

Прыжковый транспорт в области объемного заряда p – n -структур с квантовыми ямами InGaN/GaN как источник избыточного $1/f$ шума и потерь эффективности светодиодов

© Н.И. Бочкарева, А.М. Иванов, А.В. Клочков, В.С. Коготков*, Ю.Т. Ребане, М.В. Вирко*, 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

(Получена 10 ноября 2014 г. Принята к печати 11 ноября 2014 г.)

Показано, что в светодиодах с квантовыми ямами InGaN/GaN эффективность излучения и уровень $1/f$ шума коррелируют с изменением дифференциального сопротивления диода при увеличении тока. Анализ результатов показывает, что прыжковый транспорт по состояниям дефектов через n -область объемного заряда приводит к ограничению тока туннельным сопротивлением в области средних токов и шунтированию n -барьера при больших токах. Увеличение среднего числа туннелирующих электронов вызывает подавление токового $1/f$ шума в области средних токов. Сильный рост плотности токового шума при больших токах, $S_I \propto J^3$, связывается с уменьшением среднего числа туннелирующих электронов при уменьшении высоты и ширины n -барьера с ростом прямого смещения. Более быстрый рост туннельно-рекомбинационной утечки тока вдоль протяженных дефектов по сравнению с ростом тока туннельной инжекции приводит к падению эффективности излучения.

1. Введение

Высокая квантовая эффективность в присутствии высокой плотности дислокаций является уникальным свойством светодиодов на основе GaN. Однако при высоких плотностях тока в этих светодиодах наблюдается уменьшение эффективности (efficiency droop effect), что считается серьезным препятствием для расширения их применения в твердотельном освещении. Падение эффективности часто связывают с оже-рекомбинацией, основываясь на анализе сублинейной зависимости интенсивности фотолуминесценции в слоях InGaN от уровня накачки, проведенном в [1] при достаточно грубых допущениях об аномально большом времени жизни, обусловленном рекомбинацией через локальные уровни дефектов, и о применимости приближения плоских зон. Механизм оже-рекомбинации предполагает, что внутренняя квантовая эффективность светодиодов при рабочих токах ограничивается собственными свойствами материала. Альтернативные механизмы связывают эту проблему прежде всего с дефектами материала и дизайном структуры, т.е. со степенью совершенства технологии. Так, в ряде работ падение эффективности объясняется возрастающей конкуренцией безызлучательной рекомбинации на дефектах в результате насыщения состояний в композиционных флуктуациях потенциала в квантовой яме InGaN/GaN [2–6] или замедлением латеральной локализации инжектированных носителей с ростом уровня инжекции [7,8]. Вместе с тем достаточно низкая эффективность часто наблюдается и при малых уровнях инжекции, что естественно связать с утечками тока, которые наблюдаются при допороговых напряжениях, в отсутствие излучения. Возрастание утечек

тока с ростом уровня инжекции может вносить свой вклад в падение квантовой эффективности. Вопрос о механизме, ответственном за токи утечки, остается в литературе спорным. Основные рассматриваемые механизмы связаны с инжекцией электронов из квантовой ямы в p -область [9], перетеканием горячих носителей над квантовой ямой [10] и туннельными утечками носителей по состояниям дефектов в области объемного заряда [11,12].

Ответ на вопрос о механизме утечек тока может дать изучение характерных особенностей вольт-амперных характеристик светодиодов на основе GaN, которые нельзя описать в рамках принятого представления тока через p – n -переход в виде суммы термозмиссионной, рекомбинационной и туннельной компонент. Уже в ранних работах было показано, что туннелирование носителей с участием локализованных состояний дефектов является основным механизмом прохождения тока в GaN-светодиодах [13,14]. В работах [15,16] предложена туннельно-рекомбинационная модель прохождения тока в GaN-светодиодах, предполагающая, что подбарьерное туннелирование носителей доминирует лишь на одной стороне асимметричного p – n -перехода, тогда как на другой его стороне доминирует надбарьерная инжекция. В отличие от туннельно-рекомбинационной модели для неидеальных гетеропереходов [17,18], предполагающей резонансное туннелирование носителей на состояния интерфейса, в модели [15,16] предполагается, что туннелирование носителей происходит посредством туннельных прыжков между дефектными состояниями. Как показано в [19], распределение плотности состояний дефектов в запрещенной зоне n -GaN и p -GaN экспоненциально и может быть аппроксимировано суперпозицией двух урбахов-

[†] E-mail: y.shreter@mail.ioffe.ru

ских хвостов с характеристическими энергиями 20–50 и 180–280 мэВ.

Туннельный (прыжковый) транспорт через область объемного заряда приводит не только к понижению эффективной высоты инжекционного барьера и избыточному стационарному току, но и обуславливает переходные процессы с широким спектром времен релаксации [15], определяет динамический отклик p – n -структуры, в частности, избыточную емкость, ее зависимость от напряжения, а также отрицательную емкость (индуктивность) при небольших прямых токах [20].

Наличие широкого спектра времен релаксации, связанного с тунелированием по состояниям дефектов в области объемного заряда, должно отражаться в спектре и уровне шума светодиодов. В этой работе мы используем измерения низкочастотного шума светодиодов на основе GaN с целью идентифицировать механизм формирования шума в p – n -светодиодных структурах с квантовыми ямами InGaN/GaN, а также проанализировать особенности механизмов прохождения тока и падения эффективности излучательной рекомбинации в этих диодах с ростом плотности тока.

2. Эксперимент

В работе представлены результаты, полученные на коммерческих светодиодах с номинальными токами $J = 20$ мА (реальная площадь диодов $S \approx 10^{-3}$ см²) и пиковой энергией излучения активной области $h\nu_p = 2.65$ эВ. Для детальных исследований были выбраны 5 светодиодов, максимальная эффективность которых отличалась более чем на порядок. Диоды обозначены в статье в порядке уменьшения эффективности, как диоды А, В, С, D и E, максимальная эффективность диодов, нормированная на эффективность светодиода А, принятую равной $\eta_p = 100\%$, составляет 56, 37, 17 и 6% соответственно. Максимальное уменьшение квантовой эффективности с увеличением плотности тока в диапазоне плотностей тока $j = 1\text{--}20$ А·см^{−2} наблюдалось в диоде А и составило 27%.

Максимальная внешняя квантовая эффективность диода А фирмы Nichia (NSPB-500S) наблюдается при токе $J_{\max} = 0.5$ мА ($j_{\max} = 0.5$ А/см²) и составляет 26% при 77 К и 15% при 300 К. Внешняя квантовая эффективность диодов В, С, D и E составляет 8.4, 5.6, 2.6 и 0.9% соответственно. Учитывая, что во всех исследованных диодах А–Е не принято мер для увеличения эффективности экстракции света η_{extr} , и принимая $\eta_{\text{extr}} \approx 25\%$ [12], получаем в качестве оценки для внутренней квантовой эффективности диода А $\eta_{\text{int}} \approx 60\%$ [12] и диодов В, С, D и E — 36, 22, 10 и 3% соответственно.

