

Исследование тепловых процессов в мощных InGaN/GaN флип-чип светодиодах с использованием инфракрасной тепловизионной микроскопии

© А.Л. Закгейм[¶], Г.Л. Курышев*, М.Н. Мизеров, В.Г. Половинкин*, И.В. Рожанский⁺, А.Е. Черняков

Научно-технологический центр микроэлектроники
и субмикронных гетероструктур Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

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

(Получена 30 июля 2009 г. Принята к печати 20 августа 2009 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования температурных полей, возникающих в мощных AlGaInN-гетеросветодиодах в результате саморазогрева при больших рабочих токах. Использованный метод инфракрасной тепловизионной микроскопии позволил провести непосредственное измерение распределения температуры по площади $p-n$ -перехода с высоким пространственным разрешением ~ 3 мкм при абсолютной погрешности измерений ~ 2 К. Показано, что в мощных светодиодах при высоких уровнях возбуждения могут возникать значительные температурные градиенты, обусловленные неоднородностью в распределении плотности тока по площади активной области. Этот эффект необходимо учитывать как при конструировании излучающих кристаллов, так и при оценке допустимых режимов эксплуатации. Метод инфракрасной тепловизионной микроскопии позволяет также выявлять микродефекты, вызывающие каналы токовой утечки и снижающие надежность работы приборов.

1. Введение

В последние годы наблюдается стремительный рост эффективности полупроводниковых светодиодов на основе AlInGaN-гетероструктур, позволяющий рассматривать их в качестве наиболее перспективных источников света, идущих на смену традиционным лампам. Одним из критических условий применения светодиодов для освещения является увеличение световых потоков, получаемых с единичного излучателя, что может быть достигнуто за счет роста площади излучающих кристаллов, повышения токовых нагрузок и допустимых рабочих температур. Стандартными, на сегодняшний день, стали приборы с площадью $p-n$ -перехода ~ 1 мм², работающих при токах 350–1000 мА (плотность тока $J \approx 35$ –100 А/см²) с рассеиваемой мощностью в несколько ватт. По прогнозам [1] к 2010–2012 гг. произойдет двух–трехкратное возрастание как размеров излучающих кристаллов, так и удельных токовых нагрузок на них. В качестве иллюстрации последних тенденций в разработках мощных светодиодов можно привести приборы серии Phlatlight (Luminus Devices, Inc., США) с площадью $p-n$ -перехода 12 мм² и рабочим током 18 А [2].

Для светодиодов, работающих при высоких уровнях возбуждения, особую остроту приобретает проблема отвода выделяемого тепла и прецизионного контроля температуры активной области. Известно, что разогрев оказывает существенное влияние как на функциональные характеристики светодиодов, так и на их надеж-

ность и рабочий ресурс. Отметим, что для больших по площади приборов со сложной геометрией контактов существенно знать не усредненную температуру активной области, которая может быть рассчитана на основе теплового сопротивления, а детальную картину распределения температурных полей, так называемый температурный „mapping“. Такая постановка вопроса обусловлена тем, что современные излучающие кристаллы на основе AlGaInN- и AlGaInP-наногетероструктур имеют в своем большинстве мезапланарную (флип-чип) конструкцию с односторонним расположением контактов и тонкой активной областью, выращенной на изолирующей подложке. В совокупности это ведет к значительной латеральной — вдоль плоскости $p-n$ -перехода составляющей тока и неоднородному распределению плотности тока по площади $p-n$ -перехода („current crowding effect“) [3–5]. В то же время широко распространенная технология флип-чип монтажа с посадкой кристалла на плату-носитель с помощью отдельных шариков припоя приводит к неравномерному отводу тепла: чередованию припаянных (теплопроводящих) и „висячих“ (теплоизолированных) областей. Вследствие обеих причин возможно возникновение значительных температурных градиентов по площади кристалла и появление локально перегретых областей, потенциально опасных для работы приборов.

Известны и широко используются на практике косвенные методы измерения тепловых параметров светодиодов, основанные на температурных зависимостях их электрических [6] или спектральных [7,8] характеристик. Однако они дают не слишком точные и, как прави-

[¶] E-mail: zakgeim@mail.ioffe.ru

ло, усредненные результаты. Принципиально получение температурного „mapping“ возможно при анализе спектров электролюминесценции, регистрируемых одновременно со сканированием по площади $p-n$ -перехода [9], но этот метод требует высокоточного механического позиционирования, больших временных затрат и поэтому малопродуктивен.

В данной работе для исследования тепловых процессов в светодиодных кристаллах предлагается дальнейшее развитие инфракрасной (ИК) тепловизионной микроскопии [10], позволяющей непосредственно измерять температуру в заданной точке кристалла по интенсивности теплового излучения. Для адаптации метода к объекту исследований — полупроводниковым излучающим кристаллам был разработан специализированный ИК микроскоп, обеспечивающий требуемое увеличение, чувствительность, разрешающую способность, а также необходимый температурный диапазон измерений.

