

УДК 621.382.2

*И.А. ПРУДАЕВ, В.В. КОПЬЕВ, И.С. РОМАНОВ, В.Н. БРУДНЫЙ***ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КВАНТОВОГО ВЫХОДА СВЕТОДИОДНЫХ СТРУКТУР InGaN/GaN ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА¹**

Представлены результаты исследования температурной зависимости квантового выхода светодиодных структур «синего» диапазона длин волн на основе множественных квантовых ям InGaN/GaN при различной силе прямого тока. Установлено, что в области высоких плотностей тока наблюдается увеличение квантового выхода при росте температуры. Моделирование зависимостей квантового выхода светодиодных структур от силы протекающего тока показало, что при учете баллистического и прыжкового транспорта носителей заряда в активной области структуры расчетные и экспериментальные зависимости согласуются. Показано, что уменьшение толщины активной области структуры приводит к ослаблению зависимости квантового выхода от температуры при высокой плотности тока.

Ключевые слова: нитриды галлия, множественные квантовые ямы, транспорт носителей заряда, светодиод, квантовая эффективность.

Введение

Температурная зависимость внешнего квантового выхода (ВКВ) светодиодных структур на основе множественных квантовых ям (МКЯ) InGaN/GaN ранее исследовалась в ряде работ, например [1–7]. При этом использовались два основных способа возбуждения: накачка лазерным излучением в режиме фотолюминесценции (ФЛ) и накачка электрическим током в режиме электролюминесценции (ЭЛ). Отличительной особенностью режима ФЛ является возможность полного или частичного исключения утечек носителей заряда из активной области при использовании селективного возбуждения квантовых ям. В этом случае как температурная, так и мощностная зависимости квантового выхода могут быть описаны в рамках АВС-модели рекомбинации, учитывающей рекомбинацию Шокли – Рида, излучательную и оже-рекомбинацию [6, 7]. Тем не менее существуют работы, в которых имеются отклонения от данной модели. Это выражается в инверсии температурной зависимости квантового выхода, когда ВКВ растет при увеличении температуры. При этом рост ВКВ не превышает 15 % и может быть объяснен делокализацией носителей заряда при увеличении их средней тепловой энергии в области температур от 90 до 170 К [6].

Для режима ЭЛ инверсия температурной зависимости может приводить к росту ВКВ при увеличении температуры от 10 до 200 К более чем в 30 раз в области больших плотностей тока [6]. Однозначного объяснения данному эффекту в литературе не представлено, авторы разных работ приводят в качестве возможных причин увеличение туннельной утечки носителей заряда при снижении температуры, высокий уровень инжекции или баллистический транспорт носителей [1–3]. В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования температурной зависимости ВКВ. Для объяснения инверсии температурной зависимости ВКВ в области плотностей тока более 1 А/см² используется ранее предложенная модель транспорта носителей [3]. Данная модель использовалась для описания вольт-амперных характеристик и учитывает баллистический и прыжковый транспорт носителей в активной области светодиодов на основе МКЯ [3].

Эксперимент

Исследовались светодиодные структуры «синего» диапазона, выращенные методом эпитаксии из металлоорганических соединений на сапфировой подложке в направлении [0001]. Активная область *n*-типа представляла набор квантовых ям InGaN/GaN и барьеров с толщинами 2.5 и 15 нм соответственно. Из данной структуры изготавливались светодиоды с омическими контактами, сопротивление которых не превышало 10⁻² Ом·см². Площадь исследованных светодиодов составляла около 1 мм².

¹ Работа выполнена при поддержке госзадания № 3.398.2014/К.