Измерения статических вольт-амперных характеристик проведены с помощью Keithley 238. Измерения интенсивности излучения и внешней квантовой эффективности проводились с помощью интегрирующей сферы и калиброванного Si-фотодиода.

Измерения низкочастотного шума были проведены в полосе частот 10 Гц–8 кГц. Измерялись флуктуации тока δJ_{meas} , возникающие при пропускании постоянного прямого тока через светодиод. Флуктуации напряжения на нагрузочном сопротивлении $R_L = 100$ Ом оцифровывались измерительным аналого-цифровым преобразователем с собственным уровнем шумов 1 мкВ в полосе частот 8 кГц. При измерениях записывались 2 млн выборок с частотой дискретизации 16 кГц в каждой точке по постоянному току и осуществлялась обработка данных программой с использованием быстрого преобразования Фурье. Флуктуации тока короткого замыкания вычислялись как $\delta J = \delta J_{\text{meas}}(1 + R_L/r_d)$, где r_d — дифференциальное сопротивление светодиода. По тем же данным рассчитывалась спектральная плотность шума.

3. Результаты эксперимента

На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики исследуемых светодиодов $J(U)$, а также полученные из них зависимости тока от напряжения на p – n -переходе $U_j = U - J \cdot r_s$. Последовательное сопротивление оценивалось из линейной области J – U -характеристик и составило в диодах А, В и D $r_s = 20$ Ом, в диодах С и E $r_s = 26.7$ Ом. Кривые $\log J(U_j)$ имеют двухступенчатую S-образную форму и могут быть аппроксимированы экспоненциальной функцией $J \propto \exp(qU_j/n_jkT)$, где $n_j(U_j)$ — фактор идеальности, kT — тепловая энергия, q — элементарный заряд.

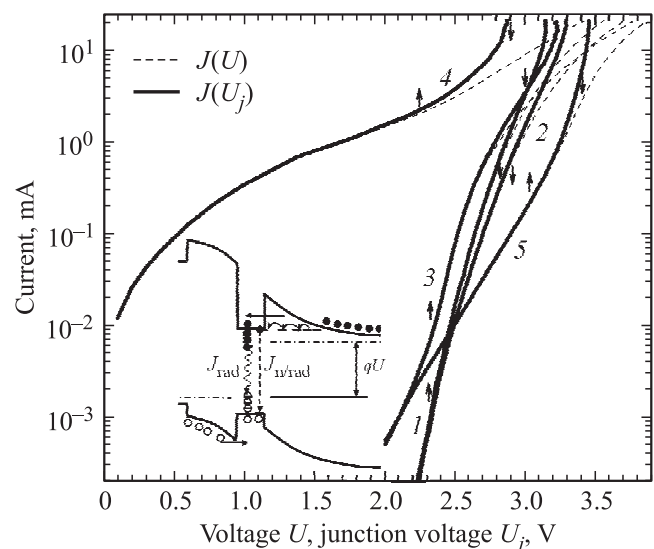


Рис. 1. Зависимости прямого тока от приложенного напряжения $J(U)$ и от прямого смещения p – n -перехода $J(U_j)$ для GaN-светодиодов А (1), В (2), С (3), D (4) и E (5). Стрелками вверх на кривых $J(U_j)$ отмечены пороговые токи J_{th} при напряжении U_{th} , стрелками вниз отмечены токи J_{max} , при которых квантовая эффективность диода максимальна. Вставка иллюстрирует туннельно-рекомбинационный механизм протекания тока в p – n -структуре светодиода.

Обращает на себя внимание большой разброс величины напряжения на p - n -переходе при рабочем токе $J = 20$ мА у исследованных диодов, достигающий 0.55 В. Напряжение U_j соответствовало напряжению плоских зон, близкому к $E_{g,\text{GaN}}/q = 3.42$ В, лишь у неэффективного диода E , в то время как у другого неэффективного диода D оно составило $U_j = 2.87$ В, что близко к величине $E_{g,\text{InGaN}}/q = 2.89$ В, а у наиболее эффективного диода A $U_j = 3.15$ В. Здесь $E_{g,\text{GaN}}$ и $E_{g,\text{InGaN}}$ — ширина запрещенной зоны в GaN и в квантовой яме InGaN/GaN соответственно.

Во всех диодах при пороговом напряжении излучения света U_{th} наблюдается ток туннельной утечки (пороговый ток J_{th}) — наименьший, 0.8 мкА при $U_{\text{th}} = 2.32$ В, в диодах A ($\eta_p = 1$) и B ($\eta_p = 0.56$); равный 4 мкА при $U_{\text{th}} = 2.35$ В в диоде C ($\eta_p = 0.37$); достигающий 0.3 мА

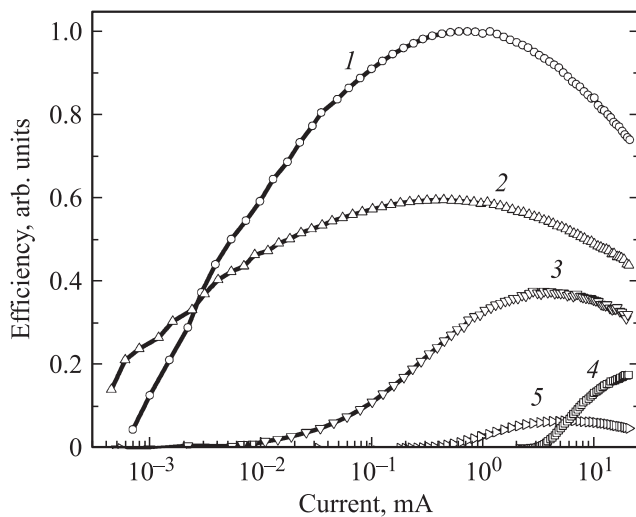


Рис. 2. Зависимости квантовой эффективности электролюминесценции от тока для диодов A (1), B (2), C (3), D (4) и E (5).