2. Конструкция и технологические аспекты изготовления экспериментальных образцов

Основным объектом исследования в данной работе являлись мощные светодиоды синего цвета свечения (450–470 нм) на основе излучающих кристаллов AlInGaN мезапланарной конструкции, описанные нами ранее [11,12]. Подобные приборы обладают рядом преимуществ в отношении оптических и тепловых характеристик и составляют сейчас основу большинства твердотельных источников освещения.

Излучающая квантово-размерная AlGaInN-структура выращивалась методом газофазной эпитаксии с использованием металлоорганических соединений (МОГФЭ) на сапфировой подложке и содержала стандартный набор слоев (от подложки):

3–4 мкм — нижний n -GaN контактный слой, легированный Si до уровня $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$;

~ 500 Å — 5-ямная квантово-размерная активная область InGaN/GaN;

~ 200 Å — блокирующий слой AlGaInN;

~ 0.15–0.2 мкм — верхний слой p -GaN.

Состав по содержанию In в квантовой яме соответствовал длине волны излучения в диапазоне 450–470 нм. Образцы изготавливались с помощью метода стандартной фотолитографии и „сухого“ реактивного ионного травления в смеси $\text{Cl}_2:\text{BCl}_3:\text{Ar}$ и представляли собой комбинацию двух мезаструктур: внутренней, мелкой ($h \approx 0.8$ мкм) с выходом на нижний слой n -GaN для формирования активной области и n -контактных площадок; и глубокой ($h \approx 5$ –6 мкм) с выходом на сапфировую подложку для формирования боковых отражающих склонов и дорожек разделения кристаллов. Активная область задавалась геометрией p -контакта и имела форму прямоугольника с размерами 470×300 мкм, который охватывается с трех сторон П-образным n -контактом.

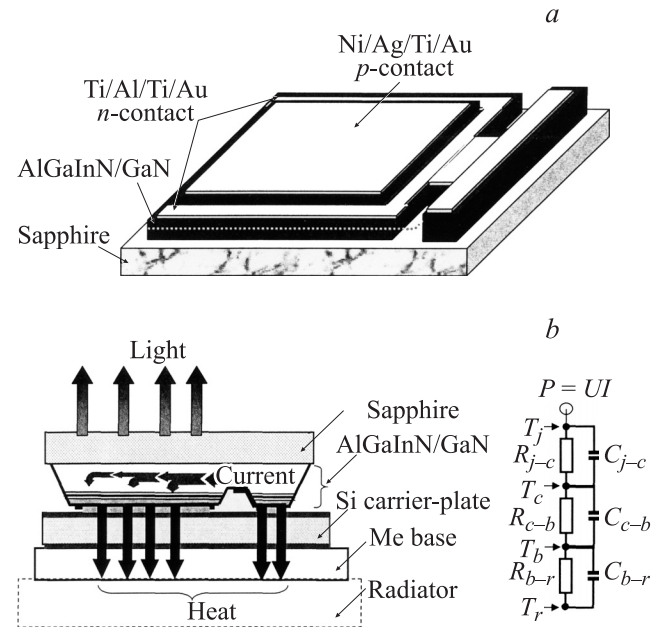


Рис. 1. Конструкция мезапланарной (флип-чип) излучающей AlInGaN/GaN-структуры: *a* — общий вид, *b* — поперечное сечение и тепловая модель светодиода. Стрелками указаны направления потоков излучения, тепла и тока.

Топология и размеры контактов оптимизировались на основе численного моделирования растекания тока по площади кристалла с учетом контактных и объемных сопротивлений. Контакты n - и p -типа изготавливались из многослойных покрытий Ti/Ag/Ti/Au и Ni/Ag/Ti/Au, совмещающих низкие значения удельных контактных сопротивлений и высокую отражающую способность. Изготовленные с помощью напыления электронным лучом контакты с суммарной толщиной ~ 0.3 мкм впоследствии утолщались при электролитическом осаждении золота до 1.5–2 мкм. Кристаллы монтировались с помощью пайки в системе (золото-свинцово-оловянный припой ПОС-60) методом флип-чип на кремниевую плату-носитель с соответствующим рисунком металлизации, которая обеспечивает электрическое питание и передачу тепла от активной области кристалла к корпусу и далее к внешнему радиатору. Общий вид излучающего кристалла, поперечное сечение смонтированного светодиода и эквивалентная тепловая модель показаны на рис. 1. Электрооптические параметры кристаллов отвечают хорошему современному уровню: внешний квантовый выход ~ 30%, прямое падение напряжения при 100 мА менее 3.3 В, тепловое сопротивление корпусированных приборов ~ 30 К/Вт.

