной и штрихпунктирной прямыми иллюстрируется зависимость надбарьерного инжекционного тока $J_T(U_j)$ в светодиоде с фактором идеальности $n = 1$ и 2 соответственно. Напряжения включения отмечены маркерами.

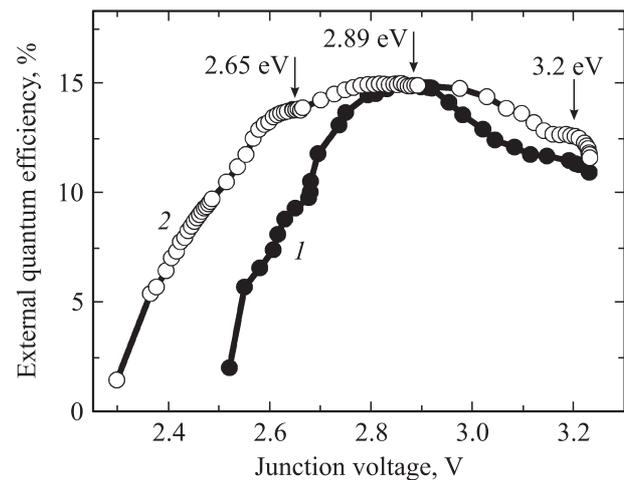


Рис. 4. Зависимости внешней квантовой эффективности от напряжения на $p-n$ -переходе для светодиода S3, измеренные до (1) и через месяц (2) после токового стресса 100 А/см² в течение 3 мин.

от напряжения были проведены измерения характеристики $J-U$ и $C/G_{ac}-U$ до и после токового стресса.

Влияние кратковременного токового стресса на характеристики $\lg j-U_j$ светодиода S3 иллюстрирует рис. 3. Как видно из рис. 3, после стресса ток в области напряжений $U_j = 1.8-3$ В увеличился более чем на порядок. Наиболее сильно увеличился ток утечки при $U_j < U_{on}$. При $U_j > U_{on}$ наблюдается близкий к параллельному сдвиг характеристики $\lg j-U_j$ к меньшим напряжениям (кривые 1, 2). Напряжение включения уменьшилось с 2.52 до 2.3 В. Наиболее значительное увеличение внешней квантовой эффективности после стресса наблюдается в области напряжений $U_j < hv_{max}/q = 2.65$ В, как

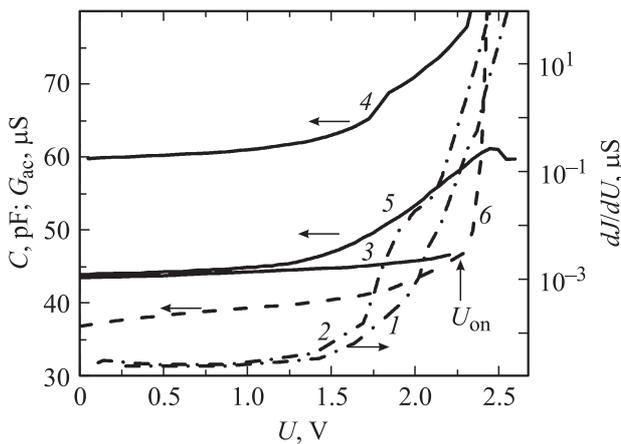


Рис. 5. Дифференциальная проводимость на постоянном токе (1, 2), дифференциальная емкость (3–5) и активная проводимость (6) на частоте 110 кГц (3, 4) и 1 МГц (5, 6) в зависимости от прямого напряжения, измеренные до (1, 3) и через месяц после токового стресса 100 мА в течение 3 мин (2, 4–6) для светодиода S3.

видно из приведенных на рис. 4 зависимостей $\eta_{ex}(U_j)$, измеренных до и после стресса.

