

Расчет и анализ распределений плотности тока и температуры по площади структуры InGaN/GaN мощных светодиодов

© В.А. Сергеев[†], А.М. Ходаков

Ульяновский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 432011 Ульяновск, Россия

(Получена 18 июня 2008 г. Принята к печати 23 апреля 2009 г.)

Рассмотрена тепловая модель мощного светодиода InGaN/GaN, учитывающая экспоненциальную зависимость плотности тока и плотности мощности, рассеиваемой активной областью гетероструктуры, от температуры. Итерационным методом решена система уравнений, включающая стационарное уравнение теплопроводности с адиабатными условиями второго рода на боковых границах гетероструктуры и уравнения термогенерации, при условии постоянства средней плотности тока по активной области структуры. Найдены зависимости максимального и среднего перегрева по активной области структуры от величины рабочего тока и температуры окружающей среды для двух моделей теплоотвода: полубесконечного и ограниченного.

1. Введение

При анализе тепловых свойств мощных светоизлучающих диодов (СИД) обычно полагают, что температура и плотность мощности однородно распределены в плоскости гетероперехода [1,2]. Однако даже при однородном распределении источников тепла в структуре в результате неравномерного отвода тепла от ее различных частей распределение температуры будет неоднородным [3]. Экспоненциальная зависимость плотности тока от температуры приводит к перераспределению плотности мощности в структуре и увеличению этой неоднородности. Заметим, что внутренняя квантовая эффективность гетеропереходных СИД с ростом температуры уменьшается, что приводит к увеличению положительной тепловой обратной связи, поэтому полная электрическая мощность, преобразуемая в гетероструктуре в тепло, и плотность греющей мощности в более нагретых областях структуры будут возрастать. В результате действия указанных механизмов положительной тепловой обратной связи зависимость максимальной температуры гетероперехода от полного тока СИД будет нелинейной. Степень нелинейности может служить мерой неоднородности плотности мощности и температуры в приборной структуре в качестве оценки ее качества. Наиболее сильно эти эффекты должны проявляться в структурах мощных СИД, с характерными размерами активной области в плоскости гетероперехода, во много раз превышающими толщину гетероструктуры, но расчетных оценок и анализа указанных неоднородностей для таких гетеропереходных структур в литературе не приводилось.

2. Нелинейная тепловая модель

Для расчета и анализа указанных эффектов неоднородного распределения температуры и плотности тока в структурах СИД была рассмотрена теплоэлектрическая модель гетеропереходной структуры InGaN/GaN

на сапфировой подложке, размещенной на металлическом теплоотводе. Расчетная геометрия структуры и ее состав приведены на рис. 1. Мощный СИД на основе InGaN/GaN выбран в качестве базовой модели, поскольку структуры на основе GaN являются наиболее перспективными в современной мощной полупроводниковой электронике [4,5] и исследования их тепловых свойств представляются весьма актуальными.

Как показали оценки [1], вследствие малой толщины и высокой теплопроводности слоев гетероструктуры тепловое сопротивление гетеропереход–подложка мало и им можно пренебречь по сравнению с тепловым сопротивлением подложки. Источники тепла в этом приближении будем считать распределенными на поверхности подложки, тогда тепловые процессы определяются теплопереносом в подложке и теплоотводе.

Математическая модель, описывающая тепловые процессы в рассматриваемой структуре СИД, включает в себя систему из стационарного уравнения теплопроводности и уравнения термогенерации при адиабатных условиях второго рода на боковых границах. Температурная зависимость плотности тока J в активной области светодиодной гетероструктуры определяется вольт-амперной характеристикой, выражение для которой за-

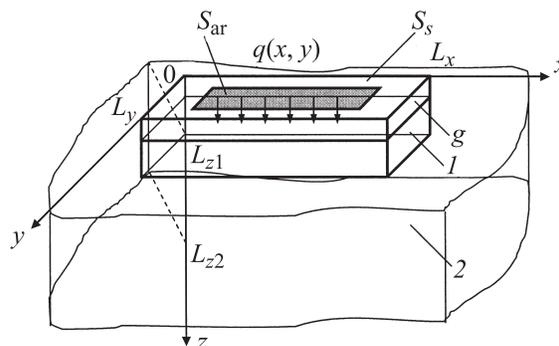


Рис. 1. Расчетная модель диодной структуры: g — гетероструктура InGaN/GaN с активной областью; 1 — сапфировая подложка; 2 — теплоотвод.

