

# Фотоэлектроника: элементная база и технология

УДК 621.375.8

## Токоперенос в светодиодах на основе гетероструктуры InGaN/GaN

Н. С. Грушко, А. В. Лакалин, А. П. Солонин

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск, Россия

*Исследованы светодиоды InGaN/AlGaIn/GaN на стандартной подложке SiC [KPT-1608 PBC (SMD)] с двумя квантовыми ямами и активным слоем  $In_xGa_{1-x}N$  ( $x = 0,2$ ). Установлен механизм токопереноса по прямым вольт-амперным характеристикам — туннелирование с участием прыжковой проводимости. Определены параметры указанных механизмов и их зависимость от напряжения и температуры. Дано объяснение наблюдаемым особенностям, в частности, скачок длины прыжка при  $T = 320—324$  К.*

### Введение

В настоящее время нашли широкое применение светодиоды (СД) на основе гетероструктур InGaN/GaN, содержащих одиночную (КЯ) или множественные квантовые ямы (МКЯ) в области пространственного заряда (ОПЗ). Используют СД как индикаторные и осветительные приборы в светофорах и т. д.

Однако многие физические процессы: деградация квантовой эффективности, излучательная и безызлучательная рекомбинация, поведение системы точечных и протяженных дефектов и их влияние на основные параметры — по существу не выяснены.

Задача исследования — изучить прямые температурные вольт-амперные характеристики (ВАХ), определить механизмы токопереноса, установить и объяснить зависимости, присущие этим механизмам.

### Образцы для исследования

Изучались светодиоды на основе гетероструктуры InGaN/AlGaIn/GaN на стандартной подложке SiC [KPT-1608 PBC (SMD)]. Емкостные измерения показали наличие двух КЯ. Активным слоем является  $In_xGa_{1-x}N$  ( $x = 0,2$ ). Максимум излучения в спектре электролюминесценции (ЭЛ)  $\hbar\omega_{\max} = 2,58$  эВ при  $I = 5 \cdot 10^{-7}$  А,  $T = 91$  К обусловлен зона-зонной излучательной рекомбинацией между квантовыми уровнями в КЯ. Концентрация в ОПЗ изменяется от  $4 \cdot 10^{17}$  до  $1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> в области исследуемых напряжений [1]. Определены энергии трех уровней: 0,64; 0,78; 0,82 эВ из измерений термостимулированной емкости (ТСЕ).

Из спектров нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) получена энергия уровня  $0,73 \pm 0,04$  эВ [1].

Установлен механизм протекания тока — туннелирование. Рассчитана концентрация мелкой легирующей примеси в более легированной области  $p$ - $n$ -перехода [2]. На зависимости  $J = f(1/T)$  проявляются два наклона с энергиями 0,85 и 0,3 эВ (в области больших напряжений прямого смещения).

В структурах с КЯ безызлучательное туннелирование между КЯ вызывает гашение ЭЛ. Изменение энергии активации от тока показывает, что присутствует эффект инверсной заселенности уровней. Дано объяснение гашения ЭЛ и наблюдаемой инверсной заселенности уровней на основе модели с участием двух КЯ. В области температур 91—116 К при малых токах нет инверсной заселенности, а с увеличением тока она присутствует [3].

В работе [4] показано, что изучаемые структуры имеют квантовый выход около 8 %. И начинают излучать при токе  $\sim 8 \cdot 10^{-6}$  А, эффективность излучения растет и достигает максимума при токе 1—3 мА.

В работе [5] приведено разложение спектра ЭЛ на составляющие, описываемые распределением гаусса. При разложении спектра выделено три уровня ЭЛ с энергиями: 2,65; 2,56 и 2,52 эВ. Проведена проверка всех возможных переходов  $n_{ni} \rightarrow n_{pi}$  на соответствие полученным из разложения спектра значениям. Выявленные пики соответствуют переходам  $n_{n1} \rightarrow n_{p3}$ ,  $n_{n1} \rightarrow n_{p2}$ ,  $n_{n1} \rightarrow n_{p1}$  между квантовыми уровнями в КЯ. Определены эффективная ширина запрещенной зоны и ширина КЯ.

В изучаемых структурах наличие КЯ дает возможность проявлению квантово-размерных эффектов, эффектов экранирования, гашения ЭЛ, инверсной заселенности уровней, что может иметь практическую реализацию. Далеко не все эффекты выявлены и не все механизмы реализуемых процессов установлены.