Увеличение тока утечки после стресса сопровождается увеличением емкости в области $U = 1.5–2.5$ В. На рис. 5 приведены зависимости дифференциальной статической проводимости (кривые 1, 2) и дифференциальной емкости (кривые 3–5) от прямого напряжения до и после стресса, а также зависимости дифференциальной активной проводимости (кривая 6) от прямого напряжения после стресса. Из рис. 5 видно, что при измерениях на низкой частоте (110 кГц) превалирует увеличение емкости, а на более высокой частоте (1 МГц) — активной проводимости. Так, на частоте 110 кГц емкость при нулевом смещении после стресса увеличивается от 43 до 60 пф (кривые 3–4), а на частоте 1 МГц не изменяется (кривая 5), но растет в области напряжений 1.5–2.4 В, как и при измерениях на частоте 110 кГц. Активная проводимость на частоте 110 кГц мала, но на частоте 1 МГц при нулевом смещении увеличивается после стресса до $4 \cdot 10^{-2}$ мСм и растет с напряжением, превышая при $U = 2$ В проводимость на постоянном токе более чем на 2 порядка (кривая 6).

4. Обсуждение результатов

4.1. Туннельная инжекция и энергетическая эффективность

В ранних работах туннельная компонента прямого тока в GaN-светодиодах идентифицировалась по аномально высокому фактору идеальности $n = 4–7$ [13–15]. Позднее было показано, что туннельное прохождение тока сквозь ООЗ может характеризоваться и фактором идеальности, близким к $n = 1$ [4].

Протекание туннельно-рекомбинационных токов в $p-n$ -структуре с туннельно-прозрачным n -барьером иллюстрирует рис. 6. Электроны, диффундирующие из нейтральной n -области, туннелируют по состояниям дефектов сквозь ООЗ n -барьера (токи $J_{n \rightarrow bt}$ и $J_{n \rightarrow QW}$ на рис. 6) с последующей излучательной или безызлучательной рекомбинацией с дырками в квантовой яме или безызлучательной рекомбинацией в p -области (токи туннельной утечки $J_{bt \rightarrow p}$ и $J_{QW \rightarrow p}$ на рис. 6). Величина сквозного тока может ограничиваться любым из этих процессов. Туннельно-рекомбинационный ток сквозь ООЗ вдоль изоэнергетической линии $E = const$ определяется произведением плотности электронов в n -области с этой энергией, туннельной прозрачности барьера и плотности незанятых конечных состояний, а также плотностью дырок в квантовой яме или в ООЗ p -барьера. Дефекты образуют квазинепрерывное распределение состояний в запрещенной зоне GaN [16,17], формируя экспоненциальные хвосты локализованных состояний. Известно, что туннелирование по хвостам плотности состояний приводит к избыточным прямым токам в туннельных диодах [18]. С увеличением энергии плотность туннелирующих из n -области электронов

люстрирует рис. 6. Электроны, диффундирующие из нейтральной n -области, туннелируют по состояниям дефектов сквозь ООЗ n -барьера (токи $J_{n \rightarrow bt}$ и $J_{n \rightarrow QW}$ на рис. 6) с последующей излучательной или безызлучательной рекомбинацией с дырками в квантовой яме или безызлучательной рекомбинацией в p -области (токи туннельной утечки $J_{bt \rightarrow p}$ и $J_{QW \rightarrow p}$ на рис. 6). Величина сквозного тока может ограничиваться любым из этих процессов. Туннельно-рекомбинационный ток сквозь ООЗ вдоль изоэнергетической линии $E = const$ определяется произведением плотности электронов в n -области с этой энергией, туннельной прозрачности барьера и плотности незанятых конечных состояний, а также плотностью дырок в квантовой яме или в ООЗ p -барьера. Дефекты образуют квазинепрерывное распределение состояний в запрещенной зоне GaN [16,17], формируя экспоненциальные хвосты локализованных состояний. Известно, что туннелирование по хвостам плотности состояний приводит к избыточным прямым токам в туннельных диодах [18]. С увеличением энергии плотность туннелирующих из n -области электронов