[†] E-mail: ufire@mv.ru

пишем в обобщенном виде [6]:

$$J(x, y) = C \exp \left\{ -\frac{E_g - e[U_D - \rho_n L_{\text{get}} J(U_D, T_n)]}{pk_B T_n(x, y)} \right\}, \quad (1)$$

где C — слабо зависящий от температуры параметр, U_D — прямое падение напряжения на СИД, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, $T_n(x, y)$ — температура структуры в плоскости гетероперехода, ρ_n и L_{get} — удельное сопротивление и толщина гетероструктуры соответственно, k_B — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, p — параметр, зависящий от механизма токопереноса в гетеропереходе, x, y — координаты в плоскости поверхности гетероперехода.

Плотность электрической мощности, преобразуемой в тепло на поверхности подложки, определяется формулой

$$q(x, y) = [1 - \eta(T_n)] J(U_D, T_n) U_D, \quad (2)$$

где η — внутренняя квантовая эффективность гетероструктуры, в общем случае являющаяся функцией температуры. При заданном полном постоянном токе $I_D = \text{const}$ через СИД для нахождения значения U_D необходимо по известному распределению температуры решать уравнение вида

$$\iint_{S_{\text{ar}}} J(U_D, T_n) dx dy = I_D, \quad (3)$$

где S_{ar} — площадь активной области гетероструктуры.

Изменение U_D при саморазогреве структуры приводит к различию импульсной (изотермической) и статической (неизотермической) вольт-амперных характеристик СИД, причем по характеру этого различия можно судить о характере распределения тока и температуры в приборных структурах [3]. В данной работе внутреннюю квантовую эффективность мы полагали малой и ее температурной зависимостью пренебрегали.

3. Общее решение теплоэлектрической задачи

Для нахождения распределения температуры и плотности тока по площади гетероструктуры необходимо решить стационарную задачу теплопроводности для двухслойной конструкции при температурозависимой плотности мощности поверхностных источников тепла. Рассматривались две модели теплоотвода.

1) Полубесконечный теплоотвод ($-\infty < x < \infty$, $-\infty < y < \infty$, $z > 0$), с тепловым сопротивлением на границе подложка–теплоотвод R_{sh} . Как предельный случай рассматривался идеальный теплоотвод с $R_{\text{sh}} = 0$ и температурой, равной температуре окружающей среды T_0 .

2) Теплоотвод с конечными размерами, ограниченными по осям x и y размерами подложки. На его боковых поверхностях задавались адиабатные условия, а температура нижней поверхности теплоотвода по оси z принималась равной T_0 . На границе подложка–теплоотвод задавались обычные условия сопряжения, т.е. равенства тепловых потоков и температур.

Уравнение теплопроводности для стационарного режима имеет вид

$$\Delta T_i(x, y, z) = 0, \quad (4)$$

где Δ — оператор Лапласа в декартовой системе координат, $i = 1, 2$ — номер слоя диодной структуры.

Граничные условия:

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial x} \right|_{x=0, L_x} = \left. \frac{\partial T_1}{\partial y} \right|_{y=0, L_y} = 0, \quad (5)$$

$$-\lambda_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=0} = \begin{cases} q(x, y), & (x, y) \in S_{\text{ar}} \\ 0, & (x, y) \in (S_s - S_{\text{ar}}) \end{cases},$$

для полубесконечного теплоотвода

$$-\lambda_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=L_{z1}} = \alpha_s (T_1|_{z=L_{z1}} - T_0), \quad T_2(+\infty) = T_0, \quad (7)$$

для ограниченного теплоотвода

$$\left. \frac{\partial T_2}{\partial x} \right|_{x=0, L_x} = \left. \frac{\partial T_2}{\partial y} \right|_{y=0, L_y} = 0, \quad (8)$$

$$T_1|_{z=L_{z1}} = T_2|_{z=L_{z1}}, \quad \lambda_1 \left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{z=L_{z1}} = \lambda_2 \left. \frac{\partial T_2}{\partial z} \right|_{z=L_{z1}}, \quad (9)$$

$$T_2|_{z=L_{z2}} = T_0, \quad (10)$$

где S_s — площадь верхней поверхности гетероструктуры, λ_1 — коэффициент теплопроводности гетероструктуры, который принимаем равным коэффициенту теплопроводности подложки, λ_2 — коэффициент теплопроводности теплоотвода, $\alpha_s = 1/(R_{\text{sh}} S_s)$, $R_{\text{sh}} = 1/(\sqrt{S_s} \lambda_2)$ [7].