**Прямая вольт-амперная характеристика**

Прямые ВАХ измерялись в диапазоне температур 298—333 К с шагом 5 К. Напряжение изменялось от 0 до 2,5 В при прямом смещении на *p-n*-переходе. При больших напряжениях существенно влияние последовательного омического сопротивления базы диода.

Температурная зависимость ВАХ измерялась на автоматизированной установке, где в качестве амперметра использовался универсальный вольтметр В7-57. Минимальное измеряемое значение тока составляет  $10^{-14}$  А. Задаваемая температура поддерживается с точностью  $\pm 0,5$  °С. Измерение температуры осуществляется термопарой медь—константан. Разность потенциалов на ней измерялась универсальным вольтметром В7-46. Пример температурной зависимости ВАХ при прямом напряжении смещения для образца № 1 приведен на рис. 1.

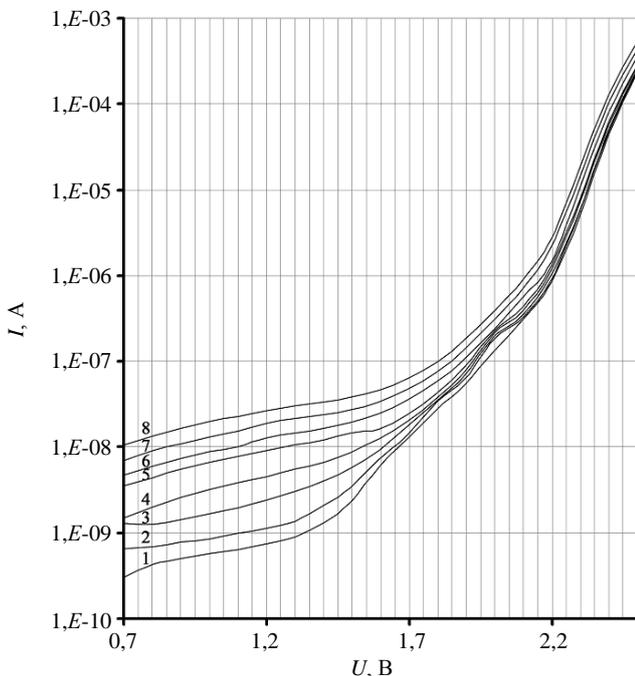


Рис. 1. ВАХ при прямом напряжении смещения для образца № 1 при *T*, К:

1 — 298; 2 — 303; 3 — 308; 4 — 313; 5 — 318; 6 — 323; 7 — 328; 8 — 333

Ток слабо изменяется до 1,7 В, и наблюдается сильный рост тока при напряжениях, больших

1,7 В. По температурным зависимостям ВАХ определена энергия активации

$$E_a = ktg\alpha,$$

где *k* — постоянная Больцмана;

$\alpha$  — угол наклона зависимости  $I = f(1/T)$ .

Воспользуемся методикой определения механизма токопереноса по прямым ВАХ [6]. На рис. 2 представлена зависимость  $E_a = f(U)$ . Энергия  $E_a$  возрастает, а затем падает. Можно определить механизмы токопереноса (диффузионный, генерационно-рекомбинационный, туннельный). Прямая 1 (см. рис. 2) —  $E_a(U) \approx E_{g-qU}$  — соответствует диффузионному механизму, прямая 2 —  $E_a(U) \approx E_{g-qU}/2$  — предельный случай рекомбинации — "насыщенная" рекомбинация, когда в целом темп рекомбинации электронов и дырок ограничивается пропускной способностью рекомбинационного канала. При рекомбинации в ОПЗ через простые двухзарядные центры  $E_{g-qU}/2 < E_a < E_{g_0-qU}$ . Если  $E_a$  лежит ниже кривой 2, это значит, что основной механизм токопереноса — туннелирование, что и проявляется в нашем случае ( $E_{g(\text{GaN})}(T=0) \sim 3,5$  эВ и  $E_{g(\text{InGaN})} \sim 2,8$  эВ [7, 8]). Однако  $E_a$  имеет разные значения в разных диапазонах напряжений 0,85 и 0,3 эВ (большой диапазон напряжений). Вероятно, в разных диапазонах напряжений токоперенос осуществляется с помощью указанных уровней.