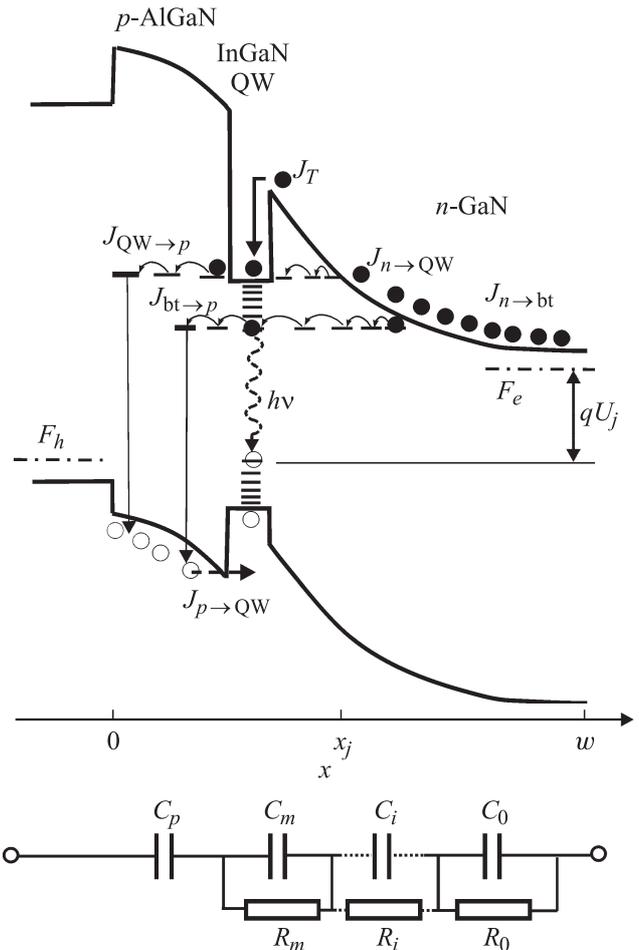


Рис. 6. Иллюстрация протекания туннельно-рекомбинационных и надбарьерных токов в $p-n$ -структуре на основе GaN и эквивалентная схема области объемного заряда с прыжковой проводимостью по дефектам.

уменьшается, а туннельная проникаемость n -барьера увеличивается не только в результате уменьшения ширины ООЗ, но и увеличения плотности состояний в n -барьере вблизи квантовой ямы, так как при увеличении энергии линии $E = \text{const}$ пересекают уровни состояний, лежащие ближе к зоне проводимости n -GaN. Плотность незанятых конечных состояний в хвостах зон в InGaN выше плотности дефектных состояний в p -барьере вдоль линии $E = \text{const}$, что обуславливает доминирование тока туннельной инжекции в хвосты зон в InGaN над током туннельной утечки при $U_j > U_{\text{on}}$. Соответственно, если n -барьер вдоль изоэнергетической линии, пересекающей ООЗ, туннельно прозрачен и не ограничивает поток электронов при некотором прямом смещении, то туннельный ток в хвосты зон в InGaN растет с напряжением как $\exp(qU_j)/nkT$, где $n \rightarrow 1$, пока проводимость ООЗ не ограничивает возрастающий ток и фактор идеальности не увеличивается до $n > 2$. С возрастанием напряжения доминирует туннельная инжекция в зону проводимости квантовой ямы и ток вновь быстро растет с напряжением ($n \rightarrow 1$) в результате большой плотности состояний в зоне проводимости.

Вольт-амперная характеристика диода S1, имеющая в координатах $\lg j - U_j$ двухступенчатый характер (рис. 1, кривая 1), может быть разделена на четыре характерных для GaN-светодиодов области в соответствии с доминирующей компонентой тока:

область I — при $U_j < U_{\text{on}} = 2.43 \text{ В}$ — туннельный избыточный ток утечки ($n = 2-1.5$);

область II — при $2.63 \text{ В} > U_j > U_{\text{on}}$ — ток туннельной инжекции в хвосты состояний в InGaN, ограниченный плотностью туннелирующих носителей ($n = 1.25-2$);

область III — при $hv_{\text{max}}/q = 2.79 \text{ В} > U_j > 2.63 \text{ В}$ — ток туннельной инжекции, ограниченный проводимостью ООЗ, и ток туннельной утечки ($n = 1.25-2$);

область IV — при $U_j > hv_{\text{max}}/q = 2.79 \text{ В}$ — ток туннельной инжекции в зону проводимости квантовой ямы.