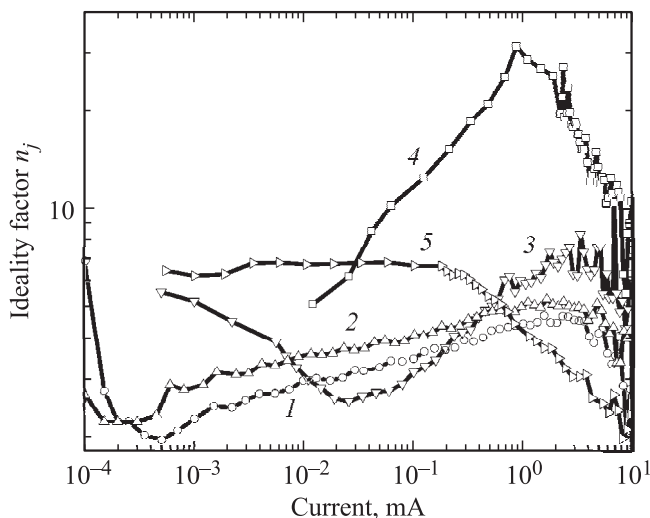


Рис. 3. Зависимости фактора идеальности $J(U_j)$ -характеристик от тока для диодов A (1), B (2), C (3), D (4) и E (5).

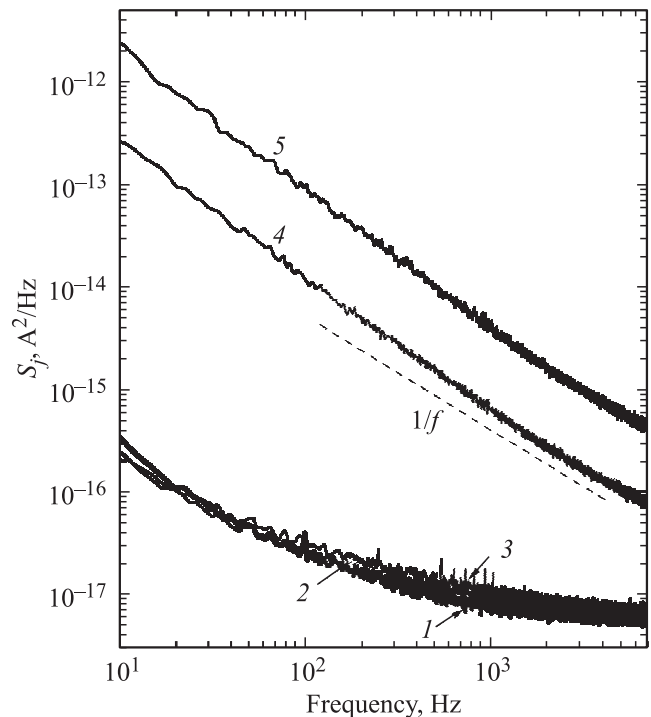


Рис. 4. Спектральная плотность токового шума как функция частоты в диодах A (1), B (2), E (3), C (4) и D (5) при прямом токе $J = 20$ мА.

при $U_{\text{th}} = 3.02$ В в диоде E ($\eta_p = 0.06$), и наибольший, 2 мА при $U_{\text{th}} = 2.26$ В, в диоде D ($\eta_p = 0.17$).

На рис. 2 и 3 представлены токовые зависимости квантовой эффективности $\eta(J)$ и фактора идеальности $n_j(J)$, полученные из кривых $\log J(U_j)$. Как видно из рис. 1 и 2, в диодах A и B при $U > U_{\text{th}}$ наблюдается быстрый рост тока с напряжением ($n_j \approx 2$) и эффективность быстро растет с увеличением тока, причем рост эффективности начинается уже при $J = 1$ мкА. С увеличением напряжения крутизна ВАХ уменьшается. В области средних токов, где $n_j \approx 5$, рост эффективности с током замедляется. Эффективность достигает максимума при пиковом токе J_{max} , равном 0.8 и 0.5 мА в диодах A и B соответственно. Эффективность начинает падать, когда крутизна кривых $J-U_j$ вновь увеличивается. При $J > 10$ мА фактор идеальности снова уменьшается до $n_j < 2$ (рис. 3). Подобную закономерность можно отметить и для диода C . В диодах D и E рост интенсивности и эффективности излучения начинается также при увеличении крутизны кривых $\log J-U_j$.

На рис. 4 представлены частотные спектры плотности токового шума S_J исследованных светодиодов, измеренные при различных токах. В частотном диапазоне $10 \text{ Гц} < f < 8 \text{ кГц}$ спектры имеют форму, близкую к $S_J \propto 1/f$, что позволяет считать $1/f$ шум основным источником шума. Однако в области частот $10\text{--}100$ Гц наблюдается более сильный рост шума с понижением частоты $S_J \propto 1/f^{1+s}$, $s \leq 0.3$.

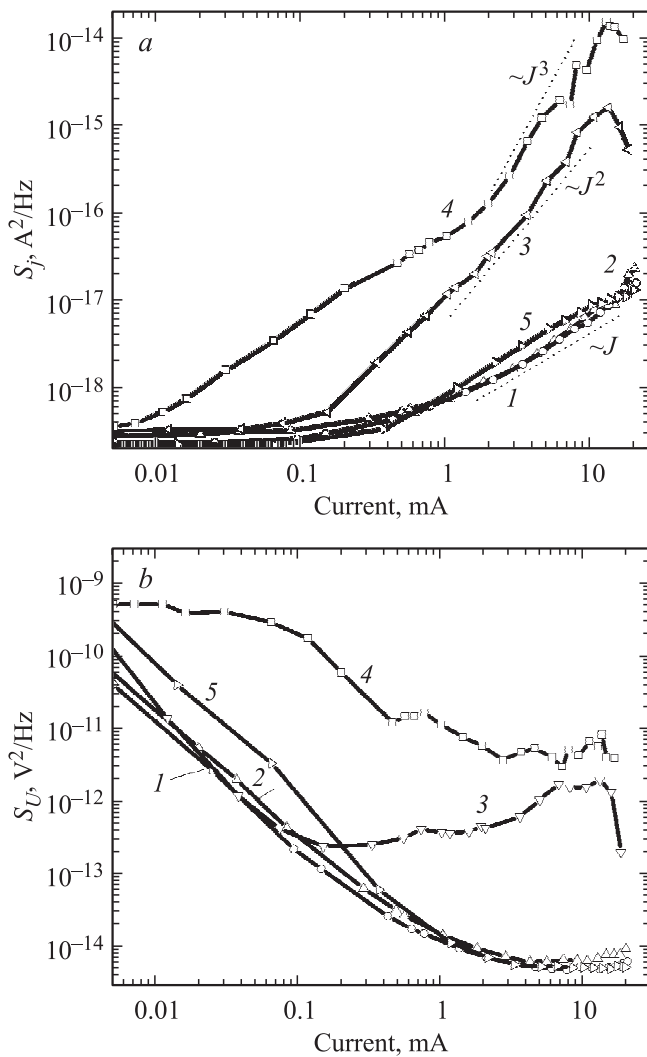


Рис. 5. Зависимости спектральной плотности токового шума (а) и плотности флуктуаций напряжения (б) от тока для диодов А (1), В (2), С (3), D (4) и Е (5).