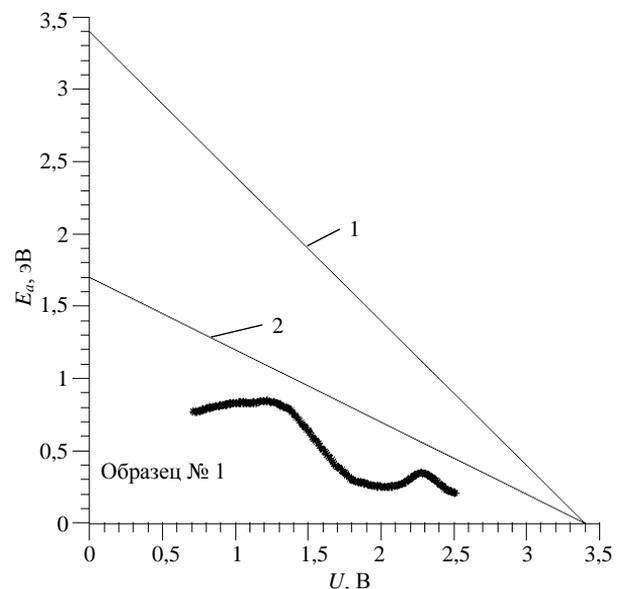


Рис. 2. Зависимость энергии термической активации тока от напряжения прямого смещения для образца № 1 (жирная кривая).

Прямая 1 —  $E_a = E_{g-qU}$ ; прямая 2 —  $E_a = E_{g-qU}/2$ ;  $E_{g(\text{GaN})} = 3,4$  эВ

**Прыжковая проводимость**

График зависимости тока от температуры  $I = f(T)^{-1/4}$  (рис. 3) — прямая линия с двумя накло-

нами. Экспериментальные точки ложатся на прямую, что говорит о выполнении закона Мотта:

$$\sigma \sim \exp[-(T_0 T)^{1/4}]; \quad g(\mu) = \frac{\beta}{k T_0 a^3};$$

$$T_0 = \left[ \frac{\ln(I_1/I_2)}{\Delta(1/T)^{1/4}} \right]^4,$$

где  $T_0$  — постоянная;

$g(\mu)$  — плотность состояний вблизи уровня Ферми;

$k$  — постоянная Больцмана;

$a$  — радиус локализации (27,7 А для GaN);

$\beta = 23$ .

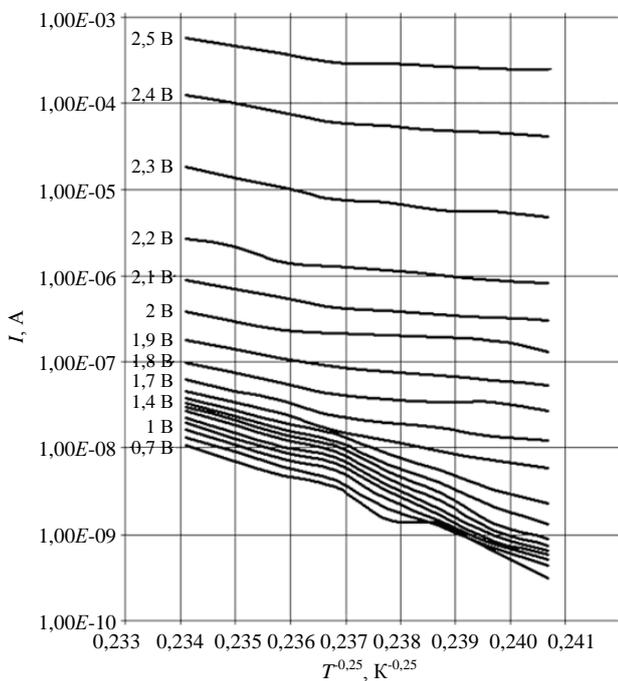


Рис. 3. ВАХ  $I = f(T)^{-1/4}$  при  $U = 0,7—2,5$  В

Осуществляется прыжковая проводимость. В нашем случае существуют две плотности состояний вблизи уровня Ферми, которые проявляются в разных температурных диапазонах.

Зависимость  $J = f(1/T)$  указывает на наличие двух уровней 0,85 и 0,3 эВ, через которые идет туннелирование, которое сопровождается прыжковым механизмом с участием указанных уровней и характеризуется двумя плотностями состояний в диапазонах температур  $298 < T, K < 318$  — низкотемпературные (НТ) и  $323 < T, K < 333$  — высокотемпературные (ВТ).

На рис. 4 приведен график плотности локализованных состояний  $g(\mu) = f(U)$  для СД в двух температурных интервалах: НТ и ВТ. С ростом напряжения в НТ-диапазоне  $g_1(\mu)$  — плотность состояний растет с увеличением напряжения и

имеет ярко выраженные максимумы. В ВТ-диапазоне с увеличением напряжения  $g_2(\mu)$  растет слабее, чем в НТ-диапазоне. В НТ-диапазоне  $g_1(\mu) < g_2(\mu)$  при  $U = 0,7—1,6$  В и  $g_1(\mu) > g_2(\mu)$  при  $U > 1,6$  В.