В области II эффективность быстро растет с напряжением (рис. 1, кривая 5), так как инжекционный ток растет с напряжением быстрее тока утечки вследствие более высокой плотности состояний экспоненциальных хвостов в InGaN. В области III, когда ток ограничивается проводимостью ООЗ n -барьера по дефектам, рост эффективности с напряжением прекращается и эффективность начинает уменьшаться. В области IV, при высоких уровнях инжекции в квантовую яму, квантовая эффективность уменьшается в результате постепенного заполнения глубоких состояний хвостов в InGaN и увеличения стока носителей на дефекты в квантовой яме [19].

В светодиоде с одиночной квантовой ямой S3 ток ограничивается электронным током через n -барьер. Электронный ток инжекции в квантовую яму состоит из двух компонент: термоактивационного тока над потенциальным барьером (J_T на рис. 6) и туннельного тока через

барьер $J_{n \rightarrow \text{QW}}$ и $J_{n \rightarrow \text{bt}}$. На рис. 3 представлены зависимости $J_T(U_j) \propto \exp(qU_j/nkT)$, показывающие верхнюю границу величины термоактивационного надбарьерного тока J_T для структуры с малыми ($n = 1$) и высокими ($n = 2$) потерями на безызлучательную рекомбинацию в квантовой яме. Представленные зависимости $J_T(U_j)$ иллюстрируют доминирование туннельной инжекции в эффективных $p-n$ -структурах с напряжениями включения $U_{\text{on}} < 2.75 \text{ В}$.

Согласно рассмотренной модели, параллельный сдвиг характеристики $\lg j - U_j$ к меньшим напряжениям с сохранением фактора идеальности, близкого к $n = 1$ (рис. 3, кривые 1, 2) после токового стресса, уменьшение напряжения включения и увеличение эффективности (рис. 4) обусловлены повышением туннельной прозрачности n -барьера в результате стресса. Увеличение эффективности η_{ex} в области напряжений $U_{\text{min}} = hv_{\text{max}}/q = 2.65 \text{ В}$ (рис. 4) можно связать с туннельной инжекцией носителей в хвосты состояний квантовой ямы InGaN/GaN и увеличением эффективности туннельной инжекции после стресса.

4.2. Прыжковый механизм туннелирования по дефектам через ООЗ

Как отмечалось выше, после токового стресса ток утечки, емкость и активная проводимость G_{ac} в области напряжений $U < U_{\text{on}}$ увеличиваются, причем $G_{\text{ac}} \gg G_{\text{dc}}$. До и после стресса наблюдается корреляция зависимостей проводимостей на постоянном и переменном токах от напряжения (рис. 5).

Динамический отклик барьерной структуры на частотах, меньших обратного времени максвелловской релаксации, может быть обусловлен перезарядкой центров в ООЗ или прыжковым транспортом носителей по этим центрам. В емкостной спектроскопии ООЗ принято рассматривать лишь один основной физический процесс — перезарядку центров в ООЗ при захвате носителей из разрешенной зоны и термической эмиссии в зону [20–21]. В полупроводниках с высокой плотностью локализованных состояний в запрещенной зоне, в частности в аморфном Si, прыжковая проводимость на переменном токе всегда превышает статическую и растет с частотой [22–23]. Однако динамический отклик, $C(U, \omega)$, барьерной структуры в области низких частот $f \leq 10 \text{ кГц}$ связывается с модуляцией объемного заряда при заполнении и опустошении состояний в ООЗ через разрешенную зону, но не с транспортом носителей [24]. Модель перезарядки не может дать объяснение увеличению активной проводимости ООЗ с ростом частоты малого переменного напряжения в аморфном Si [24].