На рис. 5, а представлены результаты измерений плотности токового шума S_J как функции тока в исследуемых диодах. Как видно из рис. 5, а, у эффективных диодов А и В наблюдаются примерно одинаковые флуктуации тока, но менее эффективные диоды С, D и Е демонстрируют существенное различие как в величине флуктуаций тока, так и в характере их увеличения с ростом прямого тока. В диоде D наблюдается резкое возрастание флуктуаций тока уже при малом токе $J = 0.02$ мА, тогда как в диоде С флуктуации тока резко возрастают лишь при токе $J = 0.2$ мА. В то же время в диодах А и В с высокой эффективностью и диоде Е с наименьшей эффективностью токовые флуктуации нарастают с увеличением тока слабее и их уровень при токе 1 мА примерно тот же, что и в диоде С при токе 0.1 мА, а в диоде D при 0.01 мА.

Как видно из рис. 5, а, рост токового шума в диодах А, В, Е с увеличением тока близок к линейному $S_J \propto J$

для тока $20 > J > 0.2$ мА. В области токов $J < 1$ мА в диоде D S_J также растет с током линейно, а в диоде С — сверхлинейно. При дальнейшем росте тока после переходной области при токах $J = 1-3$ мА в диодах С и D наблюдается зависимость, близкая к $S_J \propto J^3$.

Плотность флуктуаций напряжения S_U в зависимости от тока, полученная из токового шума, используя $S_U = S_J \cdot r_d^2$, представлена на рис. 5, б; $r_d = dU/dJ$ — дифференциальное сопротивление диода, полученное из статических вольт-амперных характеристик $J(U)$. В диодах А, В и Е с увеличением тока в диапазоне $2 > J > 0.2$ мА наблюдается зависимость $S_U(U)$, близкая к $S_U \sim J^{-1}$, при $20 > J > 2$ мА S_U слабо зависит от тока; в диодах С и D участок слабой зависимости $S_U(U)$ смещается в область низких токов.

4. Обсуждение результатов

4.1. Прыжковый транспорт в области объемного заряда и эффективность

4.1.1. Туннельно-рекомбинационная модель протекания тока через $p-n$ -переход.

Низкие пороговые и рабочие напряжения диодов А–D свидетельствуют о туннельной инжекции по крайней мере через один из барьеров к квантовой яме. Предположительно, туннелирование с участием дефектных состояний является доминирующим механизмом электронного тока, тогда как в токе через p -барьер доминирует надбарьерная инжекция дырок [8]. Приложенное прямое напряжение распределяется между n - и p -барьерами так, чтобы обеспечить равенство потоков электронов и дырок. Полный ток через $p-n$ -переход может контролироваться надбарьерным дырочным током $J_p \propto \exp(qU_p/kT)$ или подбарьерным туннельным электронным током $J_n \propto \exp(qU_n/n_{jn}kT)$ (n_{jn} — фактор идеальности характеристики $J_n(U_n)$, U_n и U_p — падения напряжения на n - и p -барьерах, $U_n + U_p = U_j$). Соответственно фактор идеальности $J(U_j)$ -характеристики $n_j(U_j)$ может изменяться в пределах от 1 до n_{jn} при увеличении напряжения и изменении механизма, контролирующего полный ток.

Анализ вольт-амперных характеристик приводит к следующей туннельно-рекомбинационной модели протекания тока через $p-n$ -структуру диода.

В области малых токов ($J \leq J_{th}$) ток утечки через $p-n$ -переход, подобно избыточному току в туннельных диодах, обусловлен туннельным током электронов из n -области в изоэнергетические состояния дефектов в p -барьере с последующей рекомбинацией со свободными дырками в p -области [13–15]. В этой области токов полный ток контролируется плотностью свободных дырок в p -области обедненного слоя и основная часть приложенного напряжения падает на p -барьере. Надбарьерный дырочный ток $J_p \sim \exp(qU_p/kT)$ быстро

растет с напряжением U_j , и дифференциальное сопротивление p -барьера $r_p = kT/qJ$ быстро падает, что отражается в уменьшении фактора идеальности $n_j(U_j)$ с ростом тока (рис. 1 и 3). Соответственно, по мере того как растет напряжение U_j , электроны, туннелирующие по состояниям дефектов, рекомбинируют с дырками все ближе к активной области. При пороговом напряжении разность квазиуровней Ферми достигает красной границы спектра излучения активной области $h\nu_{\min} = 2.3$ эВ, что указывает на туннельную инжекцию носителей в хвосты состояний квантовой ямы InGaN/GaN [21]. При $U \geq U_{th}$ носители рекомбинируют излучательно и безызлучательно в активной области (см. вставку к рис. 1).

В области средних токов ($J_{\max} > J > J_{th}$), на крутом участке кривых $\log J(U_j)$, туннельное сопротивление n -барьера начинает постепенно ограничивать ток. Это отражается в уменьшении наклона кривых $\log J(U_j)$ и увеличении фактора идеальности $n_j(U_j)$ с ростом тока (рис. 3). Так как с увеличением энергии туннельная прозрачность n -барьера растет, а плотность свободных электронов уменьшается, при увеличении прямого смещения основной поток электронов туннелирует по изоэнергетическим линиям выше электронного квазиуровня Ферми и все ближе к вершине n -барьера. Электронный квазиуровень Ферми перемещается ближе к зоне проводимости и поток электронов, втекающих в n -область объемного заряда по состояниям дефектов, экспоненциально распределенным в запрещенной зоне n -GaN, увеличивается. Так как плотность изоэнергетических состояний уменьшается при приближении к активной области и расстояние между ними увеличивается, это приводит к накоплению электронов на состояниях дефектов в глубине обедненной n -области.

В области больших токов ($J > J_{\max}$) электроны туннелируют через барьер, обусловленный разрывом в зоне проводимости на границе InGaN/GaN. С ростом напряжения носители накапливаются все ближе к активной области, туннельное сопротивление постепенно падает и шунтирует обедненную n -область перехода, что приводит к увеличению доли напряжения U_j на p -барьере. Соответственно на кривых $\log J(U_j)$ наблюдается второй крутой участок при больших токах и резкое уменьшение фактора идеальности n_j .

Интересно отметить, что подобные S-образные вольт-амперные характеристики с двумя крутыми участками наблюдались ранее в прямосмещенных $p^{++}-n^{+}$ -переходах в сильно легированном Si [22], где сильное увеличение тока при малых смещениях также связывалось с туннелированием по локализованным состояниям дефектов, но S-образность I – V -кривых не нашла объяснения.