3. Методика эксперимента и измерительная аппаратура

Существует заметное разнообразие инфракрасной тепловизионной аппаратуры (например, фирмы „Cedip

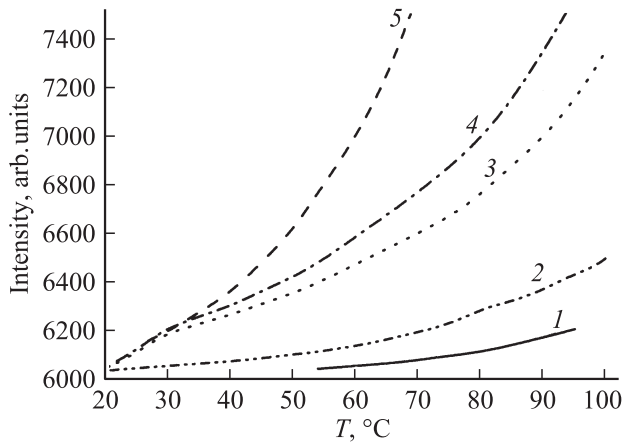


Рис. 2. Температурные зависимости интенсивности инфракрасного излучения для различных материалов, входящих в конструкцию светодиода: 1 — Cu, 2 — Au, 3 — Ni/Ag, 4 — Ti/Ag, 5 — InAs.

Infrared Systems[®]), предназначенной для оценки температуры объектов по собственному тепловому излучению в диапазоне от 3 до 12 мкм. Но в основном она ориентирована для использования с макрообъектами. В данной работе для исследования температурных полей в полупроводниковых кристаллах с разрешением единицы микрометров использовался разработанный в Институте физики полупроводников СО РАН инфракрасный микроскоп УТК-1 [13]. Регистрация теплового излучения осуществлялась InAs-ПЗИ (прибор с зарядовой инжекцией) — фотоприемной матрицей с количеством элементов 128×128 (шаг элементов 50 мкм) и областью спектральной чувствительности 2.5–3.1 мкм. Поле зрения микроскопа составляло 400×400 мкм (~ 3 мкм на элемент). Для уменьшения фоновой нагрузки на фотоприемную матрицу используется сферическое зеркало (уменьшение интенсивности фона в 11 раз). Благодаря низкой плотности поверхностных состояний на границе раздела (арсенид индия)—диэлектрик в данных МДП структурах практически отсутствуют шумы типа $1/f$. Это позволяет увеличить динамический диапазон прибора и повысить его чувствительность для температур, близких к комнатным, за счет увеличения времени накопления в диапазоне от 10 до 100 мс. При этом с ростом времени накопления отношение сигнал/шум возрастает пропорционально корню квадратному от времени накопления.

Одной из основных методических проблем при тепловизионном методе исследования температурных полей в AlInGaN-светодиодах является прозрачность собственно эпитаксиальной структуры и сапфировой подложки в ИК диапазоне и сильное различие в излучательной способности других материалов, входящих в конструкцию приборов: контактов, отражающих покрытий, элементов монтажа и др. В силу этого важную роль играет исходная калибровка, при которой температура исследуемых

объектов (элементов конструкции) задается внешним нагревателем с одновременной регистрацией интенсивности ИК излучения (биты). Нормировочная кривая „биты—температура“ используется затем для определения абсолютных температур в реальных режимах работы при разогреве собственным током. На рис. 2 показаны примеры калибровочных зависимостей для некоторых материалов, используемых в конструкции светодиода, а также, в качестве сравнения, для просветленной подложки InAs как имитатора черного тела в исследуемом диапазоне длин волн. Как и следовало ожидать, минимальной излучательной способностью обладают высокоотражающие металлические пленки Cu и Au, полученные вакуумным напылением. Оценка погрешности определения абсолютной температуры при таком методе калибровки дает в худшем случае (низкие температуры и малая излучательная способность материала) значение $\delta T \approx 2$ К.

4. Результаты и их обсуждение

4.1. Численное моделирование растекания тока

Разработанная численная модель растекания тока основана на вычислении потенциалов и токов в трехмерной сетке сопротивлений путем решения системы линейных уравнений Кирхгофа. В сетку включались сопротивления трех типов, соответствующие удельному объемному сопротивлению материала *n*-GaN и удельным контактным сопротивлениям *n*- и *p*-контактов. Удельное объемное сопротивление *p*-GaN отдельно не рассматривалось (входило в контактное сопротивление *p*-контакта), поскольку толщина *p*-слоя в светодиодных гетероструктурах на основе AlGaInN весьма мала и латеральным растеканием тока по этому слою можно пренебречь. Также в модель не вводилась вольт-амперная характеристика самого *p*-*n*-перехода, поскольку в режиме работы при больших плотностях тока (когда *p*-*n*-переход полностью открыт) он не вносит заметного вклада в общее дифференциальное сопротивление светодиода. В модели структура светодиода представлялась в виде трехмерной прямоугольной сетки (рис. 3, а). Центрам ячеек этой сетки приписывались потенциалы узлов φ_i ; сопротивления R_{ij} между соседними ячейками сетки рассчитывались для объемных сопротивлений по формуле

$$R_{ij} = \frac{\rho_{\text{vol}} L_{ij}}{S_{ij}},$$

а для контактных сопротивлений —

$$R_{ij} = \frac{\rho_{\text{cont}}}{S_{ij}}.$$

Здесь ρ_{vol} — удельное объемное сопротивление материала *n*-GaN; ρ_{cont} — удельное контактное сопротивление; L_{ij} — расстояние между центрами соседних ячеек; S_{ij} — площадь поперечного сечения ячейки.