Динамический отклик широкозонной $p-n$ -структуры на основе GaN в области высоких частот $100 \text{ кГц} - 1 \text{ МГц}$, в частности увеличение активной проводимости и значительное уменьшение емкости с частотой, тем более не может быть непротиворечиво

объяснен в рамках модели перезарядки центров в ООЗ, развитой в [20–21]. Время термического выброса в зону для состояний с энергией локализации E_t составляет $\tau \geq \nu_0^{-1} \exp(E_t/kT)$, где $\nu_0 = 10^{12}$ Гц — частотный фактор попыток освобождения захваченного носителя. Легко оценить, что при измерениях в частотном диапазоне от 100 кГц до 1 МГц состояния с энергией локализации $E_t \geq 0.41–0.36$ эВ не могут осциллировать в фазе с осцилляциями плотности свободных носителей в зоне ($\omega\tau > 1$). В p - n -структуре на основе GaN высота потенциального барьера близка к $E_{g, \text{GaN}} = 3.42$ эВ и глубокие состояния хвостов с $E_t \geq 0.41–0.36$ эВ, лежащие на уровне Ферми, локализованы в узкой области вблизи границы ООЗ с нейтральной областью. Соответственно модуляция заселенности состояний с $E_t < 0.41–0.36$ эВ может привести лишь к малому изменению емкости (по оценкам, менее 5%), в то время как экспериментально с увеличением частоты лишь в узком интервале от 100 кГц до 1 МГц уменьшение емкости составляет 30% (рис. 5, кривые 4, 5).

В n -GaN [25] и в p -InGaN [26] при понижении температуры до $T < 140–200$ К наблюдалась прыжковая проводимость по состояниям дефектов, величина которой лишь на 2 порядка уступает проводимости свободных носителей при комнатной температуре.

Электрическая эквивалентная схема p - n -структуры с прыжковым транспортом через ООЗ в n -области может быть представлена в виде барьерной емкости p -области (C_p) и последовательной цепи сопротивлений R_i с параллельно включенными емкостями C_i ($m \geq i > 0$) (рис. 6). В случае урбаховских хвостов состояний средняя частота прыжков по дефектам вдоль изоэнергетической линии, пересекающей ООЗ, и соответственно прыжковая проводимость в постоянном электрическом поле уменьшаются с увеличением расстояния от границы ООЗ с нейтральной областью $w-x$. Проводимость на постоянном токе сквозь ООЗ по хвостам состояний в n -GaN контролируется малой плотностью состояний вблизи квантовой ямы.

Под воздействием малого высокочастотного напряжения носители успевают за период напряжения мигрировать по дефектам в ООЗ на расстоянии от границы ООЗ с нейтральной областью $w-x_i = F(\omega)$, на котором частота перескоков соизмерима с частотой переменного поля. На низкой частоте носители успевают дрейфовать в ООЗ в переменном поле на большем расстоянии от ее границы, шунтируя часть барьерной емкости, что отражается в преимущественном увеличении измеряемой емкости на частоте 110 кГц (рис. 5, кривая 4). На более высокой частоте прыжковая проводимость шунтирует ООЗ, что объясняет уменьшение измеряемой емкости на частоте 1 МГц (рис. 5, кривая 5).

4.3. Влияние прыжковой проводимости сквозь ООЗ на температурные зависимости эффективности

Температурные зависимости эффективности и измеряемой емкости диода S3 в области температур 77–300 К,