В диода C и D , эффективность которых достигает максимума лишь при токах $J > 5$ мА, ток туннельной утечки вносит основной вклад в протекающий через p – n -структуру полный ток и характер кривой $\log J(U_j)$ в большой степени отражает поведение нелинейной утечки тока с низким туннельным сопротивлением при

прямом смещении p – n -перехода (рис. 1, кривая 3). В диоде E с высоким туннельным сопротивлением быстрый рост тока утечки с ростом прямого смещения происходит лишь вблизи $U = U_{th} \approx E_{g, \text{InGaN}}/q \approx 2.9$ – 3 В, когда носители инжектируются в квантовую яму.

Таким образом, можно заключить, что в рамках предлагаемой туннельно-рекомбинационной модели двухступенчатый рост тока при прямом смещении p – n -перехода в GaN-светодиодах обусловлен приближением туннельно-прозрачной области объемного заряда к квантовой яме с двух сторон перехода. Быстрый рост тока вблизи порогового напряжения вызван ростом плотности дырок, рекомбинирующих с электронами в активной области. Быстрый рост тока при $J > J_{\max}$ вызван увеличением туннельной прозрачности n -барьера при прямом смещении и его шунтированием проводимостью по мелким состояниям экспоненциальных хвостов в квантовой яме.

4.1.2. Падение эффективности светодиода в результате увеличения утечек вдоль протяженных дефектов

При высокой туннельной прозрачности n -барьера (диоды A , C и D) напряжение U_p и соответственно плотность дырок в квантовой яме в локальных участках утечек тока растет с увеличением напряжения быстрее, чем в бездефектных участках. Быстрый рост тока вблизи порогового напряжения обусловлен в основном быстрым ростом тока утечки. Постепенное уменьшение крутизны кривых $\log J(U_j)$ также связано с ограничением тока утечки локальным туннельным сопротивлением. Ток туннельной инжекции в хвосты плотности состояний квантовой ямы ограничивается при $U \geq U_{th}$ лишь плотностью электронов и дырок. В результате компонента тока, обусловленная излучательной рекомбинацией $J_{\text{rad}} \propto \exp(qU_j/kT)$, растет с напряжением U_j быстрее, чем туннельно-рекомбинационная утечка тока $J_{n/\text{rad}} \propto \exp(qU_j/n_jkT)$, и эффективность излучения быстро увеличивается с ростом тока. В области средних токов рост эффективности с током замедляется, так как ток в бездефектных участках структуры также начинает ограничиваться локальным туннельным сопротивлением n -барьера.

Меньшая крутизна кривых $\log J(U_j)$ в области средних токов в диодах B и E по сравнению с диодами A и C указывает на уменьшение туннельной прозрачности n -барьера в диодах B и E . Туннельное сопротивление n -барьера контролирует полный ток и в локальных участках утечки ток выше, чем в бездефектных участках, где туннельная инжекция ослаблена. В результате максимальная эффективность в диодах B и E меньше, чем в диодах A и C .

При увеличении напряжения в области больших токов носители заполняют состояния на границе с квантовой ямой и прыжковая проводимость в дефектных участках

шунтирует локальный n -барьер. Эффективность начинает падать, когда при уменьшении высоты и ширины n -барьера все больше уменьшается его туннельное сопротивление.

В GaN точечные дефекты аккумулируются в поле упругих напряжений ядер дислокаций [23], и наиболее вероятно, что локальные утечки тока происходят вдоль дислокаций, границ зерен и других протяженных дефектов. Точечными дефектами, ответственными за прыжковый транспорт, как показало исследование температурных зависимостей эффективности и емкости в работах [24,25], по-видимому являются вакансионные кислород- и водородсодержащие комплексы.

В низкоэффективных диодах D , C , E с повышенным током утечки при $U_j = U_{th}$ и соответственно высокой локальной прыжковой проводимостью n -барьера в дефектных участках максимальная эффективность наблюдается в области больших токов ($J = 4\text{--}10\text{ мА}$), на крутом участке кривой $\log J(U_j)$, когда туннельное сопротивление n -барьера понижается, обеспечивая туннельную инжекцию и рост эффективности.

В более эффективных диодах A , B с низким током утечки при $U_j = U_{th}$ туннельная инжекция эффективна уже при малых токах, обеспечивая более быстрый рост эффективности с током. Эффективность максимальна в области средних токов ($J = 0.4\text{--}0.8\text{ мА}$) и начинает падать на крутом участке кривой $\log J(U_j)$ в результате более быстрого падения туннельного сопротивления в дефектных участках.

Как видно из рис. 1, эффективность начинает падать, когда напряжение на p – n -переходе близко к $E_{g,\text{InGaN}}/q = 2.89\text{ В}$, и электроны туннелируют по изоэнергетическим линиям, близким к дну зоны проводимости в квантовой яме. Инжектированные электроны обладают слишком низкой энергией, что исключает инжекцию электронов в p -область или перетекание горячих электронов над квантовой ямой, предлагаемых в [9,10] в качестве механизмов падения эффективности.

4.2. Прыжковый транспорт в области объемного заряда как источник избыточного $1/f$ шума

Полученные результаты предполагают два основных источника шума в GaN-светодиодах: 1) шум, связанный с рекомбинацией электронов и дырок, инжектированных в активную область p – n -структуры, и 2) шум, обусловленный флуктуациями туннельного сопротивления n -области объемного заряда.

Сильный шум прыжковой проводимости в полупроводниках обусловлен флуктуациями числа электронов на критической „сетке сопротивлений“, перколяционном кластере, определяющем проводимость между противоположными гранями решетки. Медленный обмен электронами между перколяционным кластером и мелкими изолированными кластерами вызывает перколяционные эффекты и $1/f$ шум [26,27].

При туннелировании в n -области объемного заряда по состояниям экспоненциальных хвостов плотность изоэнергетических состояний убывает по мере удаления от границы с нейтральной n -областью. Соответственно прыжковая проводимость у границы с нейтральной областью максимальна, а у границы с активной областью минимальна и определяет сквозную проводимость. По мере увеличения прямого смещения и приближения электронного квазиуровня Ферми к дну зоны проводимости в n -GaN область с высокой прыжковой проводимостью приближается к активной области, а ширина области с низкой проводимостью w_{hop} сужается, плотность носителей в ней растет и сквозная проводимость быстро растет с напряжением. Увеличение прыжковой проводимости через обедненную область с ростом тока должно влиять и на токовую зависимость $1/f$ шума.