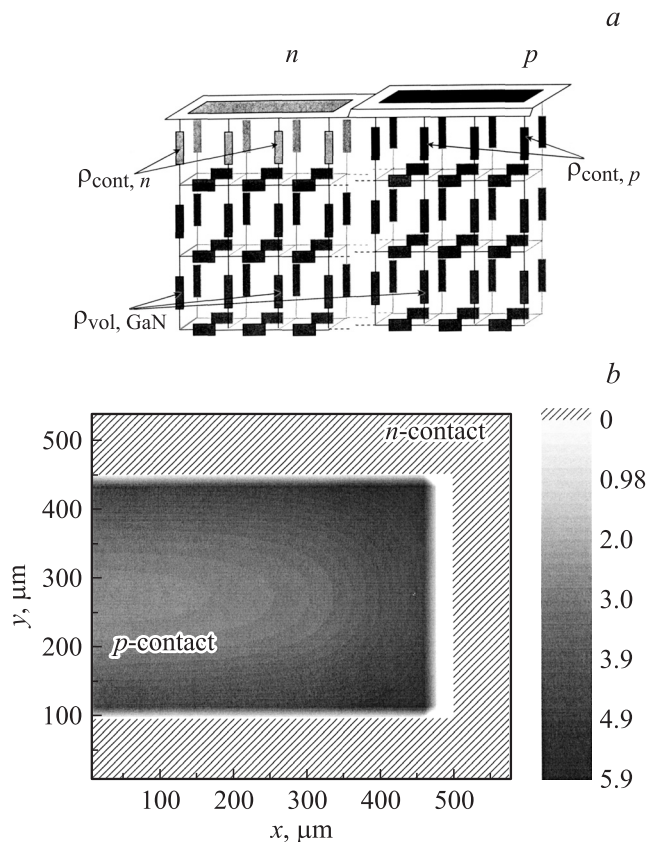


Рис. 3. Численное моделирование распределения тока в излучающем AlInGaN-кристалле с мезапланарной структурой: *a* — эквивалентная схема: трехмерная сетка, состоящая из сопротивлений контактов к слоям *n*- ($\rho_{\text{cont},n}$) и *p*-типа ($\rho_{\text{cont},p}$) и объемного сопротивления *n*-GaN ($\rho_{\text{vol,GaN}}$). *b* — расчетное распределение плотности тока по площади *p*-*n*-перехода.

Для полученной сетки сопротивлений решалась система уравнений Кирхгофа. Использование специальных алгоритмов численного решения систем линейных уравнений (многофронтальный метод LU-разложения для разреженных матриц [14]) позволило рассчитывать сетки, содержащие до 10^5 узлов. Это в свою очередь дало возможность корректного описания трехмерного распределения плотности тока в кристаллах со сложной геометрией контактных площадок.

Как видно из рис. 3, *b*, расчетное распределение плотности тока для кристалла светодиода с П-образным *n*-контактом, обтекающим прямоугольный *p*-контакт (активную область), площадью $0.35 \times 0.47 = 0.165 \text{ мм}^2$ является более или менее однородным, за исключением областей, непосредственно примыкающих к *n*-контакту, в особенности в угловых зонах.

Для проверки данной модели полученные расчетные распределения плотности тока по площади активной области кристалла сопоставлялись с экспериментальными данными, полученными методом „mapping“, как ближнего поля собственной электролюминесценции, так и теплового ИК излучения.

4.2. Экспериментальное исследование электрооптических и тепловых характеристик

На рис. 4 представлены зависимости внешней квантовой эффективности от тока в непрерывном (саморазогрев) и импульсном: $\tau = 10 \text{ мкс}$, $T_1 = 10 \text{ мс}$ (без разогрева, средняя рассеиваемая мощность менее 10 мВт) режимах работы. Сравнение приведенных зависимостей, в первом приближении, характеризует влияние выделяемого при работе тепла на эффективность светодиода. Как видно из рис. 4, типичное для квантово-размерных AlGaInN-структур падение квантовой эффективности с током в обоих режимах имеет близкий характер вплоть до больших уровней возбуждений $J = 300\text{--}400 \text{ А/см}^2$ (как будет показано далее, до достаточно высоких значений температуры и разогрева активной области в непрерывном режиме). Последнее свидетельствует в пользу одного из электронных механизмов падения эффективности с током [15–18]. Однако слабая зависимость квантовой эффективности от температуры рабочей области не означает второстепенности теплового фактора. Во-первых, повышение температуры ведет к дрейфу координат цветности и индекса цветопередачи полупроводниковых источников света [19], а во-вторых, — к экспоненциальному росту вероятности катастрофических отказов и снижению рабочего ресурса (обычно время, за которое мощность излучения падает ниже 0.7 от первоначального значения) [20].