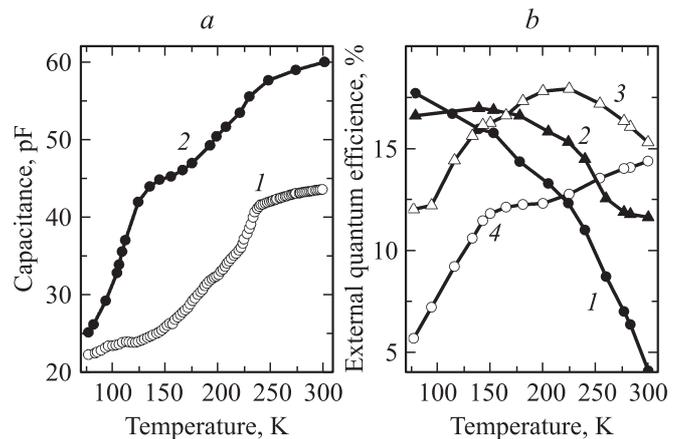


Рис. 7. Температурные зависимости емкости (а) и внешней квантовой эффективности (б) светодиода S3. U , В: 1 — 0, 2 — 2. Плотность тока j , А/см²: 1 — $3 \cdot 10^{-3}$, 2 — $3 \cdot 10^{-2}$, 3 — 1, 4 — 5.

представленные на рис. 7, подтверждают связь между измеряемой емкостью и прыжковой проводимостью через ООЗ и показывают доминирующее влияние туннелирования сквозь ООЗ на температурные зависимости эффективности.

На рис. 7, а представлены температурные зависимости емкости, измеренные после стресса, при $U = 0$ и 2 В ($f = 110$ кГц). На кривых $C(T)$ видны 2 ступени в районе 230 и 150 К. На рис. 7, б представлены температурные зависимости эффективности при различной плотности тока в диапазоне от $3 \cdot 10^{-3}$ до 5 А/см². Из рис. 7 видно, что уменьшению емкости и, следовательно, прыжковой проводимости через ООЗ при понижении температуры сопутствует увеличение эффективности при малых плотностях тока и уменьшение эффективности при больших плотностях тока.

Увеличение эффективности при понижении температуры при малых плотностях тока (рис. 7, б, кривые 1, 2) можно связать с уменьшением туннельной утечки носителей сквозь ООЗ. При увеличении плотности тока до 5 А/см² (рис. 7, б, кривая 4) температурное поведение кривых $\eta_{\text{ex}}(T)$ и $C(T)$ (рис. 7, а, кривая 2) становится близким. В этой области токов прыжковая проводимость инжекционного n -барьера ограничивает ток туннельной инжекции и относительный вклад тока туннельной утечки в полный ток структуры тем больше, чем меньше проводимость n -барьера при понижении температуры. В промежуточной области токов ($j = 1$ А/см²) эти 2 противоположные тенденции обуславливают максимум на кривой $\eta_{\text{ex}}(T)$ (рис. 7, б, кривая 3).

Отметим, что подобные двухступенчатые температурные зависимости емкости наблюдались нами ранее в светодиодах на основе GaN [12] и связывались с кислородно-водородными комплексами. Наблюдавшиеся в [12] зависимости $C(T)$ имеют более резкую низкотемпературную ступень (при ~ 150 К), что, возможно, связано с меньшей концентрацией атомов кисло-

рода ($N_O = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), чем в исследованных светодиодах ($N_O \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$) [27], которые имеют более резкую ступень в области более высоких температур (при $\sim 230 \text{ К}$). С увеличением напряжения, когда прыжковый транспорт происходит по более мелким состояниям, низкотемпературная ступень ($\sim 150 \text{ К}$) в зависимости $C(T)$ увеличивается. Предположительная связь более глубоких состояний с остаточной примесью кислорода и более мелких с остаточной примесью водорода косвенно подтверждается результатами исследования фотolumинесценции в GaN [28]. Так, полосы желтой фотolumинесценции, связываются с комплексами атомов кислорода с вакансиями азота, а полосы голубой и ультрафиолетовой (UV) фотolumинесценции, формирующиеся с участием более мелких состояний, с комплексами атомов кислорода и гидrogenизированной вакансии галлия [28]. Это косвенно подтверждается также тем фактом, что UV и голубая фотolumинесценция возгораются при активации Mg-акцепторов в процессе отжига Mg–H-комплексов [29]. В то же время полосы ближкравеой фотolumинесценции связываются с протяженными структурными дефектами [30], что позволяет предположить связь прыжковой проводимости с декорированием протяженных дефектов водородно-кислородными комплексами.