Спектральная плотность токового $1/f$ шума согласно формуле Хоуге [28]:

$$S_J = \frac{\alpha}{f\bar{N}} J^2, \quad (1)$$

где α — постоянная Хоуге, \bar{N} — среднее число электронов, принимающих участие в проводимости.

В области средних токов ($J_{max} > J > J_{th}$) при увеличении напряжения U_n плотность электронов n_c на границе с активной областью быстро растет, соответственно растет и среднее число электронов, принимающих участие в сквозной проводимости через область объемного заряда, $\bar{N} = n_c w_{hop}$. Так как $n_j(J) > 2$, ток через переход ограничивает туннельное сопротивление $r_{hop} = w_{hop}^2 / (q\mu\bar{N})$, где μ — эффективная подвижность. Отсюда $\bar{N} = w_{hop}^2 / (q\mu r_{hop})$. Аппроксимируя ток через p – n -структуру функцией $J = J_0 \exp(qU_j/n_j kT)$, получаем для дифференциального сопротивления перехода $r_j = dU_j/dJ = n_j(J)kT/qJ$. В области средних токов можно пренебречь изменением w_{hop} и считать, что $r_j \approx r_{hop}$, $\bar{N} \propto n_c$, $\bar{N} \propto 1/r_{hop}$ и равна $\bar{N} = w_{hop}^2 J / (n_j(J)\mu kT)$. Учитывая, что $w_{hop}^2 / \mu kT = \tau_{hop}/q$ (τ_{hop} — характерное время туннелирования при $U_n = kT/q$), получаем из (1) для S_J :

$$S_J = \frac{\alpha q}{f\tau_{hop}} n_j(J) J. \quad (2)$$

В области средних токов фактор идеальности $n_j(J)$ растет с увеличением тока (рис. 3), так как электроны туннелируют все ближе к вершине барьера и высота эффективного инжекционного барьера растет. Концентрация электронов, рекомбинирующих с дырками в активной области, растет с ростом тока медленней, чем при $n_j = \text{const}$. Соответственно уровень шума сверхлинейно растет с током и токовая зависимость уровня шума определяется токовой зависимостью фактора идеальности. В случае $n_j = \text{const}$, $r_j \propto 1/J$ и $S_J \propto J$. При $r_j = \text{const}$ $\bar{N} = \text{const}$ и $S_J \propto J^2$. В случае $n_j = n_0 J^m$ в некоторой области токов $S_J \propto n_0 J^{1+m}$.

В случае $n_j = 1$ ток ограничивается скоростью рекомбинации в активной области и для токового шума имеем $S_J = \alpha q J / \tau f$, где $\tau \ll \tau_{\text{hop}}$ — рекомбинационное время жизни.

Учитывая, что $r_d = r_j + r_s$, получим для измеряемого токового шума $S_{J,\text{meas}} = S_J(r_j/r_d)^2$:

$$S_{J,\text{meas}} = \frac{\alpha q}{f \tau_{\text{hop}}} n_j(J) J \frac{r_j^2(J)}{r_d^2(J)}. \quad (3)$$

Спектральная плотность флуктуаций напряжения, рассчитанная из токового шума, используя $S_U = S_J r_j^2$, равна:

$$S_U = \frac{\alpha q}{f \tau_{\text{hop}}} \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \frac{n_j^3(J)}{J}. \quad (4)$$

Таким образом, рост фактора идеальности в области средних токов приводит к сверхлинейному росту токового шума диода и замедлению падения шума напряжения с ростом тока.

В области больших токов ($J > J_{\text{max}}$) туннельное сопротивление n -барьера уменьшается с ростом тока по мере того, как туннелирующие электроны накапливаются все ближе к границе квантовой ямы и динамический отклик меняется с емкостного на индуктивный [20]. Фактор идеальности $n_j(J)$ при этом уменьшается с ростом тока, что, согласно (2) и (4), должно приводить к сублинейному росту токового шума и более быстрому падению шума напряжения. Таким образом, увеличение крутизны $J(U_j)$ -характеристики в результате быстрого роста плотности инжектированных электронов и дырок должно приводить к подавлению шума вплоть до снижения уровня шума с ростом тока.

При дальнейшем росте тока w_{hop} уменьшается и эффективный объем, в котором электроны модулируют ток сквозь n -барьер, уменьшается с ростом тока, что должно приводить к сильному росту шума. Считая, что $n_c \approx \text{const}$ и $\bar{N} = n_c w_{\text{hop}}$ уменьшается с ростом тока в результате уменьшения w_{hop} и соответственно уменьшения туннельного сопротивления, так что $\bar{N} \propto w_{\text{hop}}$ и $\bar{N} \propto r_{\text{hop}} \approx r_j$, получаем, что $\bar{N} = \mu n_c^2 k T n_j(J) / J$.

В области больших токов получаем для плотности токового шума:

$$S_J = \frac{\alpha}{f} \frac{1}{\mu n_c^2 k T} n_j^{-1}(J) J^3. \quad (5)$$

Учитывая, что $S_U = S_J r_j^2$, получаем для спектральной плотности флуктуаций напряжения в области больших токов:

$$S_U = \frac{\alpha}{f} \frac{kT}{\mu q^2 n_c^2} n_j(J) J. \quad (6)$$

В диоде C в области токов $J = 0.1$ – 1 мА, где $r_j/r_d = 1$, $n_j \sim J^{0.45}$ (рис. 3, кривая 3), токовый шум растет как $S_{J,\text{meas}} \approx S_J \propto J^{1.45}$ (рис. 5, a , кривая 3), что соответствует (2). В области токов $J > 3$ мА $n_j \sim J^{-0.3}$, что дает в соответствии с (5) $S_J \propto J^{3.3}$, а с учетом, что $r_j/r_d \propto J^{-0.2}$, объясняет близкую к кубической

токовую зависимость плотности шума $S_{J,\text{meas}} \propto J^3$, наблюдающуюся в диоде C . Уменьшение $S_{J,\text{meas}}$ при токе $J > 10$ мА, связано с резким уменьшением отношения $r_j/r_d = r_j/r_s$. Шум напряжения в области токов $J = 0.1$ – 1 мА, где $r_j \propto J^{-1}$, с ростом тока слабо растет $S_U \propto J^{0.3}$ (рис. 5, b , кривая 3), а затем в области токов $J > 3$ мА растет более сильно в соответствии с (6) при $n_j \propto J^{-0.3}$.

В диоде D в области токов $J = 0.03$ – 0.3 мА $n_j \propto J^{0.2}$ (рис. 3, кривая 4), токовый шум почти линейно растет, а шум напряжения слабо падает с ростом тока (рис. 5, a и b , кривые 4), что соответствует (2) и (4). В области токов $J > 1$ мА, после переходной области, где $n_j(J)$ проходит через максимум и начинает падать, обуславливая сублинейный рост S_J и падение S_U в соответствии с (2) и (4), токовый шум, как и в диоде C , растет с током кубически.