Система уравнений (4)–(10) решалась применением косинус-преобразования Фурье по координатам x и y [8]. В результате было получено следующее общее выражение для температуры перегрева верхней поверхности гетероструктуры:

$$\Delta T(x, y, 0) = T_n - T_0 = \frac{2}{\lambda_1 L_x L_y}$$

$$\times \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} q_{nm} A_{nm} B_{nm} \cos(n\pi x/L_x) \cos(m\pi y/L_y), \quad (11)$$

где

$$q_{nm} = \iint_{S_s} q(x, y) \cos(n\pi x/L_x) \cos(m\pi y/L_y) dx dy,$$

$$\gamma_{nm}^2 = (n\pi/L_x)^2 + (m\pi/L_y)^2,$$

$$A_{nm} \gamma_{nm} = \begin{cases} 1/2, & n = 0 \text{ и } m = 0, \\ 1, & n = 0 \text{ или } m = 0, \\ 2, & n \neq 0 \text{ и } m \neq 0, \end{cases}$$

а коэффициенты разложения B_{nm} для полубесконечного теплоотвода есть

$$B_{nm} = \frac{\alpha_s \operatorname{sh}(\gamma_{nm}L_{z1}) + \gamma_{nm}\lambda_1 \operatorname{ch}(\gamma_{nm}L_{z1})}{\alpha_s \operatorname{ch}(\gamma_{nm}L_{z1}) + \gamma_{nm}\lambda_1 \operatorname{sh}(\gamma_{nm}L_{z1})},$$

для ограниченного теплоотвода

$$B_{nm} = \frac{\operatorname{ch}(\gamma_{nm}L_{z1}) \operatorname{sh}[\gamma_{nm}(L_{z2} - L_{z1})] + K_\lambda \operatorname{sh}(\gamma_{nm}L_{z1}) \operatorname{ch}[\gamma_{nm}(L_{z2} - L_{z1})]}{\operatorname{sh}(\gamma_{nm}L_{z1}) \operatorname{sh}[\gamma_{nm}(L_{z2} - L_{z1})] + K_\lambda \operatorname{ch}(\gamma_{nm}L_{z1}) \operatorname{ch}[\gamma_{nm}(L_{z2} - L_{z1})]},$$

$$K_\lambda = \lambda_2/\lambda_1.$$

При подключении СИД к источнику тока полный ток, поступающий в структуру, поддерживается постоянным, поэтому для средней плотности тока по активной области структуры должно выполняться условие

$$\overline{J(x, y)} = \frac{1}{S_{ar}} \iint_{S_{ar}} J(x, y) dx dy = \text{const} \quad (12)$$

при любом распределении температуры по площади гетероперехода. Для учета тепловой обратной связи необходимо совместное решение уравнений (1) и (11) при условии (12). Это решение находилось численным итерационным методом. В качестве начального значения величина плотности тока во всех точках структуры предполагалась одинаковой и равной средней плотности тока в структуре $\bar{J}_0 = I_D/S_{ar}$. Переменный шаг по напряжению U_D на каждой итерации находился из условия сходимости алгоритма $(J_r/J_{r-1}) < 1$, или с учетом (1) при $\rho_n = 0$:

$$\Delta U_{Dr} = U_{Dr-1} - U_{Dr} = (U_{Dr-1} - E_g) \left(1 - \frac{T_{r-1}}{T_{r-2}}\right) - pk_B T_{r-1} \ln \left(1 - \frac{\varepsilon_0}{1 + \varepsilon_{r-1}}\right),$$

где r — номер итерации, ε_0 — точность расчета, $\varepsilon_r = (\overline{J(x, y)}_r / \bar{J}_0) - 1$.

Найденное значение U_D использовалось для вычисления плотности тока по формуле (1), затем определялись коэффициенты разложения температуры (11) и находилось новое распределение температуры по площади структуры. Процедура повторялась до тех пор, пока новое значение средней плотности тока, рассчитанное по формуле (12), не отличалось от начального \bar{J}_0 на величину заданной точности ε_0 .