Измерялись зависимости внешнего квантового выхода электролюминесценции от силы тока в интервале температур $T = 10\text{--}300\text{ K}$ в статическом и импульсном режимах с помощью источника-измерителя Keithley 2636, осциллографа LeCroy 104Xs и криостата Janis CCS-300S/204 HT. Длительность импульсов составляла 40 мкс, максимальный импульсный ток – 3 А. Дополнительно проводилось исследование зависимости ВКВ фотолюминесценции от оптической мощности накачки. Фотолюминесценцию возбуждали импульсным YAG-лазером со средней мощностью 22.4 мВт (1 кГц, длительность импульса – 10 нс, $\lambda = 355\text{ нм}$) и полупроводниковым лазером с длиной волны 405 нм (500 мВт) при накачке лавинным S-диодом [8]. Спектры фотолюминесценции измеряли оптоволоконным спектрометром Ocean Optics USB 2000.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 и 2 представлены экспериментальные зависимости внешнего квантового выхода от уровня накачки в режимах электро- и фотолюминесценции. Из рисунков следует, что в области малых уровней возбуждения зависимости ВКВ(И) ЭЛ и ФЛ качественно согласуются, а именно рост температуры вызывает снижение квантового выхода в областях ($I < 10^{-5}\text{ A}$ и $P_0 < 10^{-2}\text{--}10^{-1}$). В области высоких уровней накачки соответствующие зависимости для режимов ФЛ и ЭЛ различаются. В режиме ФЛ при $P_0 > 10^{-1}$ наблюдается слабое уменьшение ВКВ с увеличением температуры. Для режима ЭЛ рост температуры при $I > 10^{-2}\text{ A}$ приводит к резкому росту ВКВ, наблюдается инверсия температурной зависимости.

Наиболее часто для описания зависимости ВКВ от уровня возбуждения привлекаются две различные модели: модель АВС-рекомбинации и модель утечки электронов в p -область светодиодной структуры при высоком уровне инжекции [3–5]. При этом первая модель применяется как для режима ЭЛ, так и для режима ФЛ. Кроме того, имеется ряд работ, в которых рассматривается баллистическая или туннельная утечки электронов в p -область структуры [1, 3, 5].

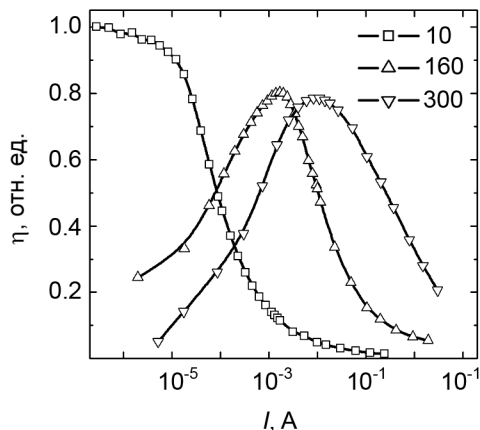


Рис. 1. Зависимость ВКВ в режиме ЭЛ от силы тока при различных температурах (К)

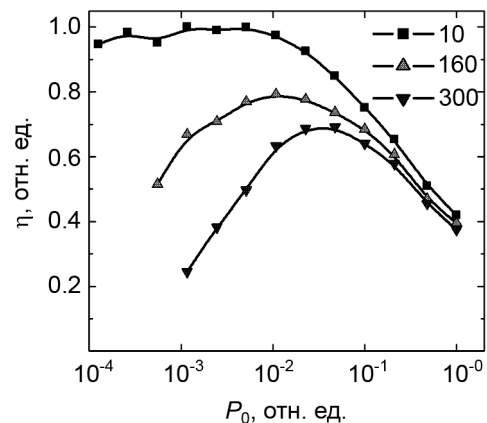


Рис. 2. Зависимость ВКВ в режиме ФЛ от силы тока при различных температурах (К)

Снижение температуры приводит к уменьшению термически активированных утечек. Так, при типичной для «синих» светодиодов глубине квантовой ямы $\Delta E = 0.35\text{ эВ}$ при комнатной температуре равновесная концентрация носителей в области барьера GaN составляет $n \cdot \exp(-0.35/kT) = 1.35 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-3}$ ($n = 10^{19}\text{ см}^{-3}$ — приведенная к ширине квантовой ямы объемная концентрация электронов, k — постоянная Больцмана). При снижении температуры до 100 К показатель экспоненты уменьшается в 3 раза, а концентрация электронов, способных перейти в p -область из квантовой ямы, снижается более чем на 11 порядков. Именно поэтому тепловая утечка не способна объяснить температурную инверсию ВКВ. Для случая туннельной утечки электронов ранее рассматривались процессы прыжковой проводимости из КЯ в p -область структуры. Для таких процессов также характерен рост сопротивления светодиода при снижении температуры.

Баллистический перенос носителей заряда характеризуется временем релаксации, при этом наиболее вероятным механизмом рассеяния энергии носителей в GaN является взаимодействие с оптическими фононами [9]. В этом случае время релаксации, как и длина свободного пробега

электронов, должно увеличиваться при снижении температуры [10]. Кроме того, при снижении температуры возможно увеличение баллистической утечки за счет роста потенциальной энергии инжектированных в активную область электронов. Так как сопротивление МКЯ увеличивается при снижении температуры, то падение напряжения при одинаковых плотностях тока также будет увеличиваться при уменьшении T . В итоге потенциальная энергия электронов должна увеличиваться за счет приложенного на области МКЯ напряжения.