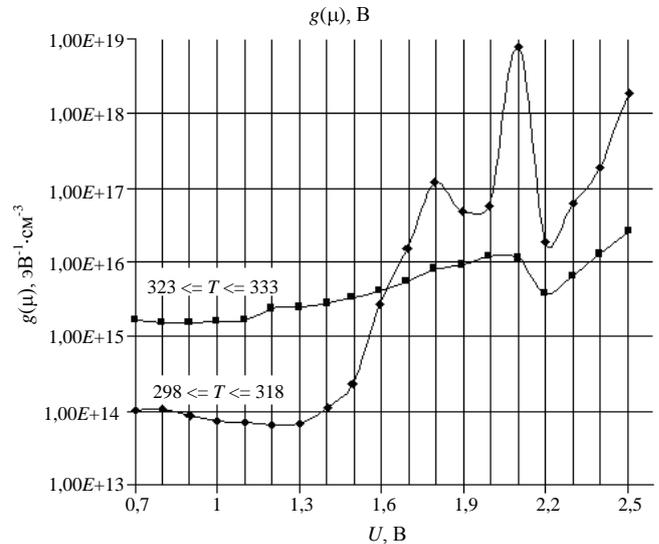


Рис. 4. Зависимость плотности состояний от напряжения в области температур:  $g_1$  при  $298 < T, K < 318$ ;  $g_2$  при  $318 < T, K < 323$

Механизм туннелирования характеризуется параметром — вероятностью туннелирования.

Вероятность туннелирования определялась по методике [9], а величина вероятности туннелирования — величиной интеграла перекрытия:

$$\omega = v \cdot \exp(-2r/a) = v \cdot \exp(-2N^{1/3}/a), \quad (1)$$

где  $r$  — расстояние между узлами, равное длине прыжка (это среднее расстояние между уровнями,  $r \sim N^{1/3}$ ).

Ток рекомбинации с учетом туннелирования имеет участок насыщения из-за ограничения пропускной способности туннельного канала ( $J_r \sim \omega N^2$ ) и плотность тока можно записать в виде [9]:

$$J_r = \frac{2kTd(U)}{U_k - U} N^2 v \cdot \exp\left(-\frac{2}{a\sqrt[3]{N}}\right), \quad (2)$$

где  $a = \hbar / \sqrt{2m^* E}$ ;

$N$  — концентрация глубоких центров;

$v$  — частота попыток преодоления потенциального барьера, которая равна частоте характеристического фона.

Концентрацию ловушек, участвующих в туннельной рекомбинации, можно вычислить по току насыщения, прологарифмировав (2) и считая  $\omega(r) = \omega/N$ . Получаем уравнение, решение для которого находим подбором:

$$\ln A = \ln \frac{IC(U_k - U)}{2kTEE_0s^2v} = \ln N - \frac{2N^{-1/3}}{a}, \quad (3)$$

где  $C$  — емкость;

$s$  — площадь перехода;

$U_k$  — диффузионный потенциал.

Вероятность туннелирования является функцией температуры и поля, плотности состояний и положения уровня Ферми. Определив  $N$  из (3), определяем  $\omega$  из (1).

Прыжковый механизм характеризуется параметрами:  $T_0$ ,  $g(\mu)$ ,  $R$  (длина прыжка),  $R = 3/8 \cdot a(T_0/T)^{1/4}$ .

### Средняя длина прыжка

Средняя длина прыжка  $R$  превышает во много раз расстояние между центрами. С увеличением напряжения в НТ-области  $R(U)$  незначительно растет до  $U = 1,3$  В, а затем падает, что связано с резким ростом  $g_1(\mu)$ . В ВТ-области  $R(U)$  постепенно падает с ростом  $U$ , что обусловлено плавным ростом  $g_2(\mu)$  в ВТ-области (рис. 5).