5. Заключение

На основе анализа зависимостей плотности тока и энергетической эффективности от напряжения на p – n -переходе показано, что в светодиодах с квантовыми ямами InGaN/GaN, имеющих напряжения включения $U_{\text{on}} < 2.75 \text{ В}$, в широкой области прямых смещений преобладает туннельный механизм инжекции. Туннелирование электронов по дефектам сквозь ООЗ n -барьера квантовой ямы позволяет снизить инжекционный барьер и дает возможность увеличить энергетическую эффективность светодиодов. Показано, что увеличение туннельной проницаемости инжекционного барьера приводит к сдвигу ВАХ к меньшим напряжениям и увеличивает энергетическую эффективность при малых напряжениях. Ток туннельной инжекции в хвосты состояний в InGaN ограничивается лишь диффузией носителей и быстро растет с прямым смещением p – n -перехода, характеризуясь, как и надбарьерный диффузионно-рекомбинационный ток, малым фактором идеальности ($n < 2$). Высокий фактор идеальности ($n > 2$) наблюдается, лишь когда плотность состояний в хвостах InGaN и туннельная прозрачность барьера ограничивают ток.

Установлена связь между величиной статического туннельного тока утечки и высокочастотной емкостью и активной проводимостью при $U < U_{\text{on}}$. Показано, что экранирование электрического поля носителями, прыгающими по дефектным состояниям сквозь ООЗ, обуславливает медленную стадию диэлектрической релаксации, что приводит к увеличению измеряемой емкости и активной проводимости на переменном токе

с увеличением прямого смещения, а также с увеличением туннельной прозрачности барьера. Установлена корреляция температурных зависимостей квантовой эффективности и высокочастотной емкости, отражающих влияние прыжковой проводимости по дефектным состояниям сквозь ООЗ на эффективность. Туннелирование с участием дефектов связывается предположительно с водородно-кислородными комплексами, декорирующими протяженные структурные дефекты.

Список литературы

- [1] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, S. Nakamura. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 4188 (1996).
- [2] P. Perlin, V. Iota, B.A. Weinstein, P. Wisniewski, T. Suski, P.G. Eliseev, M. Osinski. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2993 (1997).
- [3] Y. Narukawa, Y. Kavakami, S. Fujita, S. Nakamura. *Phys. Rev. B*, **59**, 10 283 (1999).
- [4] Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков, Р.И. Горбунов, А.С. Зубрилов, Ю.С. Леликов, Ф.Е. Латышев, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **44**, 822 (2010).
- [5] Y. Narukawa, M. Ichikawa, D. Sanga, M. Sano, T. Mukai. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**, 354 002 (2010).
- [6] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nagahama, T. Yamada, T. Mukai. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, L1332 (1995).
- [7] T. Mukai, K. Takekava, S. Nakamura. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, L839 (1996).
- [8] Н.И. Бочкарева, Е.А. Жирнов, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, А.В. Клочков, Ю.С. Леликов, Д.А. Лавринович, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **39**, 829 (2005).
- [9] G. Meneghesso, S. Levada, E. Zanoni, S. Podda, G. Mura, M. Vanzi, A. Cavallini, A. Castaldini, S. Du, I. Eliashevich. *Phys. Status Solidi A*, **194**, 389 (2002).
- [10] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, A.V. Govorkov, J. Kim, B. Luo, R. Mehandru, F. Ren, K.P. Lee, S.J. Pearton, A.V. Osinsky, P.E. Norris. *J. Appl. Phys.*, **91**, 5203 (2002).
- [11] J. Hu, L. Yang, L. Kim, M.W. Shin. *Semicond. Sci. Technol.*, **22**, 1249 (2007).
- [12] Н.И. Бочкарева, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, А.В. Клочков, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **40**, 122 (2006).
- [13] H.C. Casey, jr, J. Muth, S. Krishnankutty, J.M. Zavada. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2867 (1996).
- [14] P. Perlin, M. Osinski, P.G. Eliseev, V.A. Smagley, J. Mu, M. Banas, P. Sartori. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1680 (1996).
- [15] В.Е. Кудряшов, А.Н. Туркин, А.Е. Юнович, А.Н. Ковалев, Ф.И. Маняхин. *ФТП*, **33**, 445 (1999).
- [16] C.H. Qiu, C. Hoggatt, W. Melton, M.W. Leksono, J.I. Pankove. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 2712 (1995).
- [17] L. Balagurov, P.J. Chong. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 43 (1996).
- [18] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. (Wiley, N.Y., 1981).
- [19] Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков, Р.И. Горбунов, А.С. Зубрилов, Ф.Е. Латышев, Ю.С. Леликов, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **46**, 1054 (2012).
- [20] D.V. Lang, J.D. Cohen, J.P. Harbison. *Phys. Rev. B*, **25**, 5285 (1982).
- [21] J.D. Cohen, D.V. Lang. *Phys. Rev. B*, **25**, 5321 (1982).
- [22] J.C. Dyre. *J. Appl. Phys.*, **64**, 2456 (1988).
- [23] Don Monroe. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 146 (1985).
- [24] P. Viktorovich, G. Model. *J. Appl. Phys.*, **51**, 4847 (1980).