Ранее в работе [3] предложена модель переноса носителей заряда через область МКЯ, учитывающая прыжковую проводимость и баллистический транспорт. Рассмотрены температурные зависимости прямых вольт-амперных характеристик, рассчитанных согласно предложенной эквивалентной схеме активной области светодиода, изображенной на рис. 3. При этом баллистическую утечку носителей заряда можно моделировать выражением

$$I_b(V) = e \cdot S \int_0^\infty f(E) N(E) \exp \left[-\frac{W}{\tau_{sc} \cdot v(E + eV)} \right] v(E + eV) dE, \quad (1)$$

где e – заряд электрона; S – площадь светодиода; V – напряжение на активной области; W – полная ширина активной области светодиода; E – энергия электронов относительно дна зоны проводимости n -GaN; $f(E)$ – функция Ферми – Дирака; $N(E)$ – плотность квантовых состояний в зоне проводимости; v – скорость перемещения электронов; τ_{sc} – время релаксации электронов по энергии.

Токи излучательной и безызлучательной рекомбинации моделируются выражением

$$I_R(V) = I_{n\text{rad}} + I_{\text{rad}} = e \cdot S \cdot d \left[A \cdot n_i \cdot \exp(eV/2kT) + B \cdot n_i^2 \cdot \exp(eV/kT) \right], \quad (2)$$

где d – ширина квантовой ямы (предполагается, что рекомбинация протекает преимущественно в области первой квантовой ямы со стороны p -GaN); n_i – концентрация собственных носителей заряда; A и B – коэффициенты безызлучательной и излучательной рекомбинации соответственно.

Для оценки температурного диапазона, в котором баллистическая утечка превышает тепловую утечку из КЯ в p -область, был проведен расчет концентрации баллистических носителей в зависимости от приложенного напряжения по формуле

$$n_b(V) = I_b(V) / [e \cdot S \cdot v(eV)]. \quad (3)$$

Результаты расчета представлены на рис. 4, из которого видно, что даже в случае неглубоких квантовых ям (светодиоды «фиолетового» диапазона) при низких температурах ($T = 100$ K) концентрация баллистических носителей становится доминирующей при напряжениях менее 1 В.

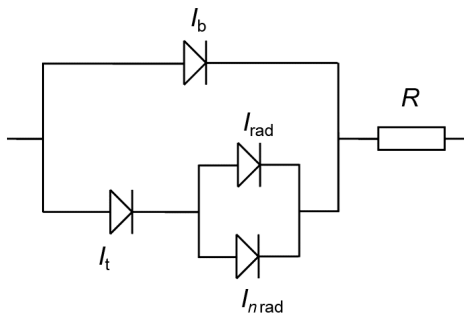


Рис. 3. Эквивалентная схема активной области светодиода с МКЯ [3]

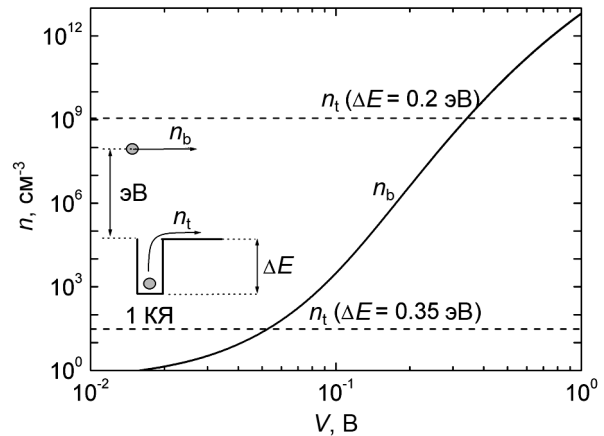


Рис. 4. Зависимость концентрации баллистических (n_b) и тепловых (n_t) носителей в области первой КЯ со стороны p -GaN от напряжения на МКЯ. Расчет n_t проведен для двух значений ΔE (0.2 и 0.35 эВ)

Для моделирования зависимости ВКВ от силы протекающего тока и температуры проведен расчет без учета процессов оже-рекомбинации при коэффициенте вывода излучения равном 1:

$$\eta(I) = I_{\text{rad}}(I) / I, \quad (4)$$

где I – полный ток через светодиодную структуру, представляющий сумму токов (1) и (2). Согласно экспериментальным данным снижение температуры приводит к росту сопротивления элемента I_t . Точная температурная зависимость сопротивления I_t может быть установлена из экспериментальных данных [3]. Однако температурная зависимость коэффициентов A и B неизвестна, вследствие чего увеличение температуры моделировалось уменьшением сопротивления элемента I_t за счет снижения толщины W .