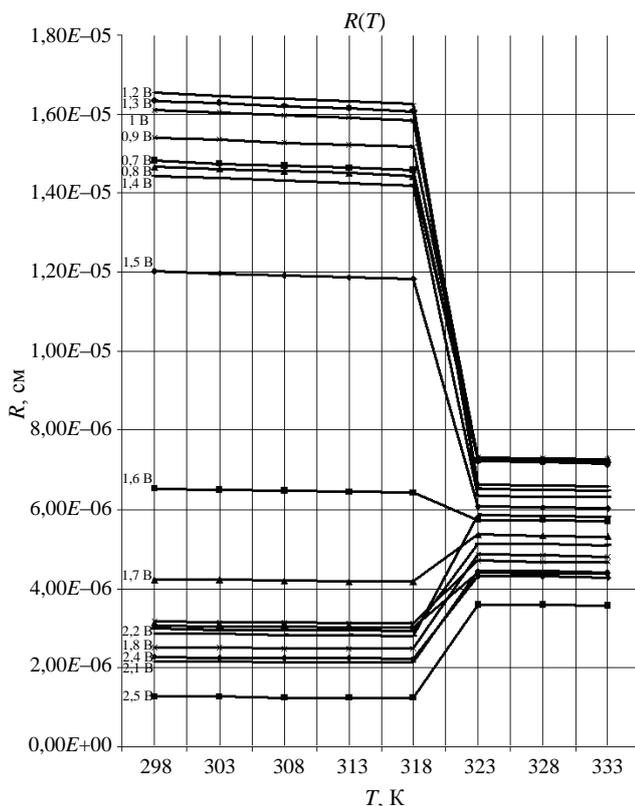


Рис. 5. Зависимость длины прыжка от температуры в диапазоне напряжений 0,7—2,5 В

Увеличение плотности состояний приводит к уменьшению расстояния между соседними локализованными состояниями, т. е. к уменьшению длины прыжка и энергии активации процесса то-

копереноса.  $R = f(U)$  при  $U > 1,8$  В выходит на плато с осцилляциями в низкотемпературном интервале, которые соответствуют осцилляциям на плотности состояний  $g(\mu)$ .

На зависимости  $R = f(T)$  при  $U = \text{const}$  с увеличением температуры  $R$  уменьшается незначительно (практически остается постоянной) и уменьшается с увеличением напряжения. При  $T = 298—318$  К перенос происходит по НТ-плотности. При  $U = 0,7—2,5$  В  $R$  уменьшается с увеличением напряжения, так как НТ  $g_1(\mu)$  растет. В области  $T = 318—323$  К наблюдается скачок  $R$  с резким уменьшением его величины при  $U = 0,7—1,6$  В, что связано с туннельным переходом носителей НТ- → ВТ-плотность, по которой осуществляется прыжковая проводимость при  $T > 323$  К. В области скачка при  $U > 1,6$  В  $R$  возрастает из-за туннельного перехода носителей НТ- → ВТ-плотность, которая при этих напряжениях меньше, чем НТ. Вероятно, коэффициент захвата больше в ВТ-плотности. Некоторая непоследовательность изменения  $R(T)$  при  $U = \text{const}$  с увеличением  $U$  можно связать с флуктуациями плотности состояний.

Скачок на зависимости  $R = f(T)$  объясняется в работе [10]. При ступенчатом переходе "узкая — широкая" зона происходит скачок потенциала, равный разности энергетических положений низших подзон в этих ямах. Наличие в КЯ участков резкого изменения потенциального рельефа может приводить к скачку на зависимости  $R = f(T)$ . Скачок на зависимости  $R(T)$  может быть связан с изменением зарядового состояния примеси в определенном температурном интервале или с фазовым переходом (ФП). Причем одни примеси могут смещать температуру ФП в область ее понижения, а другие — в область ее повышения [11].

Может быть вариант, когда примесь переходит из октаэдрической пустоты  $\rightleftharpoons$  в тетраэдрическую, изменяя зарядовое состояние. Этот процесс происходит при определенной температуре. Скачок на зависимости  $R = f(T)$  может быть из-за туннельного перехода между разными плотностями состояний (у нас их две).

### Заключение

В работе приведены сведения, характеризующие СД-структуру. Установлен механизм токопереноса — туннелирование с участием прыжковой проводимости при наличии двух плотностей состояний вблизи уровня Ферми. Определен характер изменения основных параметров токопереноса от напряжения и температуры. Существуют две плотности состояний НТ  $g_1(\mu)$  и ВТ  $g_2(\mu)$ , проявляющиеся в разных температурных диапазонах.

$g(\mu) = f(U)$  возрастает с увеличением напряжения и имеет осцилляции. В зависимости  $E_a = f(U)$  два наклона с энергией 0,85 и 0,3 эВ (при больших напряжениях). Уменьшение  $E_a$  с ростом  $U$  соответствует возрастанию  $g(\mu)$ .