В диодах A и B фактор идеальности в области токов $J = 0.4$ – 8 мА изменяется слабо, составляя $n_j \approx 4$ (рис. 3, кривые 1 и 2), что в соответствии с (2) и (4) объясняет близкий к линейному рост токового шума и уменьшение шума напряжения $S_U \propto 1/J$ с током (рис. 5, a и b , кривые 1 и 2). Небольшое подавление роста шума в области токов $J \approx 10$ мА связано с падением фактора идеальности при $J > 3$ мА. Переход к зависимостям $S_J \propto J^3$ и $S_U \propto J$ наблюдается лишь при токах, близких к рабочим ($J \approx 20$ мА).

В низкоэффективном диоде E с малым током утечки, в области токов $J < 0.4$ мА $n_j = 7$ (рис. 3, кривая 5), в области токов 1 – 10 мА $n_j \propto J^{-0.3}$ и $S_J \propto J^{0.7}$ (рис. 5, a , кривая 5) в соответствии с (2). При больших токах шум демпфируется, как и в диодах A и B .

Таким образом, токовые зависимости плотности шума для исследованных диодов обусловлены шумом туннельного сопротивления n -области обедненного слоя. Избыточным шумом, обусловленным прыжковой проводимостью в области объемного заряда, можно объяснить и сильное возрастание $1/f$ шума с ростом тока ($S_J(J) \sim J^2$ и $S_J(J) \sim J^4$), наблюдавшееся ранее в GaN -светодиодах [29,30] и связываемое в этих работах с шумом контактов.

Используя соотношение $S_J = \alpha q J / \tau f$ для плотности токового шума в эффективных диодах A и B , для которых $n_j \approx 1$ при $J = 20$ мА (рис. 3, кривые 1 и 2), принимая $\tau = 10^{-9}$ с и учитывая, что $S_J = 2.3 \cdot 10^{-16}$ А²/Гц при $f = 10$ Гц (рис. 4, кривая 1), мы получаем для постоянной Хоуге $\alpha = S_J \tau f / q J = 8 \cdot 10^{-4}$. Такое же малое значение для постоянной Хоуге наблюдается и в неэффективном диоде E , в котором также $n_j \approx 1$ при $J = 20$ мА, но ток определяется практически полностью безызлучательной рекомбинацией в активной области. Отметим, что для диода D , в котором $S_J \propto J$ при $J = 0.04$ мА и $S_J = 10^{-16}$ А²/Гц, записав (2) в виде $S_J = \alpha_{\text{meas}} q J / \tau f$, где $\alpha_{\text{meas}} = \alpha \tau n_j / \tau_{\text{hop}}$, получаем $\alpha_{\text{meas}} = 0.15$.

Равный уровень шума высокоэффективных диодов A , B и низкоэффективного диода E связан, согласно (2), с малым фактором идеальности $n(J)$ в области токов $J = 0.1\text{--}20\text{ мА}$ и низких прямых смещений в диодах A , B , и больших прямых смещений в диоде E . При этом высокая туннельная прозрачность n -барьера в диодах A , B обеспечивает туннельную инжекцию, а в диоде E обуславливает туннельную утечку.

В диодах A , B низкое пороговое напряжение $U_{th} = 2.32\text{ В}$ и малый пороговый ток $J_{th} = 0.8\text{ мкА}$, туннельная утечка при $U_j < U_{th}$ также мала. Большая крутизна $J(U_j)$ -характеристик свидетельствует о высокой туннельной прозрачности n -барьера. Туннельная инжекция электронов через n -барьер обеспечивает высокую квантовую эффективность при малом уровне шума.

В диоде E пороговое напряжение $U_{th} = 3.02\text{ В}$ на 0.7 В больше, чем в диодах A , B , и лишь на 0.4 В меньше напряжения плоских зон; пороговый ток также очень высок и обусловлен большим током утечки $J_{th} = J_{leak} = 0.3\text{ мА}$. Медленный по сравнению с диодом C рост тока утечки при низких смещениях $U_j < U_{th}$ свидетельствует о малой туннельной прозрачности n -барьера. Туннельная прозрачность n -барьера становится высокой лишь при больших смещениях в результате сужения n -барьера. Рост туннельной утечки через n -барьер при $U_j > U_{th}$ приводит к низкой эффективности при малом уровне шума.

О неоднозначном характере связи между уровнем шума и эффективностью GaN-светодиодов свидетельствуют и опубликованные в [29,30] экспериментальные результаты: равенство оптического шума высокоэффективных и низкоэффективных светодиодов [30], отсутствие корреляции между эффективностью и уровнем токового шума диодов одного поколения [30], равный уровень шума исходных и деградировавших при рабочем токе светодиодов [29]. Эти факты могут найти объяснение в рамках предложенной в данной работе модели шума.

Нами также наблюдалось уменьшение плотности токового шума с ростом тока в диодах с линейной туннельной утечкой при допороговых напряжениях, сопровождающейся резким ростом интенсивности излучения, и тока при пороговом напряжении, связанное, согласно (2), с резким уменьшением фактора идеальности. С резким уменьшением фактора идеальности может быть связано и падение уровня шума с ростом тока, наблюдавшееся в низкоэффективных светодиодах ($\eta \leq 1$) в [30].

Таким образом, уровень шума GaN-светодиода может не отражать структурное совершенство материала и эффективность светодиода, вместе с тем уровень шума может быть чувствительным индикатором надежности светодиода.

5. Заключение

Проведенное выше качественное рассмотрение прыжковой проводимости сквозь область объемного заряда

как источника избыточного шума позволяет уточнить представления о механизме транспорта и причине снижения квантовой эффективности с ростом тока в GaN-светодиодах.

Прыжковая проводимость сквозь часть n -области объемного заряда, граничащую с квантовой ямой $g_{hop}(U_j)$ (см. вставку к рис. 1), понижая инжекционный n -барьер и внося последовательное туннельное сопротивление для электронного тока, управляет, как затвор, током p - n -перехода $J(U_j)$, а флуктуации прыжковой проводимости вызывают флуктуации тока. Это приводит к двухступенчатому росту как тока, обусловленного излучательной рекомбинацией носителей в активной области, так и тока туннельной утечки, а также определяет токовые зависимости токового шума.