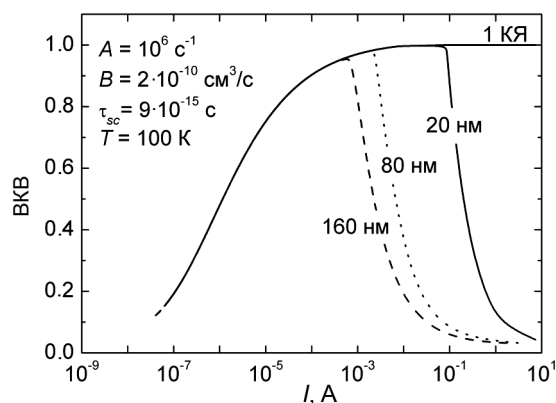


Рис. 5. Рассчитанная зависимость ВКВ от силы тока для различных толщин W при $T = 100$ K

Результат моделирования ВКВ представлен на рис. 5, из которого следует, что уменьшение толщины (уменьшение сопротивления) МКЯ приводит к сдвигу зависимости ВКВ(I) в область меньших токов, что качественно объясняет экспериментально наблюдаемую температурную инверсию ВКВ. Следует отметить, что, согласно рассмотренной модели, эффект температурной инверсии ВКВ должен быть минимизирован в образцах с малыми толщинами активной области. На рис. 5 представлен случай, соответствующий одной квантовой яме (1 КЯ), когда ток не ограничивается прыжковой проводимостью. При этом для экспериментальных значений силы тока (до 3 А) баллистических утечек не наблюдается. Таким образом, спад ВКВ в образцах с малыми толщинами области МКЯ может быть

обусловлен иными причинами, например потерями вследствие оже-рекомбинации [4].

Заключение

Анализ экспериментальных зависимостей ВКВ светодиодных структур InGaN/GaN от силы тока для различных температур показал, что при низких температурах в режиме электролюминесценции наблюдается дополнительный механизм потерь, связанный с утечкой электронов в область p -GaN. Учет прыжкового и баллистического транспорта носителей заряда через активную область структуры позволяет качественно объяснить экспериментальные данные, в частности – инверсию температурной зависимости ВКВ в области больших значений силы тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бочкарева Н.И., Zhirnov E.A., Ефремов А.А. и др. // ФТП. – 2005. – Т. 39. – Вып. 5. – С. 627–632.
2. Wang C.H., Chen J.R., Chiu C.H., et al. // IEEE Photon. Tech. Lett. – 2010. – V. 22. – P. 236–238.
3. Prudaev I., Tolbanov O., and Khludkov S. // Phys. Status Solidi A. – 2015. – V. 212. – No. 5. – P. 930–934.
4. Titkov I.E., Karpov S.Yu., Yadav A., et al. // – IEEE J. Quant. Electron. – 2014. – V. 50. – P. 991–920.
5. Прудаев И.А., Голыгин И.Ю., Ширапов С.Б. и др. // ФТП. – 2013. – Т. 47. – Вып. 10. – С. 1391–1395.
6. Прудаев И.А., Романов И.С., Копьев В.В. и др. // Изв. вузов Физика. – 2013. – Т. 56. – № 7. – С. 30–32.
7. Shen Y.C., Muller G.O., Watanabe S., et al. // Appl. Phys. Lett. – 2007. – V. 91. – P. 141101.
8. Prudaev I.A., Khludkov S.S., Skakunov M.S., and Tolbanov O.P. // Instrum. Exp. Tech. – 2010. – V. 53. – P. 530–535.
9. Ni. X., Li X., Lee J., et al. // Superlattices Microstruct. – 2010. – V. 48. – P. 133.
10. Ансельм А.И. Введение в физику полупроводников. – М.: Наука, 1978. – 615 с.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия
E-mail: funcelab@gmail.com

Поступила в редакцию 19.01.15.

Прудаев Илья Анатольевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр.;
Копьев Виктор Васильевич, магистрант;
Романов Иван Сергеевич, мл. науч. сотр.;
Брудный Валентин Натанович, д.ф.-м.н., профессор.