Переходя к экспериментальному исследованию тепловых процессов в светодиодном кристалле, оценим вначале общее тепловое сопротивление прибора и вклад в него отдельных элементов конструкции. Упрощенная (одномерная) тепловая модель обычно использует эквивалентную схему, включающую последовательную цепочку звеньев $R_i C_i$ (по аналогии с электрическими

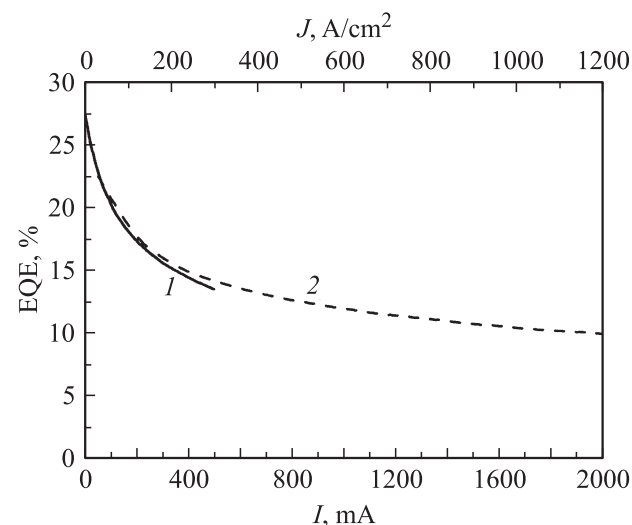


Рис. 4. Зависимости внешнего выхода EQE от тока в непрерывном (1) и импульсном (2) режимах работы.

цепями), где R_i — тепловое сопротивление и C_i — теплоемкость отдельного звена. Исходя из элементов конструкции прибора и технологии монтажа, можно выделить (рис. 1, *b*) следующие 3 звена тепловой цепи светодиода: от p - n -перехода до платы-носителя R_{j-c} , от платы-носителя до металлического основания корпуса R_{c-b} , от основания корпуса до внешнего радиатора R_{b-r} , и соответственно с общим тепловым сопротивлением

$$R_{j-r} = R_{j-c} + R_{c-b} + R_{b-r}.$$

Значения тепловых сопротивлений отдельных звеньев и суммарная величина определялись по методу переходных электрических характеристик, а именно релаксации прямого напряжения с использованием прибора Thermal Transient Tester (T3Ster, model 2000/100). Предварительный этап включает калибровку — нахождение температурного коэффициента прямого напряжения TCU_f . Для AlInGaN-приборов в диапазоне температур 300–450 К и при малых токах смещения 10–20 мА он составляет $-(1.9-2.2)$ мВ/К. Затем из анализа кривой релаксации U_f , связанной с охлаждением при переключении с большого рабочего тока на малый измерительный ток, рассчитываются тепловые сопротивления элементов цепи. Обычно анализируется дифференциальная структурная функция, определяемая как производная суммарной теплоемкости по суммарному тепловому сопротивлению

$$K(R_\Sigma) = \frac{dC_\Sigma}{dR_\Sigma}.$$

На рис. 5 приведен пример такой функции с расчетом тепловых сопротивлений, выполненным программным обеспечением прибора T3Ster. Как видно из приведенного графика, полное тепловое сопротивление R_{th} от p - n -перехода до радиатора R_{j-r} составляет около 30 К/Вт, причем основная его часть приходится на кремниевую плату-носитель с монтажными слоями. Исходя из полученного значения теплового сопротивления, можно определить температуру перегрева активной области: $\Delta T = P_{diss} R_{j-r} \approx 57$ К (для режима $I = 350$ мА, $P_{diss} \approx 1.9$ Вт).

Сравним полученный результат с непосредственной оценкой температуры в различных участках активной области, полученной при ИК „mapping“. На вставке к рис. 6 представлены цифровые ИК изображения области p -контакта излучающего кристалла: слева — в случае отсутствия тока через диод и внешнем нагреве ($I = 0$, $T_r = 50^\circ\text{C}$), справа — в случае саморазогрева при подаче постоянного тока и фиксируемой температуре радиатора ($I = 350$ мА, $T_r = 25^\circ\text{C}$). Как уже отмечалось, интенсивность ИК излучения, регистрируемая камерой ПЗИ-микроскопа в данной точке изображения, зависит от температуры и пропорциональна излучательной способности материала; с учетом надлежащей калибровки интенсивность излучения пересчитывается в абсолютную температуру. Зависимость температуры от координаты для одного из поперечных сечений области

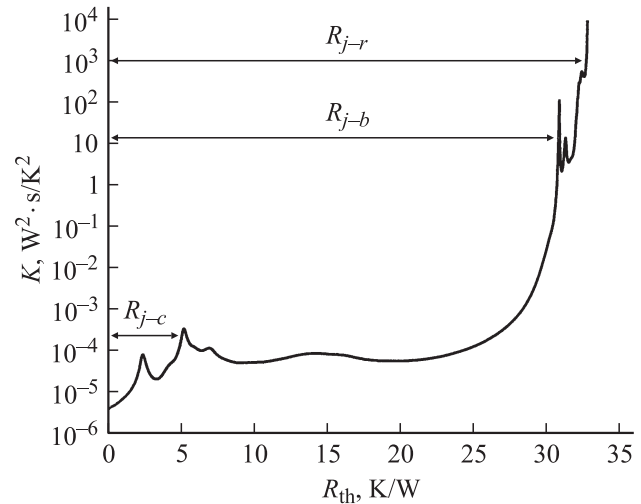


Рис. 5. Тепловое сопротивление светодиода в целом и отдельных его элементов, рассчитанное из дифференциальной структурной функции (прибор T3Ster).