На первом крутом участке вольт-амперной характеристики p - n -перехода $J(U_j)$ прыжковая проводимость „затвора“ $g_{hop}(U_j)$ не ограничивает электронного тока и эффективность быстро растет. При увеличении прямого смещения $g_{hop}(U_j)$ растет, так как электроны туннелируют все ближе к вершине n -барьера, где плотность дефектных состояний экспоненциально повышается, но растет слабее, чем поток термоактивированных электронов. Это ограничивает рост электронного тока и приводит к уменьшению крутизны $J(U_j)$ -характеристики и увеличению токового шума.

На втором крутом участке вольт-амперной характеристики $J(U_j)$ прыжковая проводимость $g_{hop}(U_j)$ увеличивается в результате роста плотности дефектных состояний, контролирующей проводимость, и сужения области, ограничивающей поток электронов. Это приводит к мягкому туннельному проколу n -барьера. В режиме туннельного прокола, чем меньше сильно шумящее туннельное сопротивление $r_{hop}(U_j)$ ограничивает прохождение тока, тем больше крутизна характеристики $J(U_j)$ и тем выше плотность токового шума в результате уменьшения числа электронов, контролирующей проводимость. Мягкий туннельный прокол n -барьера приводит к преимущественному росту тока туннельной утечки и уменьшению эффективности.

Список литературы

- [1] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames, Appl. Phys. Lett., **91**, 141 101 (2007).
- [2] T. Mukai, M. Yamada, S. Nakamura. Jpn. J. Appl. Phys., pt 1, **38**, 3976 (1999).
- [3] Н.И. Бочкарева, Д.В. Тархин, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.С. Леликов, И.А. Мартынов, Ю.Г. Шретер. ФТП, **41**, 88 (2007).
- [4] J. Hader, J.V. Moloney, S.W. Koch. Appl. Phys. Lett., **96**, 221 106 (2010).
- [5] T.J. Badcock, S. Hammersley, D. Watson-Parris, P. Dawson, M.J. Godfrey, M.J. Kappers, C. McAleese, R.A. Oliver, C.J. Humphreys. Jpn. J. Appl. Phys., **52**, 08JK10 (2013).
- [6] J. Mickevičius, G. Tamulaitis, M. Shur, M. Shatalov, J. Yang, R. Gacka. Appl. Phys. Lett., **103**, 011 906 (2013).

- [7] 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).
- [8] N.I. Bochkareva, Y.T. Rebane, Y.G. Shreter. Appl. Phys. Lett., **103**, 191 101 (2013).
- [9] I.A. Pope, P.M. Smowton, P. Blood, J.D. Thomson, M.J. Kappers, C.J. Humphreys. Appl. Phys. Lett., **82**, 2755 (2003).
- [10] A. Hori, D. Yasunaga, A. Satake, K. Fujiwara. Appl. Phys. Lett., **79**, 3723 (2001).
- [11] B. Monemar, B.E. Sernelius. Appl. Phys. Lett., **91**, 181 103 (2007).
- [12] N.I. Bochkareva, V.V. Voronenkov, R.I. Gorbunov, A.S. Zubrilov, Y.S. Lelikov, P.E. Latyshev, Y.T. Rebane, A.I. Tsyuk, Y.G. Shreter. Appl. Phys. Lett., **96**, 133 502 (2010).
- [13] H.C. Casey, Jr., J. Muth, S. Krishnakutty, 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] Н.И. Бочкарева, Е.А. Зhirnov, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.Г. Шретер. ФТП, **39**, 627 (2005).
- [16] Н.И. Бочкарева, Д.В. Тархин, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, Ю.С. Леликов, И.А. Мартынов, Ю.Г. Шретер. ФТП, **41**, 88 (2007).
- [17] J.P. Donnelly, A.G. Milnes. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-14**, 63 (1967).
- [18] Б.И. Шарма, Р.И. Пурохит. Полупроводниковые гетеропереходы (М., Радио и связь, 1979).
- [19] H. Qiu, C. Hoggatt, W. Melton, M.W. Leksono, J.I. Pankove. Appl. Phys. Lett., **66**, 2712 (1995).
- [20] Н.И. Бочкарева, Ю.Т. Ребане, Ю.Г. Шретер. ФТП, **48**, 1107 (2014).
- [21] 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).
- [22] J. del Alamo, R.M. Swanson. IEEE Trans. Electron Dev. Lett., **EDL-7**, 629 (1986).
- [23] E. Muller, D. Gerthzen, P. Bruckner, F. Scholz, Th. Gruber, A. Waag. Phys. Rev. B, **73**, 245 316 (2006).
- [24] Н.И. Бочкарева, А.А. Ефремов, Ю.Т. Ребане, Р.И. Горбунов, А.В. Клочков, Ю.Г. Шретер. ФТП, **40**, 122 (2006).
- [25] Н.И. Бочкарева, В.В. Вороненков, Р.И. Горбунов, Ф.Е. Латышев, Ю.С. Леликов, Ю.Т. Ребане, А.И. Цюк, Ю.Г. Шретер. ФТП, **47**, 115 (2013).
- [26] R.F. Voss. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **11**, L923 (1978).
- [27] B.I. Shklovskii. Sol. St. Commun., **33**, 273 (1980).
- [28] F.N. Hooge. Physica, **60**, 130 (1972).
- [29] S. Bychikhin, D. Pogany, L.K.J. Vandamme, G. Meneghesso, E. Zanoni. J. Appl. Phys., **97**, 123 714 (2005).
- [30] S. Sawyer, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, N. Pala, Yu. Bilenko, J.P. Zhang, X. Hu, A. Lunev, J. Deng, R. Gaska. J. Appl. Phys., **100**, 034 504 (2006).

Редактор А.Н. Смирнов

Hopping in space charge region of p – n -structures with InGaN/GaN quantum wells as a source of excess $1/f$ noise and losses in efficiency of light-emitting diodes

N.I. Bochkareva, A.M. Ivanov, A.V. Klochkov, V.S. Kogotkov*, Y.T. Rebane, M.V. Virko*, Y.G. Shreter

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

* Saint Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract A correlation of emission efficiency and $1/f$ noise level with changes in differential resistance as a function of current in the light-emitting diodes with InGaN/GaN quantum wells is shown. Analysis of results obtained shows that hopping via defect states through space-charge n -region results in the tunnel resistance limitation of the current in the middle current region and in the formation of shunt pathways through the n -barrier at high currents. Increase in a mean number of tunneling electrons leads to the suppression of $1/f$ noise current in the middle current region. Strong increase in the noise current density at high currents, $S_I \propto J^3$, is related to a decrease in a mean number of tunneling electrons due to a decrease in the height and width of the n -barrier while the forward bias increases. The tunnel-recombination leakage current along extended defects increases faster with increasing current than tunnel injection current does, resulting in the efficiency droop.