4. Расчет и анализ полученных зависимостей

При проведении расчетов был выбран индикаторный мощный светодиод InGaN/GaN, параметры которого представлены в работе [1]. Размеры светодиодной структуры с подложкой составляют $L_x \times L_y \times L_{z1} = 0.34 \times 0.34 \times 0.102$ мм, ее активной области $l_x \times l_y = 0.24 \times 0.24$ мм. В качестве подложки использовался

сапфир с $\lambda_1 = 0.035$ Вт · мм⁻¹ · К⁻¹. В качестве материала теплоотвода выбиралась медь, с коэффициентом теплопроводности $\lambda_2 = 0.390$ Вт · мм⁻¹ · К⁻¹. Электрофизические характеристики гетероструктуры: $E_g = 3.4$ эВ, $\rho_n = 0.83\text{--}1.67$ Ом · мм [9]. Расчеты проводились для нескольких значений температуры окружающей среды, взятых из диапазона $T_0 = 240\text{--}340$ К.

На рис. 2 и 3 представлены распределения плотности тока и температуры для центрального ($y = 0.17$ мм)

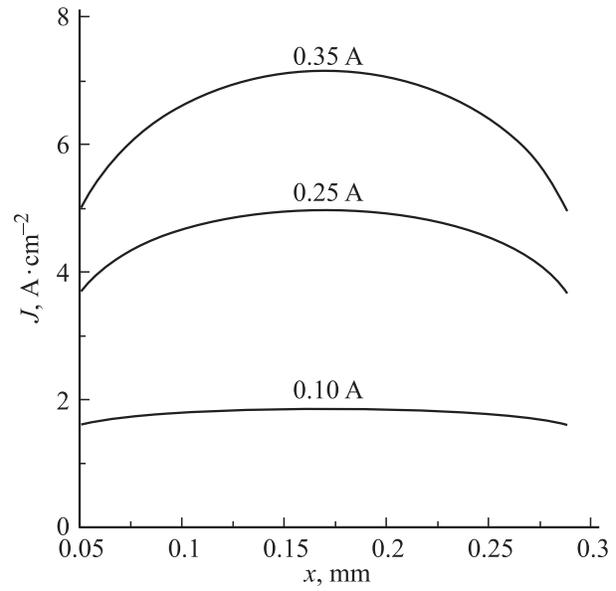


Рис. 2. Распределение плотности тока по активной области гетероструктуры при токе $I_D = 0.1, 0.25, 0.35$ А. Идеальный теплоотвод, $T_0 = 290$ К.

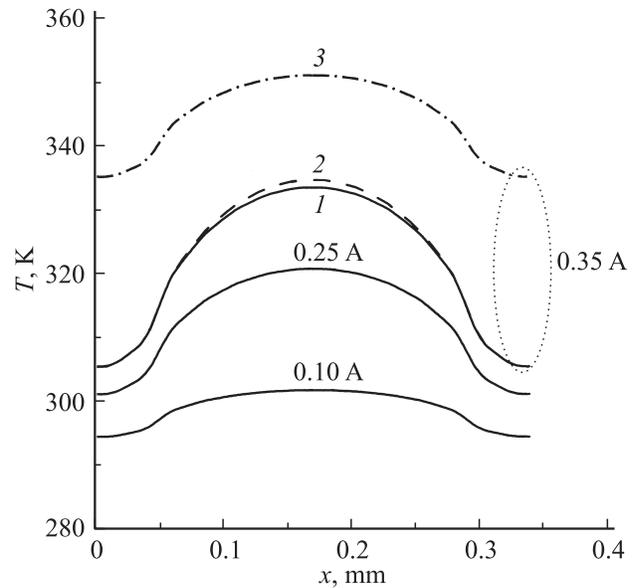


Рис. 3. Распределение температуры по верхней поверхности гетероструктуры при токе $I_D = 0.1, 0.25, 0.35$ А. Полубесконечный теплоотвод: 1 — идеальный, 2 — медь; 3 — ограниченный теплоотвод из меди толщиной 2 мм. $T_0 = 290$ К.