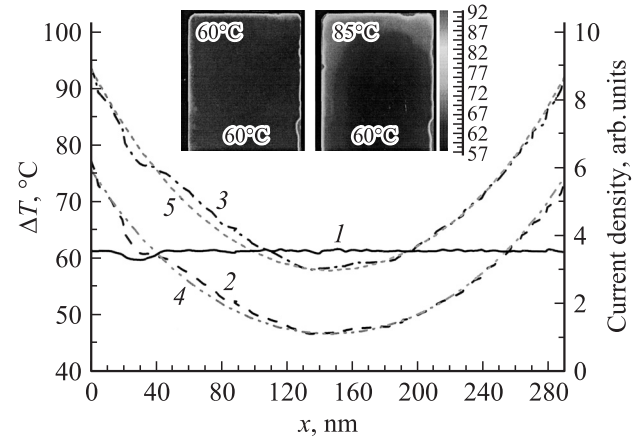


Рис. 6. Профили распределения температуры по поперечному сечению p -контакта для: 1 — внешний нагрев $I = 0$; 2 — рабочий ток $I = 300$ мА; 3 — $I = 350$ мА. Кривые 4 и 5 (правая ось ординат) — расчетные профили распределения плотности тока для $I = 300$ и 350 мА соответственно.

p -контакта для нескольких значений токов показана на графике рис. 6. Поскольку толщина слоя GaN между p -контактом и p - n -переходом не более 0.15 мкм, можно считать температурные распределения по p -контакту и активной области практически совпадающими.

Как из фотографий на вставках к рис. 6, так и из хода кривых на графике хорошо видно, что в случае внешнего нагрева (кривая 1) температурное распределение по площади p -контакта практически однородно, в то время как при саморазогреве (2, 3) температура по периферии p -контакта, граничащей с n -контактом, заметно выше, чем в центральной зоне. Представляется интересным сравнить экспериментально наблюдаемое температурное распределение с расчетными значениями распределения плотности тока, показанными на графике

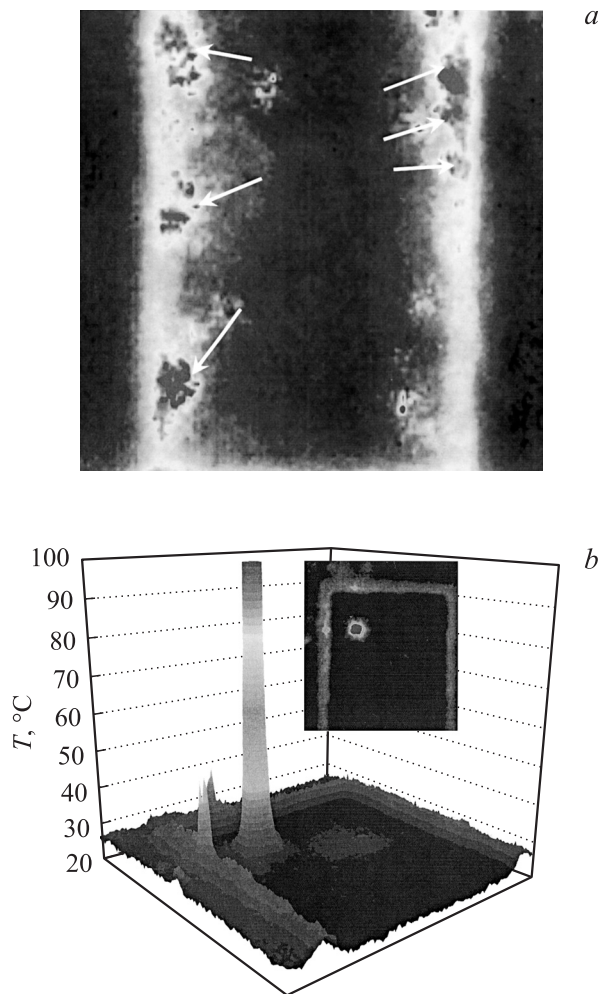


Рис. 7. Каналы токовой утечки, вызванные дефектами светодиодной структуры: *a* — инфракрасная цифровая фотография каналов токовой утечки по поверхности p - n -перехода, выходящей на склон мезоструктуры; стрелками показаны локально перегретые области; *b* — температурный „mapping“ области p - n -перехода после микропробоя, вызванного статическим электричеством. На вставке — инфракрасная цифровая фотография канала: диаметр токового шнура ~ 30 мкм.