Дано объяснение большой величине  $R$  и ее зависимости от  $U$ , что связано с характером изменения  $g = f(U)$ .

Предложены вероятные причины скачка на зависимости  $R = f(T)$ .

#### Литература

1. Амбровевич С. А., Лакалин А. В., Солонин А. П. Вольт-емкостные исследования светодиодов на основе гетероструктуры InGaN/GaN// Ученые записки УлГУ. Сер. Физическая, 2005. Вып. 1(17). С. 54—58.
2. Лакалин А. В., Солонин А. П. Температурные исследования электрических характеристик голубых светодиодов на основе GaN с квантовой ямой// Там же. С. 59—64.
3. Грушко Н. С., Лакалин А. В., Солонин А. П. Электролюминесценция в структурах AlGaIn/GaN с квантовыми ямами// Харьковская нанотехнологическая ассамблея. 2007. Тонкие пленки: Сб. докл. Т. 2. С. 39—43.
4. Грушко Н. С., Солонин А. П. Эффективность излучения голубых светодиодов на основе InGaN/GaN// Опто-наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы: Тр. VIII междунар. конф. — Ульяновск, 2006. С. 206.
5. Солонин А. П., Грушко Н. С. Низкотемпературная электролюминесценция светодиодов на основе нитрида гал-

лия// VIII всерос. молодежная конф. по физике полупроводников и полупроводниковой опто- и наноэлектронике: Тезисы докладов. — СПб, 2006. С. 106.

6. Грушко Н. С., Лакалин А. В., Сомов А. Н. Определение механизма токопереноса в  $p$ - $n$ -переходах по анализу температурной зависимости прямой вольт-амперной характеристики// Оптика. Оптоэлектроника и технологии: Труды междунар. конференции. — Ульяновск, 2003. С. 78.

7. Кудряшов В. Е. Люминесцентные и электрические свойства светодиодов InGaN/AlGaIn/GaN с множественными квантовыми ямами/В. Е. Кудряшов, А. Н. Туркин, А. Э. Юнович, А. Н. Ковалев, Ф. И. Маняхин// ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 4. С. 445—449.

8. Ковалев А. Н. Изменения люминесцентных электрических свойств светодиодов из гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN при длительной работе/А. Н. Ковалев, Ф. И. Маняхин, В. Е. Кудряшов, А. Н. Туркин, А. Э. Юнович// Там же. Вып. 2. С. 224—231.

9. Грушко Н. С., Дуванова Н. В., Логинова Е. А. Структуры InGaN/SiC с модулированным легированием// Ученые записки УлГУ. Сер. Физическая. 2004. Вып. 1(16). С. 30—39.

10. Петров В. А., Никитин А. В. Управление электрическим полем эффектами пространственной повторяемости и мультипликации электронных волн в полупроводниковых двумерных наноструктурах// ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 8. С. 977—985.

11. Сардарин Р. М., Самедов О. А., Наджафов А. Н., Садыгов И. Ш., Зейналова Э. А., Мамедов Т. Г. Релаксорные свойства кристаллов  $TlInS_2$ // Физика и астрономия АН Азербайджана. 2005. № 2. С. 70—74.

Статья поступила в редакцию 13 марта 2008 г.

## Current transfer in light-emitting diodes on the basis of the InGaN/GaN heterostructure

N. S. Grushko, A. V. Lakalin, A. P. Solonin  
Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russia

*Consideration is made to the InGaN/AlGaIn/GaN light-emitting diodes on the standard SiC substrate [HgCdTe-1608 PBC (SMD)] with two quantum wells and with the active  $In_xGa_{1-x}N$  layer ( $x = 0.2$ ). A mechanism is determined for a current transfer on direct current-voltage characteristics — tunneling with participation of hopping. Defined are parameters of these mechanisms and their voltage and temperature dependence.*

УДК 538.958:535-15:537.862

## Стимулированное и спонтанное излучение из пленок $Cd_xHg_{1-x}Te$ на GaAs- и Si-подложках при оптической накачке

А. А. Андронов, Ю. Н. Ноздрин, А. В. Окомельков  
Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород, Россия

А. А. Бабенко, В. С. Варавин, Д. Г. Икусов, Р. Н. Смирнов  
Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

*Сообщено о наблюдении спонтанного и стимулированного излучения в диапазоне длин волн 1,4—4,5 мкм из гетероструктур  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , выращенных на GaAs- и Si-подложках с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии. Суперлюминесценция наблюдалась при темпе-*