- [25] R.J. Molnar, T. Lei, T.D. Moustakas. Appl. Phys. Lett., **62**, 72 (1993).
- [26] S. Yamasaki, S. Asami, N. Shibata, M. Koike, K. Manabe, T. Tanaka, H. Amano, I. Akasaki. Appl. Phys. Lett., **66**, 1112 (1995).
- [27] H. Katayama-Yoshida, T. Nishimatsu, T. Yamamoto, N. Orita. J. Phys.: Condens. Matter, **13**, 8901 (2001).
- [28] M. Toth, K. Fleischer, M.R. Phillips. Phys. Rev. B, **59**, 1575 (1999).
- [29] S. Nakamura, G. Fasol. *The Blue Laser Diode: GaN Based Light Emitters and Lasers* (Springer, 1998) p. 343.
- [30] P.P. Paskov, R. Schifano, B. Monemar, T. Paskova, S. Figger, D. Hommel. J. Appl. Phys., **98**, 093 519 (2005).

Редактор Т.А. Полянская

Tunneling injection and energy efficiency of InGaN/GaN light-emitting diodes

N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov*, R.I. Gorbunov, F.E. Latyshev⁺, Y.S. Lelikov, Y.T. Rebane, A.I. Tsyuk, Y.G. Shreter

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

* St. Petersburg State Polytechnical University,
194251 St. Petersburg, Russia

⁺ Fock Institute of Physics,
St. Petersburg State University,
198504 St. Petersburg, Russia

Abstract We present results of the study on the influence of injection barrier tunnel transparency in light-emitting diodes (LEDs) with InGaN/GaN quantum wells on dependences of current, capacitance and quantum efficiency on the $p-n$ -junction voltage and the temperature. It is shown that the electron hopping tunneling via defect states through the space charge region (SCR) is the dominant transport mechanism that allows reducing the injection barriers. It is shown that in the case of high hopping conductivity of the injection barrier the tunnel injection current into the InGaN band-tail states is restricted by the carrier diffusion from the neutral region of n -GaN layer, and is characterized by a near-the-unity diode ideality factor, providing the highest quantum efficiency at the lowest forward voltage. Increase in the hopping conductivity through the SCR with increasing the frequency, the forward bias or the temperature determine the capacitance–voltage characteristics as well as the temperature dependences both the quantum efficiency and the high-frequency capacitance. The larger number of density of InGaN band-tail states and as well as the higher hopping conductivity of injection barriers are required in order to get a high-level tunneling injection and the energy efficiency of power LEDs close to unity.