кривыми 4, 5. Можно отметить высокую степень корреляции профиля распределения температуры и профиля распределения плотности тока по сечению p - n -перехода (небольшой провал на левом плече температурных кривых имеет „искусственный“ характер — дефект поверхности, слегка меняющий излучательную способность). Указанная корреляция дает основание для вывода о том, что условия теплоотвода одинаковы по всей площади p - n -перехода, а развивающаяся в данной точке температура определяется количеством тепла, выделяемого за счет доминирующей безызлучательной рекомбинации в активной области (как видно из рис. 4, квантовый выход излучения при указанных плотностях тока падает до 15%). Отметим, что ИК „mapping“ дает более правильную картину распределения плотности

тока, чем распределение собственной электролюминесценции. Последнее обусловлено тем, что температура в заданной точке при доминировании безызлучательной рекомбинации как источника тепла прямо пропорциональна плотности тока $T \propto J$, а интенсивность собственной люминесценции — произведению плотности тока на внешний квантовый выход, который является функцией плотности тока $I_{el} \propto J \eta_{ext} f(J)$ (эффект „сглаживания“). Таким образом, именно ИК „mapping“ отображает истинную картину распределения плотности тока по кристаллу, которую следует использовать при расчетах конструкции светодиода, в особенности геометрии контактов.

Что касается перепада температур по поперечному сечению, то при большом уровне возбуждения $I = 350$ мА, $P_{diss} = 1.9$ Вт он может достигать значительной величины $\Delta T \approx 30^\circ\text{C}$ при смещении от центра к границе p -контакта (расстояние $D \approx 150$ мкм). Абсолютные значения температуры составляют $T_{abs} \approx 90^\circ\text{C}$ по периферии и $T_{abs} \approx 60^\circ\text{C}$ в центре p -контакта. Расчетное значение температуры p - n -перехода, если исходить из вышеприведенного значения теплового сопротивления $R_{j-r} = 30$ К/Вт, составляет $T_{abs} \approx 80^\circ\text{C}$. Данная величина укладывается в диапазон значений, получаемых по методу ИК микроскопии, но, как и следовало ожидать, меньше наиболее опасного максимального значения. Последнее обстоятельство необходимо учитывать при выборе допустимых режимов работы приборов, особенно при оценке прогнозируемого ресурса.

Благодаря высокой чувствительности к локальным изменениям температуры метод ИК микроскопии может применяться для выявления дефектных областей и исследования процессов деградации, поскольку они часто связаны с возникновением локальных токов утечки и соответственно с локальным повышением температуры. Так, нами были выявлены по крайней мере два различных механизма отказа приборов, иллюстрируемых рис. 7. На рис. 7, *a* показано развитие токовых утечек за первые сотни часов наработки по незащищенной поверхности p - n -перехода, выходящей на склон мезоструктуры. Причины таких утечек окончательно не ясны, но могут быть связаны с недостаточной степенью очистки поверхности от химических реактивов или с выделением свободного галлия. На рис. 7, *b* показан другой вид отказа — канал токовой утечки, возникший при пробое под действием статического электричества. „Горячий“ канал диаметром 20–30 мкм может возникнуть в любом месте по площади p - n -перехода, плотность тока в нем такова, что перегрев относительно соседних областей достигает ~ 100 К.

5. Заключение

По сравнению с другими способами исследования тепловых процессов в мощных полупроводниковых светодиодах предложенный метод ИК тепловизионной ми-

микроскопии обладает заметными преимуществами. Вместо усредненной оценки температуры активной области он дает высокоточный температурный „mapping“ с пространственным разрешением ~ 3 мкм и абсолютной погрешностью определения температуры ~ 2 К. Помимо информации о температурных полях открывается возможность получения экспериментальной картины распределения плотности тока в приборах с целью оптимизации конструкции: геометрии контактов, теплового интерфейса и др. В то же время детальное представление о тепловых процессах, развивающихся в результате саморазогрева, позволяет уточнить предельные режимы работы и интерпретацию результатов ускоренных испытаний.

Экспериментальное исследование тепловых процессов в высокоомощных флип-чип AlGaInN-светодиодах показало, что при высоких уровнях возбуждения даже в оптимизированных конструкциях приборов возникают тепловые градиенты, достигающие нескольких десятков градусов в пределах площади p – n -перехода.

С другой стороны, метод ИК тепловизионной микроскопии позволяет исследовать деградационные процессы, связанные с дефектами структуры или нарушениями технологического процесса, приводящими к появлению локальных каналов токовой утечки.

Работа выполнена в рамках программы фундаментальных исследований президиума РАН № 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“.