сечения активной области структуры, там где плотность мощности и температура принимают максимальные значения (рис. 4). Увеличение полного тока в структуре приводит к возрастанию неоднородности плотности тока по активной области. Расчеты показывают (рис. 5), что при возрастании средней плотности тока с 2 до 6 А/мм² степень неоднородности распределения температуры, равная отношению максимального перегрева к среднему по структуре, $\delta_T = \Delta T_{\max}/\Delta T_{\text{ав}}$, увеличивается на 6% для варианта с идеальным теплоотводом. Без учета тепловой обратной связи степень неоднородности распределения температуры не зависит от плотности тока и в модели полубесконечного теплоотвода составляет 1.61. Для модели полубесконечного теплоотвода степень неоднородности распределения температуры становится меньше при переходе от случая с ненулевым сопротивлением R_{sh} к случаю с идеальным теплоотводом, но это уменьшение

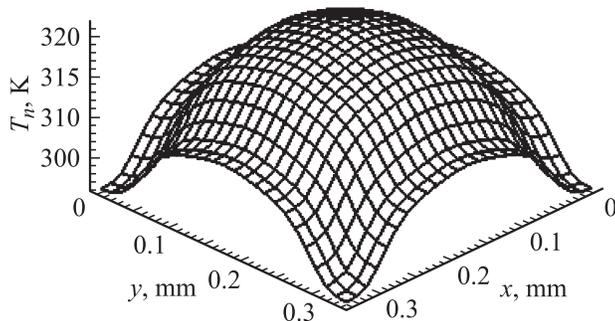


Рис. 4. Температура верхней поверхности гетероструктуры. $I_D = 0.25$ А, $T_0 = 290$ К.

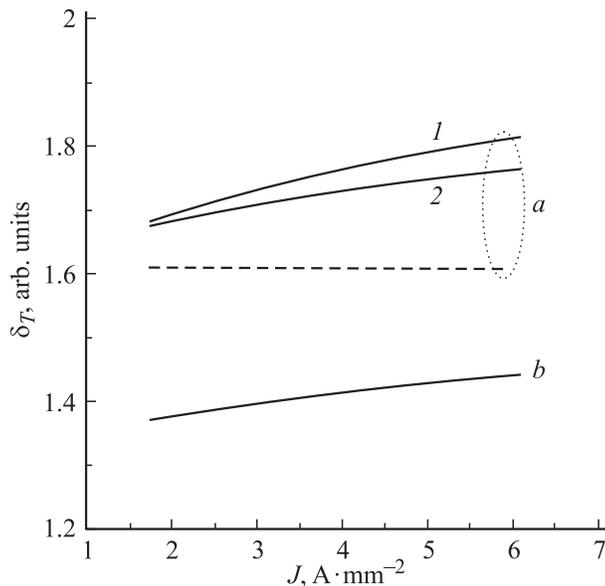


Рис. 5. Зависимости неоднородности температуры от средней плотности тока при температурозависимой (сплошная линия) и температурнезависимой (штриховая) плотности мощности: *a* — полубесконечный теплоотвод (*1* — медный, *2* — идеальный); *b* — ограниченный теплоотвод из меди толщиной 2 мм. $T_0 = 290$ К.

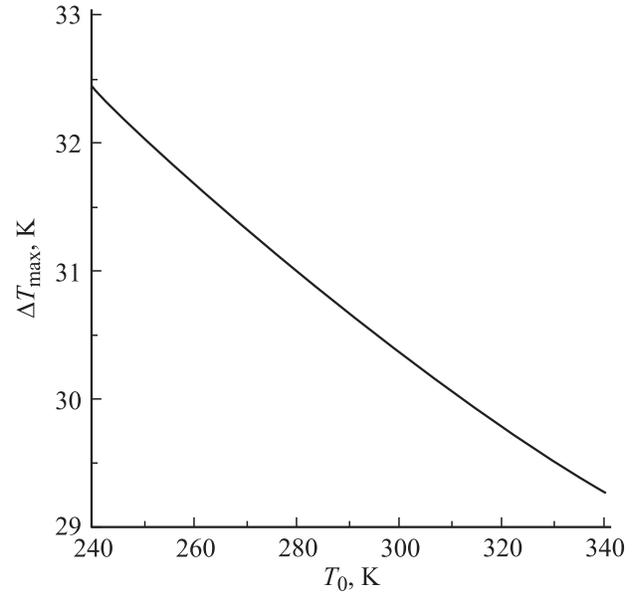


Рис. 6. Максимальный перегрев поверхности гетероструктуры в зависимости от температуры окружающей среды. Идеальный теплоотвод, $I_D = 0.25$ А.

невелико ($\sim 3\%$ для средней плотности тока 6 А/мм²) и значительно меньше (в ~ 1.2 раза), чем аналогичное изменение δ_T при переходе к модели с ограниченным теплоотводом. Однако для модели ограниченного теплоотвода наряду с уменьшением степени неоднородности увеличиваются максимальный и средний перегревы верхней поверхности структуры диода.

Крутизна уменьшения напряжения эмиттер–база с увеличением средней температуры поверхности структуры составляет 3.0 мВ/К. Повышение температуры окружающей среды в рассматриваемых моделях должно приводить к уменьшению неоднородности распределения температуры и плотности тока по поверхности структуры СИД. Расчеты показали, что при увеличении температуры окружающей среды от 240 до 340 К максимальный перегрев поверхности структуры при токе $I = 250$ мА снижается на 3 К для случая идеального теплоотвода (рис. 6), при этом степень неоднородности по температуре не изменяется, а для модели ограниченного теплоотвода это снижение будет еще меньше.

5. Заключение

Полуаналитическая модель решения нелинейной задачи с температурозависимой плотностью тока гетероструктуры мощного светодиода позволила оценить степень неоднородности плотности тока и температуры в зависимости от рабочего тока СИД и температуры окружающей среды. Расчеты показали, что степень неоднородности температуры квазилинейно возрастает при увеличении полного тока. В модели ограниченного теплоотвода с адиабатными граничными условиями степень неоднородности температуры при равных рабочих токах

существенно меньше, чем в модели полубесконечного теплоотвода, что объясняется более неравномерным нагревом объема структуры диода в последнем случае. Следует отметить, что значения максимального и среднего перегрева активной области реальных структур будут отличаться от полученных в работе в сторону увеличения в результате:

— джоулева разогрева пассивных областей гетероструктуры протекающим прямым током и его растеканием в зависимости от сложных геометрий контактных площадок;

— зависимости квантовой эффективности светодиода от рабочего тока светодиода, его температуры, размеров и материала теплоотвода;

— температурной зависимости коэффициентов теплопроводности материалов структуры и конструкции СИД.

Учет указанных факторов представляет отдельные задачи, которые могут быть решены на основе предложенной расчетной методики.

Список литературы

- [1] А.А. Ефремов, Н.И. Бочкарева, Р.И. Горбунов, Д.А. Лавринович, Ю.Т. Ребане, Д.В. Тархин, Ю.Г. Шретер. *ФТП*, **40**, 621 (2006).
- [2] 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**, 885 (2005).
- [3] Г.А. Сукач, П.С. Смертенко, П.Ф. Олексенко, С. Накамура. *ЖТФ*, **71** (4), 76 (2001).
- [4] *Group III Nitride Semiconductor Compounds: Physics and Applications*, ed. by V. Gil (Oxford, 1998).
- [5] Ю.Г. Шретер, Ю.Т. Ребане, В.А. Зыков, В.Г. Сидоров. *Широкозонные полупроводники* (СПб., Наука, 2001).
- [6] Л.М. Коган. *Полупроводниковые светоизлучающие диоды* (М., Энергоатомиздат, 1983).
- [7] Д.И. Закс. *Параметры теплового расчета полупроводниковых микросхем* (М., Радио и связь, 1983).
- [8] Э.М. Карташов. *Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел* (М., Высш. шк., 1985).
- [9] R.K. Crouch, W.J. Debnam, A.L. Fripp. *J. Mater. Sci.*, **13**, 2358 (1978).

Редактор Л.В. Шаронова

Calculation and the analysis of current density and temperature distributions on the area of InGaN/GaN structure of high power light-emitting diodes

V.A. Sergeev, A.M. Hodakov

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Ulyanovsk branch), Russian Academy of Sciences, 432011 Ulyanovsk, Russia

Abstract The heat model of the InGaN/GaN powerfull light emitting diode taking into account exponential dependence of current density and density of power scattered by the active area of the heterostructure on temperature is reviewed. By use of the iteration method, set of equations including the stationary equation of heat conductivity with adiabatic conditions of the second kind on lateral borders of the heterostructure and the equation of thermogeneration is resolved under condition of constant average current density on the active area of the structure. Dependences of maximal and average overheating on active area of structure from operation current and an ambient temperature for two models of heat sink are found: semi-infinite and limited.