Список литературы

- [1] M.G. Craford. *Proc. 1st Int. Conf. on White LEDs and Solid State Lighting: White LEDs-07* (Tokyo, Japan, Nov. 26–30, 2007) p. 5.
- [2] Phlatlight PT120 Projection Chipset. Website: <http://www.luminus.com/content1092>.
- [3] O.B. Shchekin, J.E. Epler, T.A. Trottier, T. Margalith, D.A. Steigerwald, M.O. Holcomb, P.S. Martin, M.R. Kramers. *Appl. Phys. Lett.*, **89** (7), 1109 (2006).
- [4] X. Guo, E.F. Schubert. *Appl. Phys. Lett.*, **78** (21), 3337 (2001).
- [5] M. Shatalov, G. Simin, V. Avidarahan, A. Chitnis, S. Wu, R. Pachipulusu, V. Mandavilli, K. Simin, J. Zhang, J. Yang, A. Khan. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41** (8), 5083 (2002).
- [6] Y. Xi, E.F. Schubert. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (12), 2163 (2004).
- [7] Y. Xi, J.-Q. Xi, Th. Gessmann, J.M. Shah, J.K. Kim, E.F. Schubert, A.J. Fischer, M.H. Crawford, K.H.A. Bogart, A.A. Allerman. *Appl. Phys. Lett.*, **86** (3), 1907 (2005).
- [8] А.Л. Закгейм, Д.А. Закгейм, И.П. Смирнова, И.В. Рожанский, С.А. Гуревич, Е.Д. Васильева, Г.В. Иткинсон. *Тез. докл. 4-й Всерос. конф. „Нитриды галлия, индия, алюминия — структуры и приборы“* (СПб, Россия, 2005) с. 128.
- [9] G.A. Onushkin, A.L. Zakgeim, D.A. Zakgeim, I.V. Rozhansky, A.F. Tsatsulnikov, W.V. Lundin, D.S. Sizov. *Phys. Status Solidi C*, **3** (6), 2149 (2006).
- [10] V.K. Maluyutenko, O.Yu. Maluyutenko, A.V. Zinovchuk, A.L. Zakgeim, D.A. Zakgeim, I.P. Smirnova, S.A. Gurevich. *Proc. SPIE*, **5941**, 59411K-1 (2005).

- [11] D.A. Zakgeim, I.P. Smirnova, E.M. Arakcheeva, M.M. Kulagina, V.W. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, A.V. Sakharov, A.V. Fomin, A.L. Zakgeim, E.D. Vasil'eva, G.V. Itkinson. *Phys. Status Solidi C*, **1** (10), 2401 (2004).
- [12] Д.А. Закгейм, И.П. Смирнова, И.В. Рожанский, С.А. Гуревич, М.М. Кулагина, Е.М. Аракчеева, Г.А. Онушкин, А.Л. Закгейм, Е.Д. Васильева, Г.В. Иткинсон. *ФТП*, **39** (7), 885 (2005).
- [13] В.М. Базовкин, А.А. Гузев, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курышев, А.С. Ларшин, В.Г. Половинкин. *Прикл. физика*, **2**, 97 (2005).
- [14] T.A. Davis. *UMFPACK User Guide*, Website: [http://www.cise.ufl.edu/research/sparse/umfpack/\(1994-2009\)](http://www.cise.ufl.edu/research/sparse/umfpack/(1994-2009))
- [15] А.А. Ефимов, Н.И. Бочкарева, Р.И. Горбунов, Д.А. Лавринович, Ю.Т. Ребане, Д.В. Тархин, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **40** (5), 656 (2006).
- [16] И.В. Рожанский, Д.А. Закгейм. *ФТП*, **40** (7), 861 (2006).
- [17] Y.C. Shen, G.O. Mueller, S. Watanabe, N.F. Gardner, A. Munkholm, M.R. Krames. *Appl. Phys. Lett.*, **91** (14), 1101 (2007).
- [18] J. Xu, M.F. Schubert, A.N. Noemaun, D. Zhu, J.K. Kim, E.F. Schubert, M.H. Kim, H.J. Chung, S. Yoon, C. Sone, Y. Park. *Appl. Phys. Lett.*, **94** (1), 113 (2009).
- [19] S.S. Chhajed, Y. Xi, Y.-L. Li, Th. Gessman, E.F. Shubert. *J. Appl. Phys.*, **97** (05), 4506 (2005).
- [20] Luxeon Reliability. Application Brief AB25. Website: <http://www.philipslumileds.com/pdfs/RD25.pdf>.

Редактор Т.А. Полянская

Investigation of thermal processes in high-power AlInGaN flip-chip LEDs using IR-thermovision microscopy

A.L. Zakgeim, G.L. Kuryshev*, M.N. Mizerov, V.G. Polovinkin*, I.V. Rozhansky⁺, A.E. Chernykov

Submicron Heterostructures for Microelectronics Research & Engineering Center, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

* Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

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

Abstract Results of detail experimental study of temperature 2D distribution in high-power AlInGaN flip-chip LEDs due to self-heating at high excitation level are presented. Used method of IR-thermovision microscopy enables a direct measurement of the temperature fields in the p – n -junction area at high spatial resolution of ~ 3 μ m with a high degree of absolute accuracy ~ 2 K. It has been demonstrated that in large emitting dies at high excitation levels may occur considerable temperature gradients, due to current crowding effect over the active area. Phenomena of strong temperature nonuniformity should be taken into account when designing LEDs and assigning the permissible operating conditions. Also, IR-thermovision microscopy allows to detect microdefects causing current leakage channels and potentially dangerous in terms of reliability of the devices.